

ISSN 0004-6299

Том 100, Номер 3

Март 2023



АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 100, номер 3, 2023

Крупномасштабная конвекция в гравитационном коллапсе с переносом нейтрино в двумерных и трехмерных моделях на подробных сетках <i>А. Г. Аксенов, В. М. Четкин</i>	221
Наблюдения гидроксила в диапазоне 18 см в источнике ONSALA 1 <i>Н. Т. Ашимбаева, Е. Е. Лехт, В. В. Краснов, А. М. Толмачев</i>	233
Исследование переменности параметров Стокса и магнитного поля в G43.8–0.1 в линии OH 1665 МГц <i>Н. Т. Ашимбаева, Е. Е. Лехт, В. В. Краснов, А. М. Толмачев</i>	243
К вопросу о первоначальном содержании гелия по наблюдениям РРЛ в Орионе А <i>А. П. Цивилев, В. В. Краснов</i>	258
Анализ параметров радиопульсаров с гигантскими импульсами методом главных компонент <i>И. Ф. Малов, О. И. Малов</i>	272
Моделирование поглощения в линии H α для экзопланеты WASP-52b <i>С. С. Шарипов, И. Б. Мирошниченко, И. Ф. Шайхисламов</i>	281
Поиск солнечных источников межпланетных корональных выбросов массы с помощью обратной модели магнитодинамического взаимодействия солнечного ветра в гелиосфере <i>Д. Г. Родькин, В. А. Слемзин, Ю. С. Шугай</i>	289
Аргументы GAIA за и против гипотетического компаньона Солнца <i>О. Ю. Малков</i>	297

КРУПНОМАСШТАБНАЯ КОНВЕКЦИЯ В ГРАВИТАЦИОННОМ КОЛЛАПСЕ С ПЕРЕНОСОМ НЕЙТРИНО В ДВУМЕРНЫХ И ТРЕХМЕРНЫХ МОДЕЛЯХ НА ПОДРОБНЫХ СЕТКАХ

© 2023 г. А. Г. Аксенов^{1,*}, В. М. Чечеткин^{1,2}

¹ Институт автоматизации проектирования РАН, Москва, Россия

² Институт прикладной математики РАН, Москва, Россия

*E-mail: aksenov@icad.org.ru

Поступила в редакцию 28.09.2022 г.

После доработки 26.10.2022 г.

Принята к публикации 08.12.2022 г.

Рассматривается задача о гравитационном коллапсе ядра массивной звезды с учетом переноса нейтрино в диффузионном приближении с ограничением потоков. Для уменьшения расчетной области многомерной задачи на неподвижной расчетной сетке рассматривается ядро звезды, уже находящееся на стадии коллапса. Поскольку стадия коллапса затянута по времени в сравнении с газодинамическим временем для формирующейся протонейтронной звезды, мы рассматриваем математическую задачу для начальной конфигурации, находящейся в равновесии, и пренебрегли начальной радиальной скоростью. Давление длительное время на стадии коллапса обеспечивают релятивистские вырожденные электроны, поэтому связь давления с плотностью в начальной конфигурации описывается политропным уравнением состояния с показателем политропы $n = 3$. Целью данной работы является проверка гипотезы о независимости крупномасштабной конвекции от 2D и 3D геометрии математической задачи и параметров вычислительной сетки, а также от выбора начальной стадии гравитационного коллапса. Масштаб конвекции определяется размером области спадающей энтропии с потерями нейтрино, т.е. неравновесной нейтронизацией, и присутствием слабого начального вращения.

Ключевые слова: сверхновая, нейтронная звезда, нейтрино

DOI: 10.31857/S0004629923030015, EDN: PNDOQQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхновая (СН) — это результат эволюции звезды, заканчивающийся катастрофическим взрывным процессом. Светимость СН в районе максимума несколько дней сопоставима со светимостью целой галактики. Существуют два типа сверхновых, классифицируемых по присутствию абсорбционных линий водорода: они есть в СН типа II, их нет в СН I. Кроме того, наблюдения СН II показывают длительную стадию постоянной светимости. Если к СН I относят термоядерную СН, например такие условия взрыва возникают при перетекании массы в двойной системе белых карликов, то к СН II относится взрыв массивной звезды с массой $\geq 15 M_{\odot}$, в центре которой образуется железное ядро с массой $(1.2\text{--}1.6) M_{\odot}$ в результате термоядерного горения [1]. Давление в этом железном ядре при плотности вещества, характерном для белого карлика, обеспечивают вырожденные релятивистские электроны с показателем адиабаты $\gamma = 4/3$. Ядро

находится на границе устойчивости относительно коллапса и теряет устойчивость в результате потери энергии на нейтринное излучение (масса ядра $\leq 1.4 M_{\odot}$) либо из-за уменьшения среднего значения показателя адиабаты ниже $4/3$ в результате фотодиссоциации массивных ядер $2 M_{\odot}$ [2]. Полная энергия нейтрино получается из гравитационной энергии формирующейся нейтронной звезды с радиусом ~ 10 км, $E_{\text{gr}} \sim GM/r_{\text{NS}} \sim 10^{54}$ эрг, и высвобождается в течение нескольких секунд. Нейтрино уносят энергию 100 МэВ на нуклон, в то время как термоядерное горение может обеспечить только 8 МэВ на нуклон. Из-за разных характерных времен коллапса и кривых блеска задачи о коллапсе ядра звезды и прохождении ударной волны по остатку массивной звезды успешно разделяются. Построение математических моделей наблюдаемых кривых блеска показывает, что выделяемая энергия взрыва в центре составляет 10^{51} эрг, т.е. менее 1% от уносимой энергии ней-

трино [3]. Отсюда возникает интерес к нейтрино как двигателю взрыва коллапсирующей СН.

Нейтринные процессы в ядрах звезд впервые рассмотрены в работе [4]. Количественный вопрос поглощения энергии 1% нейтрино в предсверхновой остается нерешенной до конца задачей [3, 5, 6] из-за необходимости кинетического описания переноса нейтрино, наличия разных масштабов времени для слабого взаимодействия и газодинамического времени, многомерности задачи на фоне разных пространственных масштабов предсверхновой, нейтронной звезды и области развития неустойчивости. От указанных процессов зависят количество поглощенной энергии нейтрино и сброс оболочки, наблюдаемый как СН II. Впервые физика процесса гравитационного коллапса, пригодная для расчетов на доступных вычислительных мощностях, была сформулирована в работах [2, 7] путем введения нейтринной теплопроводности и двух областей, прозрачной и непрозрачной для нейтрино, разделенных нейтриносферой. Принципиальное ограничение подхода состоит в зависимости нейтриносферы от энергий нейтрино и их типа.

Вероятная причина неопределенности в построении модели взрыва коллапсирующей СН состоит в определяющей роли 3D неустойчивостей при коллапсе и учете конвекции. Одна область конвективной неустойчивости формируется в центре коллапсирующего ядра звезды, она является протяженной и существует в течение ≥ 10 мс, в то время как другая неустойчивая область в окрестности аккреции тонкая, но существует все время коллапса. Конвекция в центре может иметь два важных эффекта: помимо увеличения потока энергии нейтрино, центр содержит много высокоэнергичных нейтрино в сравнении с нейтрино вблизи нейтриносферы в 1D модели [8, 9]. Двумерные [10, 11] и трехмерные модели [12, 13] демонстрируют крупномасштабный характер конвекции и приводят к взрыву СН. В то же время уточненные расчеты 3D ставят под сомнение крупный масштаб конвекции и взрыв СН [14–16].

Крупномасштабная конвекция в центре звезды впервые для СН предложена в работе [17]. Начальное условие выбрано стационарным с плотностью в центре 2×10^{13} г/см³ и постоянной энтропией, за исключением центральной области с избытком энтропии. 3D расчеты газовой динамики показывают развитие крупномасштабной конвекции в неустойчивой области $g \nabla s > 0$. Конвекция в центральной области протонейтронной звезды в 3D идеальный газовой динамике с начальным реалистичным профилем удельной энтропии, соответствующей решению 1D с кинетическим переносом нейтрино, рассмотрена в работе [18, 19] без учета переноса нейтрино в 3D газовой динамике. Предположение о приме-

нимости критерия конвективной неустойчивости Шварцшильда для газовой динамики было спорным. Оказалось, помимо нейтронизации, есть потери нейтрино, и имеет место сильное вырождение [20, 21]. Тем не менее упрощенная газодинамическая модель с уравнением состояния идеального газа (идеальный газ с показателем адиабаты 4/3 точно описывает релятивистские электроны при любом вырождении, если для уравнений газовой динамики достаточно внутренней энергии, а температура не используется) позволила получить количественно правильные результаты. Конвекция развилась за газодинамическое время ~ 10 мс в центральной области $\rho_c \sim 10^{12}$ г/см³, ее масштаб крупный из-за протяженной неустойчивой центральной области, а также наличия небольшого вращения звезды. Был сделан вывод о необходимости учитывать конвекцию в расчетах коллапса, а вращение также способствует выделению длинноволновых возмущений и приближает 3D расчеты к 2D. Это было проверено как для газодинамической модели развития неустойчивости [19], так и в 3D самосогласованном расчете коллапса с учетом переноса нейтрино без учета их спектра [22]. Неравновесная нейтронизация вследствие учета процессов слабого взаимодействия при начальной высокой плотности энергии исследована в работе [23] в рамках однородной изотропной модели для функций распределения нейтрино при распадении однородного пузыря. Сделан вывод о предположительно высокой энергии при наступлении непрозрачности ≥ 40 МэВ. Это много больше энергий 10 МэВ в 1D сферически симметричной модели с излучением вблизи нейтриносферы. Задание средней энергии нейтрино в интервале 30–60 МэВ даже при неизменной светимости нейтрино обеспечивает кинетическую энергию оболочки в интервале $(1.5\text{--}50) \times 10^{51}$ эрг [18]. Это следствие пропорциональности сечения рассеяния и доли передаваемой энергии веществу средней энергии нейтрино [24–26].

Самосогласованная 2D задача о коллапсе с переносом нейтрино рассмотрена в работах [20, 21, 27] с упрощенной моделью взаимодействия нейтрино с веществом. В модели учтена газовая динамика вещества с табличным уравнением состояния, кинетика разницы чисел электронов и позитронов на нуклон, спектральная плотность энергии нейтрино. Моделирование коллапса с переносом нейтрино подтвердило развитие крупномасштабной конвекции в центре за время ~ 10 мс благодаря неравновесной нейтронизации из-за потерь части нейтрино. А учет в подходе небольшого вращения ядра привел к выделению крупномасштабных мод [22, 28]. Как показано в наших прошлых расчетах коллапса с переносом

нейтрино, конвекция в центре успевает развиться за время существования неустойчивого профиля энтропии [20, 21, 25]. Благодаря потере части нейтрино нейтронизация оказывается необратимой, реализуется сценарий неустойчивости, близкий к условию конвекции Шваршильда $\nabla_{sg} > 0$ [20, 21]. Самосогласованные аксиально симметричные 2D расчеты газодинамического коллапса со спектральным переносом энергии нейтрино с учетом конвекции [27, 29] дают энергию уходящих нейтрино на уровне 15 МэВ в соответствии с энергией Ферми вырожденных электронов в зоне развития конвекции.

Несомненно для подтверждения модели коллапса и взрыва важно наблюдение нейтрино от СН. От близкой СН 1987А зарегистрировано только 20 нейтринных событий, первые публикации указывали на высокие энергии частиц: 20–40 МэВ IMB [30], 9–35 МэВ Kamiokande-II [31], 20 МэВ Baksan-LSD [32, 33], что ближе к модели крупномасштабной конвекции, чем к сферически симметричному коллапсу ~10 МэВ. Прошло более 35 лет со взрыва СН 1987А, чтобы прояснить ситуацию с исследуемым объектом из разнообразных наблюдений. На месте взрыва не наблюдается компактный остаток типа нейтронной звезды, предсказываемой сферически симметричной моделью коллапса, который должен быть виден с помощью инструментов высокого разрешения видимого, ультрафиолетового, инфракрасного диапазонов космического телескопа Хаббл [34]. В то же время регистрация в хорошем угловом разрешении радиоизлучения частотой ≤ 10 ГГц [35] и рентгеновских линий от радиоактивных изотопов [36] указывает на несферичный взрыв. В работе [37] из оценки рентгеновского излучения при аккреции на компактный остаток вещества предсверхновой также доказано отсутствие в центре массы, отвечающей нейтронной звезде. Альтернативная модель двухстадийного коллапса быстровращающегося ядра звезды [38] дает большую скорость остающейся нейтронной звезды ~1000 км/с [39], покинувшей двойную систему после взрыва маломассивной нейтронной звезды, и также указывает на асимметрию углового распределения радиоактивных изотопов в телесный угол порядка π вместо полного телесного угла 4π [40]. Расчет нуклеосинтеза при несимметричном взрыве из-за появления струй при крупномасштабной конвекции также обеспечивает асимметричное распределение радиоактивных элементов [41]. Кроме того, среди разрабатываемых моделей СН магниторотационная модель взрыва коллапсирующего ядра звезды [42] демонстрирует нужную энергию взрыва для объяснения вспышки СН [43]. Хотя двухстадийная модель коллапса с фрагментацией вращающегося ядра звезды на две нейтронной звезды пока не

подтверждена расчетом формирования двух нейтронных звезд при коллапсе, а магниторотационная модель предполагает вмороженность магнитного поля без учета конечной проводимости плазмы, следует отметить ожидание больших средних энергий уходящих нейтрино при несферичном взрыве. Работа по оценке регистрации нейтрино от коллапсирующей СН II на строящихся установках [44] допускает даже энергии нейтрино 25–50 МэВ. Также заметим, что несферичный взрыв коллапсирующей СН вызывает интерес в качестве объекта новой области экспериментальной физики, регистрации гравитационных волн [45]. Перспектива регистрации такого излучения хорошая только в случае деления образующегося компактного объекта типа нейтронной звезды (либо слиянии двух нейтронных звезд в ротационном механизме двухстадийного коллапса [46]). Нестационарное аксиально симметричное сжатие (и даже образование слаборелятивистских струй газа), характерное для крупномасштабной конвекции, обеспечивает гравитационное излучение на несколько порядков меньше, чем слияние нейтронных звезд [47, 48].

В проведенных расчетах [29] из-за ограниченных возможностей вычислительной сетки в задаче с учетом переноса нейтрино мы предполагали, что масштаб конвекции определяется областью неравновесной нейтронизации и наличием вращения. Цель данной работы – продемонстрировать независимость характера конвекции от параметров расчетной сетки, размерности задачи 2D, 3D и выбора начальных данных.

2. 2D И 3D МОДЕЛИ КОНВЕКЦИИ ПРИ КОЛЛАПСЕ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ЯДРА ЗВЕЗДЫ

Физическая задача о гравитационном коллапсе в неподвижных Эйлеровых координатах, (\mathbf{r}, t) , включает в себя уравнение для числа барионов,

$$\frac{\partial \rho/m_p}{\partial t} + \text{div} \left(\frac{\rho/m_p}{\mathbf{v}} \right) = 0, \quad (1)$$

уравнение для разницы концентраций электронов и позитронов,

$$\frac{\partial \Delta n_e}{\partial t} + \text{div}(\Delta n_e \mathbf{v}) = \dot{Y}_e \rho/m_p, \quad (2)$$

уравнение для импульса вещества (передача энергии между нейтрино и веществом не важна из-за нерелятивистской скорости вещества). Скорости всех компонентов с ненулевой массой предполагаются равными, а для безмассовых частиц присутствует перенос энергии. Закон сохранения импульса вещества,

$$\frac{\partial \rho v_j}{\partial t} + \nabla_i \Pi_{ij}^m = \rho g_j + \rho f_j, \quad (3)$$

уравнение для плотности энергии вещества,

$$\frac{\partial \rho E_m}{\partial t} + \text{div}(E_m \rho + P_m) \mathbf{v} = \rho \mathbf{v} \mathbf{g} + \rho q_m, \quad (4)$$

с тензором плотности потока импульса $\Pi_{ij}^m = \rho v_i v_j + P_m \delta_{ij}$, $E_m = \epsilon_m + \mathbf{v}^2/2$ есть сумма удельных внутренней и кинетических энергий, и ρq_m — нагрев вещества в реакциях с нейтрино. Ускорение силы тяжести есть градиент потенциала $\mathbf{g} = -\text{grad } \Phi$, получаемого из уравнения Пуассона

$$\Delta \Phi = 4\pi G \rho. \quad (5)$$

Нейтрино сорта ν следует описывать кинетическими уравнениями Больцмана для функций распределения $f_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ в 6-мерном фазовом пространстве координат и импульсов частиц, (\mathbf{r}, \mathbf{p}) , что сделать при имеющихся вычислительных мощностях слишком сложно из-за наличия оптически плотных и прозрачных областей для нейтрино. Поэтому привлекательна модель диффузии с ограничением потоков, впервые предложенная в работе [49] для сферически симметричного коллапса. Упрощение состоит в переходе от функции распределения к спектральной плотности энергии нейтрино $\rho \epsilon_\nu(\mathbf{r}, t) = \int d\epsilon U_\nu(\epsilon)$,

$U_\nu(\epsilon) = \frac{\epsilon^3}{c^3} \int d\omega f_\nu = \frac{4\pi \epsilon^3}{c^3} f_\nu$ без учета угловой зависимости между радиусом-вектором и импульсом нейтрино. Для получения спектра уходящих нейтрино требуется ввести сетку для энергий нейтрино и использовать спектральные плотности энергии нейтрино и антинейтрино

$\Delta \rho \epsilon_{\nu, \omega} \equiv \int_{\epsilon_{\omega-1/2}}^{\epsilon_{\omega+1/2}} d\epsilon U_\nu f_\nu$ в каждом интервале сетки $(\epsilon_{\omega-1/2}, \epsilon_{\omega+1/2})$. Уравнение переноса спектральной плотности энергии есть

$$\frac{\partial \rho \Delta \epsilon_{\nu, \omega}}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla (\rho \Delta \epsilon_{\nu, \omega}) = \text{div } \Delta \mathbf{F}_{\nu, \omega} - \rho \Delta q_{m, \omega}, \quad (6)$$

где поток определяется градиентом нулевого момента, а \mathbf{v} — скорость вещества, предполагается много меньше скорости света c . В непрозрачном случае $\Delta \mathbf{F}_{\nu, \omega}^{\text{thick}} = -\frac{1}{3\chi} \text{grad } \Delta U_{\nu, \omega}$, в

прозрачном $\Delta \mathbf{F}_{\nu, \omega}^{\text{max}} = c \Delta U_{\nu, \omega}$. В произвольном случае используется интерполяция (так называемое ограничение потоков), например: $\Delta \mathbf{F}_{\nu, \omega} = \Delta \mathbf{F}_{\nu, \omega}^{\text{thick}} / (|\Delta \mathbf{F}_{\nu, \omega}^{\text{thick}}| / \Delta \mathbf{F}_{\nu, \omega}^{\text{max}} + 1)$. Нелинейное уравнение переноса для спектральной плотности энергии из диффузионного (параболического) в непрозрачной области переходит в гиперболическое (перенос) в прозрачной области.

Отдельно нейтрино и антинейтрино рассматривать не будем. Примем одинаковые функции

распределения в лабораторной и сопутствующей веществу системах отсчета ($v \ll c$), и спектр нейтрино в тепловом равновесии

$$f_\nu^{\text{eq}} = \frac{2}{(2\pi \hbar c)^3} \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\epsilon - \mu_\nu}{k T_\nu}\right)}, \quad \mu_\nu \approx \mu_e. \quad (7)$$

Нас интересует влияние конвекции на спектр исходящих нейтрино. Если интересоваться только спектром нейтрино, но не интересоваться взаимодействием выходящих нейтрино с оболочкой, можно использовать разработанную простую модель взаимодействия нейтрино с веществом [27]: спектральная плотность энергии нейтрино релаксирует к равновесному значению с температурой и химпотенциалом, определяемыми температурой вещества и химпотенциалом электронов, с характерным постоянным сечением слабого взаимодействия $\sigma_0 = 1.7 \times 10^{-40} \text{ см}^2$: $\rho \Delta q_m = c\chi (\Delta U_{\nu, \omega} - \Delta U_{\nu, \omega}^{\text{th}})$, где $\sum_\omega \Delta U_{\nu, \omega}^{\text{th}}(T_{\text{eq}}) + \rho \epsilon(\rho, T_{\text{eq}}, Y_e) = \sum_\omega \Delta U_{\nu, \omega} + \rho \epsilon$, скорость релаксации выбрана пропорциональной концентрации свободных нуклонов $c\chi \approx c\sigma_0(n_n + n_p)$. А количество электронов на нуклон (точнее разница чисел электронов и позитронов на нуклон) релаксирует к приближенному аналитическому табличному значению из работы [50], где исследовалось β -равновесие для реакций слабого взаимодействия электронов и позитронов со свободными нуклонами при условии свободного выхода нейтрино: $\dot{Y}_e = -(c\sigma_0(n_n + n_p))(Y_e - Y_e^{\text{eq}}(\rho, T(\rho, \epsilon)))$ к β -равновесию $Y_e^{\text{eq}}(\rho, T)$ из работы [50], где рассмотрены только две реакции $e^- + p \rightarrow n + \nu$, $e^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}$ со свободным выходом нейтрино. Расширение этой модели, количественно применимой только в прозрачной области около нейтриносферы, на непрозрачную область оправдывает малость диффузии нейтрино в непрозрачной области. Данная модель позволит определить спектр испускаемых нейтрино, а для точного учета их поглощения в оболочке постоянного сечения недостаточно. Уточнение модели нейтринизации, проведенное в работе [29] с помощью коррекции минимального значения равновесного числа электронов на нуклон, позволило правильно количественно описать вырождение с высокими химпотенциалами при ядерной плотности, но не повлияло ни на нейтринную светимость, ни на развитие крупномасштабной неустойчивости.

Систему уравнений замыкает уравнение состояния $P_m = P_m(\rho, \epsilon_m, Y_e)$ ядер в статистическом равновесии со свободными нуклонами: $(A_i, Z_i) \rightleftharpoons (A_i - Z_i)n + Z_i p$ (дает связь химпотенциалов $\mu_i = (A_i - Z_i)\mu_n + Z_i\mu_p$ [51]). Для электронов (и

позитронов) используется уравнение состояния ультрарелятивистских пар $k_B T \ll \rho \epsilon / m_p$, $\mu_e \gg m_e c^2$: $Y_e \rho = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{kT}{\hbar c} \right)^3 (\mu_e^3 + \pi^2 \mu_e)$, $P_e = \left(\frac{4}{3} - 1 \right) \rho \epsilon_e = \frac{1}{12\pi^2 (\hbar c)^3} \left(\mu_e^4 + 2\pi^2 \mu_e^2 (k_B T)^2 + \frac{7}{15} \pi^4 (k_B T)^4 \right)$. Фотонное излучение равновесное, чернотельное.

Для решения задачи (1)–(4) и (6) используется гидродинамический код, в основе газодинамической части которого лежит явная Годуновская схема высокого порядка точности для многокомпонентной смеси газов [52–54]. Кинетическая часть задачи, связанная с обменом энергией компонентов, расчетом числа электронов Y_e в реакциях слабого взаимодействия и диффузией энергии нейтрино рассматривается на отдельном шаге интегрирования по времени с помощью метода прямых (“Lines Method” переводит уравнения в частных производных в систему обыкновенных дифференциальных уравнений, ОДУ) и неявном методе высокого порядка точности [55] для получающейся системы жестких ОДУ. Подход, основанный на решении задачи о распаде разрыва, позволяет иметь хорошее пространственное разрешение газодинамической части задачи в области с большими градиентами и контактными разрывами на ограниченной пространственной сетке. А решение задачи о распаде разрыва без отделения вещества от нейтрино позволяет избежать дробления временных шагов интегрирования в непрозрачной области, когда задача переходит в газовую динамику, включающую нейтрино. В противном случае раздельного описания вещества и нейтрино в непрозрачной области необходимо считать много перепоглощений нейтрино, и количество временных шагов определит толщина для самой быстропротекающей реакции. Таким образом, ограничение на шаг интегрирования в непрозрачной области в явной схеме, относящейся к газодинамическому переносу, это стандартное условие устойчивости Куранта: $\Delta t \leq \Delta r / (c_s + |v|)$, включающего скорость вещества, v , и скорость звука, c_s . И только из-за прозрачной области, в которой скорость вещества и звука много меньше скорости света, сохранение точности расчетов налагает более строгое условие на временной шаг интегрирования $\Delta t \leq \Delta r / c$. В прозрачной области энергию по ячейкам расчетной сетки переносят нейтрино со световой скоростью, а не вещество, невозможно просчитывать эволюцию задачи, “перескакивая” через несколько интервалов сетки за один временной шаг, даже если бы газодинамический перенос был сделан по неявной безусловно устойчивой схеме. Другая особенность задачи – консервативность схемы при наличии большого вырождения электронов. В каж-

дом объеме пространственной сетки для построения консервативной схемы мы используем объемные плотности энергии вещества и спектральной плотности нейтрино. Это решает проблему непрозрачной области, в которой временные шаги определяет газодинамический перенос. При небольшой ошибке в определении энергии вещества получается большая погрешность в определении температуры, так что можно попасть в физически недопустимую область параметров ядерного статистического равновесия ($\rho, \rho \epsilon, Y_e$). На практике на использованной расчетной сетке удается просчитать развитие неустойчивости для сильного вырождения $\mu_e \leq 100$ МэВ при температуре вещества $kT \sim 10$ МэВ. Также газовая динамика включает перенос числа электронов на нуклон Y_e вместе с веществом в уравнении (2). В эйлеровом подходе пришлось вместо независимой переменной числа электронов на нуклон Y_e использовать плотность электронов, чтобы не попасть в физически недопустимую область в численном решении. Способ решения уравнения Пуассона (5), эффективный в 2D и 3D случаях, описан в работе [56]).

В качестве начальных данных принята связь давления и плотности, как в политропном уравнении состояния $P \propto \rho^{1+1/n}$ с индексом $n = 3$, отвечающим ультрарелятивистским электронам, с небольшим начальным вращением. Закон вращения выбран в виде постоянного отношения центробежной силы к силе тяжести (обобщение твердотельного вращения несжимаемой жидкости на случай сжимаемой) из [57]. Отношение полярного радиуса r_p к экваториальному r_{eq} выбрано 0.9, энергия вращения получилась 1.25% от гравитационной. Небольшое вращение обеспечивает аксиальную симметрию и вместе с протяженной конвективно неустойчивой областью по радиусу ($\nabla \cdot \mathbf{sg} > 0$) способствует выделению крупномасштабной конвекции, как было показано в 3D расчетах с учетом переноса нейтрино без учета их спектра [22]. В данной работе мы хотим проверить предположение о крупном масштабе конвекции, удвоив расчетную сетку по полярному углу θ . Выбранный закон дифференциального вращения (в политропном уравнении состояния угловая скорость зависит от цилиндрического радиуса и не зависит от координаты z) позволяет рассматривать сколь угодно большие энергии вращения, вплоть до тонкого диска. В начале гравитационного коллапса для ядра звезды с радиусом $\sim 10^9$ см следовало выбрать твердотельное вращение политропы $n = 3$ из-за конвекции при термоядерном прогорании водорода в железо. В мягком уравнении состояния с политропой $n = 3$ распределение массы достаточно рыхлое по пространству, плотность спадает с радиусом мед-

ленно. И максимально сильное твердотельное вращение получается при достижении на экваторе первой космической скорости с энергией вращения $E_{\text{rot}}/(-E_{\text{gr}}) = 0.009$ и моментом импульса $J_z = 6.4 \times 10^{49}$ эрг·с для массы $1.4 M_{\odot}$ [58]. В твердотельном вращении центробежная сила велика в сравнении с ускорением силы тяжести только на краю коллапсирующего ядра звезды. Выбранный дифференциальный закон вращения отвечает ядру на стадии коллапса, когда вращение играет роль по всей массе звезды. Действительно, сохранение момента импульса частиц вещества при его сжатии повышает роль центробежной силы относительно гравитации обратно пропорционально радиусу. Политропная начальная модель содержит три независимых физических параметра, например, гравитационная постоянная, G , центральная плотность, ρ_0 , и экваториальный радиус, r_{eq} . Масса ядра звезды фиксирована, $1.4 M_{\odot}$. Из-за ограничений количества интервалов по радиусу неподвижной эйлеровой расчетной сетки мы вынуждены рассматривать в начальной модели звезду, уже находящуюся на стадии коллапса. В реальности требуется разрешить формирование нейтронной звезды с радиусом ~ 10 км, начиная с радиуса звезды $\sim 10^8$ см, и проследить начальную стадию потерь энергии нейтрино, продолжающуюся несколько секунд, что значительно превышает газодинамическое время $(Gr)^{-1/2}$ для малой начальной центральной плотности $\sim 10^9$ г/см³ [24]. Для удобства рассмотрения многомерной задачи начальная модель находится в состоянии равновесия (если отключить перенос нейтрино), пренебрегли ненулевой радиальной скоростью. Начальная плотность звезды в центре при выбранной постановке — произвольный параметр задачи. В работе проведены два расчета для двух разных значений центральной плотности: $\rho_c = 1 \times 10^{12}$ г/см³ (2D расчет с учетом спектра нейтрино) и $\rho_c = 2 \times 10^{12}$ г/см³ (3D расчет без учета спектра нейтрино, а также старые работы [22, 29]). Политропа дает экваториальный радиус $r_{\text{eq}} = 3.38 \times 10^7$ см, гравитационную энергию $E_{\text{gr}} = -2.33 \times 10^{52}$ эрг, момент импульса $J_z = 1.24 \times 10^{49}$ эрг·с в первом случае и $r_{\text{eq}} = 2.68 \times 10^7$ см, гравитационную энергию $E_{\text{gr}} = -2.93 \times 10^{52}$ эрг, момент импульса $J_z = 9.87 \times 10^{48}$ эрг·с во втором. Обе начальные модели относятся к слабому вращению в сравнении с допустимым моментом импульса $J_z = 6.4 \times 10^{49}$ эрг·с ядра звезды с твердотельным вращением перед коллапсом.

Для заданных профилей плотности и давления начальных данных пересчитаны параметры T , $Y_e = Y_e^{\text{eq}}(\rho, T)$ с температурой $T = T(\rho, \epsilon = 3P/\rho)$, обеспечивающие начальное равновесие (без учета выхода нейтрино) в момент времени $t = 0$, см. рис. 1 для 2D расчета. В результате реконструкции решения в 2D задаче мы получаем снижающийся протяженный профиль энтропии $ds/dr < 0$ (рис. 1), как в сферически симметричном расчете коллапса [24]. Спадающий профиль возникает из-за нейтронизации и продолжается дольше 10 мс. Нейтронизация уменьшает число электронов Y_e на рис. 1, и удельная энергия от электронов переходит к нуклонам. Этим объясняется спадающий профиль удельной энтропии $ds/dr < 0$. В задаче о коллапсе [24] мы имели две предположительно неустойчивые области для конвекции (если использовать критерий устойчивости Шварцшильда $ds/dr < 0$ без учета нейтрино). Вторая узкая область формируется вблизи аккрецирующей ударной волны и существует долгое время. Другой критерий возникновения конвекции для газовой динамики с химическим превращением (нейтронизация вещества происходит за газодинамическое время) есть критерий устойчивости Леду [59, 60]. Оба критерия устойчивости Шварцшильда и Леду не учитывают перенос нейтрино, который оказывается важным.

Для расчетов 2D задачи в сферических координатах ($r, 0 < \theta < \pi/2$) использовалась сетка 60×60 для большей части массы (расчетная область ограничена $r \leq 0.6r_{\text{eq}}$) в предположении аксиальной симметрии $\partial/\partial\phi = 0$, и плоскости симметрии $\theta = \pi/2$. Для учета спектра нейтрино используется логарифмическая сетка из 15 интервалов до энергии 40 МэВ. Пространственная сетка при приближении к началу координат сгущается по угловой переменной, а при расчете по явной схеме действует ограничение Куранта на временной шаг $\Delta t \leq \Delta r \Delta\theta / (c_s + |v|)$. В отличие от огрубления угловой сетки в начале координат [61] мы в расчетах угловую сетку оставляем регулярной, но дробим временные шаги интегрирования по углам на несколько при приближении к началу координат и таким образом огрубляем слишком подробное описание в угловом направлении вблизи начала координат.

Граничные условия задачи. На внешней границе заданы непротекание вещества и гладкая стенка, нейтрино свободно покидают расчетную область. Несохранение z -компоненты момента импульса, связанное с ошибками аппроксимации и “схемной” вязкостью, не превышает долей процента в расчете даже для нескольких оборотов вещества в случае сильного вращении [19]. В данном расчете вращение слабое, в формиру-

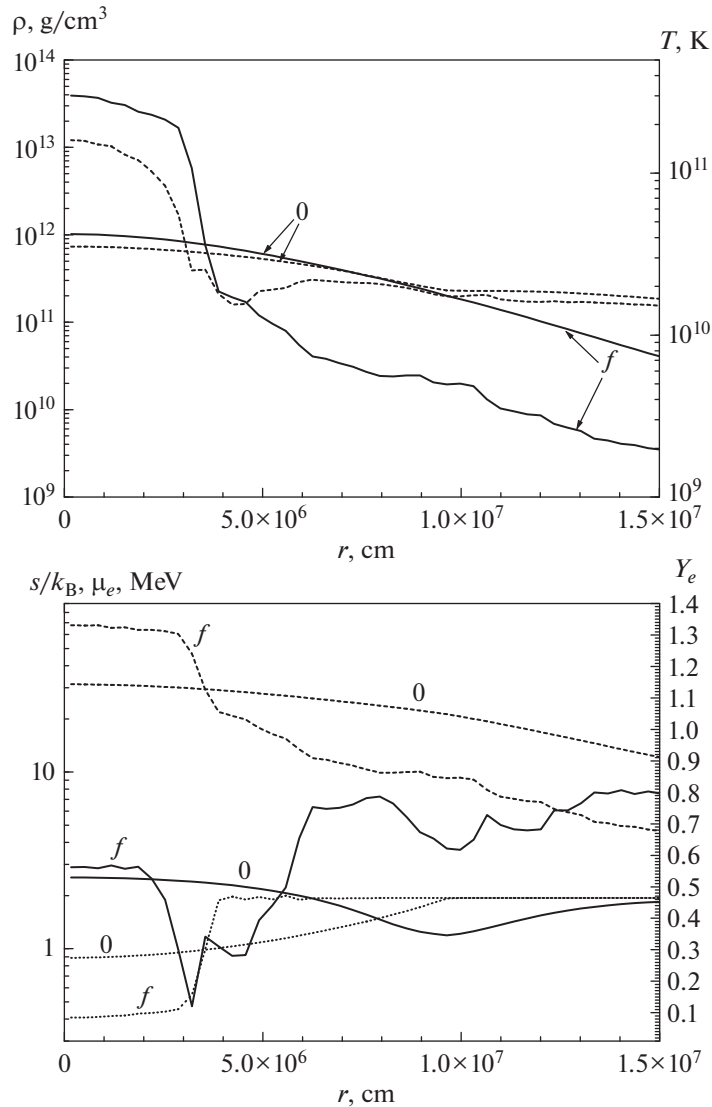


Рис. 1. Начальная модель ($t = 0$) и окончание расчетов ($t_f = 14.51$ мс) в экваториальной плоскости ($\theta = \pi/2$) в 2D расчетах. Зависимости плотности ρ (сплошные линии) и температуры T (штриховые линии) от радиуса (верхняя панель). Зависимости энтропии на нуклон s/k_B (сплошные линии), химпотенциала электронов μ_e (штриховые линии) и числа электронов Y_e (пунктирные линии) от радиуса (нижняя панель).

ющейся нейтронной звезде из-за потерь энергии нейтрино угловая скорость в центре увеличивается до значения 0.4 рад/мс, получается менее одного оборота в центральной части за все время расчетов.

В ходе расчета эволюции звезды уходящие нейтрино уносят энергию, у вещества появляется отрицательная радиальная скорость, плотность и температура в центре растут, а области нейтронизации и область спадающего профиля энтропии сдвигаются к центру, энтропия становится немонотонной пилообразной, что свидетельствует о развитии неустойчивости (рис. 1). Линии уровня плотности на рис. 2 в момент времени

$t = 14.51$ мс наглядно показывают развитие крупномасштабной конвекции за газодинамическое время $(G\bar{\rho})^{-1/2} = 4$ мс для средней плотности $\bar{\rho} \approx 10^{11}$ г/см³. Дробление сетки в два раза по полярному углу θ в сравнении со старыми расчетами [29] не увеличило количество всплывающих наружу пузырей с высокоэнергичными частицами. В части формирующегося прото-нейтронного ядра, из которой нейтрино выходят, благодаря необратимой нейтронизации реализуются условия конвекции, близкие к условию Шварцшильда. В центральной части с высокой плотностью нейтрино захвачены веществом, ней-

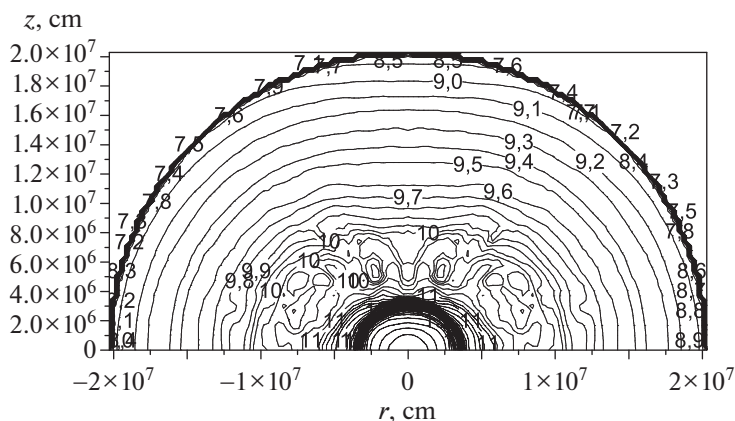


Рис. 2. Линии уровня плотности в плоскости $\phi = 0$ в задаче о коллапсе массы $1.4 M_{\odot}$ с учетом переноса нейтрино и их спектра в момент времени $t = 14.51$ мс ($\lg \rho_{\min} = 7$, $\lg \rho_{\max} = 13$, $\Delta \lg \rho = 0.1$, единица плотности г/см^3) демонстрируют развитие крупномасштабной конвекции.

тронизация обратима, конвекция развивается хуже. Спадающий по радиусу профиль энтропии в центре остается монотонным (рис. 1). С выключенным переносом нейтрино задача является математически строгой задачей об устойчивости. И конвекция во всей расчетной области развивалась за длительное время 100 мс, начинаясь с периферийной разреженной области. Пересчет удельной энтропии в предположении быстрой релаксации числа электронов Y_e к равновесному значению Y_e^{eq} убирает неустойчивый профиль энтропии. Таким образом к центральной части в формирующейся прото-нейтронной звезды применим критерий устойчивости Леду.

Важный результат расчетов – это спектральный поток нейтрино $dL/d\epsilon$ вблизи нейтриносферы с радиусом $r = 5.1 \times 10^6$ см, приведенный на рис. 3. 2D расчет демонстрирует повышение средней энергии нейтрино в сравнении с 1D [24] до 15 МэВ, примерно в 1.5 раза. Спектр уходящих нейтрино становится жестче в сравнении со сферически симметричным расчетом из-за конвекции в центральной области с высокоэнергичными нейтрино, запертыми оптически плотным веществом в 1D. Максимум спектральной светимости в задаче с меньшей начальной центральной плотностью $\rho_c = 1 \times 10^{12}$ г/см^3 достигается также при 18 МэВ, как в расчетах с большей начальной центральной плотностью $\rho_c = 2 \times 10^{12}$ г/см^3 [22]. Как показывает рис. 1, химпотенциал электронов (и такой же для нейтрино) на границе непрозрачной области 18 МэВ соответствует энергии выходящих нейтрино. Нейтрино с максимальным химпотенциалом в центре 60 МэВ остаются запертыми, в непрозрачной области нейтронизация обратимая, и

неустойчивость подавленная (не развивается за газодинамическое время < 10 мс).

Расчеты с учетом вращения демонстрируют выделение более длинноволновых возмущений, чем в случае без вращения на грубых сетках [20, 21]. В более реалистичном 3D случае вращение способствует выделению тех же самых длинноволновых возмущений [22, 62]. Рисунок 4 содержит расчет коллапса на подробной трехмерной сетке $60 \times 60 \times 10$ в области $r < 0.6 r_{\text{eq}}$, $0 < \theta < \pi/2$, $0 < \phi < \pi$ для большего значения центральной плотности $\rho_c = 2 \times 10^{12}$ г/см^3 с переносом нейтрино, но без учета их спектра. 3D расчет подтвер-

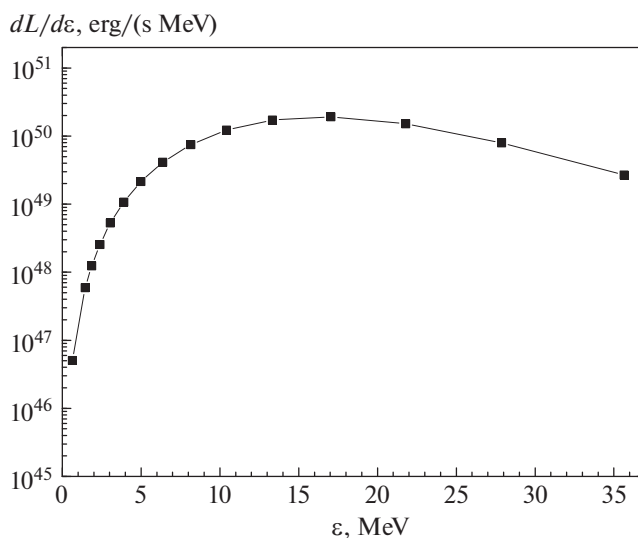


Рис. 3. Спектральная нейтринная светимость при коллапсе, $dL/d\epsilon$ в момент $t = 13.22$ мс вблизи нейтриносферы $r = 5.1 \times 10^6$ см.

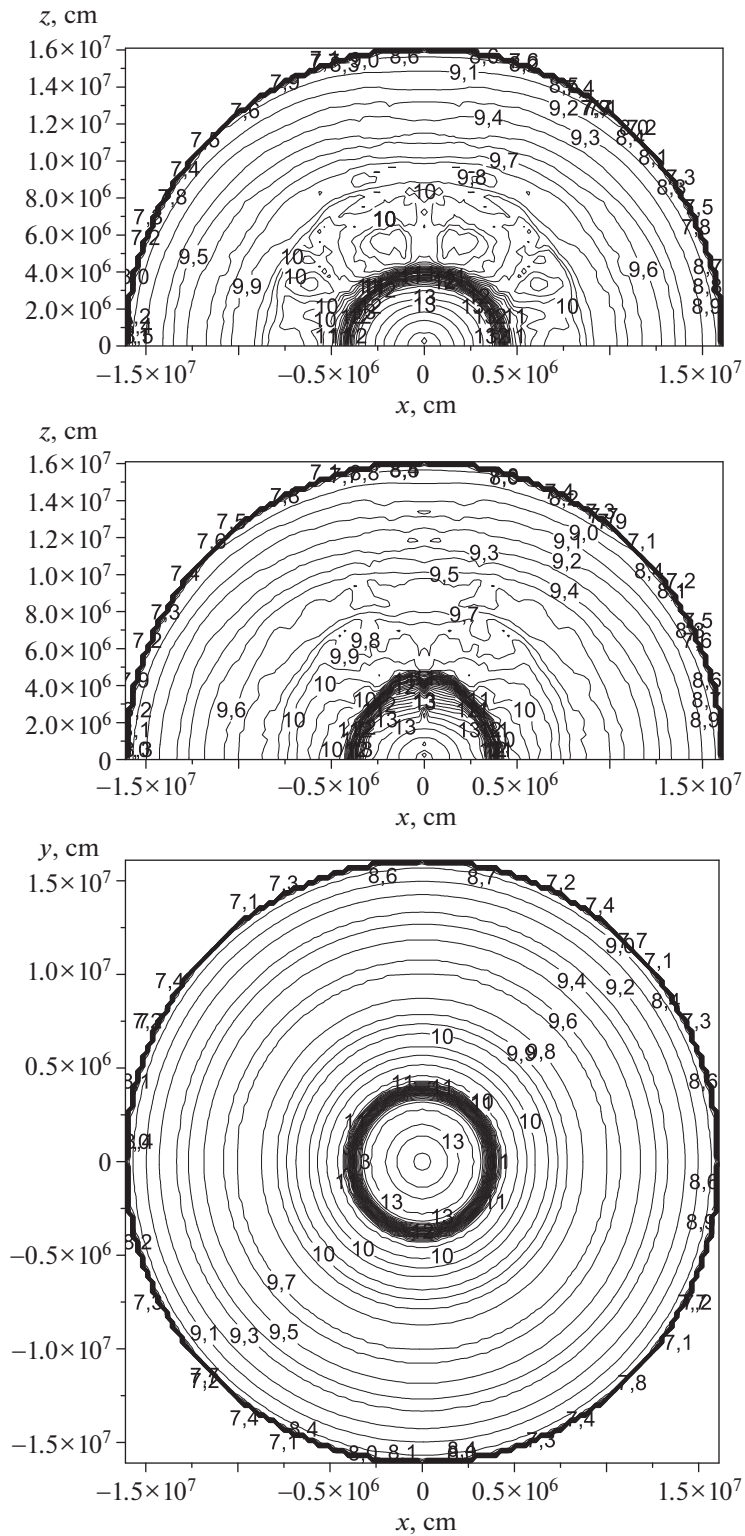


Рис. 4. Линии уровня плотности в 3D расчетах ($\lg \rho_{\min} = 7$, $\lg \rho_{\max} = 14$, $\Delta \lg \rho = 0.1$, единица плотности г/см^3) в моменты времени $t = 11.27$ мс (верхняя панель, плоскость $y = 0$) и $t = 12.36$ мс (средняя панель, плоскость $y = 0$; нижняя панель, плоскость $z = 0$) демонстрируют развитие крупномасштабной конвекции в 3D расчетах.

ждает предположение о крупномасштабной конвекции и о близости задачи к 2D случаю. Из-за наличия небольшого вращения развитие неустойчивости вдоль координаты ϕ подавлено, по крайней мере за рассмотренное газодинамическое время.

В последнее время появился интерес к возможности регистрации нейтрино от коллапсирующих сверхновых, для чего расчет спектра нейтрино обязателен. Современные установки с большим количеством рабочего вещества обещают в тысячу раз большее количество регистраций нейтринных событий от близкой сверхновой, чем от SN 1987A [63]. Темп регистрации нейтринных событий оказывается различим для рассчитанных моделей коллапса с разными спектрами нейтрино. Но неопределенность в расчете нейтринных осцилляций вносит неопределенность в предсказание темпа нейтринных событий, так что средние энергии нейтрино 30 МэВ могут оказаться неотличимы от нейтрино 15 МэВ [63]. Однако спектр нейтрино, проинтегрированный по времени, даже при допустимости нейтринных осцилляций можно воспроизвести с помощью регистрации нейтрино на нескольких типах детекторов [64].

Аксиально-симметричные расчеты авторов [11] демонстрируют средние энергии нейтрино 12–20 МэВ и светимость нейтрино на десятки процентов выше, чем в сферически симметричной модели; новые расчеты 2D [65] и 3D [66] дают средние энергии нейтрино 15–20 МэВ, близкие к нашим расчетам 15 МэВ. В сферически симметричной модели коллапса искусственное повышение средней энергией нейтрино до величины 30 МэВ оказалось достаточно для объяснения SN даже при неизменной светимости нейтрино [25, 26] из-за роста сечения рассеяния нейтрино на электронах при увеличении энергии нейтрино. Поскольку конвекция такого большого увеличения энергии уходящих нейтрино не обеспечивает, важен также эффект увеличения потока нейтрино из-за конвекции. В расчетах с упором на механизм сброса оболочки SN получают следующие выводы, интересные для приложения рассмотренной нами модели крупномасштабной конвекции. В 2D моделях [10, 11] взрыв SN получается одновременно с крупномасштабной конвекцией. В 3D постановке [14, 15] конвекция в области аккреции оставалась мелкомасштабной, и энерговложения в оболочку предсверхновой часто не происходит [16]. Наши расчеты коллапса в 3D с учетом переноса нейтрино наглядно показывают, что небольшое начальное вращение превращает трехмерную задачу в двумерную постановку и снимает проблему масштаба конвекции.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена крупномасштабная конвекция в задаче о коллапсе ядра звезды со слабым вращением с учетом переноса нейтрино и их спектра. Конвекция возникает в центральной части за газодинамическое время ~ 10 мс благодаря неравновесной нейтронизации при выходе нейтрино из этой области. Выделению длинноволновой моды способствуют протяженная неустойчивая область и небольшое начальное вращение. Показана независимость крупномасштабного характера конвекции от параметров расчетной сетки, 2D или 3D формулировки математической задачи и малому влиянию параметров начальной модели (выбору центральной плотности для начальной политропы $n = 3$ в состоянии равновесия).

Полученное значение средней энергии нейтрино 15 МэВ в 1.5 раза выше средней энергии для сферически симметричных расчетов, и в соответствующее число раз увеличит энергию, передаваемую от нейтрино к расширяющейся оболочке. Вероятно, для объяснения сброса оболочки сверхновой с вложением необходимой энергии 10^{51} эрг важны оба эффекта: увеличение средней энергии и увеличение нейтринной светимости. Расчеты других авторов указывают на перспективность нейтринного механизма взрыва при крупном масштабе развития неустойчивости.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (Проект 20-11-20165).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность анонимному рецензенту за внимательное прочтение рукописи и сделанные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *K. Nomoto and M. Hashimoto*, Phys. Rep. **163**(1–3), 13 (1988), <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/0370157388900324>.
2. *D. K. Nadezhin*, Astrophys. Space Sci. **49**, 399 (1977).
3. *V. S. Imshennik and D. K. Nadezhin*, Sov. Sci. Rev. Sect. E **8**(1), 1 (1989).
4. *W. A. Fowler and F. Hoyle*, Astrophys. J. Suppl. **9**, 201 (1964).
5. *H. A. Bethe*, Rev. Modern Physics **62**, 801 (1990).
6. *H.-T. Janka, K. Langanke, A. Marek, G. Martínez-Pinedo, and B. Müller*, Phys. Rep. **442**, 38 (2007), arXiv:astro-ph/0612072.

7. *V. S. Imshennik and D. K. Nadezhin*, Sov. J. Experim. Theoret. Phys. **36**, 821 (1973).
8. *M. Herant, W. Benz, W. R. Hix, C. L. Fryer, and S. A. Colgate*, Astrophys. J. **435**, 339 (1994), arXiv:astro-ph/9404024.
9. *A. Burrows, J. Hayes, and B. A. Fryxell*, Astrophys. J. **450**, 830 (1995), arXiv:astro-ph/9506061.
10. *J. W. Murphy and C. Meakin*, Astrophys. J. **742**(2), id.74 (2011), arXiv:1106.5496 [astro-ph.SR].
11. *J. C. Dolence, A. Burrows, and W. Zhang*, Astrophys. J. **800**(1), id.10 (2015), arXiv:1403.6115 [astro-ph.SR].
12. *S. M. Couch and C. D. Ott*, Astrophys. J. **778**, id.L7 (2013), arXiv:1309.2632 [astro-ph.HE].
13. *A. Wongwathanarat, E. Müller, and H.-T. Janka*, Astron. and Astrophys. **577**, id.A48 (2015), arXiv:1409.5431 [astro-ph.HE].
14. *S. M. Couch and C. D. Ott*, Astrophys. J. **799**(1), id.5 (2015), arXiv:1408.1399 [astro-ph.HE].
15. *D. Radice, C. D. Ott, E. Abdikamalov, S. M. Couch, R. Haas, and E. Schnetter*, Astrophys. J. **820**(1), id.76 (2016), arXiv:1510.05022 [astro-ph.HE].
16. *A. Burrows and D. Vartanyan*, Nature **589**, 29 (2021), arXiv:2009.14157 [astro-ph.SR].
17. *V. M. Chechetkin, S. D. Ustyugov, A. A. Gorbunov, and V. I. Polezhaev*, Astron. Letters **23**, 30 (1997).
18. *I. V. Baikov, V. M. Suslin, V. M. Chechetkin, V. Bychkov, and L. Stenflo*, Astron. Rep. **51**, 274 (2007).
19. *A. G. Aksenov and V. M. Chechetkin*, Astron. Rep. **60**, 655 (2016).
20. *A. G. Aksenov and V. M. Chechetkin*, Astron. Rep. **62**, 251 (2018).
21. *V. M. Chechetkin and A. G. Aksenov*, Phys. Atomic Nuclei **81**, 128 (2018).
22. *A. G. Aksenov and V. M. Chechetkin*, Astron. Rep. **65**, 916 (2021).
23. *V. M. Suslin, S. D. Ustyugov, V. M. Chechetkin, and G. P. Churkina*, Astron. Rep. **45**, 241 (2001).
24. *A. G. Aksenov and V. M. Chechetkin*, Astron. Rep. **56**, 193 (2012).
25. *A. G. Aksenov and V. M. Chechetkin*, Astron. Rep. **58**, 442 (2014).
26. *I. V. Baikov and V. M. Chechetkin*, Astron. Rep. **48**, 229 (2004).
27. *A. G. Aksenov and V. M. Chechetkin*, Astron. Rep. **63**, 900 (2019).
28. *A. G. Aksenov and V. M. Chechetkin*, Astron. Rep. **62**, 834 (2018).
29. *A. G. Aksenov and V. M. Chechetkin*, Astron. Rep. **66**, 1 (2022).
30. *R. M. Bionta, G. Blewitt, C. B. Bratton, D. Casper, and A. Ciocio*, Phys. Rev. Letters **58**, 1494 (1987).
31. *K. Hirata, T. Kajita, M. Koshiba, M. Nakahata, and Y. Oyama*, Phys. Rev. Letters **58**, 1490 (1987).
32. *E. N. Alekseev, L. N. Alekseeva, V. I. Volchenko, and I. V. Krivosheina*, Sov. J. Experim. Theoret. Phys. Letters **45**, 589 (1987).
33. *R. Schaeffer, Y. Declais, and S. Jullian*, Nature **330**, 142 (1987).
34. *J. Larsson, C. Fransson, D. Alp, P. Challis, et al.*, Astrophys. J. **886**, id.147 (2019), arXiv:1910.09582 [astro-ph.HE].
35. *J. E. Reynolds, D. L. Jauncey, L. Staveley-Smith, A. K. Tzioumis, et al.*, Astron. and Astrophys. **304**, 116 (1995).
36. *S. E. Boggs, F. A. Harrison, H. Miyasaka, B. W. Grefenstette, et al.*, Science **348**(6235), 670 (2015).
37. *A. A. Baranov and V. M. Chechetkin*, Astron. Rep. **55**, 525 (2011).
38. *V. S. Imshennik and O. G. Ryazhskaya*, Astron. Letters **30**, 14 (2004), astro-ph/0401613.
39. *V. S. Imshennik and D. V. Popov*, Astron. Letters **28**, 465 (2002).
40. *A. G. Aksenov, E. A. Zabrodina, V. S. Imshennik, and D. K. Nadezhin*, Astron. Letters **23**, 677 (1997).
41. *M. V. Popov, A. A. Filina, A. A. Baranov, P. Chardonnet, and V. M. Chechetkin*, Astrophys. J. **783**, id.43 (2014).
42. *G. S. Bisnovaty-Kogan*, Astronomicheskii Zhurnal **47**(8), 813 (1970).
43. *G. S. Bisnovaty-Kogan, S. G. Moiseenko, and N. V. Ardelyan*, Phys. Atomic Nuclei **81**, 266 (2018), arXiv:1903.12628 [astro-ph.HE].
44. *O. G. Ryazhskaya*, Physics Uspekhi **49**, 1017 (2006).
45. *B. J. Owen, L. Lindblom, and L. S. Pinheiro*, Astrophys. J. **935**, id.L7 (2022), arXiv:2206.01168 [gr-qc].
46. *A. G. Aksenov and V. M. Chechetkin*, Astron. Rep. **57**, 498 (2013).
47. *S. L. Shapiro and S. A. Teukolsky*, *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects* (New York, Wiley: A Wiley-Interscience Publ., 1986).
48. *M. V. Sazhin, S. D. Ustyugov, and V. M. Chechetkin*, J. Experim. Theor. Phys. **86**(4), 629 (1998).
49. *S. W. Bruenn*, Astrophys. J. Suppl. **58**, 771 (1985).
50. *G. S. Bisnovaty-Kogan*, Astrophysics **55**(3), 387 (2012), arXiv:1203.0997 [astro-ph.HE].
51. *A. G. Aksenov*, Universe **8**, 372 (2022).
52. *A. G. Aksenov*, Comp. Math. and Math. Physics **55**, 1752 (2015).
53. *G. Vereshchagin and A. Aksenov*, *Relativistic Kinetic Theory With Applications in Astrophysics and Cosmology* (Cambridge University Press, 2017).
54. *A. G. Aksenov, V. F. Tishkin, and V. M. Chechetkin*, Math. Models Computer Simulations **11**, 360 (2019).
55. *C. W. Gear*, *Numerical initial value problems in ordinary differential equations* (Upper Saddle River, NJ United States: Prentice Hall PTR, 1971).
56. *A. G. Aksenov*, Astron. Letters **25**, 185 (1999).

57. *A. G. Aksenov and S. I. Blinnikov*, *Astron. and Astrophys.* **290**, 674 (1994).
58. *A. G. Aksenov, S. I. Blinnikov, and V. S. Imshennik*, *Astron. Rep.* **39**, 638 (1995).
59. *P. Ledoux*, *Astrophys. J.* **105**, 305 (1947).
60. *Г. С. Бисноватый-Коган*, *Физические вопросы теории звездной эволюции* (М.: Наука, 1989).
61. *M. A. Skinner, J. C. Dolence, A. Burrows, D. Radice, and D. Vartanyan*, *Astrophys. J. Suppl.* **241**, id.7 (2019).
62. *S. Chandrasekhar and N. R. Lebovitz*, *Astrophys. J.* **138**, 185 (1963).
63. *K. Abe, P. Adrich, H. Aihara, R. Akutsu, et al.*, *Astrophys. J.* **916**, id.15 (2021).
64. *H. Nagakura*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **500**, 319 (2021), arXiv:2008.10082 [astro-ph.HE].
65. *H. Nagakura, A. Burrows, and D. Vartanyan*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **506**, 1462 (2021), arXiv:2102.11283 [astro-ph.HE].
66. *D. Vartanyan, M. S. B. Coleman, and A. Burrows*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **510**, 4689 (2022), arXiv:2109.10920 [astro-ph.SR].

НАБЛЮДЕНИЯ ГИДРОКСИЛА В ДИАПАЗОНЕ 18 см В ИСТОЧНИКЕ ONSALA 1

© 2023 г. Н. Т. Ашимбаева¹, Е. Е. Лехт^{1,*}, В. В. Краснов², А. М. Толмачев³

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

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

² Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

³ Пушчинская радиоастрономическая обсерватория,

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

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

Поступила в редакцию 31.10.2022 г.

После доработки 16.12.2022 г.

Принята к публикации 24.01.2023 г.

Приведены результаты поляризационных наблюдений источника ON 1 в линиях гидроксила 1665, 1667 и 1612 МГц на Большом радиотелескопе в Нансэ (Франция). Проведено пространственное отождествление спектральных деталей ОН в линиях 1665 и 1667 МГц с мазерными пятнами (конденсациями) на VLBI карте по данным Фиша и др. (2005). Обнаружено излучение от неизвестных ранее спектральных деталей в главной линии 1665 МГц на лучевых скоростях $-2.98, 9.35$ и 11.8 км/с. Найдено пять Зеemanовских пар: четыре в линии 1665 МГц и одна в линии 1667 МГц. Векторы поперечного магнитного поля H_{\perp} ориентированы, в основном, вдоль дуги (в верхней и нижней частях области UC N II), а векторы продольного магнитного поля H_{\parallel} ориентированы в северной и центральной частях области UC N II от наблюдателя, а в южной — к наблюдателю.

Ключевые слова: звездообразование, мазеры ОН, поляризация, магнитное поле, индивидуальные объекты (ON1)

DOI: 10.31857/S0004629923030027, **EDN:** PNLUMF

1. ВВЕДЕНИЕ

Источник ON 1 является областью активного звездообразования. Расположен в плотном молекулярном облаке в созвездии Лебедь. Наиболее предпочтительным расстоянием до него считается 1.8 кпк (см., напр., [1, 2]). В центре области находится сверхкомпактная область NII UC N II [3, 4].

С западной стороны от UC N II находятся две области субмиллиметрового континуума SMA 1 (северный) и SMA 2 (южный), которые наблюдались на частоте 345 ГГц [5]. Соответственно с ними связаны два скопления мазерных пятен H_2O — северное WMC 1 и южное WMC 2 [6]. Расстояние между скоплениями составляет 2900 а.е. и они отстоят от области континуума UC N II на 3600 а.е. Впервые на разделение мазеров водяного пара на два скопления указали Даунс и др. [7] на основании РСДБ-наблюдений. Между SMA 1 и SMA 2 находятся источник ближнего ИК излучения и точечный источник дальнего ИК излучения [2]. Все это в совокупности рассматривается как скопление молодых звездных объектов.

В области ON 1 можно выделить два основных биполярных потока. Биполярный поток в линии

CO ($J = 2-1$) локализован вблизи источника континуума WMC 1 в направлении восток-запад [2] и имеет скорость расширения 69 ± 11 км/с [6]. С этим потоком связывают и собственные движения мазерных деталей в северном скоплении WMC 1.

Другой биполярный поток обнаружен в линиях NH_3 и $H^{13}CO$ на скорости 4.5 км/с в направлении (северо-восток)—(юго-запад). Некоторыми авторами этот поток интерпретируется как вращающееся кольцо или диск (см., напр., [3, 8]). По данным наблюдений в линии NH_3 Кумар и др. [2] отдадут предпочтение модели биполярного потока.

Нагаяма и др. [6] предполагают, что северный источник SMA 1, в котором находятся северное скопление мазерных пятен H_2O и молодая звезда, образует с областью UC N II двойную систему с относительной скоростью $\Delta V_{LSR} = 3$ км/с и общей массой $\sim 37 M_{\odot}$. С областью UC N II связано также и мазерное излучение гидроксила, причем его источники расположены, в основном, на периферии этой области [4, 9]. Также согласно [6] в ON 1 продолжается процесс звездообразования,

и идет он с запада области УС Н II на восточную сторону обоих скоплений мазеров H_2O – WMC 1 и WMC 2.

Согласно Фиш и др. [10] мазерные пятна ОН сконцентрированы в трех группах. Северная группа достаточно компактная. Лучевые скорости пятен находятся в интервале 3.5–5.0 км/с. Центральная группа самая компактная и самая малочисленная. Лучевые скорости пятен этой группы 13–14 км/с. Наиболее многочисленной является южная группа. Она достаточно протяженная в направлении восток-запад. Интересно отметить, что диапазон скоростей пятен составляет всего лишь 13–15 км/с. Считается, что северная и южная группы мазерных пятен расположены на границе области УС Н II, а центральная группа проецируется на нее.

Недалеко от северной группы найдены мазеры метанола и расщепление для двух Зеемановских пар. Однако их лучевые скорости выше на 10 км/с. Вероятно они связаны с другим источником.

2. АППАРАТУРА И НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения мазерного излучения ОН были проведены в 2021 г. на Большом радиотелескопе в Нансэ (Франция) в главных линиях 1665 и 1667 МГц и в спутниковой линии 1612 МГц. Чувствительность телескопа составила 1.4 К/Ян для точечного источника неполяризованного излучения. Ширина диаграммы направленности телескопа на данной волне равна $3.5' \times 19'$ по прямому восхождению и склонению соответственно. Анализ сигнала осуществлялся автокорреляционным спектроанализатором со спектральным разрешением в линии 1665 МГц 0.0686 км/с. В линии 1612 МГц спектральное разрешение составило 0.0709 км/с.

Излучение регистрировалось одновременно в обеих круговых поляризациях (RC и LC) и в линейной поляризации при направлениях плоскости поляризации антенны 0° и 90° . После поворота облучателя на 45° осуществлялся прием излучения снова в обеих круговых и в двух других направлениях линейной поляризации 45° и 135° . Таким образом, осуществлялась регистрация шести мод поляризации. Отметим, что данные об излучении в круговых поляризациях являются избыточными.

Подробно методика наблюдений и регистрации сигнала, а также связь между шестью модами поляризации, полученных из наблюдений, многократно излагались нами во всех работах, связанных с мониторингом источников мазерного излучения гидроксидов на данном радиотелескопе (см., напр., [11]).

В линиях 1665 и 1612 МГц наблюдения были проведены один раз, а в линии 1667 МГц два раза.

Результаты наблюдений приведены на рис. 1–3. Указаны эпохи наблюдений. На верхних панелях приведены спектры, полученные в обеих круговых поляризациях. Все выделенные детали пронумерованы. На панелях 2–5 приведены спектры ОН в линейной поляризации для различных положений плоскости поляризации антенны: $PA = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ и 135° .

Мы также продолжаем наблюдения (мониторинг) ОН 1 в линии водяного пара на волне 1.35 см на 22-м радиотелескопе в Пушино. Результаты наблюдений за период 1981–2013 гг. были опубликованы нами в работе [12]. Для сравнения структуры спектров ОН и H_2O на рис. 4 представлена выборка спектров из наблюдений ОН 1 в 2021–2022 гг., полученных с разрешением по лучевой скорости 0.0822 км/с.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

В настоящем разделе мы приводим более развернутые пояснения о том, какой интерес представляют результаты поляризационных измерений, какие выводы или предположения можно сделать, исходя из полученного материала (см. подразделы 3.1 и 3.3).

3.1. Анализ спектров

Наибольшее число деталей в спектре ОН наблюдалось в главной линии 1665 МГц. Мы выделили 16 деталей в интервале лучевых скоростей от -3.5 до 17 км/с с минимальным значением плотности потока 0.4 Ян. Основная группа деталей сосредоточена в интервале скоростей 11.5–17 км/с с плотностью потока до 36 Ян. При этом с учетом степени поляризации параметр Стокса I достигает значения 46 и 41 Ян для деталей 11 и 15 соответственно. Детали второй группы находятся в интервале лучевых скоростей от -3.5 до 4.8 км/с и имеют более слабое излучение, не превышающее 1.1 Ян. Детали 1 и 2 на рис. 1 не показаны.

Кроме того, между этими двумя группами имеется излучение одиночных деталей. Мы зарегистрировали 100% поляризованное по кругу излучение на 9.35 км/с с плотностью потока около 0.5 Ян (деталь 6). Отметим, что в работе Фиша и др. [9] сведения о деталях второй группы и деталях 6 и 7 отсутствуют. Обнаруженные нами детали на промежуточных скоростях не поддерживают модель вращения, в которой северная и южная группы мазеров находятся на концах вращения [10].

В линии 1667 МГц наблюдаются три детали в небольшом интервале лучевых скоростей. На 13.74 км/с излучение слабое, не более 0.34 Ян. На других скоростях излучение значительно сильнее

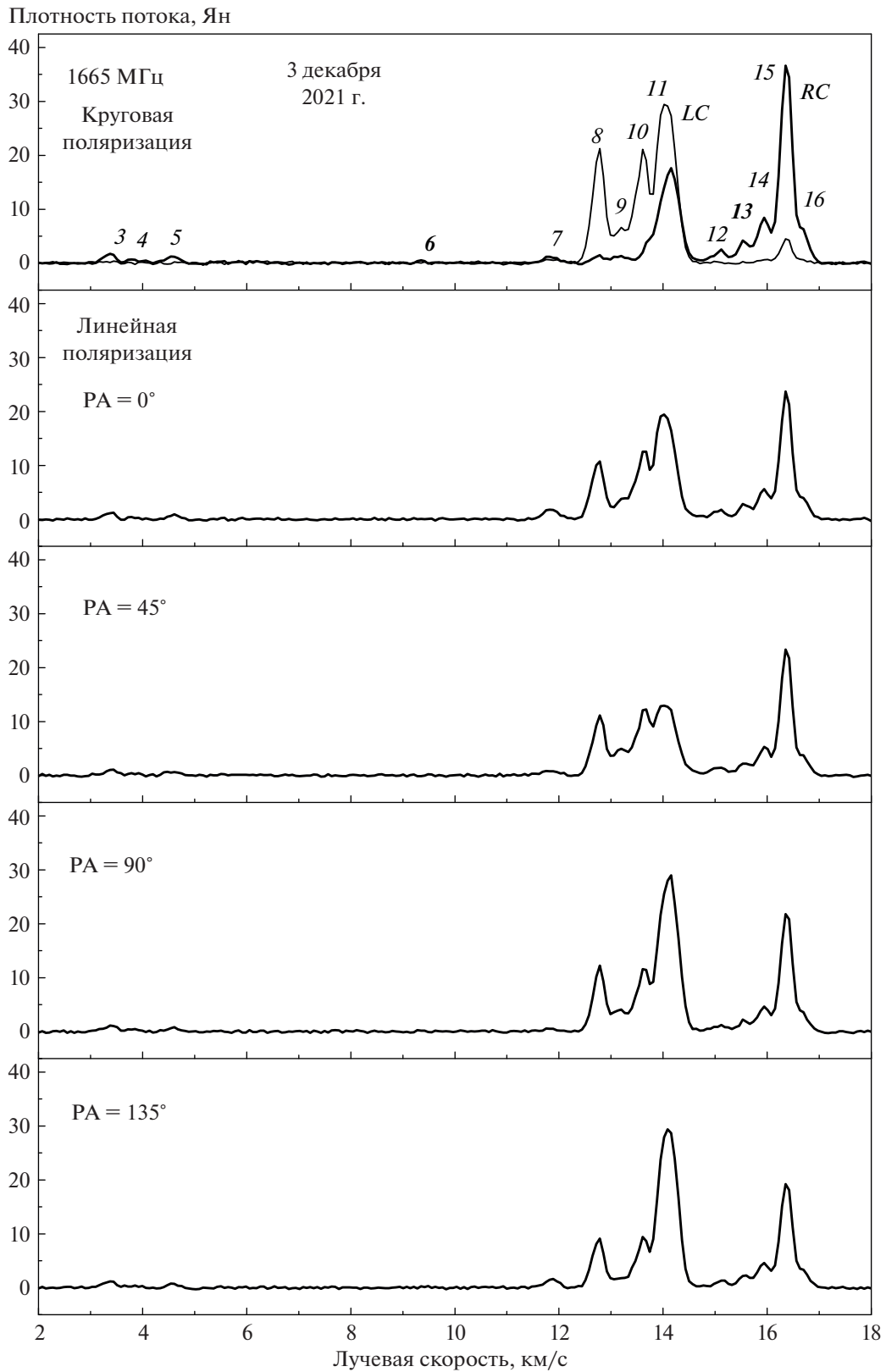


Рис. 1. Спектры мазерного излучения ОН в главной линии 1665 МГц в направлении ОН 1 в эпоху 5 декабря 2021 г. На верхней панели показаны спектры в правой (жирная линия) и левой (тонкая линия) круговых поляризациях. Детали пронумерованы. На остальных панелях даны спектры в линейной поляризации при положениях плоскости поляризации антенны (РА) 0°, 45°, 90° и 135°.

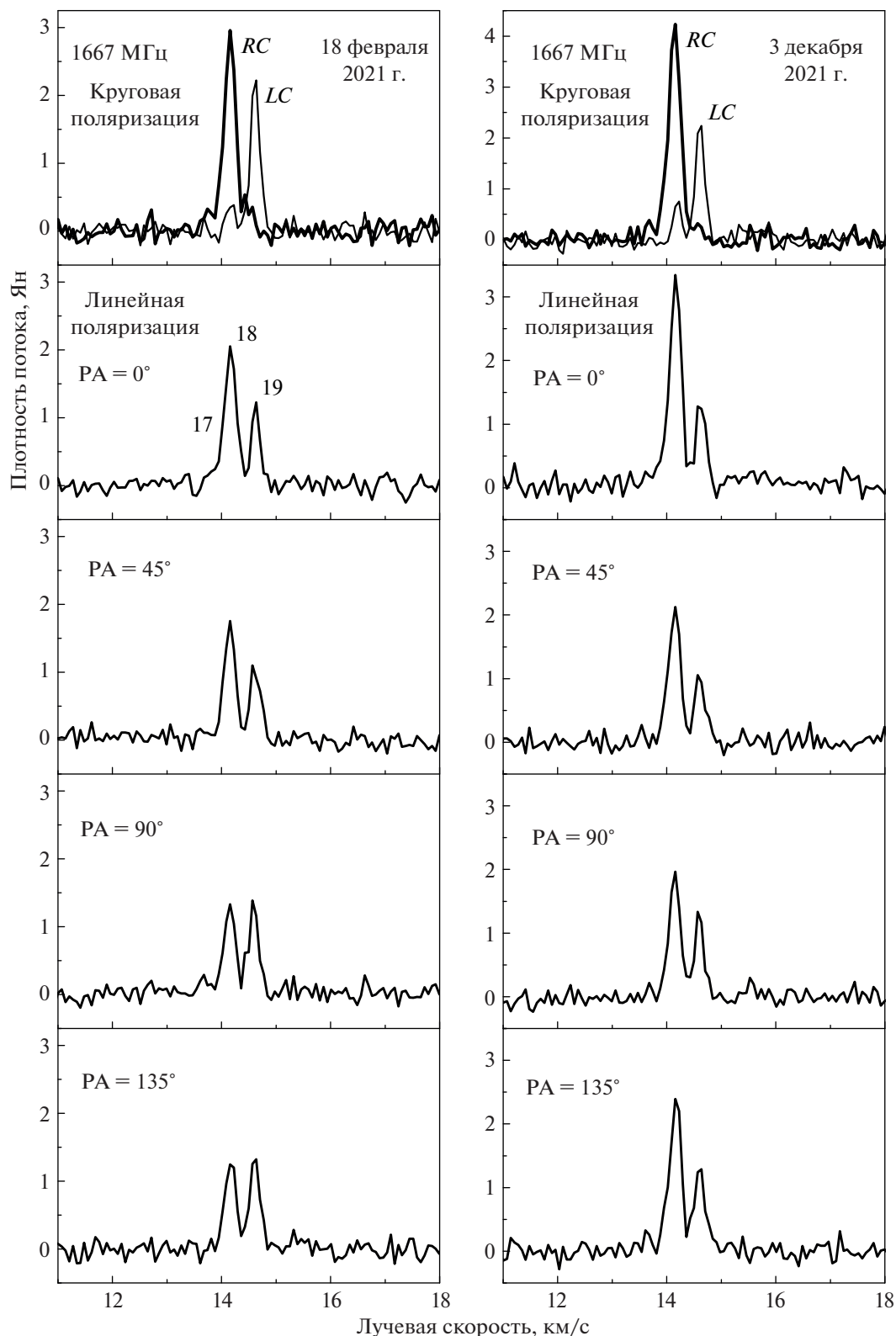


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для линии 1667 МГц на две эпохи наблюдений.

и имеет высокую степень круговой поляризации. Степень линейной поляризации существенно меньше.

В линии 1612 МГц мы зарегистрировали четыре детали. Они имеют сильную круговую поляризацию, но слабую линейную поляризацию. В от-

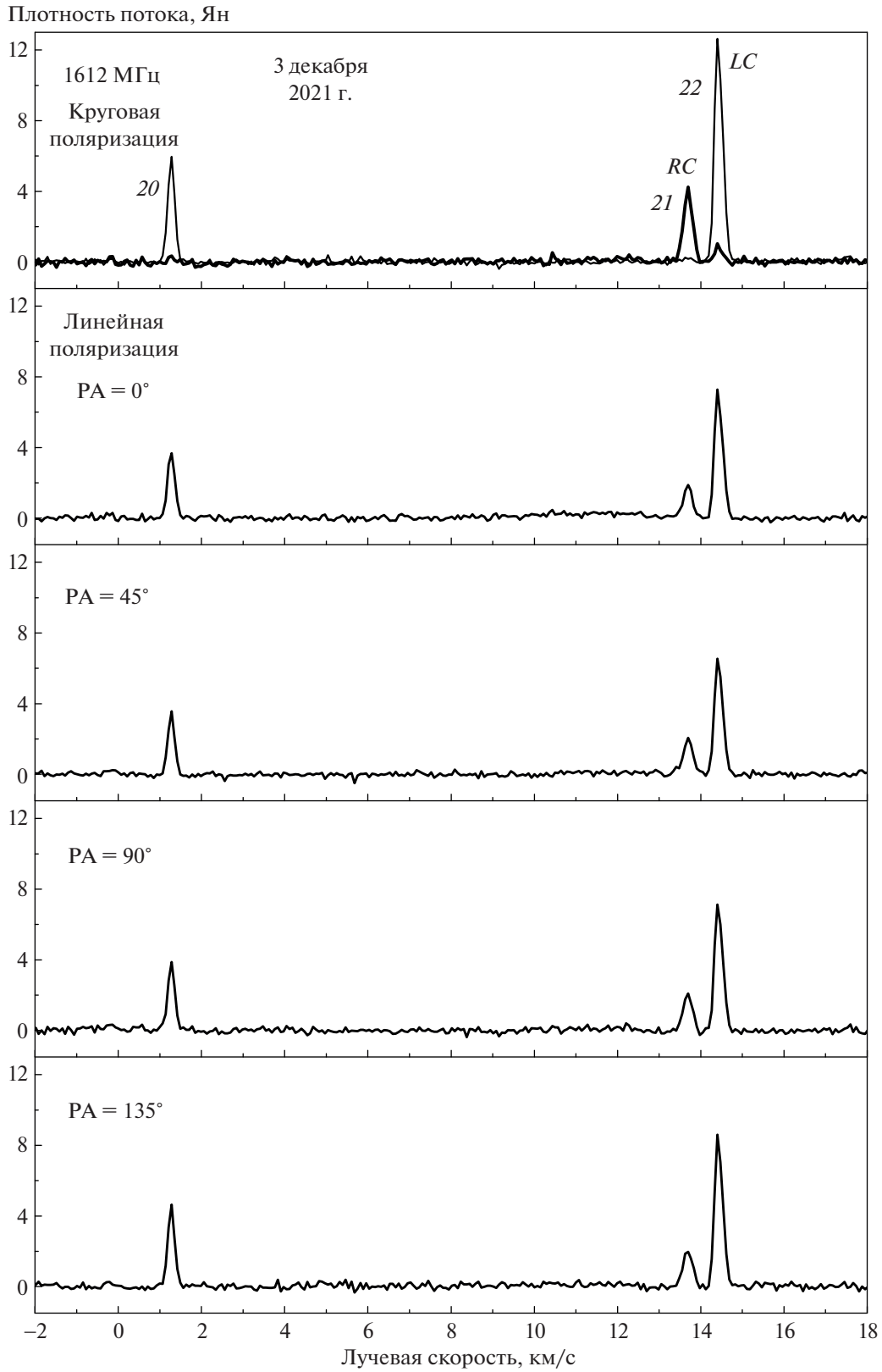


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но для линии 1612 МГц на эпоху наблюдений 3 декабря 2021 г.

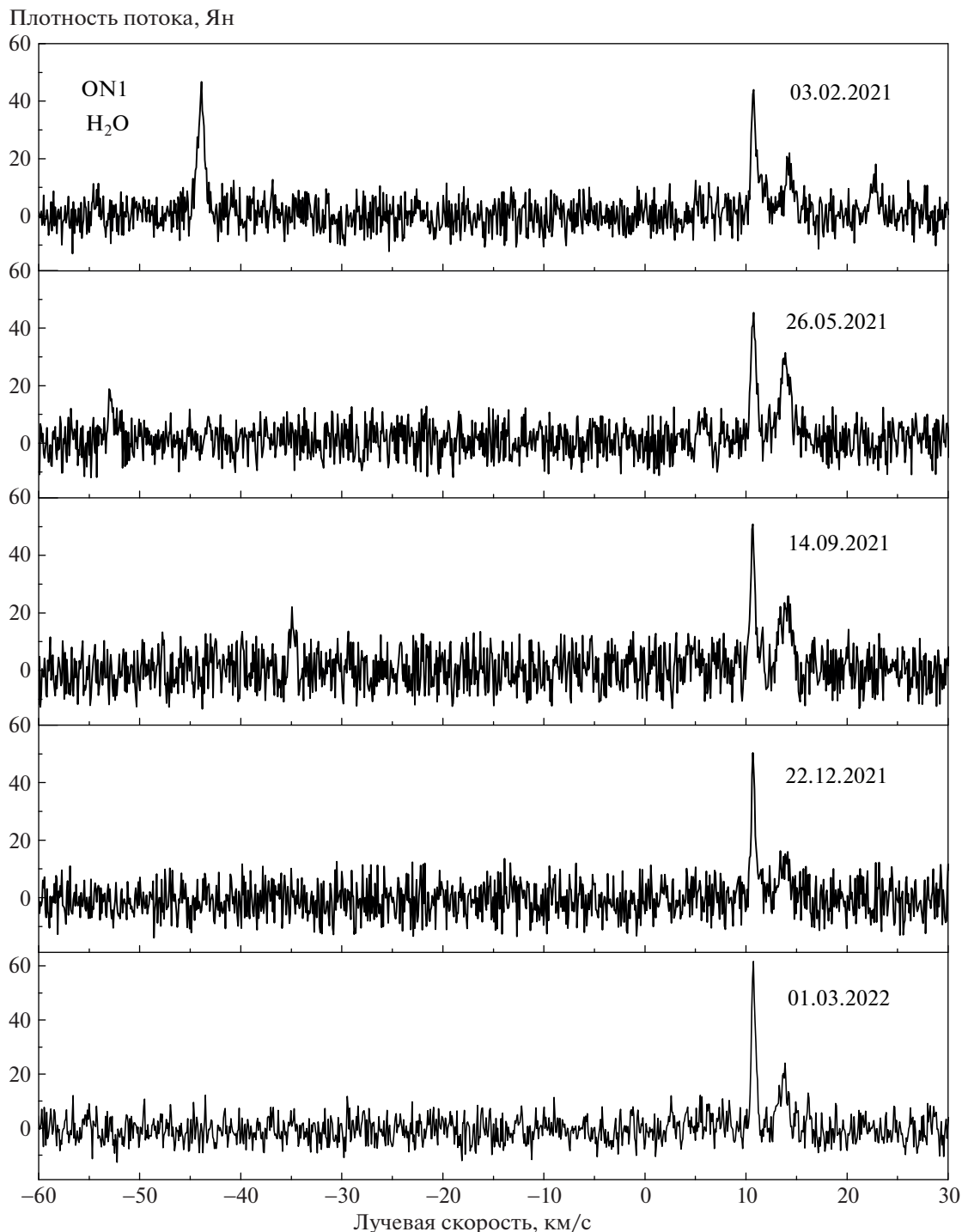


Рис. 4. Выборка спектров мазерного излучения H_2O в ON 1, полученных в 2021–2022 гг. на РТ-22 в Пушино.

личие от излучения в 1667 МГц, в линии 1612 МГц более низкоскоростная деталь сильно удалена в спектре от трех других.

Во всех обнаруженных деталях степень круговой поляризации выше степени линейной поляризации. Это свойство мазерного излучения ОН

характерно для большинства источников, связанных с областями звездообразования.

Параметры всех спектральных деталей в линиях 1665, 1667 и 1612 МГц приведены в табл. 1. В столбце 1 дан номер детали согласно рис. 1–3. Номерами со звездочкой отмечены зеемановские

Таблица 1. Параметры излучения отдельных деталей в линиях ОН

1 Номер детали	2 Частота, МГц	3 V_{LSR} , км/с	4 F , Ян		5 m_C	6 m_L	7 χ , °	8 p	9 $H_{ }$, мГс	
			RC	LC						
										1
2	-3.0	0.41	0.12	0.55	0.51	-50	0.75			
3	3.40	0.30	1.71	-0.70	0.08	-15	0.71			
4	3.89	0.08	0.53	-0.74	0.14	58	0.75			
5*	4.56		1.16	-0.78	0.12	14	0.79	-0.22		
	4.69		1.14							
6	9.35	0.11	0.53	-0.66	0.62	62	0.91			
7	11.86	0.68	1.13	-0.25	0.48	-25	0.54			
8	12.77	21.0	1.32	0.88	0.10	62	0.87			
9*	13.14		1.38	0.62	0.34	52	0.71	-0.08		
	13.19	6.2								
10*	13.62	21.0		0.65	0.21	32	0.68	0.24		
	13.76		4.5							
11**	13.96	22.1	7.2	0.57	0.20	-20	0.60			
	14.14	22.4	14.5	0.22	0.33	-55	0.40			
12*	15.03	0.27		-0.77	0.16	15	0.79	0.07		
	15.07		2.04							
13	15.54	4.0	0.1	0.95	0.20	-15	0.97			
14	15.94	0.55	7.9	-0.87	0.12	14	0.88			
15	16.38	4.3	36.7	-0.79	0.12	20	0.81			
16	16.59	0.7	5.0	-0.75	0.10	24	0.76			
17	1667	13.74	0.28	0.12	0.33	0.33	-45	0.47		
18		14.17	2.93	0.36	0.79	0.27	20	0.83		
19*		14.46	0.42		-0.70	0.14	-70	0.71	0.42	
	14.61		2.21							
20	1612	0.24	0.29	0.04	0.76					
21		1.26	0.32	5.96	-0.90	0.21	-52	0.92		
22		13.67	4.28	0.21	0.90	0.09	67	0.91		
23		14.42	0.98	12.68	0.84	0.10	-40	0.85		

Примечание. Номерами со звездочкой отмечены зеемановские пары деталей. Деталь 11, отмеченная двумя звездочками, скорее является двойной, чем зеемановской парой.

пары деталей. Деталь 11, отмеченная двумя звездочками, скорее является двойной, чем зеемановской парой. В столбце 2 указана линия ОН, в которой проводились наблюдения. В столбцах 3–8 приведены лучевые скорости, плотности потоков (для правой RC и левой LC круговых поляризаций в отдельности), степень круговой m_C и линейной m_L поляризаций, позиционный угол χ линейной поляризации, степень полной поляризации p и величины продольного магнитного поля $H_{||}$ соответственно. Положительное значение соответ-

ствует полю, направленному от наблюдателя, а отрицательное – к наблюдателю.

3.2. Зеемановские пары

По смещению деталей одного вида круговой поляризации относительно другого (зеемановское расщепление) мы выделили шесть таких пар: пять в линии 1665 МГц и одну в линии 1667 МГц (см. табл. 1). При этом мы учитывали совпадение положений компонентов RC и LC на карте согласно работе [9].

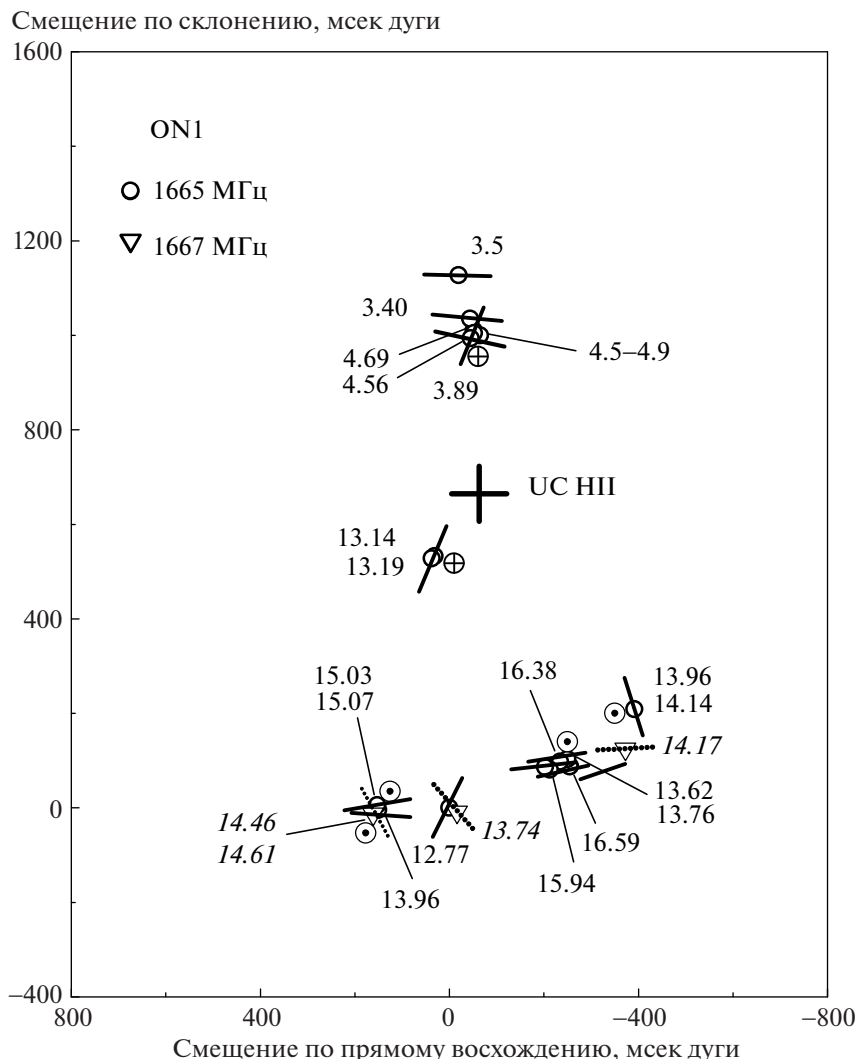


Рис. 5. Карта расположения мазерных пятен в области ON 1. Нанесены все отождествленные с нашими наблюдениями детали в линиях 1665 (светлые кружочки) и 1667 МГц (светлые треугольники). Положения деталей взяты из работы [9]. Большим крестом показано положение центра источника континуума на 8.4 ГГц [4]. Прямым шрифтом указаны лучевые скорости деталей в линии 1665 МГц, а курсивом — в линии 1667 МГц. Отрезками сплошных прямых линий показаны векторы поперечного магнитного поля для деталей в линии 1665 МГц, а отрезками пунктирных линий — для деталей в линии 1667 МГц. Символом крестик в кружочке обозначено продольное магнитное поле, направленное от наблюдателя, а точкой в кружочке — поле, направленное к наблюдателю.

Используя высокую чувствительность и высокое разрешение по лучевой скорости для некоторых слабых деталей, мы обнаружили слабое продольное магнитное поле. Например, для детали 12 при плотности потока около 2 Ян величина H_{\parallel} составляет 0.07 мГс. Максимальная величина $H_{\parallel} = 0.42$ мГс была обнаружена в линии 1667 МГц у детали 19 с расщеплением 0.15 км/с.

Для деталей, расположенных в центре и на севере УС Н II области, продольное магнитное поле направлено от наблюдателя, а на юге области — к наблюдателю.

3.3. Карта с мазерами ON

На рис. 5 изображена карта области ON 1, где находятся мазерные конденсации ОН. Карта построена по данным Фиша и др. [9]. Нанесены те мазерные детали, с которыми отождествлены наблюдаемые нами спектральные детали настоящей работы. Приведены лучевые скорости деталей. Отрезками сплошных прямых линий показаны векторы поперечного магнитного поля H_{\perp} для деталей в линии 1665 МГц, а отрезками пунктирных линий — для деталей в линии 1667 МГц. Отметим, что векторы H_{\perp} перпендикулярны векторам позиционного угла χ . Символом крестик в кружочке обозначено продольное магнитное по-

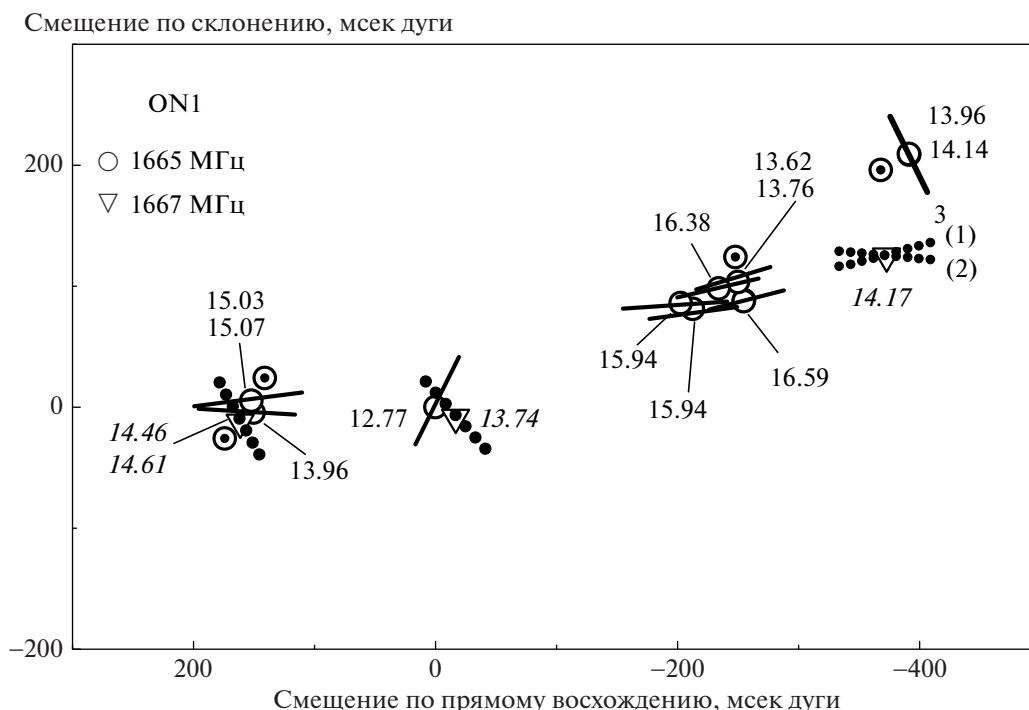


Рис. 6. Фрагмент карты в увеличенном масштабе, показанной на рис. 5. Обозначения те же. Для детали на скорости 14.17 км/с (1667 МГц) показаны векторы на две эпохи наблюдений: 18 февраля (1) и 3 декабря 2021 г. (2).

ле H_{\parallel} , направленное от наблюдателя, а точкой в кружочке – поле, направленное к наблюдателю. Величина магнитного поля приведена в столбце 9 табл. 1.

Большой крестик показывает положение центра сверхкомпактной области НII (UC Н II) согласно наблюдениям Аргон и др. [4] на частоте 8.4 ГГц. Центр карты (0; 0) соответствует координатам: $\alpha_{2000} = 20^h 10^m 09.05^s$, $\delta_{2000} = 1^{\circ} 31' 35.2''$. На рис. 6 дан фрагмент карты в увеличенном масштабе. Обозначения те же, что на рис. 5. Для самой сильной детали в линии 1667 МГц ($V_{LSR} = 14.17$ км/с) показаны два вектора: из наблюдений 18 февраля (1) и второй из наблюдений 3 декабря 2021 г. (2). Векторы поперечного магнитного поля ориентированы, в основном, вдоль дуги (верхняя и нижняя части области). Имеется некоторая закономерность в распределении лучевых скоростей деталей: мазерные детали с более низкими лучевыми скоростями расположены в северной части области, с более высокими – в южной.

Выделяются три компактные скопления мазерных пятен. Одно из них находится в северной части области, а два в южной. Обнаруживается общая тенденция ориентации поперечного магнитного поля вдоль дуги, расположенной на периферии области UC Н II. В некоторых мазерных деталях наблюдается отклонение вектора магнит-

ного поля от общего направления. Это может быть, например, в случае, когда мазерные детали пространственно разнесены.

Согласно Фишу и др. [10] в одном крайнем случае (например, W75 N) обнаруженные компоненты и углы положения поляризации мазерных пятен показывают некоторую упорядоченную структуру (см. также [13, 14]). В противоположном случае (напр., W51 e1/e2) линейная поляризация почти не обнаруживается, и происходит частичная деполяризация. Типичный источник обладает свойствами, промежуточными между этими двумя крайностями, без четкой закономерности в распределении позиционных углов поляризации. Исследование таких источников представляет научный интерес.

3.4. Переменность мазерного излучения

Мониторинг мазера H_2O ON 1 показал, что переменность мазерной активности имеет долгопериодическую составляющую с периодом около 9 лет [12]. Экстраполяция показывает, что мазерное излучение водяного пара в 2021 г. находилось в минимуме своей активности. Это также подтверждается непосредственно из наблюдений H_2O , проведенных на РТ-22 в Пушино (см. рис. 4). На этом рисунке приведена выборка из пяти спектров H_2O , полученных с февраля 2021 г. по март 2022 г. Видно, что число деталей в спектре

постепенно уменьшалось. Интегральный поток при этом к концу 2021 г. уменьшился с 144 до 42 Ян · км/с, что является абсолютным минимумом за все время нашего мониторинга ON1. Основная группа мазерных деталей находится в интервале лучевых скоростей 4–18 км/с и ассоциируется с северным WMC 1 и южным WMC 2 скоплениями мазерных пятен.

Таким образом, величина мазерного излучения связана с активностью звезд двойной системы в ON 1, одной из которых является звезда в UC H II. С ней непосредственно связаны мазерные детали (конденсации) гидросила.

Самые значительные изменения мазерного излучения ON с февраля до декабря 2021 г. произошли с деталью 14.17 км/с. Плотность потока в правой круговой поляризации увеличилась с 2.9 до 4.2 Ян. Степени круговой и линейной поляризации практически сохранились, а вектор поперечного магнитного поля изменил свое направление с +20° до –10° (см. рис. 6). Изменение параметров излучения остальных деталей в линии 1667 МГц было менее существенным.

Представляет интерес исследование переменности поляризационных параметров деталей (особенно угла χ) в линии 1665 МГц, где наблюдается большое число эмиссионных деталей. Такие исследования позволяют дать информацию о структуре магнитного поля об области UC H II.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим основные результаты, полученные в настоящей работе из поляризационных наблюдений в Нансэ (Франция) области активного звездообразования ON 1 в линиях молекулы OH на длине волны 18 см.

– Проведено пространственное отождествление спектральных деталей OH в линиях 1665 и 1667 МГц с мазерными пятнами (конденсациями) на VLBI карте по данным Фиша и др. [9].

– Обнаружено излучение от неизвестных ранее спектральных деталей в главной линии 1665 МГц на лучевых скоростях –2.98, 9.35 и 11.8 км/с, что не поддерживает модель, в которой северная и южная группы мазеров находятся на концах вращения.

– Найдено пять зеемановских пар: четыре в линии 1665 МГц и одна в линии 1667 МГц.

– Векторы поперечного магнитного поля H_{\perp} ориентированы, в основном, вдоль дуги (в верхней и нижней частях UC H II области).

– Векторы продольного магнитного поля в северной и центральной частях UC H II области

ориентированы от наблюдателя, а в южной – к наблюдателю.

Мониторинг мазерного излучения OH в ON 1 важен тем, что позволяет проследить за эволюцией структуры магнитного поля. Важно установить, какой процесс происходит: развитие некоторых упорядоченных структур магнитного поля в источнике или частичная деполяризация.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам Радиоастрономической обсерватории в Нансэ (Франция) за большую помощь в проведении наблюдений по программе многолетнего мониторинга источников мазерного излучения OH на Большом радиотелескопе в Нансэ (Франция). Авторы также благодарны сотрудникам радиоастрономической обсерватории в Пушкино за помощь в проведении наблюдений (мониторинг) в линии 1.35 см.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. C. MacLeod, E. Jr. Scalise, S. Saedt, J. A. Galt, and M. J. Gaylard, *Astron. J.* **116**, 1897 (1998).
2. M. S. N. Kumar, M. Tafalla, and R. Bachiller, *Astron. and Astrophys.* **426**, 195 (2004).
3. X. W. Zheng, P. T. P. Ho, M. J. Reid, and M. H. Schneps, *Astrophys. J.* **293**, 522 (1985).
4. A. L. Argon, M. J. Reid and K. M. Menten, *Astrophys. J. Suppl.* **129**, 156 (2000).
5. Y. N. Su, S. Y. Liu, J. Lim, N. Ohashi, et al., *Astrophys. J. Letters* **616**, L39 (2004).
6. T. Nagayama, A. Nakagawa, H. Imai, T. Omodaka, and Y. Sofue, *Publ. Astron. Soc. Japan* **60**, 183 (2008).
7. D. Downes, R. Genzel, I. M. Moran, K. J. Johnston, et al., *Astron. and Astrophys.* **79**, 233 (1979).
8. J. Lim, M. Choi, and P. T. Ho, *ASP Conf. Ser.* **267**, 385 (2002).
9. V. L. Fish, M. J. Reid, A. L. Argon, and X. W. Zheng, *Astrophys. J. Suppl.* **160**, 220 (2005).
10. V. L. Fish and M. J. Reid, *Astrophys. J. Suppl.* **164**, 99 (2006).
11. В. И. Слыш, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, В. М. Витрищак, П. Колом, *Астрон. журн.* **87**(7), 655 (2010).
12. Е. Е. Лехт, В. В. Краснов, А. М. Толмачев, *Письма в Астрон. журн.* **40**, 611 (2014).
13. П. Колом, Н. Т. Ашимбаева, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, А. М. Толмачев, *Астрон. журн.* **98**(1), 50 (2021).
14. Н. Т. Ашимбаева, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, В. В. Краснов, А. М. Толмачев, *Астрон. журн.* **99**(8), 628 (2022).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕМЕННОСТИ ПАРАМЕТРОВ СТОКСА И МАГНИТНОГО ПОЛЯ В G43.8–0.1 В ЛИНИИ OH 1665 МГц

© 2023 г. Н. Т. Ашимбаева¹, Е. Е. Лехт^{1, *}, В. В. Краснов², А. М. Толмачев³

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

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

² Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

³ Пушчинская радиоастрономическая обсерватория,

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

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

Поступила в редакцию 07.10.2022 г.

После доработки 11.11.2022 г.

Принята к публикации 08.12.2022 г.

Представлены результаты исследования переменности мазерного излучения в линии OH 1665 МГц в области звездообразования G43.8–0.1 из наблюдений (мониторинга) в 2008–2022 гг. на Большом радиотелескопе в Нансэ (Франция). Обнаружена переменность всех параметров поляризации большинства спектральных деталей, которая носит монотонный регулярный характер. Проведено пространственное отождествление основных спектральных деталей OH в линии 1665 МГц с мазерными пятнами (конденсациями) на VLA карте. Для Зеемановской пары на $V_{LSR} = 44.15$ км/с обнаружено монотонное изменение расщепления со временем в течение 2008–2022 гг. и, следовательно, изменение величины продольного магнитного поля H_{\parallel} . По нашим расчетам в эпоху конца 2012 г. произошло изменение направления магнитного поля на противоположное. Коррелированно с H_{\parallel} происходили изменения угла χ и, как следствие, изменения направления вектора поперечного магнитного поля H_{\perp} . Для мазерной детали 44.5 км/с обнаружено изменение H_{\perp} на 180° . В период 2016–2022 гг. произошла некоторая переориентация глобального магнитного поля (H_{\perp}) в G43.8–0.1. Поле стало менее хаотичным: в восточной части поле в мазерных конденсациях перпендикулярно дуге, а в западной части параллельно дуге. Предполагается, что глобальное магнитное поле во всей области U H II источника G43.8–0.1 имеет одно направление: вдоль оси (северо-восток) – (юго-запад).

Ключевые слова: звездообразование, мазеры OH, поляризация, магнитное поле, индивидуальные объекты (G43.8–0.1)

DOI: 10.31857/S0004629923020019, EDN: CIZGVW

1. ВВЕДЕНИЕ

Источник мазерного излучения G43.8–0.1 находится в области активного звездообразования. В направлении на G43.8–0.1 сначала было обнаружено мазерное излучение в главных линиях OH на волне 18 см (Кноулес и др. [1], Эванс и др. [2], Мэтьюз и др. [3]), а затем в линии H₂O на волне 1.35 см в 1976 г. (Генцел и Даунс [4]). Ввиду этого данный источник чаще всего называют OH G43.8–0.1.

Все обнаруженные в этом источнике мазеры (OH, H₂O и CH₃OH) связаны со сверхкомпактной областью H II (Куртс и др. [5], Аргон и др. [6]) и инфракрасным источником IRAS 19095+0930.

Наблюдения G43.8–0.1 в главных линиях гидроксидов на 18 см с угловым разрешением 1" были

выполнены в 1993 г. на VLA в НРАО [6]. Было определено абсолютное положение мазерных деталей. В 2001 г. на основе наблюдений на глобальной системе VLBA с угловым разрешением $17 \times 15 \text{ mas}^1$ Фиш и др. [7] построили более подробную карту расположения мазерных пятен. В линии 1665 МГц они зарегистрировали излучение от 45 эмиссионных деталей (мазерных пятен).

Фиш и др. [8] обратили внимание на то, что есть разворот дуги на севере области, вдоль которой расположены мазерные конденсации OH, но нет разворота поперечного магнитного поля.

VLBI наблюдения в линии H₂O показали, что мазерные конденсации образуют организованную структуру. Так, например, VLBI-изображе-

¹ mas (milli arc second) – угловая миллисекунда дуги.

ние, полученное Даунсом и др. [9], показывает, что большинство деталей мазера H_2O расположены в дугообразной структуре с поперечным диаметром 200 mas. При расстоянии до G43.8–0.1, равном 2.8 кпк, это соответствует радиусу структуры около 10^{16} см.

Лучевые скорости самых сильных низкоскоростных деталей H_2O увеличиваются с востока на запад вдоль этой дуги. Высокоскоростные детали также встречаются в области 400 mas у открытого конца дуги. VLA-наблюдения Сарма и др. [10] показали, что имеются четыре мазерные детали, которые расположены в направлении восток–запад в пределах $0.3''$. Это является частью дуги, наблюдаемой Даунсом и др. [9] с VLBI.

Хонма и др. [11] по наблюдениям в пяти эпохах нашли расширение распределения мазерных пятен H_2O . Они пришли к заключению, что распределение мазерных пятен в G43.8–0.1 представлено не простой оболочкой, а может интерпретироваться как биполярная структура в направлении север–юг.

Уэй и др. [12] идентифицировали 12 различных пятен мазера водяного пара, распределенных в пределах $\approx 0.2''$. Согласно их исследованиям распределение и собственные движения этих мазерных пятен являются довольно случайными, и поэтому не могут моделироваться в виде молекулярного потока.

Мониторинг в линии 1.35 см показал, что в G43.8–0.1 более или менее регулярно происходили сильные вспышки мазерного излучения одиночных деталей с потоком более 4 кЯн (см., напр., [13–15]).

Исследования в линиях ОН позволяют получить параметры магнитного поля как поперечного, так и продольного. Как известно, на раннем этапе звездообразования магнитное поле играет большую роль. Поэтому изучение эволюции магнитного поля как глобального для данного источника, так и для каждой мазерной конденсации в отдельности представляет большой научный интерес. Результаты таких исследования были изложены, например, в работах Колом и др. [16], Ашимбаева и др. [17].

2. АППАРАТУРА И НАБЛЮДЕНИЯ

В настоящей работе проводятся исследования одного из многочисленных источников (связанных с областями активного звездообразования) нашего многолетнего мониторинга, проводимого в линиях 1.35 и 18 см.

Наблюдения в линиях ОН на 18 см в направлении источника G43.8–0.1 проводятся нами на Большом радиотелескопе в Нансэ (Франция) с 2006 г. Регулярные наблюдения (мониторинг)

проводятся с 2016 г. Чувствительность телескопа составила 1.4 К/Ян для точечного источника неполяризованного излучения. Ширина диаграммы направленности телескопа на данной волне равна $3.5' \times 19'$ по прямому восхождению и склонению соответственно.

Подробно методика наблюдений и регистрации сигнала излагались нами во всех работах, связанных с мониторингом источников на данном радиотелескопе (см., напр., [18]). Здесь мы приводим более краткое описание.

Анализ сигнала осуществлялся автокорреляционным спектроанализатором из 8192 каналов, разделенных на восемь батарей по 1024 канала в каждой из них. Приемная система радиотелескопа позволяет одновременно принимать излучение в двух круговых поляризациях (RC и LC) и двух ориентациях линейной поляризации ($L0$ и $L90$). После поворота облучателя на 45° осуществлялся прием излучения снова в круговых и в двух других направлениях линейной поляризации ($L45$ и $L135$). Таким образом, осуществлялась регистрация шести мод поляризации. Это позволило нам вычислить все параметры Стокса (I , Q , U и V), причем данные о круговых поляризациях являются избыточными.

В главных линиях ОН спектральное разрешение в 2008 г. составило 0.137 км/с, а с 2016 г. — 0.0686 км/с. Излучение в спутельных линиях 1612 и 1720 МГц в наблюдениях 2008 г. мы не обнаружили. Величина среднеквадратичного уровня шумов (rms) при времени накопления сигнала 15 мин составила около 0.15 Ян. Кроме того, при корректировке нулевой линии спектра возможно некоторое увеличение верхней границы обнаружения слабого сигнала. Поскольку излучение ОН G43.8–0.1 в линии 1665 МГц достаточно сильное, величину rms оказалось возможным показать только на одном рисунке (см. ниже).

Как мы уже отмечали, из наблюдений мы получаем значения плотности потока $F(RC)$ и $F(LC)$ для круговой поляризации и $F(0^\circ)$, $F(45^\circ)$, $F(90^\circ)$ и $F(90^\circ)$ для линейной поляризации в четырех направлениях. Параметры Стокса вычисляются по формулам:

$$I = F(0^\circ) + F(90^\circ) = F(RC) + F(LC), \quad (1)$$

$$Q = F(0^\circ) - F(90^\circ), \quad (2)$$

$$U = F(45^\circ) - F(135^\circ), \quad (3)$$

$$V = F(RC) - F(LC). \quad (4)$$

Степень поляризации m_L и позиционный угол χ для линейной поляризации, степень круговой по-

ляризации m_C и степень полной поляризации p вычислялись по формулам:

$$m_L = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}, \quad (5)$$

$$\chi = 0.5 \arctg(U/Q), \quad (6)$$

$$m_C = V/I. \quad (7)$$

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} = \sqrt{m_C^2 + m_L^2}. \quad (8)$$

Также отметим, что в линии ОН 1665 МГц при величине продольного магнитного поля 1 мГс расстояние между σ компонентами зеемановского расщепления $-\sigma$ и $+\sigma$ составляет 0.590 км/с (см., напр., [19]).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Основная цель работы – определение основных параметров поляризации (степень поляризации и позиционный угол для линейной поляризации) для наиболее интенсивных спектральных деталей источника G43.8–0.1 и исследование их переменности. Подробный анализ данных нашего мониторинга мы выполняли с 2016 г., когда регулярно проводились наблюдения этого источника.

Спектры мазерного излучения в главной линии ОН 1665 МГц показаны на рис. 1 и 2. Указаны эпохи наблюдений. Слева даны наложения спектров линейной поляризованного излучения для четырех направлений поляризации: $\chi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ и 135° . Спектры нанесены линиями одной толщины, т.к. смысл наложения спектров – показать пределы изменения интенсивности каждой детали в зависимости от позиционного угла антенны. Все сильные детали пронумерованы. Номерами с индексом “*” обозначены двойные спектрально близкие детали. Справа даны спектры в круговых поляризациях: жирной линией для правой (RC) и пунктирной для левой (LC) круговых поляризаций соответственно. Для полноты анализа мы включили четыре спектра линейно поляризованного излучения (рис. 1б), которые были опубликованы нами ранее [17].

Наиболее интенсивное излучение (более 2 Ян) находится в интервале лучевых скоростей 38–47 км/с, а полный интервал зарегистрированного нами излучения составляет 28–50 км/с. В самих спектрах выделяются три области с сильным мазерным излучением: 39.0–40.0, 41.2–42.2 и 43.5–44.7 км/с. Такая структура спектра сохраняется на протяжении многих лет.

Первые две области объединяет то, что основная деталь является суперпозицией двух спектрально близких компонентов. При наблюдениях на разных позиционных углах антенны мы на-

блюдаем как изменение амплитуды принятого излучения, так и смещение в спектре максимума излучения по лучевой скорости (см. рис. 3). Наблюдаемая картина немного усложняется тем, что линейно поляризованное излучение компонентов имеет разные позиционные углы χ . В третьей области основная деталь скорее всего является одиночной, но наблюдается несовпадение максимумов излучения в круговых поляризациях, что является следствием расщепления линии в продольном магнитном поле.

4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

Проведем более глубокий анализ излучения основных деталей. Но прежде всего обратим внимание на следующее обстоятельство. Для одиночной линейно поляризованной детали при разных направлениях плоскости поляризации антенны будет меняться только амплитуда излучения. Положение в спектре самой детали, т.е. ее лучевая скорость, меняться не будет (см., например, [16]). В случае двойной детали при равных значениях угла χ и степени линейной поляризации m_L положение максимума излучения также не будет меняться.

4.1. Параметры мазерного излучения ОН отдельных деталей

Параметры эмиссионных деталей в линии 1665 МГц на эпохи 27 марта 2016 г. и 16 марта 2022 г., вычисленные по формулам раздела 2, приведены в табл. 1 и 2 соответственно. Номера деталей (столбец 1) соответствуют номерам на рис. 1 и 2. В столбце 2 слева приведены лучевые скорости, полученные в нашем мониторинге, а справа взяты из работы [6], поскольку отождествление мы проводили в основном по картам этой работы. Детали 10 и 11 были отождествлены по картам Фиша и др. [12]. В столбце 3 приведена плотность потока полного излучения, т.е. параметр Стокса I . В столбцах 4–7 приведены степени круговой (m_C) и линейной (m_L) поляризации, позиционный угол линейной поляризации χ и степень полной поляризации p соответственно.

Ниже подробно рассмотрена структура основных спектральных деталей ОН в линии 1665 МГц.

Деталь 1 (39.4 км/с). Излучение детали сильно поляризовано по кругу. Степень линейной поляризации небольшая (см. рис. 3). Деталь является двойной. Это отчетливо проявляется в правой круговой поляризации. В левой поляризации оба компонента имеют одинаковые потоки. Поэтому при небольшой разнице лучевых скоростей суммарный спектр имеет один максимум. Мы вписали в этот спектр две гауссианы, имеющие лучевые скорости 39.27 и 39.44 км/с. Наблюдается смеще-

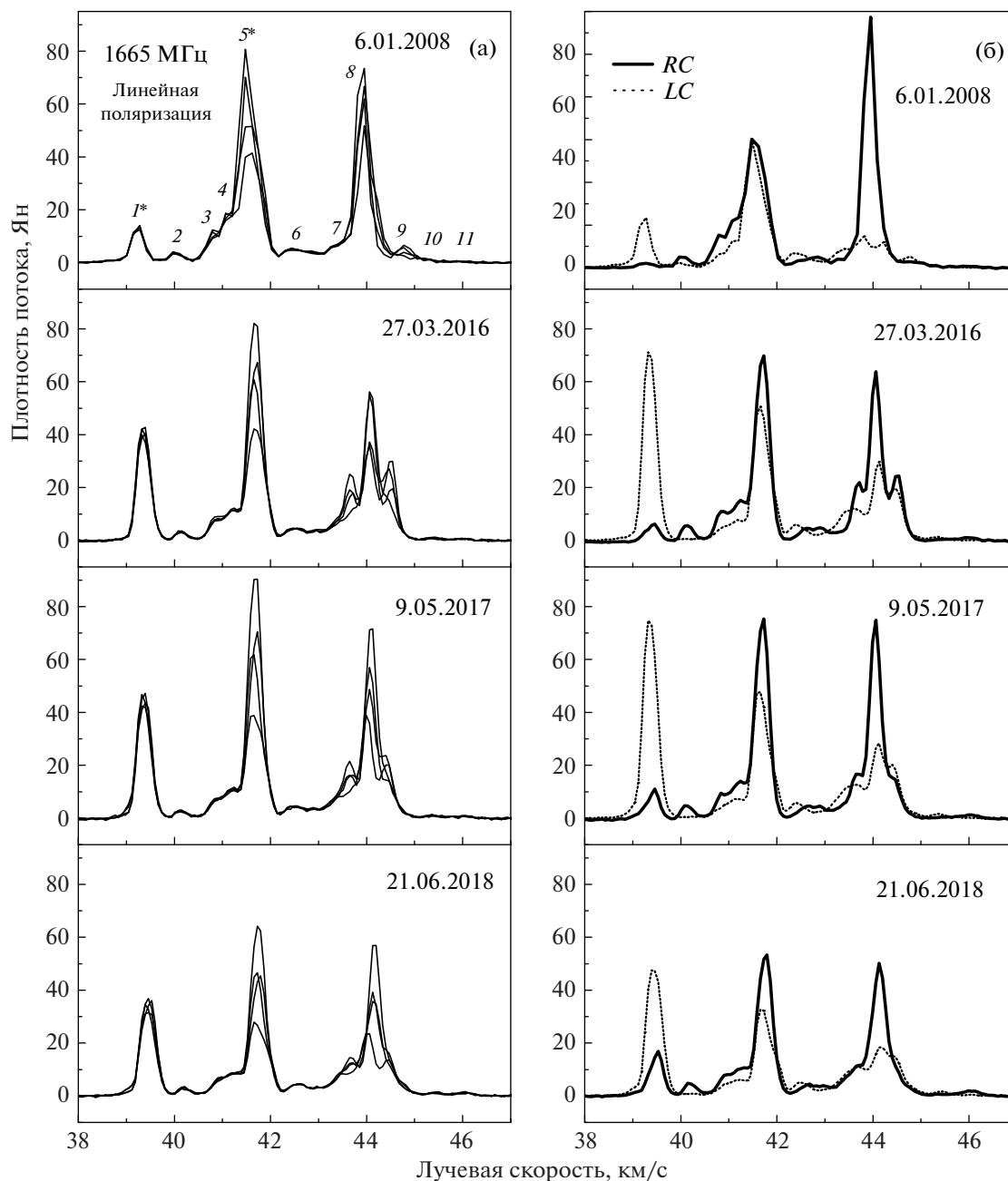


Рис. 1. Спектры мазерного излучения ОН в главной линии 1665 МГц в направлении G43.8–0.1. Слева дано наложение спектров в четырех направлениях линейной поляризации, а справа спектры в правой (жирная линия) и левой (пунктирная линия) круговых поляризациях для наблюдений в 2008, 2016, 2017 и 2018 гг. Детали пронумерованы. Номерами со звездочками обозначены двойные детали.

ние максимума линейно поляризованного излучения по лучевой скорости при изменении положения позиционного угла антенны. Это может происходить при разных значениях угла χ и/или m_L у компонентов двойной структуры наблюдаемой линии. Оценить степень линейной поляризации с достаточной точностью не представляется возможным. Мы вычислили этот параметр для совокупного излучения двойной детали.

Деталь 5 (41.7 км/с). На рис. 4 показано излучение, полученное 8 октября 2021 г. в обеих круговых поляризациях и четырех направлениях линейной поляризации, а также полное излучение (параметр Стокса I). Вертикальными стрелками и пунктирными линиями показаны положения двух выделенных компонентов: 41.62 и 41.75 км/с. Наблюдается смещение максимума линии при изменении положения плоскости линейной по-

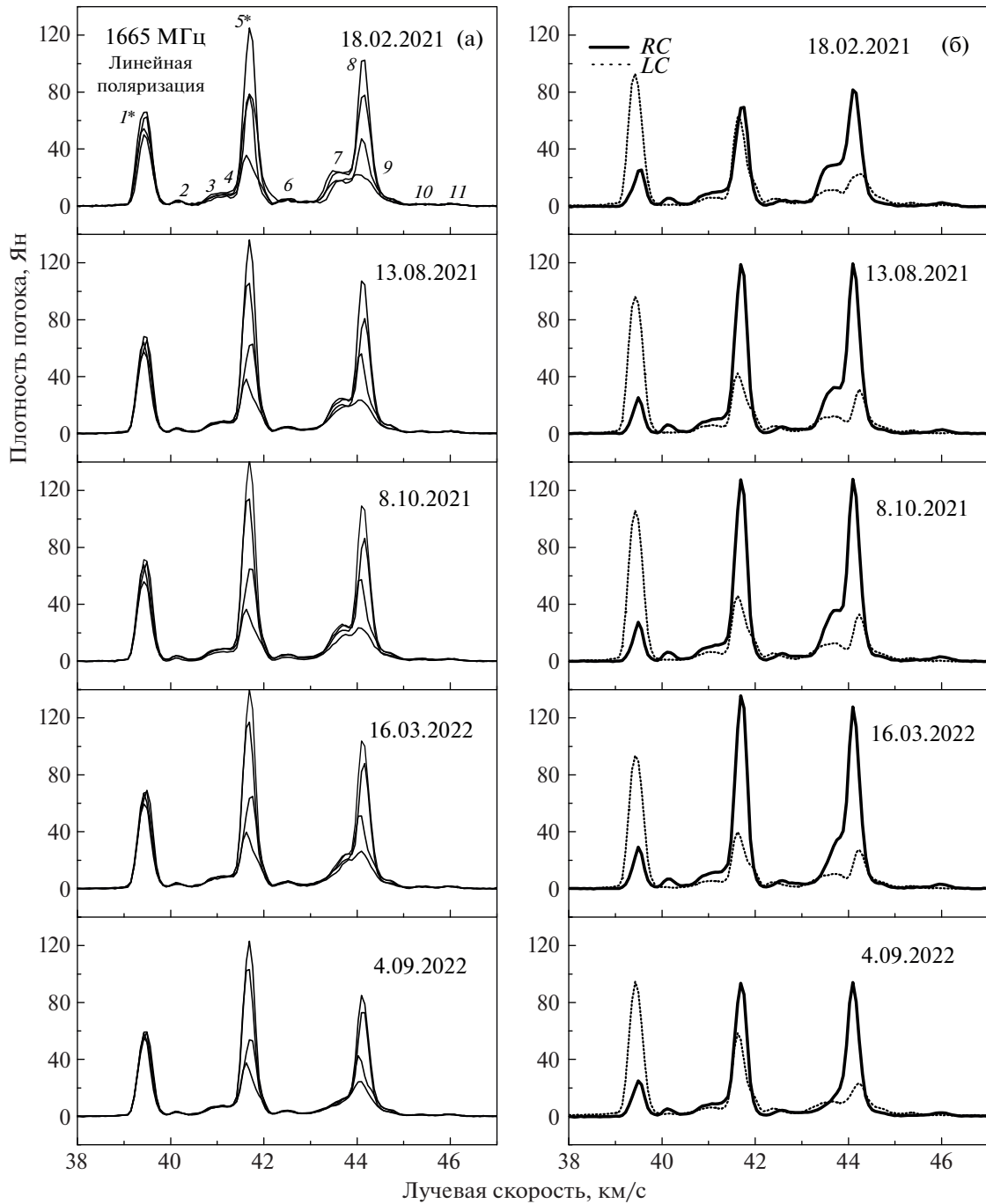


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для наблюдений в 2021–2022 гг.

ляризации антенны. Вычисления показали, что линейно поляризованное излучение компонентов имеет близкие значения угла χ . Вероятнее всего, в данном случае смещение максимума излучения связано с разной степенью линейной поляризации m_L компонентов 41.62 и 41.75 км/с.

Деталь 6 (42.5 км/с). Фрагмент спектра в эпоху 13 августа 2021 г. показан на рис. 5. Справа внизу нанесена среднеквадратичная ошибка rms из-за

шумов системы, о которой упоминалось выше (раздел 2). Деталь расщепляется в магнитном поле на два компонента. На скоростях 42.4 и 42.6 км/с наблюдаются $-\sigma$ и $+\sigma$ компоненты соответственно. Первый имеет левую круговую поляризацию, а второй правую. Величина расщепления составляет $V(RC) - V(LC) = 0.2$ км/с, что соответствует величине продольного магнитного поля 0.34 мГс, направленного от наблюдателя. На скорости

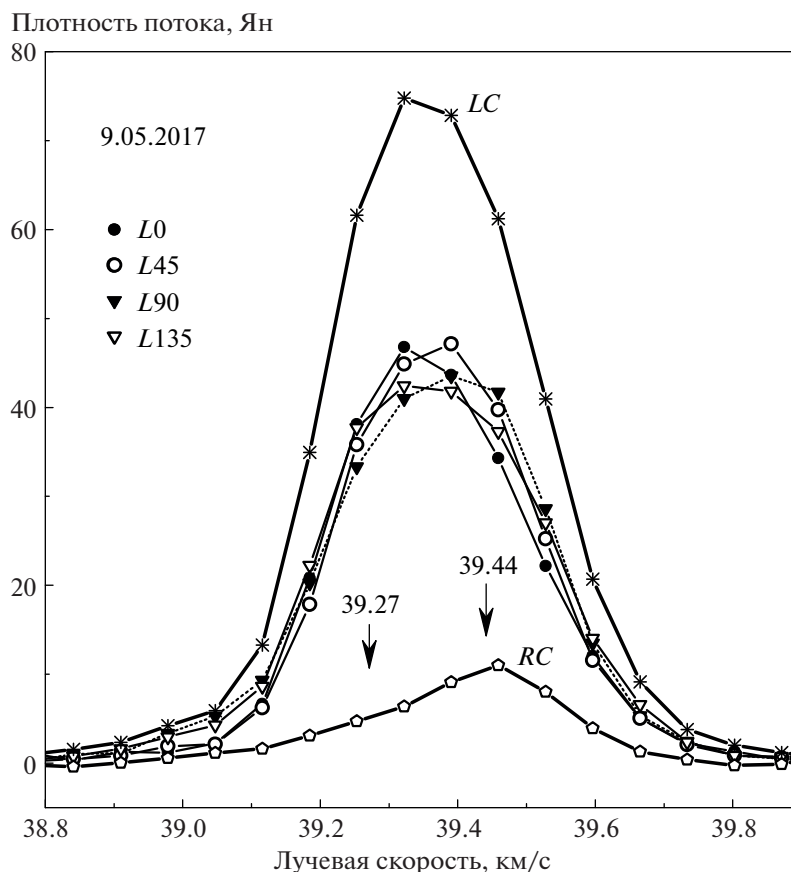


Рис. 3. Структура спектра 1665 МГц в эпоху 9 мая 2017 г. в диапазоне лучевых скоростей 38.8–39.9 км/с. Нанесены все моды поляризации: две круговые и четыре линейные. Каждая мода обозначена своим символом. Вертикальными стрелками показаны положения выделенных компонентов и приведены их лучевые скорости.

42.5 км/с наблюдается нерасщепленный компонент π с небольшой степенью линейной поляризации. На 42.87 км/с имеется еще одна деталь. После разделения данного участка спектра на отдельные компоненты мы вычислили параметры поляризации m_c , m_L и χ для детали 42.5 для всех эпох наблюдений (см. табл. 1 и 2). Имеет место случай $0 < \Theta < \pi/2$, где Θ – угол между лучом зрения и направлением магнитного поля в пространстве.

Деталь 8 (44.1 км/с). Скорее всего деталь является одиночной. Фрагмент спектра с этой деталью в эпоху 9 мая 2017 г. показан на рис. 6. В излучении в круговой поляризации наблюдается расщепление линии на $V(RC) - V(LC) = -0.06$ км/с. Это соответствует величине продольного магнитного поля -0.10 мГс, которое направлено к наблюдателю. Отметим, что точность определения лучевой скорости детали определялась по форме линии вблизи ее максимума. Для сигналов, существенно превышающих уровень шумового сигнала, она превышает величину спектрального разрешения. Вертикальной штриховой линией нане-

сено положение нерасщепленного компонента. Справа сверху в уменьшенном масштабе приведены линии только в круговых поляризациях. Отчетливо видно смещение одной линии относительно другой.

При изменении позиционного угла антенны наблюдается изменение величины плотности потока линейно поляризованного излучения этой детали, что естественно при наличии у нее линейно поляризованного излучения. Также имеет место смещение максимума излучения детали по лучевой скорости. Это, вероятно, связано с Зеемановским расщеплением линии. Максимальное значение скорости приходится на лучевую скорость, близкую к положению $+\sigma$ компонента (в нашем случае LC). При этом позиционный угол χ составляет 56° . Минимальное значение скорости находится близи лучевой скорости $-\sigma$ компонента (RC). При последующих наблюдениях эта картина повторялась. Здесь также имеется эллиптическая поляризация при $0 < \Theta < \pi/2$.

Рассмотрим более слабые эмиссионные детали, которые были отождествлены с мазерными

Таблица 1. Параметры излучения основных деталей в линии 1665 МГц в 2016 г.

1	2		3	4	5	6	7
№ детали	V_{LSR} , км/с		F , Ян	m_C	m_L	χ , °	p
1*	39.26	39.14	55.0	-0.86	0.04	0	0.86
	39.45	—	60.5	-0.84	0.04	65	0.84
2	40.13	40.16	6.4	0.84	0.16	45	0.86
3	40.70	40.88	16.2	0.34	0.12	70	0.36
4	41.22	41.30**	23.2	0.33	0.06	0	0.34
5*	41.62	41.52	47.1	0.12	0.33	45	0.35
	41.74	41.62	54.9	0.23	0.31	55	0.39
6	42.54	42.48	8.9	0.14	0.06	-10	0.39
7	43.70	43.29	33.4	0.28	0.37	0	0.46
8	44.09	44.14	93.0	0.37	0.28	66	0.46
9	44.50	44.74	44.3	0.10	0.35	-30	0.36
10	45.40	45.38	1.7	-0.48	0.18	20	0.51
11	46.00	46.04**	1.2	0.81	0.17	67	0.83

Примечание. В столбце 2 слева приведены лучевые скорости, полученные в нашем мониторинге, а справа взяты из работы [6]. * – у детали наблюдается двойная структура; ** – слабость детали не позволяет надежно определить ее расщепление.

Таблица 2. Параметры излучения основных деталей в линии 1665 МГц в эпоху 27 марта 2022 г.

1	2		3	4	5	6	7
№ детали	V_{LSR} , км/с		F , Ян	m_C	m_L	χ , °	p
1*	39.27	39.14	85.6	-0.67	0.11	20	0.68
	39.44	—	102	-0.36	0.11	73	0.38
2	40.13	40.16	7.4	0.90	0.18	44	0.92
3	40.70	40.88	12.7	0.28	0.18	45	0.33
4	41.23	41.30**	18.9	0.24	0.08	41	0.25
5*	41.62	41.52	115	0.36	0.59	27	0.69
	41.78	41.62	125	0.58	0.71	32	0.92
6	42.50	42.48	9.0	0.11	0.15	22	0.19
7	43.70	43.29	43.5	0.55	0.14	63	0.57
8	44.15	44.14	153	0.65	0.64	59	0.91
9	44.50	44.74	11.0	-0.18	0.33	19	0.38
10	45.40	45.38	2.8	-0.63	0.15	10	0.65
11	46.00	46.04**	3.4	0.79	0.12	50	0.80

Примечание. Обозначения те же, что в табл. 1.

конденсациями на картах [6, 7]. Они не сильно блендированы соседними деталями и поэтому есть возможность провести полный анализ их излучения.

Деталь 41.22 км/с. В спектрах всех эпох четко прослеживается, что максимумы правой и левой круговых поляризаций разнесены на ~ 0.06 км/с. Такому расщеплению линии соответствует продольное магнитное поле ~ 0.10 мГс, направленное от наблюдателя (см. пояснение к детали 44.1 км/с).

Также присутствует π компонент с небольшой степенью линейной поляризации ($m_L = 0.06$). Блендирование этой линии крылом более сильной линии на 41.7 км/с не позволяет определить расщепление с точностью возможной переменности этого параметра.

Детали на 45.5 и 46.0 км/с. Излучение на этих скоростях отождествляется с излучением деталей, наблюдаемых Фишем и др. [7]. На карте [6] их нет. Мы обнаружили монотонный рост излуче-

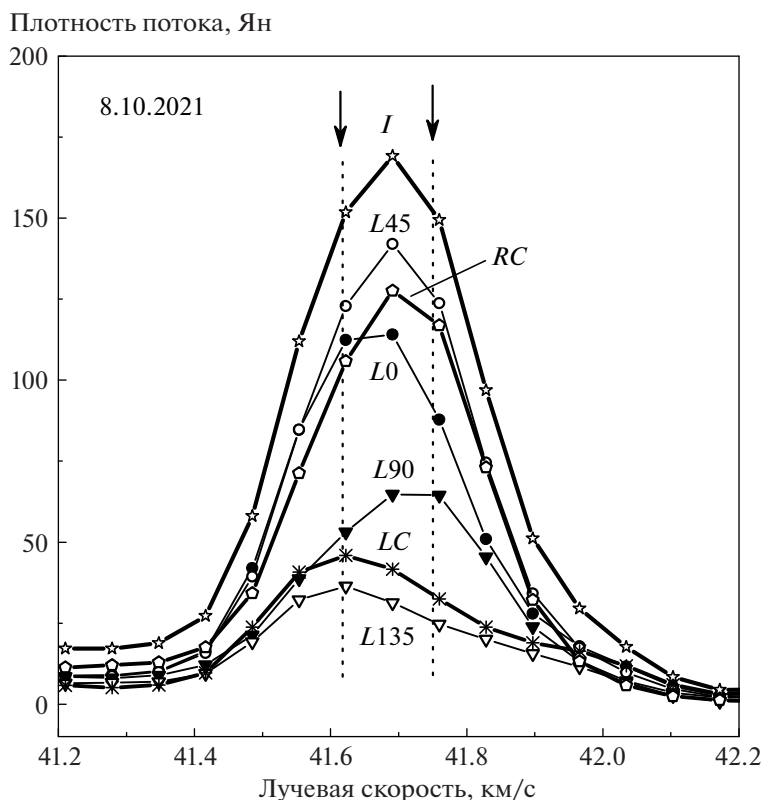


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для эпохи 8 октября 2021 г. и для диапазона лучевых скоростей 41.2–42.2 км/с. Вертикальными стрелками и пунктирными линиями показаны положения двух выделенных компонентов: 41.62 и 41.75 км/с.

ния этих деталей. Вероятно в эпоху наблюдений [6] в 1993 г. они были очень слабыми.

Кроме того, наблюдалась изолированная деталь на лучевой скорости 34 км/с. Она имеет высокую степень круговой поляризации и более низкую степень линейной поляризации: $I = 3.3$ Ян, $m_C = -0.7$, $m_L = 0.2$, $\chi = 35^\circ$. В таблицах наблюдений [6, 7] ее нет. Так как отождествлять ее не с чем, мы не включили данную деталь в наши табл. 1 и 2.

4.2. Переменность мазерного излучения

На рис. 7 показана переменность плотности потока (параметр Стокса I) основных деталей. Указаны лучевые скорости. Обращает на себя внимание то, что с 2021 г. по начало 2022 г. наблюдался период более высокой активности мазера ОН в целом, чем в другие эпохи. Сильных вспышек не происходило.

На рис. 8 показана переменность степени круговой (а) и линейной (б) поляризации. Нумерация на графике соответствует номерам деталей согласно рис. 1 и 2. Наблюдаются более или менее монотонные изменения данных параметров для большинства деталей.

Рассмотрим возможные варианты корреляции переменности параметров m_C и m_L .

1. Детали 1 и 2 имеют сильную круговую, но слабую линейную поляризацию. При этом степень поляризации мало меняется со временем.
2. У деталей 5 и 8 наблюдается одновременный рост m_C и m_L .
3. У детали 7 имеет место обратная зависимость между переменностью m_C и m_L . При росте первого параметра второй уменьшается.
4. Слабо меняются оба параметра деталей 3 и 4, всего лишь в пределах 0.1.
5. При значительном монотонном уменьшении m_C у детали 9 происходят нерегулярные вариации m_L .

На рис. 9 показана переменность позиционного угла линейной поляризации самых сильных эмиссионных деталей. Приведены лучевые скорости деталей. Некоторые графики аппроксимированы прямыми линиями, что показывает тенденции долговременного и существенного изменения позиционного угла соответствующих

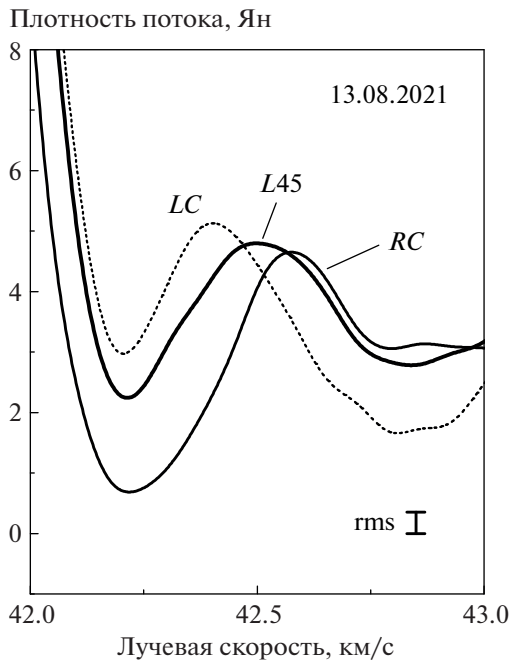


Рис. 5. Фрагмент спектра 1665 МГц с деталью 42.5 км/с на эпоху 13 августа 2021 г. Нанесены обе моды круговой поляризации и мода $L45$ линейной поляризации. Внизу справа нанесена величина среднеквадратичной ошибки.

деталей. На панели (в) внизу слева для детали — 44.5 км/с указано значение $\chi = -163^\circ$ для эпохи 2008 г.

Хаотических вариаций позиционного угла не наблюдается. Переменность χ имеет, в основном, регулярный характер и, как правило, в небольших пределах. Наибольшие изменения угла χ происходили у детали 7 на 43.7 км/с от 0° до 65° .

Значительные монотонные изменения угла χ в период 2008–2022 гг. происходили на лучевой скорости 44.5 км/с, от -163° до $+22^\circ$ с выходом на горизонтальное плато с середины 2021 г. (см. рис. 9в). Это соответствует изменению вектора поперечного магнитного поля на $\approx 180^\circ$. Для удобства введем для такого поля обозначение H_\perp , а для продольного магнитного поля H_\parallel .

Мы обнаружили, что величина зеемановского расщепления детали 44.15 км/с меняется со временем от 0.11 до -0.13 км/с (см. рис. 10а). При этом величина продольного магнитного поля меняется от 0.19 до -0.22 мГс. Смена направления магнитного поля H_\parallel может приходиться на конец 2012 г. (рис. 10б). Коррелированно с H_\parallel меняется угол χ линейной поляризации. Экстраполяция параметра круговой поляризации m_C на эпоху конец 2012 г. дает значение 0.25, а линейной поляризации m_L дает нулевое значение.

Для другой зеемановской пары (42.4 и 42.6 км/с) мы не обнаружили какого-то регулярного изменения расщепления. Наблюдались лишь хаотического характера вариации этого параметра в пределах 0.16–0.24 км/с, которое может быть связано

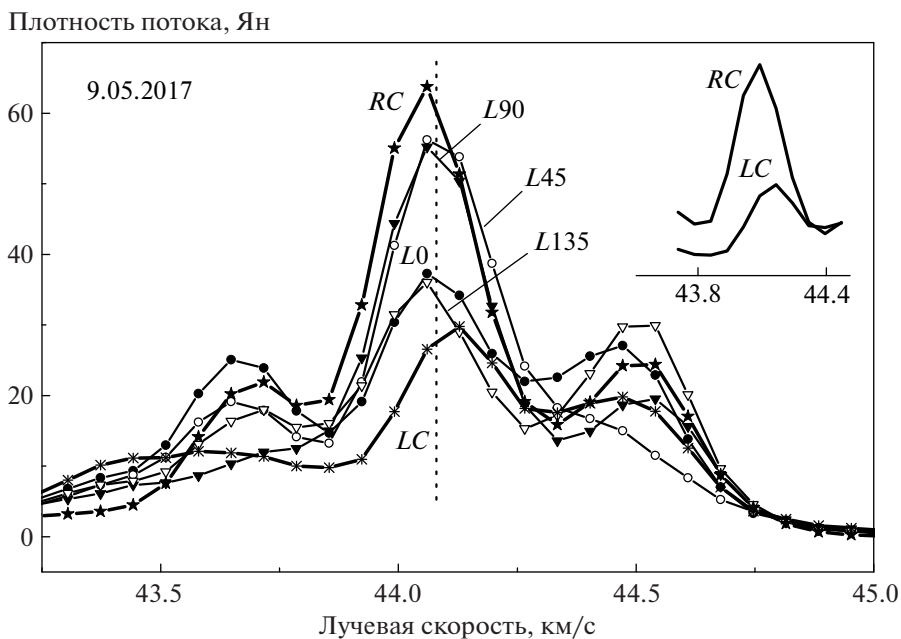


Рис. 6. То же, что на рис. 3, но для эпохи 9 мая 2017 г. и для диапазона лучевых скоростей 43.25–45.0 км/с. Справаверху в уменьшенном масштабе приведены линии в круговых поляризациях.

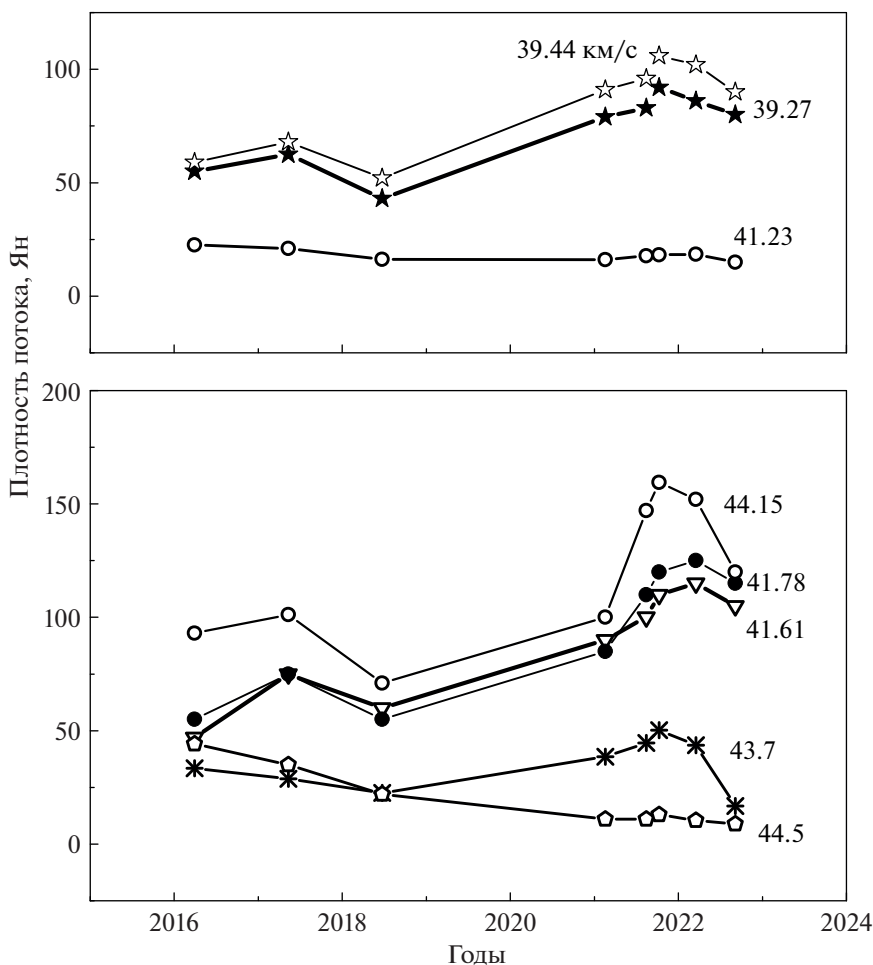


Рис. 7. Переменность плотности потока основных деталей. Указаны их лучевые скорости.

с влиянием излучения от крыльев соседних линий.

Таким образом, для двух мазерных деталей наблюдалось изменение направления магнитного поля на противоположное: для детали 44.15 км/с продольного поля (H_{\parallel}), а для детали 44.5 км/с – поперечного поля (H_{\perp}).

4.3. Пространственное отождествление мазерных деталей

Для пространственного отождествления мы использовали, в основном, VLA-данные [6], поскольку VLBA-данные [7] содержат избыточную для нас информацию при высоком угловом разрешении. Для отождествления некоторых слабых деталей мы также пользовались данными [7]. При отождествлении мы взяли три критерия: близкие лучевые скорости деталей, относительно близкие значения плотности потока и преобладание одного и того же типа круговой поляризации.

Распределение мазерных пятен на картах [6, 7] имеет хорошее подобие, несмотря на разницу между эпохами наблюдений в 8 лет. Ранее проведенный нами анализ показал, что основные эмиссионные детали в спектрах сохранялись на протяжении более 20 лет [20]. Как мы уже отмечали, достаточно стабильными являются их лучевые скорости. Это дает нам основания проводить отождествление с данными [6, 7].

На рис. 11 показаны карты расположения мазерных пятен (конденсаций) в линии 1665 МГц. На карту нанесены все мазерные пятна, полученные Аргон и др. [6] в линии 1665 МГц в правой (кружки) и левой (многоугольники) круговых поляризациях в эпоху 12 января 1993 г. Курсивом указаны их лучевые скорости. Абсолютные координаты центра карты составляют: $\alpha_{2000} = 19^{\text{h}}11^{\text{m}}54.01^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = 9^{\circ}35'50''$. Большой крестик показывает положение центра источника радиоcontinuum. Детали, взятые из работы [7], снабжены индексом (**).

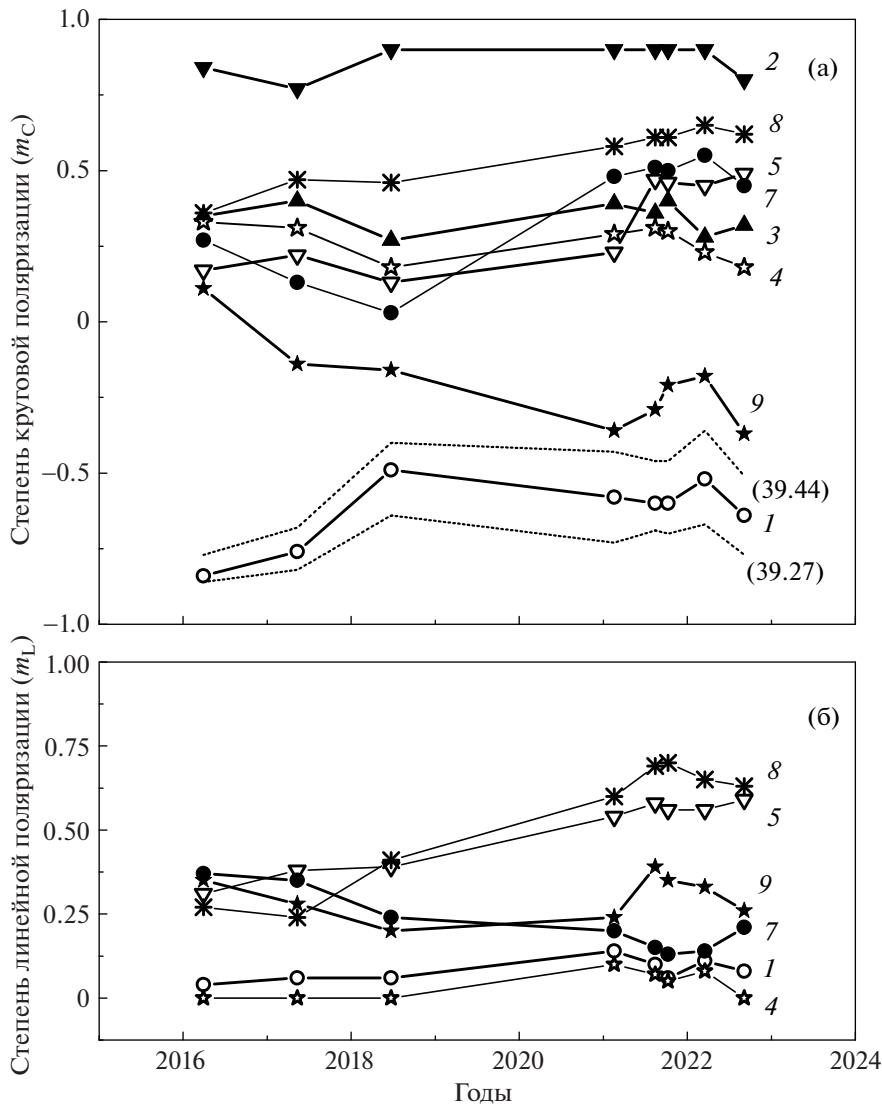


Рис. 8. Переменность степени круговой (а) и линейной (б) поляризации основных деталей. Указаны номера деталей согласно рис. 1 и 2. Для детали 1 на рис. (а) также нанесены данные для компонентов 39.27 и 39.44 км/с (пунктирные линии).

Жирным шрифтом на рис. 11 указаны лучевые скорости, полученные в настоящей работе. Черточками показаны векторы направления поперечного магнитного поля H_{\perp} в отдельных мазерных деталях, полученные в настоящей работе. Напомним, что по определению вектор H_{\perp} перпендикулярен направлению плоскости линейной поляризации, т.е. углу χ . Данные нашего мониторинга представлены для двух эпох: (а) – 27 марта 2016 г. и (б) – 16 марта 2022 г.

Мазерные конденсации расположены приблизительно вдоль дуги, напоминающей подкову, но на севере имеется резкий разворот дуги. Видно, что в 2016–2022 гг. произошли существенные изменения направления магнитного поля в

отдельных мазерных деталях. Если оценить в целом, то можно сказать, что произошла некоторая переориентация мелкомасштабной структуры глобального магнитного поля (компонент H_{\perp}). Оно стало менее хаотичным: в восточной части поле в мазерных конденсациях перпендикулярно дуге, а в западной части параллельно дуге. Таким образом, общая структура глобального магнитного поля мало изменилась. На основании этого можно предположить, что глобальное магнитное поле во всей области U Н II источника G43.8–0.1 имеет одно направление: вдоль оси (северо-восток) – (юго-запад).

Несмотря на хорошее подобие карт 1993 и 2001 гг., все-таки расстояние между некоторыми

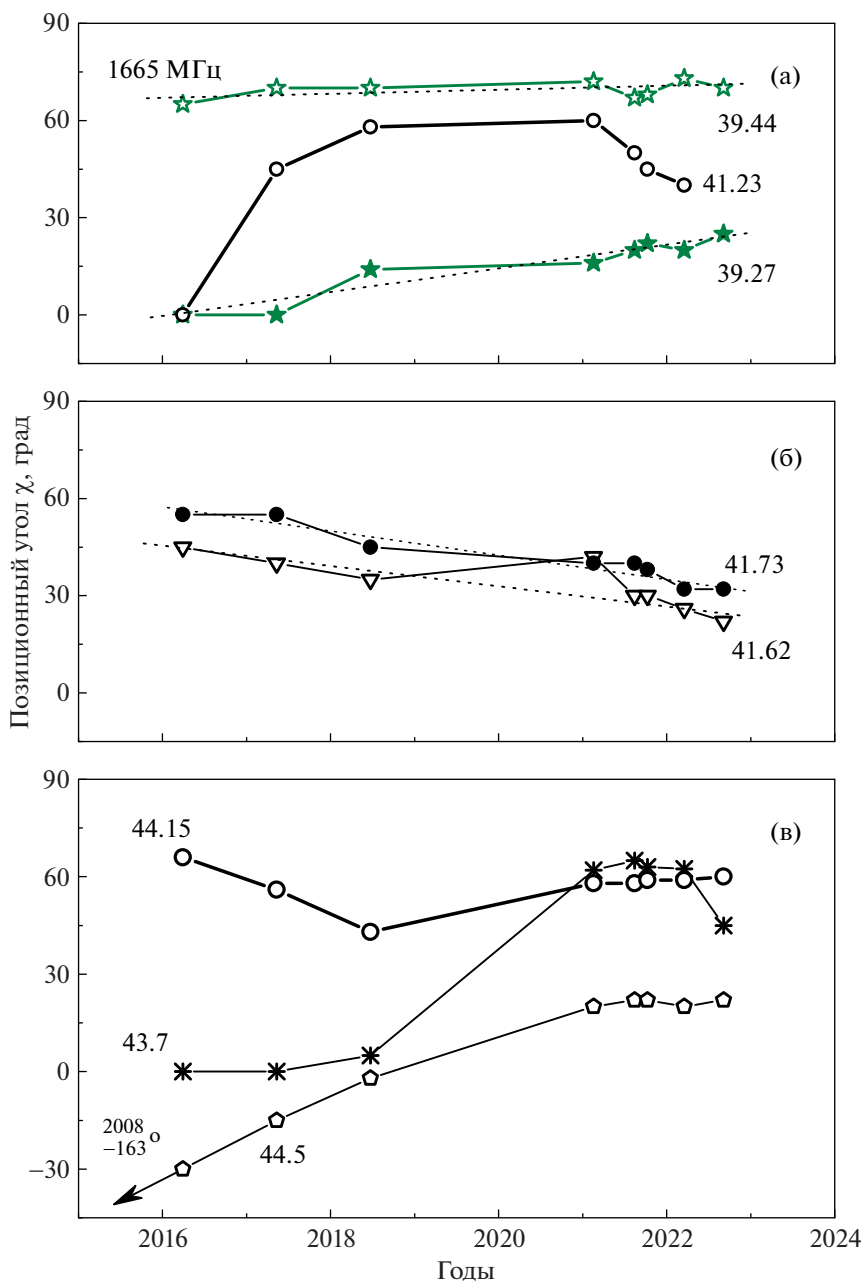


Рис. 9. Переменность позиционного угла χ линейной поляризации основных деталей. Указаны лучевые скорости деталей. Некоторые кривые аппроксимированы отрезками прямых линий. На панели (в) внизу слева для детали -44.5 км/с стрелкой указано направление на значение $\chi = -163^\circ$ для эпохи 2008 г. Пунктирные линии для некоторых деталей показывают аппроксимацию изменений позиционного угла χ линейными зависимостями.

одноименными мазерными пятнами двух эпох превышает допустимые значения собственных движений. Малые изменения лучевых скоростей деталей и долгое время их существования могут указывать на существование, например, вытянутых неоднородных структур с малым градиентом лучевой скорости. Это может быть аналогом структуры мазера водяного пара в виде волокон (или многозвенных цепочек), но большего мас-

штаба (см., напр., [21, 22]). Это также подтверждается существованием тонкой структуры некоторых мазерных пятен в наблюдениях Фиша и др. [7].

В разные эпохи максимум излучения может приходиться на разные участки таких структур. Волокно может находиться в неоднородном магнитном поле. Таким образом, при смещении активной зоны излучения ОН вдоль волокна будет наблюдаться изменение магнитного поля.

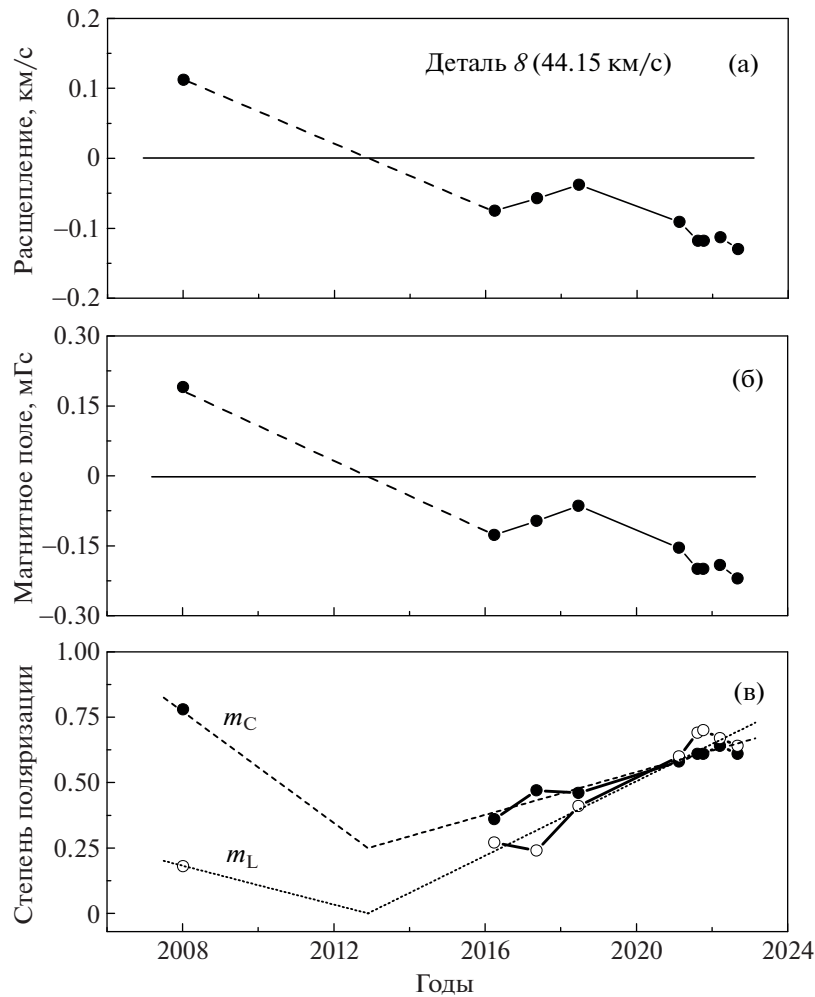


Рис. 10. Переменность основных параметров излучения зеемановской пары ($V_{\text{LSR}} = 41.15$ км/с) в линии 1665 МГц (см. текст).

5. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

За период мониторинга мазерного излучения ОН в главной линии 1665 МГц на радиотелескопе в Нансэ (Франция) в период 2008–2022 гг. в направлении источника G43.8–0.1 обнаружена переменность всех параметров поляризации большинства спектральных деталей. Перечислим наиболее важные результаты.

– Проведено пространственное отождествление основных спектральных деталей ОН в линии 1665 МГц с мазерными пятнами (конденсациями) на VLA карте.

– Обнаруженная переменность всех параметров поляризации носит, в основном, монотонный регулярный характер.

– Для зеемановской пары на $V_{\text{LSR}} = 44.15$ км/с обнаружено монотонное изменение расщепления со временем (2008–2022 гг.) и, следовательно, величины продольного магнитного поля H_{\parallel} .

По нашим расчетам в эпоху конца 2012 г. произошло изменение направления магнитного поля на противоположное. Коррелированно с H_{\parallel} происходили изменения угла χ и, следовательно, изменения направления вектора поперечного магнитного поля H_{\perp} .

– Для мазерной детали 44.5 км/с обнаружено изменение поперечного магнитного поля H_{\perp} на 180° за период 2008–2022 гг.

– Рассмотрена возможная причина наблюдаемой переменности магнитного поля в мазерных конденсациях.

– В период 2016–2022 гг. произошла некоторая переориентация глобального магнитного поля (компонент H_{\perp}) в G43.8–0.1. Поле стало менее хаотичным: в восточной части поле в мазерных конденсациях перпендикулярно дуге, а в западной части параллельно дуге. Предполагается, что глобальное магнитное поле во всей области U H II

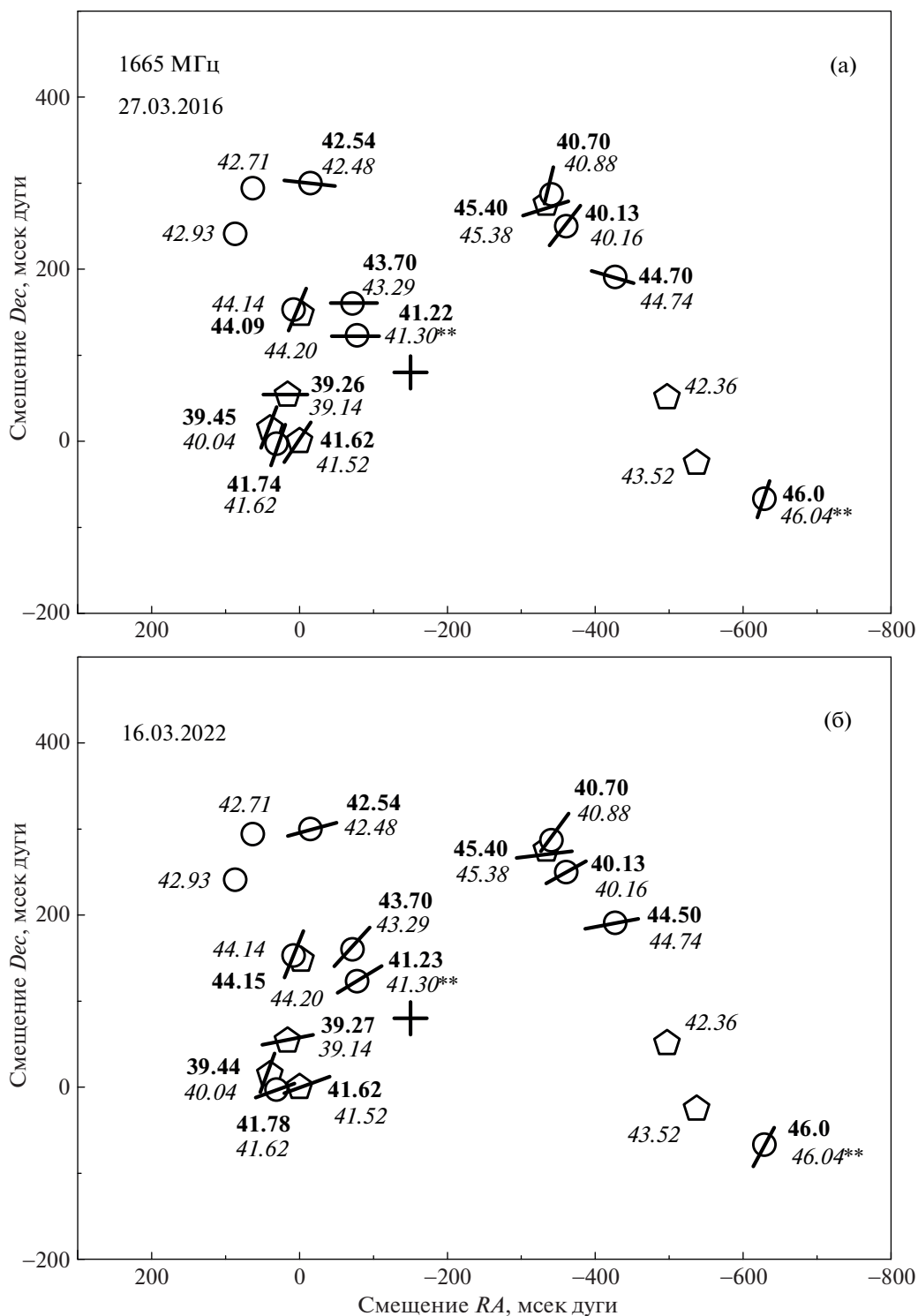


Рис. 11. Карта расположения мазерных пятен в области G43.8–0.1 в линии 1665 МГц для эпох 27 марта 2016 г. (а) и 16 марта 2022 г. (б). Большим крестиком показано положение центра источника континуума. Светлыми кружками и многоугольниками показаны положения мазерных пятен в правой и левой круговых поляризациях. Курсивом и жирным шрифтом указаны лучевые скорости из работы [6] и в настоящей работе соответственно. Черточками показаны векторы направления магнитного поля в отдельных мазерных деталях (настоящая работа).

источника G43.8–0.1 имеет одно направление: вдоль оси (северо-восток)–(юго-запад).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам Радиоастрономической обсерватории в Нансэ (Франция) за большую помощь в проведении наблюдений по программе многолетнего мониторинга источников мазерного излучения на Большом радиотелескопе в Нансэ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *S. H. Knowles, J. L. Caswell and W. M. Goss*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **175**, 537 (1976).
2. *N. J. Evans, S. Beckwith, R. L. Brown, and W. Gilmore*, Astrophys. J. **227**, 450 (1979).
3. *H. E. Matthews, P. A. Shaver, W. M. Goss, and H. J. Habing*, Astron. and Astrophys. **63**, 307 (1978).
4. *R. Genzel and D. Downes*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **30**, 145 (1977).
5. *S. Kurtz, E. Churchwell, and D. O. S. Wood*, Astrophys. J. Suppl. **91**, 659 (1994).
6. *A. L. Argon, M. J. Reid, and K. M. Menten*, Astrophys. J. Suppl. **129**, 227 (2000).
7. *V. L. Fish, M. J. Reid, A. L. Argon, and X-Wu. Zheng*, Astrophys. J. Suppl. **160**, 220 (2005).
8. *V. L. Fish and M. J. Reid*, Astrophys. J. Suppl. **164**, 99 (2006).
9. *D. Downes, R. Genzel, J. M. Moran, K. J. Jonston, L. I. Manveyenko, L. R. Kogan, V. I. Kostenko, and B. Rönnäng*, Astron. and Astrophys. **79**, 233 (1979).
10. *A. P. Sarma, T. H. Troland, R. M. Crutcher, and D. A. Roberts*, Astrophys. J. **580**, 928 (2002).
11. *M. Honma, T. Bushimata, Y. K. Choi, T. Fujii, et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan **57**, 595 (2005).
12. *Y. W. Wu, M. Sato, M. J. Reid, L. Moscadelli, et al.*, Astron. and Astrophys. **566**, id. A17 (2014).
13. *E. E. Lехт*, Астрон. журн. **71**, 59 (1994).
14. *E. E. Lekht*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **141**, 185 (2000).
15. *П. Колом, Н. Т. Ашимбаева, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, В. В. Краснов, А. М. Толмачев*, Астрон. журн. **96** (10), 815 (2019).
16. *П. Колом, Н. Т. Ашимбаева, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, А. М. Толмачев*, Астрон. журн. **98** (1), 50 (2021).
17. *Н. Т. Ашимбаева, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, В. В. Краснов, А. М. Толмачев*, Астрон. журн. **99** (8), 628 (2022).
18. *В. И. Слыш, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, В. М. Витрищак, П. Колом*, Астрон. журн. **87** (7), 655 (2010).
19. *R. D. Davies*, in *Galactic Radio Astronomy*, Proc. IAU Symp. No. 60, Maroochydore, Queensland, Australia, 3–7 September, 1973, edited by F. J. Kerr, S. C. Simonson (Dordrecht-Holland, Boston: D. Reidel, 1974), p. 275.
20. *П. Колом, Н. Т. Ашимбаева, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, А. М. Толмачев*, Астрон. журн. **96** (7), 563 (2019).
21. *P. Colom, N. T. Ashimbaeva, E. E. Lekht, M. I. Pashchenko, G. M. Rudnitskij, V. V. Krasnov, and A. M. Tolmachev*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **507**, 3285 (2021).
22. *J. M. Torrelles, N. A. Patel, G. Anglada, J. F. Gómez, et al.*, Astrophys. J. Letters **598**, L115 (2003).

К ВОПРОСУ О ПЕРВОНАЧАЛЬНОМ СОДЕРЖАНИИ ГЕЛИЯ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ РРЛ В ОРИОНЕ А

© 2023 г. А. П. Цивилев^{1, *}, В. В. Краснов¹

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пушкино, Россия

*E-mail: tsivilev@prao.ru

Поступила в редакцию 05.05.2022 г.

После доработки 12.07.2022 г.

Принята к публикации 18.07.2022 г.

Рекомбинационные радиолнии являются мощным инструментом для изучения межзвездной среды. Одной из важных задач является измерение первичного содержания гелия, образовавшегося во время первичного нуклеосинтеза Вселенной, что, в свою очередь, позволяет проверить выводы Стандартной космологической модели. Туманность Орион А является интересным объектом для изучения этой проблемы. Ранее нами было установлено, что в этой области НII зона ионизации гелия меньше зоны ионизации водорода. Следовательно, фактическое содержание гелия, $n(\text{He})/n(\text{H})$, не меньше максимального измеренного значения $y^+ = n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$. Это позволяет получить ограничения на первичное содержание гелия. В этой статье представлены новые наблюдения рекомбинационных радиолний в Орионе А на длине волны 13 мм. Установлено, что максимальное значение y^+ находится в диапазоне 10.03–11.55%. Следовательно, можно ожидать, что первичное содержание гелия (Y_p , отношение He/H по массе) может составлять не менее интервала значений $\approx 24.93\text{--}29.40\%$, что допускает отклонения от выводов Стандартной модели, например, допускает присутствие неизвестных легких частиц во время первичного нуклеосинтеза. Также были проведены наблюдения дважды ионизированного гелия в Орионе А и планетарной туманности NGC 7027. Получено, что вклад дважды ионизированного гелия, $y^{++} = n(\text{He}^{++})/n(\text{H}^+)$, составляет $< 7 \times 10^{-4}$ в Орионе А и $2.7(\pm 1.3)\%$ для NGC 7027. Также сделаны оценки электронной температуры. В частности, для NGC7027 получено $T_e \approx 11\,900\text{--}12\,300$ К, что выше, чем для областей НII.

Ключевые слова: космология – межзвездная среда, НII области – рекомбинационные радиолнии, Орион А и NGC7027

DOI: 10.31857/S000462992302007X, EDN: CKQUZP

1. ВВЕДЕНИЕ

Рекомбинационные радиолнии (РРЛ) водорода (H), гелия (He^4) и углерода (C) являются мощными инструментами для изучения межзвездного вещества (Сороченко и Гордон [1]). РРЛ позволяют оценивать физические параметры областей ионизированного водорода (НII областей), формирующихся вокруг молодых и горячих звезд, физические параметры фотодиссоциационных областей (ФДО), являющихся промежуточным слоем между НII областью и родительским молекулярным облаком (например, Сороченко и Цивилев [2]), а также эффективную температуру звезд, ионизирующих НII области (например, Цивилев [3], Поляков и Цивилев [4]). Существует также важная космологическая задача для РРЛ – измерение первичного содержания гелия. Как показали в свое время Хойл и Тейлор (1964 [5]), около 90% наблюдаемого количества

гелия образовалось на догалактической фазе эволюции Вселенной и, скорее всего, на стадии первичного нуклеосинтеза (BBN). (Например, они показали, что $\approx 10\%$ наблюдаемого количества гелия было достаточно для поддержания светимости нашей Галактики на протяжении всей ее жизни.)

В ходе первичного нуклеосинтеза (первые 2–3 мин после Большого Взрыва) в дополнение к He^4 (далее просто He) образуется несколько других легких ядер: дейтерий (D), гелий-3 (He^3), тритий (T) и литий (Li^7). Однако, если выход этих элементов зависит только от плотности барионов Вселенной, выход гелия в большей степени зависит от условий, когда соотношение нейтронов и протонов было закалено (Клапдор-Клайнротхаус, Цюбер [6]) (в англоязычной литературе freeze out). Одним из таких условий является количество легких релятивистских частиц во время закаливания ($\approx 10\text{--}20$ с после Большого Взрыва). Таким

образом, если перечисленные выше элементы являются показателями барионной плотности Вселенной, то первичное содержание гелия также является показателем наличия или отсутствия неизвестных легких частиц. Вклад известных легких частиц в рамках Стандартной космологической модели (СКМ) рассчитывается с большой точностью [6]. Имеющиеся данные о флуктуациях микроволнового фона позволяют с достаточной точностью оценить первичное содержание гелия (Y_p) в рамках СКМ. Например, Кок и Ваньони [7] получили отношение He/H по массе, $Y_p = 24.84 (\pm 0.02)\%$.

На данный момент СКМ предполагает наличие трех видов нейтрино. Однако, например, Янг и др. [8] показали, что присутствие дополнительного, четвертого нейтрино, приведет к $Y_p \geq 25.3\%$. Разница в значениях Y_p довольно заметна и может быть измерена. Таким образом, наличие неизвестных дополнительных легких релятивистских частиц может указывать на отклонение от СКМ, что проявится в измеренном превышении значения Y_p от ее предсказаний. Одним из наиболее надежных способов измерения Y_p является наблюдение рекомбинационных линий H и He, большинство которых были проведены в оптике и радиодиапазоне. Некоторые исследования (например, Изотов и др. [9]; Цивилев [10]; Цивилев и др. [11]) допускали возможность превышения стандартного значения Y_p . В последнее время (2020–2021 г., [12–15]) авторы на основе оптических и инфракрасных данных считают, что имеется хорошее согласие с выводами СКМ.

Тем не менее следует отметить, что физиками ведутся разговоры о возможном присутствии четвертого типа нейтрино (например, Серебров и др. [16]). Поэтому мы считаем, что и астрономам нужно ставить задачи на поиск следов отклонения от СКМ, в частности проводить поиск и оценку нижнего предела Y_p .

Радиоизмерений не так много, как оптических данных, однако они обладают рядом полезных свойств. Определение содержания гелия с помощью РРЛ не требует модельных расчетов коэффициентов заселения квантовых уровней атомов, поскольку гелий при высоких уровнях возбуждения (главное квантовое число $n \approx 50$ или более) является водородоподобной системой. Следовательно, коэффициенты заселения одинаковых уровней гелия и водорода одинаковы и сокращаются при расчете отношения He/H. В этом смысле радиоизмерения не зависят от модели, т.е. практически (за исключением учета поправки за ионизационную структуру) не зависят от конкретных физических параметров областей НII.

В рамках такой постановки задачи (поиск и оценка нижнего предела на Y_p) интересным ис-

точником оказывается область НII Орион А. В течение ряда лет мы интенсивно изучали эту хорошо известную туманность с помощью РРЛ H, He и C на длинах волн 8 и 13 мм и обнаружили, что зона ионизации He⁺ меньше, чем H⁺. В этих условиях максимальное полученное значение $n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$ будет являться нижним пределом на реальное содержание гелия ($n(\text{He})/n(\text{H})$) в Орионе, что позволяет уточнить и нижний предел значения Y_p . Подчеркнем, что поиск нижнего предела не требует знания поправки за ионизационную структуру, т.е. полностью модельно независим.

Основываясь на проведенных работах (Поппи и др. [17]; Цивилев и др. [18]), можно предположить, где находится область максимальных значений $n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$. В этой статье мы провели дополнительные наблюдения РРЛ H и He в направлении ожидаемого максимума, чтобы уточнить максимальное значение $n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$ в Орионе А и далее оценить нижний предел значения Y_p . Кроме того, мы провели наблюдения РРЛ дважды ионизированного гелия, чтобы оценить его вклад в оценку Y_p .

Работа состоит из 4 частей: введение, наблюдения, результаты и обсуждение, заключение.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения РРЛ проводились с помощью радиотелескопа РТ22 (ПРАО АКЦ ФИАН). На рис. 1 показаны позиции в туманности Орион А, в которых ранее наблюдались РРЛ H, He и C на длинах волн 8 и 13 мм, и положение (большой круг, равный размеру диаграммы направленности РТ22 на 13 мм – 2.6′), где выполнены наблюдения в этой работе. Дополнительные наблюдения также были проведены в позиции Ori N8, чтобы уточнить поведение физических параметров с удалением от центра в этом направлении. Наблюдения дважды ионизированного гелия были проведены в направлении центра туманности Орион А (звезда $\theta^1\text{C Ori}$). Для контроля также проводились наблюдения в направлении источника NGC7027, где дважды ионизированный гелий уже был зарегистрирован. Наблюдения РРЛ в переходе 65 α были проведены в 2017–2019 гг., в переходе 66 α – в 2019–2020 гг. Наблюдения дважды ионизированного гелия были сделаны в 2004–2006 гг.

Шумовая температура системы находилась в диапазоне 150–200 К. Использовался автокорреляционный спектрометр с 2048 спектральными каналами и общей частотной шириной 50 МГц. Наблюдения проводились методом ON-ON в режиме диаграммной модуляции (Сороченко и др. [21]) сканами продолжительностью 7–10 мин. Данные каждого скана калибровались в антенной

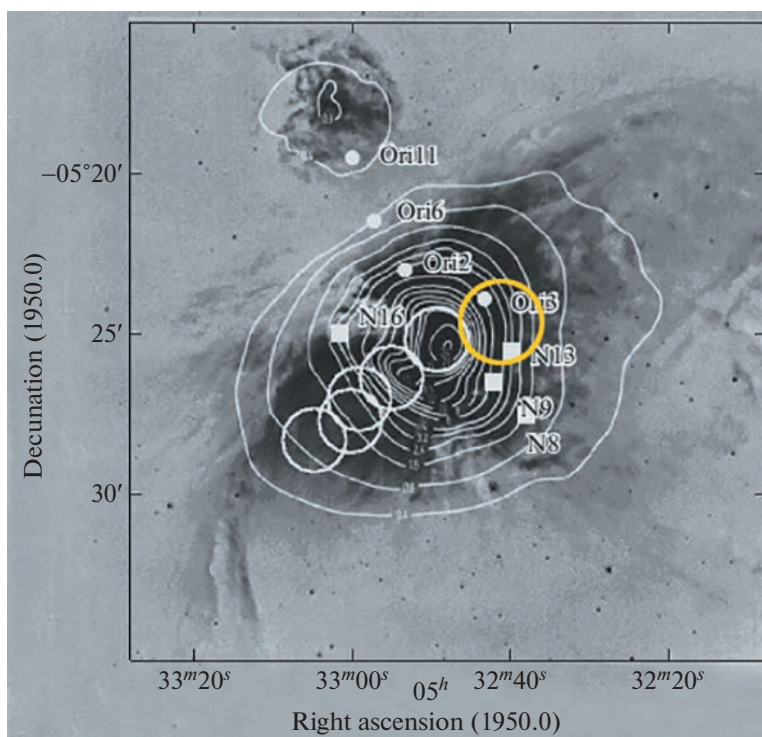


Рис. 1. Позиции, в которых проводились наблюдения РРЛ на 8 мм (большая и малая окружности) и 13 мм (квадраты), показаны на фоне оптической карты туманности Орион А (Н и N II, Хуа и Луиза [19]); контурные линии – карта в континууме на частоте 23 ГГц (Вильсон и Паулс [20]). Большой желтый круг – позиция, в которой наблюдается максимальное относительное содержание гелия при 13 мм. Размер желтого круга соответствует размеру диаграммы направленности РТ22 на 13 мм, в то время как белый круг соответствует ее размеру на 8 мм.

температуре и корректировались за атмосферное поглощение. Затем определялось среднее значение спектров за сеанс, а после этого – среднее значение между днями и сеансами, реализуя накопление сигнала за десятки часов (Цивилев [22]). Параметры спектральных линий определялись путем аппроксимации результирующих спектров (фиттинг) нелинейным методом наименьших квадратов (Смирнов и Цивилев [23]).

Важной проблемой являлось искажение нулевой линии спектрометра, возникающее из-за интерференции шумов, отражающихся между главным зеркалом и контррефлектором радиотелескопа. Искажение имеет квазисинусоидальную форму (Бахрах и др. [24]) с периодом, зависящим от расстояния между отражающими поверхностями (для РТ-22 период ≈ 15 МГц). Согласно нашему опыту, методом борьбы с этими искажениями (“паразитным” сигналом) является использование нескольких сеансов наблюдений продолжительностью около 10 дней в разные сезоны года. Из-за движения Земли по орбите вокруг Солнца частота спектральной линии изменяется, в то время как “паразитный” сигнал радиотелескопа остается неизменным. Во время наблюдений частота детектора настраивается таким образом, чтобы спектральная линия находи-

лась в одном и том же канале спектрометра. В результате “паразитный” сигнал нулевой линии смещается относительно исследуемой спектральной линии. При усреднении спектров разных дат “паразитный” сигнал суммируется с разными фазами вплоть до противофазы, что приводит к уменьшению его размаха. Остаточный “паразитный” сигнал компенсируется во время процедуры фиттинга путем введения синусоидальных членов в аппроксимирующую функцию для описания нулевой линии спектрограмм (Смирнов и Цивилев [23]; Цивилев [22]). Форма самих РРЛ описывается гауссовыми профилями (Сороченко и Гордон [1]).

В табл. 1 приведены данные наблюдений РРЛ: источник, название РРЛ, время накопления сигнала, контраст линия/континуум, параметры РРЛ: амплитуда линии в яркостных температурах (среднее по диаграмме), ширина линии при половинной интенсивности и ее лучевая скорость. Таблица 2 – сводная таблица значений $y^+ = n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$ и T_e (электронная температура) для ряда позиций в Орионе А. Ошибки обеих таблиц (одно стандартное отклонение) указаны в круглых скобках.

Таблица 1. Параметры спектральных линий, полученных на РТ22

Источник	Линия	Время нак., час	T_l/T_c , %	T_l , К	ΔV , км/с	V_{LSR} , км/с
Ori N14b	H65 α	93.9	23.8	0.574 (0.002)	25.64 (0.15)	-3.81 (0.32)
	He65 α			0.0885 (.0022)	20.40 (0.80)	-2.8 (0.43)
	C65 α			0.040 (.0045)	4.30 (0.55)	+9.3 (0.35)
	H93 γ			0.069 (.0017)	27.08 (0.86)	-3.0 (0.37)
Ori N14b	H66 α	62.4		0.534 (0.003)	26.18 (0.20)	-4.27 (0.33)
	He66 α			0.070 (.004)	21.09 (1.89)	-4.3 (0.77)
	C66 α			0.035 (.0096)	4.02 (1.40)	+9.4 (0.60)
Ori N8	H65 α	80.9	20.5	0.284 (.0015)	28.9 (0.36)	-5.90 (0.37)
	He65 α			0.0316 (.0018)	20.5 (1.94)	-5.97 (0.73)
	C65 α			0.011 (.004)	3.22 (1.56)	+9.1 (0.68)
	H93 γ			0.0376 (.0018)	34.9 (1.95)	-4.3 (0.43)
Ori A	He ⁺ 103 α	137		$T_l < 0.005$		
	H109 ϵ			0.093 (.0028)	26.1 (0.99)	-2.4 (0.34)
	NH3(main)			0.566 (.009)	4.4 (0.08)	+7.3 (0.3)
	-1			0.182 (.007)	18.7 (0.7)	/-3.2 (0.5)/
	-2			0.108 (.008)	3.0 (0.5)	/-17.6 (0.4)/
	-3			0.104 (.005)	8.9 (0.6)	/-26.2 (0.4)/
	+1			0.121 (.005)	9.6 (0.95)	/+14.8 (0.6)/
NGC7027	He ⁺ 103 α	65.4	2.4	0.011 (.0037)	18.3 (6.0)	+15.0(6)
	H65 α	113	7.1	0.0326 (.0009)	56.5 (1.9)	+24.0(2)

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Первоначальное изобилие гелия

3.1.1. Метод, наблюдения, исправления. На используемых радиочастотах (оптически тонкий случай и отсутствие штарковского уширения линий) относительное содержание гелия, $y = n(\text{He})/n(\text{H})$, рассчитывается как отношение интегралов РРЛ He и H с одинаковыми номерами перехода по следующей формуле:

$$y = \frac{T_l(\text{He})\Delta V(\text{He})}{T_l(\text{H})\Delta V(\text{H})}, \quad (1)$$

где T_l – амплитуда линии, ΔV – ширина линии на уровне половинной интенсивности в км/с. В действительности мы измеряем РРЛ ионизированного газа, т.е. соотношение ионизированных компонентов He и H. В областях НII измеренные ($y^+ = n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$) и фактические ($y = n(\text{He})/n(\text{H})$) содержания гелия связаны структурным фактором R :

$$y^+ = Ry, \quad (2)$$

где R определяется ионизационной структурой, т.е. соотношением размеров и мер эмиссии зон

He⁺ и H⁺. Относительное содержание гелия по массе (Y) выражается формулой

$$Y = \frac{4y(1-Z)}{1+4y}, \quad (3)$$

где Z – относительное массовое содержание элементов тяжелее гелия, часто называемое металличностью. Далее нужно учитывать вклад звезд в производство гелия. В случае с Орионом А (Цивилев [10]) первичное содержание гелия (Y_p) может быть определено по следующей формуле, использующей зависимость Y от Z как следствие вклада звездной эволюции в производство гелия:

$$Y_p = Y - \frac{dY}{dZ} Z. \quad (4)$$

В наших предыдущих работах (Поппи и др. [17]; Цивилев и др. [18]) было показано, что ионизационная структура в Орионе А имеет структуру типа ядро-гало, где зона He⁺ меньше, чем зона H⁺, т.е. $R < 1$ в целом по туманности с разным значением для ядра и гало. Значение R меньше для ядра (область НII строго ограничена ионизацией) и больше для гало, где область НII частично ограничена ионизацией и частично по плотности. Поэтому полученное значение R может меняться

Таблица 2. Некоторые результаты для ряда позиций НП области Орион А

Позиция	α_{1950} δ_{1950}	$n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$, %	T_e , К	Примечания
Ori A	$5^{\text{h}}32^{\text{m}}49^{\text{s}}$ $-5^{\circ}25'16''$	$8.3 (\pm 0.36)$	$8170 (\pm 104)$	[18], 56 α
Ori Bar	$5^{\text{h}}32^{\text{m}}55^{\text{s}}$ $-5^{\circ}26'30''$	$8.2 (\pm 0.55)$	$8380 (\pm 200)$	[18], 56 α
Ori Bar-2	$5^{\text{h}}32^{\text{m}}59^{\text{s}}$ $-5^{\circ}27'09''$	$7.3 (\pm 0.7)$	$7330 (\pm 270)$	[18], 56 α
Ori Bar-3	$5^{\text{h}}33^{\text{m}}00^{\text{s}}$ $-5^{\circ}27'50''$	$5.7 (\pm 0.66)$	$7000 (\pm 260)$	[18], 56 α
Ori Bar-4	$5^{\text{h}}33^{\text{m}}4.7^{\text{s}}$ $-5^{\circ}28'4.7''$	$4.8 (\pm 0.8)$	$6600 (\pm 160)$	[18], 56 α
Ori 2	$5^{\text{h}}32^{\text{m}}53.5^{\text{s}}$ $-5^{\circ}23'07''$	$9.1 (\pm 0.55)$ $9.5 (\pm 1.3)$	$7340 (\pm 130)$	[18], 56 α [17], 66 α
Ori 3	$5^{\text{h}}32^{\text{m}}43.5^{\text{s}}$ $-5^{\circ}23'28''$	$9.5 (\pm 1.3)$ $9.1 (\pm 1.4)$	$7420 (\pm 110)$	[18], 56 α [17], 66 α
Ori 6	$5^{\text{h}}32^{\text{m}}56.7^{\text{s}}$ $-5^{\circ}21'30''$	$4.0 (\pm 0.8)$	$7420 (\pm 500)$	[18], 56 α
Ori 4	$5^{\text{h}}32^{\text{m}}44^{\text{s}}$ $-5^{\circ}26'05''$	$8.75 (\pm 0.88)$		[17] av 56 α , 66 α
Ori 7	$5^{\text{h}}32^{\text{m}}36.5^{\text{s}}$ $-5^{\circ}22'58''$	$7.3 (\pm 1.5)$		[17] av 56 α , 66 α
Ori N14b	$5^{\text{h}}32^{\text{m}}41^{\text{s}}$ $-5^{\circ}24'11''$	$11.55 (\pm 0.52)$	$7630 (\pm 160)$	this paper av 65 α , 66 α
Ori N13	$5^{\text{h}}32^{\text{m}}40^{\text{s}}$ $-5^{\circ}25'37''$	$9.5 (\pm 0.6)$	$7900 (\pm 200)$	Corrected [18], 65 α
Ori N9	$5^{\text{h}}32^{\text{m}}42^{\text{s}}$ $-5^{\circ}26'36''$	$8.4 (\pm 0.83)$	$7600 (\pm 300)$	[18], 65 α
Ori N8	$5^{\text{h}}32^{\text{m}}39^{\text{s}}$ $-5^{\circ}27'00''$	$7.66 (\pm 0.88)$		this paper 65 α
Ori N16	$5^{\text{h}}33^{\text{m}}0.3^{\text{s}}$ $-5^{\circ}25'06''$	$6.1 (\pm 0.95)$	$8200 (\pm 360)$	[18], 65 α

Примечание: av – среднее значение.

от места к месту и в разных направлениях (см. рис. 9 в [17]). Более того, R может быть ≤ 1 для положения максимума y^+ . При этом максимальное измеренное значение y^+ будет означать нижний предел фактического содержания гелия, $y = n(\text{He})/n(\text{H}) \geq y_{\text{max}}^+$. Это открывает способ оценить нижнюю границу первичного содержания гелия (Y_p). Итак, задача состоит в том, чтобы найти y_{max}^+ в Орионе А.

В нашей работе [17] было показано, что y^+ увеличивается с расстоянием от центра с максимальным значением на угловом расстоянии $2' - 3'$, а затем уменьшается к краю туманности. Вероятная область максимума с $y^+ \approx 10\%$ находилась в северо-западной области в позициях Ori2 и Ori3 [17]. В последующих работах (Цивилев и др. [18, 25])

было обнаружено также высокое содержание гелия немного южнее, в позиции Ori N13 (рис. 1). Следовательно, наибольшее значение y^+ можно ожидать между позициями Ori3 и Ori N13. В этой работе мы выполнили наблюдения РРЛ (переход 65 α) в этом направлении (большой желтый круг на рис. 1), обозначенном как Ori N14b.

Действительно, мы получили значение $y^+ \approx 12\%$, что выше ранее измеренных значений. Результат стабилен к небольшим вариациям нулевой линии спектрометра. Поскольку результат оказался необычно высоким, то в этом направлении были проведены дополнительные наблюдения РРЛ другого перехода – 66 α . К сожалению, во время этих наблюдений оборудование работало хуже. В результате полученное значение y^+

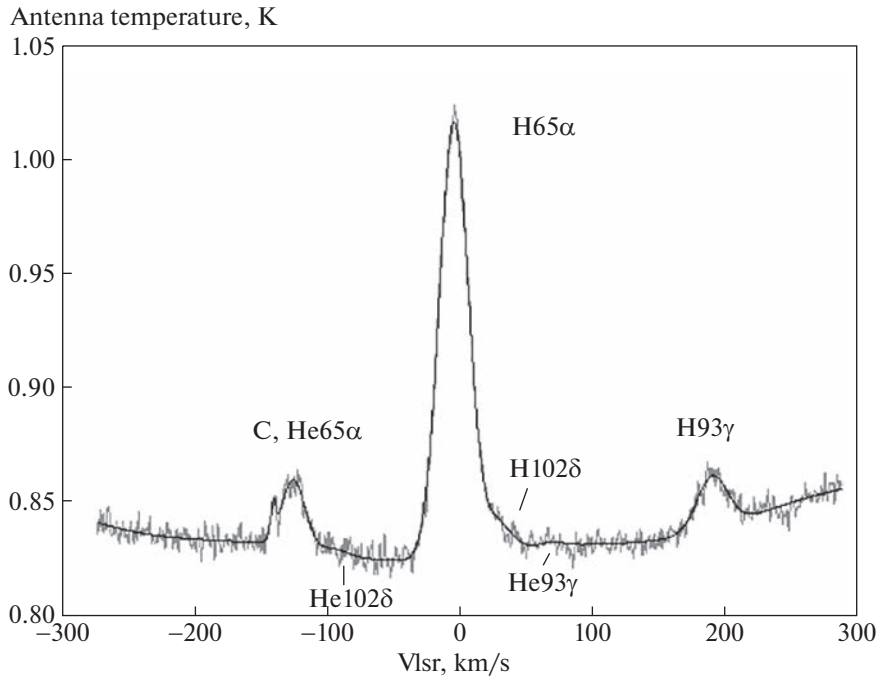


Рис. 2. Полученный на 13 мм спектр (переход 65α) в направлении максимума y^+ в Орионе А (позиция Ori N14b). Вертикальная ось представляет антенную температуру в кельвинах, горизонтальная — лучевые скорости в км/с. Ноль соответствует нулевой скорости РРЛ Н. Серая линия — полученный спектр, а черная гладкая линия — вписанный спектр.

оказалось менее устойчиво к вариациям нулевой линии спектрометра, оно “плавало” в диапазоне 10–12% с наиболее вероятным значением $y^+ = 10.6 (\pm 1.13)\%$. В любом случае это не противоречит наличию повышенного содержания гелия в этом направлении. Полученные спектры показаны на рис. 2 и 3.

Однако было ясно, что для некоторых позиций необходимо внести коррекцию полученного значения y^+ . На 13 мм угловое расстояние между двумя диаграммами направленности RT22 составляет $\approx 10'$. Когда одна диаграмма направленности находится в положении ON, другая может “задеть” край туманности. Предположим, что РРЛ водорода существует на краю туманности, в то время как РРЛ гелия — нет. Поскольку происходит вычитание сигнала между диаграммами, то амплитуда РРЛ Н будет уменьшена, а амплитуда РРЛ He — нет. Далее, используя формулу (1), получим завышенное значение y^+ . Это важно, когда одна из диаграмм находится в положении ON (на источнике), а другая находится в положении OFF (вне источника) с востока. Во второй части цикла, когда положение OFF находится с запада, коррекция не требуется (см. рис. 1). Исправления сделаны на основе карты в континууме на частоте 23 ГГц (Вильсон и Паулс [20]). В любом случае это максимальная коррекция, поскольку предположение об отсутствии линии He на краю туманности довольно сильное.

Приведем пример для позиции Ori N14b. Значение континуума, усредненного по диаграмме, составляет $T = 4.43$ К. В позиции OFF с востока можно ожидать значение континуума $T \approx 0.2$ К. Примем во внимание, что электронная температура (T_e) уменьшается к периферии туманности (Цивилев и др. [18]). В центральной части T_e составляет ≈ 8000 К, на периферии она может снижаться до 6600 К [18]. Используя измеренное T_e в позиции Ori N14b и предполагая отношение числа ионов гелия к числу ионов водорода, равное 0.11, можно ожидать, что отношение линия/континуум будет увеличено как $(7630/6600)^{1.15} \times (1 + 0.11)$ (Чайссон и Допита [26]), т.е. в 1.31 раза.

Таким образом, можно ожидать уменьшения амплитуды РРЛ Н как $(4.43 - 0.2 \times 1.31)/4.43$ по сравнению с амплитудой РРЛ He, т.е. как 0.94086. Поскольку это уменьшение будет действовать только в половине цикла, то общее уменьшение РРЛ Н за цикл будет составлять $1/2 (1 + 0.94086) = 0.97043$. На этот коэффициент и необходимо скорректировать полученное значение $y^+ = 12.26 (\pm 0.59)\%$ в позиции Ori N14b. В результате получим $y^+ = 11.90 (\pm 0.59)\%$ для перехода 65α и $10.29 (\pm 1.13)\%$ для перехода 66α . Соответствующие исправления внесены для позиций OriN13 и OriN8. Скорректированные значения представлены в табл. 2. Средневзвешенное максимальное

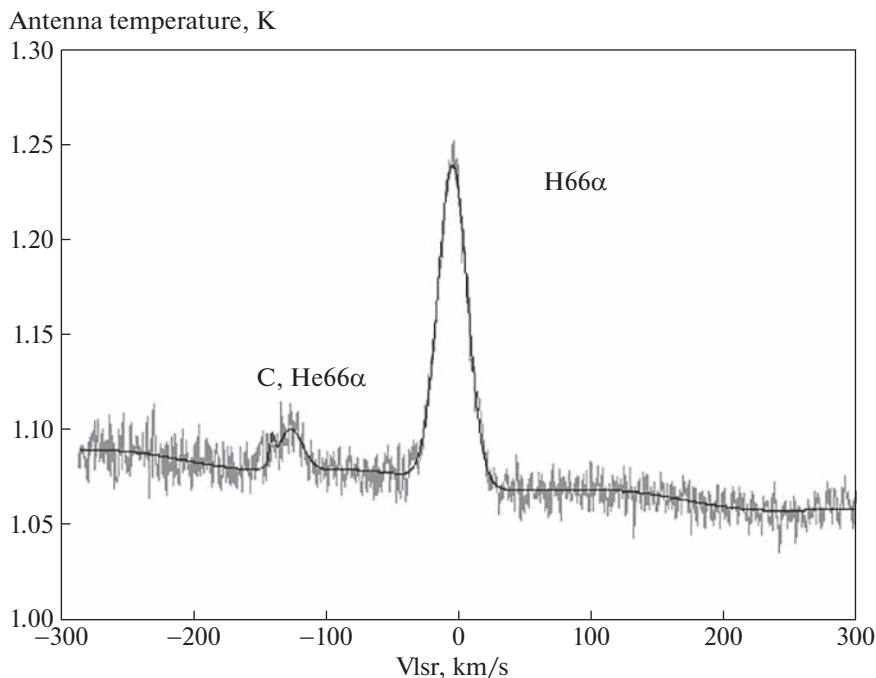


Рис. 3. Полученный спектр (переход 66α) в направлении максимума y^+ в Орионе А (позиция Ori N14b). Обозначения те же, что и на рис. 2.

значение (позиция Ori N14b) для двух переходов (66α и 65α) составит $y^+ = 11.55 (\pm 0.52)\%$.

Как уже упоминалось, максимальное значение y^+ ожидается на угловом расстоянии $2'-3'$ от центра Ori A. Для анализа мы построили на рис. 4 зависимость измеренного значения y^+ от угла по окружности с радиусом $2'$ от центра. Сплошная линия соответствует фиттингу функцией Гаусса плюс многочлен 2-й степени. Для сравнения, мы сделали оценки ожидаемого максимума. Для этого был вписан многочлен 3-й степени без учета полученного максимального значения y^+ (позиция Ori N14b), предполагая форму ожидаемого максимума типа “выпуклости”. Ожидаемый максимум оказался $y^+ \approx 9.7\%$, т.е. ниже полученного. На рис. 5 показано распределение измеренного значения y^+ по скану с востока на запад, проходящему через максимум. Была вписана функция Гаусс плюс многочлен 2-й степени. Анализ этих рисунков указывает, что область максимальных значений y^+ расположена примерно в $80^\circ-110^\circ$ к западу от линии направления M42-M43, и на угловом расстоянии $1.8'-2.3'$ от центра Ориона А (звезда θ^1 C Ori).

3.1.2. Расчеты Y_p и N_{eff} Следующим шагом является вычисление первичного содержания гелия с использованием формул (3) и (4). Принимая $Z = 0.0112 (\pm 0.0022)$ (Болдуин и др. [27]) и $dY/dZ = 1.62 (\pm 0.29)$ (Изотов, Туан [28]) и предполагая,

что $R = 1$ в положении максимального значения y^+ , мы получаем

$$Y_p = 29.40 (\pm 1.09\%).$$

На сегодня это “необычно” высокое значение. Вычтя 3σ , можно указать формально сильное ограничение нижнего предела:

$$Y_p > 26.16\%.$$

Далее мы можем оценить ограничение на существование неизвестных легких частиц во время первичного нуклеосинтеза (Цивилев [10]). Например, Пейджел [29] представил расчетный выход гелия при первичном нуклеосинтезе аналитической формулой. Предполагая время жизни свободных нейтронов близким к 887 с, затем объединяя первый член (постоянное значение) и последний член (зависимость от плотности барионов) этой формулы как измеренное значение $Y_{p,o}$ в рамках СКМ, мы получим зависимость только от эффективного числа легких частиц типа нейтрино (N_{eff}):

$$Y_p = Y_{p,o} + 0.013(N_{\text{eff}} - 3). \quad (5)$$

Принимая значение $Y_{p,o}$, указанное во Введении $Y_{p,o} = 24.84\%$ [7], получаем:

$$N_{\text{eff}} = (Y_p - 24.84\%)/1.3 + 3. \quad (6)$$

Далее, можно получить $N_{\text{eff}} = 6.5$ для основного значения Y_p и $N_{\text{eff}} > 4.0$ для нижней границы, что

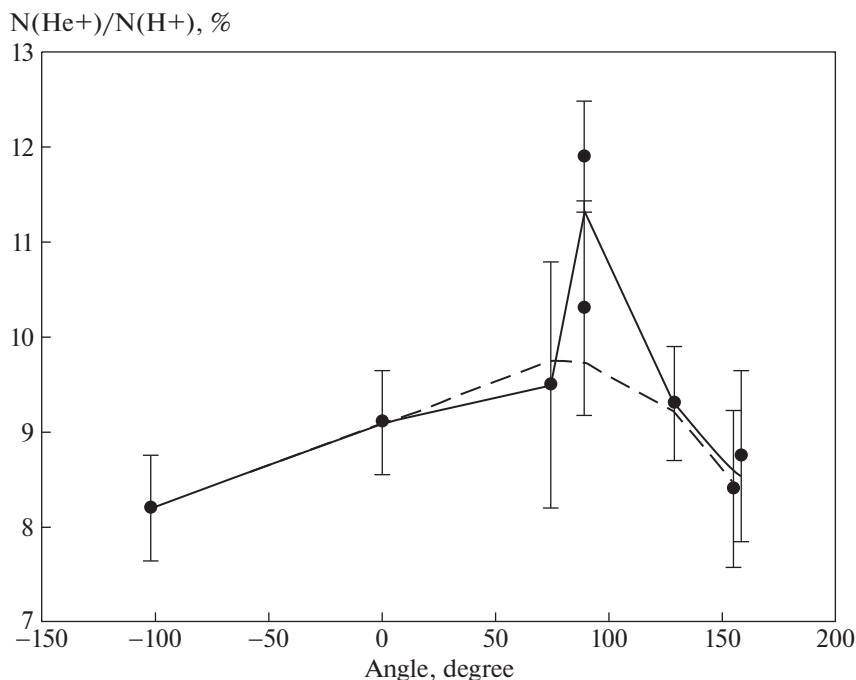


Рис. 4. Относительное содержание гелия, $y^+ = n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$, в зависимости от угла по окружности на угловом расстоянии $2' - 3'$ от центра Ориона А. Нулевое направление – линия М24-М43, отрицательные значения – на восток, положительные значения – на запад. Сплошная линия – фиттинг функцией Гаусса плюс полином 2-й степени. Штриховая линия показывает фиттинг полиномом 3-й степени без учета максимального значения (позиция Ori N14b). Значения y^+ взяты в следующих позициях: Ori Var, Ori 2, Ori 3, Ori N14b (переходы 65α и 66α), Ori N13, Ori N9 и Ori 4 (см. табл. 2).

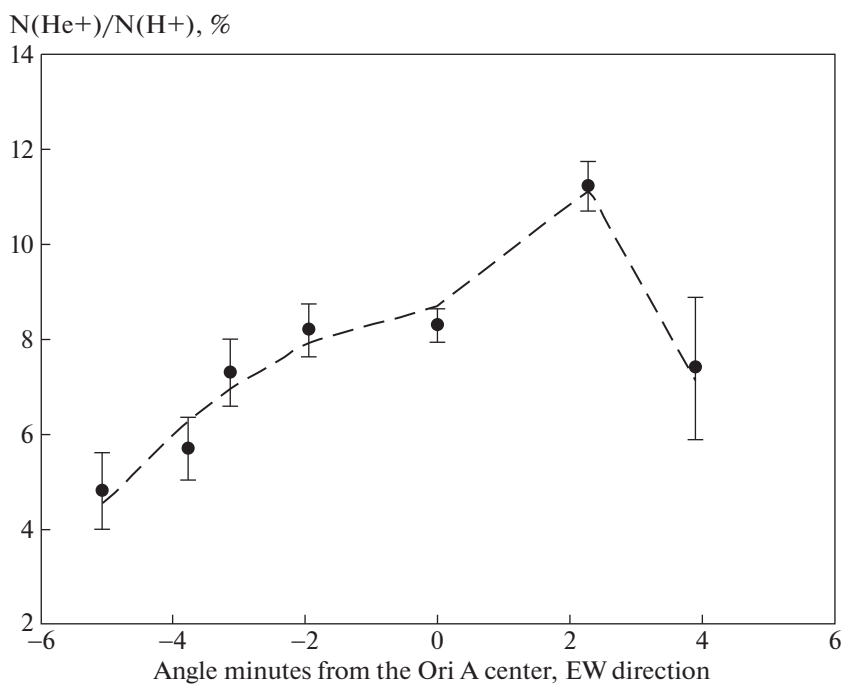


Рис. 5. Относительное содержание гелия y^+ в зависимости от углового расстояния (в минутах) от центра Ориона А вдоль линии восток-запад, проходящей через максимальное значение y^+ . Ломаная линия – фиттинг функцией Гаусса плюс полином 2-й степени. Приведены значения y^+ , полученные в позициях Ori Var-4, Ori Var-3, Ori Var-2, Ori Var, Ori A, Ori N14b и Ori7 (см. табл. 2).

превышает стандартное значение $N_{\text{eff}} = 3.0$ в соответствии с СКМ (Клапдор-Клайнротхаус, Цюбер [6]). Видно, что оценки зависят от принятого значения dY/dZ . Имеются работы, в которых считается, что значение dY/dZ может быть больше. Например, Кошмак, Мелех [30] получили $dY/dZ = 3.43 (\pm 0.77)$. Существуют оценки и в меньшую сторону, например $dY/dZ = 1.216 (\pm 0.849)$ (Верма и др. [31]). По нашему мнению [11], используемое здесь значение $dY/dZ = 1.62$ (Изотов и др. [28]) получено из большого объема данных, обладает наилучшей точностью и лучше соответствует теоретическим ожиданиям. Мы будем рассматривать это как основной параметр. Однако в качестве примера оценим Y_p для большего значения $dY/dZ = 3.43$:

$$Y_p = 27.4 (\pm 1.5\%).$$

Поскольку ошибка оказалась больше, для нахождения нижней границы возьмем менее сильное ограничение – минус одна сигма:

$$Y_p \geq 25.9\% \quad \text{и} \quad N_{\text{eff}} \geq 3.8.$$

Предположим, что мы все еще чего-то не учли. Тогда мы можем сделать “консервативную” оценку – рассчитать средневзвешенное значение для 4 точек, где наблюдается повышенное значение y^+ (Ori2, Ori3, Ori N13 и Ori N14b), что составляет 6 измерений (табл. 2). Получаем максимальное “консервативное” значение $y^+ = 10.028 (\pm 0.30)\%$. Откуда следует фактическое содержание гелия $y = n(\text{He})/n(\text{H}) \geq 10.028 (\pm 0.30)\%$, что приводит к “консервативному” пределу первичного содержания гелия:

$$Y_p \geq 26.49 (\pm 0.78\%).$$

Вычтя 2σ для оценки нижнего предела, получаем:

$$Y_p \geq 24.93\% \quad \text{и} \quad N_{\text{eff}} \geq 3.07.$$

Приведенные оценки указывают на возможность отклонения от стандартного значения Y_p и, как следствие, на возможность существования неизвестных легких частиц во время первичного нуклеосинтеза.

Если сравнивать с оптическими данными, то полученный интервал ($Y_p \geq 24.93 - 29.40\%$) свидетельствует в пользу результата Изотова и др. [9] с $Y_p = 25.5 (\pm 2.2)\%$. Заметим, что при крайних, пороговых значениях ($y = 10.03\%$ и $dY/dZ = 3.43$) получается значение $Y_p = 24.47\%$, что уже согласуется с самими последними данными [12–15].

3.1.3. Обсуждение реальности, возможные проблемы. Существуют ли какие-либо указания на возможность существования такого высокого значения Y_p ? Некоторые аргументы возможны, например, наличие “зеркального мира” (Окунь [32]). Согласно Блинникову и Хлопову [33], об-

щее число легких частиц, влияющих на скорость расширения Вселенной, в этом случае удвоится и первичное содержание гелия будет больше. Как уже говорилось, в настоящее время физиками ведутся разговоры о возможном присутствии четвертого типа нейтрино (например, Серебров и др. [16]).

Интересно отметить недавние измерения величины Y_p по линиям поглощения в межгалактическом газе в направлении далеких квазаров, в которых получено $Y_p = 25.0(+3.7; -2.5)\%$ (Кук и Фумагалли [34]). В свое время было показано, что в межгалактическом газе содержится много ионизированного гелия (например, Якобсен и др. [35]). Хотя считается, что большая часть гелия в межгалактическом газе находится в однократно ионизированном состоянии, некоторое количество гелия может находиться в дважды ионизированном состоянии (например, Черман [36]). Поскольку авторы не учли вклад дважды ионизированного гелия, то полученное значение можно рассматривать как некоторый нижний предел, что также допускает возможность превышения Y_p над его стандартным значением.

Интересные результаты расчетов Y_p доступны в интернет-публикации <http://www.kaf07.mephi.ru/eduroom/DM/DM-L9.pdf>.

Рассмотрим возможные проблемы, которые могли повлиять на результат измерений. Во-первых, наши наблюдения проводились на достаточно оптимальных частотах (длина волны ≈ 1 см). В этом диапазоне оптическая толща линий и континуума $\ll 1$ и, следовательно, связанные с ней эффекты незначительны. Штарковское уширение линий также невелико и начинает проявляться только при $n > 100$ (Сороченко, Гордон [1]). Во-вторых, для РРЛ при переходах с высокими квантовыми уровнями ($n > 30$) гелий можно считать водородоподобным атомом [1], т.е. коэффициенты, учитывающие отклонения населенности уровней от LTE (локальное термодинамическое равновесие), будут идентичны для идентичных переходов H и He. В недавней работе (Гонг и др. [37]) это утверждение было подтверждено экспериментально для трех десятков РРЛ в диапазоне главного квантового числа n от 64 до 100. Из этих же наблюдений следует, что возможный эффект отклонения от случая В из-за присутствия пыли в областях НII, который может по-разному влиять на заселенность уровней атомов H и He (Хаммер, Стори [38]), также ничтожно мал.

Наконец, возможно предположить, что в положении OFF для OriN14b (координаты $\alpha(1950) = 5^{\text{h}}33^{\text{m}}20^{\text{s}} (\pm 6^{\text{s}})$ или $5^{\text{h}}32^{\text{m}}00^{\text{s}} (\pm 6^{\text{s}})$ и $\delta(1950) = -5^{\circ}27' - 24'$) на луче зрения присутствует компактная область НII с плотностью потока ≈ 10 Ян, возбуждаемая слабой звездой ($R \ll 1$). Однако это

маловероятно, поскольку она была бы обнаружена в наблюдениях.

Наша цель состояла в том, чтобы найти положение максимума u^+ в Орионе А и уточнить его значение. Мы ожидали этого значения в диапазоне 9–10%, что согласовывалось бы с нашими предыдущими работами. Полученное значение $\approx 12\%$ является довольно неожиданным. Понятно, что для такого результата желательно дальнейшее уточнение, и мы продолжим работать над этой задачей.

Что касается других наблюдений, имеющих в литературе, можно отметить работу Пеймберт и др. [39], где авторы в РРЛ 53 α картировали семь позиций области в северо-западном направлении размером примерно $1' \times 1'$ и на среднем расстоянии около $1'$ от центра. (Наши позиции находятся примерно в $2'$ от центра). Во-первых, из-за недостаточного частотного разрешения реально они измеряли отношение $(\text{He} + \text{C})/\text{H}$. Во-вторых, можно бы было ожидать близких значений от рядом расположенных позиций, однако они получили разброс величины $(\text{He} + \text{C})/\text{H}$ от 6 до 12%. Это говорит о том, что измерения РРЛ He довольно трудная задача. После учета вклада РРЛ С они получили средние значения $n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$ по трем точкам (табл. 5 [39]) от 7 до 9%. После учета ионизационной структуры авторы получили для Ориона А $u = 9.9 (\pm 0.8)\%$.

В статье Чайссон и Допита [26] были проведены наблюдения в ряде позиций в оптике и РРЛ Н, Не6 α . Их позиция 3 наиболее близка к нашей, где по РРЛ получено $n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+) = 8 (\pm 3)\%$. По позициям имеется разброс от 8 до 12%. Получено среднее значение по 7 позициям $n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+) = 10 (\pm 0.3)\%$.

В статье Пеймберт и Торрес-Пеймберт [40] проведены наблюдения в оптике в 12 позициях туманности Орион А. Позиция 1b наиболее близка к нашей, где получено $n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+) = 8.4\%$. К сожалению, не указаны ошибки отдельных измерений. Ориентируясь, что среднее значение по 12 позициям (правда, с учетом правки за ионизационную структуру) $n(\text{He})/n(\text{H}) = 10.0 (\pm 0.5)\%$, то ошибку отдельных измерений можно ожидать $\approx 1.7\%$.

Гордон [41] пронаблюдал 5 позиций в РРЛ Н, Не 40 α : центральная и 4 сдвинутых на $1'$ по сторонам света. Однако он не привел величины $n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$ по отдельным позициям, а привел среднее значение $n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+) = 10 (\pm 2)\%$. Локман и Браун [42] в РРЛ Н, Не 76 α наблюдали 3 позиции: одна в центре и две в направлении на северо-восток вне центра. Для центра они получили величину $n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+) = 8.2\%$, а вне центра $\approx 11\%$. К сожалению, авторы в статье никак не обсуждали и не комментировали полученный ре-

зультат. Одна из внешних позиций близка нашей Ori2 [18], другая близка к позиции 19 из работы Панконин и др. [43], где было сделано картирование туманности Орион А в РРЛ на частоте ≈ 5 ГГц. В позиции 19 авторы получили значение $n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+) \approx 7.0\%$, что значительно меньше, чем у Локмана и Брауна [42]. Более того, Панконин и др. [43] нашли, что имеется уверенный спад величины u^+ от центра к периферии на восток и северо-восток, что хорошо согласуется и с нашими данными [18].

Итак, обзор литературы показывает, что максимальное значение величины $n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$ вполне может быть $\approx 10\%$. Наши новые наблюдения предполагают большее значение данной величины.

3.2. Дважды ионизированный гелий

Известно, что для получения полного количества гелия необходимо знать вклад дважды ионизированного гелия, $u^{++} = n(\text{He}^{++})/n(\text{H}^+)$. Орион А возбуждается звездами, которые относительно не так горячи ($T_{\text{eff}} < 100000$ К), чтобы можно ожидать большого количества u^{++} . Ранее для Ориона А был установлен верхний предел $u^{++} \approx < 10^{-4}$ по оптическим наблюдениям (Паймберт и Голдсмит [44]) и $< 3 \times 10^{-3}$ по РРЛ на частоте ≈ 5 ГГц (Палмер и др. [45]). В планетарных туманностях, которые возбуждаются более горячими звездами, чем области НII, дважды ионизированный гелий наблюдался. Например, в планетарной туманности NGC7027 содержание $u^{++} = 0.03 (\pm 0.01)$ было измерено по РРЛ (Волмсли и др. [46]). Поскольку эти наблюдения были сделаны давно, мы решили провести наблюдения РРЛ He $^+103\alpha$ (23735.85 МГц) в Орионе А и *тестовые* в NGC7027. На рис. 6 и 7 показаны полученные спектры в этих источниках. Чтобы уменьшить дисперсию, спектр NGC7027 был сглажен по 16 спектральным каналам.

В Орионе А хорошо видны молекулярная линия NH $_3$ (2,2) (23722.61 МГц) и РРЛ Н109 ϵ (23743.83 МГц), в то время как РРЛ He $^+103\alpha$ не видна в излучении. Поскольку в том же спектре присутствует РРЛ водорода (Н109 ϵ), можно оценить верхний предел u^{++} , взяв 3 сигмы вблизи РРЛ He $^+103\alpha$. Чтобы оценить соотношение двух РРЛ (1 и 2) разных переходов (n_1, n_2), преобразуем формулу 2.102 из книги Сороченко и Гордона [1] и получим следующее выражение:

$$\frac{(T_i \Delta V)_1}{(T_i \Delta V)_2} = \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^3 \times \frac{M_{\Delta,1} (1 + 1.5 \Delta n_1 / n_1) n(X_1)}{M_{\Delta,2} (1 + 1.5 \Delta n_2 / n_2) n(X_2)}, \quad (7)$$

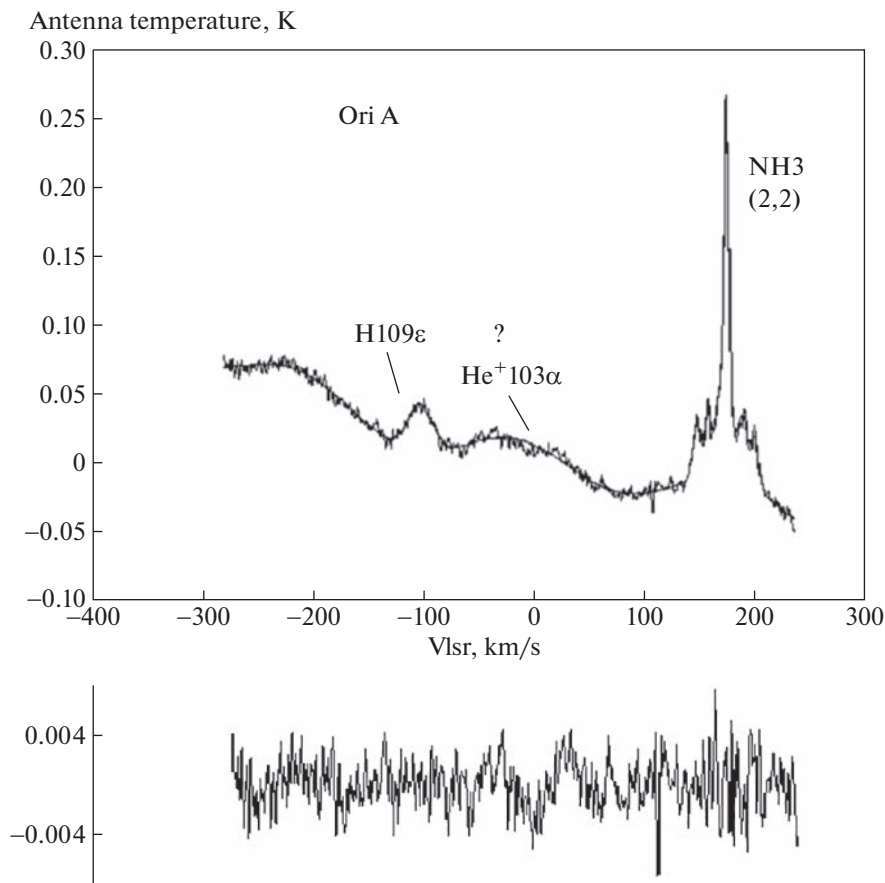


Рис. 6. Полученный спектр в направлении центра Ориона А в поисках дважды ионизованного гелия. Вертикальная ось – антенная температура в кельвинах, горизонтальная – лучевые скорости в км/с. Ноль соответствует нулевой скорости для гелия. Серая линия – полученный спектр, черная гладкая линия – вписанный спектр. Нижняя панель показывает разницу между полученным и вписанным спектром.

где $M_{\Delta n} = 0.1908, 0.0263, 0.0081, 0.0035, 0.0018$ для переходов $\Delta n = 1(\alpha), \Delta n = 2(\beta), \Delta n = 3(\gamma), \Delta n = 4(\delta), \Delta n = 5(\epsilon)$ соответственно; $n(X_1)/n(X_2)$ – отношение их концентраций; ΔV выражена в км/с. Затем, используя верхний предел РРЛ $\text{He}^+103\alpha$ и параметры $\text{H}109\epsilon$ (табл. 1), получаем для Ориона А $n(\text{He}^{++})/n(\text{H}^+) < 6.9 \times 10^{-4}$. Это почти на порядок лучше, чем ранее было определено по РРЛ [45], к тому же получено на более высокой частоте. В любом случае это подтверждает ранее полученный результат, что в Орионе А вклад дважды ионизованного гелия ничтожен.

Однако можно заметить, что на рис. 6 РРЛ $\text{He}^+103\alpha$ скорее видна в поглощении. Это особенно заметно на нижней панели рисунка (разность между полученным и вписанным спектром). Интересно отметить, что это согласуется с оптическими данными, где линия He^{++} видна в поглощении [44]. Если предположить, что линия находится в поглощении, то ее параметры могут быть такими: $T_1 = -0.024 (\pm 0.003)$ К, $\Delta V = 26.9 (\pm 3.9)$ км/с и $V_{\text{LSR}} = -0.7 (\pm 1.3)$ км/с.

Что касается NGC7027, мы также провели наблюдения РРЛ $\text{H}65\alpha$ (табл. 1). Используя формулу (7) и полученные параметры линий $\text{H}65\alpha$ и $\text{He}^+103\alpha$ (табл. 1), получим $y^{++} \approx 2.8 (\pm 1.3)\%$, что вполне согласуется с имеющимися оценками (Чейссон и Малкан [47]; Волмсли и др. [46]).

3.3. Некоторые другие результаты

Ранее для позиции Ori N8 было неясно, имелось ли уменьшение значения y^+ в этом направлении от центра или увеличение (Цивилев и др. [18]). То есть возникает вопрос, а не существует ли другой локальный максимум значения y^+ ? В этой статье оценка величины y^+ была улучшена, которая ясно показала, что y^+ уменьшается от центра в этом направлении. (Получено $y^+ = 7.9 (\pm 0.88)\%$, после коррекции – $y^+ = 7.66 (\pm 0.88)\%$). Итак, локального максимума тут нет.

В табл. 2 для ряда позиций приведены электронные температуры, полученные с учетом отклонения от локального термодинамического

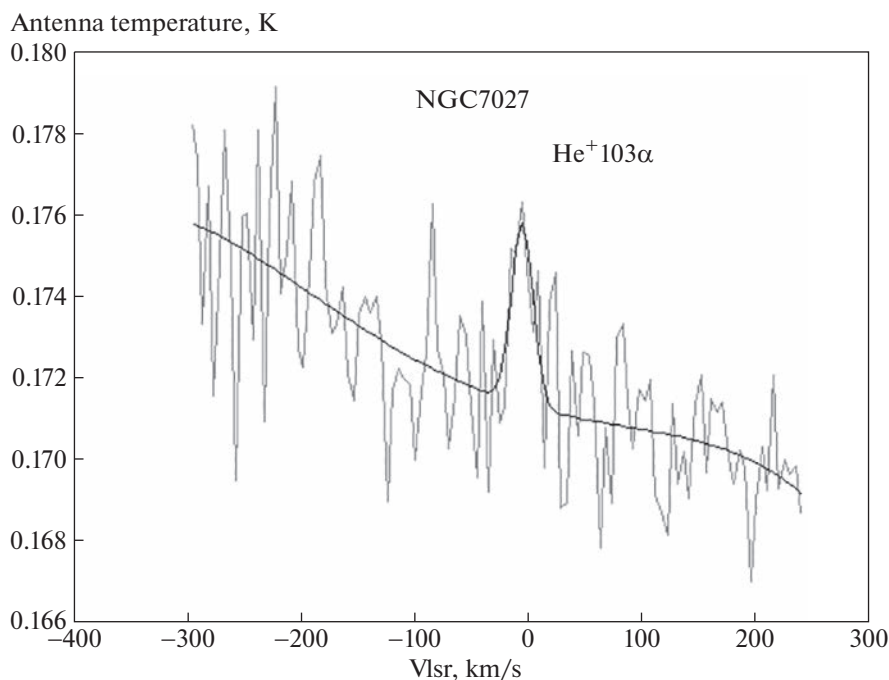


Рис. 7. Полученный спектр дважды ионизированного гелия в направлении планетарной туманности NGC7027. По вертикальной оси – антенная температура в кельвинах, по горизонтальной – лучевые скорости в км/с. Ноль соответствует $V_{\text{LSR}} = 20$ км/с. Серая линия – полученный спектр, а черная гладкая линия – вписанный спектр.

равновесия. Большинство значений было получено в работе [18]. В этой статье T_e определена для новой позиции (Ori N14b) в соответствии со схемой, описанной в работе [18]. Полученное значение явно ниже, чем T_e в центре туманности (Ori A). Для позиции Ori N13 произведена коррекция раннее полученных значений y^+ и T_e , которые стали немного меньше предыдущих [18]. Таким образом, новые данные дополнительно подтверждают вывод об уменьшении T_e от центра туманности к периферии [18].

Для NGC7027, используя полученные параметры РРЛ H65α и контраст (отношение линия/континуум, табл. 1), можно оценить электронную температуру [18]. Получим $T_e(\text{LTE}) = 12490 (\pm 2290)$ К в случае локального термодинамического равновесия. Если мы возьмем электронную плотность $\approx 10^4 \text{ см}^{-3}$, характерную для центральной части Ориона А (Смирнов и др. [48]), то реальная электронная температура составит $T_e \approx 11900$ К. Имеется работа (Ершов и Берулис [49]), где считается, что электронная плотность может быть выше до $\approx 6.7 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$, тогда T_e будет ≈ 12300 К. В пределах погрешности полученные значения T_e согласуются с другими оценками [46, 47, 49]. В этой планетарной туманности T_e заметно выше, чем в областях НII. Возможно, это имеет место и для других планетарных туманностей [46].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В области НII Орион А были проведены наблюдения РРЛ H, He и C (65α и 66α) в направлении ожидаемого максимального значения $y^+ = n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$. Получены следующие значения: $y^+ = 11.90 (\pm 0.59)\%$ для перехода 65α и $10.29 (\pm 1.13)\%$ для перехода 66α со средневзвешенным значением $y^+ = 11.55 (\pm 0.52)\%$. Анализ данных показывает, что область вероятного максимума y^+ находится в направлении примерно $80\text{--}110^\circ$ к западу от линии M42-M43 и на угловом расстоянии $1.8'\text{--}2.3'$ от центра туманности (звезда θ¹C Ori). Возможное первичное содержание гелия оценивается в диапазоне от $Y_p = 29.40 (\pm 1.09)\%$ до $27.4 (\pm 1.5)\%$ с нижней границей $Y_p > 26.16\%$ и $Y_p \geq 25.9\%$ соответственно. Отсюда следует возможное ограничение на присутствие легких частиц типа нейтрино при первичном нуклеосинтезе: $N_{\text{eff}} > 4.0$ и $N_{\text{eff}} \geq 3.8$.

Была сделана “консервативная оценка” максимального содержания гелия в Орионе А как средневзвешенное значение по 4 позициям с повышенным значением y^+ . Получено $y^+ = 10.03 (\pm 0.30)\%$, из чего следует и “консервативный” результат для $Y_p \geq 26.49 (\pm 0.78)\%$, и далее – $Y_p \geq 24.93\%$ и $N_{\text{eff}} \geq 3.07$.

Таким образом, полученные оценки указывают на возможность превышения над стан-

дартным значением Y_p и, как следствие, на возможность существования неизвестных легких релятивистских частиц во время первичного нуклеосинтеза. Поскольку результат в позиции OriN14b оказался необычно высоким и желательнее его дальнейшее уточнение, то, по нашему мнению, на данном этапе нужно учитывать и консервативную оценку. Поэтому, пока основной вывод заключается в том, что максимальное значение Y^+ находится в диапазоне 10.03–11.55%, означая, что Y_p может быть не меньше интервала 24.93–29.40%.

Работа по уточнению полученного результата (оценка максимального содержания гелия в Орионе А и уменьшение интервала его значений) будет продолжена.

2. Чтобы оценить вклад дважды ионизированного гелия, были проведены наблюдения РРЛ $\text{He}^+103\alpha$ в направлении центра Ориона А и планетарной туманности NGC7027. В Орионе А РРЛ $\text{He}^+103\alpha$ не видна в излучении с верхним пределом $n(\text{He}^{++})/n(\text{H}^+) < 6.9 \times 10^{-4}$. Это согласуется с оптическими данными и почти на порядок лучше предыдущего предела по РРЛ, к тому же получено на более высокой радиочастоте. Отметим, что, возможно, РРЛ $\text{He}^+103\alpha$ в Орионе А видна в поглощении.

В планетарной туманности NGC7027 РРЛ $\text{He}^+103\alpha$ была зарегистрирована, откуда следует $n(\text{He}^{++})/n(\text{H}^+) \approx 2.7 (\pm 1.3)\%$, что вполне согласуется с оценками, имеющимися в литературе.

3. В Орионе А получена электронная температура в позиции OriN14b и скорректирована для позиции Ori N13. Эти новые данные подтверждают прежний вывод [18], что T_e уменьшается от центра туманности к периферии.

Для NGC 7027 получены значения $T_e(\text{LTE}) = 12490 (\pm 2290)$ К и $T_e \approx 11\,900\text{--}12\,300$ К (последние с учетом отклонения от LTE), которые хорошо согласуются с предыдущими оценками [46, 47, 49]. В этой планетарной туманности T_e заметно выше, чем в областях НИ.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны Г.Т. Смирнову, который читал статью и сделал полезные замечания. Особенно благодарны ему за проверку и подтверждение правильности формулы 7.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Р. Л. Сороченко, М. А. Гордон, Рекомбинационные радиолинии. Физика и астрономия* (М.: Физ-матлит, 2003).
2. *R. L. Sorochenko and A. P. Tsvilev, Kinemat. Phys. Celestial Bodies* **26**, 162 (2010).
3. *А. П. Цивилев, Астрон. журн.* **70**, 72 (1993).
4. *А. М. Поляков, А. П. Цивилев, Письма в Астрон. журн.* **33**, 39 (2007).
5. *F. R. S. Hoyle and R. J. Teyler, Nature* **203**, 1108 (1964).
6. *Г. В. Кландор-Клайнротхаус, К. Цюбер, Астрофизика элементарных частиц* (М.: УФН, 2000).
7. *A. Coc and E. Vangioni, Int. J. Mod. Phys. E*, **26**, 08 (2017).
8. *J. Yang, M. S. Turner, G. Steigman, D. N. Schramm, and K. A. Olive, Astrophys. J.* **281**, 493 (1984).
9. *Y. I. Izotov, T. X. Thuan, and N. G. Guseva, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **445**, 778 (2014).
10. *А. П. Цивилев, Письма в Астрон. журн.* **35**, 745 (2009).
11. *А. П. Цивилев, С. Ю. Парфенов, А. М. Соболев, В. В. Краснов, Письма в Астрон. журн.* **39**, 912 (2013).
12. *T. Hsyu, R. J. Cooke, J. X. Prochaska, and M. Bolte, Astrophys. J.* **896**, 77 (2020).
13. *E. Aver, D. A. Berg, K. A. Olive, R. W. Pogge, J. J. Salzer, and E. D. Skillman, JCAP* **03**, 027 (2021).
14. *M. Valerdi, A. Peimbert, and M. Peimbert, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **505**, 3624 (2021).
15. *O. A. Kurichin, P. A. Kislitsyn, V. V. Klimenko, S. A. Balashev, and A. V. Ivanchik, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **502**, 3045 (2021).
16. *A. P. Serebrov, V. G. Ivochkin, R. M. Samoilov, et al., JETP Letters* **109**, 213 (2019).
17. *S. Poppi, A. P. Tsvilev, S. Cortiglioni, G. G. C. Palumbo, and R. L. Sorochenko, Astron. and Astrophys.* **464**, 995 (2007).
18. *А. П. Цивилев, В. В. Краснов, С. В. Логвиненко, Письма в Астрон. журн.* **45**, 24 (2019).
19. *C. T. Hua and R. Louise, Astron. Astrophys. Supp. Ser.* **88**, 477 (1982).
20. *T. L. Wilson and T. Pauls, Astron. and Astrophys.* **138**, 225 (1984).
21. *Р. Л. Сороченко, И. И. Берулис, А. В. Гусев, Е. Е. Лехт, Л. М. Нагорных, Г. Т. Смирнов, Тр. Физ. ин-та им. П.Н. Лебедева* **159**, 53 (1985).
22. *А. П. Цивилев, Диссерт. на соискание звания к.ф.-м.н.* (М.: ФИАН, 1998).
23. *Г. Т. Смирнов, А. П. Цивилев, Астрон. журн.* **59**, 1020 (1982).
24. *Л. Д. Бахрах, М. И. Григорьева, Р. Л. Сороченко, Изв. вузов. Радиофизика* **19**, 1614 (1976).
25. *A. P. Tsvilev, S. Yu. Parfenov, and V. V. Krasnov, Odessa Astron. Publ.* **29**, 163 (2016).
26. *E. J. Chaisson and M. A. Dopita, Astron. Astrophys.* **56**, 385 (1977).
27. *J. A. Baldwin, G. J. Ferland, P. G. Martin, M. R. Corbin, S. A. Cota, B. M. Peterson, and A. Slettebak, Astrophys. J.* **374**, 580 (1991).
28. *Y. I. Izotov and T. X. Thuan, Astrophys. J.* **710**, L67 (2010).
29. *B. E. J. Pagel, Phys. Rep.* **333–334**, 433 (2000).
30. *I. O. Koshmak and B. Ya. Melekh, Advances in Astronomy and Space Physics* **8**, 16 (2018).

31. *K. Verma, K. Raodeo, S. Basu, A. V. Silva, A. Mazumdar, J. R. Mosumgaard, M. N. Lund, and P. Ranadive*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **483**, 4678 (2019).
32. *Л. Б. Окунь*, УФН **50**, 380 (2007).
33. *С. И. Блинников, М. Ю. Хлопов*, Астрон. журн. **27**, 371 (1983).
34. *R. J. Cooke, M. Fumagalli*, Nature Astronomy **2**, 957 (2018).
35. *P. Jakobsen, A. Boksenberg, J. M. Deharveng, P. Greefield, R. Jedrzejewski, and F. Paresce*, Nature **370**, 35 (1994).
36. *R. D. Cherman*, Astrophys. J. **256**, 379 (1982).
37. *Y. Gong, C. Henkel, S. Thorwirth, S. Spezzano, K. M. Menten, C. M. Walmsley, F. Wyrowski, R. Q. Mao, and B. Klein*, Astron. and Astrophys. **581**, A48 (2015).
38. *D. G. Hummer, P. J. Storey*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **254**, 277 (1992).
39. *M. Peimbert, N. Ukita, and T. Hasegawa*, Publ. Astron. Soc. Japan **40**, 581 (1988).
40. *M. Peimbert, S. Torres-Peimbert*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **179**, 217 (1977).
41. *M. A. Gordon*, Astrophys. J. **337**, 782 (1989).
42. *F. J. Lockman, R. L. Brown*, Astrophys. J. **259**, 595 (1982).
43. *V. Pankonin, C. M. Walmsley, C. Thum*, Astron. and Astrophys. **89**, 173 (1980).
44. *P. Peimbert, D. W. Goldsmith*, Astron. and Astrophys. **19**, 398 (1972).
45. *P. Palmer, B. Zuckerman, H. Penfield, A. E. Lilley*, Astrophys. J. **156**, 887 (1969).
46. *C. M. Walmsley, E. Churchwell, Y. Terzian*, Astron. and Astrophys. **96**, 278 (1981).
47. *E. J. Chaisson, M. A. Malkan*, Astrophys. J. **210**, 108 (1976).
48. *G. T. Smirnov, R. L. Sorochenko, V. Pankonin*, Astron. and Astrophys. **135**, 116 (1984).
49. *А. А. Еруов, И. И. Берулис*, Письма в Астрон. журн. **15**, 413 (1989).

АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ РАДИОПУЛЬСАРОВ С ГИГАНТСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ МЕТОДОМ ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ

© 2023 г. И. Ф. Малов^{1,*}, О. И. Малов¹

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пушчино, Россия

*E-mail: malov@pra0.ru

Поступила в редакцию 12.08.2021 г.

После доработки 24.12.2021 г.

Принята к публикации 24.01.2023 г.

Проведена кластеризация радиопульсаров с наблюдаемыми гигантскими импульсами (ГИ) методом главных компонент. Использовано пять параметров (период, его производная, наблюдаемая светимость, кинематический возраст и угол между осью вращения и магнитным моментом центральной нейтронной звезды). Показано, что совокупность всех известных пульсаров с ГИ разделяется в фазовом пространстве главных компонент на два кластера. Один из них содержит четыре пульсара с короткими периодами и большой светимостью, второй — девять долгопериодических и более слабых источников. Отдельным, не входящим в эти два кластера объектом, оказывается пульсар в Крабовидной туманности. Рассмотрены возможные модели, которые могли бы объяснить обнаруженное различие пульсаров с ГИ.

Ключевые слова: пульсары, гигантские импульсы, метод главных компонент

DOI: 10.31857/S0004629923030052, EDN: PNYBNP

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из нерешенных проблем в исследованиях радиопульсаров остается природа их гигантских импульсов (ГИ). Они были впервые обнаружены в пульсаре B0531+21 в Крабовидной туманности как в главном импульсе (MP), так и в интеримпульсе (IP) [1–3].

В настоящее время из более чем 3000 объектов, включенных в пополняемый каталог радиопульсаров ATNF [4], ГИ обнаружены всего у 18 источников, включая и те из них, где отнесение мощных деталей к классу ГИ еще остается под вопросом. Неясно также, могут ли появляться ГИ у других радиопульсаров.

ГИ представляют собой вспышечные спорадические явления, для которых характерны перечисленные ниже свойства.

- Большие плотности энергии (до 10^{15} эрг/с) [5].
- Малые длительности, до нескольких наносекунд [6].
- Наличие круговой поляризации обоих знаков [7].
- Очень высокие яркостные температуры (до 10^{41}) [6]. Интенсивности ГИ могут быть в тысячи раз выше, чем у средних импульсов.

• Степенное распределение по энергиям [8] в отличие от гауссова или экспоненциального распределения для нормальных импульсов [9, 10].

• ГИ появляются на долготях MP и/или IP.

В табл. 1 приведены значения параметров для известных радиопульсаров с ГИ. Последние четыре пульсара исключены из вторичного анализа, так как для них не известны каталожная светимость $R_{lum} = Sd^2$ (S — плотность потока, d — расстояние до пульсара) или кинематический возраст t_{kin} (независимые параметры, являющиеся важными для дальнейшего анализа). Значение t_{kin} вычисляется по времени удаления пульсара от диска Галактики (в предположении, что все пульсары образуются в плоскости Галактики):

$$t_{kin} = \frac{Z}{V}. \quad (1)$$

Здесь Z — высота над галактической плоскостью, определяемая из наблюдений, V — скорость пульсара. Следует отметить, что из 3319 радиопульсаров, входящих в каталог ATNF (версия 1.67), только 189 объектов (менее 6%) находятся в шаровых скоплениях. Более того, ни в одном из них не обнаружены ГИ, поэтому для использованной выборки можно считать, что все входящие в нее объекты образовались в диске Галактики. Если для данного пульсара измерена скорость

Таблица 1. Пульсары с гигантскими импульсами

№	PSR	P(c)	dP/dt	R_{lum} (мЯн кпк ²)	t_{kin} (годы)	S_{GP}/S	β°
1	J0034–0721	0.9430	4.08E–16	55.17	17.8E+7	400	12
2	J0218+4232	0.0023	7.74E–20	466.36	13.5E+7		5
3	J0304+1932	1.3876	1.30E–15	14.79	4.3E+6	69	25
4	J0534+2200	0.0334	4.21E–13	2200.00	968*	5×10^4	85
5	J0653+8051	1.2144	3.80E–15	35.90	6.9E+6		41
6	J0659+1414	0.3849	5.49E–14	0.54	9.3E+5	630	19
7	J0814+7429	0.2922	1.68E–16	14.74	3.0E+6		19
8	J0953+0755	0.2531	2.30E–16	27.25	6.8E+6	490	19
9	J1115+5030	1.6564	2.49E–15	10.16	4.6E+6	80	90
10	J1136+1551	1.1879	3.73E–15	35.52	7.2E+5	86	40
11	J1239+2453	1.3824	9.69E–16	77.62	2.5E+6	65	31
12	J1823–3021A	0.0054	3.38E–18	2342.56	4.9E+6		5
13	J1939+2134	0.016	1.05E–19	2940.00	3.7E+6	600	79
14	J1959+2048	0.016	1.69E–20	59.86	7.9E+5		90
15	J0529–6652**	0.9757	1.55E–14				28
16	J0540–6919**	0.0506	4.79E–13			5000	3
17	J1752+2359	0.4091	6.43E–16	32.13		320	72
18	J1824–2452A	0.0031	1.62E–18	1210.00		1700	13

* Реальный возраст пульсара.

** Пульсары в Большом Магеллановом Облаке.

S_{GP}/S – отношение плотностей потока типичного ГИ и среднего импульса.

в картинной плоскости (V_{trans}), то в предположении о том, что движение пульсара изотропно (т.е. компоненты его скорости одинаковы по всем координатам), можно получить оценку t_{kin} , вычисляя скорость пульсара как

$$V = \frac{V_{trans}}{\sqrt{2}}. \tag{2}$$

В работе [11] проведен анализ применимости известных моделей, предложенных для объяснения ГИ путем сравнения параметров соответствующих пульсаров из табл. 1 с предсказаниями рассмотренных моделей. Там же были приведены значения углов β между осью вращения и магнитным моментом нейтронной звезды, вычисленные различными методами. Эти значения даны в последнем столбце табл. 1.

В настоящей работе мы предлагаем, используя формальный метод главных компонент, проанализировать однородность популяции радиопульсаров с ГИ. В [12] предложено разделить эту популяцию на два типа: I – с величиной магнитного поля на световом цилиндре $B_{lc} > 100$ Гс и II – с меньшими значениями B_{lc} , не обсуждая другие характеристики этих объектов. Мы используем здесь независимые друг от друга параметры радиопульсаров, не вдаваясь в их физическую при-

роду, и получим их распределение в фазовом пространстве главных компонент. Это позволит сделать вывод об однородности популяции радиопульсаров с ГИ.

2. ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Метод главных компонент основан на последовательном использовании различных матриц, описывающих исследуемую выборку объектов [13, 14].

В исходной матрице строки соответствуют конкретным объектам, а столбцы – выбранным для классификации параметрам. Затем строится ковариационная матрица.

$$\begin{aligned} &\sum X_1^2 \sum X_1 X_2 \dots \sum X_1 X_n \\ &\sum X_2 X_1 \sum X_2^2 \dots \sum X_2 X_n \\ &\dots \dots \dots \\ &\sum X_n X_1 \sum X_n X_2 \dots \sum X_n^2 \end{aligned} \tag{3}$$

Здесь $\sum X_i^2 = \sum_{j=1}^n [(X_i)_j - \langle X_i \rangle]^2$, $\sum X_i X_k = \sum_{j=1}^n [(X_i)_j - \langle X_i \rangle] [(X_k)_j - \langle X_k \rangle]$ – ковариации элементов матрицы, $(X_i)_j$ – *i*-й параметр

Таблица 2. Корреляционная матрица для параметров из табл. 1

Параметр	$\log P$	$\log(dP/dt)$	$\log t_{\text{kin}}$	$\log R_{\text{lum}}$	$\sin \beta$
$\log P$	1	0.753	0.128	-0.649	-0.120
$\log(dP/dt)$	0.753	1	-0.450	-0.394	0.067
$\log t_{\text{kin}}$	0.128	-0.450	1	-0.259	-0.517
$\log R_{\text{lum}}$	-0.649	-0.394	-0.259	1	0.163
$\sin \beta$	-0.120	0.067	-0.517	0.163	1

j -го пульсара, n – полное число пульсаров в выборке. Диагональные элементы матрицы пропорциональны дисперсиям. Если все элементы поделить на соответствующие дисперсии, получится корреляционная матрица, и следующий шаг анализа состоит в поиске собственных чисел λ и собственных векторов корреляционной матрицы:

$$|A - \lambda E| = 0, \quad (4)$$

где A – исследуемая матрица, E – единичная матрица. Число корней алгебраического уравнения для λ равно числу классифицирующих параметров (рангу корреляционной матрицы). Собственные векторы находятся из системы уравнений

$$(A - \lambda E)\alpha = 0, \quad (5)$$

где столбец α – собственный вектор матрицы A с собственным числом λ .

Для дальнейшего анализа использованы 5 независимых параметров: измеряемые из непосредственных наблюдений: период пульсара P и его производная dP/dt , вычисляемая по наблюдательным данным каталожная светимость R_{lum} , кинематический возраст t_{kin} и синус угла β между магнитным моментом и осью вращения пульсара.

3. АНАЛИЗ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ МАТРИЦЫ

Использование данных табл. 1 привело к корреляционной матрице, содержащей коэффициенты корреляции Пирсона (см. табл. 2). Анализ этой матрицы обнаруживает целый ряд важных следствий. Прежде всего обратим внимание на корреляцию между dP/dt и P . Используя данные табл. 1, мы можем построить диаграмму, представленную на рис. 1. Прямая, формально проведенная по всему массиву на этом рисунке методом наименьших квадратов, описывается уравнением:

$$\begin{aligned} \log(dP/dt) = \\ = (1.31 \pm 0.34) \log P(\text{сек}) - 14.37 \pm 0.50 \end{aligned} \quad (6)$$

при коэффициенте корреляции $K = 0.70$ и вероятности случайного распределения $p = 0.0013$. Однако расположение точек на диаграмме скорее свидетельствует о бимодальности их распределе-

ния. В интервале периодов от 5.5 до 33.4 мс нет ни одного пульсара с ГИ, в то время как в основной массе пульсаров в этом интервале наблюдается заметное число объектов. Действительно, левая часть диаграммы (рис. 2) может быть описана уравнением

$$\begin{aligned} \log(dP/dt) = \\ = (3.80 \pm 1.10) \log P(\text{сек}) - 8.74 \pm 2.87 \end{aligned} \quad (7)$$

при $K = 0.89$ и $p = 0.041$, а правая часть – совершенно противоположной зависимостью (рис. 3):

$$\begin{aligned} \log(dP/dt) = \\ = (-1.45 \pm 0.44) \log P(\text{сек}) - 14.78 \pm 0.26, \quad (8) \\ K = 0.71, \quad p = 0.007. \end{aligned}$$

Зависимость типа (7) с точностью до 2σ может объясняться потерей углового момента за счет пульсарного ветра [15] и процессов во внутренних слоях нейтронной звезды [16, 17]. Что касается уравнения (8), то оно вполне соответствует предсказаниям магнито-дипольного торможения, при котором ожидается зависимость $dP/dt \propto 1/P$.

Таким образом, уже рассмотрение только двух параметров P и dP/dt заставляет предполагать неоднородность пульсаров с ГИ. Мы говорим здесь и дальше о предположениях и тенденциях, поскольку число объектов в рассматриваемой выборке чрезвычайно скудно. Однако обнаруживающиеся в анализируемой матрице корреляции имеют разумное физическое объяснение. Так, отрицательная корреляция R_{lum} с периодом (рис. 4) означает, что по мере увеличения возраста пульсара и увеличения P заметно уменьшается энергетическая подпитка магнитосферы в связи с уменьшением потерь энергии вращения

$$dE/dt = \frac{4 \pi^2 I dP/dt}{P^3}, \quad (9)$$

которая обеспечивает наблюдаемое излучение пульсара. Это естественно уменьшает полную светимость (R_{lum}) (10).

Отрицательная корреляция $\sin \beta$ (t_{kin}) (рис. 5) означает, что со временем β уменьшается, т.е., магнитный момент пульсара сближается с его

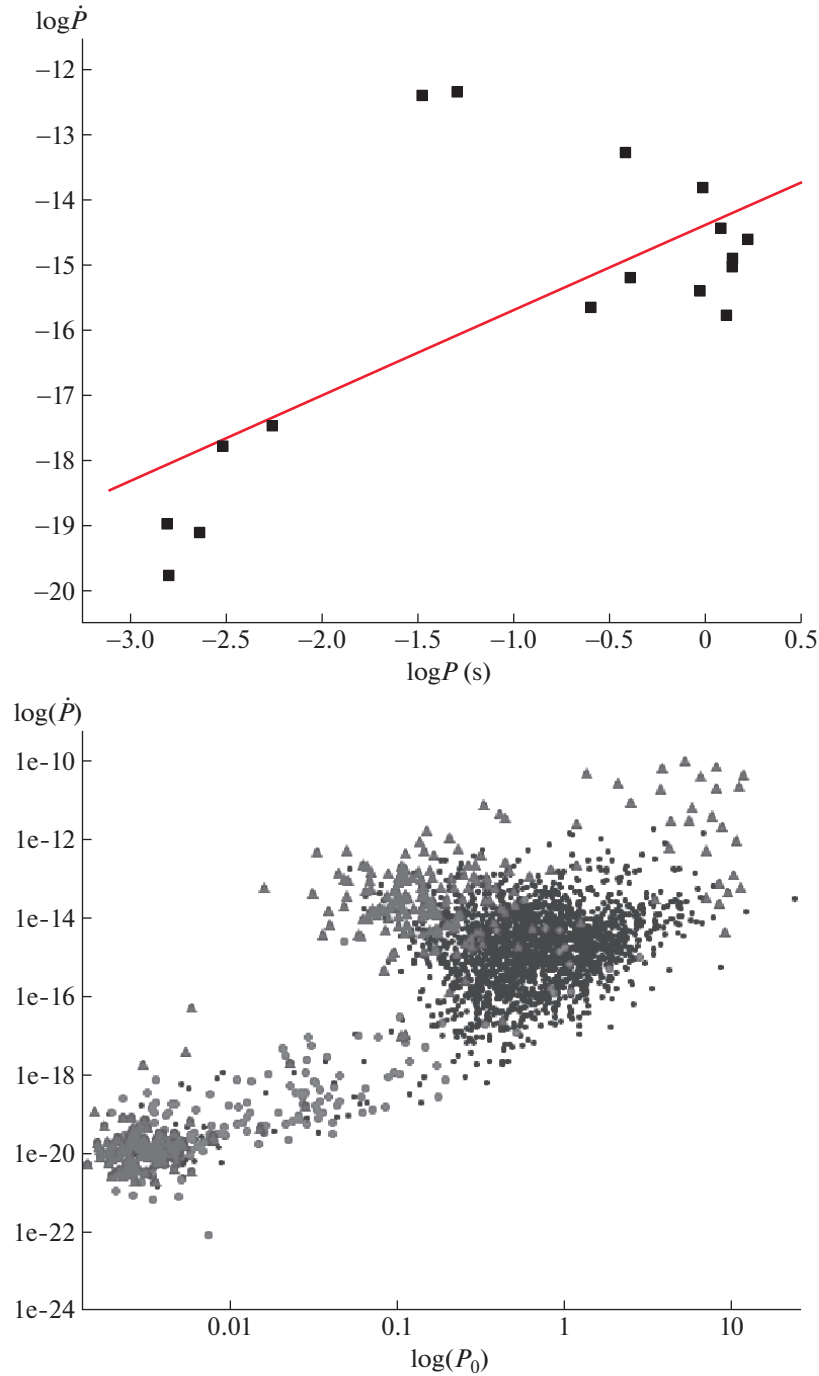


Рис. 1. Зависимость производной периода от самого периода для 18 пульсаров с обнаруженными гигантскими импульсами (вверху) и для 3319 объектов из каталога ATNF (внизу).

осью вращения. Намечающаяся тенденция увеличения R_{lum} с ростом β также свидетельствует о том, что молодые пульсары более энергичны и имеют большие углы наклона осей.

$$\log R_{lum} = (-0.60 \pm 0.16) \log P + 1.34 \pm 0.24, \quad (10)$$

$$K = -0.71, \quad p = 0.0019,$$

$$\sin \beta = (-0.16 \pm 0.07) \log t_{kin} + 1.59 \pm 0.43, \quad (11)$$

$$K = 0.58, \quad p = 0.0285.$$

4. АНАЛИЗ ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ

Собственные числа исследуемой корреляционной матрицы оказались равными 2.222, 1.731,

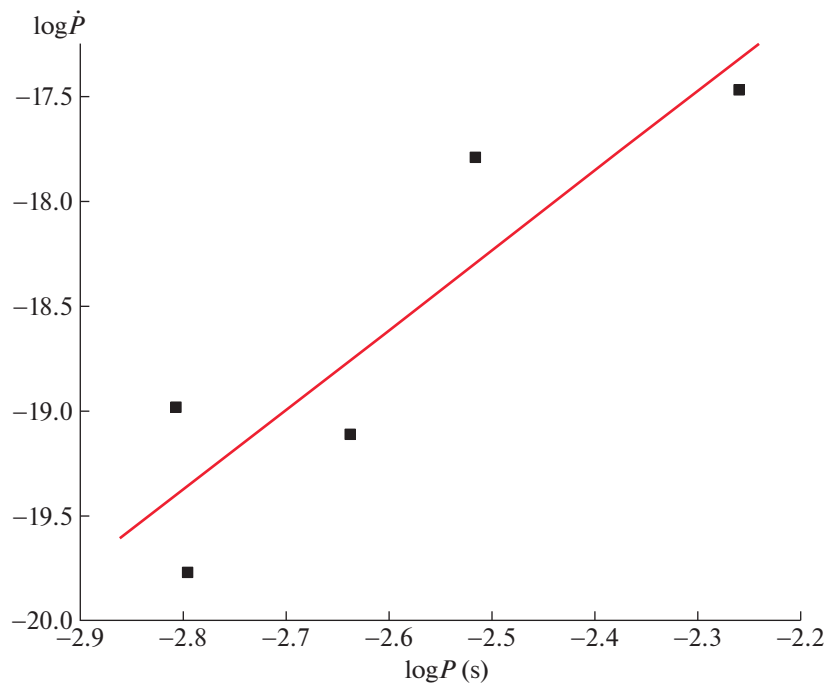


Рис. 2. Диаграмма $dP/dt(P)$ для пульсаров с периодами меньше 10 мс.

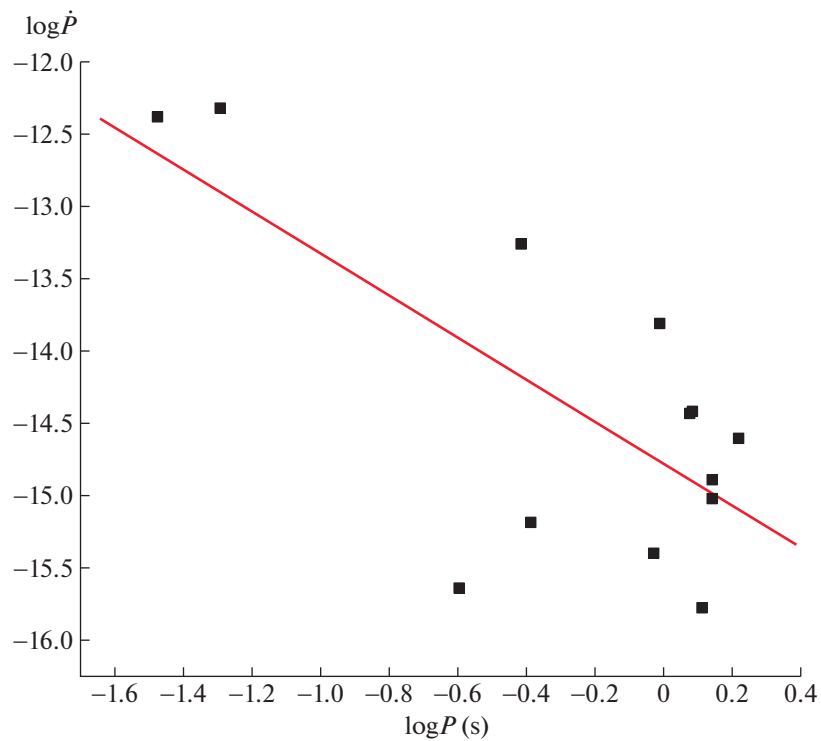


Рис. 3. Диаграмма $dP/dt(P)$ для пульсаров с $P > 30$ мс.

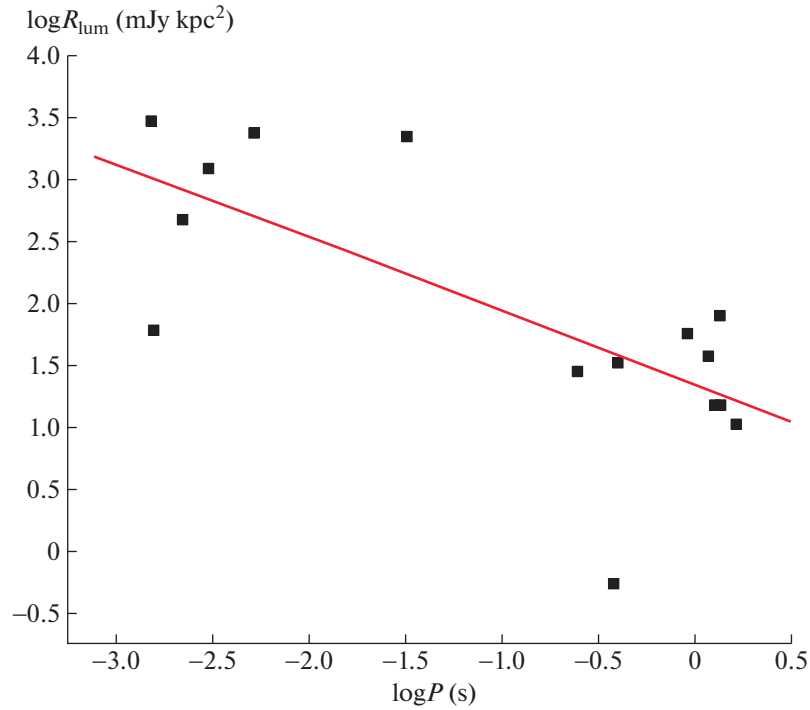


Рис. 4. Зависимость каталожной светимости от периода пульсара.

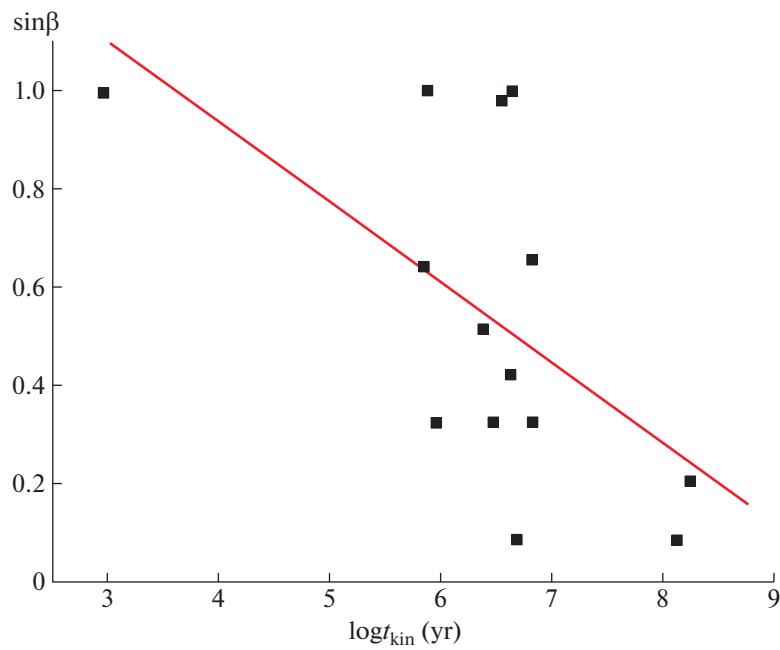


Рис. 5. Зависимость угла между магнитным моментом и осью вращения пульсара от его возраста.

0.653, 0.343 и 0.050. При построении собственных векторов следует учитывать, что собственные числа отражают вклад в дисперсию точек в соответствующем фазовом пространстве. Если полной дисперсии поставлено в соответствие 100%

(это эквивалентно сумме всех приведенных пяти собственных чисел, равной 5), то на долю первого вектора будет приходиться 44.5% полной дисперсии, на второй вектор, ортогональный первому, 34.5%, на третий, ортогональный первым двум,

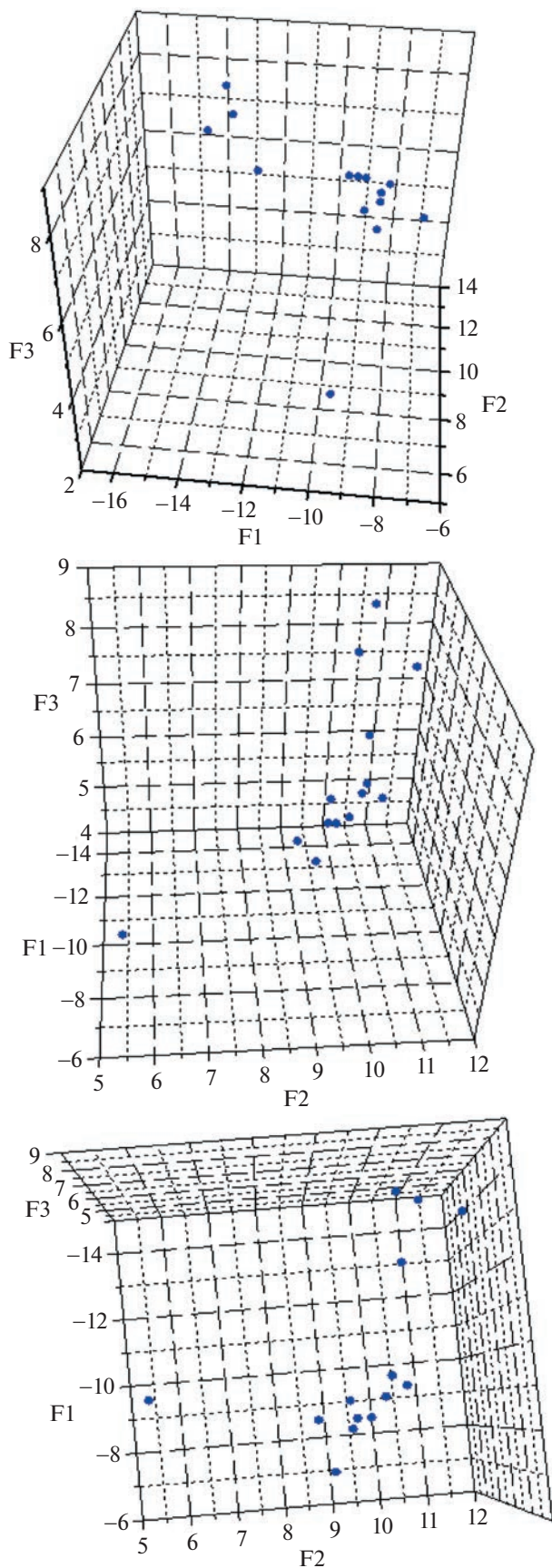


Рис. 6. Кластеры пульсаров с ГИ на проекциях фазового пространства главных компонент.

13%, четвертый, ортогональный в фазовом пространстве первым трем, 7%, на пятый приблизительно 1%. С учетом неопределенностей в значениях некоторых из использованных параметров мы будем считать, что достаточно выбрать приблизительно 90% полной дисперсии, т.е., в нашем случае можно ограничиться тремя собственными векторами. Они имеют вид:

$$\begin{aligned}
 F_1 &= 0.634 \log P + 0.547 \log dP/dt + \\
 &+ 0.027 \log t_{\text{kin}} - 0.534 \log R_{\text{lum}} - 0.115 \sin \beta, \\
 F_2 &= 0.015 \log P - 0.365 \log dP/dt + \\
 &+ 0.704 \log t_{\text{kin}} - 0.195 \log R_{\text{lum}} - 0.577 \sin \beta, \\
 F_3 &= 0.029 \log P - 0.350 \log dP/dt + \\
 &+ 0.303 \log t_{\text{kin}} - 0.470 \log R_{\text{lum}} + 0.751 \sin \beta.
 \end{aligned} \quad (12)$$

На рис. 6 приведены изображения фазового пространства векторов F_1 , F_2 и F_3 , выполненные под разными углами обзора для более наглядного представления о расположении различных точек в таком пространстве. Это позволяет выделить три кластера радиопульсаров с ГИ.

Кластер 1 (в который вошли пульсары J0218+4232, J1823–3021A, J1939+2134 и J1959+2048) характеризуется короткими периодами (у всех пульсаров данного кластера $P < 5.5$ мс), малыми производными периода ($\dot{P} < 10^{-17}$), средним кинематическим возрастом (менее 4 млн. лет) и высокой светимостью (среднее значение R_{lum} около 480 мЯн кпк²).

Второй кластер, состоящий из 9 пульсаров (J0034–0721, J0304+1932, J0653+8051, J0659+1414, J0814+7429, J0953+0755, J1115+5030, J1136+1551, J1239+2453), отличается длинными периодами (средний период 0.93 с), большими производными периода (порядка 10^{-15}), средним кинематическим возрастом около 3.5 млн. лет, значительно более низкой светимостью (18 мЯн кпк²), чем в первом кластере.

В отдельный кластер вошел пульсар в Крабовидной туманности (J0534+2200) с промежуточным периодом (33 мс), самой большой производной (4×10^{-13}), второй по величине светимостью среди всех пульсаров нашей выборки ($R_{\text{lum}} = 2200$ мЯн кпк²) и максимальным отношением плотности потока в гигантском импульсе к средней плотности потока $S_{\text{ГР}}/S$, равным 50000.

В табл. 3 мы приводим параметры пульсаров в различных кластерах с указанием их средних значений.

5. ОБСУЖДЕНИЕ. ВЫВОДЫ

Ранее нами был проведен кластерный анализ распределения известных в то время 558 радиопульсаров [18]. Было обнаружено существование

Таблица 3. Параметры пульсаров в различных кластерах с указанием их средних значений

PSR	$\log P$	$\log P'$	$\log t_{\text{kin}}$	$\log R_{\text{lum}}$	$\sin \beta$
J0534+2200	-1.48	-12.38	2.99	3.34	1.00
J0218+4232	-2.64	-19.11	7.13	2.67	0.09
J1823-3021A	-2.27	-17.47	6.69	3.00	0.09
J1939+2134	-2.80	-18.98	6.57	3.47	0.98
J1959+2048	-2.80	-19.77	5.90	1.59	1.00
Среднее	-2.63 ± 0.23	-18.83 ± 0.98	6.57 ± 0.51	2.68 ± 0.80	0.54 ± 0.45
J0034-0721	-0.03	-15.56	7.25	1.74	0.21
J0304+1932	0.14	-14.89	6.63	1.17	0.42
J0653+8051	0.08	-14.42	6.84	1.55	0.66
J0659+1414	-0.41	-13.26	5.97	-0.27	0.33
J0814+7429	0.11	-15.77	6.48	1.17	0.33
J0953+0755	-0.60	-15.64	6.83	1.44	0.33
J1115+5030	0.22	-14.60	6.66	1.01	1.00
J1136+1551	0.07	-14.43	5.86	1.55	0.64
J1239+2453	0.14	-15.01	6.40	1.89	0.52
Среднее	-0.03 ± 0.28	-14.84 ± 0.79	6.55 ± 0.43	1.25 ± 0.64	0.49 ± 0.24

в фазовом пространстве их параметров трех кластеров. Один из них содержал объекты с периодами больше 0.1 сек. В два других попали источники с периодами меньше 0.1 сек, но отличающиеся как периодами и производными, так и зависящими от них параметрами. Во втором кластере сосредоточены пульсары, имевшие уже в момент рождения периоды меньше 0.1 сек (такие, как пульсар в Крабовидной туманности B0531+21 и пульсар в Парусах B0833-45). Третий кластер включал миллисекундные пульсары, раскрученные в течение своей эволюции в двойных системах.

1. Проведенный в настоящей работе анализ выявил два кластера радиопульсаров с ГИ и отдельный кластер с единственным объектом — пульсаром B0521+31 в Крабовидной туманности. Эти кластеры отличаются периодами, их производными и светимостями. Хорошо известно, что миллисекундные пульсары представляют отдельную популяцию. Мы показали здесь, что пульсары с ГИ образуют два отдельных кластера в фазовом пространстве пяти параметров. Это выявляет дополнительное различие двух известных популяций. С другой стороны, представляется неожиданным, что в двух столь различных популяциях источников регистрируются ГИ. Это означает, что появление ГИ возможно в различных типах радиопульсаров. При этом у них нет заметных отличий в кинематических возрастах и углах между магнитным моментом и осью вращения центральной нейтронной звезды. Отметим также качественное совпадение двух основных кластеров,

выявленных в [18] и обнаруженных в настоящей работе.

2. Появление ГИ у пульсаров первого кластера может быть объяснено процессами индуцированного комптоновского рассеяния радиоизлучения вторичных частиц, движущихся с ультрарелятивистскими скоростями вдоль открытых силовых линий магнитного поля [19]. Эти процессы приводят к значительному уменьшению углового размера пучка заряженных частиц и заметному усилению его излучения. Действительно, такой механизм работает в пульсарах с короткими периодами и высокими светимостями. При этом большие магнитные поля (порядка 10^5 – 10^6 Гс) на световом цилиндре у пульсаров J1939+2134 и J1959+2048, представляющих собой ортогональные ротаторы, позволяют включить дополнительно механизм Истомина [20], в котором происходит ускорение электронов и позитронов до лоренц-факторов, превышающих 10^9 , плазма оказывается неустойчивой, что приводит к увеличению амплитуды альвеновских волн и трансформации их энергии в мощное излучение.

3. В пульсарах второго кластера нет условий для реализации механизмов Петровой и Истомина. В них могут играть роль процессы в вакуумном зазоре вблизи поверхности нейтронной звезды [21]. Сам зазор служит резонатором для генерируемых в нем волн и излучений, а выход излучения осуществляется через “волноводы”, формирующиеся вблизи магнитной оси и на границе между открытыми и замкнутыми силовыми

линиями магнитного поля. Исходное излучение возникает при разрядах в зазоре, усиливается в нем и выходит через “волноводы”.

4. Что касается пульсара в Крабе, то он представляет собой уникальный источник. Короткий период, высокая светимость, близкий к 90° угол между магнитным моментом и осью вращения, сильное поле на световом цилиндре допускают функционирование всех рассмотренных механизмов. Кроме того, существенную роль в формировании ГИ играют, по-видимому, и дрейфовые волны на периферии магнитосферы, которые накапливают большую энергию и трансформируют ее в мощное и узконаправленное излучение [22]. Не удивительно поэтому, что у этого пульсара наблюдаются самые интенсивные ГИ, в десятки тысяч раз превышающие интенсивность средних импульсов.

5. Полученные формальные результаты дают возможность физического объяснения различия типов пульсаров с ГИ. Необходима, однако, более детальная разработка упомянутых механизмов образования ГИ (излучение разрядов в зазоре над поверхностью нейтронной звезды, индуцированное комптоновское рассеяние в магнитосфере пульсара и мощное излучение релятивистских зарядов вблизи светового цилиндра). Выполнение этой задачи даст возможность объяснить, как наличие ГИ в пульсарах с разными наблюдаемыми характеристиками, так и их отсутствие в подавляющем большинстве известных радиопулсаров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. M. Cordes, N. D. R. Dhat, T. H. Hankins, et al.*, *Astrophys. J.* **612**, 375 (2004).
2. *S. W. Ellingson, T. E. Clarke, J. Craig, et al.*, *Astrophys. J.* **768**, 136 (2013).
3. *T. H. Hankins, G. Jones, and J. A. Eilek*, *Astrophys. J.* **802**, 130 (2015).
4. *R. N. Manchester, J. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs*, *Astron. J.* **129**, 1993 (2005).
5. *D. H. Staelin and J. M. Sutton*, *Nature* **226**, 69 (1970).
6. *T. H. Hankins and J. A. Eilek*, *Astrophys. J.* **670**, 693 (2007).
7. *T. H. Hankins, J. S. Kern, J. C. Weatherall, and J. A. Eilek*, *Nature* **422**, 141 (2003).
8. *M. V. Popov and B. Stappers*, *Astron. and Astrophys.* **470**, 1003 (2007).
9. *S. C. Lundgren, J. N. Cordes, M. Ulmer, et al.*, *Astrophys. J.* **453**, 433 (1995).
10. *A. Kinkhabvala and S. E. Thorsett*, *Astrophys. J.* **535**, 365 (2000).
11. *И. Ф. Малов*, *Астрон. журн.* **99**, 15 (2022).
12. *W. Wang et al.*, *ArXiv*, 1805.00139.
13. *Б. Дюран, П. Оделл*, *Кластерный анализ* (М., “Статистика”, 1977).
14. *В. В. Налимов*, *Теория эксперимента* (М., “Наука”, 1971).
15. *A. K. Harding, L. Conotopoulos, and D. Kazanas*, *Astrophys. J.* **525**, L125 (1999).
16. *Q.-H. Peng, K.-L. Huang, and J.-H. Huang*, *Astron. and Astrophys.* **107**, 258 (1982).
17. *J.-H. Huang, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **113**, 9 (1982).
18. *И. Ф. Малов, О. И. Малов*, *Астрон. журн.* **74**, 63 (1997).
19. *S. A. Petrova*, *Astron. and Astrophys.* **424**, 227 (2014).
20. *Ya. N. Istomin*, *Proc. IAU Symp.* **218**, 369 (2004).
21. *V. M. Kontorovich*, *Journal of Physical Science and Application.* **5**, 48 (2009).
22. *G. Machabeli, N. Chkheidze, and I. Malov*, *Astrophys. Space Sci.* **364**, 40 (2019).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ В ЛИНИИ $H\alpha$ ДЛЯ ЭКЗОПЛАНЕТЫ WASP-52b

© 2023 г. С. С. Шарипов^{1,2}, И. Б. Мирошниченко^{1,2,*}, И. Ф. Шайхисламов¹

¹ Институт лазерной физики Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

*E-mail: mib383@gmail.com

Поступила в редакцию 02.12.2022 г.

После доработки 24.01.2023 г.

Принята к публикации 24.01.2023 г.

Представлены результаты моделирования $H\alpha$ спектра поглощения атмосферы горячего Юпитера WASP-52b. Атмосфера моделировалась трехмерным гидродинамическим кодом. Рассматривалось несколько различных значений ионизирующего излучения XUV. Перенос $Ly\alpha$ фотонов в атмосфере моделировался методом Монте-Карло. Получены пространственные распределения объемной плотности возбужденных на второй энергетический уровень атомов водорода $H(2)$, вычислены спектры поглощения в линии $H\alpha$, а также показано, что поглощение происходит в слое толщиной около полутора планетарных радиусов, причем наибольшее влияние на поглощение оказывают $Ly\alpha$ фотоны, образованные в результате рекомбинации электронов и протонов.

Ключевые слова: экзопланеты, атмосфера, Монте-Карло, резонансное рассеяние, транзитные наблюдения, численное моделирование

DOI: 10.31857/S0004629923030076, EDN: PODJEB

1. ВВЕДЕНИЕ

Транзитная спектроскопия дает много информации об экзосфере планеты и параметрах взаимодействующего с ней звездного ветра. Так, например, первые транзитные наблюдения в линии $Ly\alpha$ позволили обнаружить экзосферу у горячих юпитеров HD 209458b и HD 189733b [1, 2]. Наблюдения экзопланет в линии $H\alpha$ 656.281 нм представляют значительный интерес, поскольку данная линия практически не подвержена влиянию межзвездной среды, а также слабо поглощается атмосферой Земли, что позволяет использовать не только космические, но и наземные средства обнаружения. Наблюдения в линии $H\alpha$ были сделаны, например, для экзопланет KELT-9b и KELT-20b [3–5]. Эти объекты относятся к классу сверхгорячих юпитеров, равновесная температура которых превышает 2000 К. Первым умеренно горячим юпитером, для которого было зарегистрировано поглощение, стал HD 189733b [6–8]. Планета WASP-52b стала вторым объектом, не относящимся к классу сверхгорячих юпитеров, для которого зафиксировано поглощение в линии $H\alpha$ [9]. На основе трех транзитных наблюдений, выполненных с помощью спектрографа высокого разрешения ESPRESSO на VLT, поглощение в центре линии составило $0.86 \pm 0.13\%$ с шириной 15.4 ± 1.8 км/с. Также было обнаружено поглоще-

ние в линиях Na D1, Na D2 и K D1, равное, соответственно, $1.09 \pm 0.16\%$, $1.31 \pm 0.13\%$ и $0.46 \pm 0.13\%$. Обнаружение Na и K также подтверждено наблюдениями телескопа Hubble [10]. Еще одной линией, представляющей интерес, является линия метастабильного гелия 1083 нм. Для горячего юпитера WASP-52b было зарегистрировано поглощение в данной линии величиной $3.44 \pm 0.31\%$ [11]. Согласно исследованиям [12] система WASP-52 состоит из звезды спектрального класса K2V, имеющей массу $M_e = 0.87 M_\odot$, радиус $R_e = 0.79 R_\odot$ и эффективную температуру 5014 К. Планета имеет массу $M_p = 0.46 M_J$, радиус $R_p = 1.27 R_J$ и равновесную температуру 1315 К. Впервые система WASP-52 моделировалась в работе [13] с использованием одномерной гидродинамической модели. Чтобы рассчитать концентрацию возбужденных на второй энергетический уровень атомов водорода $H(2)$, ответственного за поглощение в линии $H\alpha$, дополнительно использовалась термодинамическая модель [14]. Перенос $Ly\alpha$ фотонов в атмосфере планеты вычислялся кодом Монте-Карло, на основе которого и рассчитывалось поглощение в линиях K α и He 1083 нм. Было обнаружено, что поглощение в линии $H\alpha$ может хорошо соответствовать наблюдаемым данным при достаточно высоких потоках ионизирующего излучения (XUV, $\lambda < 91.2$ нм), исходящего

от родительской звезды, а также при относительно высоком соотношении H/He. В данной статье приводятся результаты моделирования H α -спектра поглощения атмосферы планеты WASP-52b с использованием трехмерного гидродинамического кода [15, 16] и кода Монте-Карло для расчета переноса Ly α фотонов [17].

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ

Для моделирования переноса излучения и спектра поглощения H α в качестве исходных данных использовались результаты трехмерной самосогласованной газодинамической модели [15, 18], далее 3DHD. Модель рассчитывает распределения объемной плотности атомов водорода и температуры в верхней атмосфере планеты, используя газодинамические уравнения непрерывности, импульса и энергии для всех рассматриваемых компонентов атмосферы. К таким компонентам относятся: H, H⁺, H₂, H₂⁺, H₃⁺, электроны планетарного и звездного происхождения. В качестве начального состояния принимается полностью нейтральная атмосфера, состоящая из молекул водорода H₂ и атомов гелия. Модель позволяет включать в рассмотрение любые другие независимые составляющие, например, C, O, Mg, Si [16]. Применение многожидкостного подхода, позволяющего отдельно описывать каждый компонент атмосферы, дает более точное описание динамики истекающей атмосферы горячих экзопланет.

Помимо газодинамики в атмосфере планеты, 3DHD также рассчитывает динамику вещества, налетающего на планету от звезды — звездный ветер (ЗВ), состоящий из протонов H⁺. Излучение звезды характеризуется параметром XUV (X-ray + EUV) — интегральный поток излучения с длиной волны $\lambda < 91.2$ нм, имеющий размерность эрг см⁻² с⁻¹ на референсном расстоянии 1 а.е. Основными процессами, ответственными за превращения между ионизированными и нейтральными частицами, в модели являются фотоионизация, ионизация электронным ударом, рекомбинация. Также рассматривается реакция перезарядки, которая приводит к обмену температурами и скоростями между планетарными атомами и протонами звездного ветра. XUV фотоны ионизируют атомы H, He и молекулы H₂ согласно сечениям поглощения, зависящим от длины волны. В модели предполагается, что образованные в результате фотоионизации фотоэлектроны быстро передают избыточную энергию окружающим частицам. Таким образом, вклад фотоэлектронов в ионизацию нейтральных частиц не учитывался. Ослабление XUV потока внутри атмосферы рассчитывается для каждого спектрального интервала в соответствии с зависящими от длины волны

сечениями поглощения. Вычисления производятся в неинерциальной сферической системе координат, находящейся в центре планеты.

Полученные с использованием 3DHD кода атмосферные профили температуры (T) и объемной плотности атомов водорода (n), электронов (n_e) и протонов (n_p), представлены на рис. 1 для различных значений параметра XUV (от 3 до 15 эрг см⁻² с⁻¹). Показаны радиальные профили, причем расстояние от центра планеты выражено в безразмерных единицах относительно радиуса планеты. Далее предполагается, что концентрация электронов примерно равна концентрации протонов, что подтверждается в нашей модели.

3. МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛЬ ПЕРЕНОСА ФОТОНОВ

Профили на рис. 1 служили в качестве входных параметров атмосферы для кода Монте-Карло, который моделировал процесс переноса Ly α фотонов в атмосфере планеты. Для расчета спектра поглощения в линии H α необходимо получить профиль плотности атомов водорода, возбужденных на второй энергетический уровень H(2), который представляет из себя совокупность водорода в состояниях 2p и 2s. Частицы H(2) в значительной степени появляются за счет взаимодействия атомарного водорода с Ly α фотонами. В свою очередь Ly α фотоны могут образовываться в атмосфере планеты в основном за счет процессов столкновения с электронами, а также процессов рекомбинации протонов и электронов. Кроме того, звездное излучение, в поле которого непрерывно находится планета, также является источником Ly α фотонов. Подробное описание Монте-Карло модели, используемой в настоящем исследовании, содержится в нашей предыдущей работе [17]. Далее будут приведены лишь основные положения, на которых строится модель.

Пакеты фотонов (далее в этом разделе будем называть такие пакеты просто фотонами) равномерно генерируются внутри вычислительной области сферической атмосферы, а также на фронте излучения звезды, распространяющемся в сторону планеты в форме сферической поверхности. Каждый такой фотон характеризуется координатами в декартовом пространстве (x, y, z), направлением распространения (n_x, n_y, n_z), а также частотой ν (выраженной в единицах доплеровской скорости) и “весом” w (величина, которая показывает количество реальных фотонов в таком пакете).

Радиус R верхней атмосферы предполагается равным $5R_p$ (как показали вычисления, оптимальный размер, который позволяет достичь приемлемого уровня детализации и при этом увеличение этой величины не влияет на результат вычислений). Для атмосферных фотонов выби-

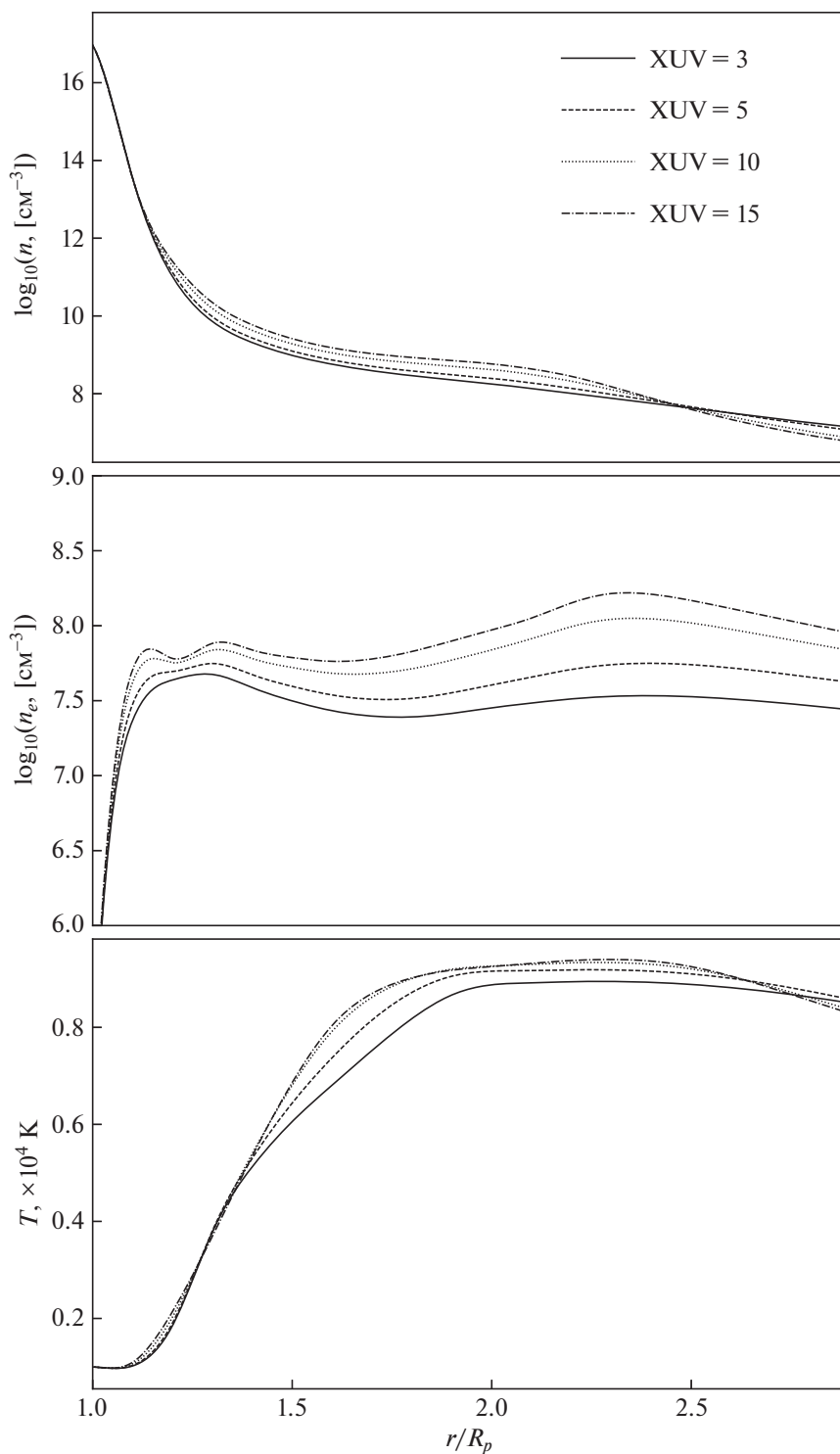


Рис. 1. Распределение объемной плотности атомов водорода, электронов и температуры вдоль радиуса планеты WASP-52b, полученные с использованием 3DHD кода.

рается случайная координата внутри атмосферы, случайное направление распространения, частота — согласно распределению Максвелла, при этом влияние надтепловых частиц не учитыва-

лось. Величина w для пакета атмосферных фотонов вычисляется согласно скоростям реакций (см. табл. 1) рождения $\text{Ly}\alpha$ фотонов в процессах столкновения атомов водорода с электронами

Таблица 1. Скорости реакций, влияющих на населенность Н(2)

Реакция	Название	Скорость
$e^- + p \rightarrow H + \gamma$	α_B	$2.54 \times 10^{-13} (T/10^4 \text{ K})^{-0.8164-0.0208 \log_{10}(T/10^4 \text{ K})} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$H_{1s} + e^- \rightarrow H_{2s} + e^-$	$C_{1s \rightarrow 2s}$	$1.21 \times 10^{-8} (10^4 \text{ K}/T)^{0.455} e^{-118400/T} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$H_{2s} + e^- \rightarrow H_{1s} + e^-$	$C_{2s \rightarrow 1s}$	$1.21 \times 10^{-8} (10^4 \text{ K}/T)^{0.455} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$H_{1s} + e^- \rightarrow H_{2p} + e^-$	$C_{1s \rightarrow 2p}$	$1.71 \times 10^{-8} (10^4/T)^{0.077} e^{-118400/T} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$H_{2p} + e^- \rightarrow H_{1s} + e^-$	$C_{2p \rightarrow 1s}$	$\frac{1}{3} \times 1.71 \times 10^{-8} (10^4 \text{ K}/T)^{0.077} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$H_{2s} + \gamma \rightarrow H^+ + e^-$	Γ_{2s}	Формула (1)
$H_{2p} + \gamma \rightarrow H^+ + e^-$	Γ_{2p}	Формула (1)
$e^- + H^+ \rightarrow H_{2s} + \gamma$	α_{2s}	$(0.282 + 0.047(10^4 \text{ K}/T) - 0.006(10^4 \text{ K}/T)^2) \alpha_B \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$e^- + H^+ \rightarrow H_{2p} + \gamma$	α_{2p}	$\alpha_B - \alpha_{2s}$
$H_{2s} \rightarrow H_{1s} + 2\gamma$	$A_{2s \rightarrow 1s}$	8.26 с^{-1}
$H_{2p} \rightarrow H_{1s} + \gamma$	$A_{2p \rightarrow 1s}$	$6.3 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$

(далее столкновительные фотоны), а также рекомбинации протонов и электронов (далее рекомбинационные фотоны).

Резонансное рассеяние Ly α фотонов на атомах водорода моделировалось с использованием модели изотропного частичного когерентного рассеяния [20].

Для каждого фотона расчет проводился до тех пор, пока он не покинет расчетную область, не поглотится в приповерхностном слое вблизи планеты или не затухнет за счет процессов девозбуждения. В качестве таких процессов учитывались фотоионизация (Γ_{2s} и Γ_{2p}), распад $A_{2s \rightarrow 1s}$, девозбуждение за счет столкновений ($C_{2s \rightarrow 1s}$, $C_{2p \rightarrow 1s}$). Коэффициенты фотоионизации рассчитываются по формуле

$$\Gamma_{2s,2p} = \int_{\nu_1}^{\nu_0} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} \sigma_{2s,2p}(\nu) d\nu, \quad (1)$$

где h – постоянная Планка, $\nu_1 = 3.4 \text{ эВ}/h$ (3446 Å) – порог ионизации для Н(2), $\nu_0 = 13.6 \text{ эВ}/h$ (912 Å) – частота, соответствующая энергии ионизации из основного состояния.

Скорости учитываемых реакций приведены в табл. 1. Таблица взята из [13], где можно найти оригинальные ссылки на каждую из реакций.

После того, как моделирование для каждого из фотонов завершается, строится осесимметричный профиль Н(2) в цилиндрических координатах.

Спектр поглощения $\alpha(\nu)$ вычислялся по формуле

$$\alpha(\nu) = 1 - \frac{I_{\text{transit}}}{I_{\text{out}}} = \frac{2}{R_c^2} \int_0^{R_c} r dr (1 - e^{-\tau_{H\alpha}}).$$

Здесь интенсивность I имеет индексы “transit” и “out”, что соответствует интенсивности линии для случаев во время транзита и вне его.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 приведены рассчитанные спектры поглощения при различных значениях параметра XUV при интегральной интенсивности линии Ly α звезды 20 эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$. По горизонтальной оси отложен вместо частоты доплеровский сдвиг скорости. Из рис. 2 видно, что модельное поглощение при данных параметрах значительно больше измеренного, поэтому далее происходило варьирование интегральной интенсивности линии Ly α .

На рис. 3 представлено поглощение в линии H α при различных интенсивностях звездной линии Ly α . При XUV = 5 для $I_{Ly\alpha} = 5, 10, 15$ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$ поглощение составило 0.74, 1.1, 1.43% соответственно. Для XUV = 10 и $I_{Ly\alpha} = 5$ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$ поглощение равно 1.26%. Как видно из графиков, наилучшее совпадение с наблюдениями достигается при XUV = 5 и $I_{Ly\alpha} = 5$ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$.

На рис. 4 приведены профили объемной плотности возбужденного водорода Н(2) для рассмотренных комбинаций параметров перпендикулярно

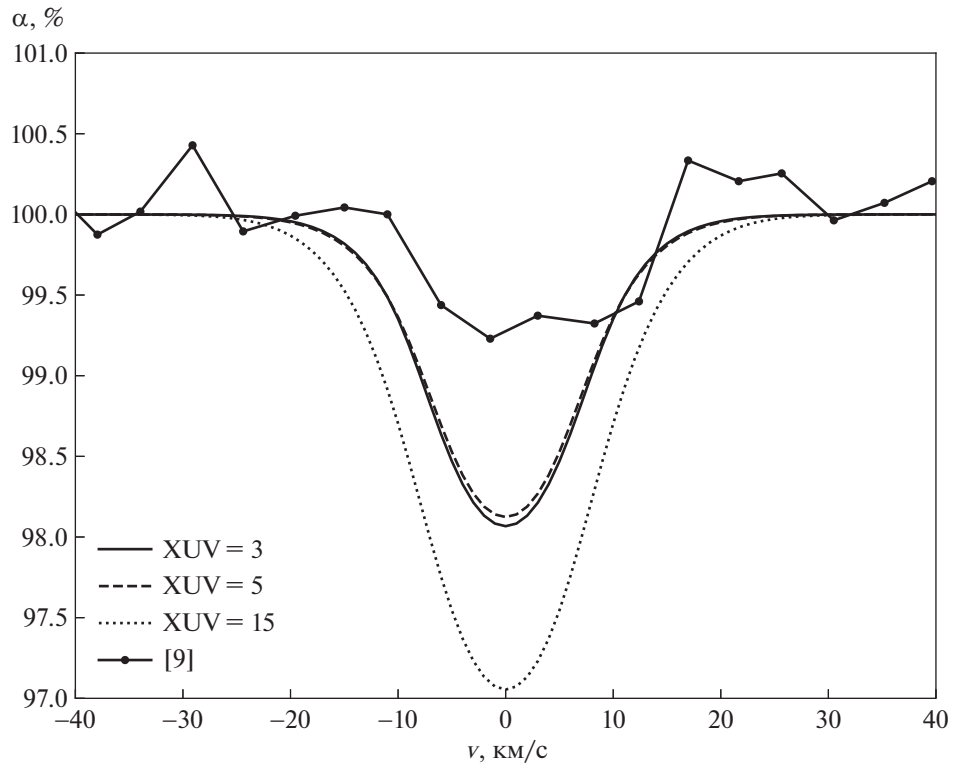


Рис. 2. Спектры поглощения в линии $H\alpha$ для $I_{Ly\alpha}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ и различных значений XUV. Поглощение составило 1.93, 1.88 и 2.94% для XUV 3, 5, 15 соответственно.

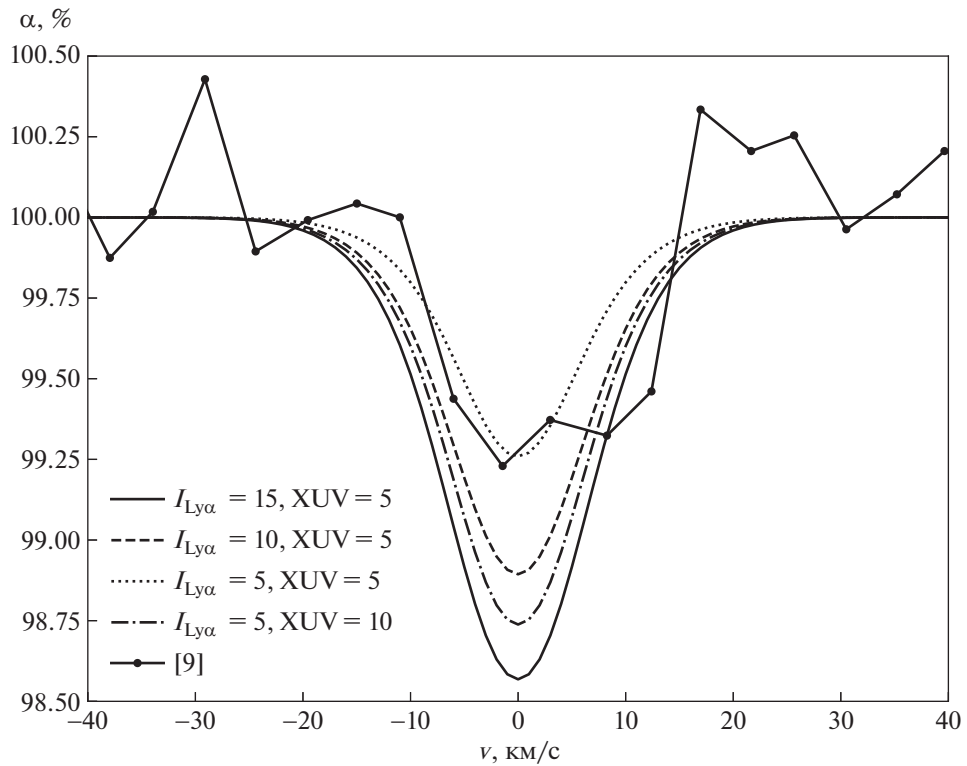


Рис. 3. Спектры поглощения в линии $H\alpha$ для $I_{Ly\alpha}$ 5, 10, 15 эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ и различных значений XUV.

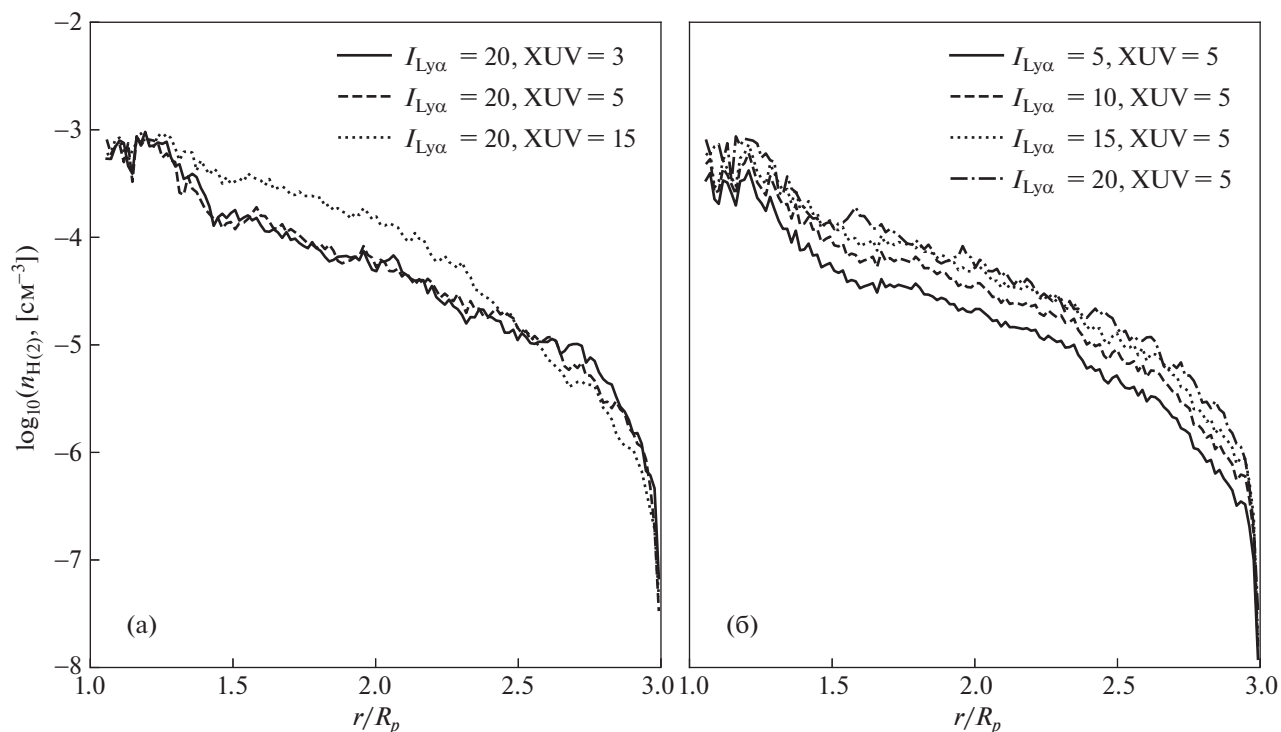


Рис. 4. Профили концентрации атомов водорода в возбужденном состоянии вдоль оси симметрии планета-звезда: а) при $I_{Ly\alpha}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, б) при различных значениях $I_{Ly\alpha}$, $XUV = 5$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$.

но оси, соединяющей центры звезды и планеты. Видно, что $n_{H(2)}$ варьируется в пределах порядка 10^{-5} – 10^{-3} см^{-3} . Из рис. 4, а также из рис. 1 можно увидеть, что профили возбужденного и невозбужденного водорода прямо коррелируют между собой. С изменением параметра XUV меняется форма профиля – при его увеличении плотность атомов водорода смещается ближе к центру планеты, что объясняется их более быстрой фотоионизацией.

Рисунок 5а иллюстрирует вклад $Ly\alpha$ фотонов от различных источников (столкновения, рекомбинация, излучение звезды) в профиль поглощения в линии $H\alpha$. График приведен для параметров $XUV = 5$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ и $I_{Ly\alpha} = 5$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, при которых общее поглощение составило 0.74% с шириной 14 км/с, что удовлетворяет наблюдательным данным. Из рис. 5а видно, что наибольший вклад в поглощение вносят звездные фотоны, при этом фотоны, рожденные в результате рекомбинации, влияют гораздо сильнее, чем рожденные в результате столкновений. На рис. 5б показано сравнение скорости рождения $Ly\alpha$ фотонов за счет реакций рекомбинации и столкновений (построенный согласно табл. 1), откуда видно, что реакции рекомбинации преобладают и сосредоточены в слое порядка 1.5 радиусов планеты.

На рис. 6 показан профиль концентрации возбужденных атомов водорода перпендикулярно оси, соединяющей центры звезды и планеты. Из рисунка видно, что основное поглощение происходит в слое до 1.5 радиусов планеты, где концентрация $H(2)$ атомов водорода составляет 10^{-4} – 10^{-3} см^{-3} .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, используя трехмерную газодинамическую модель и код Монте-Карло, мы получили профили поглощения в линии $H\alpha$ для экзопланеты Wasp-52b. Обнаружено, что наибольший вклад в поглощение вносят звездные $Ly\alpha$ фотоны, а также фотоны, рожденные в результате рекомбинации. Параметр XUV значительно влияет на поглощение в линии $H\alpha$, поскольку влияет на форму профиля температуры, объемной плотности атомов водорода, электронов/протонов в атмосфере планеты.

Расчеты показали наилучшее совпадение с наблюдательными данными при значениях потока $XUV \sim 5$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, и интенсивности линии $Ly\alpha \sim 5$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ на 1 а.е. При данных значениях результирующее поглощение составило 0.74% с шириной 14 км/с, что удовлетворяет наблюдательным данным. Определено, что поглощение сконцентрировано в слое до 1.5 радиусов планеты, где

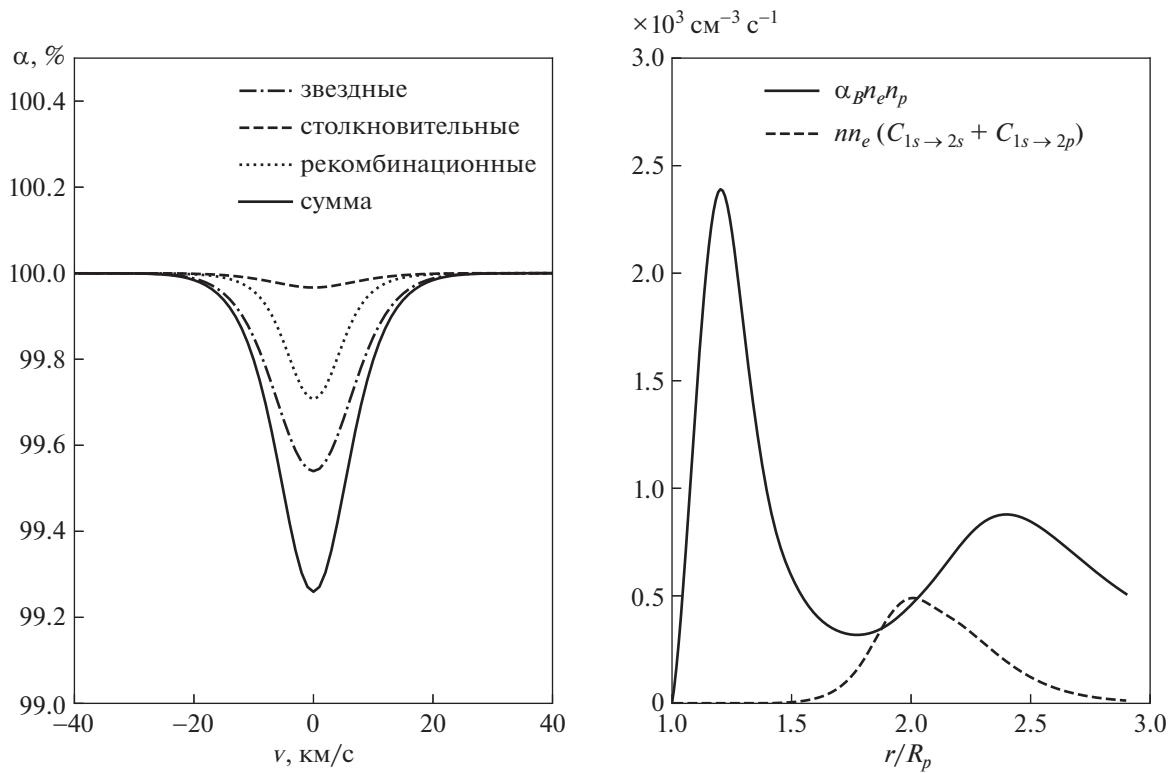


Рис. 5. а) Поглощение, вносимое разными типами фотонов в линии Н α ; б) Сравнение скоростей реакций рождения $\text{Ly}\alpha$ фотонов при процессах столкновения и рекомбинации.

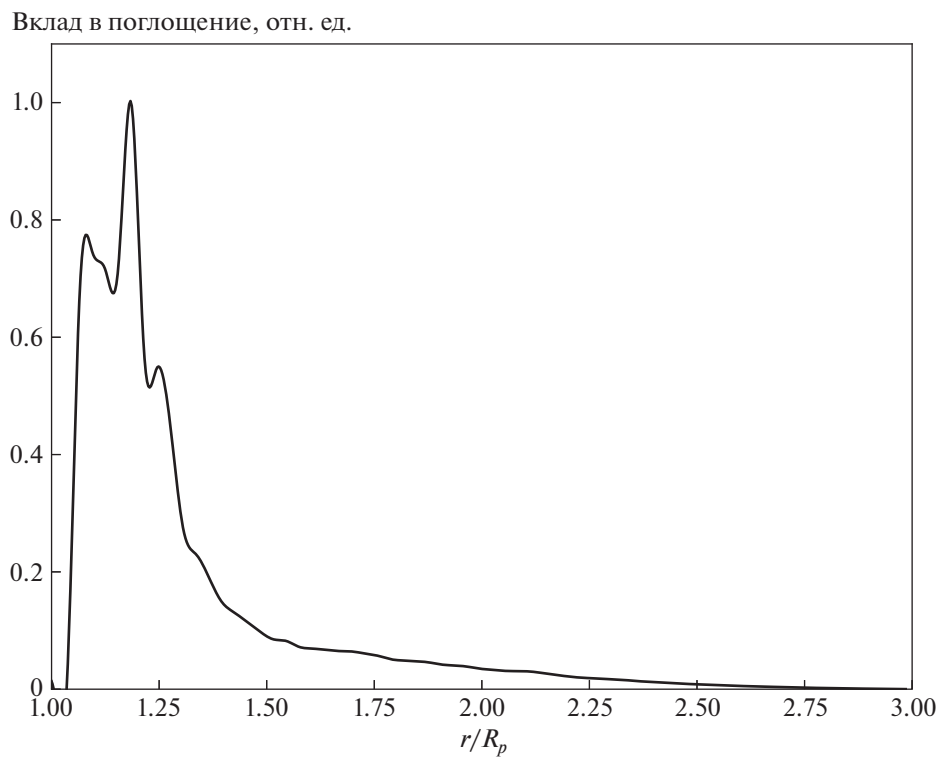


Рис. 6. Профиль поглощения вдоль радиуса атмосферы планеты WASP-52b.

концентрация атомов водорода в возбужденном состоянии меняется в диапазоне 10^{-4} – 10^{-3} см $^{-3}$.

Отметим, что взаимодействие верхней атмосферы со звездным ветром, которое рассчитывается в 3DHD коде, не влияет на полученные результаты, поскольку при разумных параметрах звездного ветра головная ударная волна располагается на расстояниях ~ 10 планетарных радиусов и не оказывает воздействия на распределение атомов в зоне до 2 радиусов планеты, где происходит поглощение в линии Н α .

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа поддержана грантом № 075-15-2020-780 Министерства науки и высшего образования РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Vidal-Madjar, J.-M. Désert, A. L. Des Etangs, G. Hébrard, G. Ballester, D. Ehrenreich, R. Ferlet, J. McConnell, M. Mayor, and C. Parkinson, *Astrophys. J.* **604**, L69 (2004).
2. A. L. Des Etangs, D. Ehrenreich, A. Vidal-Madjar, G. Ballester, J.-M. Désert, R. Ferlet, G. Hébrard, D. K. Sing, K.-O. Tchakoumegni, and S. Udry, *Astron. and Astrophys.* **514**, A72 (2010).
3. F. Yan and T. Henning, *Nature Astronomy* **2**, 714–718 (2018).
4. P. W. Cauley, E. L. Shkolnik, I. Ilyin, K. G. Strassmeier, S. Redfield, and A. Jensen, *Astron. J.* **157**, 69 (2019).
5. N. Casasayas-Barris, E. Pallé, F. Yan, G. Chen, S. Kohl, M. Stangret, H. Parviainen, C. Helling, N. Watanabe, S. Czesla, A. Fukui, P. Montañés-Rodríguez, E. Nagel, N. Narita, L. Nortmann, G. Nowak, J. H. M. M. Schmitt, and M. R. Zapatero Osorio, *Astron. and Astrophys.* **628**, A9 (2019).
6. A. G. Jensen, S. Redfield, M. Endl, W. D. Cochran, L. Koesterke, and T. Barman, *Astrophys. J.* **751**, 86 (2012).
7. P. W. Cauley, S. Redfield, A. G. Jensen, T. Barman, M. Endl, and W. D. Cochran, *Astrophys. J.* **810**, 13 (2015).
8. P. W. Cauley, S. Redfield, A. G. Jensen, and T. Barman, *Astron. J.* **152**, 20 (2016).
9. G. Chen, N. Casasayas-Barris, E. Pallé, F. Yan, M. Stangret, H. Cegla, R. Allart, and C. Lovis, *Astron. and Astrophys.* **635**, A171 (2020).
10. M. K. Alam, N. Nikolov, M. López-Morales, D. K. Sing, J. M. Goyal, G. W. Henry, J. Sanz-Forcada, M. H. Williamson, T. M. Evans, H. R. Wakeford, et al., *Astron. J.* **156**, 298 (2018).
11. J. Kirk, L. Dos Santos, M. Lopez-Morales, M. Alam, A. Oklopčic, M. MacLeod, L. Zeng, and G. Zhou, *Bulletin of the American Astronomical Society* **54**, 102–346 (2022).
12. G. Chen, E. Pallé, L. Nortmann, F. Murgas, H. Parviainen, and G. Nowak, *Astron. and Astrophys.* **600**, L11 (2017).
13. D. Yan, K. Seon, J. Guo, G. Chen, and L. Li, *Astrophys. J.* **936**, 177 (2022).
14. C. Huang, P. Arras, D. Christie, and Z.-Y. Li, *Astrophys. J.* **851**, 150 (2017).
15. I. Shaikhislamov, M. Khodachenko, H. Lammer, A. Berezutsky, I. Miroshnichenko, and M. Rumenskikh, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **481**, 5315–5323 (2018).
16. I. Shaikhislamov, M. Khodachenko, H. Lammer, A. Berezutsky, I. Miroshnichenko, and M. Rumenskikh, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **491**, 3435–3447 (2020).
17. I. Miroshnichenko, I. Shaikhislamov, A. Berezutskii, M. Rumenskikh, and E. Vetrova, *Astronomy Reports* **65**, 61–69 (2021).
18. M. Khodachenko, I. Shaikhislamov, H. Lammer, A. Berezutsky, I. Miroshnichenko, M. Rumenskikh, K. Kislyakova, and N. Dwivedi, *Astrophys. J.* **885**, 67 (2019).
19. V. Bourrier and A. L. Des Etangs, *Astron. and Astrophys.* **557**, A124 (2013).
20. Z. Zheng and J. Miralda-Escudé, *Astrophys. J.* **578**, 33 (2002).

ПОИСК СОЛНЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ МЕЖПЛАНЕТНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ С ПОМОЩЬЮ ОБРАТНОЙ МОДЕЛИ МАГНИТОДИНАМИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В ГЕЛИОСФЕРЕ

© 2023 г. Д. Г. Родькин^{1,*}, В. А. Слемзин¹, Ю. С. Шугай²

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

² Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: rodkindg@gmail.com

Поступила в редакцию 28.09.2022 г.

После доработки 26.10.2022 г.

Принята к публикации 08.12.2022 г.

При разработке и тестировании методов прогнозирования межпланетных корональных выбросов массы (МКВМ) большое значение имеет установление их связи с источниками на Солнце — корональными выбросами массы (КВМ), наблюдаемыми коронографами. Часто применяемый обратный баллистический расчет времени старта КВМ не учитывает изменения их скорости при движении в гелиосфере и может давать неопределенность вплоть до суток. С хорошей точностью (порядка ± 10 ч) движение КВМ в гелиосфере от Солнца до Земли описывается моделью магнитодинамического взаимодействия КВМ с фоновым солнечным ветром (drag-based model, DBM). В данной работе для поиска возможных корональных источников МКВМ, наблюдаемых у Земли, предлагается использование обратной модели магнитодинамического взаимодействия (reverse DBM, RDBM), с помощью которой по измеренным параметрам МКВМ в обратном ходе восстанавливается вероятное движение КВМ в гелиосфере и определяются их параметры на выходе из солнечной короны. В модели используются данные о скорости фонового солнечного ветра, рассчитываемые по площади корональных дыр в центральной части Солнца, представленные на сайте Центра анализа космической погоды НИИЯФ МГУ, с корректирующими коэффициентами.

Ключевые слова: солнечный ветер, корональные выбросы массы

DOI: 10.31857/S0004629923030064, EDN: POAZCC

1. ВВЕДЕНИЕ

Актуальной задачей предсказания космической погоды является среднесрочное (от 1 до 5 дней) прогнозирование прихода к Земле транзитов солнечного ветра (межпланетных корональных выбросов массы — МКВМ), связанных с корональными выбросами массы (КВМ), которое может быть выполнено по оптическим наблюдениям солнечной короны. Для этого необходимо установление связи между источниками возмущения в короне и их проявлениями в солнечном ветре (СВ) на 1 а.е. (вблизи Земли).

МКВМ являются гелиосферным продолжением КВМ. Основными признаками МКВМ, наиболее часто используемыми при их идентификации, являются: резкое возрастание скорости и плотности протонов с последующим спадом; повышенная напряженность магнитного поля; падение протонной температуры T_p ниже $0.5 \times T_{exp}$

(T_{exp} — значение температуры, ожидаемой по величине скорости, исходя из зависимости, установленной для квазистационарных потоков за длительный период времени); низкое значение протонного параметра плазмы $\beta < 1$ (отношение газодинамического давления к магнитному) [1–3].

КВМ обнаруживаются коронографами над солнечным лимбом в форме ярких расширяющихся плазменных структур. Свечение КВМ в видимом диапазоне обусловлено томсоновским рассеянием излучения фотосферы на электронах плазмы выброса, имеющей большую плотность, чем окружающая корона. Формирование КВМ в солнечной короне может быть обнаружено по характерным корональным структурам, которые фиксируются в ВУФ изображениях солнечной короны в ходе систематических наблюдений [4, 5].

Часто КВМ сопровождаются диммингами [6, 7]. Димминги — локальные области короны с пониженным уровнем излучения в ВУФ области

спектра и мягком рентгене, обусловленные падением плотности плазмы из-за ухода вещества в результате выброса массы из нижней короны [6, 8, 9]. Димминги несут в себе важную информацию о зарождении и раннем этапе развития КВМ до того, как они фиксируются в коронографе. Локализация диммингов в центральной части солнечного диска является важным критерием идентификации КВМ, направленных в сторону Земли.

В гелиосфере на движение КВМ оказывают сильное влияние силы динамического взаимодействия между магнитными полями плазменного жгута и фонового СВ [10, 11]. Эта зависимость положена в основу эмпирической аэродинамической модели движения КВМ — drag-based model (DBM [12–16]). В этой модели на расстояниях от поверхности Солнца более $20 R_{\odot}$, где силы Лоренца и гравитации практически не влияют на движение плазмы исходящего солнечного ветра, ускорение и скорость КВМ вследствие магнитодинамического взаимодействия с фоновым ветром изменяются согласно эмпирическим соотношениям:

$$\frac{dv}{dt} = -\gamma(v-w)|v-w|,$$

$$v(t) = \frac{v_0 - w}{1 \pm \gamma(v_0 - w)t} + w,$$

где $v(t)$ — текущая скорость КВМ, v_0 — скорость КВМ в начальной точке на $20 R_{\odot}$, w — скорость фонового солнечного ветра, γ — коэффициент взаимодействия, знак плюс соответствует случаю $v_0 > w$, минус — $v_0 < w$ [12–15, 17]. В базовой версии DBM предполагается, что w и γ постоянны вдоль всей траектории распространения СВ в гелиосфере.

Согласно данной модели, КВМ тормозится, если его начальная скорость больше скорости фонового ветра, и ускоряется в противоположном случае. Магнитогидродинамическое моделирование [12] показало, что для плотных КВМ коэффициент γ зависит от соотношения плотностей КВМ и фонового солнечного ветра. Наименьшее значение γ соответствует случаю, когда плотность КВМ больше плотности фонового солнечного ветра. Если плотность КВМ меньше плотности фонового ветра, то γ быстро растет. Значение γ зависит от параметров КВМ и фонового СВ и может изменяться от $0.2 \times 10^{-7} \text{ км}^{-1}$ (для массивных КВМ в быстром разреженном СВ) до $2 \times 10^{-7} \text{ км}^{-1}$ (для КВМ с низкой плотностью в медленном плотном СВ) [14]. Средняя ошибка предсказания появления МКВМ на расстоянии 1 а.е. с помощью DBM по времени оценивается в ± 10 ч, по скорости — $\pm 50 \text{ км/с}$ [16, 18].

Таким образом, для прогноза с использованием DBM прихода к Земле МКВМ, связанных с

наблюдаемыми КВМ, необходимо задать время появления и скорость КВМ на расстоянии $20 R_{\odot}$ от Солнца и принять предположения 1) о поведении скорости фонового СВ на протяжении всей траектории движения от Солнца до Земли и 2) о коэффициенте γ , учитывающем взаимодействие между КВМ и фоновым СВ, поскольку два этих фактора заранее неизвестны.

В данной работе была решена обратная задача поиска КВМ-источников для уже зарегистрированных у Земли МКВМ с помощью трансформации алгоритма DBM в его обратную версию (reverse DBM или RDBM), в которой движение МКВМ рассматривается в обратном направлении (от Земли до Солнца). Приводятся описание алгоритма RDBM и результаты тестирования его работы на примере нахождения солнечных источников для серии из 17 МКВМ в период 2013–2015 гг. Результаты данной работы были использованы для оптимизации метода прогноза МКВМ, разрабатываемого в Центре анализа космической погоды НИИЯФ МГУ [19].

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В качестве начальных параметров в расчете по RDBM использовались время начала и средняя скорость МКВМ из каталога Ричардсона и Кейн (далее каталог R&C¹ [3]).

В качестве скорости фонового СВ для RDBM расчета использовались данные прогноза квазистационарных потоков СВ, полученные в Центре анализа космической погоды НИИЯФ МГУ (далее SMDC²). Для этих скоростей были введены поправочные коэффициенты на основе данных о типах СВ и их скоростях, полученных из каталога солнечных событий Института космических исследований (далее каталог ИКИ³ [2]) и данных OMNI⁴ за период 2013–2015 гг. Для сравнения, в качестве варианта использовалась также и неизменная во всей гелиосфере скорость фонового СВ.

В результате RDBM расчета устанавливались возможные времена появления и скорости источника на расстоянии $20 R_{\odot}$ от поверхности Солнца. Такой расчет дает возможные значения параметров КВМ в начальной точке солнечной короны, по которым можно подобрать наиболее подходящий КВМ из реально зарегистрированных и оценить неизвестные заранее параметры задачи — скорость фонового СВ и коэффициент γ — по наименьшему расхождению рассчитанных и измеренных значений.

¹ <https://izw1.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.html>

² https://swx.sinp.msu.ru/models/solar_wind.php?gcm=1&lang=ru

³ <http://www.iki.rssi.ru/pub/omni>

⁴ <https://omniweb.gsfc.nasa.gov>

Результаты RDBM-расчета сравнивались с данными измерений коронографа LASCO (The Large Angle Spectroscopic Coronagraph [20]), представленными в каталоге KBM Computer Aided SME Tracking (CACTus⁵ [21]). Времена появления KBM пересчитывались на поверхность Солнца и сопоставлялись с диммингами, зарегистрированными в каталоге Solar Demon⁶ [22].

3. АЛГОРИТМ RDBM

Для определения времени и скорости старта KBM на расстоянии $20 R_{\odot}$ от Солнца по времени и скорости появления MKBM у Земли применялся RDBM алгоритм, основанный на использовании безразмерного параметра $z = \frac{v-w}{w}$, устанавливающего связь скорости KBM (v) и скорости фона (w). В начальной точке $z_0 = \frac{v_0-w_0}{w_0}$, где v_0 и w_0 – скорости MKBM и фонового ветра вблизи Земли (1 а.е.). В качестве начального времени (t_0) используется время появления MKBM в СВ у Земли (например, по данным каталога R&C).

Весь диапазон от $213 R_{\odot}$ до $20 R_{\odot}$ разбивается на 4 участка: $213-165 R_{\odot}$, $165-115 R_{\odot}$, $115-65 R_{\odot}$ и $65-20 R_{\odot}$, а каждый участок – на n одинаковых отрезков, на каждом из которых скорость при обратном движении изменяется в соответствии с законом магнитодинамического торможения: расчет при $z_0 > 0$ или уменьшается при $z_0 < 0$. При $n = 10^4$ длина отрезка приблизительно равна $3100-3400$ км, что при скорости 350 км/с соответствует временному шагу $9-10$ с. При этом в расчете используются следующие уравнения:

$$dl_i = v_i dt_i, \quad v_i = w(z_i + 1),$$

$$dt_i = \frac{dl_i}{w(z_i + 1)}, \quad dz_i = -s_z \gamma \left(\frac{z_i^2}{z_i + 1} \right) dl_i,$$

где z_i – значение z на i -м участке, параметр $s_z = 1$ при $z_0 > 0$ и $s_z = -1$ при $z_0 < 0$, коэффициент взаимодействия γ может задаваться в диапазоне от 0.2×10^{-7} до 2×10^{-7} км⁻¹ [14]. Численный расчет ведется рекуррентным методом: $z_i = z_{i-1} + dz$, $L_i = L_{i-1} - dl$, $L_0 = 213 R_{\odot}$.

Величина параметра z растет по модулю при приближении к Солнцу, поскольку растет модуль разности скорости KBM и фонового СВ. При $z_0 > 0$, что соответствует замедлению KBM, движущегося от Солнца, рост конечного значения z_n и v_n неограничен. Случай $z_0 < 0$ соответствует ускорению KBM, движущегося от Солнца, и при-

ближению его скорости к скорости фонового СВ. При этом возможны 2 варианта развития.

В первом варианте фоном является медленный СВ, движущийся, например, с постоянной средней скоростью $w = 350$ км/с. Значение v_n не может быть меньше минимума наблюдаемой скорости KBM ($v_n > v_{\min}$) в рассматриваемом временном интервале (например, $v_n > v_{\min} \sim 100$ км/с, т.к. минимальное значение средней скорости KBM по данным CACTUS за 2013–2015 гг. равно 108 км/с). При $w = 350$ км/с это соответствует ограничению $z_n \geq -0.7$. Скорость этих KBM меньше скорости фонового ветра, поэтому в СВ их можно выделить только по скачку магнитного поля и провалу в T_p и β . Как правило, такие KBM не являются геоэффективными, поэтому их можно исключить из прогноза.

Во втором случае, когда KBM распространяется от Солнца вслед идущему перед ним с более высокой скоростью потоку высокоскоростного СВ из корональной дыры (ВСП из КД), суммарная геоэффективность может быть значительной за счет большой скорости и сложения магнитных полей, и этот случай нельзя не учитывать в прогнозе. Таким образом, события с $z_0 < 0$ являются особым видом KBM, которые требуют дополнительного анализа.

Время транзита KBM от Солнца до Земли (t_n) рассчитывается как суммарное время прохождения всех интервалов: $t_n = \sum t_i$, $t_i = \frac{dl}{v_i} = \frac{dl}{w(z_i + 1)}$,

$$dl = \frac{L_0 - L_n}{n}.$$

Визуализация алгоритма RDBM для случаев $v_i > w_i$ и $v_i < w_i$ представлена на рис. 1. В качестве входных данных взяты: $z_0 = 0.1-10$ для $v_i > w_i$ и $z_0 = -0.22 - 0$ для $v_i < w_i$.

4. ТЕСТИРОВАНИЕ RDBM

Для проверки работы алгоритма RDBM была проведена идентификация солнечных источников серии MKBM за период 2013–2015 гг. Всего было выбрано 17 MKBM, для которых KBM по результатам расчета сопровождалось диммингами.

Данные по MKBM, время начала (t_0) и средняя скорость (v_0), брались из каталога R&C. Скорость фонового СВ (w) для алгоритма RDBM была выбрана на основе данных моделирования скорости (v_m) квазистационарного потока плазмы из корональных дыр (КД), представленных в SMDC, а также данных из каталога ИКИ и базы OMNI. По SMDC скорость квазистационарного потока СВ пропорциональна площади КД в центральной части солнечного диска [23–25]. Из каталога ИКИ

⁵ <https://www.sidc.be/cactus>

⁶ <http://solardemon.oma.be>

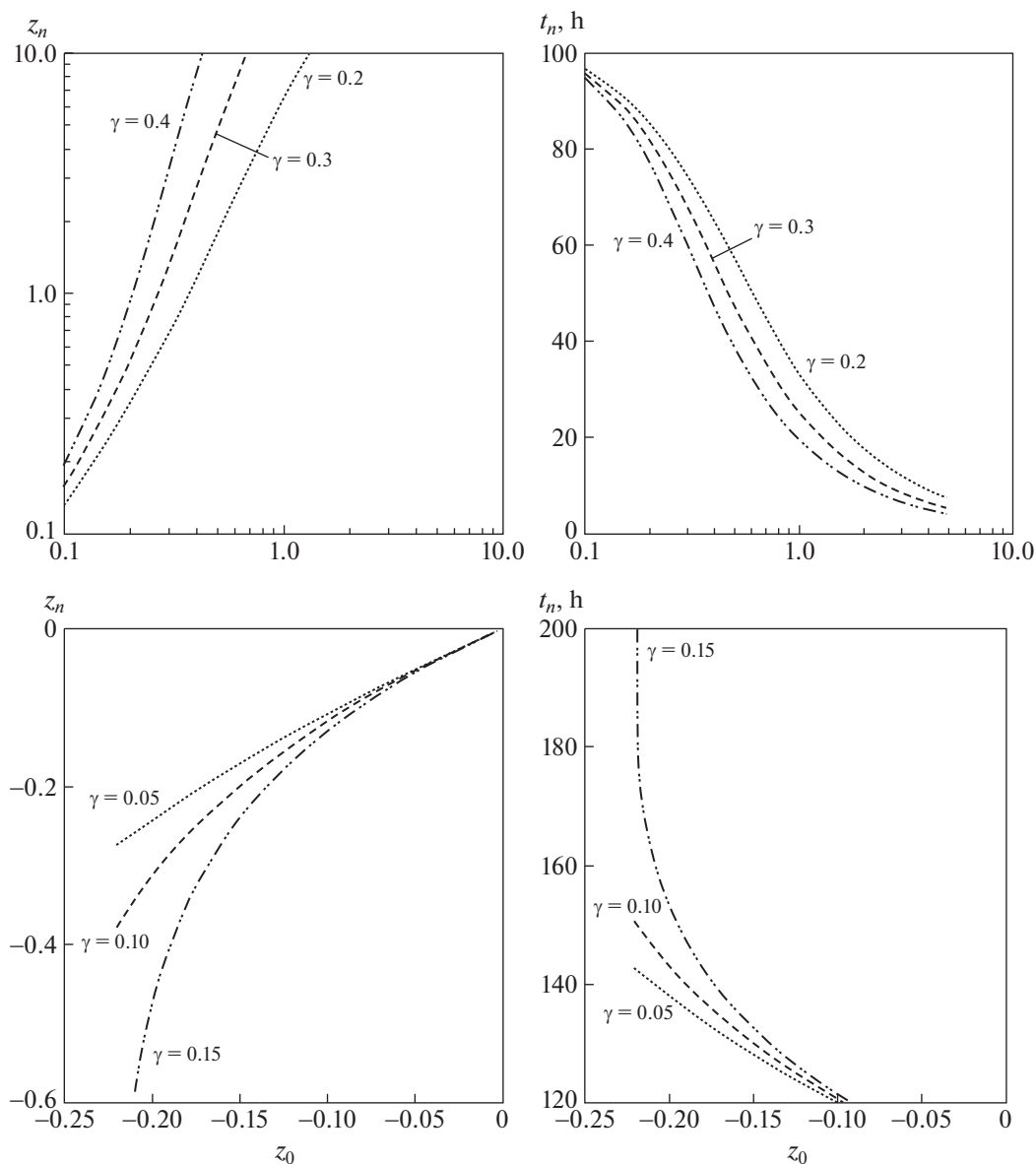


Рис. 1. Графики зависимости z_n от z_0 и t_n от z_0 для случаев $v_i > w_i$ (верхний ряд) и $v_i < w_i$ (нижний ряд) и при разных γ (в единицах 10^{-7} км^{-1}).

выбирались временные интервалы, соответствующие медленному и высокоскоростному потоку из КД (ВСП из КД) за период 2013–2015 гг., и для них по данным базы OMNI рассчитывалась средняя протонная скорость (v_p). Таким образом, при сопоставлении скоростей из SMDC и OMNI для периода 2013–2015 гг. получились следующие соотношения: в случае медленного СВ $\langle v_m/v_p \rangle = 1.15$ (15%), в случае ВСП из КД $\langle v_m/v_p \rangle = 0.90$ (10%). Для лучшего соответствия модельной скорости из SMDC со скоростью измеренного медленного СВ и для минимальной ошибки расчета по RDBM были введены поправочные коэффициенты для

модельной скорости: модельная скорость умножалась на коэффициент 0.9 и ограничивалась снизу значением 350 км/сек. При этом получаем для интервалов медленного СВ $\langle v_m/v_p \rangle = 1.09$, для ВСП из КД $\langle v_m/v_p \rangle = 0.83$. Отметим, что в периоды преобладания фоновых высокоскоростных потоков эти значения могут измениться.

В работе было рассмотрено два варианта расчета возможных источников МКВМ по RDBM. В первом варианте использовалась непостоянная ступенчатая скорость фонового СВ при расчете возможных источников МКВМ по RDBM (таким образом учитывался вклад квазистационарного

Таблица 1. Разница между расчетами времени и скорости по RDBM на R_{20} и измерениями по CACTus в зависимости от γ для варианта с (1) разделением на 4 интервала со ступенчатой фоновой скоростью w и (2) постоянной на всем интервале $w = 350$ км/с

$\gamma \times 10^{-7}, \text{ км}^{-1}$	0.25	0.3	0.33	0.35
Ступенчатая w				
$\langle \Delta T \rangle, \text{ ч}$	-3.0 ± 9.9	-1.0 ± 11.3	0.2 ± 12.3	1.0 ± 13.1
$\langle \Delta V \rangle, \text{ км/с}$	-22 ± 300	179 ± 562	373 ± 839	550 ± 1098
Постоянная $w = 350$ км/с				
$\langle \Delta T \rangle, \text{ ч}$	2.8 ± 9.7	6.0 ± 10.9	8.0 ± 11.6	9.3 ± 12.0
$\langle \Delta V \rangle, \text{ км/с}$	311 ± 530	828 ± 1110	1343 ± 1704	1818 ± 2257

ВСП из КД в фоновый СВ). Расстояние от Земли до Солнца разделялось на 4 указанных выше отрезка ($213-165 R_{\odot}$, $165-115 R_{\odot}$, $115-65 R_{\odot}$, $65-20 R_{\odot}$). Проводился поэтапный расчет: сперва рассчитывались время и скорость КВМ на $165 R_{\odot}$ (при этом начальными параметрами были средняя скорость МКВМ и время его прихода к Земле на $213 R_{\odot}$ по каталогу R&C), далее полученные данные брались для расчета времени и скорости КВМ на $115 R_{\odot}$, потом на $65 R_{\odot}$ и далее на $20 R_{\odot}$. При этом скорость фонового СВ имела ступенчатый характер, т.е. ее значение на каждом из отрезков рассчитывалось по начальной точке интервала как функция от времени. Во втором варианте скорость фонового ветра считалась постоянной на протяжении всего пути ($213-20 R_{\odot}$) и бралась равной 350 км/с (средняя скорость медленного СВ по данным OMNI за 2013 г., согласуется с [14]).

Ступенчатый характер расчета скорости КВМ позволяет, не усложняя вычисления, оценить ситуации, когда ВСП из КД догоняет медленный КВМ, ускоряя его, или, когда быстрый КВМ замедляется меньше, догоняя ВСП, чем, если бы считалось, что он распространяется все время по медленному фоновому СВ. Такие расчеты фонового ветра использовались ранее для прогноза скорости КВМ в статье [26].

Определение оптимального коэффициента взаимодействия (γ) проводилось методом сравнения результатов расчета RDBM (на R_{20}) при разных γ и w с измеренными временами и скоростями КВМ по CACTus (табл. 1). Список исходных МКВМ представлен в табл. 2. В качестве источников по каталогу CACTus выбирались соответствующие КВМ, которые по времени находились в интервале ± 24 ч от рассчитанного ожидаемого времени появления, и при этом имели угловую ширину $> 90^\circ$. Также выбранные КВМ должны были сопровождаться диммингами (по каталогу Solar Demon).

Из табл. 1 видно, что в целом вариант разделения на 4 интервала со ступенчатой w дает лучшую

точность прогноза по сравнению с постоянной $w = 350$ км/с для $\gamma \geq 0.3 \times 10^{-7} \text{ км}^{-1}$. Также для варианта с постоянной скоростью фона получаем заметно большие значения погрешностей по прогнозу скорости (например, для случая $\gamma = 0.33 \times 10^{-7} \text{ км}^{-1}$ получаем дисперсию разности скоростей порядка ± 1700 км/с для постоянной w , и приблизительно ± 800 км/с — для ступенчатой w). По-видимому, это связано с более точным учетом фона высокоскоростных потоков СВ в варианте ступенчатой модели по сравнению с вариантом постоянной скорости фона.

Значение коэффициента γ , при котором наблюдалась наименьшая средняя разница по времени между расчетом и измерением ($\langle \Delta T \rangle = \min$), оказалось равным $0.33 \times 10^{-7} \text{ км}^{-1}$ при ступенчатой скорости фона СВ. Схожее значение упоминалось в [27]. При этом оптимальное значение γ для скорости КВМ несколько меньше.

В дальнейшем более подробно был рассмотрен RDBM-расчет источников МКВМ при коэффициенте $\gamma = 0.33 \times 10^{-7} \text{ км}^{-1}$. В табл. 2 приведены параметры исходных МКВМ у Земли по каталогу R&C, начальное значение модельной скорости фонового СВ в ступенчатой модели и значения безразмерного параметра z .

В табл. 3 представлены полученные ожидаемые времена появления вероятного источника на расстоянии $20 R_{\odot}$ (R_{20}) от солнечной поверхности и скорости, а также определенные в соответствие им КВМ из каталога CACTus.

Вычислялись средние значения разностей между расчетом и измерением (CACTus) для времени ($\Delta T = T_{R20} - T_{\text{CACTus}}$) и скорости ($\Delta V = V_{R20} - V_{\text{CACTus}}$). Были получены величины средних отклонений по времени и скорости с учетом знака разности ($-/+ -$ раньше/позже, быстрее/медленнее). Для случая со ступенчатой скоростью фона получены: средние ошибки $\langle \Delta T_1 \rangle = 0.2 \pm 12.3$ ч, $\langle \Delta V_1 \rangle = 373 \pm 839$ км/с. Для случая с постоянной скоростью (350 км/с на всем отрезке

Таблица 2. Данные расчета по RDBM для $\gamma = 0.33 \times 10^{-7} \text{ км}^{-1}$: T_0 , v_0 – время появления и средняя скорость МКВМ в точке L1 около Земли (по каталогу R&C), w_{0_1} , z_{0_1} – начальные значения модельной скорости фонового СВ и соответствующего параметра z_0 для случая ступенчатой модели, z_{0_2} – значение параметра z_0 для случая постоянной $w = 350 \text{ км/с}$, z_{n_1} , z_{n_2} – конечные значения параметров z на расстоянии $20 R_\odot$ от Солнца для случаев ступенчатой модельной скорости фонового СВ и $w = 350 \text{ км/с}$

№ МКВМ	T_0 , UT	v_0 , км/с	w_{0_1} , км/с	z_{0_1}	z_{0_2}	z_{n_1}	z_{n_2}
1	17.03.2013 15:00	520	374	0.39	0.49	3.67	6.11
2	14.04.2013 17:00	410	379	0.08	0.17	0.28	0.43
3	13.07.2013 05:00	430	350	0.23	0.23	0.82	0.82
4	23.08.2013 20:00	470	410	0.15	0.34	0.02	2.37
5	02.10.2013 23:00	470	386	0.22	0.34	0.66	2.37
6	16.02.2014 05:00	380	350	0.09	0.09	0.13	0.13
7	17.02.2014 03:00	400	350	0.14	0.14	0.3	0.3
8	21.02.2014 02:00	490	403	0.22	0.4	2.41	3.62
9	21.04.2014 07:00	540	385	0.4	0.54	3.78	8.14
10	12.09.2014 22:00	600	381	0.57	0.71	10.5	15.7
11	17.03.2015 13:00	560	377	0.49	0.6	3.96	10.4
12	10.04.2015 13:00	380	433	-0.12	0.09	-0.24	0.13
13	23.06.2015 02:00	610	499	0.22	0.74	1.11	17.1
14	25.06.2015 10:00	550	403	0.36	0.57	3.45	9.26
15	15.08.2015 21:00	500	442	0.13	0.43	0.23	4.37
16	07.11.2015 06:00	500	350	0.43	0.43	4.21	4.37
17	20.12.2015 03:00	400	367	0.09	0.14	0.04	0.3

Таблица 3. Сравнение параметров КВМ, полученных с помощью RDBM (при $\gamma = 0.33 \times 10^{-7} \text{ км}^{-1}$), с параметрами, экстраполированными из САСТУс. T_{R20_1} , V_{R20_1} – рассчитанное время и скорость на $20 R_\odot$ при ступенчатой фоновой скорости; T_{R20_2} , V_{R20_2} – рассчитанное время и скорость на $20 R_\odot$ при постоянной фоновой скорости (350 км/с) на всем отрезке $213-20 R_\odot$; $T_{\text{САСТУс}}$, $V_{\text{САСТУс}}$ – экстраполированное по данным САСТУс время появления КВМ и его скорость на $20 R_\odot$

№ МКВМ	$T_{\text{САСТУс}}$, UT	T_{R20_1} , UT	T_{R20_2} , UT	$V_{\text{САСТУс}}$, км/с	V_{R20_1} , км/с	V_{R20_2} , км/с
1	15.03.2013 10:14	15.03.2013 11:52	15.03.2013 17:22	1016	1633	2488
2	11.04.2013 11:25	11.04.2013 00:34	11.04.2013 04:30	809	448	500
3	09.07.2013 23:17	10.07.2013 1:05	10.07.2013 01:05	392	637	636
4	21.08.2013 11:01	20.08.2013 14:04	21.08.2013 07:57	513	488	1179
5	30.09.2013 02:26	29.09.2013 23:40	30.09.2013 10:56	767	641	1179
6	12.02.2014 13:13	12.02.2014 04:29	12.02.2014 04:29	441	395	395
7	12.02.2014 17:08	13.02.2014 10:18	13.02.2014 10:19	653	455	455
8	18.02.2014 04:56	18.02.2014 14:39	18.02.2014 20:26	926	1194	1618
9	18.04.2014 16:16	19.04.2014 6:29	19.04.2014 13:36	1080	1821	3198
10	10.09.2014 20:54	11.09.2014 9:48	11.09.2014 13:50	994	4013	5844
11	15.03.2015 05:20	15.03.2015 16:48	15.03.2015 23:11	982	2163	4001
12	07.04.2015 01:55	06.04.2015 00:18	06.04.2015 12:29	474	295	395
13	21.06.2015 05:12	20.06.2015 23:20	21.06.2015 18:59	1190	1055	6347
14	22.06.2015 21:44	23.06.2015 6:51	23.06.2015 18:27	982	1558	3589
15	12.08.2015 20:09	12.08.2015 20:11	13.08.2015 18:20	624	530	1880
16	04.11.2015 19:08	05.11.2015 2:47	05.11.2015 3:20	652	1823	1880
17	16.12.2015 13:43	16.12.2015 06:19	16.12.2015 10:19	716	405	455
Ср. откл.	$\langle \Delta T \rangle$, ч	0.2 ± 12.3	8.0 ± 11.6	$\langle \Delta V \rangle$, км/с	373 ± 839	1343 ± 1704

Таблица 4. Сравнение времени начала димминга по Solar Demon (T_1), расчетного времени появления источника на поверхности Солнца по RDBM ($T_{2,1}$ для ступенчатой, $T_{2,2}$ для постоянной фоновой скорости) и экстраполяции времени начала КВМ по SACTus на R_0 (T_3)

№	T_1 , UT	$T_{2,1}$, UT	$T_{2,2}$, UT	T_3 , UT	$T_3 - T_1$, ч	$T_1 - T_{2,1}$, ч	$T_1 - T_{2,2}$, ч
1	15.03.2013 06:04	15.03.2013 7:08	15.03.2013 14:16	15.03.2013 05:40	0.4	1.07	8.2
2	11.04.2013 07:00	10.04.2013 07:19	10.04.2013 13:03	11.04.2013 05:41	1.3	-23.68	-17.95
3	09.07.2013 14:08	09.07.2013 12:57	09.07.2013 12:56	09.07.2013 11:27	2.7	-1.18	-1.19
4	21.08.2013 03:22	19.08.2013 22:15	21.08.2013 1:23	21.08.2013 01:59	1.4	-29.11	-1.97
5	29.09.2013 21:22	29.09.2013 11:36	30.09.2013 4:23	29.09.2013 20:22	1.0	-9.76	7.02
6	12.02.2014 04:24	11.02.2014 08:56	11.02.2014 08:56	12.02.2014 02:41	1.7	-19.46	-19.46
7	12.02.2014 12:04	12.02.2014 17:20	12.02.2014 17:20	12.02.2014 10:01	2.1	5.27	5.27
8	18.02.2014 00:44	18.02.2014 8:11	18.02.2014 15:40	17.02.2014 23:55	0.8	7.45	14.93
9	18.04.2014 12:46	19.04.2014 02:14	19.04.2014 11:11	18.04.2014 11:59	0.8	13.47	22.43
10	10.09.2014 17:26	11.09.2014 7:52	11.09.2014 12:30	10.09.2014 16:14	1.2	14.45	19.08
11	15.03.2015 00:48	15.03.2015 13:14	15.03.2015 21:15	15.03.2015 00:37	0.2	12.44	20.46
12	06.04.2015 18:42	04.04.2015 22:07	05.04.2015 16:56	06.04.2015 16:08	2.6	-44.58	-25.76
13	21.06.2015 01:40	20.06.2015 16:01	21.06.2015 17:46	21.06.2015 01:17	0.4	-9.65	16.1
14	22.06.2015 18:06	23.06.2015 1:54	23.06.2015 16:18	22.06.2015 17:01	1.1	7.8	22.21
15	12.08.2015 14:08	12.08.2015 05:36	13.08.2015 14:13	12.08.2015 12:43	1.4	-8.52	24.1
16	04.11.2015 13:42	04.11.2015 22:32	04.11.2015 23:13	04.11.2015 12:01	1.7	8.84	9.53
17	16.12.2015 08:04	15.12.2015 11:14	15.12.2015 17:20	16.12.2015 07:14	0.8	-20.83	-14.73
Среднее значение разницы					1.3 ± 0.7	-5.6 ± 17.1	5.2 ± 16.2

213–20 R_0): $\langle \Delta T_2 \rangle = 8.0 \pm 11.6$ ч, $\langle \Delta V_2 \rangle = 1343 \pm 1704$ км/с.

Величины на R_{20} (для ступенчатой и постоянной фоновой скорости СВ) были далее экстраполированы на поверхность Солнца (R_0) (см. табл. 4) с допущением того, что средняя скорость КВМ от R_0 до R_{20} может быть оценена как $V_{R_{20}}/2$. Время на R_0 сравнивалось со списком диммингов из каталога Solar Demon. При этом критерии отбора диммингов, сопровождавших КВМ, были следующие: 1) минимальная разница во времени измерения и расчета; 2) расположение вблизи центра солнечного диска ($\pm 25^\circ$ по широте, $\pm 35^\circ$ по долготе), в направлении Земли; 3) с наиболее сильным падением в интенсивности.

Выделенные таким образом димминги (табл. 4) в основном лежат в 24-часовом интервале от расчетных времен со средней разницей: 1) -5.6 ± 17.1 ч – для ступенчатой фоновой скорости и 2) 5.2 ± 16.2 ч – для постоянного фона. Все найденные димминги располагаются в пределах центральной части диска: от -25° до 17° по широте и от -31° до 35° по долготе. Экстраполированное на R_0 время начала КВМ по SACTus в среднем лежит в пределах 2 ч от начала диммингов по Solar Demon.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе описаны основные принципы работы алгоритма RDBM при идентификации солнечных источников МКВМ. На примере периода 2013–2015 гг. было проведено тестирование путем сравнения RDBM расчетов со значениями, представленными в каталогах SACTus и Solar Demon.

Было получено, что оптимальное значение параметра взаимодействия γ , при котором наблюдается наименьшая средняя разница по времени между расчетом и измерением, оказалось равным 0.33×10^{-7} км $^{-1}$ (что согласуется с [27]). По скорости оптимальное значение γ несколько меньше.

Были рассмотрены 2 варианта расчета для $\gamma = 0.33 \times 10^{-7}$ км $^{-1}$: 1) с переменной (ступенчатой) скоростью фонового СВ (w) с делением расстояния от точки L1 у Земли до точки R_{20} у Солнца на 4 интервала, 2) с постоянной на всей траектории фоновой скоростью ($w = 350$ км/с). Вариант деления на 4 интервала со ступенчатой w дает лучшую точность прогноза по сравнению с вариантом постоянной $w = 350$ км/с. Расчет со ступенчатой скоростью фона дает меньшие ошибки из-за лучшего учета влияния высокоскоростных потоков СВ. Анализ показывает, что вариант расчета с постоянной скоростью дает более высокую точность при скорости МКВМ $v_0 < 400$ км/с, близкой к средней скорости медлен-

ного СВ. При $v_0 > 500$ км/с более точные результаты показывает вариант с модельной скоростью фонового СВ, в котором учитываются высокоскоростные потоки от КД.

Для $\gamma = 0.33 \times 10^{-7}$ км⁻¹ сравнение времени начала димминга по Solar Demon, расчетного времени по RDBM показывает, что варианты с модельной скоростью фона и с постоянной скоростью 350 км/с дают примерно одинаковую точность порядка 5 ч, причем при модельной скорости эта разница отрицательна (расчет запаздывает), а при постоянной скорости — положительна (расчет опережает).

В целом результаты показывают, что по измерениям у Земли параметрам МКВМ с помощью алгоритма RDBM эффективно идентифицируются наиболее вероятные КВМ-источники и определяются их параметры на выходе из солнечной короны. Таким образом, RDBM является полезным инструментом для уточнения начальных параметров прямых моделей прогноза (в частности, по методике SMDC).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность научному коллективу Центра анализа космической погоды НИИЯФ МГУ, создателям каталога солнечных событий ИКИ, каталога МКВМ Ричардсону и Кейн, а также составителям баз OMNI, SACTus и Solar Demon за предоставление доступа к данным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *I. G. Richardson and H. V. Cane*, *J. Geophys. Res.* **109**, A09104 (2004).
2. *Ю. И. Ермолаев, Н. С. Николаева, И. Г. Лодкина, М. Ю. Ермолаев*, *Космич. исслед.* **47**, 99–113 (2009).
3. *I. G. Richardson and H. V. Cane*, *Solar Phys.* **264**, 189–237 (2010).
4. *H. S. Hudson and E. W. Cliver*, *J. Geophys. Res.* **106**, 25199 (2001).
5. *В. А. Слемзин, Ю. С. Шугай*, *Космич. исслед.* **53**, 51 (2015).
6. *R. A. Harrison, P. Bryans, G. M. Simnett, and M. Lyons*, *Astron. and Astrophys.* **400**, 1071–1083 (2003).
7. *K. Dissauer, A. M. Veronig, M. Temmer, and T. Podladchikova*, *Astrophys. J.* **874**, 123 (2019).
8. *D. M. Rust and E. Hildner*, *Solar Phys.* **48**, 381–387 (1976).
9. *H. S. Hudson, J. R. Lemen, O. C. St. Cyr, A. C. Sterling, and D. F. Webb*, *Geophys. Res. Lett.* **25**, 2481–2484 (1998).
10. *B. Vršnak*, *Solar Phys.* **202**, 173 (2001).
11. *B. Vršnak and N. Gopalswamy*, *J. Geophys. Res.: Space Phys.* **107**, 1019 (2002).
12. *P. J. Cargill*, *Solar Phys.* **221**, 135 (2004).
13. *B. Vršnak and T. Žic*, *Astron. and Astrophys.* **472**, 937 (2007).
14. *B. Vršnak, T. Žic, D. Vrbanec, M. Temmer, T. Rollett, C. Möstl, A. Veronig, J. Calogovic, M. Dumbovic, S. Lulic, Y.-J. Moon, and A. Shanmugaraju*, *Solar Phys.* **285**, 295 (2013).
15. *B. Vršnak*, *J. Space Weather Space Clim.* **11**, 34 (2021).
16. *M. Dumbovic, J. Calogovic, K. Martinic, B. Vrsnak, D. Sudar, M. Temmer, and A. Veronig*, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* **8**, 58 (2021).
17. *B. Vršnak, D. Ruždjak, D. Sudar, and N. Gopalswamy*, *Astron. and Astrophys.* **423**, 717–728 (2004).
18. *A. Vourlidas, S. Patsourakos, and N. P. Savani*, *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **377**, 20180096 (2019).
19. *Y. Shugay, V. Kalegaev, K. Kaportseva, V. Slemzin, D. Rodkin, and V. Eremeev*, *Universe* **8**, 565 (2022).
20. *G. E. Brueckner, R. A. Howard, M. J. Koomen, C. M. Korendyke, D. J. Michels, J. D. Moses, D. G. Socker, K. P. Dere, P. L. Lamy, A. Llebaria, M. V. Bout, R. Schwenn, G. M. Simnett, D. K. Bedford, and C. J. Eyles*, *Solar Phys.* **162**, 357–402 (1995).
21. *E. Robbrecht and D. Berghmans*, *Astron. and Astrophys.* **425**, 1097–1106 (2004).
22. *E. Kraaikamp and C. J. Verbeek*, *Space Weather Space Clim.* **5**, A18 (2015).
23. *Ю. С. Шугай, И. С. Веселовский, Д. Б. Ситон, Д. Бергманс*, *Астрон. вестник* **45**, 560–571 (2011).
24. *S. J. Hofmeister, A. Veronig, M. Temmer, S. Vennerstrom, B. Heber, and B. Vršnak*, *J. Geophys. Res.: Space Phys.* **123**, 1738–1753 (2018).
25. *Ю. С. Шугай*, *Метеорология и гидрология* **3**, 58–66 (2021).
26. *Ю. С. Шугай, К. Б. Канорцева*, *Геомагнетизм и аэрономия* **61**, 148–159 (2021).
27. *J. Čalogović, M. Dumbović, D. Sudar, B. Vršnak, K. Martinic, M. Temmer, and A. Veronig*, *Solar Phys.* **296**, 114 (2021).

АРГУМЕНТЫ GAIA ЗА И ПРОТИВ ГИПОТЕТИЧЕСКОГО КОМПАЬОНА СОЛНЦА

© 2023 г. О. Ю. Малков^{1,*}

¹ *Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия*

**E-mail: malkov@inasan.ru*

Поступила в редакцию 31.12.2022 г.

После доработки 14.01.2023 г.

Принята к публикации 24.01.2023 г.

Гипотезе о том, что Солнце — компонент двойной звездной системы, уже около ста лет. Предположения о природе компаньона продолжают публиковаться по мере появления новых наблюдательных данных. В статье показано, что результаты работы космической обсерватории Gaia накладывают определенные ограничения на природу и расположение компаньона. То обстоятельство, что компаньон не зарегистрирован обсерваторией, оставляет следующие предельные возможности: холодный коричневый карлик (Y3 и позднее) на орбите внутри облака Оорта или L/T коричневый карлик на более высокой орбите (от $a \approx 10^5$ а.е.). При этом компаньон, вполне вероятно, каталогизирован в обзорах 2MASS и WISE. В статье также оценены абсолютные G-величины коричневых карликов поздних спектральных типов.

Ключевые слова: двойные звезды, Солнечная система, коричневые карлики

DOI: 10.31857/S0004629923030040, **EDN:** PNMGIR

1. ВВЕДЕНИЕ

Впервые вопрос о наличии у Солнца компаньона был поднят около ста лет назад [1]. В качестве кандидатов на роль компаньона Солнца рассматривались как известные объекты (46 Tau [1]), так и гипотетические, чье наличие могло подтверждаться косвенными признаками: релятивистский объект [2], черный карлик [3], коричневый карлик [4]. К этим работам примыкают также исследования вопроса о наличии у Солнца неизвестного компаньона с *планетарной* массой [5–7].

Среди возможных индикаторов наличия компаньона у Солнца рассматривались:

- (i) ускорение барицентра Солнечной системы, приводящее к аномальным изменениям периода пульсаров, расположенных в определенном направлении на небе [8, 9];

- (ii) обилие комет с гиперболическими орбитами, вызванное гравитационным влиянием компактного массивного объекта (нейтронной звезды или черной дыры) [10] или даже *высокоскоростного* объекта солнечной массы [11]; отметим, что в настоящее время на 100% зафиксирована лишь одна комета с гиперболической орбитой, а именно, комета 2I/Borisov [12, 13] (известны также межзвездный астероид 1I/ʻOumuatua [14] и двигавшийся, с достоверностью 99.999%, по ги-

перболической орбите метеор CNEOS 2014–01–08 [15]);

- (iii) наличие цикла длительностью 26×10^6 лет в биологических массовых вымираниях, вызванных, как предполагается, интенсивными кометными дождями [3] (ожидаемая граница облака Оорта — резервуара комет, которые могут возмущаться гипотетическим компаньоном Солнца — составляет около 10^5 а.е., см. дискуссию в разделе 3);

- (iv) особенности орбит Седны и других транснептуновых объектов, вызванные присутствием компаньона Солнца [5, 6, 16].

В ряде работ предпринимались попытки указать границы для возможных значений параметров компаньона и орбиты или даже оценить их [3, 6, 16–18]. Высказывались предположения о наличии искомого объекта в современных больших инфракрасных фотометрических обзорах (IRAS, 2MASS, WISE) [6, 16, 19].

С появлением предварительных результатов астрометрической космической обсерватории Gaia стало возможным уточнить характеристики этого гипотетического объекта. Тот факт, что обсерватория Gaia (пока) не обнаружила компаньон Солнца, накладывает определенные ограничения на его природу и расположение.

В этой работе исследуется возможность существования и обнаружения коричневого карлика —

Таблица 1. Орбитальные и физические параметры широких двойных систем

Параметры	WDS 01522–5220	WDS 00524–6930
P , 10^8 уг	5.607369	5.8
a , "	76.6	170 ± 11
e	0.999	0.74 ± 0.02
Spect. type	K3V + M9.5	F7 IV–V
ϖ , mas	11.5431 ± 0.0122	16.5718 ± 0.0163
a , а.е.	6637.78	10259.5
a , пк	0.0322	0.0497
d_{\max} , пк	0.0644	0.0865

возможного компаньона Солнца. Оцениваются его предельные параметры, возможное расстояние от Солнца и величина собственного движения. Проводится сравнение как с реальными широкими двойными системами, так и с оценками других авторов, исследующих данный вопрос.

2. НАБЛЮДАЕМЫЕ ШИРОКИЕ ДВОЙНЫЕ

Прежде всего определим, какие значения орбитальных параметров и параметров компонентов имеют самые широкие из наблюдаемых двойных систем с известными орбитальными элементами. Наиболее авторитетным источником сведений о таких системах является каталог орбитальных двойных ORB6 [20]. Около десятка из 3310 звезд, содержащихся в ORB6, можно назвать очень широкими парами (имеющими период $P > 10^5$ лет и/или большую полуось $a > 100''$).

Не все из этих объектов будут рассматриваться в данном исследовании. Как показано в работах по определению масс компонентов орбитальных двойных [21, 22], систему WDS 23100+3651 можно заподозрить в оптической двойственности, другие (WDS 14396–6050, WDS 07204–5219) показывают рассогласование значений динамических масс, определенных по третьему закону Кеплера, и фотометрических масс, определенных по блеску компонентов, расстоянию до системы и соотношению масса–светимость. Для систем WDS 19464+3344 и WDS 00057+4549 в ORB6 приводятся по три достаточно различающихся орбитальных решения.

Для наших целей можно рассмотреть двойные WDS 00524–6930 и WDS 01522–5220. Их параметры приведены в табл. 1. Орбитальные элементы (P , A , e) взяты из ORB6, спектральная классификация из WDS [23] и SIMBAD, параллаксы из Gaia DR3. Большие полуоси в линейных единицах и максимальное расстояние между компонентами $d_{\max} \approx a(e + 1)$ оценены здесь.

Таблица 2. Абсолютные звездные величины холодных карликов

Полоса	G , Gaia	H , 2MASS	K_s , 2MASS	$W1$, WISE
M9.5	16.40	11.00	10.50	10.15
L5	18.50	12.44	11.87	11.19
T4.5	21.04	14.49	14.55	12.97
Y2	32.2	22.6	23.5	18.1

3. АБСОЛЮТНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ КОРИЧНЕВЫХ КАРЛИКОВ И ВОЗМОЖНОСТЬ ИХ ОБНАРУЖЕНИЯ

В этом разделе приведены (как опубликованные, так и полученные в данной работе) абсолютные звездные величины коричневых карликов.

Для оценки блеска компаньона на различном расстоянии от главного компонента (Солнца) необходимо знать абсолютную звездную величину объекта M . Таблица 2 содержит абсолютные звездные величины в нескольких фотометрических полосах обзоров Gaia [24], [25], 2MASS [26], WISE [27] для случая, если компаньон – холодный красный карлик (M9.5), горячий коричневый карлик (L5), теплый коричневый карлик (T4.5) и холодный коричневый карлик (Y2).

Источником значений M для звезд M9.5 и L5 служили таблицы Мамажека¹, опубликованные в [28]. Из тех же таблиц взяты сведения о M_H и M_{K_s} для коричневых карликов T4.5 и Y2.

Для оценки значений M_G и M_{W1} для последних двух спектральных типов мы воспользовались каталогом ближайших (до 20 пк) к Солнцу 525 L, T и Y коричневых карликов [29]. Он содержит данные для фотометрической системы WISE, а для оценки M_G -величин мы отождествили каталогизированные источники с архивом Gaia DR3. Отождествление осуществлялось с радиусом отождествления $1''$. Удалось отождествить 132 объекта из 496. Два объекта, 2MASS 0915+0422 и 2MASS 1520–4422, получили по два аналога в Gaia DR3, в обоих случаях подходящим признан тот, который расположен ближе к объекту–источнику. Дальнейший анализ включал в себя сравнение собственных движений и параллаксов, заключенных в [29], с данными Gaia, а также построение различных фотометрических зависимостей между G -величиной и фотометрией, представленной в [29]. В результате пять объектов (2MASS 0355+1133, WISE 0715–1145, WISE 0720–0846B, DENIS 1253–5709, Gaia 1831–0732) были признаны неправильно отождествленными и отброшены.

¹ http://www.pas.rochester.edu/emamajek/EEM_dwarf_UBVI-JHK_colors_Teff.txt

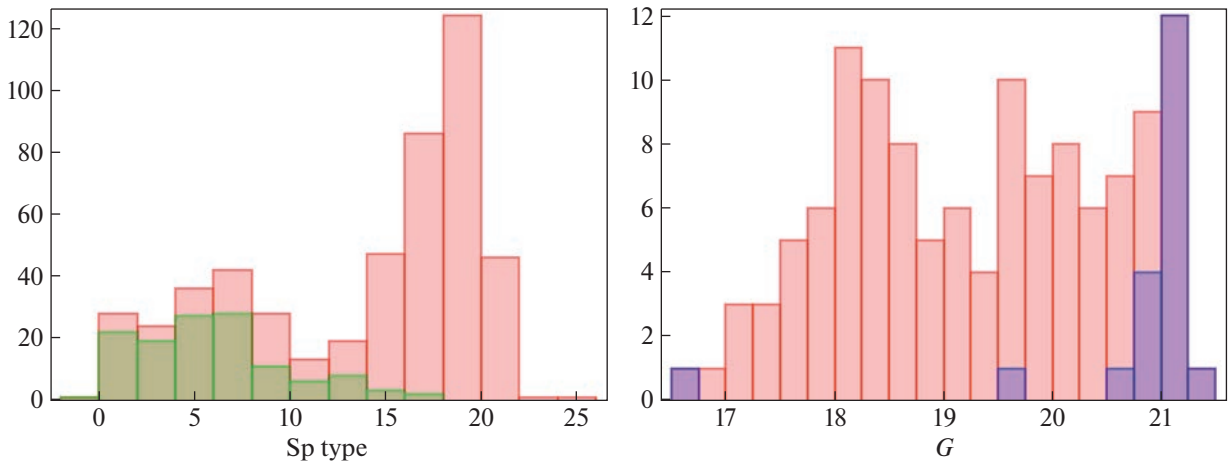


Рис. 1. Отождествление коричневых карликов из каталога [29] с архивом Gaia DR3. Левая панель: распределение коричневых карликов по спектральному типу (красные — все звезды, зеленые — отождествленные с Gaia). Спектральный тип определяется следующим образом: 0 — L0, ..., 5 — L5, ..., 10 — T0, ..., 20 — Y0, Правая панель: распределение отождествленных объектов по блеску G (красные — все, синие — не имеющие значения параллакса в Gaia).

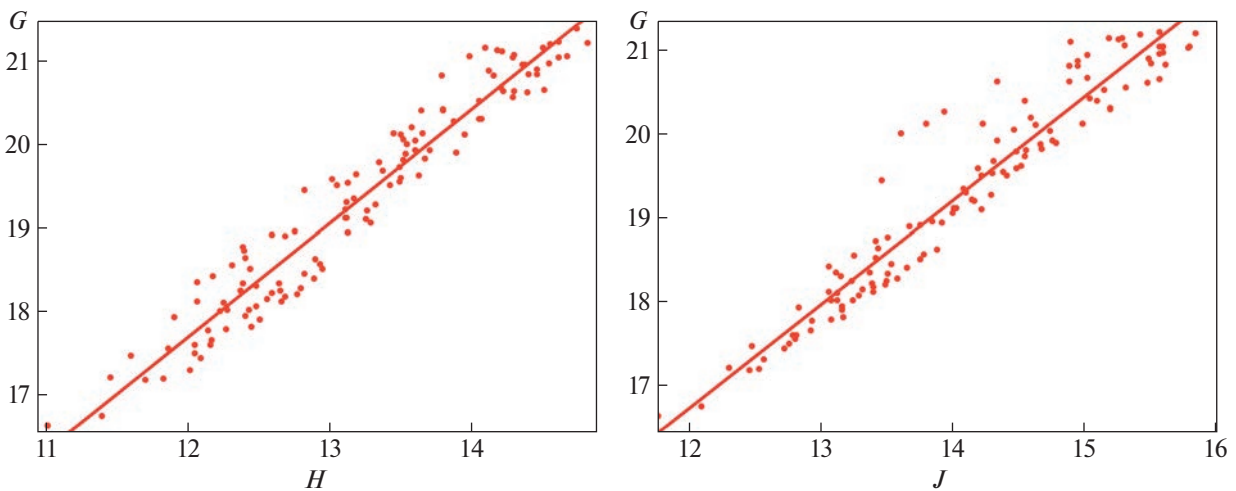


Рис. 2. Отождествленные коричневые карлики на диаграммах $H - G$ (слева) и $J - G$ (справа). Прямые линии — результаты линейной аппроксимации согласно ф-лам (1) и (2).

Результаты отождествления представлены на рис. 1. Можно видеть, что в архиве Gaia обнаружены объекты спектральных типов не холоднее T6, и что хотя предельная величина объектов Gaia достигает $G \approx 21.25^m$, однако предельный блеск, необходимый для определения параллакса, находится на уровне $G \approx 20.75^m$.

Полученные результаты могут быть использованы для получения по крайней мере грубого соотношения между G -величиной объекта и его блеском в инфракрасных полосах H (2MASS) и J (2MASS). На рис. 2 представлены все отождествленные объекты, имеющие G , H и J фото-

метрию, а также результат линейной аппроксимации,

$$G = 1.363H + 1.358, \quad (1)$$

$$G = 1.235J + 1.918, \quad (2)$$

коэффициенты корреляции в формулах (1) и (2) — 0.97 и 0.96 соответственно. Объект 2MASS 0746+2000 (самый яркий на диаграммах) имеет в архиве Gaia DR3 признак VARIABLE и в аппроксимации не участвовал.

Экстраполируя эти соотношения в область низких температур, можно оценить абсолютные G -величины коричневых карликов T и Y типов (в таблице Мамажека эти значения даны только

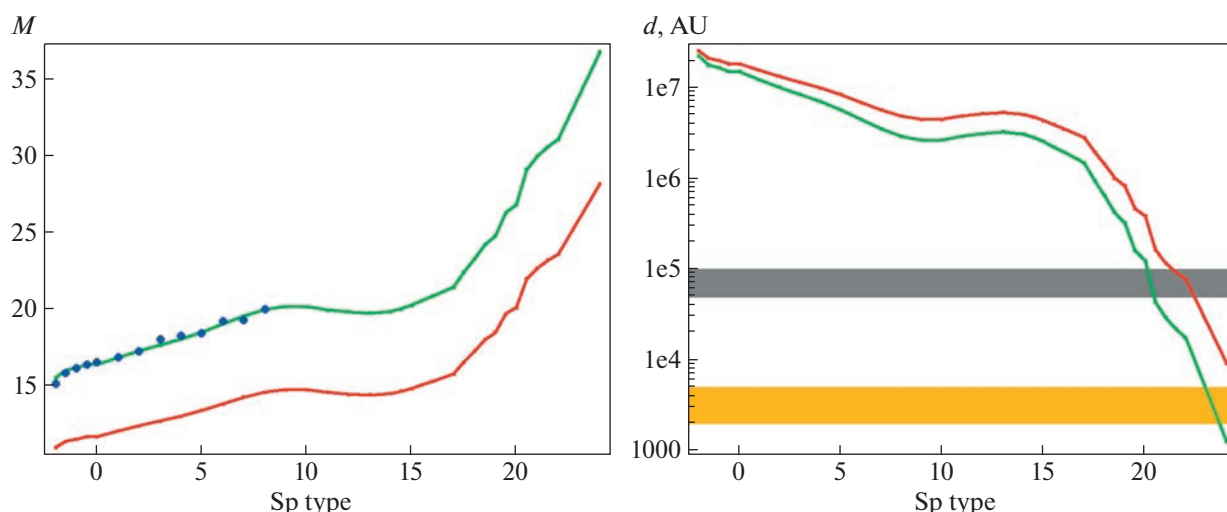


Рис. 3. Левая панель – абсолютные звездные величины коричневых карликов. Красная кривая – аппроксимация значений M_J (2MASS) из таблицы Мамажека, зеленая кривая – M_G (Gaia), вычисленные по формуле (2), синие точки – значения M_G (Gaia) из таблицы Мамажека. Правая панель – предельное расстояние для полосы J 2MASS (красная кривая) и полосы G Gaia DR3 (зеленая кривая), на котором могут наблюдаться коричневые карлики. Объекты, расположенные ниже этих кривых, должны попасть в соответствующие обзоры. Горизонтальные полосы – примерное положение внутренней (желтая) и внешней (серая) границ облака Оорта. Принцип кодировки спектральных типов коричневых карликов аналогичен приведенному в подписи к рис. 1.

для L8 и горячее). Эта оценка приведена на рис. 3, левая панель. Примечательно, что в области горячих коричневых карликов наши данные хорошо совпадают с данными Мамажека.

Полученные данные позволяют оценить предельное расстояние, на котором коричневый карлик того или иного типа будет зарегистрирован обсерваторией Gaia (рис. 3, правая панель). В качестве предельной звездной величины для Gaia использовалось значение $G.75^m$, межзвездное поглощение считалось ничтожным. Можно видеть, что коричневый карлик позднее Y3 не будет зарегистрирован обсерваторией Gaia, даже находясь внутри облака Оорта. Здесь считается, что внутренняя граница облака Оорта находится на расстоянии 2–5 тыс. а.е. от Солнца, а внешняя – 50–100 тыс. а.е. (см., напр., [30]; см. также сайт² на портале NASA). В то же время этот гипотетический коричневый карлик определенно будет включен в каталог 2MASS (красная кривая; здесь учитывается, что 2MASS полон до $J = 16.5^m$) и тем более в WISE. Более горячим объектам (L и T карликам) необходимо располагаться за пределами облака Оорта для того, чтобы не попасть в архив наблюдений Gaia.

² <https://solarsystem.nasa.gov/solar-system/oort-cloud/overview/>

4. СОБСТВЕННОЕ ДВИЖЕНИЕ

Представляется целесообразным оценить величину собственного движения холодного коричневого карлика – спутника Солнца, находящегося в районе внутренней границы облака Оорта. Орбитальная скорость в каждый момент времени может быть записана как

$$v = \sqrt{G(m_1 + m_2) \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)}. \quad (3)$$

Здесь гравитационная постоянная $G = 6.6743 \times 10^{-11} \text{ м}^3 \text{ с}^{-2} \text{ кг}^{-1}$, m_1, m_2 – массы компонентов: $m_1 = m_\odot = 1.989 \times 10^{30} \text{ кг}$, а массой компонента m_2 можно пренебречь. Текущее расстояние до компаньона r примем равным 2000 а.е. ($= 3 \times 10^{14} \text{ м}$), а для большой полуоси a рассмотрим варианты $r = a$ (круговая орбита) и $r = 1.9a$ (компаньон находится в окрестностях афелия очень эксцентричной орбиты). Тогда значения орбитальной скорости, оцененные из (3) для этих двух случаев, будут равны 665.2 и 210.4 м/с. Собственное движение,

$$\mu = \frac{v}{4.74r}, \quad (4)$$

в этих случаях будет равно 14.5 и 4.6"/год соответственно (ср. с собственным движением звезды Барнарда, 10.4"/год). В уравнении (4) величины μ, v, r выражены в единицах "/год, км/с, пк соответственно.

Такое заметное собственное движение немедленно выделяло бы объект в астрометрическом обзоре, но одновременно чрезвычайно затрудняло бы его кросс-отождествление между фотометрическими обзорами, даже при небольшой разнице эпох наблюдения.

5. ЧЕРНЫЕ КАРЛИКИ

Термин “черный карлик” не имеет четкого *количественного* определения. Более того, в литературе этим понятием называют два совершенно разных типа объектов.

1. Звезды очень низкой массы ($m < 0.08m_{\odot}$), не проходящие стадию термоядерной реакции сжигания водорода, за время, гораздо меньшее, чем возраст Галактики, становятся полностью вырожденными объектами или черными карликами [31].

2. Старые белые карлики, охладившие свои внешние слои до нескольких тысяч градусов, и имеющие светимость порядка $10^{-5} L_{\odot}$ и ниже, также называют черными карликами [32]. Это процесс гораздо более длительный, формулы для оценок параметров этих объектов можно найти в [33].

Очевидно, что если компаньоном Солнца является черный карлик, то вероятность его обнаружения сильно уменьшается. Заметим, впрочем, что черный карлик “второго типа” (бывший белый карлик), в отличие от черного карлика “первого типа” (бывший коричневый карлик), имеет массу, которой не следует пренебрегать при оценке собственного движения такого объекта. В предположении, что компаньон имеет массу, равную солнечной, величины, приведенные в разделе 4, должны быть увеличены на 40%.

6. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Сравним проделанные здесь оценки с наблюдаемыми и предсказанными другими авторами.

Отметим, что двойная система “Солнце—коричневый карлик Y3”, обсуждаемая в конце раздела 3, весьма походила бы на системы WDS 01522–5220 и WDS 00524–6930, описанные в разделе 2, и была бы даже еще компактнее.

Авторы работы [3] предполагают наличие у Солнца компаньона — черного карлика с массой от 2×10^{-4} до $7 \times 10^{-2} m_{\odot}$ на весьма эксцентричной ($e \geq 0.9$) орбите с большой полуосью $a \approx 8.8 \times 10^4$ а.е. Как следует из рис. 3 (правая панель), маловероятно, что такой объект может попасть в архив Gaia и в существующие инфракрасные обзоры.

В работе [17], с целью определить границы Солнечной системы, рассматривались гипотети-

ческие спутники Солнца в широком диапазоне масс, от 0.005 до $0.3 m_{\odot}$ на орбитах с большой полуосью $a \approx 9 \times 10^4$ а.е. В этом случае, очевидно, вероятность обнаружения зависит от массы объекта.

Наконец, в работе [16] предложена зависимость между массой гипотетического объекта и большой полуосью его орбиты: $m/m_j \approx 5\sqrt{9000 \text{ AU}/a}$.

Можно видеть, что в этих исследованиях акцент, преимущественно, делался на высокие (выше облака Оорта) орбиты для гипотетического компаньона Солнца. В работе [19], впрочем, рассматривались и более низкие орбиты, но там речь шла об объектах планетных масс, $(1-5) m_j$. Однако, как показывает анализ, выполненный в данной работе, при определенных условиях компаньон — коричневый карлик — может существовать и на низкой орбите (ниже облака Оорта) и оставаться незамеченным для обсерватории Gaia и нераспознанным (хотя и наличествующим, возможно) в современных инфракрасных фотометрических обзорах.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены ограничения на природу и характеристики гипотетического компонента Солнца, налагаемые текущими результатами работы космической обсерватории Gaia. Показано в частности, что даже находясь на внутренней по отношению к облаку Оорта орбите, коричневый карлик спектрального типа Y3 и холоднее останется незамеченным обсерваторией Gaia, хотя вполне может оказаться уже включенным в каталоги инфракрасных обзоров 2MASS и WISE. Показано, что такой объект должен демонстрировать заметное собственное движение — единицы или десятки угловых секунд в год. Уменьшение температуры гипотетического компаньона и/или расположение его на более высокой орбите делает его обнаружение современными астрометрическими и фотометрическими методами практически невозможным. В работе также получена эмпирическая зависимость $M_G(\text{SpT})$ для коричневых карликов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа проводилась при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (№ 13.2251.21.0177).

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит анонимного рецензента, замечания которого позволили значительно улучшить содержание статьи. В работе использовались данные из ар-

хива Gaia DR3 и из баз данных ADS, SIMBAD, VizieR. В данном исследовании использовался TOPCAT, инструмент для интерактивного графического просмотра и редактирования табличных данных [34].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *W. J. Luyten*, Harvard College Observ. Bull. **814**, 2 (1925).
2. *S. Pineault*, Nature **275**, 727 (1978).
3. *D. P. Whitmire and A. A. Jackson*, Nature **308**, 713 (1984).
4. *J. J. Matese*, in *Planetary Systems in the Universe*, IAU Symposium № 202, held 7–11 August 2000 at Manchester, United Kingdom, edited by A. Penny, Proc. IAU Symp. **202**, 214 (2004).
5. *R. S. Gomes, J. J. Matese, and J. J. Lissauer*, Icarus **184**(2), 589 (2006).
6. *J. J. Matese and D. P. Whitmire*, Icarus **211**(2), 926 (2011), arXiv:1004.4584 [astro-ph.EP].
7. *R. S. Gomes, J. S. Soares, and R. Brassier*, Icarus **258**(1), 37 (2015).
8. *E. R. Harrison*, Nature **270**, 324 (1977).
9. *E. L. Wright*, Nature **272**, 649 (1978).
10. *D. Wilkins*, Nature **282**, 696 (1979).
11. *J. G. Kirk*, Nature **286**, 306 (1980).
12. *J. de León, J. Licandro, M. Serra-Ricart, A. Cabrera-Lavers, J. Font Serra, R. Scarpa, C. de la Fuente Marcos, and R. de la Fuente Marcos*, Res. Notes Amer. Astron. Soc. **3**, 131 (2019).
13. *G. V. Borisov and B. M. Shustov*, Solar System Res. **55**, 124 (2021).
14. *D. Jewitt, J. Luu, J. Rajagopal, R. Kotulla, S. Ridgway, W. Liu, and T. Augusteijn*, Astrophys. J. Letters **850**, id. L36 (2017), arXiv:1711.05687 [astro-ph.EP].
15. *A. Siraj and A. Loeb*, arXiv:1904.07224 [astro-ph.EP] (2022).
16. *J. J. Matese, D. P. Whitmire, and J. J. Lissauer*, Earth, Moon and Planets **97**, 459 (2005).
17. *J. J. Rawal*, Earth, Moon and Planets **36**, 211 (1986).
18. *P. O. Vandervoort and E. A. Sather*, Icarus **105**, 26 (1993).
19. *J. A. Fernández*, Astrophys. J. **726**(1), id. 33 (2011).
20. *W. I. Hartkopf, B. D. Mason, and C. E. Worley*, Astron. J. **122**, 3472 (2001).
21. *O. Y. Malkov, V. S. Tamazian, J. A. Docobo, and D. A. Chulkov*, Astron. and Astrophys. **546**, id. A69 (2012).
22. *D. Chulkov and O. Malkov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **517**, 2925 (2022), arXiv:2206.00604 [astro-ph.SR].
23. *B. D. Mason, G. L. Wycoff, W. I. Hartkopf, G. G. Douglass, and C. E. Worley*, Astron. J. **122**, 3466 (2001).
24. *T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, A. G. A. Brown, A. Vallenari, et al.*, Astron. and Astrophys. **595**, id. A1 (2016), arXiv:1609.04153 [astro-ph.IM].
25. *A. Vallenari, A. G. A. Brown, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, et al.*, arXiv:2208.00211 [astro-ph.GA] (2022).
26. *R. M. Cutri, M. F. Skrutskie, S. van Dyk, C. A. Beichman, et al.*, VizieR Online Data Catalog: II 246 (2003).
27. *R. M. Cutri*, VizieR Online Data Catalog: II 328 (2014).
28. *M. J. Pecaut, E. E. Mamajek, and E. J. Bubar*, Astrophys. J. **746**, id. 154 (2012), arXiv:1112.1695 [astro-ph.SR].
29. *J. D. Kirkpatrick, C. R. Gelino, J. K. Faherty, A. M. Meisner, et al.*, Astrophys. J. Suppl. **253**, id. 7 (2021), arXiv:2011.11616 [astro-ph.SR].
30. *D. Vokrouhlický, D. Nesvorný, and L. Dones*, Astron. J. **157**, 181 (2019), arXiv:1904.00728 [astro-ph.EP].
31. *S. S. Kumar*, Astrophys. Space. Sci. **212**, 57 (1994).
32. *D. G. Vieira*, Astronomy **12**, 1 (2004).
33. *G. Nelemans, L. R. Yungelson, S. F. Portegies Zwart, and F. Verbunt*, Astron. and Astrophys. **365**, 491 (2001), arXiv:astro-ph/0010457.
34. *M. B. Taylor*, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV*, Proc. of the Conference held 24–27 October, 2004 in Pasadena, California, USA; edited by P. Shopbell, M. Britton, and R. Ebert, ASP Conf. Ser. **347**, 29 (2005).