

СОДЕРЖАНИЕ

Том 97, номер 8, 2020

| | |
|--|-----|
| Радиоизлучение комбинированного остатка сверхновой 3C396 (G39.2-0.3) <i>В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, Т. С. Андреева</i> | 619 |
| Переменность блазара В1308+326 в 2011–2018 годах <i>В. А. Гаген-Торн, Д. А. Морозова, Е. И. Гаген-Торн, С. С. Савченко, И. С. Троицкий, Л. В. Шаляпина, Е. В. Волков</i> | 631 |
| Квазирезонансные состояния водородного газа <i>В. П. Гринин, Н. А. Катышева, Т. А. Ермолаева, Д. В. Дмитриев</i> | 641 |
| Диффузный ионизованный газ в направлениях на остаток сверхновой Kes 79 и пульсар В1849+00 <i>А. В. Пынзарь</i> | 651 |
| Влияние особенностей мелкомасштабного пространственного распределения пыли на химическую эволюцию межзвездной среды <i>В. А. Соколова, А. И. Васюнин, А. Б. Островский, С. Ю. Парфенов</i> | 664 |
| Сближения солнечной системы с рассеянными звездными скоплениями <i>М. Д. Сизова, С. В. Верещагин, Б. М. Шустов, Н. В. Чупина</i> | 683 |
| Гамма-вспышки и комплексы активности на Солнце <i>В. М. Томозов, С. А. Язев, Е. С. Исаева</i> | 695 |

УДК 521.1

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ КОМБИНИРОВАННОГО ОСТАТКА СВЕРХНОВОЙ ЗС396 (G39.2-0.3)

© 2020 г. В. П. Иванов^{1,*}, А. В. Ипатов¹, И. А. Рахимов¹, Т. С. Андреева¹

¹ Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: ivanov_vp41@mail.ru

Поступила в редакцию 24.01.2020 г.

После доработки 02.03.2020 г.

Принята к публикации 02.03.2020 г.

Представлены измерения плотностей потоков комбинированного (композитного) остатка сверхновой (ОСН) ЗС396 (G39.2-0.3) на частотах 4840 и 8450 МГц, выполненные на радиотелескопе РТ-32 обсерватории Светлое ИПА РАН в 2017–2018 гг. Полученные данные содержат признаки переменности источника. Для определения плотностей потоков ЗС396 на временном интервале 1962–2008 гг. использовались опубликованные данные, позволяющие сравнить интенсивности ЗС396 и стандартных источников. Все данные приведены в единую систему на основе точной шкалы потоков “искусственная луна” (ИЛ). Получен уточненный спектр ОСН ЗС396, который аппроксимируется как сумма двух степенных компонентов со спектральными индексами $\alpha_1 = 0.5$ и $\alpha_2 = 0.157$. Предполагается, что компоненты спектра обусловлены излучением оболочки и плериона соответственно. Сделана оценка вклада плериона в полный поток радиоизлучения ОСН: на волне $\lambda = 21$ см он близок к 30%. Ранее оценка этого вклада была основана на данных в рентгеновском диапазоне и не превышала 4%. Несоответствие устраняется при наличии в спектре плериона излома, подобно спектрам ЗС58 и G21.5-0.9. Совокупность данных, полученных при измерениях на РТ-32 и на основе опубликованных работ, содержит признаки изменений плотностей потоков радиоизлучения источника на разных шкалах времени, от коротких временных интервалов ($t_{\min} < 0.5$ года) и более. Обсуждаются локализация и возможные причины переменности.

DOI: 10.31857/S0004629920070038

1. ВВЕДЕНИЕ

ЗС396 (G39.2-0.3) относится к числу комбинированных остатков сверхновых (ОСН), т.е. имеет расширяющуюся оболочку, внутри которой расположены туманность пульсарного ветра (плерион) и точечный рентгеновский источник, вероятно, пульсар [1, 2]. Классификация ЗС396 оставалась предметом дискуссий в течение длительного времени: приводились аргументы в пользу принадлежности его как к комбинированным остаткам, так и к оболочечным, последнее предположение преобладало. Наблюдения в радиодиапазоне с высоким угловым разрешением, позволяющим исследовать распределение радиояркости по источнику, выявили его сложную структуру. По данным наблюдений на VLA [3], радиоизображение имеет близкую к эллипсу форму с размерами осей $8' \times 6'$ [4] с максимумом в центре и уярчением к краям. Распределение радиояркости по источнику неоднородно, имеются крупномасштабное уярчение от северо-восточного края к юго-западному, а также детали в виде волокон и узлов. По совокупности собственных и опубликованных данных, приведенных к шкале

потоков BGPW [5], в [3] получен спектр ОСН ЗС396. Данные аппроксимированы степенной зависимостью плотности потока S от частоты f в виде $S(f) \propto (f)^{-\alpha}$, где α – спектральный индекс, $\alpha = 0.42 \pm 0.2$. Основываясь на радиоизображениях источника, а также величине спектрального индекса, типичной для оболочечных ОСН, авторы [3] пришли к выводу, что ЗС396 – чисто оболочечный остаток с сильно неоднородной оболочкой, а максимум излучения в центре обусловлен проекцией яркого фрагмента оболочки на эту часть источника. На радиоизображении ЗС396 [3] на волне 20 см при высоком динамическом диапазоне присутствует деталь с низкой яркостью, “шлейф” или “хвост”, протяженная струя, исходящая из северо-восточного края остатка и закрученная вдоль северного края с постепенным ослаблением. Спектральный индекс “шлейфа” оценен как 0.15 ± 0.12 , в отличие от остатка в целом.

В работе [6] по данным измерений на VLA на волнах $\lambda = 6$ см и $\lambda = 20$ см определялись пространственные вариации спектрального индекса по изображению ЗС396, обнаружены изменения порядка $\Delta\alpha \sim 0.2$. Согласно [6], спектральный ин-

Таблица 1. Параметры радиотелескопа РТ-32 обсерватории Светлое ИПА РАН

| f , МГц | $T_{пр}$, К | $T_{ша}$, К | $T_{сис}$, К | Δf , МГц | КИП | HPBW, угл. мин |
|-----------|--------------|--------------|---------------|------------------|------|----------------|
| 1550 | 10 | 38 | 48 | 450 | 0,6 | 21.9 |
| 2370 | 10 | 37 | 50 | 450 | 0,48 | 14.6 |
| 4840 | 10 | 23 | 33 | 1000 | 0,6 | 6.96 |
| 8450 | 12 | 27 | 39 | 1000 | 0,56 | 3.94 |

декс остатка в целом $\alpha = 0.53$, наиболее плоским оказался спектр центральной области остатка с $\alpha = 0.39$, а в северном и южном краях оболочки $\alpha = 0.55$ и 0.58 соответственно.

Классификация 3С396 уточнена наблюдениями этого ОСН в рентгене. По данным [2], основанным на наблюдениях обсерватории “Чандра”, вблизи центра остатка видна нетепловая туманность, содержащая точечный источник. Авторы интерпретируют ее как синхротронную туманность пульсарного ветра (ТПВ), окружающую еще не обнаруженный пульсар. По данным [2], в рентгене угловые размеры плериона $55'' \times 20''$. В радиодиапазоне этой области соответствуют участок с более плоским спектром [6] и высоко поляризованная область вблизи центра ОСН [3]. Основанная на данных в рентгеновском диапазоне оценка вклада ТПВ в полный поток 3С396 на волне $\lambda = 21$ см составляет 4% [2].

Расстояние до 3С396 по наблюдениям СО составляет ~ 6.2 кпк, а оценка возраста – около 3000 лет [7].

В разное время были проведены многочисленные радионаблюдения ОСН 3С396, и опубликовано большое количество данных о потоках этого источника на разных частотах, по которым определялись параметры его спектра. При сравнении этих параметров очевиден разброс значений спектрального индекса: от $\alpha = 0.6$ [4] до $\alpha = 0.364$ [8] и менее, и задача уточнения спектра 3С396 и его временной стабильности остается актуальной. В радиоспектрах молодых ОСН наблюдаются эволюционные и нестационарные изменения [9–11], анализ которых важен для изучения физической природы объектов. Для уточнения спектра 3С396, выявления динамики его эволюции и нестационарных изменений необходимы дальнейшие измерения плотностей потоков, а также приведение опубликованных данных в единую систему на основе точной абсолютной шкалы потоков.

В настоящей работе представлены результаты измерений плотностей потоков 3С396 на радиотелескопе РТ-32 обсерватории Светлое ИПА РАН, а также приведения опубликованных данных в единую систему на основе шкалы потоков

“искусственная луна” (ИЛ) [12] с целью уточнения спектра этого источника и исследования его динамики.

2. ИЗМЕРЕНИЯ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РТ-32 ОБСЕРВАТОРИИ СВЕТЛОЕ ИПА РАН

Измерения плотностей потоков ОСН 3С396 относительно стандартов шкалы потоков ИЛ выполнены на радиотелескопе РТ-32 обсерватории Светлое ИПА РАН в 2017–2018 гг. Параметры полноповоротного параболического радиотелескопа РТ-32 диаметром 32 м обсерватории Светлое ИПА РАН приведены в табл. 1 ([13–15]), где использованы следующие обозначения: f – частота (МГц); $T_{пр}$ – шумовая температура входа приемника (К); $T_{ша}$ – шумовая температура антенны (К); $T_{сис}$ – шумовая температура системы (К); Δf – полоса пропускания приемника (МГц); КИП – коэффициент использования поверхности; HPBW – ширина диаграммы направленности на уровне 0.5 мощности (в угловых минутах). Поляризация всех облучателей круговая.

Плотности потоков исследуемых источников измерены относительно источников – стандартов шкалы потоков ИЛ [12]. Шкала потоков ИЛ основана на абсолютных измерениях по методу “искусственной луны”, превосходящему по точности другие методы и включает в себя более 15 стандартных источников со спектрами, перекрывающимися диапазон частот 38 МГц–200 ГГц. Существенным отличием от других шкал и преимущественным преимуществом ИЛ является независимость от абсолютных измерений контроль формы спектров источников (метод относительных спектров). Шкала потоков ИЛ адаптирована на частоты до 200 ГГц на основе стандартного спектра Крабовидной туманности, подробно исследованного путем абсолютных измерений по методу “искусственной луны” [9]. Спектр Крабовидной туманности степенной, и на основе метода относительных спектров показано, что степенной закон выполняется, по крайней мере, до 200 ГГц:

$$S(f) = S_0 \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-\alpha}, \quad (1)$$

где $S(f)$ (Ян) – плотность потока на частоте f (МГц); S_0 (Ян) – параметр, равный плотности потока на частоте f_0 (МГц); α – спектральный индекс. Среднее значение $\alpha = 0.327 \pm 0.002$ и не зависит от времени; $\frac{1}{S} \frac{dS}{dt} = (-0.159 \pm 0.024)\%/\text{год}$; $S_0 = (937 \pm 22)$ Ян на частоте $f_0 = 1$ ГГц на эпоху 1992.7.

Основным стандартом радиоизлучения в шкале потоков ИЛ является внегалактический источник 3С295. Его характеризуют стабильное на вол-

нах длиннее 1 см радиоизлучение и малые угловые размеры: $5'' \times 1''$ [16]. В шкале потоков ИЛ спектр 3С295 в диапазоне частот 1425–8450 МГц определяется степенной функцией (1) с параметрами $\alpha = 1.007$; $S_0 = 8.249$ Ян на частоте $f_0 = 3500$ МГц.

На радиотелескопе РТ-32 можно измерять отношения плотностей потоков исследуемых источников и стандартов шкалы потоков ИЛ на четырех частотах: 1550, 2370, 4840, 8450 МГц. Абсолютные плотности потоков ОСН получены по измеренным отношениям потоков ОСН и стандартов шкалы ИЛ.

Погрешности измерений включают среднеквадратичное отклонение отношений пиковых антенных температур, которое не превышало 3%, а также погрешности поправки за частичное разрешение 3С396 диаграммой направленности антенны. Методика определения этой поправки аналогична применявшейся в работе [11], где она подробно описана. Погрешность коррекции за разрешение источника зависит от разности профилей антенной температуры скана и аппроксимирующей гауссианы. В случае 3С396 профили сканов вдоль обеих осей мало отличаются от гауссиан, и погрешность поправок, максимальная для волны $\lambda = 3.5$ см, не превысила 3%. Профили определялись путем усреднения двух противоположно направленных сканов. При наблюдениях применялась методика “on”–“off”, и направление позиционного угла источника при наведении на него антенны с круговой поляризацией и круговой симметрией луча поправок не требует. Коррекция за атмосферное поглощение вводилась в виде множителя e^γ , где $\gamma = A_\lambda/\sin h$, где h – угол места (высота) антенны. Для длин волн 18 см; 13 см; 6.2 см; 3.5 см A_λ составляет соответственно 0.01; 0.011; 0.012; 0.013.

Причиной погрешности определения плотности потока ОСН при сравнении со стандартом 3С295 может быть различие спектральных индексов (соответственно менее 0.5 и 1.007). В нашем случае погрешность не превышает 0.3% и поправки не вводились.

Измерения плотностей потоков 3С396 выполнены на частотах 4840 и 8450 МГц между декабром 2017 г. и июнем 2018 г. На обеих частотах измерения повторялись с целью выявления изменений в излучении источника. Плотности потоков 3С396, определенные на частотах 4840 МГц и 8450 МГц между эпохами 2017.95–2018.52 в шкале потоков ИЛ, приведены в табл. 2. Поскольку измерения выполнялись на одном радиотелескопе и в одинаковых условиях, в табл. 2 приводятся только случайные погрешности. Обозначения таковы: f – частота (МГц), S_{am} – плотность потока (Ян), (am – сокращение от artificial moon), σ – слу-

Таблица 2. Плотности потоков ОСН 3С396, измеренные на радиотелескопе РТ-32

| f (МГц) | S_{am} (Ян) | σ (Ян) | Source | Epoch |
|-----------|---------------|---------------|--------|---------|
| 4840 | 8.85 | 0.22 | 3С295 | 2017.95 |
| 4840 | 7.54 | 0.21 | 3С295 | 2018.15 |
| 8450 | 6.33 | 0.19 | 3С295 | 2018.3 |
| 4840 | 8.41 | 0.14 | 3С295 | 2018.43 |
| 8450 | 6.75 | 0.2 | 3С295 | 2018.52 |

чайная погрешность измерения (Ян), Source – стандартный источник, Epoch – эпоха измерения.

На рис. 1 показаны плотности потоков в зависимости от частоты в соответствии с табл. 2. На рис. 2 показана зависимость плотностей потоков от времени согласно табл. 2.

В течение 0.2 года между эпохами 2017.95–2018.15 плотность потока на частоте 4840 МГц упала на 17% (5σ), а к эпохе 2018.43 вновь возросла на 12% от минимального уровня. На частоте 8450 МГц между эпохами 2018.3 и 2018.5 плотность потока возросла на 6.5%. На временном интервале 2018.1–2018.5 плотности потоков росли как на частоте 4840 МГц, так и на 8450 МГц, но разными темпами: в последнем случае относительное приращение вдвое меньше. Таким образом, в радиоизлучении 3С396 присутствует переменная составляющая, зависящая от частоты.

Для определения уточненного спектра ОСН 3С396, а также оценки его изменений во времени, в настоящей работе использовалась совокупность данных измерений на радиотелескопе РТ-32 и

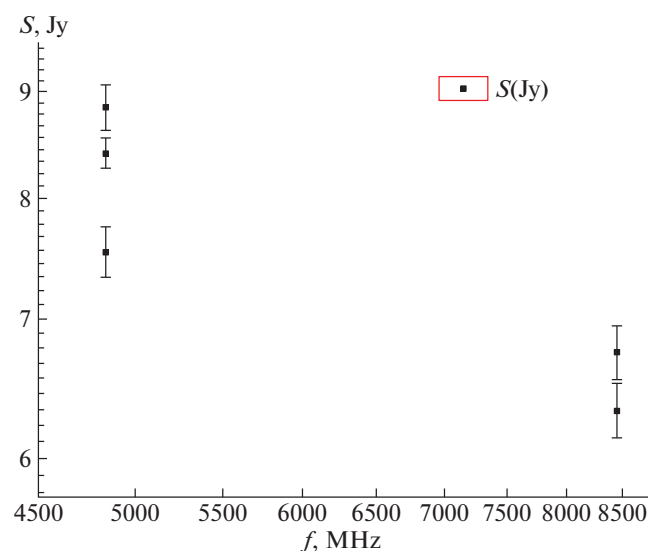


Рис. 1. Плотности потоков ОСН 3С396, измеренные на радиотелескопе РТ-32.

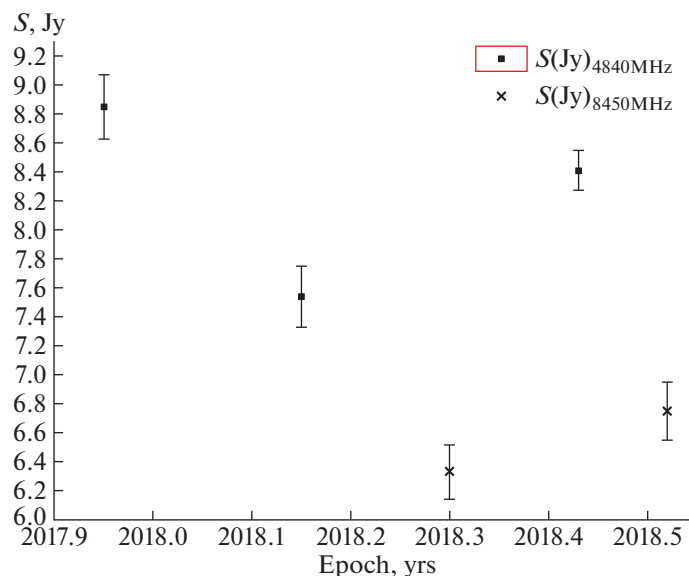


Рис. 2. Плотности потоков ОCN 3C396, измеренные на радиотелескопе РТ-32, в зависимости от времени.

опубликованных данных, приведенных к шкале потоков ИЛ.

3. СПЕКТР 3C396

В настоящее время накоплен обширный архив опубликованных данных измерений плотностей потоков ОCN 3C396. Плотности потоков определялись в различных шкалах потоков, и для взаимного согласования данных необходимо привести их в единую систему, воспользовавшись общей точной шкалой потоков. В нашей работе использовалась шкала потоков “искусственная луна” (ИЛ). Ее преимущества перед широко используемой шкалой VG PW [5] обсуждались в [12]. Плотности потоков 3C396, приведенные к шкале потоков ИЛ, представлены в табл. 3. Они получены на основе опубликованных данных и измерений на радиотелескопе РТ-32. Погрешности измерений, указанные в опубликованных работах, содержат значительный вклад неопределенности абсолютной привязки. При переводе этих данных в шкалу потоков ИЛ погрешности были сохранены ввиду неопределенности вклада абсолютной привязки, хотя они должны снижаться из-за устранения этой составляющей.

В табл. 3 первый, второй, третий, четвертый и пятый столбцы содержат, соответственно, порядковый номер строки; частоту измерений f (МГц); плотность потока 3C396 в шкале потоков ИЛ, $S_{\text{ам}}$ (Ян); абсолютную погрешность $S_{\text{ам}}$, егг (Ян); опубликованное значение плотности потока 3C396 S_p (Ян). Для измерений на радиотелескопе РТ-32 приведены полные погрешности и ссылка “н.р.”. В шестом, седьмом, восьмом и девятом

столбцах приведены, соответственно, источник — калибратор Source (если стандартных источников несколько, Sample); множители перехода к шкале ИЛ, k ; эпохи измерений, Epoch; и ссылки на первоисточник, Ref.

Спектр 3C396 по данным табл. 3 изображен на рис. 3. Данные табл. 3 аппроксимируются степенной зависимостью плотности потока от частоты

$$S_c(f) = S_0 \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-\alpha} \quad (2)$$

с параметрами $\alpha = 0.37 \pm 0.03$, $S_0 = (14.75 \pm 3.4)$ Ян на частоте $f_0 = 1$ ГГц.

Рис. 3 содержит точки со значительными отклонениями от аппроксимирующей линии, существенно превышающими погрешности измерений. Даже предполагая недооценку погрешности части данных табл. 3, объяснить разброс данных можно только присутствием переменного компонента в радиоизлучении 3C396.

3C396 входит в число ОCN типа С (комбинированных), его спектр является суммой спектров плериона и оболочки, спектральные индексы которых должны отличаться. Одной из задач настоящей работы является разделение этих компонентов, что возможно при достаточно точном определении спектра.

Для уточнения спектра ОCN 3C396 были определены отношения измеренных потоков Sam к значениям $S_c(f)$, рассчитанным согласно (2). На близких частотах эти отношения отличаются только вследствие погрешностей измерений и переменности источника. Затем были получены средние значения отношений на близких частотах

Таблица 3. Плотности потоков ОСН 3С396 по опубликованным данным, приведенным к шкале потоков ИЛ, а также измеренные на радиотелескопе РТ-32

| № п.п. | f (МГц) | S_{am} (Ян) | err (Ян) | S_p (Ян) | Source | k | Epoch | Ref |
|--------|-----------|---------------|----------|------------|---------------|------|---------|------|
| 1 | 80 | 42.78 | 6.42 | 38 | Sample | 1.13 | 1970 | 17 |
| 2 | 80 | 44.05 | 7.17 | 43 | Sample | 1.02 | 1973 | 18 |
| 3 | 86 | 46.78 | 4.73 | 46.5 | Sample | 1.01 | 1962 | 19 |
| 4 | 160 | 37.34 | 6.88 | 38 | Sample | 0.98 | 1973 | 18 |
| 5 | 160 | 36.56 | 4.43 | 33.8 | Sample | 1.08 | 1974 | 20 |
| 6 | 178 | 25.82 | 2.6 | 23.8 | Sample | 1.08 | 1964.9 | 21 |
| 7 | 327 | 20.31 | 2.03 | 23.5 | 3C286 | 0.86 | 1983.05 | 3 |
| 8 | 330 | 19.96 | 3.99 | 24 | 3C48, 3C286 | 0.83 | 1987.87 | 22 |
| 9 | 408 | 25.96 | 2.58 | 31.2 | Sample | 0.83 | 1968.75 | 23 |
| 10 | 408 | 23.92 | 2.35 | 23.4 | Sample | 1.02 | 1971.1 | 24 |
| 11 | 750 | 16.14 | 1.66 | 16.5 | Sample | 0.98 | 1963.4 | 21 |
| 12 | 1400 | 12.44 | 0.62 | 13.4 | Sample | 0.93 | 1963.4 | 21 |
| 13 | 1400 | 13.0 | 0.65 | 14 | Sample | 0.93 | 1985 | 25 |
| 14 | 1410 | 15.15 | 1.52 | 16 | 3C218 | 0.95 | 1967.5 | 26 |
| 15 | 1414 | 14.76 | 1.48 | 16 | 3C348, 3C353 | 0.92 | 1967.5 | 27 |
| 16 | 1415 | 13.1 | 0.66 | 13.9 | 3C147 | 0.94 | 1975.5 | 28 |
| 17 | 1420 | 13.89 | 1.36 | 15.3 | 3C218 | 0.91 | 1970.6 | 29 |
| 18 | 1465 | 13.96 | 1.4 | 15.7 | 3C286 | 0.89 | 1983.05 | 3 |
| 19 | 1635 | 13.1 | 1.31 | 14.8 | 3C286 | 0.89 | 1983.05 | 3 |
| 20 | 1720 | 12.97 | 0.68 | 14.47 | 3C147, 3C286 | 0.9 | 1979.84 | 30 |
| 21 | 2650 | 11.62 | 1.19 | 12.7 | 3C218 | 0.91 | 1967.5 | 26 |
| 22 | 2695 | 11.04 | 0.64 | 12.1 | Sample | 0.91 | 1966 | 31 |
| 23 | 2695 | 9.61 | 0.96 | 11 | 3C274 | 0.87 | 1967 | 27 |
| 24 | 2695 | 10.08 | 0.97 | 11.4 | 3C286 | 0.88 | 1982 | 32 |
| 25 | 2700 | 8.19 | 0.81 | 9.1 | 3C218 | 0.9 | 1969.8 | 29 |
| 26 | 3240 | 10.1 | 0.65 | 10.9 | 3C123, 3C274 | 0.93 | 1967 | 33 |
| 27 | 4800 | 7.88 | 0.39 | 8.84 | 3C286 | 0.89 | 2008 | 34 |
| 28 | 4840 | 8.85 | 0.31 | 8.85 | 3C295 | 1 | 2017.95 | н.р |
| 29 | 4840 | 7.54 | 0.28 | 7.54 | 3C295 | 1 | 2018.15 | н.р. |
| 30 | 4840 | 8.41 | 0.25 | 8.41 | 3C295 | 1 | 2018.43 | н.р. |
| 31 | 4995 | 6.98 | 1.26 | 7.2 | Sample | 0.97 | 1965.7 | 31 |
| 32 | 5000 | 8.87 | 0.44 | 10.05 | Sample | 0.88 | 1967.1 | 21 |
| 33 | 5000 | 8.0 | 0.83 | 8.7 | 3C274 | 0.92 | 1967.45 | 35 |
| 34 | 5000 | 8.27 | 0.83 | 9 | 3C274 | 0.92 | 1967.7 | 27 |
| 35 | 5000 | 4.28 | 0.93 | 4.6 | 3C218 | 0.93 | 1971.1 | 29 |
| 36 | 5000 | 8.19 | 0.84 | 8.8 | 3C218 | 0.93 | 1973 | 36 |
| 37 | 6630 | 9.17 | 0.65 | 9.9 | 3C123, 3C274 | 0.93 | 1967 | 33 |
| 38 | 8350 | 14.44 | 0.72 | 16.4 | 3C286 | 0.88 | 1998.7 | 37 |
| 39 | 8450 | 6.33 | 0.27 | 6.33 | 3C295 | 1 | 2018.3 | н.р. |
| 40 | 8450 | 6.75 | 0.28 | 6.75 | 3C295 | 1 | 2018.52 | н.р. |
| 41 | 10630 | 7.06 | 0.85 | 7.5 | 3C123, 3C274 | 0.94 | 1967 | 33 |
| 42 | 10630 | 3.6 | 0.88 | 4.1 | 3C123, 3C218 | 0.88 | 1974.2 | 38 |
| 43 | 14350 | 13.44 | 0.67 | 12.2 | DR21, NGC7027 | 1.1 | 1998.7 | 37 |
| 44 | 33000 | 4.55 | 0.26 | 5.2 | 3C144 | 0.87 | 2006.66 | 8 |

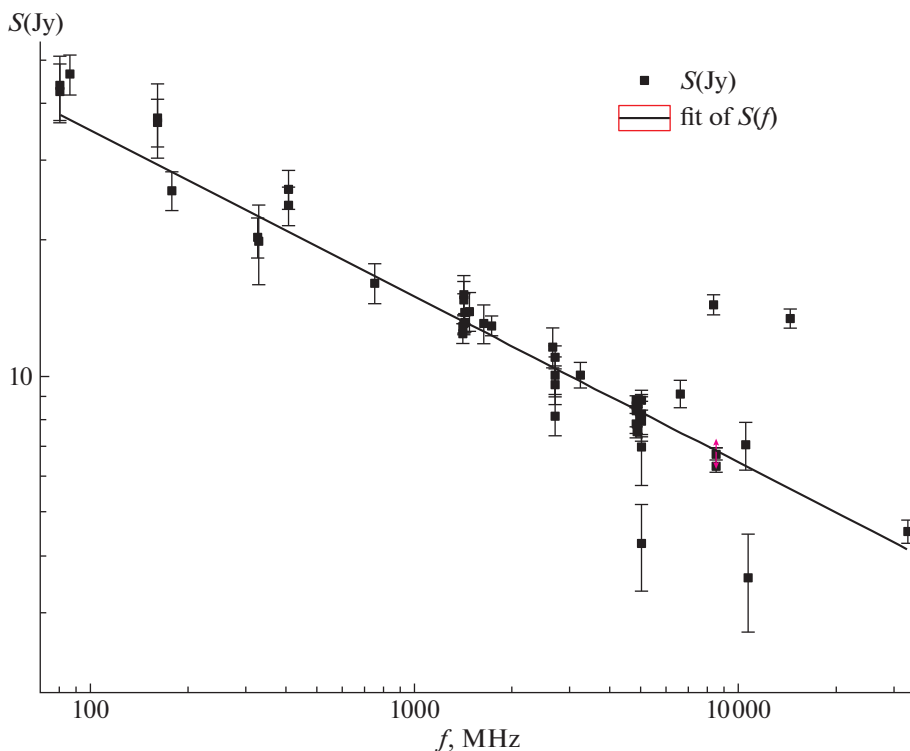


Рис. 3. Спектр 3C396 по данным табл. 3.

тах. Частота средних отношений определялась усреднением логарифмов частот измерений.

Усреднение выполнено без учета данных на частотах 5000 МГц [29], 8350 и 14350 МГц [37], 10630 МГц [38], отклонение которых от аппроксимации (2) превышает 3σ . Погрешности определения средних отношений $\langle S_{\text{am}}/S_c \rangle$ вычислены без учета весов усредняемых данных. Результат представлен в табл. 4. Данные на частотах 750 МГц [21] и 6600 МГц [33] представлены единственными значениями и потому в табл. 4 не включены, исключение сделано для частоты 33 ГГц [8] вследствие дефицита данных в этой области спектра.

Таблица 4. Средние отношения $\langle S_{\text{am}}/S_c \rangle$ измеренных и расчетных плотностей потоков

| i | $\langle f \rangle_i$ (МГц) | $\langle S_{\text{am}}/S_c \rangle_i$ | $\langle \text{err} \rangle$ | S_c (Ян) | Строки таб. 3 |
|-----|-----------------------------|---------------------------------------|------------------------------|------------|---------------|
| 1 | 81.95 | 1.182 | 0.042 | 37.67 | 1–3 |
| 2 | 165.79 | 1.14 | 0.114 | 29.08 | 4–6 |
| 3 | 366.1 | 1.042 | 0.09 | 21.73 | 7–10 |
| 4 | 1471.5 | 1.043 | 0.022 | 13.03 | 12–20 |
| 5 | 2772.1 | 0.979 | 0.047 | 10.33 | 21–26 |
| 6 | 4923.2 | 0.97 | 0.024 | 8.36 | 27–31, 33–36 |
| 7 | 9084.5 | 1.01 | 0.057 | 6.67 | 39–41 |
| 8 | 33000 | 1.094 | 0.063 | 4.15 | 44 |

В табл. 4 первый, второй, третий, четвертый и пятый столбцы содержат, соответственно, номер i интервала усреднения частот и плотностей потоков; среднюю в i -м интервале частоту измерений $\langle f \rangle_i$ (МГц); среднее в i -м интервале частот отношение измеренных и расчетных плотностей потоков $\langle S_{\text{am}}/S_c \rangle_i$; погрешность отношения $\langle S_{\text{am}}/S_c \rangle$, $\langle \text{err} \rangle$. В пятом и шестом столбцах приведены, соответственно, рассчитанная для средней частоты $\langle f \rangle_i$ согласно (2) плотность потока S_c (Ян). Также перечислены номера строк табл. 3, входящих в i -й интервал и содержащих информацию о частотах усредняемых данных.

В табл. 4 данные усреднены в следующих интервалах частот:

- $i = 1$, частоты 80, 80 и 86 МГц;
- $i = 2$, частоты 160, 160 и 178 МГц;
- $i = 3$, частоты 327, 330, 408 и 408 МГц;
- $i = 4$, частоты 1400, 1400, 1410, 1414, 1415, 1420, 1465, 1635, 1720 МГц;
- $i = 5$, частоты 2650, 2695, 2695, 2695, 2700, 3240 МГц;
- $i = 6$, частоты 4800, 4840, 4840, 4840, 4995, 5000, 5000, 5000, 5000 МГц;
- $i = 7$, частоты 8450, 8450, 10630 МГц;
- $i = 8$, частоты 33000 МГц.

Табл. 4 иллюстрируется рис. 4, на котором горизонтальная опорная линия определяется ра-

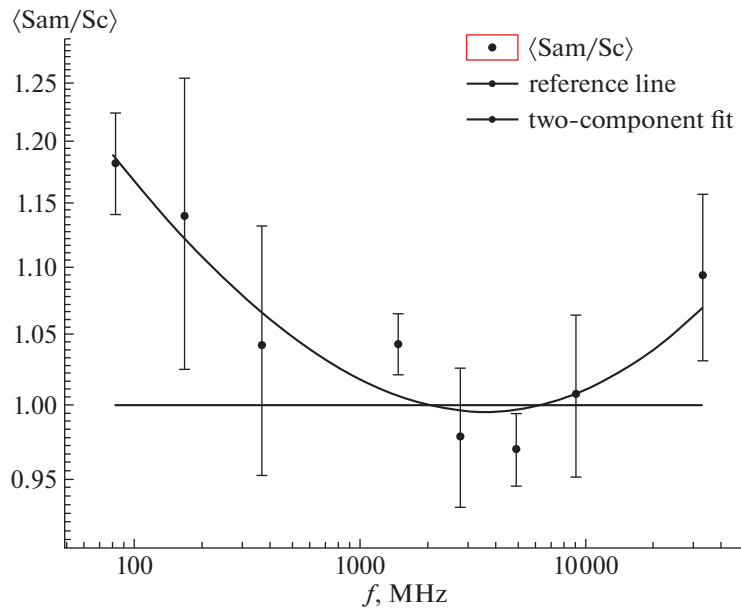


Рис. 4. Усредненные отношения измеренных и расчетных плотностей потоков $\langle S_{am}/S_c \rangle$.

венством $S_{am} = S_c$, плавная кривая соответствует аппроксимации спектра при двухкомпонентной модели (см. ниже). Отклонения от опорной линии точек, соответствующих измерениям, не выглядят случайными. Их частотное распределение соответствует модели источника в виде суммы двух степенных компонент $S_{\Sigma}(f) = S_{1c}(f) + S_{2c}(f)$ с разными спектральными индексами α_1 и α_2 (плавная кривая на рис. 4).

Оптимальные параметры, при которых среднеквадратичное отклонение значений $\langle S_{am}/S_c \rangle$ от расчетной кривой достигает минимума, определялись по следующей схеме. Параметры одной из двух составляющих спектра, α_1 и S_{01} , задаются произвольно, и расчет плотностей потоков $S_{1c}(f_i)$ на частотах f_i табл. 4 выполняется по формуле:

$$S_{1c}(f_i) = S_{01} \left(\frac{f_i}{f_0} \right)^{-\alpha_1}. \quad (2a)$$

Плотности потоков второй составляющей S_2 на частотах f_i определяются как разность $\langle S_{am} \rangle_i - S_{1c}(f_i)$, а параметры степенной зависимости $S_{2c}(f)$, α_2 и S_{02} находятся из аппроксимации выборки значений $(\langle S_{am} \rangle_i - S_{1c}(f_i))$ в виде:

$$S_{2c}(f) = S_{02} \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-\alpha_2}. \quad (2b)$$

Среднеквадратичное отклонение σ двухкомпонентной аппроксимации определяется по совокупности сравнений $\langle S_{am} \rangle_i$ из табл. 4 и сумм $S_{\Sigma}(f_i) = S_{1c}(f_i) + S_{2c}(f_i)$, вычисленных согласно (2a) и (2b). Паре значений α_1 и S_{01} однозначно соот-

ветствуют α_2 и S_{02} , с их изменением меняется среднеквадратичная погрешность двухкомпонентной аппроксимации, достигая минимума при оптимальных значениях параметров α_1 , S_{01} , α_2 , S_{02} .

Зависимость среднеквадратичной погрешности при двухкомпонентной аппроксимации данных табл. 4 от значений α_1 и α_2 показана на рис. 5. Параметры двухкомпонентной аппроксимации, при которых среднеквадратичное отклонение данных табл. 4 минимально, имеют значения:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 0.503 \pm 0.01; & S_{01} &= 10.8 \pm 0.45 \text{ Ян}; \\ \alpha_2 &= 0.157 \pm 0.02; & S_{02} &= 4.45 \pm 0.47 \text{ Ян}. \end{aligned} \quad (3)$$

Плавная кривая на рис. 4 показывает частотную зависимость суммы компонентов $S_1(f)$ и $S_2(f)$, нормированной на $S_c(f)$, при оптимальных значениях параметров (3).

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Данные измерений интенсивности радиоизлучения ЗС396, полученные на основе шкалы потоков ИЛ и содержащиеся в табл. 3, дают возможность существенно уточнить спектр ОСН ЗС396 и оценить его временную стабильность.

Представление спектра ЗС396 в виде суммы двух степенных компонентов с разными спектральными индексами, $S_{\Sigma}(f_i) = S_{1c}(f_i) + S_{2c}(f_i)$, отвечает физической природе комбинированного ОСН, состоящего из плериона и оболочки, а параметры двухкомпонентной аппроксимации со-

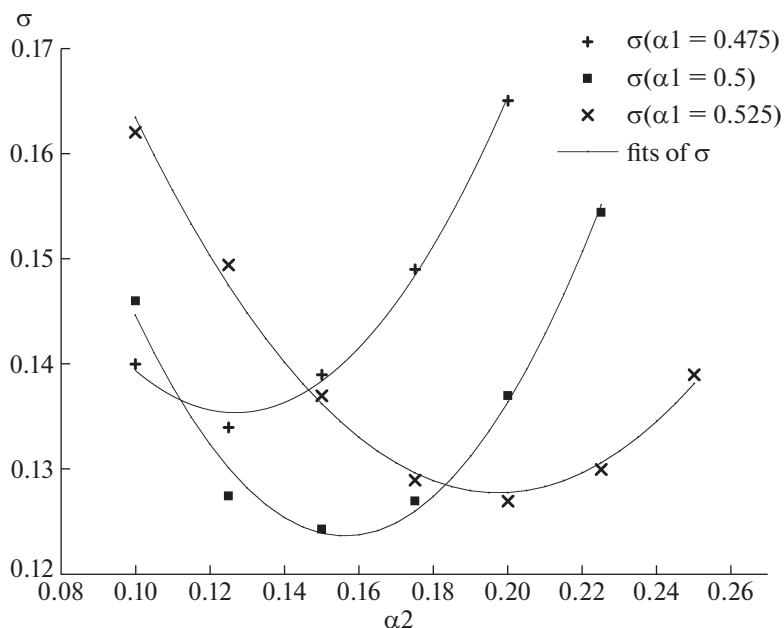


Рис. 5. Погрешность аппроксимации данных табл. 4 в зависимости от α_1 и α_2 .

гласуются с опубликованными ранее результатами.

Значение спектрального индекса $\alpha_2 = 0.157 \pm 0.02$, полученное в настоящей работе, согласуется со статистикой параметров спектров ТПВ и близко к величине спектрального индекса “хвоста” $\alpha = 0.15 \pm 0.12$ по данным [3], что дает основание считать “хвост” деталью структуры плериона.

Разность спектральных индексов оболочки и плериона равна $\alpha_1 - \alpha_2 = 0.346 \pm 0.03$. По данным [6], спектральный индекс в центре источника меньше, чем на его краю, на $\Delta\alpha \sim 0.2$, что меньше, чем $\alpha_1 - \alpha_2$. Отличие обусловлено тем, что плерион находится между двумя слоями оболочки, и его излучение принимается на их фоне.

В рентгеновском диапазоне по данным [2] вблизи центра ОСН расположена нетепловая туманность, содержащая точечный источник. Авторы интерпретируют ее как синхротронную туманность пульсарного ветра, ТПВ, окружающую еще не обнаруженный пульсар. На основании рентгеновских данных оценка вклада ТПВ в полный поток ЗС396 на волне $\lambda = 21$ см составила 4% [2].

В настоящей работе интенсивности излучения плериона и оболочки получены на основе двухкомпонентной модели источника, непосредственно по данным наблюдений в радиодиапазоне. На волне 21 см вклад ТПВ в полный поток ЗС396 составляет 32%. Различие оценок [2] и настоящей работы значительно, но результаты согласуются, если в спектре плериона имеется излом (изломы), выше частоты которого крутизна

спектра скачком возрастает. Особенности такого типа наблюдаются, в частности, в спектрах крабоподобных ОСН ЗС58 [10] и G21.5-0.9 [11]. Часть таких особенностей обусловлена потерями энергии релятивистских электронов на синхротронное излучение в течение достаточно длительного времени. Предполагаемый возраст ЗС396 составляет около 3000 лет [7], в течение которых мог сформироваться излом спектра. Существуют и альтернативные механизмы формирования изломов. Так, молодой крабоподобный ОСН G21.5-0.9 имеет спектр с изломом, не связанным с синхротронным высвечиванием [11].

Далее представлена процедура выделения переменной составляющей излучения ОСН ЗС396 на фоне погрешностей измерений и поиска локализации ее источника внутри ОСН. Данные измерений плотностей потоков имеют отклонения от среднего спектра ЗС396, обусловленные погрешностями измерений и переменностью объекта на коротких временных интервалах (рис. 3). Измерения на частотах 4840 и 8450 МГц, выполненные на радиотелескопе РТ-32 обсерватории Светлое ИПА РАН, выявили переменность радиоизлучения ЗС396 на временном интервале ≈ 0.5 года. По времени протекания процесса можно оценить протяженность активной области: $L \approx 0.15$ пк. Эту оценку можно сравнить с линейными размерами оболочки и плериона. При угловом диаметре $\approx 7'$ и расстоянии 6.2 кпк внешний диаметр оболочки ЗС396 составляет ≈ 13 пк, и значимая доля быстрой переменности в интегральном излучении оболочки представляется маловероят-

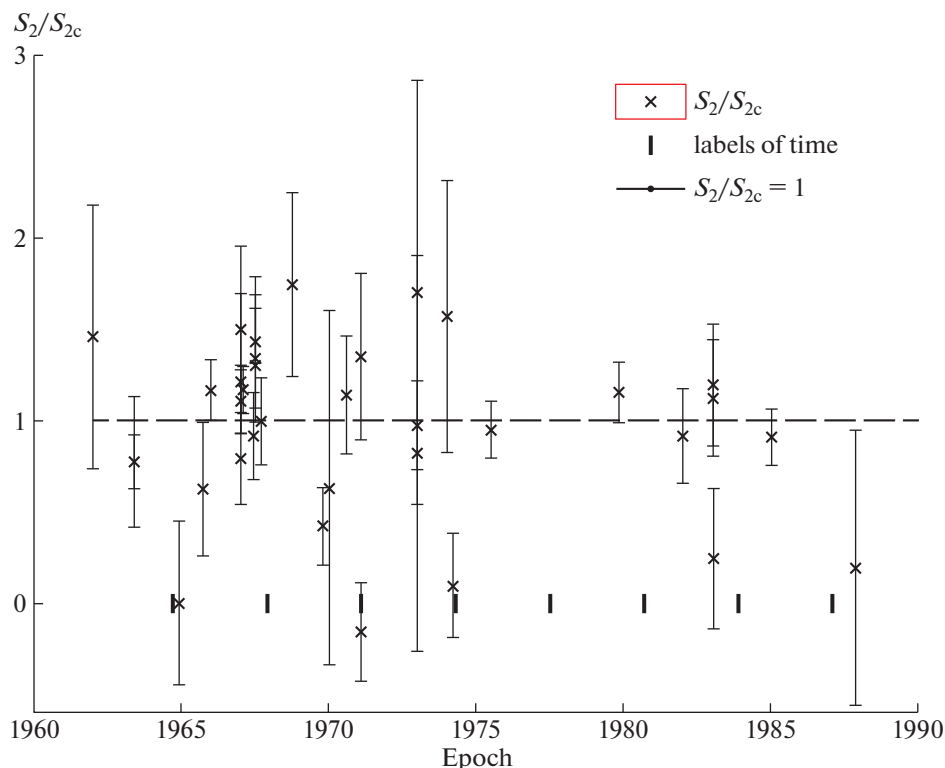


Рис. 6. Зависимость от времени отношения S_2/S_{2c} . Рисунок содержит метки времени (labels of time), повторяющиеся через 3.2 года. Они совпадают или близки по времени с пятью экстремально низкими отношениями S_2/S_{2c} , “провалами”, полученными на разных частотах и представленными в табл. 5.

ной. Линейные размеры плериона в соответствии с данными [2] составляют 1.65×0.6 пк, в центре ТПВ находится пульсар и, подобно ТПВ 3С58 и G21.5-0.9, в нем присутствуют мелкомасштабные активные области с переменными параметрами — узлы и волокна. Поэтому вероятным источником быстрой переменности излучения является плерион.

Вычитая из плотностей потоков S_{am} вклад оболочки S_{1c} , получим спектр плериона S_2 :

$$S_2 = S_{am}(f) - S_{1c}(f). \quad (4)$$

На рис. 6 представлена зависимость от времени отношения S_2/S_{2c} , т.е. спектра плериона, нормированного на его среднее значение S_{2c} ; S_{1c} и S_{2c} — аналитические выражения составляющих спектра 3С396 согласно (2a) и (2b). Нормирование позволяет рассматривать зависимость от времени объединенной совокупности данных, полученных на разных частотах. На рис. 6 интервал времени, содержащий большинство данных табл. 3, ограничен эпохами 1960.0–1990.0.

Нормированные плотности потоков S_2/S_{2c} распределены выше и ниже уровня $S_2/S_{2c} = 1$, в пяти случаях они близки к нулевым значениям. Единственное отрицательное значение меньше погрешности. Таким образом, множество значе-

ний S_{am} ограничено снизу постоянным уровнем спектра оболочки $S_{1c}(f)$, к которому добавляется переменный спектр плериона S_2 . Рис. 6 содержит метки времени, повторяющиеся через 3.2 года. С ними совпадают или близки по времени пять экстремально низких отношений S_2/S_{2c} , “провалов”, полученных на разных частотах и представленных в табл. 5. Эти отношения наблюдались через близкие к кратным 3.2 года интервалы времени, с большими отклонениями от среднего значения $S_2/S_{2c} = 1$. Вероятности таких отклонений, в двух случаях из пяти превышающих 3σ , малы, а вероятность их случайного совместного появления вследствие погрешностей измерений ничтожно мала. Повторное появление “провалов” может быть обусловлено как источником излучения, так и средой, через которую излучение распространяется к наблюдателю — участком оболочки, закрывающим плерион. Процесс может быть рекуррентным, однако для такого вывода статистика недостаточна.

Динамику процесса изменений спектра плериона во времени отражает рис. 7. На нем изображены нормированные плотности потоков S_2/S_{2c} , изменяющиеся во времени в течение короткого интервала 1969.8–1971.1, сплошными горизонтальными линиями отмечены уровни $S_2 = S_{2c}$ и

Таблица 5. Экстремально низкие нормированные плотности потоков S_2/S_{2c}

| Epoch | 1964.9 | 1971.1 | 1974.2 | 1983.05 | 1987.87 |
|---------------------------|--------|--------|--------|---------|---------|
| f (МГц) | 178 | 5000 | 10630 | 327 | 330 |
| S_2/S_{2c} | 0.02 | -0.16 | 0.1 | 0.25 | 0.2 |
| Err (1σ) | 0.45 | 0.27 | 0.29 | 0.38 | 0.75 |
| Ref | 21 | 29 | 38 | 3 | 22 |
| $(1 - S_2/S_{2c})/\sigma$ | 2.2 | 4.3 | 3.1 | 2.0 | 1.1 |

$S_2 = 0$. На интервале 1.3 года отношение S_2/S_{2c} менялось от 0.42 до 1.35, от -60% до $+35\%$ по сравнению со средним спектром. Эти изменения не были одинаковыми по всему спектру: вклад плериона в плотность потока, измеренного на частоте 5 ГГц в эпоху 1971.1 [29], оказался равным 0. Таким образом, спектр плериона имеет отклонения от степенной зависимости, ограниченные во времени и в полосе частот.

По имеющимся данным можно оценить полосу частот кратковременных “провалов” плотностей потоков относительно среднего спектра. Измерения на частотах 1420, 2700 и 5000 МГц выполнены в процессе выполнения одной работы [29] в течение 1.3 года. На частоте 1420 МГц плотность потока в пределах погрешности превышает средний уровень, на частоте 2700 МГц $S_2/S_{2c} = 0.42$, а на 5000 МГц S_2/S_{2c} близко к 0. “Провал” потока на значимом уровне наблюдается в полосе частот (2700–5000) МГц, данных на более высоких частотах нет. Если плотность потока на частоте 2700 МГц не менялась значительно за

1.3 года до измерений на 5000 МГц, то “провал” занимает полосу частот $\Delta f \approx \pm f/2$. Однако динамика потока на частоте 2700 МГц в течение 1.3 года не известна, что снижает точность оценки.

В случае роста потока оценка полосы частот процесса имеет близкое значение. К такому выводу приводит результат измерений на частотах 4840 и 8450 МГц на радиотелескопе РТ-32: в течение интервала времени 2018.15–2018.5 отмечен относительный рост плотностей потока на частотах 4840 и 8450 МГц в соотношении 2 : 1, следовательно, явление наблюдалось в полосе частот $\Delta f \approx \pm f/2$.

На основании проведенного обсуждения можно сделать несколько выводов о характере переменности ОСН ЗС396:

- Выявлена переменность на различных временных шкалах: от ≈ 0.5 года и более. Переменная составляющая на длительных временных шкалах имеет признаки рекуррентности с характерным периодом ≈ 3.2 года. Переменность на различных временных шкалах может быть обусловлена разными причинами.

- Плотности потоков всегда превышают аналитический спектр оболочки, ограничивающий снизу “провалы” спектра: $S_{am} \geq S_{1c}$. Подобные, хотя и менее интенсивные относительные изменения потоков в ограниченной полосе частот наблюдались в спектре радиоизлучения ТПВ ЗС58 [10]. ЗС58 и плерион в ОСН ЗС396 принадлежат к одному типу объектов, физические процессы в них подобны, и проявляют себя одинаково. Общие черты переменности у ЗС396 и объектов ТПВ

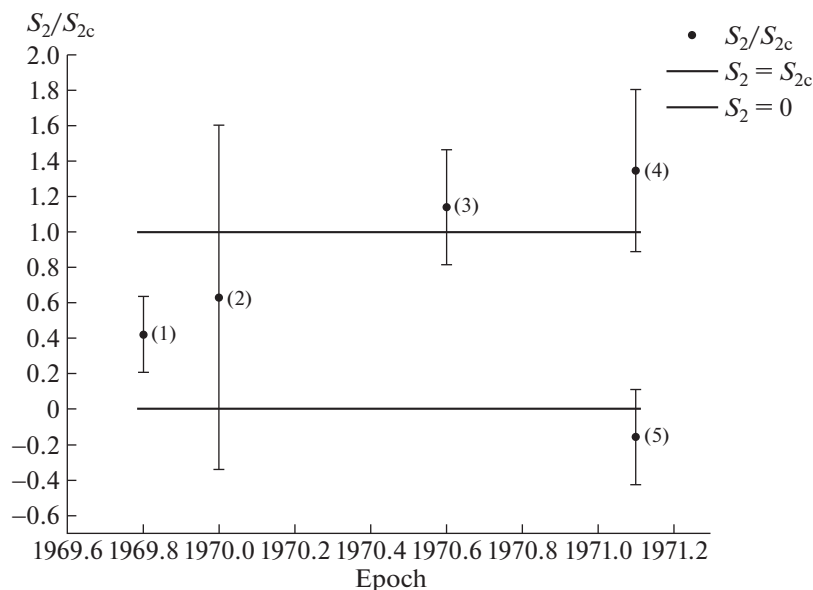


Рис. 7. Нормированные плотности потоков S_2/S_{2c} на интервале 1969.8–1971.1: (1) $f=2700$ МГц [29], (2) $f=80$ МГц [17], (3) $f=1420$ МГц [29], (4) $f=408$ МГц [24], (5) $f=5000$ МГц [29].

приводят к выводу, что изменения происходят в спектре плериона.

- Спектр плериона имеет отклонения от степенной зависимости, ограниченные во времени и в полосе частот. По очень приблизительной оценке полоса частот явления составляет $\Delta f \approx \pm f/2$.

- Несмотря на отмеченные изменения, средний спектр плериона степенной и отклонения усредненных потоков на стандартных частотах от среднего спектра малы.

Стандартными здесь названы частоты, на которых в шкалах потоков [12], [5], [16] приведены плотности потоков стандартных источников. Физическая природа переменности, в том числе кратковременных отклонений спектра плериона от степенного закона, требует отдельного исследования. Здесь ограничимся лишь некоторыми предположениями.

Выше предположение о быстрой переменности спектра плериона аргументировалось тем, что в центре ТПВ находится пульсар и присутствуют мелкомасштабные активные области с переменными параметрами — узлы и волокна. К этому можно добавить, что ТПВ имеет сложную структуру с особенностью в виде “хвоста”, сформированного имевшим место в прошлом и, возможно, продолжающимся истечением релятивистских частиц за пределы туманности. Феномен масштабный: на волне 21 см вклад “хвоста” в плотность потока ЗС396 составляет $\approx 10\%$ [3], или 30% интенсивности излучения плериона. Естественно предположить, что это лишь часть неравновесного процесса, происходящего в ТПВ, следствием которого могут быть локальные возмущения магнитного поля, плотности и энергетического распределения релятивистских электронов, создающие наблюдаемый эффект быстрой переменности.

В качестве другого возможного механизма переменности можно рассмотреть дифракцию радиоизлучения плериона на случайном фазовом экране, расположенном между ТПВ и наблюдателем. Таким экраном, формирующим направленность излучения плериона, может быть отличающаяся неоднородной структурой оболочка ОСН ЗС396. Дифракционная картина в плоскости наблюдателя зависит от частоты и может деформировать спектр, создавая “избытки” и “провалы” плотностей потоков. Если неоднородности экрана имеют собственные движения, должна наблюдаться переменность принимаемого излучения. Рассматриваемый механизм позволяет объяснить нулевые “провалы” измеренных плотностей потоков плериона на отдельных частотах тем, что в момент измерений наблюдатель находился в нулевой точке дифракционной диаграммы направленности системы плерион + экран.

Возможно совместное действие обоих механизмов переменности.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе выполнены исследования спектра и стабильности радиоизлучения ОСН ЗС396. Основной для получения единой и однородной системы данных служит шкала потоков ИЛ (“искусственная луна”) [12].

Плотности потоков на волнах $\lambda = 6.2$ см и 3.5 см измерены на радиотелескопе РТ-32 обсерватории Светлое ИПА РАН относительно стандарта шкалы потоков ИЛ ЗС295. Повторные измерения выявили переменность источника с характерным временем ≈ 0.5 года.

Для получения уточненного спектра ЗС396, а также исследования его переменности на длительном временном интервале, опубликованные данные измерений плотностей потоков ЗС396 приведены в единую систему на основе шкалы потоков ИЛ. В результате точность определения радиоспектра ОСН ЗС396 существенно повышена, что позволило уточнить его форму и обнаружить изменения во времени. Показано, что спектр аппроксимируется суммой двух степенных составляющих, параметры которых были определены. Спектральные индексы компонент оказались равными $\alpha_1 = 0.503 \pm 0.01$ и $\alpha_2 = 0.157 \pm 0.02$. Предполагается, что компоненты обусловлены спектрами оболочки и плериона, соответственно. Значение α_2 близко к величине спектрального индекса “хвоста” $\alpha = 0.15 \pm 0.12$ по данным [3], что дает основание считать “хвост” деталью структуры плериона.

Оценен вклад плериона в полный поток излучения ЗС396: на волне 21 см он составляет $\approx 32\%$. Отличие от существующей оценки вклада плериона $\approx 4\%$, основанной на рентгеновских данных [2], может быть связано с наличием в спектре плериона изломов, подобно крабоподобным остаткам ЗС58 и G21.5-0.9.

В радиоизлучении ОСН ЗС396 обнаружены значимые изменения плотностей потоков, превосходящие погрешности, в течение временных интервалов от 0.5 года. Это соответствует линейным размерам активных областей, генерирующих переменную составляющую, $L \approx 0.15$ пк. Приводятся аргументы в пользу переменности спектра плериона при стабильности излучения оболочки. В предположении, что изменения во времени относятся только к спектру плериона, получены отношения значений “избытков” и “провалов” к значениям аналитического спектра плериона S_{2c} на тех же частотах. Без учета результатов [37] на частотах 8300 и 14350 МГц, выходящих за пределы задач настоящей работы, “избытки” потока не превышают $2S_{2c}$, имеется несколько экстремаль-

ных “провалов” до значений, близких к 0. Временная локализация экстремальных “провалов” допускает действие в источнике рекуррентного процесса с периодом 3.2 г. Оценка полосы частот отклонений от среднего спектра составляет $\Delta f \approx \pm f/2$. Подобные, но с меньшей амплитудой “избытки” и “провалы” наблюдаются в спектре крабовоподобного ОСН 3С58 [10]. Обсуждаются возможные механизмы наблюдаемых явлений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *I. M. Harrus and P. O. Slane*, *Astrophys. J.* **516**, 811 (1999).
2. *C. M. Olbert, J. W. Keohane, K. A. Arnaud, K. K. Dyer, S. P. Reynolds, and S. Safi-Harb*, *Astrophys. J.* **592**, L45 (2003).
3. *A. R. Patnaik, G. C. Hunt, C. J. Salter, P. A. Shaver, and T. Velusamy*, *Astron. and Astrophys.* **232**, 467 (1990).
4. *D. A. Green*, *BASI* **37**, 45 (2009).
5. *J. W. M. Baars, R. Genzel, I. I. K. Pauliny-Toth, and A. Witzel*, *Astron. and Astrophys.* **61**, 99 (1977).
6. *M. C. Anderson and L. Rudnick*, *Astrophys. J.* **408**, 514 (1993).
7. *Y. Su, Y. Chen, J. Yang, B.-C. Koo, X. Zhou, D.-R. Lu, I.-G. Jeong, and T. DeLaney*, *Astrophys. J.* **727**, 43 (2011).
8. *A. Cruciani, E. S. Battistelli, E. Carretti, P. de Bernardis, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **459**, 4224 (2016).
9. *В. П. Иванов, К. С. Станкевич, С. П. Столяров*, *Астрон. журн.* **71**, 737 (1994).
10. *В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, Т. С. Андреева*, *Astrophysical Bulletin* **74**, 128 (2019).
11. *В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, С. А. Гренков, Т. С. Андреева*, *Астрон. журн.* **96**, 628 (2019).
12. *В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, С. А. Гренков, Т. С. Андреева*, *Астрон. журн.* **95**, 609 (2018).
13. *А. М. Финкельштейн*, *Наука в России* **5**, 20 (2001).
14. *A. Finkelstein, A. Ipatov, and S. Smolentsev*, in *Proc. of the Fourth APSGP WorkShop*, edited by H. Cheng, Q. Zhi-han (Shanghai: Shanghai Scientific and Technical Publishers, 2002), p. 47.
15. *И. А. Рахимов, Ш. Б. Ахмедов, А. А. Зборовский, Д. В. Иванов, А. В. Ипатов, С. Г. Смоленцев и А. М. Финкельштейн*, Всероссийская астрономическая конференция, Санкт-Петербург, 6–12 августа 2001. Тезисы докладов (СПб.: Изд-во ИПА РАН, 2001), с. 152.
16. *M. Ott, A. Witzel, A. Quirrenbach, T. P. Krichbaum, K. J. Standke, C. J. Schalinski, and C. A. Hummel*, *Astron. and Astrophys.* **284**, 331 (1994).
17. *O. B. Slee and C. S. Higgins*, *Australian J. Physics and Astrophys. Suppl.* **36**, 1 (1975).
18. *G. A. Dulk, O. B. Slee* *Astrophys. J.* **199**, 61 (1975).
19. *B. C. Артюх, В. В. Виткевич, Р. Д. Дагкесаманский, В. Н. Кожухов*, *Астрон. журн.* **45**, 712 (1968).
20. *O. B. Slee*, *Australian J. Physics Astrophys. Suppl.* **43**, 1 (1977).
21. *K. I. Kellermann, I. I. K. Pauliny-Toth, and P. J. S. Williams*, *Astrophys. J.* **157**, 1 (1969).
22. *N. E. Kassim*, *Astron. J.* **103**, 943 (1992).
23. *P. A. Shaver, W. M. Goss*, *Australian J. Physics Astrophys. Suppl.* **14**, 77 (1970).
24. *C. Fanti, M. Felli, A. Ficarra, C. J. Salter, G. Tofani, and P. Tomassi*, *Astron. and Astrophys. Supp. Ser.* **16**, 43 (1974).
25. *R. H. Becker, D. J. Helfand*, *Astron. J.* **94**, 1629 (1987).
26. *D. K. Milne, T. L. Wilson, F. F. Gardner, P. G. Mezger*, *Astrophys. Lett.* **4**, 121 (1969).
27. *W. J. Altenhoff, D. Downes, L. Goad, A. Maxwell, and R. Rinehart*, *Astron. and Astrophys. Supp. Ser.* **1**, 319 (1970).
28. *P. A. Shaver and K. W. Weiler*, *Astron. and Astrophys.* **53**, 237 (1976).
29. *F. F. Gardner, J. B. Whiteoak, and D. Morris*, *Australian J. Physics Astrophys. Suppl.* **35**, 1 (1975).
30. *A. J. B. Downes, T. Pauls, and C. J. Salter*, *Astron. and Astrophys.* **97**, 296 (1981).
31. *P. W. Horton, R. G. Conway, E. J. Daintree*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **143**, 245 (1969).
32. *W. Reich, E. Furst, P. Steffen, K. Reif, C. G. T. Haslam*, *Astron. and Astrophys. Supp. Ser.* **58**, 197 (1984).
33. *V. A. Hughes, R. Butler*, *Astrophys. J.* **155**, 1061 (1969).
34. *X. H. Sun, P. Reich, W. Reich, L. Xiao, X. Y. Gao, and J. L. Han*, *Astron. and Astrophys.* **536**, A83 (2011).
35. *E. C. Reifenstein, T. L. Wilson, B. F. Burke, P. G. Mezger, and W. J. Altenhoff*, *Astron. and Astrophys.* **4**, 357 (1970).
36. *D. K. Milne and J. R. Dickel*, *Australian J. Physics* **28**, 209 (1975).
37. *G. Langston, A. Minter, L. D'Addario, K. Eberhardt, K. Koski, and J. Zuber*, *Astron. J.* **119**, 2801, (2000).
38. *R. H. Becker and M. R. Kundu*, *Astron. J.* **80**, 679, (1975).

УДК 524.7

ПЕРЕМЕННОСТЬ БЛАЗАРА В1308+326 В 2011–2018 ГОДАХ

© 2020 г. В. А. Гаген-Торн^{1,*}, Д. А. Морозова², Е. И. Гаген-Торн³, С. С. Савченко¹,
И. С. Троицкий², Л. В. Шаляпина¹, Е. В. Волков¹

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

² Санкт-Петербургский государственный университет,
Лаборатория наблюдательной астрофизики, Санкт-Петербург, Россия

³ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: hth-home@yandex.ru

Поступила в редакцию 06.12.2019 г.

После доработки 02.03.2020 г.

Принята к публикации 30.03.2020 г.

Приводятся и анализируются результаты мониторинговых наблюдений блазара В1308+326 в оптическом и радиодиапазонах в 2011–2018 гг. Зафиксирована оптическая вспышка объекта, совпадающая по времени с вспышкой в гамма-диапазоне, а также вспышки на 43 ГГц, связанные с прохождением обнаруженных сверхсветовых компонентов через радиоядро. Фотометрическая переменность объяснена присутствием переменного компонента с постоянным в среднем степенным относительным распределением энергии в спектре ($F_\nu \sim \nu^{-1.6}$). Это, а также высокая наблюдаемая степень поляризации (до 40%), указывает на его синхротронную природу. Выделены отдельные источники поляризованного излучения с высокой степенью поляризации и направлением либо параллельным, либо перпендикулярным направлению джета, что дает сведения о направлении магнитного поля в джете во времена вспышек и позволяет сделать заключение о причине их появления: прохождение по джету ударной волны или появление в джете излучающих электронных ансамблей.

DOI: 10.31857/S0004629920080046

1. ВВЕДЕНИЕ

Блазар В1308+326 ($z = 0.997$) уже давно привлекал к себе внимание благодаря сильной фотометрической переменности [1] и наличию высокой и переменной поляризации [2] в оптическом диапазоне, а также переменности в радиодиапазоне на сантиметровых длинах волн [3]. В дальнейшем в ходе РСДБ-наблюдений объект удалось разрешить, в джете были найдены компоненты, движущиеся со сверхсветовыми скоростями, и изучены их поляризационные характеристики [4]. Были выполнены наблюдения блазара в рентгеновском [5] и гамма-диапазонах [6].

Блазар В1308+326 входит в список объектов, наблюдающихся в Бостонском университете (США) по программе РСДБ-мониторинга блазаров, активных в гамма-диапазоне. В работе [7] приведены результаты РСДБ-наблюдений этого объекта. Настоящая статья, во-первых, продолжает эти наблюдения и, во-вторых, содержит результаты оптического мониторинга В1308+326, ведущегося в Санкт-Петербургском (СПбГУ) и Бостонском университетах, а также анализ и об-

суждение полученных результатов с привлечением данных из других диапазонов длин волн.

2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

В СПбГУ фотометрические наблюдения проводились в полосах В, V, R, I на 70-см телескопе Крымской астрофизической обсерватории и на 40-см телескопе Астрономического института Санкт-Петербургского университета, оснащенных идентичными ПЗС фотометрами-поляриметрами. Методика наблюдений и обработки описана в [8]. Группа Бостонского университета вела наблюдения в тех же спектральных полосах на 1.8-м телескопе Перкинс Ловелловской обсерватории (Флагстафф, Аризона) с фотометром-поляриметром PRISM [9]. Систематических различий между рядами наблюдений нет. Ошибки фотометрических оценок не превышают 0.03^m .

Поляризационные наблюдения выполнялись либо в полосе R (на 70-см и 1.8-м телескопах), либо в широкой полосе с эффективной длиной волны, близкой к длине волны полосы R (на 40-см телескопе). Методика поляризационных наблюдений и обработки описана в [9, 10]. Для большей

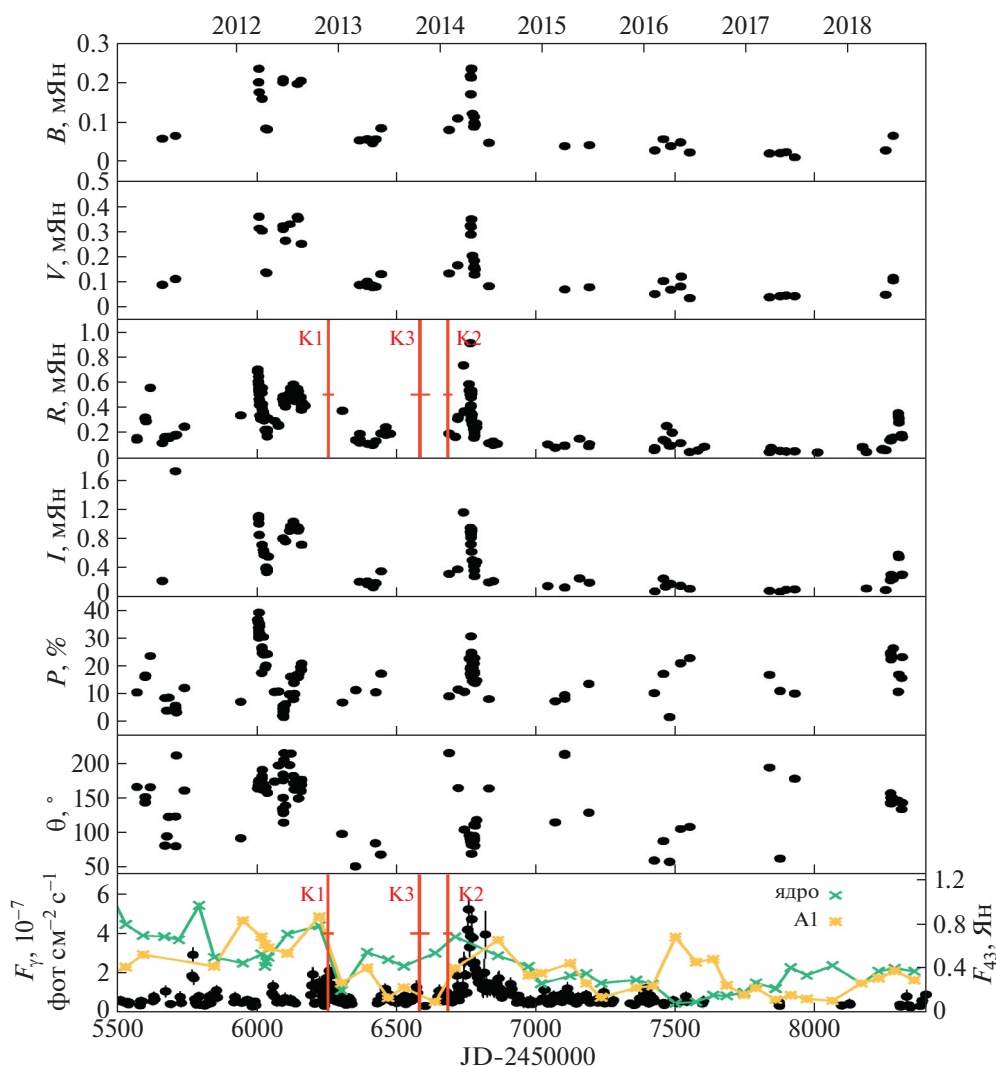


Рис. 1. Переменность В 1308+326 в различных диапазонах длин волн (см. текст).

части наблюдений ошибки в степени и направлении поляризации не превышают 2% и нескольких градусов.

При переходе от звездных величин к плотностям потоков, необходимым для дальнейшего анализа, использовалась калибровка из работы [11] (далее для краткости вместо “плотность потока” будем говорить “поток”). Усредненные на JD значения потоков приведены на рис. 1 на первых четырех панелях. На наиболее заполненной наблюдением панели для полосы R заметно общее уменьшение минимальных потоков от 2011 к 2018 г., прерываемое отдельными вспышками, наиболее мощными (с увеличением потока в 8–10 раз) в 2012 г. (двойная) и 2014 г.

На рис. 1 на пятой и шестой панелях приведены наблюдаемые значения параметров поляризации. Степень поляризации изменяется в больших пределах, от практически 0% до 30–40%, причем

вспышки степени поляризации часто совпадают с вспышками блеска. Направление поляризации также в высшей степени переменное, причем встречаются всевозможные значения направлений.

На седьмой панели (точки, левая шкала) рис. 1 приведена кривая блеска в гамма-диапазоне. Для ее построения были использованы данные, полученные космической гамма-обсерваторией “Fermi” в диапазоне энергий 0.1–200 ГэВ. При обработке данных использовалось стандартное программное обеспечение [12]. Время накопления сигнала 7 дней.

Объект 1308+326 входит в выборку ярких в гамма-диапазоне блазаров, для которых группой из Бостонского университета проводятся мониторинговые наблюдения на РСДБ-сети VLBA на частоте 43 ГГц (данные для всех эпох доступны по адресу www.bu.edu/blazars/VLBA_GLAST/3c279.html).

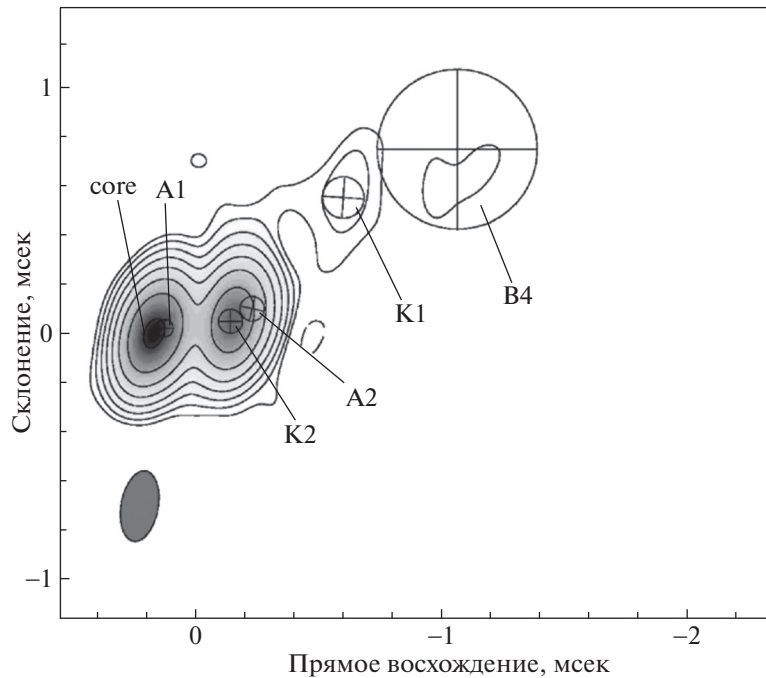


Рис. 2. Результаты моделирования изображения В 1308+326 для эпохи 12.04.2015.

Используемые нами VLBA-данные были прокалиброваны и обработаны способом, описанным в работе [13]. В работе были использованы результаты наблюдений в полном потоке для 27 эпох в интервале 17.04.2013–26.08.2018. Каждое изображение было промоделировано набором компонентов с круговым гауссовским распределением яркости в программном пакете Difmap. В качестве примера на рис. 2 приведены результаты моделирования изображения для эпохи 12.04.2015.

3. АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ДАННЫХ

Фотометрическая переменность является одним из главных проявлений активности объекта. Обычно при наблюдениях изменения потока сопровождаются изменениями цвета объекта, часто приписываемыми цветовым изменениям переменного компонента. Однако корректный анализ показывает, что на самом деле цветовые характеристики переменного компонента в пределах данного события обычно остаются неизменными (см., например, [8, 10]). Проверим это в случае изучаемого блазара.

Методика анализа цветовой переменности описана в [14]. Она предполагает наличие в наблюдаемом излучении двух компонентов: постоянного и переменного, ответственного за активность. Именно его свойства представляют интерес для интерпретации поведения объекта. Основное достоинство данной методики состоит в том, что *цветовые характеристики переменного*

компонента находятся непосредственно из наблюдений без предварительного определения его вклада в суммарное наблюдаемое излучение.

Суть методики состоит в построении для пары полос диаграмм “поток-поток”, на которых точки, представляющие одновременные наблюдения, в случае *неизменности цветовых характеристик* переменного компонента на данном временном интервале лежат на прямых линиях. Угловые коэффициенты прямых дают отношения потоков *переменного* компонента в рассматриваемых полосах. Многоцветные наблюдения переменности дают, таким образом, относительное распределение энергии в спектре переменного компонента. Уклонение точек от прямых указывает на изменение на данном временном интервале цветовых характеристик переменного компонента; в этом случае метод неприменим. Как показывает опыт, такие отклонения при надлежащем выборе временного интервала (определяемого в соответствии с кривой блеска) встречаются редко.

Диаграммы “поток–поток” для всего массива наблюдательных данных приведены на рис. 3. Видно, что связь между потоками линейна, т.е. распределение энергии в спектре переменного компонента не меняется. Методом ортогональной регрессии получены следующие уравнения прямых (в скобках указаны ошибки коэффициентов на уровне 1σ , после каждого из уравнений указано число точек n , использованных при опре-

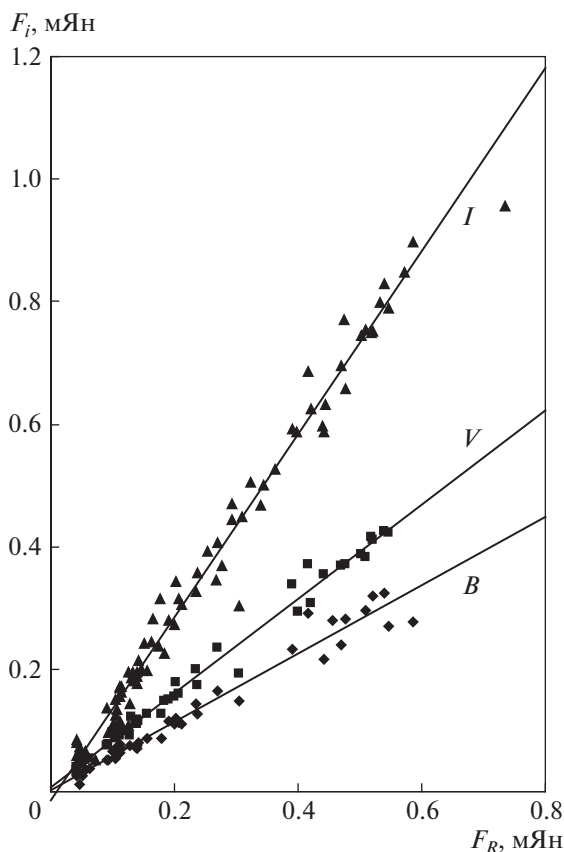


Рис. 3. Диаграммы “поток–поток” для всего массива наблюдательных данных.

деления коэффициентов уравнения, и коэффициенты корреляции r):

$$F_B = 0.558(\pm 0.014)F_R + 0.002(\pm 0.004),$$

$$n = 44, \quad r = 0.982;$$

$$F_V = 0.769(\pm 0.010)F_R + 0.007(\pm 0.003),$$

$$n = 47, \quad r = 0.994; \quad (1)$$

$$F_I = 1.494(\pm 0.013)F_R - 0.015(\pm 0.004),$$

$$n = 79, \quad r = 0.990.$$

Угловые коэффициенты прямых дают отношения потоков переменного компонента, т.е. *среднее для рассматриваемого временного интервала наблюдаемое* относительное распределение энергии в его спектре. Оно дается в третьем столбце табл. 1. Полученное распределение следует исправить за межзвездное поглощение. Для этого значения из третьего столбца табл. 1 были умножены на коэффициенты C_{iR} , где $\lg C_{iR} = 0.4(A_i - A_R)$. Значения поглощения A_i взяты из базы данных NED¹. Исправленное распределение энер-

¹ <https://ned.ipac.caltech.edu/>

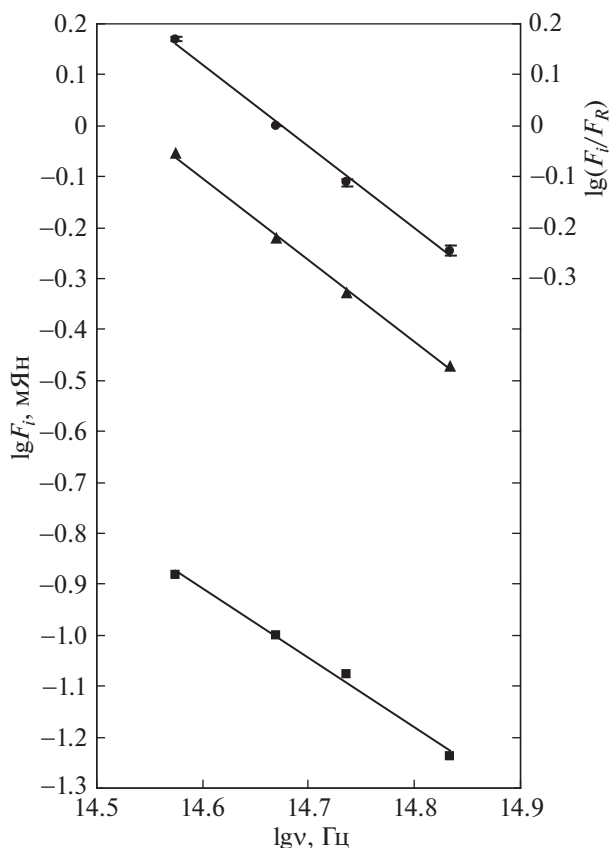


Рис. 4. Спектр переменного компонента, его сопоставление с наблюдаемыми спектрами.

гии (мало отличающееся от наблюдаемого, так как поглощение невелико) дает пятый столбец табл. 1. В логарифмическом масштабе оба распределения представлены в шестом и седьмом столбцах таблицы. На рис. 4 (точки, правая шкала ординат) представлено распределение, исправленное за поглощение. Видно, что распределение энергии в спектре переменного компонента степенное $F_v \sim \nu^\alpha$. Проведение прямой методом наименьших квадратов дает спектральный индекс $\alpha = -1.61 \pm 0.07$.

Посмотрим, как изменение вклада переменного компонента в суммарное излучение влияет на наблюдаемое распределение энергии в спектре. Для этого, воспользовавшись уравнениями (1), построим наблюдаемое распределение энергии для областей, близких к минимальному ($F_R = 0.1$ мЯн) и максимальному ($F_R = 0.6$ мЯн) блеску (рис. 4, левая шкала ординат). Видно, что наклон спектра при минимальном (квадраты) и максимальном (треугольники) блеске различен. Спектральные индексы оказываются равными $\alpha = -1.36 \pm 0.09$ для минимума и $\alpha = -1.61 \pm 0.05$ для максимума. Это означает, что с увеличением блеска объект краснеет, хотя переменный компо-

Таблица 1. Результаты определения относительного распределения энергии в спектре переменного источника

| Полоса | lg v | $(F_i/F_R)^{obs}$ | C_{iR} | $(F_i/F_R)^{cor}$ | $lg(F_i/F_R)^{cor}$ | $lg(F_i/F_R)^{obs}$ |
|----------|--------|-------------------|----------|-------------------|---------------------|---------------------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| <i>B</i> | 14.833 | 0.558 ± 0.014 | 1.02 | 0.569 ± 0.014 | -0.245 ± 0.010 | -0.253 |
| <i>V</i> | 14.736 | 0.769 ± 0.010 | 1.01 | 0.772 ± 0.010 | -0.112 ± 0.006 | -0.114 |
| <i>R</i> | 14.670 | 1.0 | | 1.0 | 0 | 0 |
| <i>I</i> | 14.574 | 1.494 ± 0.013 | 0.99 | 1.479 ± 0.013 | 0.170 ± 0.004 | 0.174 |

нент, как мы выяснили ранее, цвета не меняет. Спектральный индекс в максимуме, как и следовало ожидать, оказывается близким к спектральному индексу переменного компонента, который вносит основной вклад в наблюдаемое излучение. Эта близость хорошо видна на рис. 4, на котором наблюдаемое распределение (седьмой столбец табл. 1) не нанесено, поскольку оно практически совпадает с исправленным за межзвездное поглощение.

4. АНАЛИЗ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ДАННЫХ

На рис. 5 показана зависимость степени поляризации от наблюдаемого потока. Разброс точек на графике велик, но, как можно ожидать из рассмотрения рис. 1, степень поляризации в среднем тем больше, чем больше поток. При малых пото-

ках нет экстремально высоких степеней поляризации, а при больших поляризация всегда велика.

Что касается наблюдаемых направлений поляризации, то на рис. 1 видно, что во вспышках 2012 и 2014 г. они различны. Представляет интерес изучить поляризационные характеристики активных источников, ответственных за вспышки.

В работе [14] описана принципиальная возможность определения параметров поляризации переменного компонента в рамках модели “постоянный + переменный источник”, если относительные параметры Стокса у переменного компонента на рассматриваемом временном интервале не изменяются, а наблюдаемая переменность поляризации связана только с изменением его вклада в суммарное излучение. В этом случае в пространстве наблюдаемых абсолютных параметров Стокса $\{I, Q, U\}$ точки должны лежать на прямой линии. Направляющие тангенсы прямой дают от-

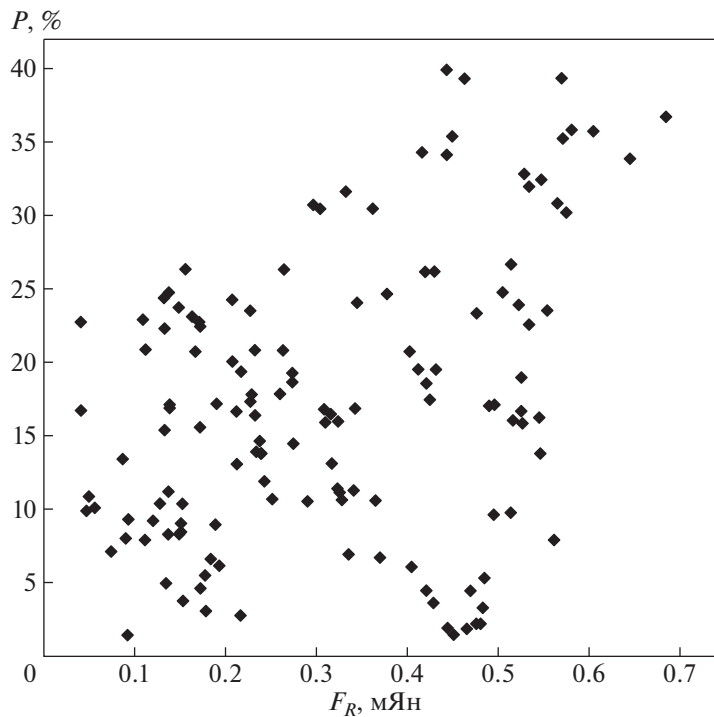


Рис. 5. Зависимость степени поляризации от наблюдаемого потока.

Таблица 2. Параметры поляризации переменных источников во вспышках

| Интервал JD 2450000+ | Число точек | $p\nu_x \pm 1\sigma$ | $p\nu_y \pm 1\sigma$ | P_v | $\theta_{0,v}$ |
|-------------------------|-------------|----------------------|----------------------|-------|----------------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| 6007–6019 | 16 | 0.31 ± 0.04 | -0.24 ± 0.05 | 39% | -19° |
| 6021–6042 | 9 | 0.30 ± 0.06 | 0.08 ± 0.08 | 31% | 7° |
| 6764–6791 | 20 | -0.25 ± 0.03 | -0.03 ± 0.03 | 25% | -87° |

Таблица 3. Видимые скорости и другие характеристики обнаруженных компонентов

| Компонент | μ , мсек/год | β_{app} , с | T_0 , JD 2400000+ | $\langle F \rangle$, Ян | $\langle \theta \rangle$, град |
|-----------|------------------|--------------------------|---------------------|--------------------------|---------------------------------|
| K1 | 0.48 ± 0.012 | 25.35 ± 0.61 | 56260 ± 20 | 0.03 ± 0.01 | -55.9 ± 4.5 |
| K2 | 0.24 ± 0.002 | 12.70 ± 0.10 | 56687 ± 15 | 0.08 ± 0.13 | -83.6 ± 4.1 |
| K3 | 0.10 ± 0.005 | 5.14 ± 0.26 | 56588 ± 34 | 0.05 ± 0.04 | -78.0 ± 5.0 |
| A1 | – | – | – | 0.27 ± 0.15 | -67.7 ± 12.5 |
| A2 | – | – | – | 0.24 ± 0.15 | -71.1 ± 5.8 |

носительные параметры Стокса переменного компонента. Верно и обратное: расположение точек на прямых указывает на неизменность параметров поляризации у переменного компонента и возможность их определения. В реальности рассматриваются плоскости $\{I, Q\}$ и $\{I, U\}$, на которых точки должны располагаться на прямых. Угловые коэффициенты этих прямых дают относительные параметры Стокса для переменного компонента $p\nu_x$ и $p\nu_y$, по которым затем находится степень поляризации P_v и направление поляризации $\theta_{0,v}$ переменного компонента. Поскольку поляризация измерялась в полосе R , в качестве I нужно брать поток F_R , и его же использовать для определения величин Q и U . Найденные относительные параметры Стокса переменного компонента, естественно, относятся к полосе R .

Опыт показывает, что даже в случае коротких временных интервалов точки, представляющие наблюдения, редко оказываются на прямых линиях из-за быстрых изменений параметров поляризации у переменного компонента. В нашем случае удалось выделить три временных интервала, связанных со вспышками, когда точки удовлетворительно укладываются на прямые линии (см. рис. 6). Результаты собраны в табл. 2.

5. КИНЕМАТИКА И СТРУКТУРА ДЖЕТА ПО ДАННЫМ РСДБ-НАБЛЮДЕНИЙ

Рассмотрение всей совокупности изображений позволяет выделить отдельные движущиеся компоненты. При их отождествлении учитывались плотность потока, позиционный угол отно-

сительно радиоядра на 43 ГГц и расстояние от него на последовательных изображениях. В 2013–2018 гг. были отождествлены 3 новых движущихся компонента, K1, K2, K3 (два из них указаны на рис. 2, там же нанесен компонент В4, обнаруженный в работе [7]) и наблюдавшийся также и нами). Движение компонентов иллюстрируется на рис. 7. Времена прохождения компонентов через радиоядро на 43 ГГц, T_0 , найденные линейной экстраполяцией, указаны в табл. 3 и нанесены на рис. 1 вертикальными прямыми. В той же таблице даются видимые скорости компонентов β_{app} , оказывающиеся в диапазоне от 5с до 25с (были использованы космологические параметры $H_0 = 70 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$), а также средние потоки компонентов $\langle F \rangle$ и их позиционные углы $\langle \theta \rangle$ относительно радиоядра. Кроме движущихся компонентов, были обнаружены два квазистационарных компонента A1 и A2 на расстояниях ~ 0.11 и 0.34 мсек соответственно. На седьмой панели рис. 1 (правая шкала, линии) приведены кривые блеска радиоядра и стационарного компонента A1. Компонент A1 был обнаружен на предыдущих эпохах в работе [7]. Компонент A2, по всей видимости, является трейлинговым компонентом, появившимся после прохождения В4 и исчезнувшим после появления компонента K3. В работе [15] численно показана возможность образования трейлинговых компонентов в результате распространения первичного возмущения в джете.

Компонент В4, имевший скорость ~ 7 с до расстояния 0.4 мсек [7], после 2013 г. ускорился до ~ 28 с, его позиционный угол при этом изменился

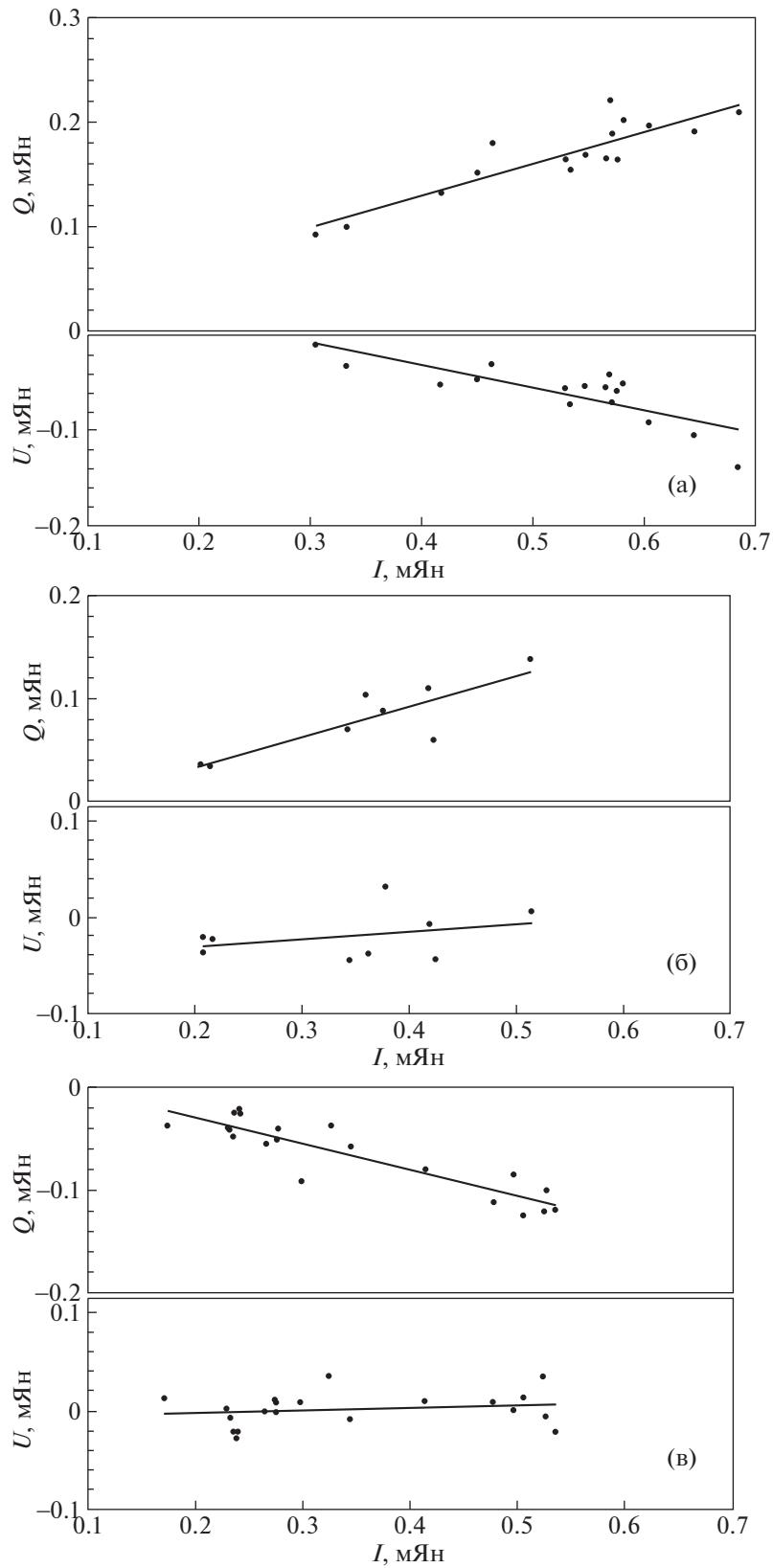


Рис. 6. К определению параметров поляризации переменных компонентов в разных событиях (а – JD 2456007 – 6019, б – JD 2456021 – 6042, в – JD 2456764 – 6791) (см. текст).

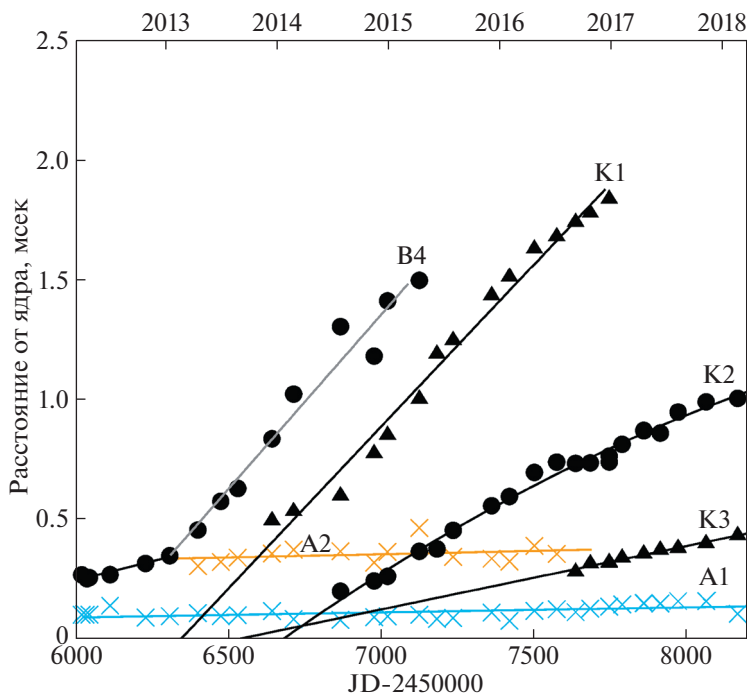


Рис. 7. Зависимость от времени в расположении сверхсветовых и стационарных компонентов в миллисекундном масштабе.

незначительно. Подобное поведение у объекта 1308+326 отмечено в работе [7] и для компонента B2, который также значительно ускорился, удалившись от радиоядра на расстояние, превышающее 0.4 мсек. Такое поведение согласуется с результатами, полученными в рамках программы мониторинга MOJAVE [16], согласно которой у объекта B1308+326 компоненты, обнаруженные на расстоянии от радиоядра, превышающем 1 мсек, имеют большие скорости (>20 с), в то время как более близкие компоненты имеют скорости, сходные с теми значениями, которые получили мы. Этот наблюдательный факт подтверждает предположение о том, что джет ускоряется и на расстоянии нескольких парсек от радиоядра [17].

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

По сравнению с компонентами K1 и K2, скорости которых 25 с и 12 с соответственно, компонент K3 имеет значительно меньшую скорость 5с. Прохождение более быстрых компонентов K1 и K2 через радиоядро на частоте 43 ГГц сопровождалось вспышкой в радиоядре.

Прохождение компонентом K1 радиоядра в конце 2012 г. совпадает с вспышкой в гамма-диапазоне, но данные в оптическом диапазоне для этого периода, к сожалению, отсутствуют. Появ-

ление же компонента K2 предшествовало мощной вспышке в оптическом и гамма-диапазонах в первой половине 2014 г.

Как видно из рассмотрения рис. 1, между изменениями блеска в оптическом и гамма-областях спектра во время вспышки 2014 г. наблюдается тесная корреляция. Это подтверждает рис. 8, дающий результаты вычисления DCF для интервала JD 2456600-2456900. Максимальный коэффициент корреляции близок к 1, причем временная задержка между изменениями в рассматриваемых диапазонах спектра близка к 0. Подобная картина наблюдается у многих блазаров и говорит об идентичной локализации источников оптического и гамма-излучения в джете блазара во время вспышки. Усиления гамма-излучения в областях JD 2455780 и JD 2456200-6300, к сожалению, приносятся на лакуны в оптических наблюдениях.

Степенное распределение энергии в спектре переменного компонента (рис. 4) и высокая степень поляризации оптического излучения во вспышках (рис. 6) говорят о синхротронной природе переменных источников. В этом случае направление поляризации перпендикулярно направлению магнитного поля. Данные табл. 2 указывают, что во вспышках 2012 и 2014 г. направления магнитного поля в областях джета, где возникает излучение, были различны. Поскольку считается общепринятым, что в джете имеется спиралевидное магнитное поле, это различие,

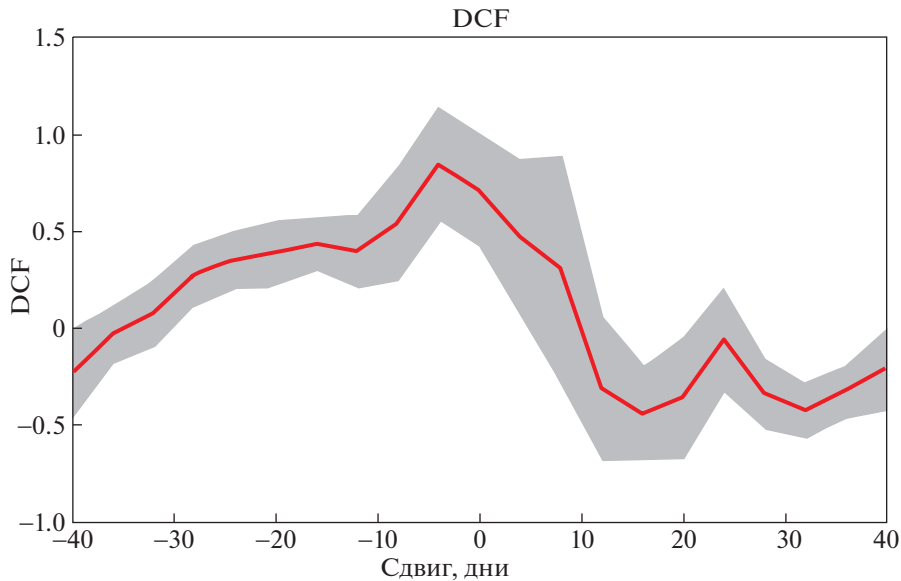


Рис. 8. Результаты вычисления DCF для интервала JD 2456600-2456900.

скорее всего, обусловлено различной локализацией излучающих ансамблей, хотя глобальную перестройку магнитного поля исключить нельзя.

Во вспышке 2014 г. направление поляризации практически совпадало с направлением джета (табл. 2 и 3), т.е. направление магнитного поля было перпендикулярно направлению джета. Это вполне согласуется с общепринятой моделью прохождения вниз по джету ударной волны, ответственной за вспышку, которая упорядочивает магнитное поле в направлении, перпендикулярном направлению ее движения.

С другой стороны, во вспышках 2012 г. направление поляризации примерно перпендикулярно направлению джета, что указывает на наличие магнитного поля, направление которого параллельно направлению джета. В ряде работ (см., например, [18]) отмечается, что к такой конфигурации магнитного поля может привести продвижение излучающего ансамбля электронов вниз по джету. Вспышки 2012 г. следует тогда связать с появлением в джете излучающих электронных ансамблей.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам СПбГУ, принимавшим участие в наблюдениях, и группе Бостонского университета за предоставление результатов оптического мониторинга. Таблицы с результатами наблюдений доступны при обращении к собравшему их В.М. Ларионову (vlar2@yandex.ru). В работе использованы данные программы мониторинга Бостонского университета VLBA-BU-BLAZAR (<http://www.bu.edu/blazars/>), которая финансируется

грантом NASA в рамках программы “Fermi Guest Investigator Program”.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 17-01029.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *W. Liller, E. W. Gottlieb, and H. R. Miller*, IAU Circ. 2939, 2, (1976).
2. *J. J. Puschell, W. A. Stein, T. W. Jones, et al.* Astrophys. J. **227**, L11, (1979).
3. *S. L. Mufson, W. Z. Wisniewski, J. Pollock, et al.*, BAAS **15**, 671, (1983).
4. *D. C. Gabuzda, R. I. Kollgaard, D. H. Roberts, and J. F. C. Wardle*, Astrophys. J. **410**, 39, (1993).
5. *D. Watson, N. Smith, L. Hanlon, et al.*, Astron. and Astrophys. **364**, 43, (2000).
6. *M. Ackermann, M. Ajello, A. Allafort, et al.*, Astrophys. J. Supp. **209**, 34, (2013).
7. *S. G. Jorstad, A. P. Marscher, D. A. Morozova, et al.*, Astrophys. J. **846**, 98, (2017).
8. *B. A. Гаген-Торн, В. М. Ларионов, Н. В. Ефимова и др.*, Астрон. журн. **83**, 516, (2006).
9. *S. G. Jorstad, A. P. Marscher, P. Smith, et al.*, Astrophys. J. **773**, 147, (2013).
10. *V. A. Hagen-Thorn, V. M. Larionov, S. G. Jorstad, A. A. Arkharov, E. I. Hagen-Thorn, N. V. Efimova, L. V. Larionova, and A. P. Marscher*, Astrophys. J. **672**, 40 (2008).

11. *A. R. J. Mead, K. R. Ballard, P. W. J. L. Brand, J. H. Hough, C. Brindle, and J.A. Bailey*, *Astron. and Astrophys. Supp.* **83**, 183 (1990).
12. *W. B. Atwood, A. A. Abdo, M. Ackermann, W. Althouse, et al.*, *Astrophys. J.* **697**, 1071 (2009).
13. *S. G. Jorstad, A. P. Marscher, M. L. Lister, A. M. Stirling, et al.*, *Astron. J.* **130**, 1418 (2005).
14. *V. A. Hagen-Thorn and S. G. Marchenko*, *Baltic Astronomy* **8**, 575 (1999).
15. *I. Agudo, J.-L. Gómez, J.-M. Martí et al.*, *Astrophys. J.* **549**, L183 (2001).
16. *M. L. Lister, M. F. Aller, H. D. Aller, et al.*, *Astron. J.* **146**, 120 (2013).
17. *D. C. Homan, M. L. Lister, Y. Y. Kovalev, et al.*, *Astrophys. J.* **798**, 134 (2015).
18. *F. D. D’Arcangelo, A. P. Marscher, S. G. Jorstad, et al.*, *Astrophys. J.* **697**, 985 (2009).

УДК 52-6

КВАЗИРЕЗОНАНСНЫЕ СОСТОЯНИЯ ВОДОРОДНОГО ГАЗА

© 2020 г. В. П. Гринин^{1,*}, Н. А. Катышева², Т. А. Ермолаева^{1,3}, Д. В. Дмитриев^{1,4}

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

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

³ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

⁴ Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

*E-mail: vgcrao@mail.ru

Поступила в редакцию 23.01.2020 г.

После доработки 13.04.2020 г.

Принята к публикации 30.04.2020 г.

В статье рассматриваются малоизученные состояния водородного газа (мы называем их квазирезонансными), при которых возникают аномально высокие отношения интенсивностей линий бальмеровской серии $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$. Показано, что такие состояния возникают при больших оптических толщинах излучающего газа в частотах бальмеровских линий, когда газ стремится к состоянию термализации. На простых моделях исследовано влияние на образование таких состояний основных параметров моделей: электронной температуры, концентрации атомов и характерного размера излучающей области, а также наличие внешнего излучения. Показано, что квазирезонансные состояния могут существовать в магнитосферах звезд типа Т Тельца при умеренных темпах аккреции.

DOI: 10.31857/S0004629920090017

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, в оптически толстых средах фотон, излученный в резонансной линии, может совершить много рассеяний, прежде чем выйдет из среды или погибнет в результате переходов с возбужденного уровня под действием электронных ударов или других диссипативных процессов. В этих условиях основная часть энергии линейчатого спектра концентрируется преимущественно в резонансных линиях, что часто используется при расчетах функций охлаждения газа за счет радиационных потерь. Однако при очень больших оптических толщинах в частотах линий, когда состояние газа приближается к состоянию локального термодинамического равновесия (ЛТР), ситуация меняется, и резонансная линия перестает быть главной энергетической компонентой линейчатого излучения плазмы [1, 2]. В таких случаях, как показывают расчеты, возможны ситуации, когда кванты в линиях субординатных серий также могут сохраняться при многократных рассеяниях. Такие состояния газа мы будем называть квазирезонансными.

Поясним это на следующем примере. Радиационный переход с третьего уровня атома водорода вниз возможен как с образованием пары фотонов в линиях H_α и L_α , так и с излучением одного фотона в линии L_β . При больших оптических

толщинах фотон в линии L_β поглотится почти там же, где он был излучен, и атом водорода вновь окажется на третьем уровне. Такая ситуация может повторяться многократно, до тех пор пока квант в линии H_α не выйдет из среды или не погибнет, например, вследствие удара второго рода. Что касается линии H_β , то она возникает при переходе 4–2. Поэтому вероятность выживания кванта в этой линии при рассеяниях в среде будет заметно меньше единицы из-за существования радиационного перехода 4–3 с образованием кванта в линии Pa_α . Последний может свободно выйти из среды вследствие ее малой оптической толщины в частотах этой линии. Отсюда вытекает ограничение на оптические толщины газа в линиях L_α , H_α и Pa_α , допускающее появление квазирезонансного состояния водородного газа в линии H_α : $\tau(L_\alpha) \gg \tau(H_\alpha) > 1$ и $\tau(Pa_\alpha) < 1$ ¹. Первое из этих неравенств выполняется практически во всех астрофизических средах. Что касается двух других неравенств, то их выполнение требует определенных ограничений на параметры эмиссионной области.

¹ Здесь и далее имеется в виду оптическая толщина с учетом градиента скорости.

В рассмотренном выше примере линия H_α становится квазирезонансной и условия ее образования сильно отличаются от условий образования линии H_β . Этим определяется главная особенность квазирезонансного состояния водородного газа: аномально высокое отношение интенсивностей линий H_α и H_β . Заметим, что в спектрах туманностей и звезд с околозвездными оболочками это отношение обычно равно 3–5. (В случае “В” Мензела–Бейкера, характерном для газовых туманностей, отношение $I(H_\alpha)/I(H_\beta) = 2.87$ при электронной температуре $T_e = 10\,000$ К [3]). Учитывая это, мы будем считать отношение интенсивностей этих двух линий аномально высоким, если оно превышает 10.

С приближением к состоянию ЛТР отношение $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ уменьшается и может быть даже меньше единицы. Такие условия, в частности, наблюдаются в спектрах вспышек звезд типа UV Кита вблизи максимума блеска [4]. Расчеты показывают, однако, что на пути к этому состоянию отношение $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ может принимать значения, существенно превышающие единицу. Впервые такие аномально высокие отношения $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ были получены в статье Гершберга и Шноля [5] при расчетах спектра излучения водородного газа, ионизация и возбуждения которого обусловлены электронными ударами. В статье этих авторов не был сделан анализ причин появления такой аномалии и был использован крупный шаг (два порядка) по оптической толщине газа в линии L_α . Поэтому было не ясно, в каком интервале модельных параметров такие условия могут реально наблюдаться. Более детальное решение аналогичной задачи показало [1], что интервал оптических толщин в линии L_α , внутри которого получаются аномальные отношения $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$, на самом деле довольно узок. В расчетах Дрейка и Ульриха [6] решение уравнения переноса выполнялось для неподвижной среды в приближении вероятностного метода. В качестве параметра, характеризующего плотность газа, использовалась концентрация электронов N_e , которая варьировалась в интервале от 10^8 до 10^{15} см⁻³. Было показано, что при достаточно большой оптической толщине в линии H_α отношение $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ может в отдельных случаях превысить 20.

В настоящей статье выполнено более детальное исследование этого весьма необычного состояния водородного газа. Наряду с чисто ударными возбуждениями и ионизациями атомов рассмотрен более общий случай, когда среда освещается внешним источником излучения. Об-

суждаются возможности наблюдений таких состояний в спектрах астрофизических объектов.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Основная часть представленных ниже расчетов сделана для однородного, изотермического, плоско-параллельного слоя газа, расширяющегося с постоянным градиентом скорости. Радиационные члены в уравнениях стационарности, соответствующие дискретным переходам между атомными уровнями, рассчитываются в одномерном приближении на основе метода Соболева [7] для сред с большим градиентом скорости. Для расчетов использован алгоритм, описанный в статье [1], в котором учтены все существенные радиационные и столкновительные процессы ионизации и возбуждения атомов. Для сравнения рассмотрен также случай плоско-параллельного неподвижного слоя газа. В этом случае решение уравнений стационарности и ионизационного равновесия получено с использованием пакета CLOUDY [8].

Параметрами задачи являются: концентрация атомов водорода N_H (включает ионизованную и нейтральную компоненты), электронная температура газа T_e (предполагается, что ионная и электронная температуры газа совпадают). Предполагается также, что слой газа толщиной Z расширяется с постоянным градиентом скорости. Это дает еще один параметр: скорость V относительного движения одной границы слоя относительно другой. Ниже во всех моделях эта величина фиксирована и равна 300 км/с – скорости, характерной для излучающих областей молодых звезд разных типов. Заметим, что поскольку оптическая толщина слоя в спектральной линии, определяемая по методу Соболева, зависит от градиента безразмерной скорости, т.е., от отношения $\gamma = V/(v_t Z)$, где v_t – тепловая скорость атомов, то решения, полученные при разных значениях V или Z , но при одинаковых γ будут эквивалентны друг другу. В тех случаях, когда газ освещается внешним источником излучения (звездой), радиационные члены, учитывающие взаимодействие атомов с излучением звезды, описываются двумя параметрами: эффективной температурой звезды T_* и коэффициентом дилуции W . Для простоты принято планковское распределение энергии в спектре звезды с температурой $T_* = 4000$ К, характерной для звезд типа Г Тельца.

При расчетах принята модель атома, состоящего из 15 дискретных уровней и континуума. Предполагалось, что распределение атомов по подуровням тонкой структуры пропорционально их статистическим весам. Расчеты выполнены для ряда значений N_H в широком интервале гео-

метрических толщин газа Z . В моделях с внешним источником излучения рассмотрены четыре случая с коэффициентами дилуции $W = 0.5, 0.1, 0.01$ и 0.005 .

Следует отметить, что в подавляющем большинстве работ, посвященных моделированию водородного спектра, в качестве параметра, характеризующего плотность газа, принималась электронная концентрация N_e (см., напр., библиографию в [2]). Такой подход оправдан в моделях с сильно ионизованным газом. В случае слабо ионизованного газа в качестве параметра, характеризующего его плотность, необходимо принимать полную концентрацию атомов водорода N_H , включающую как нейтральные, так и ионизованные атомы. При итерационном методе решения уравнений стационарности такой подход усложняет процесс сходимости приближений, но с физической стороны он, безусловно, более оправдан.

В статьях [2, 9] было показано, что в моделях с фиксированной плотностью газа отношение интенсивностей $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ при приближении к состоянию термализации может резко увеличиться при сравнительно небольшом увеличении толщины слоя Z , и затем также быстро уменьшиться. Анализ показал, что резкое усиление линии H_α по сравнению с линией H_β вызвано увеличением оптической толщины газа в линии H_α при незначительной роли безызлучательных переходов с третьего уровня. Последнее условие как раз и является необходимым условием реализации состояния газа, которое мы называем квазирезонансным. При дальнейшем увеличении Z это условие перестает выполняться, в результате чего отношение интенсивностей $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ быстро уменьшается. Максимальное значение этого отношения зависит от плотности газа: чем ниже плотность, тем больше может быть это отношение [2]. Указанные особенности поведения относительных интенсивностей линий H_α и H_β были исследованы нами при расчете спектра излучения водородного газа в отсутствие внешнего излучения. Ниже приводятся результаты расчетов для более общего случая, когда газ освещается излучением звезды.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 1 показано влияние внешнего излучения на отношение интенсивностей линий $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ для ряда значений коэффициента дилуции W и трех значений концентрации атомов водорода: $N_H = 10^{10}, 10^{11}$ и 10^{12} см^{-3} . На каждом графике представлены зависимости отношения $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ от геометрической толщины

Таблица 1. Зависимость отношений интенсивностей водородных линий от оптических толщин газа в частотах этих линий при $N_H = 10^{10} \text{ см}^{-3}$

| $Z/10^{11}$, см | $\tau(L_\alpha)$ | $\tau(H_\alpha)$ | $\tau(Pa_\alpha)$ | H_α/H_β | L_α/H_α |
|---------------------|--------------------|------------------|-------------------|--------------------|---------------------|
| 1 | 2.46×10^6 | 0.83 | 0.00 | 9.13 | 134.00 |
| 2 | 4.92×10^6 | 5.11 | 0.00 | 11.34 | 93.31 |
| 3 | 7.09×10^6 | 20.38 | 0.00 | 18.00 | 67.30 |
| 4 | 9.46×10^6 | 56.52 | 0.02 | 41.51 | 37.30 |
| 5 | 1.19×10^7 | 264.30 | 0.10 | 156.3 | 12.80 |
| 5.5 | 1.28×10^7 | 402.86 | 0.59 | 249.5 | 7.30 |
| 6 | 1.40×10^7 | 541.42 | 0.63 | 264.1 | 6.66 |
| 6.5 | 1.46×10^7 | 724.43 | 2.27 | 243.7 | 4.38 |
| 7 | 1.58×10^7 | 907.44 | 2.99 | 218.5 | 3.68 |
| 8 | 1.73×10^7 | 1424.7 | 11.33 | 85.58 | 2.19 |
| 9 | 1.77×10^7 | 2358.5 | 54.50 | 19.33 | 2.19 |

слоя Z . Модели отличаются значениями коэффициента дилуции: $W = 0, 0.01, 0.1$ и 0.5 . Предельный случай $W = 0$ соответствует условиям чисто ударного возбуждения и ионизации атомов.

Как было отмечено во Введении, появление квазирезонансного состояния отражается на отношении интенсивностей линий $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$: оно становится аномально высоким. Из левого верхнего графика на рис. 1 видно, что в отсутствие внешнего излучения отношение $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ в пике может достигать очень больших значений. Например, в модели с $N_H = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ максимум $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ равен примерно 260. Это пиковое значение относительных интенсивностей чувствительным образом зависит от плотности газа: с увеличением N_H оно уменьшается (рис. 1а). Расчеты показывают, что большие отношения $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ достигаются не столько за счет усиления линии H_α , сколько за счет уменьшения интенсивности линии H_β .

Таблица 1 позволяет проследить на примере семейства моделей с параметрами $T_e = 10^4 \text{ К}$, $N_H = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и толщиной слоя Z , меняющейся от 10^{11} до $9 \times 10^{11} \text{ см}$, связь между отношениями интенсивностей водородных линий и оптическими толщинами газа в частотах этих линий. Как видно из рис. 1, выбранный интервал значений Z включает область до и после появления аномально высоких значений $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$. Из таблицы видно, что при увеличении Z в 9 раз оптическая

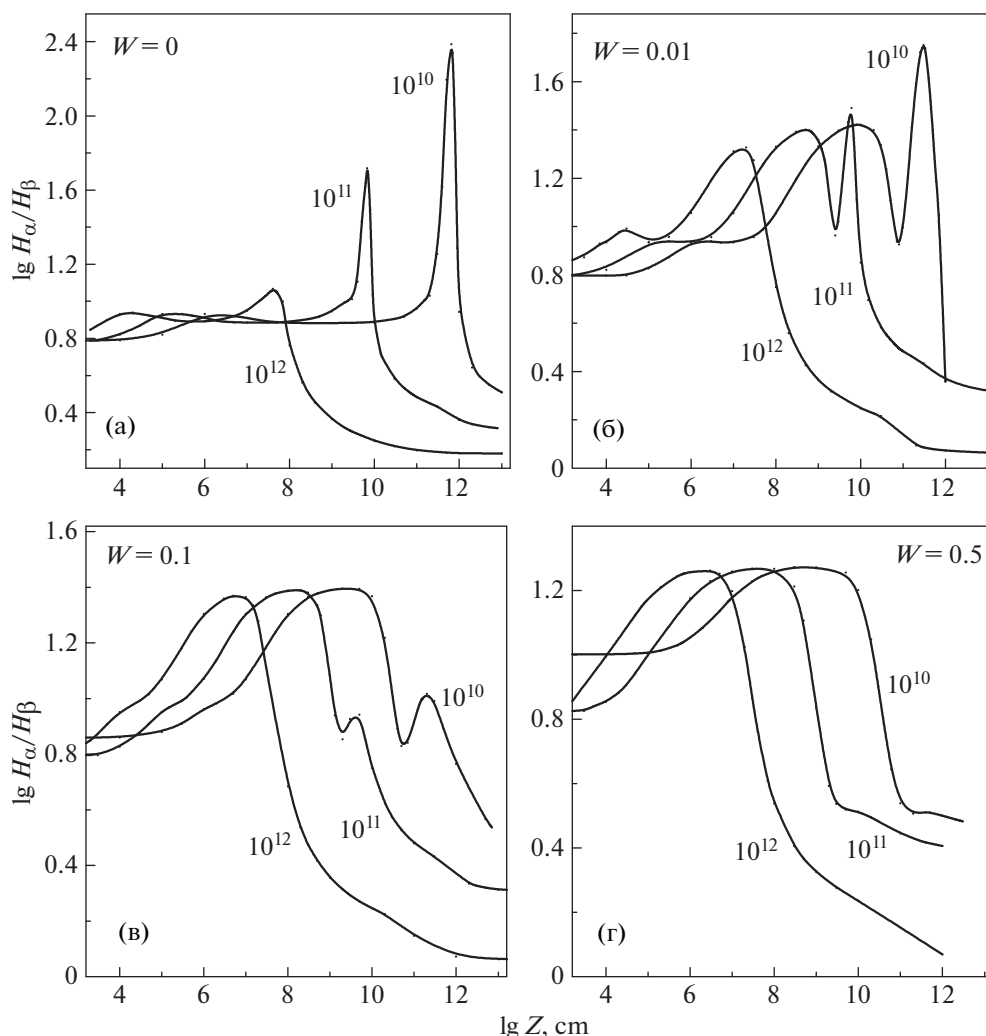


Рис. 1. Зависимость отношения $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ от геометрической толщины слоя газа Z для трех значений N_H : 10^{10} , 10^{11} и 10^{12} cm^{-3} и четырех значений коэффициента дилуции $W = 0, 0.01, 0.1$ и 0.5 . Параметры моделей: $T_* = 4000$ К, $T_e = 10^4$ К.

толщина слоя в линии L_α увеличилась примерно в 7 раз, тогда как оптическая толщина в линии H_α выросла почти в 3000 раз. Такое резкое несоответствие в изменениях оптических толщин в частотах этих двух линий обусловлено нелинейными свойствами системы уравнений стационарности и ионизационного равновесия и той важной ролью, которую начинают играть ионизации атомов электронным ударом с возбужденных уровней. Данные таблицы подтверждают сказанное во Введении о физических условиях, необходимых для появления квазирезонансных состояний: $\tau(L_\alpha) \gg \tau(H_\alpha) > 1$ и $\tau(Pa_\alpha) < 1$. Когда $\tau(Pa_\alpha)$ становится больше единицы, излучение в линиях пашеновской серии начинает запирается, рост отношения $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ прекращается и оно начинает уменьшаться.

Появление внешнего излучения сильно сказывается на квазирезонансных состояниях. В этом случае, как видно из рис. 1, меняется форма зависимости отношения $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ от Z : при $N_H = 10^{10}$ и 10^{11} cm^{-3} вместо одного острого пика мы видим два максимума: широкий максимум и более высокий и узкий пик. При $N_H = 10^{12}$ cm^{-3} остается только один широкий максимум. При $W = 0.5$ острый пик исчезает также и при меньших значениях N_H , и остается только один горб. Его высота практически одинакова при всех трех значениях плотности газа и равна 17. Такое поведение относительных интенсивностей линий $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ отражает наличие двух конкурирующих процессов ионизации газа с возбужденных состояний: внешним излучением и электроны-

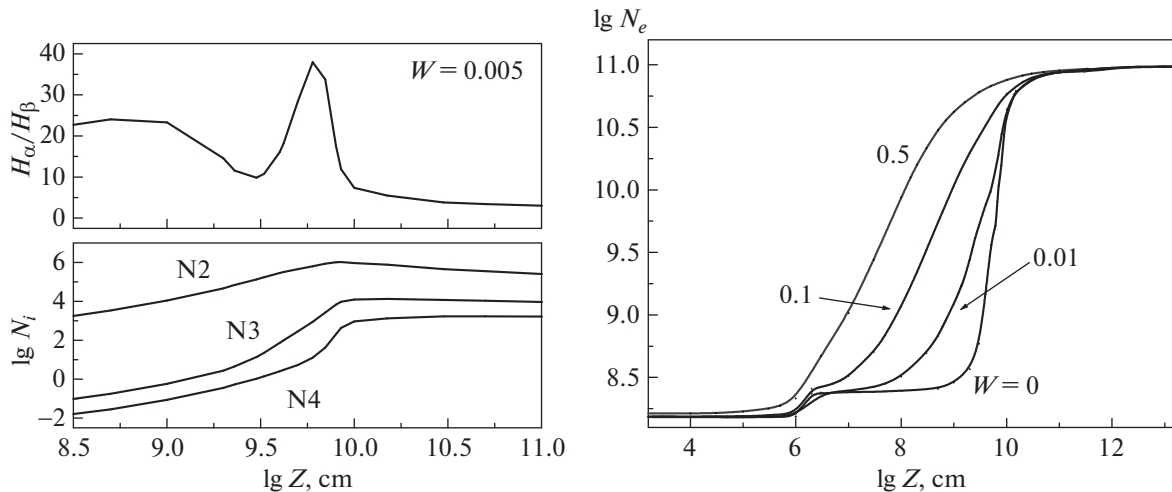


Рис. 2. Поведение населенностей атомных уровней, участвующих в образовании линий – H_{α} и H_{β} (слева внизу). Справа сверху зависимость отношения H_{α}/H_{β} в узком диапазоне Z для $W = 0.005$ и зависимость степени ионизации газа от коэффициента дилуции (справа). В обоих случаях $N_H = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10000 \text{ К}$.

ми ударами. Другое важное отличие от моделей с $W = 0$ состоит в том, что интервалы геометрических толщин слоя, при которых возникают квазирезонансные состояния, в моделях с внешним излучением существенно больше, чем в моделях с чисто ударными возбуждениями и ионизациями.

Ранее было показано [2, 9], что в области значений Z , соответствующих началу резкого увеличения отношения $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta})$, увеличивается степень ионизации водорода за счет ионизаций с возбужденных уровней. Включение внешнего излучения приводит к тому, что электронная концентрация N_e растет с увеличением Z более плавно и в более широком интервале толщин, чем в случае чисто ударной ионизации, когда увеличение N_e происходит очень резко (см. правую часть рис. 2). Из рассмотрения левой части рис. 2 видно, что причиной появления квазирезонансного состояния является разная скорость изменения концентраций атомов в третьем и четвертом состояниях при увеличении толщины слоя Z : сначала быстрее растет N_3 , что вызывает рост отношения $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta})$. Затем ускоренный рост демонстрирует населенность четвертого уровня, что приводит к уменьшению отношения интенсивностей.

На рис. 3 показаны зависимости отношения $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta})$ от толщины слоя Z для трех значений электронной температуры $T_e = 7500, 10000$ и 15000 К при $N_H = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $W = 0$. Видно, что с увеличением T_e область квазирезонансных состояний расширяется, в то время как максимальные отношения интенсивностей $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta})$ умень-

шаются. При $T_e = 7500 \text{ К}$ отношение $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta})$ получается достаточно высоким (~ 10) в широком интервале геометрических толщин Z (от 10^6 до 10^{11} см), пока газ слабо ионизован, и достигает максимума ~ 1000 при $Z \approx 3 \times 10^{12} \text{ см}$.

Для иллюстрации зависимости квазирезонансных состояний от электронной температуры мы построили два дополнительных графика, представленных на рис. 4. В обоих случаях коэффициент дилуции равен нулю. На левом графике показана зависимость отношения $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta})$ от T_e для трех значений N_H . Толщина слоя Z фиксирована и равна 10^{10} см . На правом графике параметры слоя такие же, но сам слой неподвижен. Расчеты водородного спектра для этого случая выполнены с помощью пакета CLOUDY [8]. Видно, что температурная зависимость резонансных состояний в этих двух моделях заметно отличается, что вполне понятно, поскольку радиационные члены, учитывающие дискретные переходы между атомными уровнями, вычисляются разными методами.

На рис. 5 показаны графики, иллюстрирующие поведение относительных интенсивностей первых двух членов лаймановской, бальмеровской и пашеновской серий вблизи квазирезонансного состояния в модели с параметрами $T_e = 10000 \text{ К}$ и $N_H = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при $W = 0$. Видно, что данное состояние возникает на фоне уменьшающегося отношения $I(L_{\alpha})/I(L_{\beta})$, вызванного увеличением оптической толщины газа в линиях лаймановской серии.

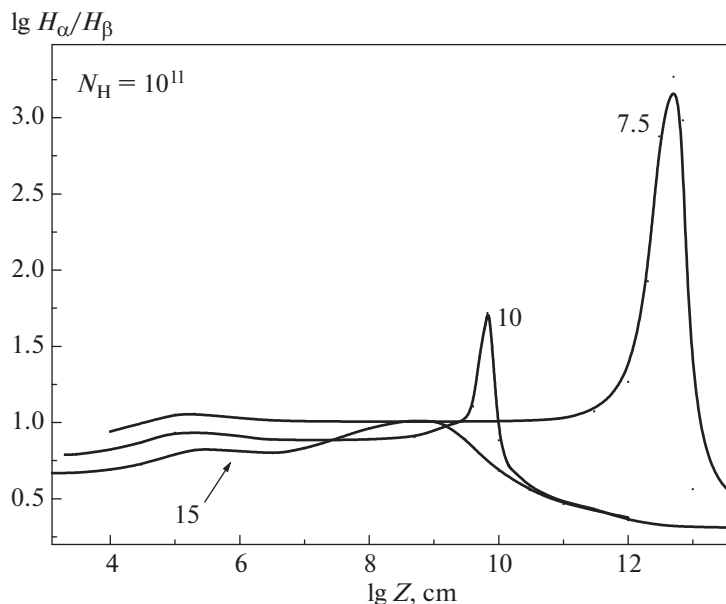


Рис. 3. Влияние электронной температуры газа на отношении $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ при $N_H = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $W = 0$. Значения T_e (цифры на кривых) указаны с точностью до множителя 10^3 .

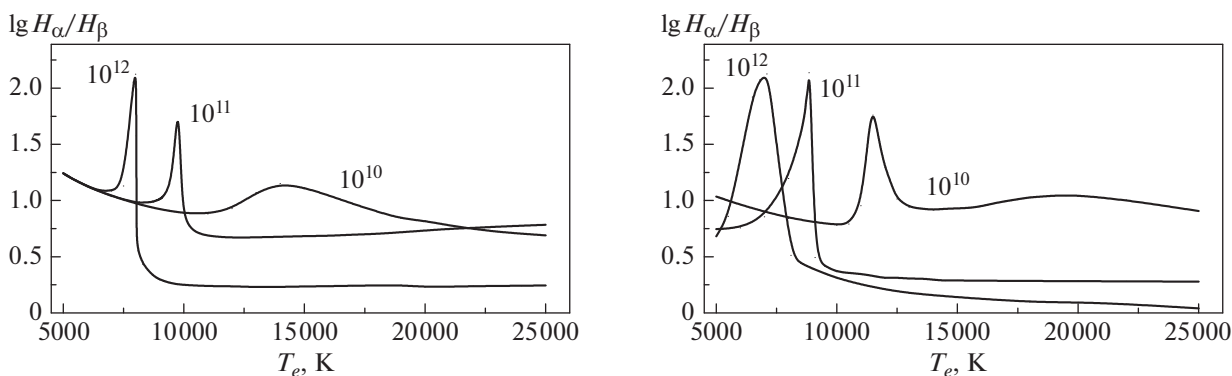


Рис. 4. Зависимость отношения $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ от электронной температуры для толщины слоя $Z = 10^{10} \text{ см}$ и $W = 0$ и трех значений N_H (цифры на кривых). Слева – газ расширяется с градиентом скорости, расчеты выполнены методом Соболева. Справа – газ неподвижен, расчет водородного спектра выполнен с помощью программы GLOUDY.

На рис. 6 показаны те же относительные интенсивности линий, что и на рис. 5, но в более широком интервале значений Z для трех значений коэффициента дилуции. Видно, что во всех трех случаях наиболее сильные изменения относительных интенсивностей линий происходят при $Z \sim 10^{10} \text{ см}$, когда начинают играть важную роль ионизации атомов с возбужденных состояний.

Представленные выше расчеты показывают, что квазирезонансные состояния водородного газа с аномально высокими отношениями интен-

сивностей $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ появляются при больших оптических толщинах излучающей области в частотах линии H_α независимо от того, неподвижен газ или движется с градиентом скорости. В этих условиях газ близок к состоянию термализации, но еще не достиг его. Все эти расчеты выполнены для простого случая, когда слой газа изотермичен и однороден. В астрофизических средах мы имеем дело с более сложными ситуациями, когда газ неизотермичен и неоднороден. Поэтому возникает вопрос: а могут ли в реальных ситуациях на-

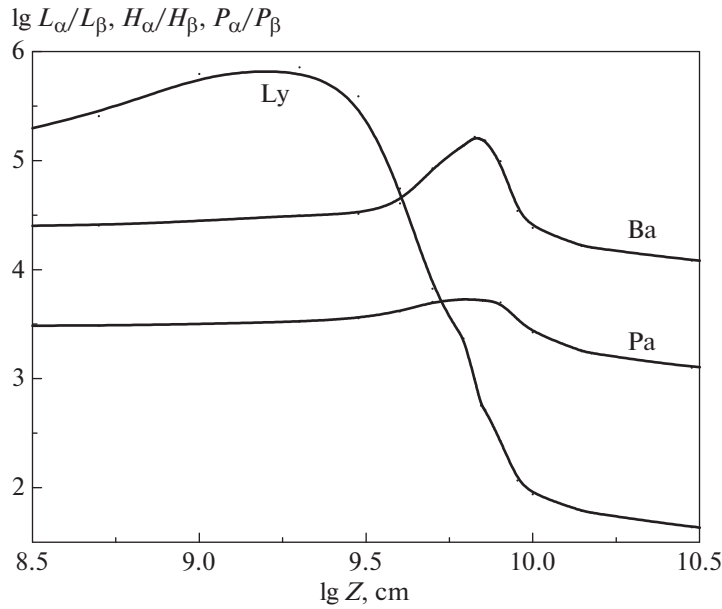


Рис. 5. Относительные интенсивности первых двух членов лаймановской, бальмеровской и пашеновской серий вблизи квазирезонансного состояния в модели с параметрами $T_e = 10\,000\text{ K}$, $N_H = 10^{11}\text{ cm}^{-3}$ при $W = 0$. Шкалы интенсивностей для $\lg(I(H_\alpha)/I(H_\beta))$ и $\lg(I(P_\alpha)/I(P_\beta))$ смещены на 3.5 и 3 соответственно.

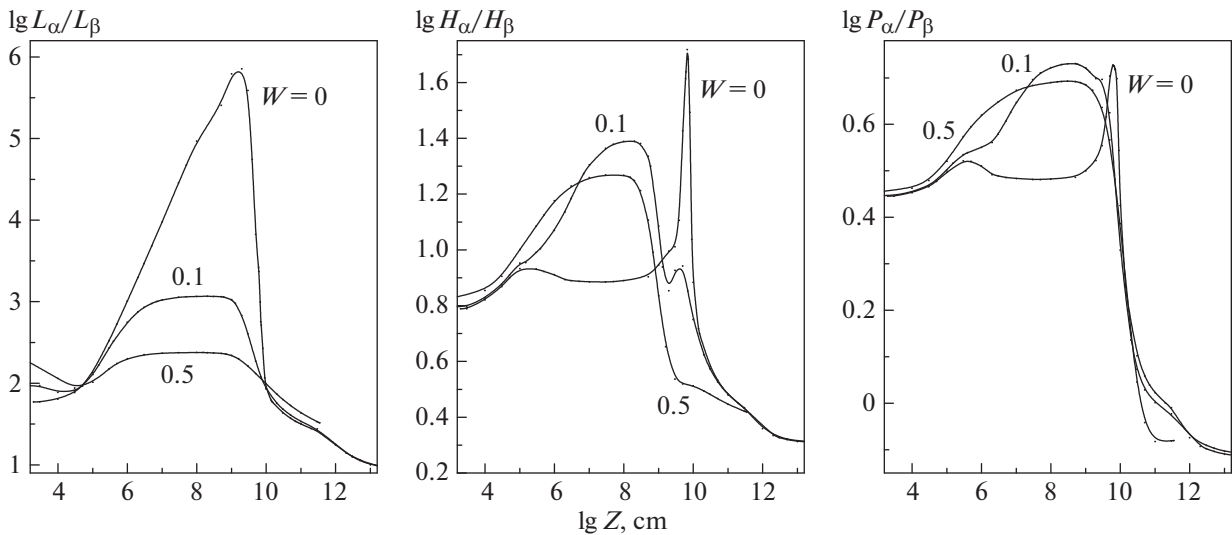


Рис. 6. Относительные интенсивности первых двух членов лаймановской, бальмеровской и пашеновской серий вблизи квазирезонансного состояния в модели с параметрами $T_e = 10\,000\text{ K}$, $N_H = 10^{11}\text{ cm}^{-3}$ для значений $W = 0, 0.1$ и 0.5 .

блюдаться anomalно высокие отношения интенсивностей линий H_α и H_β ?

3.1. Магнитосферы звезд типа T Тельца

Согласно Хартманну и др. [10] плотность аккрецирующего газа при темпе аккреции порядка

$10^{-7} - 10^{-8} M_\odot/\text{год}$ достигает вблизи звезды типа T Тельца значений порядка $10^{11} - 10^{12}\text{ cm}^{-3}$ на характерной пространственной шкале порядка 10^{11} cm . Температура газа в этой области порядка $7000 - 8000\text{ K}$. Скорость падения газа у поверхности звезды порядка 500 km/s . Эти условия

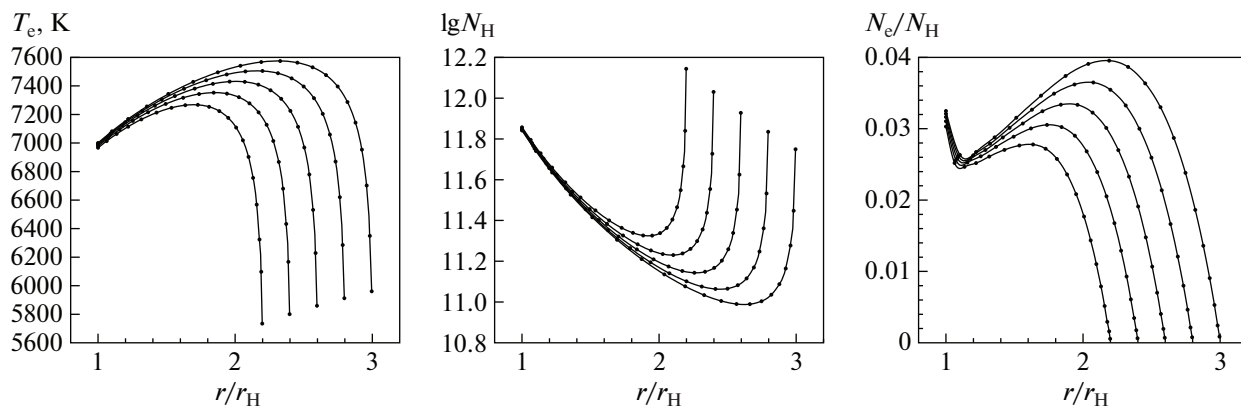


Рис. 7. Распределение температуры (слева), концентрации атомов водорода (в центре) и степени ионизации газа (справа) в модели магнитосферы при темпе аккреции $10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$.

близки к рассмотренным выше, при которых следует ожидать аномально высоких отношений $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta})$.

Используя описанный в статье Дмитриева и др. [11] алгоритм расчета водородного спектра, образующегося в магнитосфере звезды типа Т Тельца, мы рассчитали интенсивности и профили линий H_{α} и H_{β} для трех моделей магнитосферной аккреции с темпом аккреции от 10^{-9} до $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$. Параметры звезды: $T_{*} = 4000$ К, $R_{*} = 2R_{\odot}$, $M_{*} = 0.8M_{\odot}$. Звезда вращается со скоростью 15 км/с. Ось магнитного диполя совпадает с осью вращения звезды. Угол между лучом зрения и осью магнитосферы равен 45° . При расчетах состояния возбуждения и ионизации газа были использованы параметры магнитосферы и функции нагрева и охлаждения газа из работы [10]².

В качестве примера на рис. 7 показано поведение электронной температуры, концентрации атомов водорода и степени ионизации газа при его движении вдоль силовых линий дипольного магнитного поля. Темп аккреции принят равным $10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$. Изменение плотности газа с приближением к звезде вызвано: на периферии магнитосферы — увеличением скорости его движения, вблизи звезды — сгущением магнитных силовых линий при приближении к магнитным полюсам. Именно этим фактором объясняется немонотонный ход плотности с расстоянием r на рис. 7. Поведение температуры газа является зеркальным отражением изменения плотности: по мере при-

ближения к звезде нагрев газа до температуры порядка 8000 К сменяется небольшим понижением температуры, вызванным резким увеличением функции охлаждения. Изменение степени ионизации газа обусловлено изменениями его температуры и плотности. Исключением является область магнитосферы вблизи звезды: рост степени ионизации атомов водорода в этой области обусловлен ионизациями излучением звезды со второго и более высоких атомных уровней. В рассмотренных в предыдущих разделах простых моделях аналогичный эффект показан на правом графике рис. 2.

Рассчитанные для этой модели профили линий H_{α} и H_{β} показаны в левой части рис. 8. Оба профиля нормированы на прилегающий к линиям континуум. Справа показаны отношения интенсивностей $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta})$ на частотах профилей линий, рассчитанные для трех значений темпа аккреции. Видно, что аномально высокие отношения интенсивностей получаются в модели с умеренным значением темпа аккреции ($10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$). В этом случае максимальное значение $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta}) \sim 17$. В модели с темпом аккреции $10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ отношение интенсивностей линий H_{α} и H_{β} систематически меньше, чем в предыдущем случае, но все еще остается аномально высоким. При темпе аккреции $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ газ почти полностью термализован. Поэтому отношение интенсивностей этих линий близко к значениям порядка нескольких единиц, которые достигаются после прохождения максимума на рис. 1. Заметим, что при высоком темпе аккреции большой вклад в эмиссионные спектры молодых звезд дает дисковый ветер (см. напр., [13]), термодинамические характеристики которого обычно далеки от состояния термализации.

² Ультрафиолетовое и рентгеновское излучение аккреционных пятен не учитывалось, поскольку оно поглощается в очень тонком слое падающего на звезду газа [12] и не оказывает большого влияния на интенсивности водородных линий.

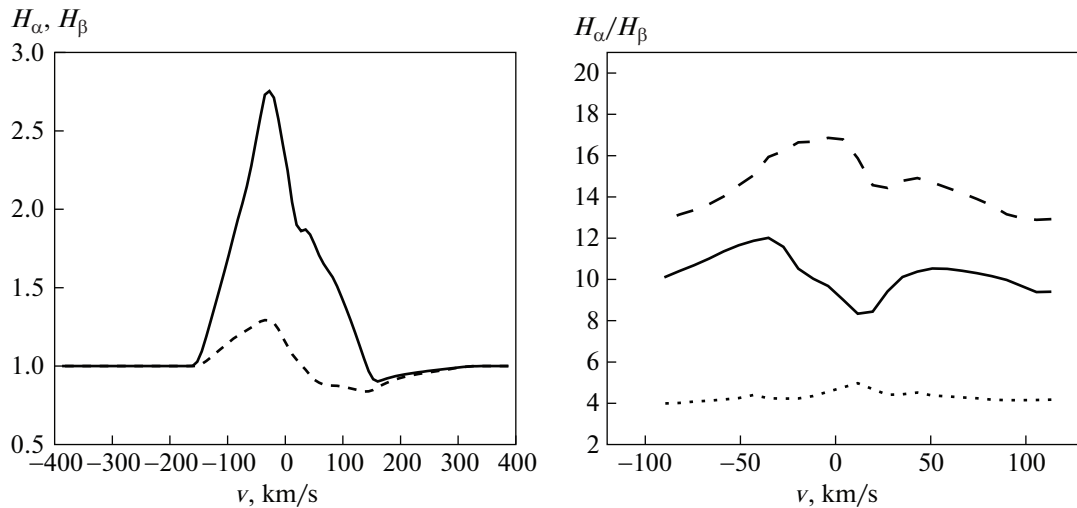


Рис. 8. Слева – профили линий H_α (сплошная линия) и H_β (штриховая линия) в модели магнитосферной аккреции на звезду солнечного типа. Справа – отношение $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ в контуре линий для трех значений темпа аккреции: $10^{-8} M_\odot/\text{год}$ (штриховая линия), $10^{-9} M_\odot/\text{год}$ (сплошная линия) и $10^{-7} M_\odot/\text{год}$ (пунктирная линия).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье введено понятие квазирезонансного состояния атома водорода. В этих состояниях кванты в линии H_α могут сохраняться при многократных рассеяниях, в результате чего возможно появление anomalно высоких относительных интенсивностей $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$. Такие условия, как показали расчеты, появляются вблизи состояния термализации атомных уровней и могут наблюдаться в магнитосферах звезд типа Т Тельца при умеренных значениях темпа аккреции, порядка $10^{-8} M_\odot/\text{год}$.

Другим объектом, где возможно появление квазирезонансных состояний, является расширяющаяся Вселенная в эпоху рекомбинации водорода, когда первичный газ стал оптически тонким за бальмеровским скачком, но еще оставался оптически толстым в частотах бальмеровских линий. Согласно расчетам Рубино-Мартин и др. [14] основная часть излучения Вселенной в эту эпоху в линиях бальмеровской серии была сосредоточена в линии H_α . Используя данные [14], мы нашли, что вклад линии H_α в полное излучение бальмеровской серии составлял около 88%. При этом отношение $I(H_\alpha)/I(H_\beta) \approx 14$, что характерно для квазирезонансного состояния газа.

В заключение следует отметить, что в литературе время от времени появляются сообщения о наблюдениях anomalно высоких отношений интенсивностей $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ в спектрах разных астрофизических объектов (см., напр., [15]). Обычно их пытаются объяснить селективным поглощением околозвездной пыли. Результаты нашей ра-

боты показывают, что такие anomalии могут быть реализованы в средах оптически толстых в частотах субординатных линий без какого-либо участия околозвездной пыли.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Н.К. благодарит за поддержку программу развития МГУ “Ведущие научные школы: Физика звезд, релятивистских объектов и галактик”.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензенту за полезные советы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. П. Гринин, Н. А. Катыева, Изв. Крымской астрофиз. обсерв. **62**, 66 (1980).
2. Н. А. Катыева, Т. А. Ермолаева, В. П. Гринин, Астрофизика **60**, 579 (2017).
3. D. E. Osterbrock, *Astrophysics of Gaseous Neddulae* (San Francisco: W. H. Freeman and Co. Press, 1974).
4. W. E. Kunkel, *Astrophys. J.* **161**, 503 (1970).
5. P. E. Гершберг, Э. Э. Шноль, Изв. Крымской астрофиз. обсерв. **50** (2), 122 (1974).
6. S. A. Drake and R. K. Ulrich, *Astrophys. J. Suppl.* **42**, 351 (1980).
7. В. В. Соболев, *Астрон. журн.* **34**, 694 (1957).

8. *G. J. Ferland, R. L. Porter, P. A. M. Van Hoof, R. J. R. Williams, et al.*, *Revista Mexicana Astron. Astrof.* **49**, 137 (2013).
9. *N. A. Katysheva and V. P. Grinin*, in *Radiation mechanisms of astrophysical objects: classics today*, Proc. of the conference in honor of the 100th birthday of Academician V. V. Sobolev, held at St. Petersburg on September 21–25, 2015, edited by V. P. Grinin, H. Harutyunian, V. B. Ilin, A. F. Kholtygin, and A. Nikoghossian (Yerevan: Edit Print, 2017), p. 198.
10. *L. Hartmann, R. Hewett, and N. Calvet*, *Astrophys. J.* **426**, 669 (1994).
11. *Д. В. Дмитриев, В. П. Гринин, Н. А. Катыева*, *Письма в Астрон. журн.* **45**, 422 (2019).
12. *A. Dodin*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 4367 (2018).
13. *G. F. Gahm, P. P. Petrov, L. V. Tambovsteva, V. P. Grinin, H. C. Stempels, and F. M. Walter*, *Astron. and Astrophys.* **614**, id. A117 (2018).
14. *J. A. Rubino-Martin, J. Chluba, and R. A. Sunyaev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **371**, 1939 (2006).
15. *M. Soraisam, Ch.-H. Lee, G. Narayan, T. Matheson, et al.*, *Astron. Telegram* 12980 (2019).

УДК 524.52

ДИФФУЗНЫЙ ИОНИЗОВАННЫЙ ГАЗ В НАПРАВЛЕНИЯХ НА ОСТАТОК СВЕРХНОВОЙ Kes 79 И ПУЛЬСАР В1849+00

© 2020 г. А. В. Пынзарь^{1, *}

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

*e-mail: pynz@prao.ru

Поступила в редакцию 24.03.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

Принята к публикации 30.04.2020 г.

На основе пространственной корреляции между распределениями диффузного ионизованного газа (ДИГ) и областей НП в Галактике и литературных данных наблюдений галактического фона в линии H166 α проводится исследование сильной неоднородности ДИГ в направлении долготы 33.5° вблизи плоскости Галактики, где объекты, расположенные на близких угловых расстояниях друг от друга, имеют сильно различающиеся наблюдаемые параметры, обусловленные ДИГ. Показано, что отсутствие завала спектра на частоте 30.9 МГц у остатка сверхновой Kes 79 (G33.6+0.1) объясняется тем, что между ним и наблюдателем находится незначительное количество ионизованного газа. Большое значение уширения импульсов пульсара В1849+00 ($\tau_{\text{psr}} = 0.86$ с на частоте 1 ГГц), расположенного на угловом расстоянии 10' от центра Kes 79 объясняется двумя факторами. Во-первых, в направлении на пульсар расположена область НП (G33.46+0.06) с мерой эмиссии около 2900 пк/см⁶, которая дает вклад в меру дисперсии пульсара менее 32% и около 50% в уширение его импульсов, при том, что значение меры эмиссии ионизованного газа, расположенного между наблюдателем и пульсаром, ≈ 6150 пк/см⁶. Во-вторых, наибольший вклад в уширение его импульсов дает ионизованный газ, расположенный примерно на середине расстояния между пульсаром и наблюдателем, что согласуется с теорией рассеяния. Остаток сверхновой Kes 79, который расположен ближе к наблюдателю, чем пульсар В1849+00, не оказывает заметного влияния на рассеяние излучения пульсара и компактного внегалактического источника В1849+005. Установлено, что расстояние до пульсара В1849+00 находится в пределах от 9.8 до 11.5 кпк.

DOI: 10.31857/S0004629920090030

1. ВВЕДЕНИЕ

В направлении долготы 33.5° вблизи плоскости Галактики наблюдается сильная неоднородность диффузного ионизованного газа (ДИГ). Объекты, расположенные на близких угловых расстояниях друг от друга, имеют сильно различающиеся наблюдаемые параметры, обусловленные диффузным ионизованным газом. В этом направлении наблюдается остаток сверхновой (ОСН) Kes 79 (G33.6+0.1) [1]. На угловом расстоянии 10' от его центра наблюдается пульсар В1849+00 (G33.5+0.02) с мерой дисперсии 787 пк/см³ и уширением импульсов 0.86 с [2] на частоте 1 ГГц. Уширение импульсов у этого пульсара является вторым по величине в Галактике после пульсара J1745-2900, расположенного вблизи галактического центра [3]. На угловом расстоянии 16' от центра остатка сверхновой Kes 79 наблюдается компактный внегалактический радиоисточник В1849+005 (G33.5+0.2) [1], у

которого угол рассеяния на частоте 1 ГГц равен 0.50" [4]. Угол рассеяния этого источника является четвертым по величине среди внегалактических радиоисточников [5], исключая источники, наблюдаемые в направлениях, близких к центру Галактики [6]. Сказанное свидетельствует, что в направлениях на пульсар В1849+00 и внегалактический радиоисточник В1849+005 имеются области ДИГ с большой электронной концентрацией. В то же время у остатка сверхновой Kes 79 на самой низкой частоте 30.9 МГц, на которой он наблюдался, не обнаружен завал спектра, обусловленный поглощением его излучения ионизованным газом [7, 8], что свидетельствует о незначительном количестве ионизованного газа между ним и наблюдателем. В данной работе проводятся исследования ионизованного газа в направлениях на эти объекты.

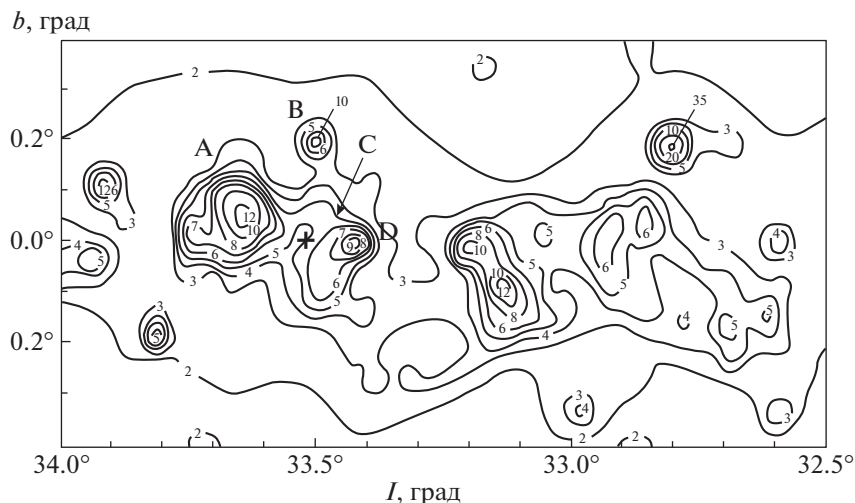


Рис. 1. Фрагмент карты из обзора плоскости Галактики в интервале галактических долгот 32.5° – 34° , проведенного на Боннском 100-м радиотелескопе на частоте 4875 МГц [9]. Контурная единица равна 0.1 Ян или 0.2 К, разрешение – $2.6'$. Буквами обозначены следующие объекты: А – остаток сверхновой Kes 79, В – внегалактический источник V1849+005, С – HII-область G33.46+0.06, D – HII-область G33.418-0.04, крестиком обозначен пульсар V1849+00.

2. РАДИОИСТОЧНИКИ ВБЛИЗИ ДОЛГОТЫ 33.5° И МЕРА ЭМИССИИ ФОНА В НАПРАВЛЕНИЯХ НА НИХ

На рис. 1 показан фрагмент карты из обзора галактической плоскости, проведенного на Боннском 100-м радиотелескопе на частоте 4875 МГц [9]. Контурная единица равна 0.1 Ян или 0.2 К, разрешение – $2.6'$. На рисунке видно, что вблизи долготы 33.5° наблюдается скопление из пяти радиоисточников. Буквами обозначены следующие источники: А – остаток сверхновой Kes 79, В – внегалактический источник V1849+005, С – HII-область G33.46+0.06, D – HII-область G33.418-0.04. Крестиком обозначен пульсар V1849+00.

Используя данные измерений фона Галактики на частотах 1.4, 2.7, 5 и 10 ГГц [9–14] и методику, изложенную в работах [5, 6], при предположении, что электронная температура $T_e = 7000$ К [15], в направлениях некоторых из этих объектов мы определили меру эмиссии EM. Значения меры эмиссии равны 4500 ± 600 пк/см⁶, 6900 ± 500 пк/см⁶ и 3300 ± 400 пк/см⁶ в направлениях на остаток сверхновой Kes 79, пульсар V1849+00 и внегалактический источник V1849+005 соответственно. Эти значения меры эмиссии обусловлены ионизованным газом на протяжении всей Галактики в направлениях на источники.

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА В НАПРАВЛЕНИИ НА ОСТАТОК СВЕРХНОВОЙ KES 79

3.1. Мера эмиссии и электронная концентрация газа, расположенного между OCH Kes 79 и наблюдателем

Поскольку у остатка сверхновой Kes 79 не обнаружен низкочастотный завал спектра [7.8], представляет интерес определить меру эмиссии и значение электронной концентрации ионизованного газа, расположенного между наблюдателем и этим OCH. Для этого нужно знать оптическую толщину этого газа τ_{snr} , его электронную температуру и расстояние до остатка сверхновой. Оптическая толщина оценивается из наблюдений завала спектра на низких частотах [7].

Поскольку спектры остатков сверхновых – степенные [7], значения τ_{snr} определяются путем сравнения наблюдаемых значений плотностей потока на низких частотах этих объектов со спектрами, построенными на более высоких частотах и продолженными линейно (в логарифмическом масштабе) до низких частот.

Наблюдаемые S_{H} и истинные S_0 значения плотностей потоков остатков сверхновых на частоте ν связаны соотношением

$$S_{\text{H}} = S_0 e^{-\tau}, \quad (1)$$

где значение оптической толщины $\tau = \tau_{\text{snr}}$ на частоте ν связано с электронной температурой T_e и

мерой эмиссии EM ионизованной среды соотношением [16]:

$$\tau_{\text{sn}} = 0.0835 T_e^{-1.35} (\text{K}) v^{-2.1} (\text{ГГц}) \text{EM} (\text{пк/см}^6). \quad (2)$$

По формуле (2) определим значение меры эмиссии ионизованного газа, расположенного между остатком сверхновой Kes 79 и наблюдателем. Предполагая значение $T_e = 7000 \text{ K}$ [15] и взяв τ_{snr} на самой низкой частоте 30.9 МГц, на которой наблюдался остаток сверхновой [7], равным $\tau_{\text{snr}} \leq 0.3 \pm 0.2$ [7, 8], получим по формуле (2), что мера эмиссии ионизованного газа, расположенного между ним и наблюдателем, $\text{EM} \leq 400 \pm 250 \text{ пак/см}^6$, что значительно меньше указанного выше значения меры эмиссии газа на протяжении всей Галактики в этом направлении ($4500 \pm 600 \text{ пак/см}^6$). Поскольку этот ОСН находится на достаточно большом расстоянии $\approx 7 \text{ кпк}$ [8, 17] и мера эмиссии газа в пространстве между ним и наблюдателем $\leq 400 \text{ пак/см}^6$, приходим к выводу, что ионизованный газ, расположенный между ним и наблюдателем, довольно разреженный.

Оценим значение электронной концентрации этого газа. По мере эмиссии и расстоянию до этого объекта находим среднеквадратичное значение электронной концентрации $(\langle N_e^2 \rangle)^{0.5} \leq 0.24 \text{ см}^{-3}$. Взяв фактор заполнения для электронов в этом направлении ≈ 0.1 [18], получим, что среднее значение электронной концентрации газа, расположенного между остатком сверхновой Kes 79 и наблюдателем, $\leq 0.024 \text{ см}^{-3}$. Как будет показано ниже, эти данные подтверждаются как наблюдениями НП-областей [19], так и наблюдениями теплового излучения фона Галактики в рекомбинационных линиях [20–23].

3.2. Распределение диффузного ионизованного газа в направлении на ОСН Kes 79

В работах [20–31] показано, что существует высокая пространственная корреляция между распределениями областей НП и ДИГ. Была выдвинута гипотеза [28–30], что часть L_c -квантов (квантов с длиной волны $< 912 \text{ ангстрем}$) из-за неоднородного распределения газа в областях НП уходит в межзвездное пространство [28, 29]. Благодаря неоднородному распределению нейтрального водорода и наличию в среде горячих коридоров и сверхоболочек, в которых температура $T \approx 10^6 \text{ K}$ и электронная концентрация $N_e \approx 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ [32], эти фотоны уходят далеко от их места рождения и способны ионизовать газ на больших расстояниях от источников ионизации [28, 29].

На основе упомянутой корреляции и данных наблюдений теплового фона Галактики определим параметры ДИГ в направлении остатка сверхновой Kes 79. Для этого мы используем ка-

талог областей НП [19] и данные наблюдений фона Галактики в линии H166 α [20].

Из каталога областей НП [19] были выбраны источники, у которых измерены скорости V , определены расстояния D и параметры возбуждения U . Расстояния определены, используя кривую вращения Галактики с $V_0 = 220 \text{ км/с}$, и расстоянием до галактического центра $R_0 = 8.5 \text{ кпк}$ [33]. Сначала были определены значения угловых расстояний ϕ и прицельных расстояний p для каждой области НП до луча зрения в данном направлении. Затем для каждой области НП с параметром возбуждения U были определены значения отношения $a = U^3/p^2$.

Параметр a пропорционален плотности потока L_c -квантов от данной области НП, которые достигли данного луча зрения. Рассматривались только области НП, расположенные в радиусе 5° от направления на остаток сверхновой. Анализ показывает, что вклад областей НП, расположенных на угловых расстояниях больше 5° от указанного направления, составляет меньше 1%–3%. Более подробно методика выбора областей НП из каталога [19] изложена в [31].

Поиск связи между областями НП и ДИГ проводился путем сравнения распределений областей НП и антенной температуры фона T_A в линии H166 α в координатах скорость – галактическая долгота (рис. 2, 4). Так как T_A и параметр возбуждения областей НП пропорциональны мере эмиссии фона [22, 23, 32], то такое сравнение оправдано. Данные измерений яркости фона в линии H166 α получены на широте $b = 0^\circ$ для галактических долгот 4° – 46° с интервалом по долготе 1° в работе [20] с разрешением $21'$. Данные о НП-областях получены вблизи частот 5 и 8.6 ГГц [19].

Данные о распределении антенной температуры фона в линии H166 α в координатах скорость – галактическая долгота в интервале долгот 30° – 36° взяты из [20] и приведены на рис. 2. Цифры около изофот на рис. 2 обозначают антенную температуру фона в линии H166 α в градусах Кельвина. Как в [19], так и в [20] скорости приведены к локальному стандарту покоя.

На рис. 3 показана линия H166 α , наблюдавшаяся автором [20] в направлении долготы 33° на широте $b = 0^\circ$. Из анализа данных, приведенных на рис. 2 и 3, следует, что тепловое излучение фона Галактики в направлении долгот $32^\circ 5'$ – $33^\circ 5'$ довольно слабое на скоростях $< 75 \text{ км/с}$. При скоростях $> 75 \text{ км/с}$ излучение фона резко возрастает, достигая максимума при скорости около 100 км/с [20, 22].

На рис. 4 показано распределение областей НП в координатах скорость–расстояние в радиусе 5° от направления на ОСН Kes 79. Значения параметра a на рис. 4 обозначены различными значка-

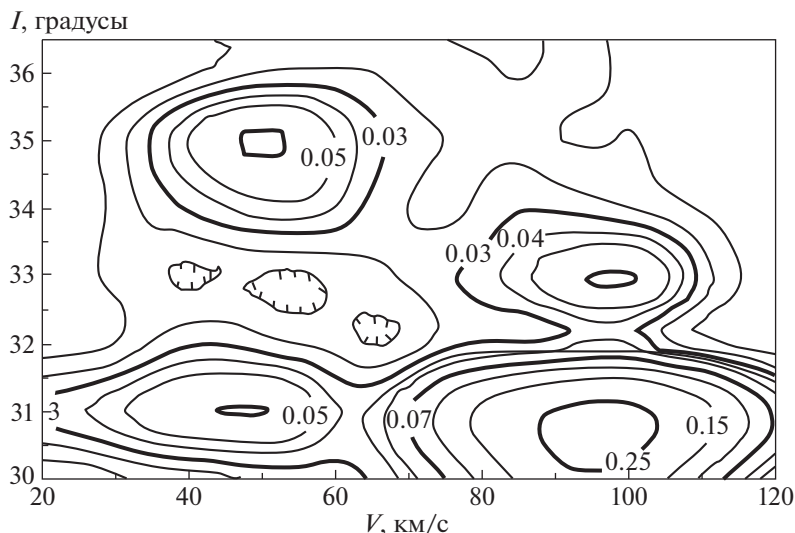


Рис. 2. Распределение антенной температуры фона в линии N166α в координатах скорость – галактическая долгота для галактических долгот $l = 30^\circ - 36^\circ$ и $b = 0^\circ$. Цифры около изофот обозначают антенную температуру фона в линии N166α в кельвинах. Данные взяты из работы [20].

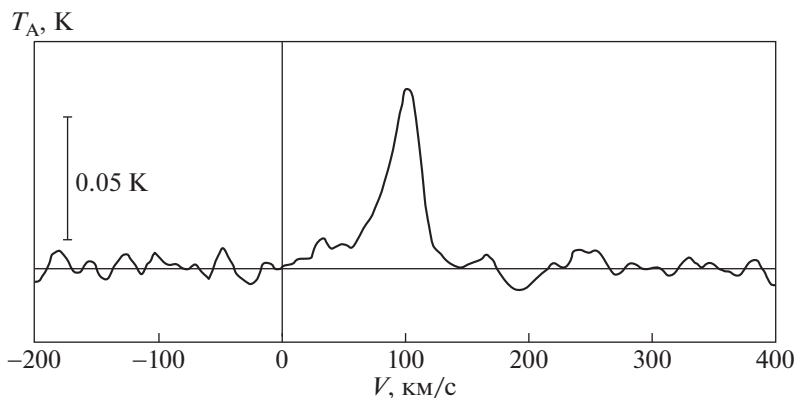


Рис. 3. Спектральная линия N166α в плоскости Галактики ($b = 0$) на долготе 33° . Рисунок взят из работы [20].

ми. Вертикальные черточки соответствуют значениям параметра $a > 100$ пк/см⁶, крестики – $a = 10 - 100$ пк/см⁶, темные кружочки – $a = 1 - 10$ пк/см⁶. Слабые области НII с параметром $a < 1$ пк/см⁶ были отброшены с целью получения более четкой картины распределения наиболее ярких источников по расстояниям.

В работе [17] показано, что Kes 79 находится на расстоянии 7.1 кпк, а в [8] утверждается, что этот остаток сверхновой расположен либо на расстоянии 6.5 кпк, либо на расстоянии 7.5 кпк. Мы предполагаем, что остаток сверхновой Kes 79 расположен на расстоянии 6.5 кпк. Если бы этот ОСН находился на расстоянии 7.5 кпк, у него был бы значительный завал спектра на низких частотах из-за поглощения ионизованным газом вбли-

зи ярких областей НII, расположенных на расстоянии около 7 кпк (рис. 4) вблизи тангенциальной точки на скоростях ≈ 100 км/с, где наблюдается максимум излучения в линии N166α [20, 22].

Таким образом, отсутствие завала спектра у остатка сверхновой Kes 79 обусловлено тем, что между этим объектом и наблюдателем расположено слишком мало ионизованного газа. Это подтверждается как наблюдениями интенсивности фона в линии N166α (рис. 2, 3), где на скоростях < 75 км/с излучение в этой линии довольно слабое, так и отсутствием низкочастотного завала спектра у близкого к Kes 79 остатка сверхновой Kes 78 (G32.8-0.1), который находится на расстоянии 4.8 кпк [34] и расположен от Kes 79 на угловом расстоянии 0.8° .

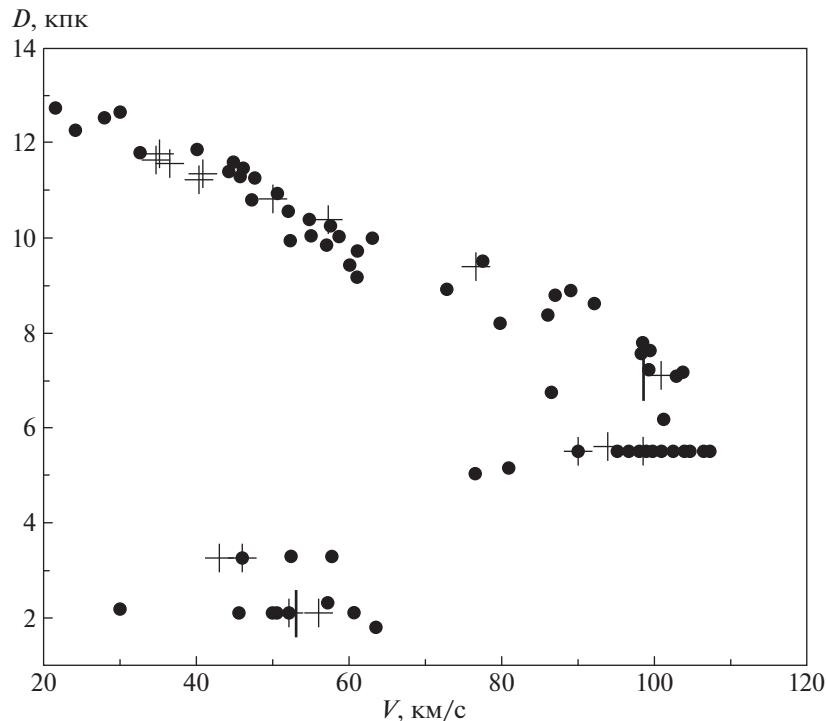


Рис. 4. Распределение областей НII в координатах скорость – расстояние в направлении остатка сверхновой Kes 79 (G33.6+0.1). Значения параметра $a = U^3/p^2$ обозначены различными значками: вертикальные черточки соответствуют значениям параметра $a > 100$ пк см⁻⁶, крестики – $a = 10$ – 100 пк см⁻⁶, темные кружочки – $a = 1$ – 10 пк см⁻⁶.

Взяв для остатка сверхновой Kes 78 $\tau_{\text{snr}} \leq 0.2$ на частоте 30.9 МГц [7] и предполагая значение $T_e = 7000$ К [15], получим по формуле (2), что значения меры эмиссии ионизованного газа, расположенного между остатком сверхновой Kes 78 и наблюдателем, $EM \leq 250$ пк/см⁶.

Отсутствие низкочастотного завала спектра у Kes 78 свидетельствует также о том, что скопление областей НII, расположенное на расстоянии 2–4 кпк (рис. 4, 5), дает незначительный вклад в ионизацию газа в направлениях долгот 32.8° – 33.6° .

В интервале скоростей 28–75 км/с на рис. 4 видны два скопления областей НII, одно из которых находится на расстоянии 2–4 кпк, а другое – на расстоянии 9–12 кпк. В направлении первого скопления наблюдается повышенная концентрация нейтрального водорода, о чем можно судить по наличию самой сильной детали в спектрах поглощения в линии 21 см в направлениях на ОСН Kes 79, пульсар В1849+00, внегалактические источники В1849+005 и В1850+009 [1]. Поскольку распределение газа коррелирует с распределением пыли, нельзя исключить и наличие повышенной концентрации пыли вблизи этих областей НII. Такое предположение объяснило бы и факт отсутствия в этих направлениях оптических областей НII [35, 36]. В связи с этим можно предпола-

гать, что излучение от областей НII этого скопления не доходит до луча зрения в направлении на ОСН Kes 79, поэтому слабое излучение в линии Н166 α на скоростях < 75 км/с обусловлено скорее всего ионизованным газом, находящимся на расстояниях от 9 до 12 кпк (рис. 4).

4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДИГ В НАПРАВЛЕНИИ НА ПУЛЬСАР В1849+00

4.1. Расстояние до пульсара В1849+00 по наблюдениям поглощения в линии 21 см

Поскольку угловое расстояние между ОСН Kes 79 и пульсаром В1849+00 составляет только около $10'$, можно предполагать, что распределения областей НII в направлениях на эти объекты идентичны. На основании вышеизложенного можно утверждать, что в направлении долготы 33.5° основной вклад в излучение ДИГ в линии Н166 α [20, 22], уширение импульсов пульсара В1849+00 и угол рассеяния внегалактического источника В1849+005 дает ионизованный газ, расположенный в интервале расстояний 5.5–9.5 кпк от наблюдателя. Как указано выше, мера эмиссии в направлении на пульсар В1849+00, обусловленная газом на протяжении всей Галактики в этом направлении, равна 6900 ± 500 см⁻³. Для исследования распределения ДИГ в направ-

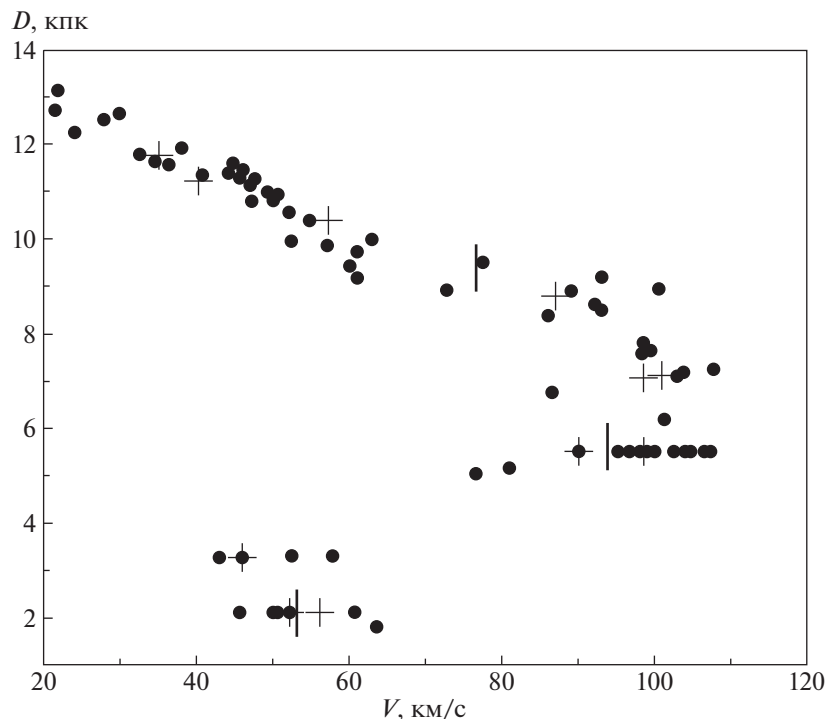


Рис. 5. Распределение областей НII в координатах скорость – расстояние в направлении пульсара В1849+00 (G33.52+0.017). Обозначения параметра a такие же, как на рис. 4.

лении на пульсар важно знать расстояние до него. Это нужно, чтобы понять, какое количество ярких областей НII (рис. 5) расположены между наблюдателем и пульсаром и какова интенсивность излучения газа, ионизованного ими (рис. 2, 3).

Впервые расстояние до пульсара В1849+00 было оценено в работе [37] по наблюдениям поглощения в линии 21 см. Авторы этой работы дают оценку расстояния до пульсара 8–22 кпк при предположении, что расстояние до центра Галактики равно 10 кпк. Однако существуют другие интерпретации этих наблюдений [38, 39].

В работе [38] приводят оценку расстояния до этого пульсара от 7.1 ± 1.2 кпк до 16.6 ± 0.9 кпк, тогда как авторы [39] считают, что расстояние до него равно 8 ± 2 кпк. В этих двух работах принималось, что расстояние до центра Галактики $R_0 = 8.5$ кпк. Как показано в [37], пульсар расположен дальше тангенциального расстояния, которое при $R_0 = 8.5$ кпк ≈ 7 кпк (рис. 4, 5).

Оценим расстояние до пульсара В1849+00 другим методом. Для этого мы используем данные наблюдений поглощения нейтральным водородом на волне 21 см излучения этого пульсара, внегалактического источника В1849+005 и остатка сверхновой Kes 79, используя методику, предложенную авторами работы [1]. В этой работе предложено оценивать расстояния до галактических источников, используя отношение интегралов от

оптической толщины $\tau_{\text{НII}}$ по скорости ($\Delta V = \int \tau_{\text{НII}} dV$) источников, близко расположенных по угловому расстоянию, если до некоторых из них известны расстояния. Поскольку пульсар находится на угловом расстоянии $10.3'$ от остатка сверхновой Kes 79 и $10.7'$ от внегалактического источника В1849+005, можно предполагать, что параметры нейтрального водорода в направлениях этих объектов не сильно различаются. Значения этих интегралов для остатка сверхновой Kes 79, пульсара В1849+00 и внегалактического источника В1849+005 равны 48 км/с, 72 км/с и 139 км/с соответственно [1]. Можно предполагать, что величины этих интегралов пропорциональны толщинам поглощающей среды НII в направлениях на источники [1]. Взяв толщину поглощающего слоя нейтрального водорода в направлении внегалактического источника В1849+005 равной 19 кпк [1] по отношению интегралов ΔV в направлениях на источник В1849+005 и на пульсар В1849+00, получим оценку для расстояния до пульсара ≈ 9.8 кпк. Как указывалось выше, расстояние до остатка сверхновой Kes 79 ≈ 6.5 кпк [8]. По отношению значений этих интегралов в направлениях на остаток сверхновой Kes 79 и на пульсар В1849+00 получим оценку для расстояния до пульсара ≈ 10.5 кпк. Таким образом, оценка расстояния до пульсара, полученная этим методом, заключена в пределах 9.8–10.5 кпк.

4.2. Оценка расстояния до пульсара B1849+00 по наблюдениям межзвездного рассеяния

Для исследования распределения ДИГ в направлении на пульсар B1849+00 важно уточнить расстояние до него, поскольку оценки расстояния до него у авторов [37–39] и полученными выше в данной работе сильно расходятся. Оценим расстояние до пульсара еще одним методом, который основан на использовании данных об уширении его импульсов τ_{psr} из-за межзвездного рассеяния. Для этого используем следующую формулу [40]:

$$\tau_{\text{psr}} = (\theta^2 L / (8c D \ln 2)) (D(k + 0.5) - L(k^2 + k + 1/3)), \quad (3)$$

где L – толщина слоя рассеивающей среды в направлении на пульсар, k – отношение расстояния от пульсара до ближнего к пульсару края рассеивающего слоя толщины L к толщине слоя (если пульсар находится внутри слоя, то $k = 0$), c – скорость света, D – расстояние от наблюдателя до пульсара, а θ – угол рассеяния (ширина по уровню 0.5) компактного источника плоских волн, например, внегалактического источника, излучение от которого просвечивает тот же слой рассеивающей среды, что и источник сферических волн (в данном случае пульсар). Эта формула связывает уширение импульсов пульсаров с углом рассеяния внегалактического источника, излучение от которых проходит через одни и те же слои рассеивающей среды. Если толщина эффективного слоя рассеивающей среды много меньше расстояния от наблюдателя до пульсара и от рассеивающего слоя до пульсара, то в выражении (3) $k^2 \gg (k + 1/3)$ и $L \ll D$, откуда следует (см., например, [41]), что выражение для τ_{psr} имеет вид:

$$\tau_{\text{psr}} = (\theta^2 / 8c \ln 2) d(D - d) / D, \quad (4)$$

где d – расстояние от наблюдателя до слоя рассеивающей среды. Из формулы (4) видно, что уширение импульсов пульсаров зависит от величины множителя $d(D - d) / D$. Этот множитель близок к нулю как для слоя вблизи пульсара ($D - d \approx 0$), так и для слоя вблизи наблюдателя ($d \approx 0$) и достигает максимума, когда рассеивающая среда расположена на середине расстояния между наблюдателем и пульсаром ($d = D/2$).

Так как угол рассеяния плоских волн пропорционален мере эмиссии фона в направлении на него [5, 6], то при оценке расстояния до пульсара B1849+00 по формуле (3) было решено вычислять угол рассеяния плоских волн в направлении на пульсар, используя значение меры эмиссии в направлении на него и зависимость угла рассеяния внегалактических источников от меры эмиссии. Поскольку в формулу (3) входит квадрат угла рассеяния плоских волн, то мы построили зависи-

мость квадрата угла рассеяния внегалактических источников от меры эмиссии галактического фона в направлениях на них. С помощью этой зависимости можно по мере эмиссии фона в направлении на пульсар B1849+00 оценивать значение квадрата угла рассеяния.

В табл. 1 приведены данные об углах рассеяния на частоте 1 ГГц 33 внегалактических источников и значения меры эмиссии в направлениях на них. Углы рассеяния приведены к частоте 1 ГГц либо по зависимости угла рассеяния от частоты, если имеются измерения угла рассеяния на нескольких частотах, либо по квадрату длины волны, если измерения проведены только на одной частоте.

В столбцах приведены: 1 – название источника; 2 и 3 – его галактические координаты; 4 и 5 – угол рассеяния на частоте 1 ГГц в секундах дуги и его ошибка; 6 – значение меры эмиссии в направлении на источник; 7 – ошибка меры эмиссии; 8 – ссылка на работу, откуда взяты значения углов рассеяния.

Зависимость квадрата угла рассеяния этих источников от меры эмиссии в направлениях на них приведена на рис. 6. Она аппроксимируется степенной функцией:

$$\theta^2(\text{EM}) = 2.38(\text{EM}/10^4)^\alpha, \quad (5)$$

где показатель степени $\alpha = 2.000 \pm 0.055$, EM – в единицах пк/см⁶, θ^2 – в единицах (")².

Значения меры эмиссии в направлениях на источники определены, как указано выше, используя данные измерений фона Галактики на частотах 1.4, 2.7, 5 и 10 ГГц [9–14] и методику, изложенную в работах [5, 6], при предположении, что электронная температура $T_e = 7000$ К [15]. В направлениях источников B2005+372, B2020+351, B2013+370 и B2012+383 значения меры эмиссии взяты из работы [52].

На рис. 5 видно, что большинство областей НII в направлении на пульсар B1849+00 расположено в пределах расстояний 2–13 кпк. Так как распределение ДИГ коррелирует с распределением областей НII [20–31], можно предполагать, что в пределах этих расстояний распределение ДИГ близко к такому же, как и у областей НII. Наблюдения излучения ДИГ в линии H166 α [20] (рис. 2, 3) показывают, что в направлении на пульсар B1849+00 излучение в этой линии на скоростях 28–75 км/с, что соответствует расстояниям <5.5 кпк и >9.5 кпк, в несколько раз слабее, чем в направлениях скоростей >75 км/с, что соответствует расстояниям 5.5–9.5 кпк [32]. Однако, как указывалось выше, наблюдения излучения фона Галактики в линии H166 α [20] показывают, что эта линия довольно слабая на скоростях 28–75 км/с (рис. 2, 3). По-видимому, как указывалось выше, основной вклад в излучение линии

Таблица 1. Параметры источников и мера эмиссии в направлениях на них

| Источник | l (°) | b (°) | θ (") | $\Delta\theta$ (") | ЕМ (пк/см ⁶) | Δ ЕМ (пк/см ⁶) | Ссылки на θ | |
|-------------|-----------|---------|--------------|--------------------|--------------------------|-----------------------------------|--------------------|------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | |
| NGC6334B | 351.28 | 0.68 | 7.5 | 0.20 | 51000 | 4000 | [42] | |
| | 358.59 | 0.04 | 0.46 | 0.04 | 3200 | 390 | [6, 43, 44] | |
| | 358.849 | 0.159 | 0.49 | 0.06 | 3600 | 550 | [6, 43] | |
| | 358.874 | 0.275 | 0.48 | 0.06 | 3600 | 500 | [6, 43, 44] | |
| B1739-298 | 358.92 | 0.07 | 0.69 | 0.04 | 4200 | 300 | [6, 43, 45] | |
| | 358.983 | 0.578 | 0.38 | 0.03 | 2000 | 300 | [6, 43, 44, 46] | |
| | 359.71 | -0.586 | 0.50 | 0.07 | 4300 | 350 | [6, 43, 44] | |
| | 359.873 | 0.177 | 1.8 | 0.10 | 11500 | 500 | [6, 43, 44, 47] | |
| | 0.193 | -0.688 | 0.52 | 0.04 | 3500 | 450 | [6, 43, 46] | |
| | 0.538 | 0.261 | 0.83 | 0.07 | 4900 | 550 | [6, 43, 46] | |
| | 0.562 | -0.819 | 0.36 | 0.03 | 2200 | 300 | [6, 43, 44] | |
| | 0.874 | 0.283 | 0.77 | 0.08 | 3900 | 450 | [6, 43, 44] | |
| | J1801-231 | 6.83 | -0.09 | 0.95 | 0.05 | 5800 | 900 | [48] |
| | B1835-065 | 25.605 | -0.038 | <1.8 | | 8100 | 800 | [49] |
| B1849+005 | 33.498 | 0.195 | 0.50 | 0.05 | 3300 | 400 | [4] | |
| B1855+031 | 36.55 | 0.00 | 0.191 | 0.013 | 1100 | 200 | [49, 50] | |
| B1910+52 | 40.168 | -2.236 | 0.039 | | 200 | 50 | [50, 51] | |
| B1902+067 | 40.629 | 0.054 | 0.105 | | 600 | 100 | [49] | |
| B1954+282 | 65.31 | -0.21 | 0.0087 | 0.0023 | 86 | 30 | [47, 49, 50] | |
| B2008+33D | 71.16 | -0.09 | 0.134 | 0.013 | 700 | 200 | [49, 50] | |
| B2005+372 | 71.18 | 2.61 | 0.15 | 0.03 | 635 | 50 | [53] | |
| B2021+317 | 71.4 | -3.1 | 0.0257 | 0.0026 | 140 | 45 | [50, 53] | |
| B2023+336 | 73.1 | -2.4 | 0.068 | 0.014 | 240 | 60 | [50, 53] | |
| B2020+351 | 74.14 | -1.01 | 0.19 | 0.04 | 925 | 100 | [54] | |
| B2013+370 | 74.934 | 1.224 | 0.035 | 0.01 | 525 | 375 | [52–54] | |
| B2012+383 | 75.58 | 2.19 | 0.057 | | 650 | 200 | [52] | |
| B2005+403 | 76.8 | 4.3 | 0.08 | 0.01 | 570 | 160 | [50, 53] | |
| B0128+6306 | 127.177 | 0.538 | 0.0132 | 0.026 | 70 | 25 | [55] | |
| B0241+622 | 135.7 | 2.4 | 0.04 | 0.007 | 266 | 68 | [50, 56] | |
| J0251+55616 | 139.197 | -2.764 | 0.0074 | 0.002 | 26 | 8 | [50] | |
| B0611+131 | 197.074 | -2.158 | 0.0066 | 0.002 | 64 | 15 | [50, 51] | |
| B0622+147 | 197.051 | 1.103 | 0.031 | 0.01 | 54 | 13 | [50, 51] | |
| B0700-007 | 215.113 | 2.254 | 0.0039 | 0.001 | 26 | 9 | [50, 51] | |

H166 α на скоростях 28–75 км/с дает область ДИГ, расположенная на расстояниях >9.5 кпк, а области, расположенные на расстояниях 2–4 кпк, дают ничтожный вклад в излучении линии, что подтверждается отсутствием низкочастотных завалов спектров (вплоть до частоты 30.9 МГц [7, 8]) у остатков сверхновых Kes 78 и Kes 79.

Как видно из зависимости антенной температуры в линии H166 α от скорости для долготы 33° (рис. 3), излучение отсутствует для скоростей

<28 км/с, что соответствует расстояниям <1.5 кпк и >12 кпк (см. рис. 4–5).

На рис. 2 и 3 видно, что основной вклад в антенную температуру дают области со скоростями >75 км/с. Поскольку мера эмиссии в данном направлении пропорциональна интегралу от антенной температуры по скорости [22], то можно оценить вклад в меру эмиссии от областей в определенном интервале скоростей. Оценки показывают, что на долготе 33°, в направлении которой мера эмиссии фона равна около 5200 пак/см⁶, области ионизо-

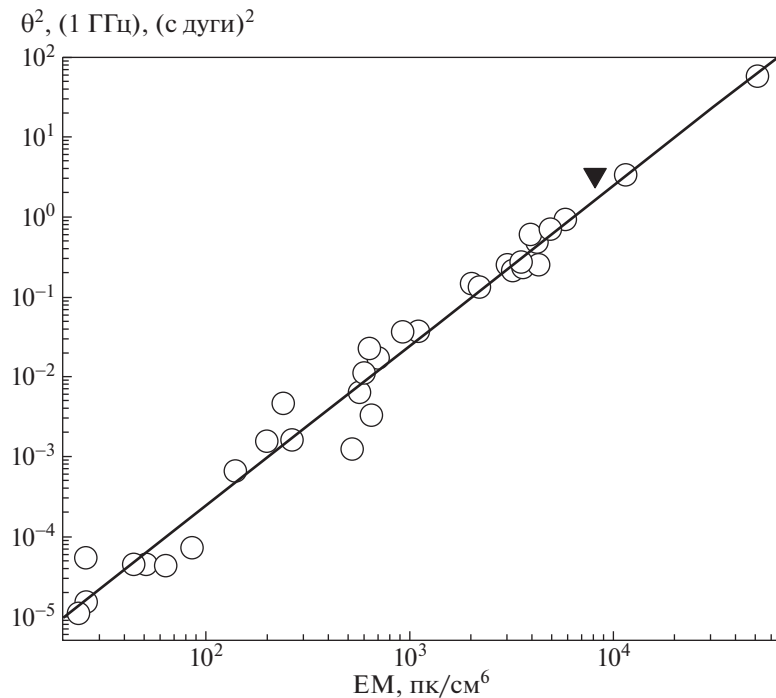


Рис. 6. Значения квадрата угла рассеяния компактных внегалактических источников на частоте 1 ГГц в зависимости от меры эмиссии фона Галактики EM в направлениях на них. Данные об углах рассеяния и ссылки, откуда они взяты, приведены в табл. 1. Зависимость аппроксимирована степенной функцией вида EM^α . Показатель степени $\alpha = 2.000 \pm 0.055$.

ванного газа, наблюдаемые на скоростях <75 км/с, дают вклад в излучение линии $H166\alpha$ около 14% (рис. 3). На долготе пульсара 33.5° , где мера эмиссии фона равна 6900 пк/см⁶, интенсивность излучения на скоростях >75 км/с больше, чем на долготе 33° , что подтверждается наблюдениями авторов работы [22] (см. их рис. 13). Вклад областей со скоростями <75 км/с на долготе 33.5° составляет около 11%. Вычитая из полной эмиссии фона на этой долготе эти 11%, которые обусловлены областями ДИГ со скоростями <75 км/с, получим, что мера эмиссии областей газа со скоростями >75 км/с (рис. 3) равна 6150 пк/см⁶.

Как сказано выше, области рассеивающей среды, расположенные вблизи наблюдателя, дают мало вклада в уширение импульсов пульсаров, поэтому ионизованный газ, находящийся ближе 3.5 кпк, мало влияет на уширение импульсов пульсаров. Учитывая это и то, что этот газ, как указано выше, довольно разреженный, мы его не учитываем при оценке расстояния до пульсара $V1849+00$. Таким образом, мы предполагаем, что основной вклад в уширение импульсов пульсара $V1849+00$ дают области ионизованного газа, наблюдаемые на скоростях >75 км/с, расположенные в диапазоне расстояний $5.5\text{--}9.5$ кпк (рис. 2–5), т.е. толщина эффективного слоя рассеивающей среды $L = 4$ кпк.

Расстояние до пульсара $V1849+00$ определим с использованием формулы (3). Квадрат угла рассеяния плоских волн θ^2 в этой формуле, вычисленный с помощью зависимости (5) при значении $EM = 6150$ пк/см⁶, равен $\theta^2 = 0.9$ (")².

Сначала возьмем заведомо большое расстояние до пульсара $V1849+00$, равное $D = 16.5$ кпк [38]. Так как эффективный слой рассеивающей среды простирается до расстояния 9.5 кпк, то при расстоянии до пульсара 16.5 кпк расстояние от него до ближайшего к нему края слоя равно 7 кпк, откуда получаем для параметра k в формуле (3) значение $k = 7/4 = 1.75$. Подставив значения θ^2 , L , D и k в формулу (2), получим для вычисленного значения уширения импульсов пульсара величину $\tau_{psr} = 1.58$ с, что почти в 2 раза больше наблюдаемого значения 0.86 с. Задавая значения расстояния до пульсара меньше 16.5 кпк и при каждом выбранном значении D повторяя вышеуказанную процедуру вычисления τ_{psr} , было найдено, что для данной модели распределения рассеивающей среды вычисленное и наблюдаемое значения τ_{psr} совпадают при расстоянии до пульсара, равном 10.7 кпк. С учетом ошибок значения уширений импульсов пульсара $V1849+00$ ($\tau_{psr} = 0.86 \pm 0.05$ с), меры эмиссии фона в направлении на пульсар ($EM = 6900 \pm 500$ пк/см⁶) и наклона зависимости

квадрата угла рассеяния от меры эмиссии ($\alpha = 2.000 \pm 0.055$), получим, что интервал расстояний, в пределах которого может быть расположен пульсар, равен 10.2–11.5 кпк.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из вышесказанного ясно, что малое значение оптической толщины ионизованного газа $\tau_{\text{снг}}$ в направлениях на остатки сверхновых Kes 78 и Kes 79 указывает на то, что между ними и наблюдателем находится незначительное количество ионизованного газа, что подтверждается наблюдениями излучения этого газа в линии H166 α [20, 22] (см. рис. 2 и 3 при скоростях $V < 75$ км/с.).

Что касается пульсара V1849+00, то большое значение уширений его импульсов ($\tau_{\text{psr}} = 0.86$ с на частоте 1 ГГц) можно объяснить большой мерой эмиссии ионизованного газа, расположенного между наблюдателем и пульсаром ($EM \approx 6150$ пк/см⁶). Большое значение меры эмиссии обусловлено тем, что в направлении на пульсар расположена область НII G33.46+0.06, обнаруженная недавно в работе [23]. Эта область НII хорошо видна и на картах обзоров плоскости Галактики на частотах 5 и 10 ГГц, полученных с разрешением 2.6' и 3' на частотах 5 и 10 ГГц [9, 13] соответственно. Ее можно видеть на рис. 1, который заимствован из работы [9]. Угловые размеры этой области НII $\approx (8' \times 12')$ на частоте 5 ГГц [9] и $(12' \times <10')$, измеренные на частоте 1.4 ГГц с разрешением 14.4' [23]. Ее центр расположен на угловом расстоянии $\approx 4'$ от направления на пульсар (рис. 1). Она наблюдается на скорости 99.8 км/с [23], что соответствует расстоянию до нее либо 5.5, либо 7.5 кпк (рис. 5). Как указано выше, мера эмиссии в направлении на пульсар равна 6900 пк/см⁶. Это значение меры эмиссии является суммой меры эмиссии фона и меры эмиссии области НII G33.46+0.06. На угловом расстоянии 2' к югу от ее южного края (рис. 1) мера эмиссии фона ≈ 4000 пк/см⁶, откуда следует, что мера эмиссии этой области НII ≈ 2900 пк/см⁶. Поскольку остаток сверхновой Kes 79, как указано выше, расположен на расстоянии 6.5 кпк и не имеет завала спектра на низких частотах, то область НII (G33.46+0.06) с такой большой мерой эмиссии как 2900 пк/см⁶ не может быть на расстоянии 5.5 кпк, иначе у остатка сверхновой Kes 79 наблюдался бы завал спектра на низких частотах из-за поглощения его излучения в ионизованном газе этой области НII. Следовательно, она может быть расположена на расстоянии не ближе 6.5 кпк и не дальше 7.5 кпк. Это хорошо согласуется с тем, что максимум излучения в линии H166 α находится на скорости около 100 км/с [20, 22], что соответствует расстоянию ≈ 7 кпк (рис. 2, 3).

5.1. Электронная концентрация ионизованного газа, расположенного между наблюдателем и пульсаром V1849+00

Предположим, что между пульсаром V1849+00 и наблюдателем нет области НII (G33.46+0.06), а значение меры эмиссии 6150 пк/см⁶, полученное выше, обусловлено областью ДИГ, расположенной на расстояниях от 5.5 до 9.5 кпк (рис. 5).

Оценим для этого случая среднее значение электронной концентрации $\langle N_e \rangle$ этого газа. При полученном выше расстоянии до пульсара 10.7 кпк и мере дисперсии 787 пк/см³ [2] среднее значение электронной концентрации $\langle N_e \rangle = 0.074$ см⁻³. Учитывая, что мера эмиссии EM этого газа равна 6150 пк/см⁶, получим среднеквадратичное значение электронной концентрации $(\langle N_e^2 \rangle)^{0.5} = 0.758$ см⁻³. Фактор заполнения для электронов этого газа равен $F_e = \langle N_e \rangle / (\langle N_e^2 \rangle)^{0.5} = 0.098$, что согласуется с полученными в [18] данными для внутренней области Галактики.

5.2. Электронная концентрация ионизованного газа в области НII G 33.46+0.06

Теперь оценим значение $(\langle N_e^2 \rangle)^{0.5}$ для газа в области НII G 33.46+0.06, у которой, как показано выше, мера эмиссии ≈ 2900 пк/см⁶. При расстоянии до нее ≈ 7 кпк и угловом размере 10' ее линейный диаметр при предположении сферической симметрии ≈ 21 пк, откуда среднеквадратичное значение электронной концентрации $(\langle N_e^2 \rangle)^{0.5} \approx 11.8$ см⁻³. Видно, что значение $(\langle N_e^2 \rangle)^{0.5}$ в этой области НII в 15.5 раза больше, чем аналогичное значение, усредненное по всей области ДИГ, простирающееся от 5.5 до 9.5 кпк. Предполагая, что значения флуктуаций электронной концентрации $\Delta N_e \sim (\langle N_e^2 \rangle)^{0.5}$ [5], и учитывая, что наибольший вклад в уширение импульсов пульсаров τ_{psr} дают области с большими значениями флуктуаций электронной концентрации ΔN_e , поскольку $\tau_{\text{psr}} \sim (\Delta N_e)^2$ [57], приходим к выводу, что большое значение уширения импульсов пульсара V1849+00 обусловлено наличием на луче зрения к нему области НII (G 33.46+0.06).

5.3. Оценка вклада области НII G33.46+0.6 в меру дисперсии и уширение импульсов пульсара V1849+00

Так как ионизованный газ в области НII (G33.46+0.06) имеет $(\langle N_e^2 \rangle)^{0.5} \approx 11.8$ см⁻³, то предполагая, что фактор заполнения для электронов <1 , находим, что среднее значение электронной концентрации этого газа <11.8 см⁻³. При диаметре

НП-области ≈ 21 пк, получим, что значение меры дисперсии этого газа < 250 пк/см³, что составляет менее 32% от меры дисперсии пульсара V1849+00, равной 787 пк/см³ [2]. Если же в этой области НП фактор заполнения для электронов ≈ 0.1 , т.е. такой же, как и в области ДИГ, простирающейся от 5.5 до 9.5 кпк в направлении на пульсар, то вклад НП-области G33.46+0.06 в меру дисперсии пульсара $< 3.2\%$.

Вклад этой области НП в уширение импульсов пульсара V1849+00 оценить довольно сложно, однако из сравнения меры эмиссии области НП ≈ 2900 пк/см⁶, и полной меры эмиссии газа, расположенного между наблюдателем и пульсаром ≈ 6150 пк/см⁶ можно предполагать, что она дает вклад в уширение импульсов пульсара чуть меньше 50%. Второй причиной большого значения уширения импульсов пульсара V1849+00 является геометрический фактор. Выше отмечалось, что наибольший вклад в уширение импульсов пульсаров дают области рассеивающей среды, расположенные примерно на середине расстояния между наблюдателем и пульсаром. Так как пульсар находится на расстоянии от 9.8 до 11.5 кпк, то области ионизованного газа, расположенные около тангенциальной точки ($V \approx 100$ км/с и $D \approx 7$ кпк), вблизи которой расположена область НП G33.46+0.06 и наблюдается максимум излучения в линии H166 α , находятся близко от середины расстояния между наблюдателем и пульсаром, поэтому эти области могут дать более значительный вклад в уширение импульсов пульсара, чем области ДИГ, расположенные вблизи пульсара или вблизи наблюдателя.

Действительно, среда ближе 5.5 кпк от наблюдателя не дает вклада в рассеяние, так как она очень разрежена, что подтверждается слабым поглощением излучения остатков сверхновых Kes 78 и Kes 79 [7, 8] и наблюдениями излучения фона в линии H166 α [20, 22]. Рассеивающая среда вблизи пульсара (10–11 кпк от наблюдателя) дает мало вклада в рассеяние из-за того, что вблизи него расположено мало ярких областей НП (рис. 4), а самое главное, эта среда расположена вблизи пульсара, где значение весовой функции $d(D - d)/D$ мало (см. формулу (4)).

5.4. Область НП G33.418-00.004

На рис. 1 видно, что к западу от пульсара V1849+00 на угловом расстоянии 6.4' от него расположена область НП, которая наблюдается на скорости 76.5 км/с и расположена на расстоянии 9.38 кпк [19]. На картах яркостной температуры фона на частотах 5 и 10 ГГц [9, 13] видно, что область НП (G33.46+0.06) является как бы продолжением области НП G33.418-00.004 в направлении на юго-восток. Однако, если бы область НП

G33.46+0.06 была бы расположена на том же расстоянии, что и область НП G33.418-00.004, то при мере эмиссии области НП G33.46+0.06 ≈ 2900 пк/см⁶ можно было бы наблюдать увеличение антенной температуры в линии H166 α на скорости 76.5 км/с, чего не наблюдается [22]. Таким образом, маловероятно, что область НП G33.418-00.004 дает ощутимый вклад в меру дисперсии и уширение импульсов пульсара V1849+00. К аналогичному результату ранее пришел автор [4]. К тому же, так как область НП G33.418-00.004 расположена довольно близко от пульсара (расстояние до нее ≈ 9.4 кпк [19]), то ее влияние на уширение его импульсов сильно ослаблено из-за геометрического фактора (см. формулу (4)).

5.5. Влияние ОСН Kes 79 на параметры рассеяния пульсара V1849+00 и внегалактического источника V1849+005

В литературе иногда обсуждается вопрос о влиянии остатка сверхновой Kes 79 на рассеяние излучения пульсара V1849+00 и внегалактического источника V1849+005 [4, 58], так как этот остаток сверхновой расположен ближе к наблюдателю, чем эти два объекта [1]. Автор [4] не исключает возможности влияния ОСН V1849+00 на уширение импульсов пульсара V1849+00 и угол рассеяния внегалактического источника V1849+005. Мы полагаем, что этого влияния нет, поскольку, как показано выше, в окрестностях этого остатка сверхновой электронная концентрация мала, следовательно, и флуктуации электронной концентрации, ответственные за рассеяние, также малы [5]. Кроме того, выше было показано, что большое уширение импульсов пульсара можно объяснить влиянием области НП G33.46+0.06 без привлечения дополнительных данных. Точно также рассеяние внегалактического источника V1849+005, который расположен на угловом расстоянии от остатка сверхновой в 1.6 раза дальше, чем пульсар, можно объяснить только рассеивающей средой в направлении на него. Угол рассеяния этого источника на частоте 1 ГГц равен 0.5'' [4], а мера эмиссии в направлении на него $EM = 3300$ пк/см⁶, что хорошо согласуется с соотношением (5). Ранее авторы [58] также выразили сомнения по поводу влияния ОСН Kes 79 на рассеяние этого источника.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Показано, что отсутствие низкочастотного завала спектра остатка сверхновой Kes 79 (G33.6+0.1, оптическая толщина $\tau_{\text{opt}} \leq 0.3 \pm 0.2$ [7, 8] на частоте 30.9 МГц, расстояние до него ≈ 6.5 кпк) объясняется тем, что между ним и наблюдателем находится мало ионизованного газа.

2. Большое значение уширения импульсов пульсара В1849+00 ($\tau_{\text{psr}} = 0.86$ с на частоте 1 ГГц), расположенного на угловом расстоянии $10'$ от центра Kes 79 объясняется двумя факторами. Во-первых, в направлении на пульсар расположена область НII (G33.46+0.06) с мерой эмиссии около 2900 пк/см^6 при том, что значение меры эмиссии всего ионизованного газа между наблюдателем и пульсаром $\approx 6150 \text{ пк/см}^6$. Вклад этой НII-области в меру дисперсии пульсара меньше 32%, а в уширение его импульсов около 50%. Во-вторых, согласно теории рассеяния наибольший вклад в уширение его импульсов дает ионизованный газ, расположенный примерно посередине между пульсаром и наблюдателем, что в данном случае и наблюдается.

3. Установлено, что расстояние до пульсара В1849+00 находится в пределах от 9.8 до 11.5 кпк.

4. Остаток сверхновой Kes 79, который расположен ближе к наблюдателю, чем пульсар В1849+00, не оказывает влияния на рассеяние излучения пульсара и компактного внегалактического источника В1849+005.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит Р.Д. Дагкесаманского за ценные советы и замечания и В.А. Извековой за полезные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D. A. Frail and T. R. Clifton*, *Astrophys. J.* **336**, 854 (1989).
2. *R. N. Manchester, G. J. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs*, *Astron. J.* **129**, 1993 (2005).
3. *L. G. Spitler, K. J. Lee, R. P. Eatough, M. Kramer, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **780**, L3 (2014).
4. *T. J. W. Lazio*, *Astrophys. J.* **613**, 1023 (2004).
5. *A. В. Пынзарь*, *Астрон. журн.* **87**, 430 (2010).
6. *A. В. Пынзарь, В. И. Шишов*, *Астрон. журн.* **91**, 503 (2014).
7. *N. E. Kassim*, *Astroph. J.* **347**, 915 (1989).
8. *E. Giacani, M. J. S. Smith, G. Dubner, N. Loiseau, G. Castelletti, and S. Paron*, *Astron. and Astrophys.* **507**, 841 (2009).
9. *W. J. Altenhoff, D. Downes, T. Pauls, and J. Schraml*, *Astron. and Astrophys. Supp. Ser.* **35**, 23 (1978).
10. *W. Reich, P. Reich, and E. Furst*, *Astron. and Astrophys. Supp. Ser.* **83**, 539 (1990).
11. *W. Reich, E. Furst, P. Reich, and K. Reif*, *Astron. and Astrophys. Supp. Ser.* **85**, 633 (1990).
12. *W. J. Altenhoff, D. Downes, L. Goad, A. Maxwell, and R. Rinehart*, *Astron. and Astrophys. Supp. Ser.* **1**, 319 (1970).
13. *T. Handa, Y. Sofue, N. Nakai, H. Hirabayashi, and M. Inoue*, *Publ. Astron. Soc. Japan* **39**, 709 (1987).
14. *R. F. Haynes, J. L. Caswell, and L. W. J. Simons*, *Austral. J. Phys. Astrophys. Supp.* **45**, 1 (1978).
15. *D. Downes, T. I. Wilson, J. Bieging, and J. Wink*, *Astron. and Astrophys. Supp. Ser.* **40**, 379 (1980).
16. *P. G. Mezger and A. P. Henderson*, *Astrophys. J.* **147**, 471 (1967).
17. *G. L. Case and D. Bhattacharya*, *Astrophys. J.* **504**, 761 (1998).
18. *A. В. Пынзарь*, *Астрон. журн.* **93**, 295 (2016).
19. *L. G. Hou and J. L. Han*, *Astron. and Astrophys.* **569**, 125 (2014).
20. *F. J. Lockman*, *Astrophys. J.* **209**, 429 (1976).
21. *M. I. R. Alves, R. D. Davies, C. Dickinson, R. J. Davis, R. R. Auld, M. Calabretta, and L. Staveley-Smith*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **405**, 1654 (2010).
22. *M. I. R. Alves, R. D. Davies, C. Dickinson, M. Calabretta, R. Davis, and L. Staveley-Smith*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **422**, 2429 (2012).
23. *M. I. R. Alves, M. Calabretta, R. D. Davies, C. Dickinson, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **450**, 2025 (2015).
24. *A. M. Ferguson, R. F. G. Wyse, J. S. Gallagher, and D. A. Hunter*, *Astron. J.* **111**, 2265 (1996).
25. *C. G. Hoopes, R. A. M. Walterbos, and B. E. Greenawalt*, *Astron. J.* **112**, 1429 (1996).
26. *C. G. Hoopes, R. A. M. Walterbos, and R. J. Rand*, *Astrophys. J.* **522**, 669 (1999).
27. *A. E. Zurita, M. Rozas, and J. E. Beckman*, *Astron. and Astrophys.* **363**, 9 (2000).
28. *A. E. Zurita, J. E. Beckman, M. Rozas, and S. Ryder*, *Astron. and Astrophys.* **386**, 801 (2002).
29. *R. J. Reynolds, N. C. Sterling, and L. M. Haffner*, *Astrophys. J.* **558**, L101 (2001).
30. *L. M. Haffner, R. -J. Detmar, J. E. Beckman, K. Wood, et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 969 (2009).
31. *A. В. Пынзарь*, *Астрон. журн.* **96**, 898 (2019).
32. *С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер* *Физика межзвездной среды* (М.: Наука, 1979).
33. *M. Fich, L. Blitz, and A. A. Stark*, *Astrophys. J.* **342**, 272 (1989).
34. *P. Zhou and Y. Chen*, *Astrophys. J.* **743**, 4 (2011).
35. *S. Sharpless*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **4**, 257 (1959).
36. *B. T. Lynds*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **12**, 163 (1965).
37. *T. R. Clifton, D. A. Frail, S. R. Kulkarni, and J. M. Weisberg*, *Astrophys. J.* **333**, 332 (1988).
38. *D. A. Frail and J. M. Weisberg*, *Astron. J.* **100**, 743 (1990).
39. *J. P. W. Verbiest, J. M. Weisberg, A. A. Chael, K. J. Lee, and D. R. Lorimer*, *Astrophys. J.* **755**, 39 (2012).
40. *A. В. Пынзарь*, *Астрон. журн.* **94**, 411 (2017).
41. *K. M. Desai, C. R. Gwinn, J. Reynolds, E. A. King, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **393**, L75 (1992).
42. *A. S. Trotter, J. M. Moran, and L. F. Rodriguez*, *Astrophys. J.* **493**, 666 (1998).
43. *M. E. Nord, T. J. W. Lazio, N. E. Kassim, S. D. Hyman, C. L. Brogan, and N. Duric*, *Astron. J.* **128**, 1646 (2004).
44. *S. Roy*, *Astrophys. J.* **773**, 67 (2013).
45. *T. J. W. Lazio and J. M. Cordes*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **118**, 201 (1998).

46. *G. C. Bower, D. C. Backer, and R. A. Sramek*, *Astrophys. J.* **558**, 127 (2001).
47. *J. M. Cordes and T. J. W. Lazio*, arXiv:astro-ph/0301598 v1 (2003).
48. *M. J. Claussen, W. M. Goss, K. M. Desai, and C. L. Brogan*, *Astrophys. J.* **580**, 909, (2002).
49. *A. L. Fey, S. R. Spangler, and J. M. Cordes*, *Astrophys. J.* **372**, 132 (1991).
50. *A. B. Pushkarev and Y. Y. Kovalev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **452**, 4274 (2015).
51. *B. Dennison, M. Thomas, R. S. Booth, R. L. Brown, J. J. Brodfrick, and J. J. Gondon*, *Astron. and Astrophys.* **135**, 199 (1984).
52. *S. R. Spangler and J. M. Cordes*, *Astrophys. J.* **505**, 766 (1998).
53. *A. L. Fey, S. R. Spangler, and R. L. Mutel*, *Astrophys. J.* **337**, 730 (1989).
54. *S. R. Spangler and J. M. Cordes*, *Astrophys. J.* **332**, 346 (1988).
55. *L. G. Spitler and S. R. Spangler*, *Astrophys. J.* **632**, 932 (2005).
56. *B. J. Geldzahler and D. B. Shaffer*, *Astron. and Astrophys.* **76**, L21 (1979).
57. *I. P. Williamson*, *Monthly. Not. Roy. Astron. Soc.* **157**, 55 (1972).
58. *S. R. Spangler, R. L. Mutel, J. Benson, and J. M. Cordes*, *Astrophys. J.* **301**, 312 (1986).

УДК 524.57

ВЛИЯНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ МЕЛКОМАСШТАБНОГО ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЫЛИ НА ХИМИЧЕСКУЮ ЭВОЛЮЦИЮ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

© 2020 г. В. А. Соколова^{1,2,*}, А. И. Васюнин^{1,2,**}, А. Б. Островский^{1,***}, С. Ю. Парфенов^{1,****}

¹ Уральский федеральный университет им. Первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

² Ventspils University College, VIRAC, Вентспилс, Латвия

*E-mail: valeria.sokolova@urfu.ru

**E-mail: anton.vasyunin@urfu.ru

***E-mail: andrey.ostrovsky@urfu.ru

****E-mail: sergey.parfenov@urfu.ru

Поступила в редакцию 26.03.2019 г.

После доработки 30.03.2020 г.

Принята к публикации 30.03.2020 г.

В работе анализируется влияние компактных газопылевых сгустков (“клампов”), в которые, предположительно, может собираться пыль в межзвездной среде, на химическую эволюцию диффузной среды. Для решения этой задачи проводится моделирование химической эволюции среды с физическими характеристиками, характерными для диффузных газопылевых облаков. Показано, что при использовании модели диффузной среды с клампами происходит возрастание обилий большинства наблюдаемых молекул по сравнению с моделью, предполагающей однородное распределение пыли. В некоторых случаях это приводит к улучшению согласия величин модельных обилий и их отношений с величинами, полученными из наблюдений. При этом нельзя говорить о том, что гипотеза о формировании пылью компактных сгустков позволяет качественно улучшить согласие между моделью и наблюдательными данными о химическом составе диффузной межзвездной среды. Однако диапазон значений физических параметров среды, при котором достигается наилучшее согласие между моделью и данными наблюдений, шире в предположении о том, что пыль формирует компактные газопылевые сгустки, а не перемешана с газом равномерно. Полученные результаты указывают на возможную значимость мелкомасштабных (≤ 1 а.е.) неоднородностей межзвездной среды для ее химической эволюции.

DOI: 10.31857/S0004629920090066

1. ВВЕДЕНИЕ

Атомарные и молекулярные диффузные облака являются важными для изучения объектами межзвездной среды, поскольку считается, что они представляют собой промежуточный этап при формировании более плотных холодных облаков и дальнейшего звездообразования [1, 2].

Диффузная среда характеризуется невысокими температурами газа (30–100 К) и сравнительно низкими плотностями (10–500 см⁻³) (см. [3]). Среда является проницаемой для межзвездного излучения: экстинкция в видимом диапазоне, как правило, не превышает 1^m. В диффузной среде сложно выделить компактные объекты с четкими границами, что затрудняет анализ информации на луче зрения. Как следствие, современные знания о физических и химических процессах, происходящих в диффузных облаках, неполны.

Наблюдения показывают, что в диффузных облаках присутствуют молекулы, обилия которых превышают значения, предсказанные в моделях диффузной среды, и более характерны для холодной плотной среды (см., напр., [4–9] и др.). Наличие молекул с высокими концентрациями оказалось неожиданным, поскольку большую роль в химии диффузной среды играет межзвездное поле диссоциирующего излучения, которое должно эффективно разрушать формирующиеся молекулы.

Таким образом, в рамках традиционного предположения о равномерно перемешанной пыли и газе в диффузной среде решение задачи о воспроизведении наблюдаемых обилий молекул сталкивается с рядом трудностей. Однако недавно в работе [10] было показано, что в диффузной и плотной среде при наличии внешнего поля излучения и/или иных механизмов, поддерживающих про-

цессы ионизации в среде, возникают особого вида неустойчивости (ионная экранировка или “ion shadowing force”), способные привести к неоднородному распределению пыли по объему облаков и формированию компактных сгустков, в которых концентрируется межзвездная пыль. При этом пространство между сгустками становится свободным от пыли.

В этой работе мы анализируем особенности химической эволюции при использовании модели диффузной среды, включающей в себя “клампы” — компактные холодные газопылевые облака радиусом $R_c \leq 1$ а.е., в которых сконцентрирована вся межзвездная пыль. Оценки температуры пыли в клампах мы взяли из [11]. Основываясь на оценках из работ [10, 12], мы предполагаем, что температура газа в клампах равна температуре пыли, и соответственно значительно ниже температуры газа в случае среды без клампов. Это оказывает влияние на химические процессы, происходящие на поверхности пылевых частиц: в клампах скорость аккреции атомов и молекул на поверхность пыли выше, чем в случае среды без клампов, поскольку холодный газ при условии гидростатического равновесия с окружающей более горячей средой должен быть более плотным. Интерес представляет то, насколько присутствие клампов повлияет на процессы химической эволюции диффузной межзвездной среды, и можно ли с помощью модели с клампами объяснить расхождения наблюдательных данных о содержании молекул в диффузной межзвездной среде и результатов, получаемых при использовании других моделей.

Статья организована следующим образом. Раздел 2 посвящен краткому описанию механизма возникновения компактных газопылевых клампов. Также в разделе описываются детали химической модели, включая механизм учета наличия клампов в среде. Раздел 3 посвящен описанию результатов моделирования. Наконец, в разделе 4 проводится обсуждение полученных результатов моделирования, их сравнение с данными наблюдений, а также формулируются выводы из проведенного исследования.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

2.1. “Кламповая” модель диффузной среды

В работе [10] было показано, что газопылевая среда при наличии механизмов ионизации (например, поля УФ-излучения, космических лучей) нестабильна и может формировать компактные пылевые сгустки (“клампы”), размеры которых могут варьироваться от долей до десятков астрономических единиц [10]. В этом подразделе мы кратко рассматриваем основные положения гипотезы о формировании компактных газопы-

левых сгустков, а также следствия из нее, важные для моделирования химической эволюции среды с клампами.

В работе [10] формирование клампов в среде объясняется возникновением неустойчивости в плазме, содержащей пылевые частицы [13–15]. Эта неустойчивость вызывается затеняющей силой притяжения (attractive shadowing force) — результат коллективных взаимодействий между пылевыми частицами в газовой среде. Свой вклад в силы затенения вносят как ионизированные, так и нейтральные газовые компоненты: ионы, которые рекомбинируют с электронами на поверхности пылевых частиц, всегда приводят к возникновению притяжения между частицами пыли, в то время как знак величины силы между пылевыми частицами, вызванной взаимодействием с нейтральными атомами и молекулами, зависит от разности температур пыли и газа. Пылевые частицы будут притягиваться за счет взаимодействия с нейтральными компонентами газа, если температура газа T_{gas} выше, чем температура поверхности пыли T_{dust} , и отталкиваться, если наоборот [16]. В областях диффузной среды, где температура газа T_{gas} превышает 100 К, в то время, как температура пыли T_{dust} не превышает 20 К, нейтральное затенение (neutral shadowing) вызывает притяжение между частицами [12].

В низкотемпературной плазме и при умеренном УФ-излучении пылевая частица в плазме приобретает отрицательный заряд. Стационарный заряд пылинки определяется балансом потоков ионов и электронов на ее поверхности. При наличии значительного поля УФ-фотонов стационарный заряд пылинки становится положительным. Механизм, ведущий к развитию неустойчивости в среде при наличии заряда на пыли в плазме, действует аналогичным образом как при положительном, так и при отрицательном стационарном заряде пылинок.

Силы затенения (shadowing forces) сжимают пыль в компактные облака, где равновесие достигается за счет взаимного электростатического отталкивания между заряженными пылинками. Плотность пыли внутри облака может быть на много порядков выше, чем средняя плотность пыли в случае однородного распределения пылевых частиц: например, максимальное значение отношения плотности пыли внутри клампа к плотности пыли в однородном случае для пылинки размера ~ 0.03 мкм достигает $\sim 10^7$. Несмотря на такую высокую локальную плотность, слипания пылинок внутри облаков практически не происходит из-за сильного электростатического отталкивания между пылевыми частицами, имеющими заряды одинакового знака.

Поскольку концентрация пыли в клампах высока, температура газа в них становится равной температуре пыли. Это связано с тем, что плотные пылевые облака охлаждают содержащийся в них газ за счет частых столкновений с пылью, которая, в свою очередь, охлаждается за счет собственного теплового излучения [10]. Выполнение условия равновесия по давлению с более горячим окружением приводит к большей плотности газа в клампах по сравнению с окружающей диффузной средой.

В работе [10] показано, что для типичных условий диффузной среды (плотность газа $\sim 100 \text{ см}^{-3}$, температура газа $\sim 100 \text{ К}$, оптическая экстинкция $\sim 1^m$) размеры клампов не могут превышать 1 а.е. Средняя плотность пыли в таких облаках на 6–7 порядков величины превышает среднюю плотность пыли, которая была в окружающей среде до образования клампов [12]. Среднее расстояние между такими облаками в среде L_{cl} в $\sim \sqrt[3]{n_d^{cl}/n_d^0}$ раз больше их характерного размера R_c , который в свою очередь обратно пропорционален локальной плотности газа. Здесь n_d^{cl} – числовая плотность пыли внутри клампа, а n_d^0 – средняя числовая плотность пылинок в однородной среде (имеется в виду случай, когда в среде нет клампов). Локальная плотность газа внутри облака увеличивается в T_g/T_d раз по отношению к плотности газа в окружающей среде, где T_g – температура газа в окружающей среде, T_d – температура пыли в клампе. Объем газа в клампах составляет $\approx 10^{-6}$ от объема газа всего облака, а расстояние между клампами – примерно в 10^2 раз больше их размера. Между облаками пыль практически отсутствует, а плотность газа между клампами почти не изменяется (не зависит) от образования клампов: т.е. она равна плотности газа в “однородном” случае (см. детальное обсуждение в работе [12]).

2.2. Модификация стандартной астрохимической модели для расчета химической эволюции среды с клампами

В однородной диффузной среде температура газа больше температуры пыли [3]. В самих клампах температуры газа и пыли вследствие высокой концентрации пылинок и эффективного обмена энергией между частицами газа и пыли становятся равными. Данный факт оказывает влияние на химические процессы, проходящие на поверхности пылевых частиц: в клампах скорость аккреции атомов и молекул на поверхность пыли оказывается в $\sqrt{T_g/T_d}$ раз больше, чем в случае однородной среды без клампов. Поскольку вся пыль

сосредоточена в клампах и газ в них холодный, то, хотя в среде и есть горячий газ между клампами, химические процессы на поверхности пыли протекают в условиях, характерных для клампов, т.е. при более высокой плотности и более низкой температуре окружающего пылевого газа. Таким образом, предполагая, что характерное время перемешивания газа между клампами и межкламповой средой меньше характерного времени изменения содержаний атомов и молекул в среде вследствие протекающих в газе химических реакций, моделирование химической эволюции межзвездной среды в предположении о наличии описанных выше клампов можно проводить стандартной астрохимической моделью (например, моделью MONACO [17] или аналогичными моделями), в которую необходимо внести следующие модификации. Во-первых, скорость аккреции атомов и молекул на поверхность пылевых частиц в модели необходимо увеличить в $\sqrt{T_g/T_d}$ раз по сравнению со стандартной моделью, описывающей однородную газопылевую смесь. Во-вторых, температуру газа при моделировании необходимо задать равной температуре пыли в клампах. В следующей секции приведено детальное описание характеристик используемой модели.

2.3. Методы расчета содержаний химических компонентов

Для расчета относительных обилий молекул и атомов в среде использовался вычислительный код MONACO [17], реализующий метод балансирования химии в газе и на поверхности пыли при нестационарных условиях. Код рассчитывает изменение относительного обилия для каждого атома или молекулы за выбранный промежуток времени. Мы также использовали базу данных о кинетике химических реакций, заимствованную из работы [17], включающую 638 молекул и 6002 реакции, 216 из которых являются реакциями на поверхности пыли.

При расчете взаимодействия между газом и пылью учитывались аккреция нейтральных частиц на поверхность пыли, тепловая и фотодесорбция частиц с поверхности пыли, диссоциативная рекомбинация ионов на заряженной пыли. Пылевая частица в модели представляет собой однородную сферу размером 0.1 мкм, состоящую из аморфного силиката; отношение массы пыли к массе газа в моделях составляет 1%. Вероятность прилипания частицы к поверхности пыли принята равной 100%, эффективность реактивной (химической) десорбции – 1%. Энергии десорбции атомов и молекул (кроме атомарного кислорода) с поверхности пыли взяты из [18]. Энергия десорбции атомарного кислорода – из [19].

Таблица 1. Начальный химический состав для моделей объектов диффузной среды. Обилие рассчитывается относительно полного количества ядер водорода (H) в единице объема [20]

| Атом | Обилие относительно n_H |
|------|---------------------------|
| H | 1.0 |
| He | 8.5×10^{-2} |
| N | 6.8×10^{-5} |
| O | 4.9×10^{-4} |
| C+ | 2.7×10^{-4} |
| S+ | 1.3×10^{-5} |
| Si+ | 3.2×10^{-5} |
| Fe+ | 3.2×10^{-5} |
| Na+ | 1.7×10^{-6} |
| Mg+ | 3.9×10^{-5} |
| Cl+ | 3.2×10^{-7} |
| P+ | 2.6×10^{-7} |
| F+ | 3.6×10^{-8} |

Начальный химический состав, представленный в табл. 1, взят из статьи [20]. Величины обилий элементов даны относительно полного количества ядер водорода в единице объема. Среда электрически нейтральна.

2.4. Физические параметры моделей

Ключевыми физическими параметрами наших моделей являются полное количество атомов водорода в единице объема, отражающее плотность газовой фазы моделируемой среды, температуры газа и пыли, оптическая экстинкция, характеризующая поглощение межзвездного излучения, скорость ионизации космическими лучами и интенсивность диффузного ультрафиолетового поля излучения. В рамках данной работы мы использовали модель диффузной среды, физические параметры которой представлены в табл. 2. Выбранные температуры газа и пыли, а также плотность газа соответствуют типичным значениям для диффузной среды и взяты из работ [3, 21], а скорость ионизации космическими лучами – из работы [22].

При моделировании диффузной среды, включающей в себя клампы, были использованы данные для температуры пыли и поглощения видимого излучения как среды в целом, так и внутри самих клампов, полученные в расчетах в работе [11]. Согласно этой работе, при моделировании использовались варианты моделей с клампами размером 0.1 и 1 а.е.

В модели, представленной в работе [10], подразумевается, что вся пыль, которая в однородной модели диффузной среды равномерно пере-

Таблица 2. Физические параметры объектов диффузной среды, использованные при моделировании однородной по пространственному распределению пыли диффузной среды

| Объект | n , см^{-3} | T_g , K | T_d , K | A_V , mag | ξ , с^{-1} | χ_{UV} |
|-------------------|------------------------|-----------|-----------|-------------|-------------------------|-------------|
| Однородная модель | 100 | 100 | 18 | 0.5 | 1.3×10^{-16} | 1.0 |

Примечание. n – числовая плотность среды; T_g – температура газа; T_d – температура пыли; A_V – поглощение видимого излучения в звездных величинах; ξ – скорость ионизации; χ_{UV} – интенсивность УФ-излучения в единицах поля Дрейна.

мешана с газом, в модели с клампами собрана в них. Таким образом, в нашей работе масса и площадь поверхности пыли одинаковы во всех трех рассматриваемых моделях – без клампов, с клампами размером 0.1 а.е. и с клампами размером 1.0 а.е. При этом мы предполагаем, что в среде с клампами происходит активное перемешивание газового вещества между клампами и межкламповым пространством. A_V диффузного облака в целом в модели с клампами становится меньше, поскольку пыль, которая собрана в клампах, меньше экранирует ультрафиолетовое излучение, чем равномерно перемешанная с газом пыль в случае однородной модели. A_V диффузного облака в модели с клампами зависит от A_V облака в однородной модели и от размера клампов. В рамках нашей работы мы использовали $A_V = 1^m$ для однородной модели. Наконец, поскольку объем газа в межкламповой среде в 10^6 раз больше объема газа внутри клампов, мы пренебрегаем газовой химией в условиях, характерных для клампа. При этом, поскольку мы предполагаем, что вся пыль сосредоточена в клампах, химия на поверхности пылевых частиц рассчитывается для физических условий внутри клампов. Параметры моделей для расчета химии в диффузной среде с клампами обобщены в табл. 3. Таким образом, для расчета химической эволюции в среде с клампами, для химии в газовой фазе используются значения температуры, плотности и экстинкции для газа вне клампов, а для расчета химических процессов на поверхности пылевых частиц используются значения параметров для условий внутри клампов. Последние в табл. 3 обозначены верхним индексом “с”. Нужно также отметить, что для фото-процессов на поверхности пылевых частиц, включая фотодесорбцию, используется значение оптической экстинкции, равное сумме A_V и A_V^c .

Таблица 3. Физические параметры объектов диффузной среды, использованные при моделировании в случае диффузной среды с клампами

| Модель с клампами | n , см ⁻³ | T_g , К | T_g^c , К | T_d^c , К | A_V^c , mag | A_V , mag | ξ , с ⁻¹ | χ_{UV} |
|-------------------|------------------------|-----------|-------------|-------------|---------------|-------------|-------------------------|-------------|
| $R_c = 0.1$ а.е. | 100 | 100 | 17.4 | 17.4 | 0.1 | 0.24 | 1.30×10^{-16} | 1.0 |
| $R_c = 1.0$ а.е. | 100 | 100 | 15.7 | 15.7 | 0.98 | 0.15 | 1.30×10^{-16} | 1.0 |

Примечание. n – плотность по полному количеству ядер водорода в среде; T_g – температура газа в пространстве между клампами; T_g^c – температура газа внутри клампов; T_d^c – температура пыли; A_V^c – поглощение излучения в видимом диапазоне для одного клампа от поверхности до его центра; A_V – среднее поглощение излучения в центре облака с клампами для случая, когда полное количество пыли на луче зрения для однородной модели соответствует $A_V = 1.086$ для внешнего наблюдателя; ξ – скорость ионизации; χ_{UV} – интенсивность УФ-излучения в единицах поля Дрейна.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

3.1. Относительные содержания молекул

В настоящее время в диффузной среде обнаружены, как минимум, 63 молекулы (см. [3] и ссылки в ней). На рис. 1–3 отображены результаты моделирования химической эволюции для 58 из них, поскольку молекулы PH_3 и ArH^+ отсутствуют в используемой химической модели, а химия хлорсодержащих молекул (HCl , HCl^+ и H_2Cl^+) в модели существенно неполна. Для улучшения читаемости рисунков выбранные молекулы были разделены на 6 групп с учетом их состава: СН-соединения (рис. 1, группа 1), азотсодержащие молекулы (рис. 1, группа 2), серосодержащие молекулы (рис. 2, группа 3), соединения фосфора, фтора и кремния (рис. 2, группа 4), сложные органические молекулы и их прекурсоры (рис. 3, группа 5) и остальные молекулы, среди которых молекулярный водород H_2 , молекула CO , вода H_2O , простые ионы и углеродные цепочки без водорода (рис. 3, группа 6).

Как видно из рисунков, концентрации молекул, принадлежащих различным группам, ведут себя по-разному в моделях с клампами и без клампов. Молекулы из группы 1, простые углеродсодержащие молекулы, среди которых много соединений с углеродными цепочками, демонстрируют значительное (на 2–3 порядка) увеличение максимальных концентраций в моделях с клампами по сравнению с моделью без клампов. Более того, максимальные концентрации большинства из них несколько возрастают с увеличением размера клампов с 0.1 до 1.0 а.е. Исключение составляет формальдегид H_2CO , максимальное содержание которого в модели с крупными клампами оказывается меньше на порядок величины, чем в модели с мелкими клампами, и примерно равным содержанию в модели без клампов.

Поведение азотсодержащих молекул, составляющих группу 2, противоположно тому, которое наблюдается у молекул из группы 1. Как максимальные концентрации этих молекул, так и про-

фили их изменения со временем практически не различаются во всех трех моделях. Хотя по-прежнему можно говорить об увеличении содержания молекул в моделях с клампами по сравнению с однородной моделью, рост максимальных концентраций не превышает 2–3 раз. Такие изменения концентраций вряд ли можно считать значимыми, поскольку они меньше точности астрохимического моделирования [23], а также точности определения содержаний молекул из наблюдений.

Серосодержащие молекулы, составляющие группу 3, в целом, ведут себя аналогично азотсодержащим молекулам. Исключение составляют молекулы HS , NS и CS , максимальные концентрации которых в моделях с клампами повышаются на 1.5–2 порядка по сравнению с моделью без клампов. Максимальные содержания остальных молекул от модели к модели изменяются в пределах порядка величины. Хочется отметить, что химия соединений серы в нашей модели не включает недавних дополнений, предложенных в работе [24]. Поэтому вывод о незначительности влияния мелкомасштабных неоднородностей пространственного распределения пыли на серосодержащие молекулы нужно воспринимать с осторожностью.

Группа 4 в основном содержит молекулы – соединения фосфора и фтора, а также окись кремния SiO . Введение клампов в химическую модель также оказывает незначительное влияние на химическую эволюцию молекул из этой группы. Как можно видеть из рис. 2, максимальные содержания всех молекул группы 4 изменяются не более, чем в 2–3 раза. Некоторым исключением из правила является молекула PO , чье минимальное содержание в моделях с клампами становится выше на порядок величины по сравнению с моделью без клампов. Интересно отметить, что полученные нами содержания молекул PN , PO , CP и HCP на 4–5 порядков ниже, чем в “наилучшей” (best-fit) модели химии фосфора в диффузной среде, опубликованной в работе [25]. Однако в

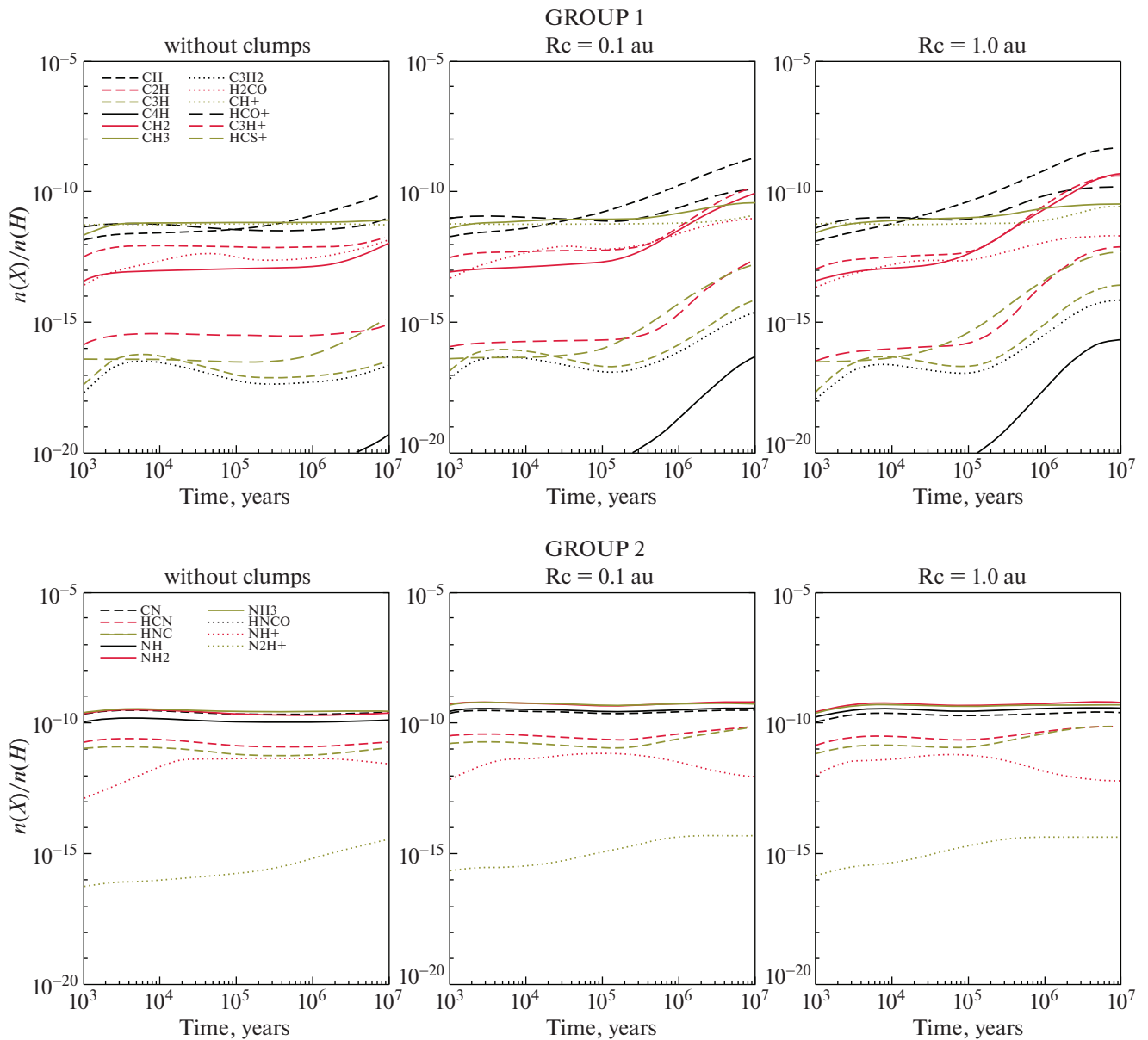


Рис. 1. Изменение величин относительных обилий молекул от времени для различных моделей диффузной среды: однородной (слева), с клампами радиуса 0.1 а.е. (в центре), с клампами радиуса 1.0 а.е. (справа). Время эволюции: от 10^3 до 10^7 лет. Группы молекул 1 (верхняя панель) и 2 (нижняя панель).

модели, опубликованной в упомянутой работе, относительно высокие концентрации фосфоросодержащих молекул достигаются лишь при значениях оптической экстинкции A_V равных или превышающих 3.0^m . Авторы статьи [25] объясняют выбор относительно высокого значения A_V , характерного, скорее, для полупрозрачной (translucent) среды тем, что на луче зрения могут находиться области более плотной среды, в которой, по-видимому, в реальности и находятся фосфоросодержащие молекулы с высокими содержа-

ниями относительно водорода. В то же время значения содержаний фосфоросодержащих молекул, полученные в статье [25] для значений $A_V = 1^m$ (меньше авторы не рассматривают), приближаются к модельным величинам, полученным нами.

Группа 5 содержит сложные органические молекулы и их прекурсоры — соединения, чье обнаружение в диффузной среде было, пожалуй, наиболее неожиданным. Как и для молекул из предыдущей группы, наличие/отсутствие клампов в среде не оказывает значимого влияния на их

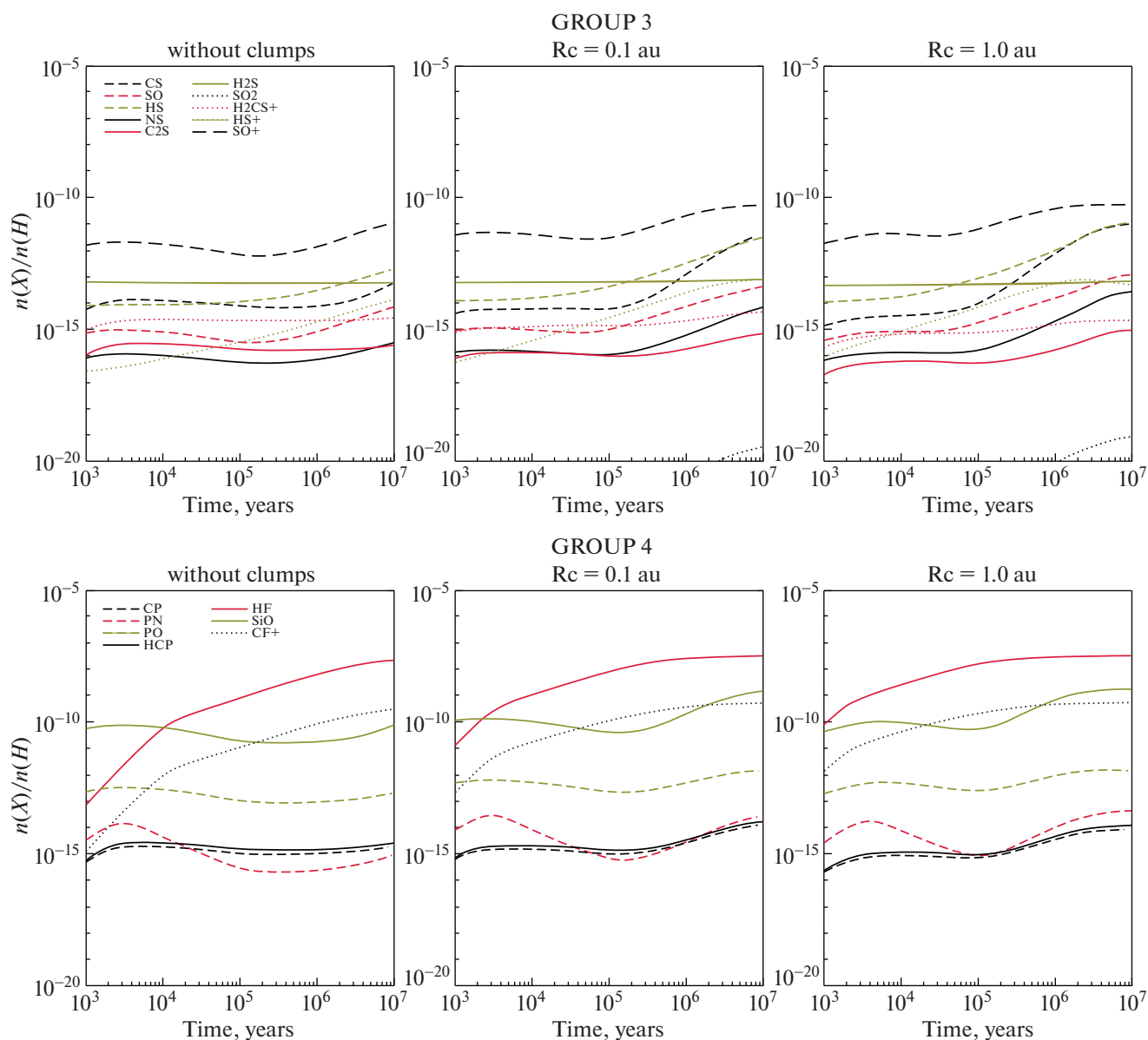


Рис. 2. Изменение величин относительных обилий молекул от времени для различных моделей диффузной среды: однородной (слева), с клампами радиуса 0.1 а.е. (в центре), с клампами радиуса 1.0 а.е. (справа). Время эволюции: от 10^3 до 10^7 лет. Группы молекул 3 (верхняя панель) и 4 (нижняя панель).

эволюцию. Как можно видеть из рис. 3, рассматриваемые нами в данной работе модели диффузной среды, как с клампами, так и без них, не способны объяснить наблюдаемые содержания сложных молекул за исключением метанола CH_3OH , содержание которого приближается к зафиксированному в наблюдениях диффузной среды. Невозможность воспроизведения содержаний сложных органических молекул моделью диффузной среды, по-видимому, означает, что эти молекулы все же образуются в более плотном газе полупрозрачных облаков, попадающих на

лучи зрения при наблюдениях диффузной среды. Метанол является исключением из этого правила, поскольку его образование эффективно на поверхности пылевых частиц, в том числе, и при температурах пыли, характерных для молекулярной диффузной среды.

Наконец, группа 6 включает в себя химически разнородные молекулы. Неудивительно, что их эволюция в моделях с клампами и без клампов протекает по-разному.

Стоит отметить различие темпов превращения атомарного водорода в молекулярный во всех

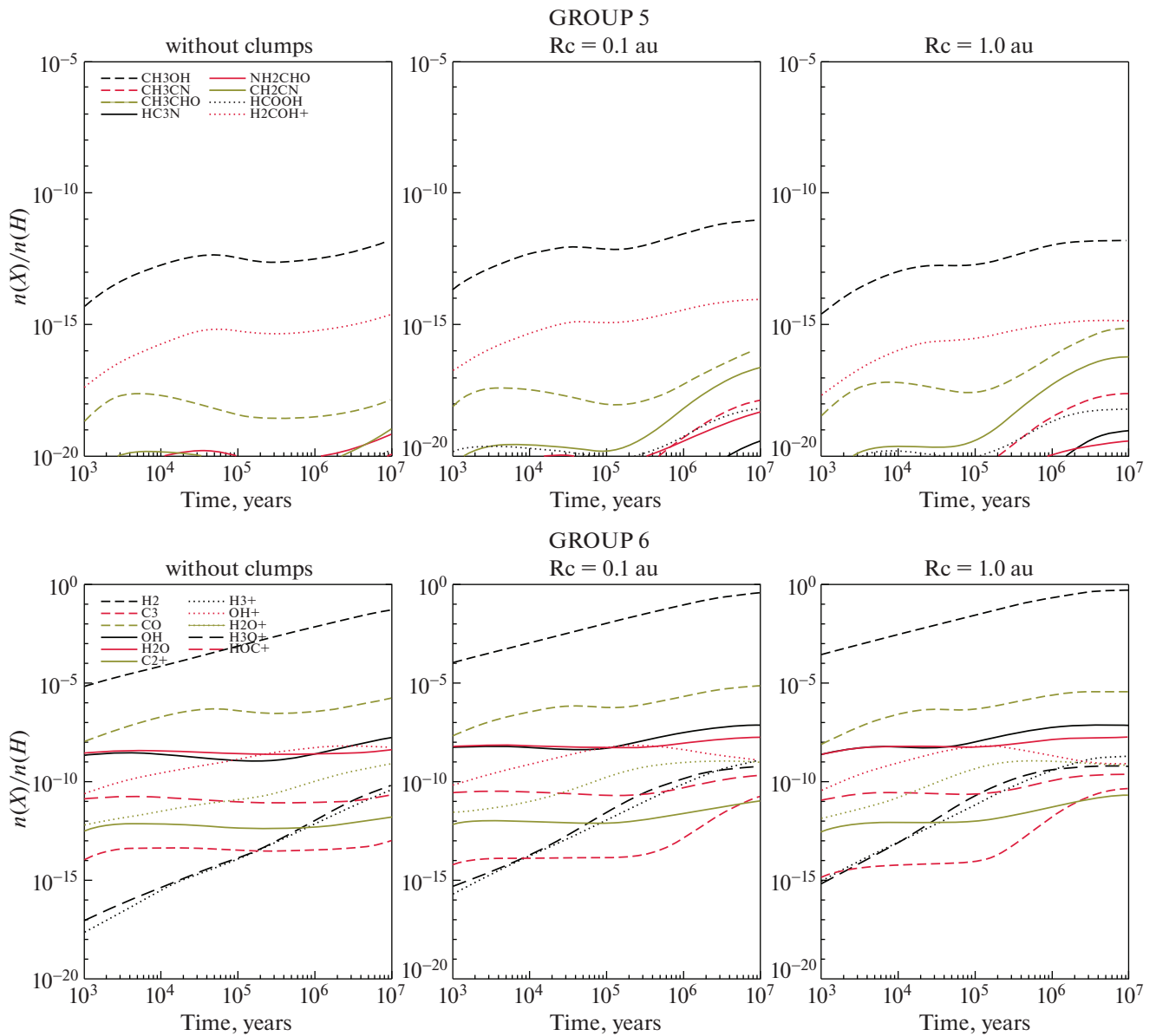


Рис. 3. Изменение величин относительных обилий молекул от времени для различных моделей диффузной среды: однородной (слева), с клампами радиуса 0.1 а.е. (в центре), с клампами радиуса 1.0 а.е. (справа). Время эволюции: от 10^3 до 10^7 лет. Группы молекул 5 (верхняя панель) и 6 (нижняя панель).

трех моделях диффузной среды. Как видно из графиков на рис. 3, в моделях с клампами время перехода водорода из атомарного в молекулярный ускоряется более, чем на порядок по сравнению с моделью, предполагающей равномерное распределение пыли. Этот факт имеет важное значение для химической эволюции других молекул, поскольку присутствие молекулярного водорода является необходимым условием для возникновения эффективной ион-молекулярной химии в газе. Кроме того, время перехода $H \rightarrow H_2$ говорит в пользу сценария образования гигантских молеку-

лярных облаков в крупномасштабных турбулентных потоках. Подробнее этот вопрос обсуждается в работе [12].

Другие молекулы из группы 6 слабо реагируют на наличие/отсутствие клампов, изменение их содержаний не превышает порядка величины. Исключение составляет молекула C_3 , максимальное содержание которой в моделях с клампами увеличивается на 3 порядка в сравнении с моделью без клампов. C_3 обнаружена во множестве наблюдений диффузной среды. По-видимому, это неудивительно, т.к. относительно высокого содер-

Таблица 4. Значения величин обилий молекул в моделях однородной диффузной среды, диффузной среды с клапмами $R_c = 0.1$ а.е. и диффузной среды с клапмами $R_c = 1.0$ а.е. в сравнении с наблюдаемыми значениями молекул в диффузной среде

| Молекула | Используемая модель | | | Наблюдения |
|-------------|---------------------|------------------|------------------|------------|
| | Однородная | $R_c = 0.1$ а.е. | $R_c = 1.0$ а.е. | |
| C2H | 1.60E-11 | 2.15E-10 | 4.00E-10 | 2.90E-08 |
| C3H | 2.97E-16 | 1.17E-14 | 2.53E-14 | 2.00E-10 |
| C3H2 | 1.55E-16 | 3.92E-15 | 7.36E-15 | 1.40E-09 |
| C3 | 1.20E-12 | 2.44E-11 | 4.380E-11 | 1.10E-09 |
| CN | 3.43E-10 | 3.36E-10 | 2.72E-10 | 1.50E-08 |
| HCN | 2.97E-11 | 7.83E-11 | 7.66E-11 | 0.30E-08 |
| HNC | 2.16E-11 | 7.47E-11 | 7.60E-11 | 7.00E-10 |
| CS | 5.16E-13 | 5.64E-12 | 9.92E-12 | 1.42E-09 |
| SO | 1.91E-14 | 5.43E-14 | 1.15E-13 | 4.52E-10 |
| H2S | 6.07E-14 | 7.86E-14 | 6.45E-14 | 2.44E-09 |
| CH | 3.23E-10 | 2.50E-09 | 4.80E-09 | 1.96E-08 |
| CH+ | 5.93E-12 | 1.43E-11 | 2.79E-11 | 4.18E-09 |
| NH3 | 3.54E-10 | 5.98E-10 | 5.19E-10 | 3.00E-09 |
| H2CO | 6.40E-12 | 1.00E-11 | 2.05E-12 | 0.40E-08 |
| NH | 1.60E-10 | 3.92E-10 | 4.01E-10 | 4.95E-09 |
| OH | 3.99E-08 | 7.00E-08 | 6.77E-08 | 1.00E-07 |
| CO | 7.16E-06 | 6.90E-06 | 3.45E-06 | 5.35E-06 |
| HCO+ | 3.66E-11 | 1.36E-10 | 1.50E-10 | 0.30E-08 |
| CH3CN | 1.32E-19 | 1.83E-18 | 2.44E-18 | <0.40E-10 |
| CH3OH | 6.85E-12 | 9.27E-12 | 1.50E-12 | 8.10E-08* |
| N2H+ | 5.16E-15 | 5.22E-15 | 4.57E-15 | <0.40E-11 |
| HS | 5.98E-13 | 4.33E-12 | 1.16E-11 | 4.96E-09 |
| HS+ | 3.56E-14 | 7.64E-14 | 7.57E-14 | 1.16E-09 |
| CH2 | 7.26E-12 | 1.32E-10 | 4.96E-10 | 1.60E-08 |
| NH2 | 3.35E-10 | 6.53E-10 | 6.48E-10 | 4.00E-09 |
| H2O | 8.65E-09 | 1.74E-08 | 1.65E-08 | 2.40E-08 |
| H3O+ | 2.36E-10 | 5.60E-10 | 5.78E-10 | 2.50E-09 |
| HF | 2.89E-08 | 3.27E-08 | 3.31E-08 | 1.40E-08 |
| PN | 1.45E-14 | 3.42E-14 | 4.40E-14 | <4.90E-11 |
| PO | 5.86E-13 | 1.51E-12 | 1.47E-12 | <5.00E-10 |
| CP | 5.71E-15 | 1.37E-14 | 8.30E-15 | <2.60E-09 |

Примечание. * В работе [26] отмечено, что полученные оценки относительного содержания метанола являются завышенными из-за возможно заниженной оценки лучевой концентрации молекулярного водорода. Жирным шрифтом выделены молекулы, величины которых близки к наблюдаемым. Приведены молекулы, для которых самими наблюдателями были отмечены оценки относительных обилий. Наблюдательные данные взяты из работ [4–7, 26–34].

жания этой молекулы удалось достичь уже в нашей модели однородной диффузной среды, отличающейся низкой плотностью и малым значением экстинкции A_ν . Присутствие клапмов является при этом необходимым условием достижения молекулой C_3 высокого содержания относительно водорода в диффузной среде.

В табл. 4 приведены максимальные модельные концентрации молекул, которые были обнаружены в диффузной среде. Также в правом столбце табл. 4 приведены величины концентраций молекул, полученные из наблюдений. Величины содержаний молекул в диффузной среде получают из наблюдений вдоль луча зрения, вдоль которого

Таблица 5. Значения величин отношений обилий в модели однородной диффузной среды для различных моментов времени в сравнении с наблюдаемыми значениями отношений в диффузной среде

| Отношение | 10 ⁵ лет | 10 ⁶ лет | 10 ⁷ лет | 10 ⁸ лет | Наблюдения | Ссылка |
|------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|------------|--------|
| C2H/HCO+ | 2.26E-001 | 2.36E-001 | 2.09E-001 | 4.39E-001 | 1.45E+001 | [4] |
| C2H/C3H | 7.70E+004 | 8.77E+004 | 5.61E+004 | 5.40E+004 | 2.00E+002 | [35] |
| C3H2/HCO+ | 1.75E-006 | 1.59E-006 | 2.29E-006 | 4.24E-006 | 7.00E-001 | [4] |
| C4H/C2H | 3.21E-009 | 4.20E-009 | 2.49E-008 | 7.14E-008 | 1.00E+000 | [35] |
| CN/HCN | 1.71E+001 | 1.74E+001 | 1.35E+001 | 1.02E+001 | 6.80E+000 | [5] |
| HCN/C2H | 1.80E+001 | 1.69E+001 | 9.83E+000 | 1.86E+000 | 8.00E-002 | [5] |
| HCN/HCO+ | 4.05E+000 | 3.99E+000 | 2.05E+000 | 8.14E-001 | 1.97E+000 | [5] |
| HCN/HNC | 2.11E+000 | 2.06E+000 | 1.71E+000 | 1.38E+000 | 5.00E+000 | [35] |
| HC3N/HCN | 5.30E-011 | 5.17E-011 | 6.38E-011 | 1.46E-010 | 4.00E-001 | [35] |
| C2H3N/HC3N | 1.96E-001 | 3.79E-001 | 9.64E+000 | 3.03E+001 | 4.00E+000 | [35] |
| CS/HCO+ | 2.09E-003 | 2.27E-003 | 5.78E-003 | 1.41E-002 | 2.00E+000 | [6] |
| CS/HCN | 5.16E-004 | 5.69E-004 | 2.81E-003 | 1.73E-002 | 7.00E-001 | [6] |
| CS/H2S | 1.32E-001 | 1.39E-001 | 9.52E-001 | 7.91E+000 | 6.00E+000 | [6] |
| CS/SO | 2.14E+001 | 9.17E+000 | 8.32E+000 | 2.70E+001 | 1.70E+000 | [6] |
| CS/HCS+ | 2.37E+002 | 1.28E+002 | 3.53E+001 | 3.55E+001 | 1.33E+001 | [6] |
| CS/C2H | 9.27E-003 | 9.62E-003 | 2.77E-002 | 3.22E-002 | 1.30E-001 | [6] |
| SO/HCO+ | 9.78E-005 | 2.48E-004 | 6.94E-004 | 5.24E-004 | 9.00E-001 | [6] |
| SO/H2S | 6.19E-003 | 1.52E-002 | 1.14E-001 | 2.93E-001 | 2.40E-001 | [7] |
| SO2/HCO+ | 1.80E-011 | 5.01E-011 | 2.98E-010 | 4.19E-010 | 5.00E-001 | [6] |
| H2S/HCO+ | 1.58E-002 | 1.63E-002 | 6.07E-003 | 1.79E-003 | 2.70E-001 | [6] |
| HCS+/HCO+ | 8.81E-006 | 1.77E-005 | 1.64E-004 | 3.97E-004 | 1.30E-001 | [6] |
| OH/CH | 2.86E+002 | 1.87E+002 | 1.85E+002 | 1.24E+002 | 3.00E+000 | [35] |
| NH3/CS | 3.99E+004 | 3.74E+004 | 5.49E+003 | 6.39E+002 | 1.00E+000 | [28] |
| NH3/H2CO | 9.13E+002 | 9.52E+002 | 2.18E+002 | 5.15E+001 | 4.00E-001 | [28] |
| H2CO/CS | 4.38E+001 | 3.93E+001 | 2.52E+001 | 1.24E+001 | 2.30E+000 | [28] |
| H2O | 9.13E+002 | 9.89E+001 | 1.22E+001 | 4.35E+000 | 1.50E+000 | [8] |
| OH+/H2O+ | 1.12E+002 | 4.96E+001 | 7.15E+000 | 2.90E+000 | 4.00E+000 | [8] |
| OH+/H3O+ | 1.02E+005 | 4.90E+003 | 8.76E+001 | 1.26E+001 | 6.00E+000 | [8] |
| HS/H2S | 2.06E-001 | 5.55E-001 | 3.20E+000 | 9.16E+000 | 1.25E+000 | [7] |
| HS+/CH | 5.60E-005 | 3.29E-004 | 2.29E-003 | 6.01E-003 | 2.80E-001 | [9] |
| НОС+/HCO+ | 2.65E+000 | 2.62E+000 | 2.13E+000 | 1.79E+000 | 1.50E-002 | [36] |
| HCO+/HF | 4.15E-003 | 5.00E-004 | 4.34E-004 | 1.26E-003 | 2.50E-001 | [36] |
| НОС+/HF | 1.10E-002 | 1.31E-003 | 9.26E-004 | 2.26E-003 | 4.00E-003 | [36] |
| CF+/HF | 1.32E-002 | 1.28E-002 | 1.41E-002 | 1.51E-002 | 1.70E-002 | [36] |

Примечание. Жирным шрифтом выделены отношения, величины которых близки к наблюдаемым.

может находиться множество областей, не связанных друг с другом эволюционно. В этой ситуации нам представляется бессмысленным определять “время наилучшего согласия” между моделью и наблюдениями, как это часто делается при моделировании отдельных объектов в областях звездообразования. По этой причине с данными наблюдений мы сравниваем не набор концентраций молекул, рассчитанный для одного

момента времени “наилучшего согласия”, а максимальные значения модельных концентраций, хотя они и достигаются в разные моменты времени.

Как можно видеть из табл. 4, из 28 молекул, наблюдательные данные о содержании которых в диффузной среде нам удалось обобщить, модель без клампов воспроизводит в пределах порядка величины 10 молекул, а обе модели с клампами –

Таблица 6. Значения величин отношений обилий в модели диффузной среды с клампами радиуса $R_c = 0.1$ а.е. для различных моментов времени в сравнении с наблюдаемыми значениями отношений в диффузной среде

| Отношение | 10^5 лет | 10^6 лет | 10^7 лет | 10^8 лет | Наблюдения | Ссылка |
|-------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------|--------|
| C2H/HCO+ | 7.67E-002 | 1.74E-001 | 1.19E+000 | 1.58E+000 | 1.45E+001 | [4] |
| C2H/C3H | 2.64E+004 | 3.21E+004 | 2.10E+004 | 1.83E+004 | 2.00E+002 | [35] |
| C3H2/HCO+ | 1.75E-006 | 2.93E-006 | 1.99E-005 | 2.87E-005 | 7.00E-001 | [4] |
| C4H/C2H | 8.00E-009 | 4.61E-008 | 3.31E-007 | 4.35E-007 | 1.00E+000 | [35] |
| CN/HCN | 1.02E+001 | 7.43E+000 | 4.58E+000 | 4.37E+000 | 6.80E+000 | [5] |
| HCN/C2H | 4.30E+001 | 9.23E+000 | 5.01E-001 | 3.64E-001 | 8.00E-002 | [5] |
| HCN/HCO+ | 3.30E+000 | 1.61E+000 | 5.96E-001 | 5.75E-001 | 1.97E+000 | [5] |
| HCN/HNC | 2.06E+000 | 1.52E+000 | 1.07E+000 | 1.05E+000 | 5.00E+000 | [35] |
| HC3N/HCN | 1.74E-011 | 3.14E-011 | 5.15E-010 | 7.58E-010 | 4.00E-001 | [35] |
| C2H3N/HC3N | 1.43E+000 | 4.19E+001 | 3.63E+001 | 3.09E+001 | 4.00E+000 | [35] |
| CS/HCO+ | 7.85E-004 | 4.89E-003 | 3.12E-002 | 4.14E-002 | 2.00E+000 | [6] |
| CS/HCN | 2.38E-004 | 3.04E-003 | 5.23E-002 | 7.21E-002 | 7.00E-001 | [6] |
| CS/H2S | 9.62E-002 | 1.80E+000 | 5.00E+001 | 7.18E+001 | 6.00E+000 | [6] |
| CS/SO | 6.02E+000 | 1.61E+001 | 9.38E+001 | 1.04E+002 | 1.70E+000 | [6] |
| CS/HCS+ | 5.84E+001 | 2.28E+001 | 2.41E+001 | 2.42E+001 | 1.33E+001 | [6] |
| CS/C2H | 1.02E-002 | 2.80E-002 | 2.62E-002 | 2.62E-002 | 1.30E-001 | [6] |
| SO/HCO+ | 1.31E-004 | 3.03E-004 | 3.33E-004 | 3.98E-004 | 9.00E-001 | [6] |
| SO/H2S | 1.60E-002 | 1.11E-001 | 5.33E-001 | 6.91E-001 | 2.40E-001 | [7] |
| SO2/HCO+ | 2.16E-011 | 1.28E-010 | 2.84E-010 | 3.49E-010 | 5.00E-001 | [6] |
| H2S/HCO+ | 8.16E-003 | 2.72E-003 | 6.24E-004 | 5.77E-004 | 2.70E-001 | [6] |
| HCS+/HCO+ | 1.34E-005 | 2.14E-004 | 1.29E-003 | 1.71E-003 | 1.30E-001 | [6] |
| OH/CH | 2.80E+002 | 1.61E+002 | 3.72E+001 | 2.79E+001 | 3.00E+000 | [35] |
| NH3/CS | 8.91E+004 | 4.73E+003 | 1.54E+002 | 1.05E+002 | 1.00E+000 | [28] |
| NH3/H2CO | 8.24E+002 | 2.32E+002 | 6.38E+001 | 5.91E+001 | 4.00E-001 | [28] |
| H2CO/CS | 1.08E+002 | 2.04E+001 | 2.41E+000 | 1.77E+000 | 2.30E+000 | [28] |
| H2O | 6.38E+001 | 6.74E+000 | 1.53E+000 | 1.35E+000 | 1.50E+000 | [8] |
| OH+/H2O+ | 3.15E+001 | 4.17E+000 | 1.38E+000 | 1.28E+000 | 4.00E+000 | [8] |
| OH+/H3O+ | 2.01E+003 | 2.81E+001 | 2.11E+000 | 1.72E+000 | 6.00E+000 | [8] |
| HS/H2S | 6.88E-001 | 4.83E+000 | 3.91E+001 | 5.51E+001 | 1.25E+000 | [7] |
| HS+/CH | 4.72E-004 | 3.81E-003 | 6.62E-003 | 5.33E-003 | 2.80E-001 | [9] |
| НОС+/HCO+ | 2.61E+000 | 2.02E+000 | 1.56E+000 | 1.54E+000 | 1.50E-002 | [36] |
| НОС+/HF | 8.86E-004 | 9.25E-004 | 3.80E-003 | 4.17E-003 | 2.50E-001 | [36] |
| НОС+/HF | 2.31E-003 | 1.87E-003 | 5.94E-003 | 6.40E-003 | 4.00E-003 | [36] |
| CF+/HF | 1.34E-002 | 1.47E-002 | 1.61E-002 | 1.62E-002 | 1.70E-002 | [36] |

Примечание. Жирным шрифтом выделены отношения, величины которых близки к наблюдаемым.

по 12 молекул. Согласие между моделями и данными наблюдений далеко от полного, и введение в модель клампов улучшает его лишь незначительно. Максимальные содержания большинства молекул в нашей модели, характеризующейся низкой плотностью газа и малыми значениями оптической экстинкции меньше величин, полученных из наблюдений, на несколько порядков величины.

3.2. Отношения содержаний молекул

Отношения обилий молекул зачастую определяются из наблюдений точнее, чем относительные содержания молекул. Поэтому для более полного понимания того, как и насколько сильно клампы влияют на химическую эволюцию среды, мы также проанализировали влияние клампов на эти отношения. На основании полученных результатов моделирования для всех трех моделей

Таблица 7. Значения величин отношений обилий в модели диффузной среды с клампами радиуса $R_c = 1.0$ а.е. для различных моментов времени в сравнении с наблюдаемыми значениями отношений в диффузной среде

| Отношение | 10^5 лет | 10^6 лет | 10^7 лет | 10^8 лет | Наблюдения | Ссылка |
|-------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------|--------|
| C2H/HCO+ | 5.62E-002 | 4.28E-001 | 2.63E+000 | 2.67E+000 | 1.45E+001 | [4] |
| C2H/C3H | 2.51E+004 | 3.75E+004 | 1.59E+004 | 1.58E+004 | 2.00E+002 | [35] |
| C3H2/HCO+ | 1.26E-006 | 4.64E-006 | 4.81E-005 | 4.91E-005 | 7.00E-001 | [4] |
| C4H/C2H | 1.43E-008 | 8.66E-008 | 5.29E-007 | 5.34E-007 | 1.00E+000 | [35] |
| CN/HCN | 8.30E+000 | 4.91E+000 | 3.55E+000 | 3.55E+000 | 6.80E+000 | [5] |
| HCN/C2H | 4.81E+001 | 1.70E+000 | 1.94E-001 | 1.91E-001 | 8.00E-002 | [5] |
| HCN/HCO+ | 2.70E+000 | 7.27E-001 | 5.11E-001 | 5.11E-001 | 1.97E+000 | [5] |
| HCN/HNC | 1.95E+000 | 1.21E+000 | 1.01E+000 | 1.01E+000 | 5.00E+000 | [35] |
| HC3N/HCN | 8.11E-012 | 8.63E-011 | 1.20E-009 | 1.22E-009 | 4.00E-001 | [35] |
| C2H3N/HC3N | 1.29E+001 | 7.14E+001 | 2.63E+001 | 2.61E+001 | 4.00E+000 | [35] |
| CS/HCO+ | 1.03E-003 | 1.10E-002 | 6.51E-002 | 6.62E-002 | 2.00E+000 | [6] |
| CS/HCN | 3.81E-004 | 1.52E-002 | 1.28E-001 | 1.30E-001 | 7.00E-001 | [6] |
| CS/H2S | 1.89E-001 | 1.35E+001 | 1.51E+002 | 1.54E+002 | 6.00E+000 | [6] |
| CS/SO | 5.07E+000 | 4.82E+001 | 8.71E+001 | 8.63E+001 | 1.70E+000 | [6] |
| CS/HCS+ | 2.31E+001 | 1.98E+001 | 2.05E+001 | 2.05E+001 | 1.33E+001 | [6] |
| CS/C2H | 1.83E-002 | 2.58E-002 | 2.48E-002 | 2.48E-002 | 1.30E-001 | [6] |
| SO/HCO+ | 2.03E-004 | 2.29E-004 | 7.48E-004 | 7.67E-004 | 9.00E-001 | [6] |
| SO/H2S | 3.72E-002 | 2.79E-001 | 1.73E+000 | 1.78E+000 | 2.40E-001 | [7] |
| SO2/HCO+ | 3.90E-011 | 1.35E-010 | 5.54E-010 | 5.68E-010 | 5.00E-001 | [6] |
| H2S/HCO+ | 5.45E-003 | 8.19E-004 | 4.31E-004 | 4.31E-004 | 2.70E-001 | [6] |
| HCS+/HCO+ | 4.45E-005 | 5.56E-004 | 3.18E-003 | 3.23E-003 | 1.30E-001 | [6] |
| OH/CH | 2.39E+002 | 8.19E+001 | 1.43E+001 | 1.41E+001 | 3.00E+000 | [35] |
| NH3/CS | 5.12E+004 | 6.81E+002 | 5.33E+001 | 5.23E+001 | 1.00E+000 | [28] |
| NH3/H2CO | 2.03E+003 | 4.48E+002 | 2.54E+002 | 2.53E+002 | 4.00E-001 | [28] |
| H2CO/CS | 2.52E+001 | 1.52E+000 | 2.10E-001 | 2.07E-001 | 2.30E+000 | [28] |
| H2O | 2.37E+001 | 2.66E+000 | 1.09E+000 | 1.09E+000 | 1.50E+000 | [8] |
| OH+/H2O+ | 1.30E+001 | 1.98E+000 | 1.14E+000 | 1.14E+000 | 4.00E+000 | [8] |
| OH+/H3O+ | 3.08E+002 | 5.27E+000 | 1.25E+000 | 1.24E+000 | 6.00E+000 | [8] |
| HS/H2S | 1.77E+000 | 1.77E+001 | 1.75E+002 | 1.80E+002 | 1.25E+000 | [7] |
| HS+/CH | 1.17E-003 | 6.92E-003 | 1.78E-003 | 1.72E-003 | 2.80E-001 | [9] |
| HOC+/HCO+ | 2.47E+000 | 1.69E+000 | 1.49E+000 | 1.49E+000 | 1.50E-002 | [36] |
| HCO+/HF | 5.69E-004 | 2.21E-003 | 4.53E-003 | 4.53E-003 | 2.50E-001 | [36] |
| HOC+/HF | 1.41E-003 | 3.75E-003 | 6.74E-003 | 6.75E-003 | 4.00E-003 | [36] |
| CF+/HF | 1.37E-002 | 1.57E-002 | 1.64E-002 | 1.64E-002 | 1.70E-002 | [36] |

Примечание. Жирным шрифтом выделены отношения, величины которых близки к наблюдаемым.

были составлены табл. 5, 6 и 7 со значениями отношений молекул, которые наблюдались в диффузной среде в направлении на различные источники, и построены их графики как функции времени (рис. 4, 5 и 6). Все отношения разбиты на 5 групп случайным образом. В литературе о наблюдениях молекулярного состава диффузной среды представлены наблюдаемые значения от-

ношений некоторых молекул, которые приведены в 6 и 7 столбцах табл. 5–7.

Во всех рассматриваемых нами моделях есть отношения обилий молекул, чьи величины сильно отличаются от наблюдаемых: например, отношения C_4H/C_2H , HC_3N/HCN и SO_2/HCO^+ , где различия могут достигать 10 порядков по величине. Это может быть связано с тем, что в нашем

случае для моделирования выбраны типичные физические параметры диффузной среды, основанные на многих наблюдениях, а сравнение при этом идет с реальными объектами, условия в которых могут отличаться от выбранных.

Как видно из полученных нами результатов, при использовании модели с клампами и при увеличении радиуса этих клампов сходимость модельных величин отношений обилий и наблюдаемых величин становится лучше. Согласно данным, представленным в табл. 5–7, в однородной модели отношений, чьи величины согласуются с данными наблюдений, было 16, в моделях с клампами различных радиусов их стало 20: в модели с клампами удалось дополнительно объяснить такие отношения, как C_2H/HCO^+ , HNC/C_2H , CS/HCN и OH/CH (см. табл. 6 и 7).

В случае отношений C_2H_3N/HC_3N , CS/HCS^+ , CS/C_2H , SO/H_2S , H_2O^+/H_3O^+ , OH^+/H_2O^+ и HS/H_2S с увеличением радиуса клампа все лучше удается объяснить наблюдаемые величины отношений: величины всех этих отношений начинают лучше сходиться на временах 10^5 – 10^6 лет и 10^6 – 10^8 лет в случае отношения HS/H_2S , чего не было в однородной модели (см. табл. 7).

Стоит отметить, что в моделях с клампами есть случаи, когда сходимость результатов моделирования с наблюдаемыми величинами оказалась несколько хуже, чем в однородной модели. В случае отношения HS/H_2S в однородной модели величина этого отношения обилий в ней одинаково хорошо сходится с наблюдаемыми величинами и объясняет их на всем времени эволюции диффузной среды (1.25 – значение в наблюдениях и 3.20 – в однородной модели, см. табл. 5), в то время как в модели с клампами с $R_c = 0.1$ и 1.0 а.е. это отношение объясняется только в моменты времени в 10^5 и 10^6 лет (см. табл. 6 и 7). Величины отношений CS/H_2S и CS/SO в однородной модели сходились с наблюдаемыми (6.0 и 1.7 соответственно) на временах порядка 10^6 – 10^8 лет, тогда как в модели с 10^7 а.е. только в моменты 10^6 и 10^5 лет соответственно (см. табл. 7). Такое расхождение с наблюдениями может быть связано с недостаточно полными данными о химии серосодержащих соединений [24].

В модели однородной диффузной среды многие отношения обилий быстро выходят на стационарные значения: например, CN/HCN , C_3H_2/HCO^+ , HNC/HCN и CS/HCO^+ на рис. 4, SO/HCO^+ , HCS^+/HCO^+ и SO/H_2S на рис. 5 и HS^+/CH^+ на рис. 6. По сравнению с однородной моделью диффузной среды, в модели с клампами величины выбранных отношений не только изменяются в большую или меньшую стороны, но

также показывают заметное изменение с течением времени. Такое поведение отношений обилий молекул в неоднородной модели позволяет применять метод химических часов более широко и эффективно.

В целом можно сказать, что использование при моделировании неоднородной модели диффузной среды не оказывает негативного влияния на химическую эволюцию среды с точки зрения согласия с наблюдениями, а в некоторых случаях даже помогает добиться лучшей согласованности модельных и наблюдаемых значений.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

В данной работе мы рассматриваем модель диффузной фазы межзвездной среды, характеризующейся малой плотностью газа ($n_H = 100 \text{ см}^{-3}$) и, что очень важно для химической эволюции, малыми значениями оптической экстинкции A_V . Поскольку типичным значением A_V для диффузного газа на луче зрения является $A_V = 1^m$, в нашей химической модели мы рассматриваем половинное значение, $A_V = 0.5^m$, т.к. предполагается, что область диффузной среды освещена ультрафиолетом со всех сторон. При выбранных нами физических условиях гомогенная химическая модель ожидаемо выдает значения содержаний многих молекул на много порядков величины меньше, чем были зафиксированы в наблюдениях. Основной целью данной работы было выяснить, может ли присутствие компактных газопылевых сгустков в диффузной среде, существование которых предсказывается в работе [10], привести к существенному увеличению максимальных содержаний молекул, чьи наблюдаемые содержания не объясняются гомогенной моделью диффузной среды. Описанные выше результаты дают, в целом, отрицательный ответ на этот вопрос. Действительно, компактные газопылевые сгустки (“кляпмы”) оказывают влияние на содержания ряда молекул и молекулярных ионов, наблюдающихся в диффузной межзвездной среде, и максимальные содержания ряда молекул в моделях с клампами возрастают на 2–3 порядка величины по сравнению с моделью, в которой пыль и газ перемешаны равномерно. Тем не менее, как видно из табл. 4, даже выросшие на несколько порядков максимальные содержания молекул оказываются все еще ниже наблюдаемых, зачастую, на несколько порядков величины. Кроме того, имеется значительное число молекул, поведение содержаний которых практически одинаково в рассмотренных моделях с клампами и без клампов. Однако все же имеются две молекулы, чьи содержания в моделях с клампами приблизились к наблюдаемым величинам: HNC и CH . Также в

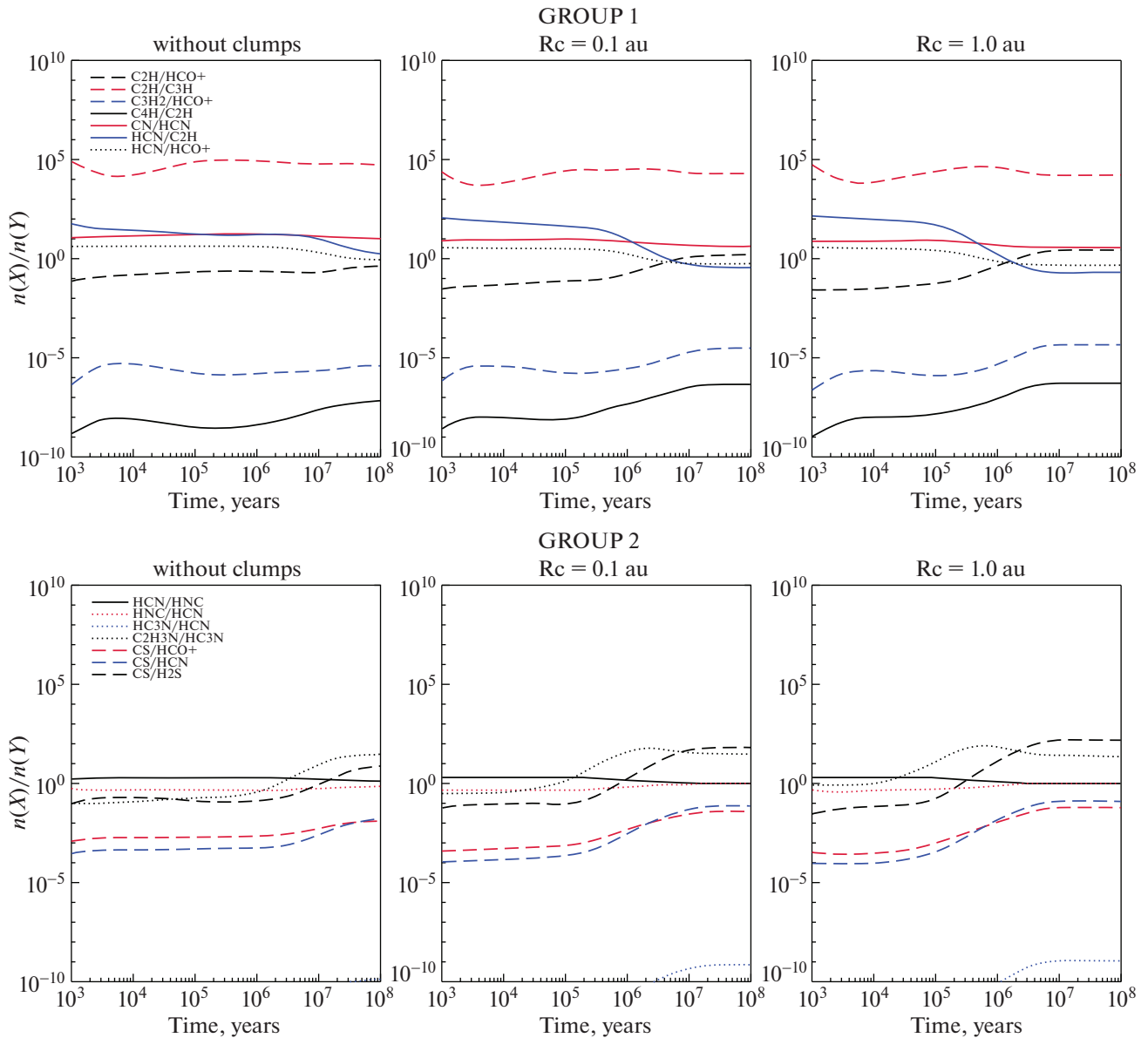


Рис. 4. Модельные отношения молекул как функции времени для различных моделей диффузной среды: однородной (слева), с клампами радиуса 0.1 а.е. (в центре), с клампами радиуса 1.0 а.е. (справа). Время эволюции: от 10^3 до 10^8 лет. Группы отношений 1 (верхняя панель) и 2 (нижняя панель).

моделях с клампами содержание молекулы C_3 , обнаруженной во множестве исследований диффузной среды (что говорит о ее распространенности) вплотную приблизилось к критерию согласия с наблюдениями. Ниже мы рассматриваем особенности химической эволюции некоторых репрезентативных молекул, на примере которых можно увидеть влияние гипотезы о клампах на эволюцию молекулярного состава диффузной межзвездной среды.

В группу 1, описанную выше (верхний ряд на рис. 1), входят простые углеродосодержащие мо-

лекулы, формирующиеся в газе в ион-молекулярных химических реакциях. Содержания этих молекул растут в моделях с клампами на поздних временах эволюции, поскольку содержания этих молекул непосредственно зависят от количества молекулярного водорода (H_2) в газе. Поскольку в моделях с клампами переход $H \rightarrow H_2$ происходит приблизительно на порядок быстрее, на поздних временах эволюции в моделях с клампами водород находится преимущественно в молекулярной форме, а в гомогенной модели — в атомарной форме. Важность молекулярного водорода для

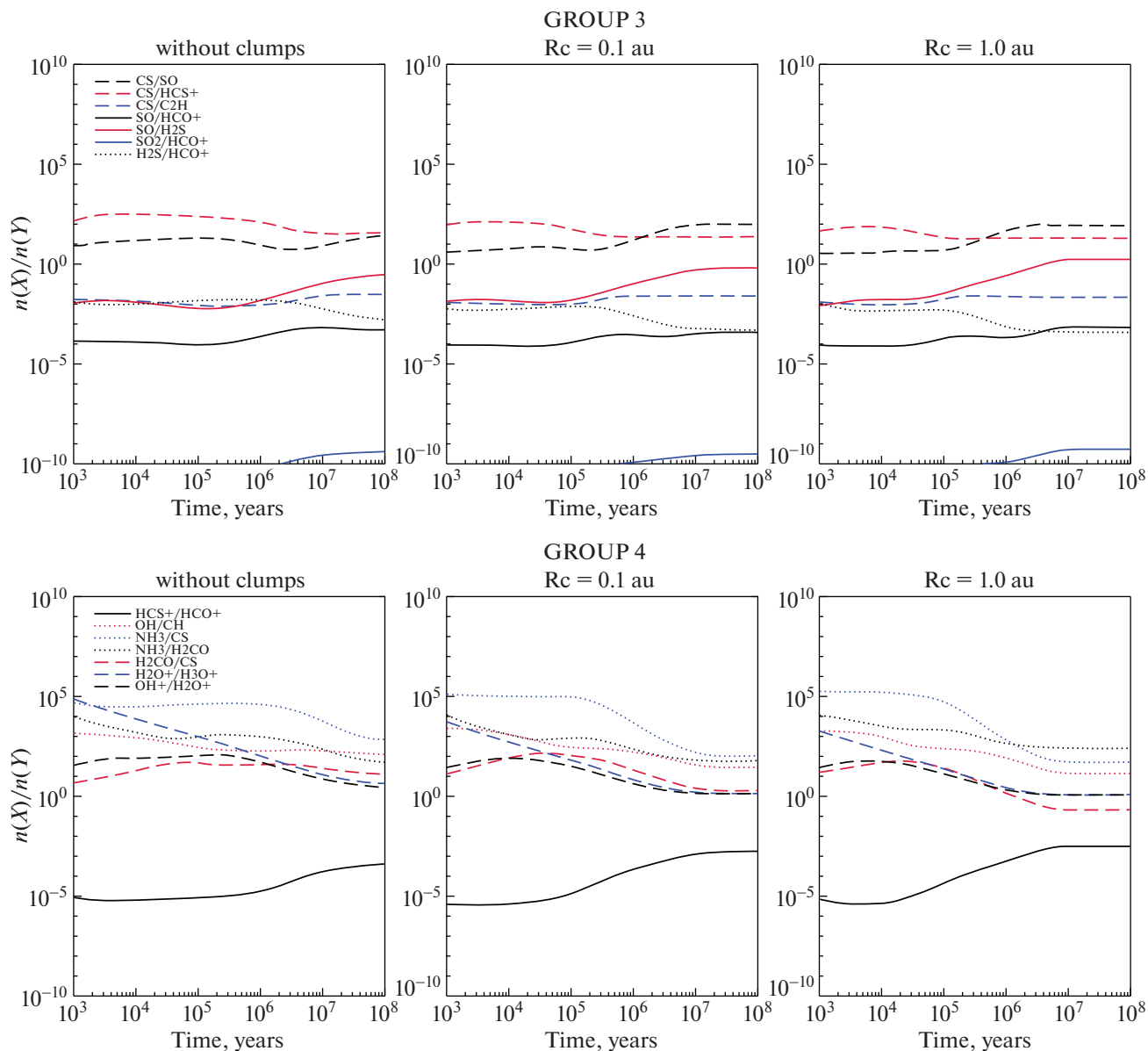
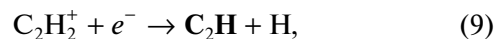
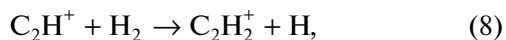
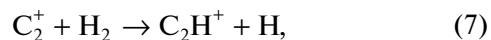
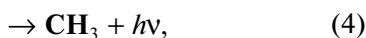
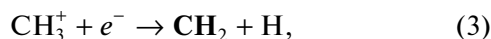
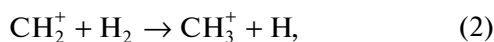
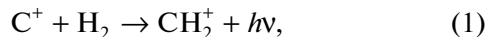


Рис. 5. Модельные отношения молекул как функции времени для различных моделей диффузной среды: однородной (слева), с клампами радиуса 0.1 а.е. (в центре), с клампами радиуса 1.0 а.е. (справа). Время эволюции: от 10^3 до 10^8 лет. Группы отношений 3 (верхняя панель) и 4 (нижняя панель).

формирования простых молекул из группы 1 И, далее можно проиллюстрировать на примере следующей цепочки реакций (см., напр., [21]) (жирным шрифтом выделены молекулы из группы 1):



Кислородосодержащие молекулы формируются в аналогичных цепочках реакций, инициатором в

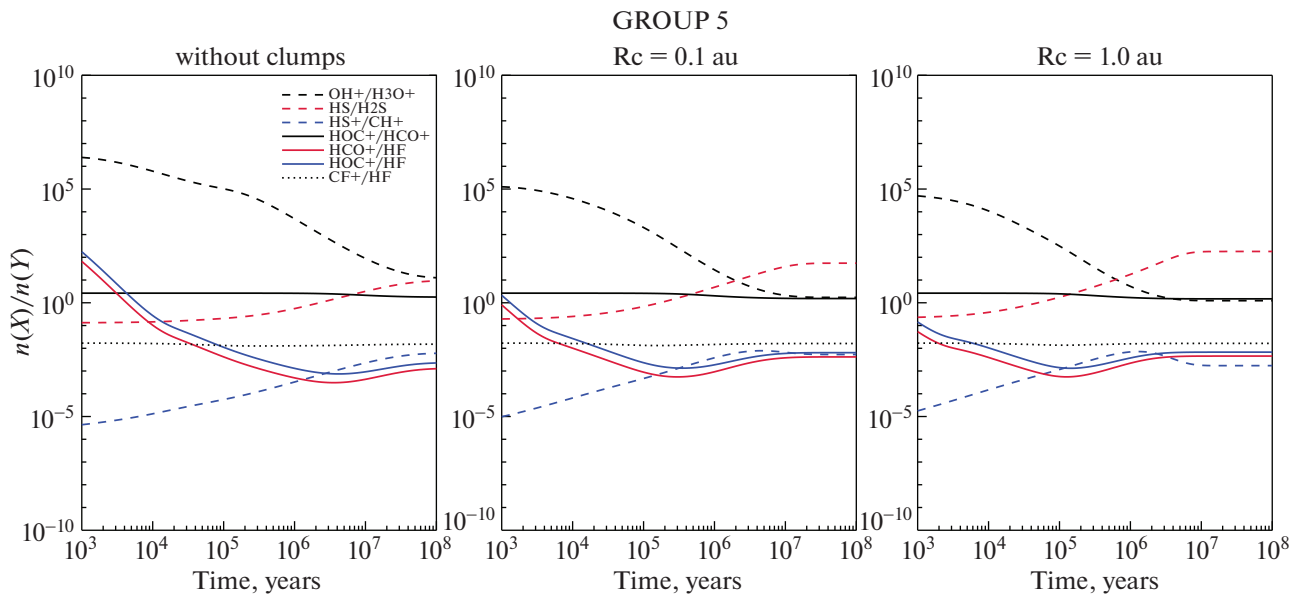
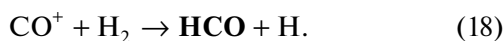
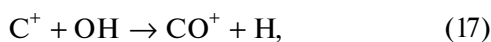
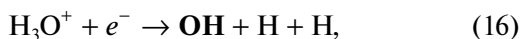
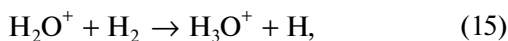
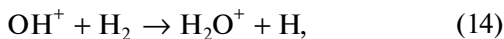
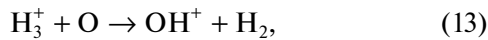
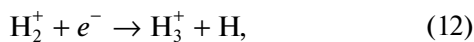
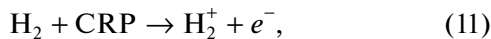
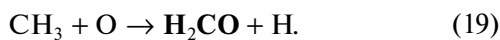


Рис. 6. Модельные отношения молекул как функции времени для различных моделей диффузной среды: однородной (слева), с клампами радиуса 0.1 а.е. (в центре), с клампами радиуса 1.0 а.е. (справа). Время эволюции: от 10^3 до 10^8 лет. Группа отношений 5.

которых выступает высокоактивный ион H_3^+ , также образующийся из молекулярного водорода в результате взаимодействия с космическими лучами:



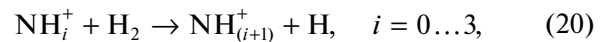
Наконец, сложные молекулы образуются из более простых. Например,



Мы полагаем, что приведенные выше примеры достаточно иллюстрируют важность молекулы H_2 для химии простых соединений, и не приводим аналогичные цепочки реакций для других молекул из соображений краткости изложения материала.

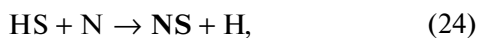
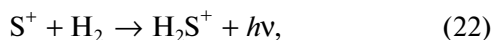
В группу 2 (нижний ряд на рис. 1) входят простые азотосодержащие молекулы. В отличие от молекул из группы 1 содержания рассмотренных азотосодержащих молекул практически не реаги-

руют на введение газопылевых клампов в модель. Это связано с особенностями химии этих молекул. В частности, молекулы NH^+ , NH , NH_2 и NH_3 производятся в одной последовательности ион-молекулярных реакций и реакций диссоциативной рекомбинации:



При этом первый ион в цепи, N^+ , производится путем ионизации космическими лучами изначально присутствующего в модели атомарного азота N . Скорость этого процесса в нашей модели не зависит от наличия или отсутствия компактных газопылевых сгустков, что и объясняет неизменность содержаний перечисленных выше молекул в моделях с клампами и без клампов. Скорости этих реакций ограничены содержанием ионов азота, а не содержанием молекулярного водорода. Подобные рассуждения справедливы и для других молекул группы 2. Кроме того, в случае молекулы CN при объяснении стабильности ее содержания во всех трех моделях необходимо учитывать возросшую скорость ее фотодиссоциации за счет увеличения прозрачности среды при образовании клампов. Возрастающая скорость разрушения молекулы в данном случае компенсирует возрастающую скорость ее образования в реакциях между атомарным азотом и молекулами C_2 и CN .

Группа 3 содержит серосодержащие молекулы. В моделях с клампами по сравнению с однородной моделью существенно растут содержания четырех молекул: HS, CS, NS и SO. Содержания этих молекул возрастают в моделях с клампами также из-за повышенной доли молекулярного водорода в газе на поздних временах эволюции в сравнении с однородной моделью:



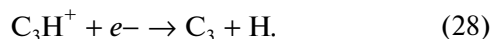
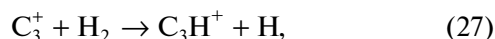
Молекула CS образуется при диссоциативной рекомбинации иона HCS^+ , также образующегося в ион-молекулярных реакциях с участием молекулярного водорода. Интересно, что хотя содержания молекул CS и HS достигают в моделях с клампами значений порядка 10^{-11} относительно водорода, наблюдательные данные по этим молекулам объяснить по-прежнему не удастся, т.к. концентрации, полученные из наблюдений, выше приблизительно на два порядка величины.

Группу 4 составляют фосфор- и фторсодержащие молекулы. К сожалению, в нашу модель включена лишь базовая химия этих классов соединений, и, как видно из рис. 2, существенных изменений в обилиях молекул данной группы не наблюдается. Поэтому в данной работе мы не приводим анализ особенностей формирования молекул данной группы.

В группе 5 представлена сложная органика и связанные с ней ионы. Только одна молекула в группе, метанол, достигает максимального содержания 10^{-11} , являющегося достаточно высоким, чтобы быть обнаруженным в наблюдениях. Интересно, что это содержание достигается в модели с клампами размером 0.1 а.е. В однородной модели, как и в модели с клампами размером 1.0 а.е., максимальное содержание метанола меньше на один порядок величины. Такое поведение метанола объясняется тем, что метанол образуется в реакциях гидрирования молекулы CO на поверхности пылевых частиц. В моделях с клампами скорость аккреции атомов и молекул из газа на пыль выше, чем в однородной модели. Это увеличивает скорость образования метанола. С другой стороны, в моделях с клампами непрозрачность среды (A_V) по сравнению с однородной моделью ниже. Следовательно, скорость разрушения метанола ультрафиолетовыми фотонами выше. В модели с клампами размером 0.1 а.е. баланс образования и разрушения метанола смещается в пользу образования, и содержание метанола оказывается максимальным среди трех моделей. В модели с клампами размером 1.0 а.е. баланс таков, что результи-

рующее максимальное содержание метанола оказывается таким же, как и в однородной модели.

Группа 6 отражает химически разнородные молекулы. Как видно из рис. 3, обилия большинства молекул в данной группе почти не изменяются при использовании моделей с клампами. Исключениями являются две важные молекулы, чьи обилия при использовании модели с клампами возрастают, H_2 и C_3 . В модели диффузной среды с клампами разных размеров формирование молекулярного водорода ускоряется на поверхности пылевых частиц, а самоэкранирование “защищает” от быстрого разрушения в более прозрачной среде. Поэтому образование молекулярного водорода из атомарного занимает приблизительно на порядок меньше времени, чем в однородной модели [12]. Образование молекулы C_3 во всех моделях происходит за счет реакции диссоциативной рекомбинации иона C_3H^+ , который, в свою очередь, образуется через реакцию с молекулярным водородом:



Как можно отметить, образование молекулы C_3 оказалось тесно связано с количеством молекулярного водорода в среде сразу на двух этапах: на моменте формирования иона C_3H^+ и при формировании молекулы C_2H (об этом подробнее написано выше в дискуссии о химической эволюции молекул из группы 1). Содержания молекулы C_3 в моделях с клампами приближаются к значениям содержаний, полученных из наблюдений, однако не достигают их приблизительно на полтора порядка величины (см. табл. 4). Молекула C_3 широко наблюдается в диффузной среде вдоль различных лучей зрения [37]. Это может означать, что она эффективно образуется в широком диапазоне физических условий, характерных как для относительно плотных “полупрозрачных” (translucent) областей, так и для условий обычных молекулярных диффузных областей, рассматриваемых в этой работе. В этом случае высокие содержания этой молекулы в диффузном газе, характеризующем малыми значениями A_V , могут стать индикаторами возможного существования компактных газопылевых клампов в такой среде.

Приведенные выше результаты свидетельствуют о том, что компактные газопылевые сгустки (клямпы) размером 0.1–1.0 а.е., возможность формирования которых в межзвездной среде показана в работе [10], оказывают ограниченное влияние на химическую эволюцию молекул и ионов, наблюдаемых вдоль лучей зрения в направлении на диффузную межзвездную среду.

Хотя содержания некоторых молекул в моделях с клампами могут возрасти на несколько порядков величины, они не приближаются к значениям содержаний, полученных из наблюдений. Последние все еще оказываются на 2–3 порядка выше модельных величин. Поскольку очевидно, что ключевым фактором, влияющим на химию в диффузном и полупрозрачном (translucent) газе является непрозрачность среды A_V , мы выполнили тестовые расчеты моделей, полностью аналогичных рассматриваемой в статье однородной модели без клампов, но с $A_V = 2$ и 3. Полученные результаты показали, что более высокие значения A_V оказывают существенно большее влияние на содержания молекул, нежели клампы, и позволяют добиться согласия модельных и наблюдаемых концентраций для значительно большего числа соединений. На основании этого можно сделать вывод о том, что высокие содержания ряда молекул, наблюдаемые на лучах зрения в направлении на диффузную среду, в действительности достигаются не в самом диффузном газе, характеризующемся малой плотностью и значением $A_V < 1$, а скорее всего, в областях более плотного газа, находящихся на луче зрения, и окруженных диффузным газом. Данный вывод согласуется с мнениями авторов ряда других исследований молекулярного состава диффузной межзвездной среды ([3] и ссылки в этой работе).

Таким образом, по результатам проделанной работы можно сделать следующие основные выводы:

1. Введение компактных газопылевых сгустков (клампов) в астрохимические модели диффузной среды приводит к увеличению модельных содержаний ряда молекул по сравнению со значениями, получаемыми в стандартных моделях диффузной среды, предполагающих однородное распределение пыли в газе. Однако, как правило, увеличившиеся модельные содержания остаются на 2–3 порядка ниже значений содержаний молекул, полученных из наблюдений диффузной среды.

2. При использовании модели с клампами радиуса 0.1 и 1.0 а.е. удалось объяснить отношения обилий молекул C_2H/HCO^+ , HCN/C_2H , CS/HCN и OH/CH . При этом во всех трех моделях (однородной и с клампами разных радиусов) есть отношения, которые одинаково плохо сходятся с наблюдаемыми значениями (C_4H/C_2H , HC_3N/HCN и SO_2/HCO^+), но в модели с клампами радиуса 1 а.е. величины этих отношений становятся выше, что чуть больше соответствует данным наблюдений. Для более точного анализа влияния новой модели на химическую эволюцию конкретных молекул необходимо произвести моделирование диффузной среды с параметрами, соответствующими тем объектам, где эти молекулы

были задетектированы, что является интересной задачей для последующих исследований.

3. Проведены тестовые расчеты моделей, идентичных модели с однородным распределением пыли в газе, но со значениями экстинкции $A_V = 2$ и 3. Обнаружено, что более высокие значения A_V влияют на химию гораздо сильнее, чем введение в модель клампов, и позволяют воспроизвести большее число концентраций молекул, хотя и не всех. Этот результат подтверждает предположение ряда авторов, что высокие содержания ряда молекул в диффузной среде невозможно объяснить моделью собственно диффузной фазы (малые плотность и A_V), и что наблюдаемые высокие концентрации ряда молекул на лучах зрения в диффузной среде происходят из областей более плотного и менее прозрачного “translucent” газа.

4. Тем не менее клампы могут быть ответственны за высокие концентрации молекул, поскольку ускоряют на порядок переход $N \rightarrow N_2$, и тем самым способствуют ускоренному формированию более плотных translucent областей.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00645. Работа С.Ю.П. была выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема № FEUZ-2020-0030. В.А. Соколова и А.И. Васюнин являются членами Партнерской группы института Макса Планка (the Max Planck Partner Group) на базе Уральского федерального университета.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны А.В. Ивлеву за продуктивные дискуссии в процессе работы над статьей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. H. Wooden, S. B. Charnley, and P. Ehrenfreund, *Composition and evolution of interstellar clouds*, edited by M. C. Festou, H. U. Keller, and H. A. Weaver (Tucson: University of Arizona Press, 2004), p. 33.
2. A. G. G. M. Tielens, *The physics and chemistry of the interstellar medium* (New York: Cambridge University Press, 2005).
3. T. P. Snow and B. J. McCall, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **44**, 367 (2006).
4. R. Lucas and H. S. Liszt, *Astron. and Astrophys.* **358**, 1069 (2000).
5. H. Liszt and R. Lucas, *Astron. and Astrophys.* **370**, 576 (2001).
6. R. Lucas and H. S. Liszt, *Astron. and Astrophys.* **384**, 1054 (2002).

7. *D. A. Neufeld, B. Godard, M. Gerin, G. Pineau des Forêts, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **577**, id. A49 (2015).
8. *M. Gerin, M. de Luca, J. Black, J. R. Goicoechea, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **518**, id. L110 (2010).
9. *B. Godard, E. Falgarone, M. Gerin, and D. C. Lis*, *Astron. and Astrophys.* **540**, id. A87 (2012).
10. *V. N. Tsytovich, A. V. Ivlev, A. Burkert, and G. E. Morfill*, *Astrophys J.* **780**, id. 131 (2014).
11. *A. B. Ostrovskii, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **495**, 4314 (2020).
12. *A. V. Ivlev, A. Burkert, A. Vasyunin, and P. Caselli*, *Astrophys J.* **861**, id. 30 (2018).
13. *G. Morfill*, *Plasma Phys. Rep.* **26** (8), 682 (2000).
14. *R. Bingham and V. N. Tsytovich*, *Astron. and Astrophys.* **376**, L43 (2001).
15. *V. N. Tsytovich and K. Watanabe*, *Contrib. Plasma Phys.* **43** (2), 51 (2003).
16. *S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, and G. Morfill*, *Phys. Rev. E* **64** (4), id. 046403 (2001).
17. *A. I. Vasyunin and E. Herbst*, *Astrophys J.* **769**, id. 34 (2013).
18. *R. T. Garrod and E. Herbst*, *Astron. and Astrophys.* **457**, 927 (2006).
19. *V. A. Sokolova, A. B. Ostrovskii, and A. I. Vasyunin*, *Astron. Rep.* **61** (8), 678 (2017).
20. *M. Asplund, N. Grevesse, and A. J. Sauval*, *Nuclear Phys. A* **777**, 1 (2006).
21. *S. Yamamoto*, *Introduction to Astrochemistry. Chemical Evolution from Interstellar Clouds to Star and Planet Formation* (Tokyo: Springer Japan, 2017).
22. *N. Indriolo and B. J. McCall*, *Astrophys. J.* **745** (1), id. 91 (2012).
23. *A. I. Vasyunin, A. M. Sobolev, D. S. Wiebe, and D. A. Semenov*, *Astron. Lett.* **30**, 566 (2004).
24. *J. C. Laas and P. Caselli*, *Astron. and Astrophys.* **624**, id. A108 (2019).
25. *J. Chantzos, V. M. Rivilla, A. Vasyunin, E. Redaelli, L. Bizzocchi, F. Fontani, and P. Caselli*, *Astron. and Astrophys.* **633**, id. A54 (2020).
26. *V. Thiel, A. Belloche, K. M. Menten, R. T. Garrod, and H. S. P. Müller*, *Astron. and Astrophys.* **605**, id. L6 (2017).
27. *H. Liszt, R. Lucas*, *Astron. and Astrophys.* **391**, 693 (2002).
28. *H. S. Liszt, R. Lucas and J. Pety*, *Astron. and Astrophys.* **448**, 253 (2006).
29. *P. Crane, D. Lambert, and Y. Sheffer*, *Astrophys. J. Suppl.* **99**, 107 (1995).
30. *M. Gerin, M. Luca, J. Goicoechea, E. Herbst, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **521**, L16 (2010).
31. *K. M. Menten, F. Wyrowski, A. Belloche, R. Güsten, L. Dedes, and H. S. P. Müller*, *Astron. and Astrophys.* **525**, id. A77 (2011).
32. *D. A. Neufeld, E. Falgarone, M. Gerin, and B. Godard*, *Astron. and Astrophys.* **542**, id. L6 (2012).
33. *J. F. Corby, B. A. McGuire, E. Herbst, and A. J. Remijan*, *Astron. and Astrophys.* **610**, id. A10 (2018).
34. *M. Gerin, D. A. Neufeld, and J. R. Goicoechea*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **54** (1), 181 (2016).
35. *H. Liszt, M. Gerin, A. Beasley, and J. Pety*, *Astrophys. J.* **856** (2), id. 151 (2018).
36. *M. Gerin, H. Liszt, D. Neufeld, B. Godard, P. Sonnentrucker, J. Pety, and E. Roueff*, *Astron. and Astrophys.* **622**, id. A26 (2019).
37. *T. Oka, J. Dahlstrom, B. McCall, S. Friedman, L. Hobbs, P. Sonnentrucker, D. Welty, and D. York*, *Astrophys. J.* **582**, 823 (2008).

УДК 524.4

СБЛИЖЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ С РАССЕЯННЫМИ ЗВЕЗДНЫМИ СКОПЛЕНИЯМИ

© 2020 г. М. Д. Сизова^{1,*}, С. В. Верещагин¹, Б. М. Шустов¹, Н. В. Чупина¹

¹ Институт астрономии РАН, Москва, Россия

*E-mail: sizova@inasan.ru

Поступила в редакцию 24.03.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

Принята к публикации 30.04.2020 г.

Рассчитаны моменты времени и минимальные расстояния прохождений более 100 рассеянных звездных скоплений (РЗС) около Солнечной системы на протяжении последних 5 млн. лет. Показано, что минимальные расстояния сближения центров РЗС с Солнечной системой, как правило, превосходили 60 пк. Скопление Гиады сближалось с Солнечной системой на ~25 пк. Влияние таких сближений на движение комет во внешних областях облака Оорта сравнимо и даже может превышать эффект от сближений с отдельными звездами. Проведено сравнение положений на небе антиапексов скоплений и афелиев долгопериодических комет. Выявлены случаи их близких положений для некоторых комет и межзвездного астероида 11/2017 U1 (Oumuamua). Сделаны оценки частоты прохождений РЗС в окрестностях Солнечной системы. Сближения на расстояние 25 пк происходят с частотой ~20 раз за миллиард лет.

DOI: 10.31857/S0004629920090054

1. ВВЕДЕНИЕ

Резервуаром долгопериодических комет является облако Оорта (см., например, [1]). Поскольку кометы в облаке Оорта гравитационно слабо связаны с Солнцем, их орбиты могут испытывать относительно сильные возмущения от сближений с различными компактными гравитирующими массами (молекулярными облаками, звездными скоплениями, звездами, межзвездными телами дозвездной массы – коричневыми карликами, межзвездными планетами). Некоторые такие сближения могут вызывать, в частности, временное увеличение потока комет, попадающих во внутреннюю Солнечную систему, т.н. “кометные ливни”. Мы не рассматриваем здесь влияние т.н. галактических приливов на Солнечную систему, хотя в общем плане оно также существенно (см., например, недавнюю работу [2] и ссылки в ней) и оказывает существенное влияние на параметры орбит комет (см., например, [3]). Силы галактических приливов мало меняются на короткой шкале времени (несколько миллионов лет), а в данной работе нас интересуют именно заметные и достаточно частые локальные возмущения гравитационного поля. Мы также не рассматривали сближения с молекулярными облаками. В обычных условиях этот эффект не столь существенен по сравнению со звездными сближениями [4, 5], хотя при определенных условиях (движение Сол-

нечной системы в плотном гигантском молекулярном облаке между многочисленными массивными сгустками) эффект от таких сближений может быть значительным [6]. Что касается коричневых карликов и межзвездных планет, то пока что наблюдательная статистика таких объектов весьма неполна. Возможно, что их количество относительно невелико по сравнению со звездами [7]. Также важно отметить, что массы таких объектов относительно малы и существенное влияние могут оказать только сближения на малые расстояния, а такие сближения весьма редки. Поэтому мы ограничились рассмотрением сближений со звездами и рассеянными звездными скоплениями. Шаровых скоплений в Галактике как минимум на пару порядков меньше, чем рассеянных, и их учет общую картину вряд ли изменит.

Основным фактором гравитационных возмущений, влияющих на динамику внешних областей Солнечной системы, являются сближения со звездами. В работах [2, 8] обнаружено множество звезд – кандидатов на такие сближения как в прошлом, так и в будущем. При определенных условиях эти процессы могут вызывать перемещения комет на более близкие или далекие расстояния от Солнца, включая орбиты ухода из Солнечной системы. Если в первом случае могут появиться наблюдаемые долгопериодические кометы, то во втором – межзвездные малые тела.

Таблица 1. Данные о РЗС из каталога MWSC

| MWSC | Название | RAJ2000, град | DEJ2000, град | pmRA, мсд/год | pmDE, мсд/год | d , пк | RV , км/с | $r2$, град | $N/sr2$ |
|------|-------------|------------------|------------------|------------------|------------------|----------|-------------|-------------|---------|
| 2020 | Melotte 111 | 185.985 | 26.300 | -11.72 | -8.76 | 87 | -1.0 | 4.225 | 298 |
| 544 | Mamajek 3 | 81.502 | 6.330 | 10.00 | -32.24 | 95 | 13.1 | 2.200 | 40 |
| 1535 | Mamajek 1 | 130.470 | -79.045 | -29.41 | 27.40 | 112 | 15.0 | 0.420 | 19 |
| 278 | Alessi 13 | 52.020 | -35.870 | 35.80 | -3.27 | 112 | 19.5 | 3.180 | 209 |
| 1990 | Feigelson 1 | 180.300 | -78.335 | -40.45 | -3.91 | 117 | 13.7 | 0.950 | 26 |
| 305 | Melotte 22 | 56.505 | 24.370 | 19.40 | -46.00 | 130 | 5.5 | 6.20 | 488 |
| 1629 | Platais 8 | 136.875 | -59.160 | -15.00 | 14.80 | 141 | 17.3 | 1.500 | 1377 |
| 1841 | IC 2602 | 160.440 | -64.400 | -16.95 | 9.65 | 151 | 21.9 | 1.480 | 3229 |
| 1529 | IC 2391 | 130.065 | -53.028 | -24.20 | 23.42 | 165 | 14.6 | 0.775 | 139 |
| 395 | Platais 3 | 69.450 | 71.470 | 3.35 | -21.15 | 170 | 7.0 | 2.250 | 174 |
| 2650 | Mamajek 2 | 264.472 | -8.085 | -11.50 | -20.90 | 174 | -18.5 | 0.310 | 17 |
| 274 | Melotte 20 | 51.675 | 48.800 | 21.49 | -26.11 | 175 | -1.4 | 6.100 | 621 |
| 1527 | NGC 2632 | 130.095 | 19.690 | -36.54 | -13.36 | 187 | 33.4 | 3.100 | 511 |
| 1308 | NGC 2451A | 115.335 | -38.520 | -21.80 | 15.13 | 188 | 22.6 | 1.300 | 297 |
| 109 | Platais 2 | 18.225 | 32.050 | 13.85 | -11.29 | 190 | 6.5 | 1.320 | 64 |
| 1639 | Platais 9 | 137.955 | -43.530 | -24.50 | 12.00 | 200 | 17.8 | 2.100 | 2277 |

Участвуют ли в этих процессах звездные скопления? За время существования Солнечной системы звездные скопления могли многократно приближаться к Солнечной системе. Учитывая оценку их числа в Галактике (10^5 РЗС согласно [9, 10]), на протяжении жизни Солнечной системы эффект может оказаться значительным, и тогда его нужно учитывать при исследованиях динамической эволюции ансамбля комет во внешних частях облака Оорта. Кроме того, отдельные звезды скоплений и, особенно, их шлейфов (приливных хвостов) могли подходить к Солнечной системе на более близкие расстояния. По данным эксперимента Gaia в [11, 12] получены убедительные доказательства существования масштабных (~ 100 пк) шлейфов звезд, потерянных скоплением Гиады. Возможно, что Гиады занимают еще более обширную область, образуя поток Гиад [13, 14]. Звездные потоки, как правило, связаны со скоплениями. Изучение наблюдаемых данных о пространственных скоростях ближайших к Солнцу пяти потоков Coma Berenices, Sirius, Hyades, Pleiades и Hercules, выполненное в работе [15], показало совпадение кинематических параметров объекта И/2017 U1 Oumuamua (далее И, [16, 17]) и субпотока S2 Плеяд в [18]. Авторы [19] добавили еще одного кандидата в источники объекта И – ассоциацию Columba.

В данной работе представлены результаты поиска близких прохождений РЗС близ Солнечной системы, обсуждаются возможные последствия таких сближений с Солнечной системой. В разделе 2 описаны использованные данные. В разделе

3 представлены диаграммы, позволяющие сопоставить положения афелиев долгопериодических комет, отобранных в работе [20], и антиапексов ближайших к Солнцу скоплений. На первом этапе рассмотрены РЗС, расположенные на расстояниях до 200 пк от Солнца, затем включены и более далекие скопления. В разделе 4 описан метод и результаты поиска возможных пространственных сближений РЗС с Солнечной системой. Сближения искались путем интегрирования орбит РЗС на 5 млн. лет назад. Для скопления Гиады выявлено сближение ядра скопления с Солнечной системой и ряд сближений отдельных звезд приливных хвостов. Также в разделе 4 представлена оценка частоты сближений РЗС с Солнечной системой. В разделе 5 даны выводы.

2. ДАННЫЕ

Использованы данные о 16 РЗС из каталога Milky Way global survey of star clusters (далее MWSC; Харченко и др. [21]). Все они расположены в пределах 200 пк от Солнца и для них имеются надежные наблюдательные данные. В табл. 1 приведены сведения об этих скоплениях: номер скопления по каталогу MWSC, название скопления по другому каталогу, прямое восхождение и склонение на эпоху J2000, собственные движения, расстояние от Солнца (d), лучевая скорость (RV), угловой радиус ($r2$), число звезд в скоплении ($N/sr2$) для радиуса $r2$. Для удобства работы с программами вычислений были сохранены неко-

Таблица 2. Вычисленные параметры РЗС

| MWSC | X, пк | Y, пк | Z, пк | U, км/с | V, км/с | W, км/с | V _{cl} , км/с | aAL, град | aAB, град |
|------|---------|---------|--------|---------|---------|---------|------------------------|-----------|-----------|
| 2020 | -7.30 | -5.92 | 86.49 | -2.29 | -5.45 | -1.57 | 6.12 | 67.23 | 14.92 |
| 0544 | -87.40 | -26.82 | -25.84 | -6.80 | -17.55 | -6.93 | 20.06 | 68.81 | 20.23 |
| 1535 | 39.81 | -96.17 | -41.36 | -14.48 | -18.86 | -10.70 | 26.07 | 52.45 | 24.24 |
| 0278 | -33.79 | -53.24 | -92.56 | -13.86 | -22.87 | -5.38 | 27.28 | 58.78 | 11.38 |
| 1990 | 56.84 | -97.23 | -31.69 | -12.84 | -20.70 | -10.09 | 26.38 | 58.16 | 22.53 |
| 0305 | -115.78 | 28.44 | -51.81 | -6.49 | -27.08 | -14.15 | 31.86 | 76.50 | 26.97 |
| 1629 | 18.30 | -138.48 | -19.21 | -11.70 | -18.71 | -3.21 | 22.30 | 57.97 | 8.30 |
| 1841 | 50.17 | -141.82 | -13.07 | -5.87 | -25.24 | -1.64 | 25.97 | 76.90 | 3.67 |
| 1529 | 0.94 | -163.81 | -19.73 | -25.94 | -14.16 | -5.75 | 30.11 | 28.62 | 11.00 |
| 0395 | -123.21 | 107.28 | 47.01 | -16.66 | -5.22 | -6.45 | 18.61 | 17.39 | 20.24 |
| 2650 | 162.52 | 49.78 | 37.22 | -11.43 | -24.06 | -4.41 | 27.00 | 64.61 | 9.42 |
| 0274 | -146.60 | 93.46 | -19.91 | -12.53 | -23.91 | -7.70 | 28.07 | 62.34 | 15.94 |
| 1527 | -141.92 | -68.87 | 100.42 | -42.05 | -20.28 | -11.14 | 48.00 | 25.75 | 13.42 |
| 1308 | -56.03 | -177.69 | -25.12 | -26.48 | -13.65 | -13.47 | 32.70 | 27.24 | 24.32 |
| 0109 | -101.15 | 128.50 | -96.73 | -11.18 | -7.45 | -10.98 | 17.35 | 33.66 | 39.25 |
| 1639 | -12.28 | -199.30 | 11.38 | -25.25 | -16.77 | -8.13 | 31.38 | 33.56 | 15.01 |

Таблица 3. Параметры новых комет, рассматриваемых в данной работе

| Название кометы | x | q , а.е. | B , град | L , град | a , 10^3 а.е. | P , 10^6 лет |
|-----------------|-----|------------|------------|------------|-------------------|------------------|
| C/2006 K1 | 13 | 4.43 | 66 | 56 | 77 | 21.3 |
| C/1991 F2 | 16 | 1.52 | 30 | 90 | 62 | 15.6 |
| C/1984 W2 | 20 | 4.00 | 33 | 80 | 50 | 11.2 |
| C/1999 F1 | 38 | 5.79 | 15 | 100 | 26 | 4.2 |
| C/1999 U1 | 38 | 4.14 | 25 | 67 | 26 | 4.2 |
| C/2005 L173 | 44 | 3.89 | 23 | 50 | 23 | 3.4 |
| C/2006 K3 | 56 | 2.50 | 47 | 23 | 18 | 2.3 |

торые обозначения, введенные в используемых каталогах. Так, прямое восхождение α на эпоху J2000 обозначено как RAJ2000, склонение δ – DEJ2000, собственные движения по прямому восхождению и склонению обозначены не традиционно μ_α и μ_δ , а pmRA и pmDE соответственно, лучевая скорость – RV.

В табл. 2 представлены рассчитанные для этих скоплений компоненты прямоугольных пространственных координат X , Y , Z и скоростей U , V , W , модуль пространственной скорости $V_{cl} = \sqrt{U^2 + V^2 + W^2}$, а также положения антиапексов в галактической системе координат aAL , aAB . Прямоугольная галактическая гелиоцентрическая система координат задана так: ось X направлена к центру Галактики ($l = 0^\circ$, $b = 0^\circ$), ось Y – в направлении вращения Галактики ($l = 90^\circ$, $b = 0^\circ$), ось Z – на северный полюс Галактики ($b =$

$= 90^\circ$). Аналогичны направления осей для компонентов скорости U , V , W .

Данные о параметрах орбит впервые обнаруженных долгопериодических комет (“новых комет”) взяты из работы [20] и представлены в табл. 3. В колонках табл. 3 содержатся название кометы, величина большой полуоси орбиты a , значение фактора x , характеризующего энергию гравитационной связи кометы в Солнечной системе ($x = 10^6/a$), перигелийное расстояние q , галактические координаты радианта B и L и орбитальный период P .

В табл. 3 содержатся данные не для всех 102 комет из списка [20], а лишь для тех, положения радиантов которых оказались в пределах менее 10° от положения антиапекса хотя бы одного из РЗС в табл. 1. Таких комет оказалось 7.

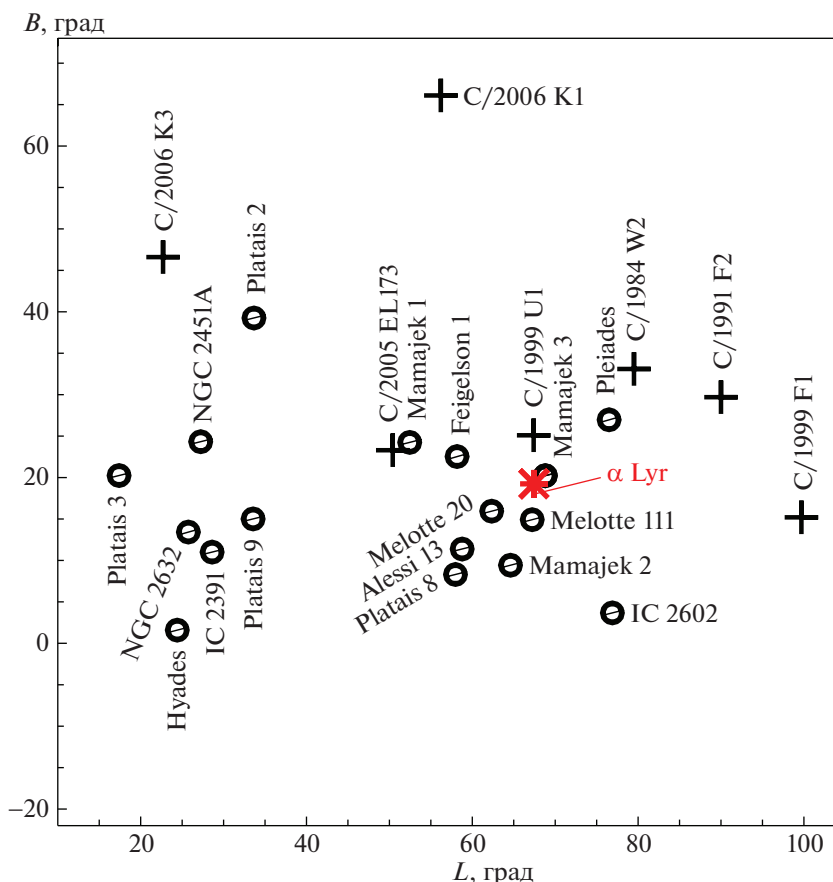


Рис. 1. LB-диаграмма для афелиев комет (крестики) и антиапексов РЗС (жирные точки). Приведены названия РЗС и комет (близ соответствующих символов). Звездочкой обозначено положение звезды α Lyr ($l = 67.448^\circ$, $b = 19.237^\circ$), с которым приблизительно совпадает радиант объекта II.

3. ДИАГРАММЫ АПЕКСОВ

Индивидуальным апексом звезды мы называем точку на небесной сфере с координатами (A , D) в экваториальной системе координат (A – прямое восхождение, D – склонение), на которую направлен вектор, параллельный вектору пространственной скорости звезды, отложенный от точки наблюдения. Мы рассматриваем ниже не апексы, а антиапексы. На небесной сфере антиапексы и апексы находятся в диаметрально противоположных точках, координаты которых по долготе имеют разницу в 180° , а по широте отличаются знаком. Это определение неприменимо для таких межзвездных объектов, как II, вектор движения которых испытывает сильное изменение вследствие прохождения через Солнечную систему. Здесь правильнее говорить о радианте (для входящей ветви орбиты) и апексе для уходящей ветви орбиты. Разумеется, такой же, как и для скоплений, симметрии в положениях радианта и апекса здесь нет.

Аналогом антиапексов в движении комет можно считать положения афелиев орбит комет. Счи-

тается, что если положения антиапексов звезд (скоплений) и афелиев долгопериодических комет, не прошедших перигелий, совпадают, то эти объекты движутся примерно из одной точки неба в близких направлениях. Для поиска закономерностей в положениях апексов (или антиапексов) звезд (скоплений) применяют метод AD-диаграмм. Описание метода, технику построения диаграмм и формулы для определения эллипсов ошибок можно найти в работе [22]. Здесь применен аналог метода AD-диаграмм – метод LB-диаграмм.

На рис. 1 показана LB-диаграмма, на которой сопоставлены положения антиапексов рассматриваемых скоплений (из табл. 2) и афелиев комет (из табл. 3). Положение точки радианта объекта II также находится в пределах рассмотренной области, близ направления на звезду α Lyr (показано на рисунке).

На рис. 1 заметна близость положений для следующих пар РЗС – комета: Mamajek 1 – C/2005 EL173; Pleiades – C/1984 W2; Mamajek 3 – II и Melotte 111 – II, а также Mamajek 3 – C/1999 U1.

Близкое расположение точек указывает на возможное динамическое взаимодействие кометы и скопления в прошлом. Воздействие от двух рядом расположенных скоплений дает больший эффект.

Близость положений П1 и Матажек 3 представляет отдельный интерес. Скорость П1 составляет 26.33 км/с относительно Солнца [19]. Как видно из табл. 1, лучевая скорость Матажек 3 составляет 13.1 км/с, а пространственная (вычислена по компонентам пространственной скорости из табл. 2) составляет 20.06 км/с. Вопрос о более детальном изучении возможной связи этих объектов не входит в рамки данной работы. Близость положений точек П1 и Pleiades на рис. 1 независимо подтверждает упоминавшийся во Введении результат, полученный в [18], о совпадении кинематических параметров П1 и субпотока S2 в потоке Плеяды.

4. СБЛИЖЕНИЯ С РЗС В ГАЛАКТИЧЕСКОМ ДИСКЕ

4.1. Расчеты сближений ближайших РЗС с Солнечной системой

Для оценки возможного гравитационного взаимодействия скоплений и комет уточним используемое здесь понятие сближения. Это сближение РЗС и Солнечной системы на минимальное расстояние d_{\min} на рассматриваемом временном интервале. В наших расчетах d_{\min} определяется на временном интервале интегрирования, равном 5 млн. лет. Момент сближения обозначен как t_{\min} .

Для расчета движения РЗС использовался пакет galru, созданный Бови [23], написанный на языке программирования Python. Принято классическое (по терминологии galru) представление потенциала Млечного Пути (Milky-Way-like potential, [23]), а именно: Галактика представлена трехкомпонентной моделью, включающей гало радиусом 16 кпк, диск толщиной 280 пк и радиусом 16 кпк, балдж размером 3 на 8 кпк. Плотность вещества в окрестностях Солнца $0.10 \pm 0.01 M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$. В суммарный потенциал включен компонент, определяемый сферически-симметричным распределением плотности темной материи в гало по профилю Наварро-Френка-Уайта [24]. Диск представлен согласно Миямото-Нагаи [25]. Не учитывалось влияние спиральных волн плотности и сверхмассивной черной дыры в центре Галактики. В модели Солнце расположено на расстоянии $R_0 = 8$ кпк от центра Галактики над плоскостью диска ($Z = 21$ пк), скорость вращения диска здесь составляет $V_0 = 220$ км/с.

Орбита в пакете galru может быть инициализирована в различных системах координат. Мы генерировали орбиты, используя в качестве входных данных либо RA J2000, DE J2000, pmRA,

pmDE, RV, либо RAJ2000, DEJ2000, d (distance), U , V , W . Кроме того, мы использовали такую возможность galru, как получение входных параметров по запросу в базу данных SIMBAD [26] по имени объекта.

Параметры орбиты зависят от выбора входных данных, в частности, таких как R_0 и V_0 . Значение R_0 определено в десятках публикаций. Разные авторы получили значения от 7.4 до 8.7 кпк. В работе Малкина [27] исследовался так называемый “эффект объединения большинства”, описываемый близостью к ранее опубликованным и ожидаемым результатам отбора. Оказалось, что практически невозможно выбрать наиболее надежное значение R_0 . Изменение V_0 приводит к сдвигу во времени: увеличение V_0 приведет к более раннему сближению и наоборот.

Для определения d_{\min} и t_{\min} мы смоделировали орбиты РЗС и Солнца и определили их положения в Галактике с шагом по времени 10^4 лет, отсчитывая назад от современного значения $t_0 = 0$. На каждом шаге мы вычисляли расстояние между Солнцем и объектом и оставляли минимальное из этих расстояний, запоминая при этом, в какой момент времени объекты сблизились на это расстояние. Таким образом, на интервале времени от 0 до 5 млн. лет назад были определены d_{\min} и t_{\min} для всех отобранных скоплений. Алгоритм, описание и результат моделирования, в том числе полный список результатов из п. 4.3, можно найти по адресу <https://github.com/sizovamr/Rapprochement-Effects-of-the-Solar-System-and-Open-Star-Clusters.git>.

При определенных условиях и приближениях, принятых в работе Рикмана [28], для оценки V_p может быть использована формула $V_p = 2GM_{\text{comet}}/(Vd_{\min}^2)$, где G – гравитационная постоянная, V – пространственная скорость объекта (здесь РЗС) относительно Солнца, r_{comet} – расстояние между кометой и Солнцем. Поскольку мы рассматриваем кометы, расположенные вблизи внешней границы облака Оорта, взято r_{comet} равным 0.5 пк.

Результаты моделирования – d_{\min} , t_{\min} и максимальное приращение скорости V_p кометы – приведены в табл. 4, в колонках которой для удобства также содержатся (повторены) номер по каталогу MWSC, название скопления или номер по другим каталогам, расстояние d и возраст t скопления по MWSC, масса скопления (из каталога [29]).

Рассчитанные значения d_{\min} и соответствующее им t_{\min} также представлены на рис. 2.

Отметим, что Feigelson 1 (MWSC 1990) и Matajek 1 (eta Cha Association) представляют собой звездные потоки, в связи с чем требуют отдельного рассмотрения.

Таблица 4. Результаты моделирования сближений скоплений с Солнечной системой

| MWSC | Название | Масса, M_{Sun} | d , пк | t , млн. лет | V_p , м/с | d_{min} , пк | t_{min} , млн. лет |
|------|-------------|-------------------------|----------|----------------|-------------|-----------------------|-----------------------------|
| 2020 | Melotte 111 | 57.5 | 87.0 | 691.8 | 0.0326 | 87.0 | 0.0 |
| 544 | Mamajek 3 | 40* | 95.0 | 31.6 | 0.0028 | 72.3 | -3.0 |
| 1535 | Mamajek 1 | 40.0 | 112.0 | 9.8 | 0.0014 | 76.3 | -2.4 |
| 278 | Alessi 13 | 17.3 | 112.0 | 524.8 | 0.0007 | 91.5 | -3.0 |
| 1990 | Feigelson 1 | 26* | 117.0 | 4.0 | 0.0009 | 99.9 | -2.4 |
| 305 | Melotte 22 | 282.1 | 130.0 | 141.3 | 0.0134 | 128.0 | -0.8 |
| 1629 | Platais 8 | 38.3 | 141.0 | 56.2 | 0.0012 | 88.7 | -4.8 |
| 1841 | IC 2602 | 141.8 | 151.0 | 221.3 | 0.0042 | 81.5 | -4.8 |
| 1529 | IC 2391 | 70.2 | 165.0 | 112.2 | 0.0010 | 144.0 | -2.6 |
| 395 | Platais 3 | 29.5 | 170.0 | 631.0 | 0.0007 | 156.5 | -3.8 |
| 2650 | Mamajek 2 | 17* | 174.0 | 125.9 | 0.0001 | 174.0 | 0.0 |
| 274 | Melotte 20 | 243.0 | 175.0 | 50.1 | 0.0243 | 175.0 | 0.0 |
| 1527 | NGC 2632 | 284.3 | 187.0 | 831.8 | 0.0021 | 132.4 | -2.8 |
| 1308 | NGC 2451A | 98.8 | 188.0 | 57.5 | 0.0010 | 135.0 | -4.0 |
| 109 | Platais 2 | 8.9 | 190.0 | 205.6 | 0.0002 | 174.4 | -4.4 |
| 1639 | Platais 9 | 55.6 | 200.0 | 123.0 | 0.0005 | 163.8 | -3.6 |
| | Melotte 25 | 435.0 | 47.0 | 625.0 | 0.1160 | 24.8 | -0.9 |

* – число звезд (N_{Isr2} из MWSC) в случае отсутствия данных о массе скопления.

4.2. Расчеты параметров сближения Гиад с Солнечной системой

РЗС Гиады (Melotte 25) испытало наибольшее сближение с Солнцем ($d_{\text{min}} = 24.8$ пк) 0.9 млн. лет назад [30]. На рис. 2 видно, что среди рассмотренных РЗС это скопление проходило ближе всех к Солнечной системе. По данным Gaia DR2 [31] было обнаружено, что скопление Гиады растянуто вдоль пространственной орбиты на десятки парсек [11, 12]. При такой протяженности (100 пк от центра скопления) звезды окраин скопления могут подходить к Солнечной системе гораздо ближе, чем ядро скопления. На рис. 3 показано положение звезд скопления (включая звезды шлейфа) в галактической прямоугольной системе координат.

Рис. 3 позволяет наглядно представить расположение Солнца и звезд Гиад. Линию, на которой расположено Солнце, можно представить как орбиту Гиад относительно Солнца в линейном приближении. Перемещение Гиад на небе в течение последних 5 млн. лет определено с помощью пересчета координат из прямоугольной системы (рис. 3) в галактическую и представлено на рис. 4. Положение объекта при движении по участку круговой (для простоты) орбиты вокруг центра Галактики (ЦГ) на расстоянии 8 кпк от ЦГ со скоростью, не превышающей 50 км/с относительно Солнца, и при прямолинейном движении с такой

же скоростью за время $t = 5$ млн. лет будут отличаться незначительно.

Если центр скопления подходил достаточно близко к Солнечной системе, логично предположить, что некоторые звезды приливных хвостов могли подходить еще ближе. Для изучения сближений звезд приливного хвоста мы использовали каталог [32]. Из 1764 звезд, ассоциированных авторами [32] со скоплением Гиады, для моделирования орбит использовались 283 звезды, для которых известна лучевая скорость RV . Полученные результаты представлены на рис. 5. На рис. 5 отмечены звезды с самым малым d_{min} 1) Gaia DR2 332636723777804544 $d_{\text{min}} = 2.11$ пк, 2) Gaia DR2 3131255252997637632 $d_{\text{min}} = 4.04$ пк и 3) Gaia DR2 3328617079087341440 $d_{\text{min}} = 6.33$ пк. Отметим, что среди звезд с самым близким прохождением не обнаружено совпадений с данными из работы [2].

Для оценки ошибок вычислений использовался каталог [11]. В результате было установлено, что ошибки могут изменить вычисляемые значения, в основном, долготы l , что мало изменит результаты при определении величины сближений d_{min} .

Список самых примечательных сближений для звезд Гиад (список членов скопления взят из [32]) и рассчитанные нами возмущения скорости приведены в табл. 5, где даны масса звезды, лучевая скорость RV , d_{min} , t_{min} и величина V_p .

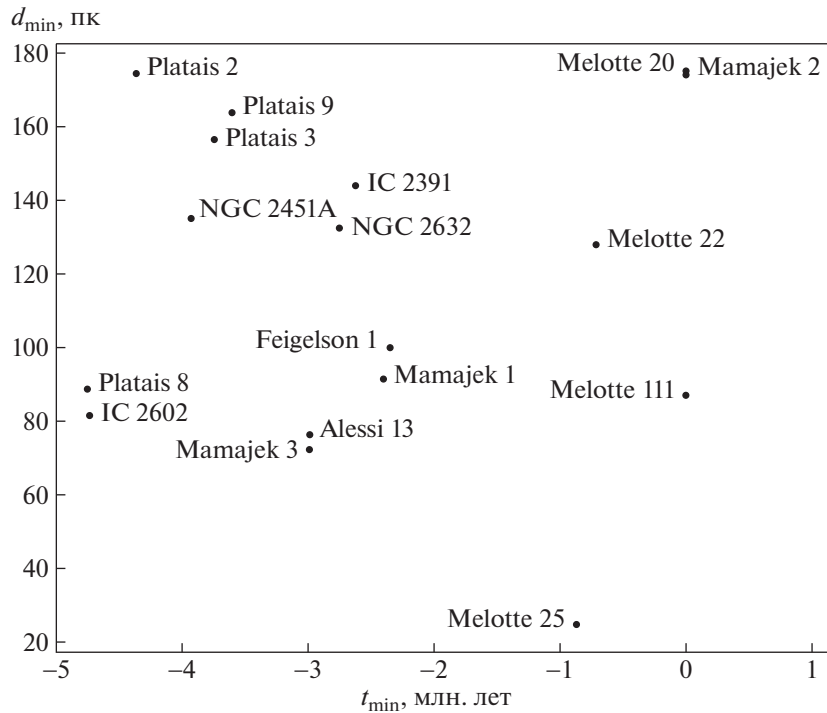


Рис. 2. Расстояния d_{\min} , указанные на LB-диаграмме РЗС (рис. 1), и соответствующие им t_{\min} . Скопление IC 1396, параметры которого выходят за пределы диаграммы, не нанесено ($t = -205.22$ млн. лет, $d = 56.3$ пк).

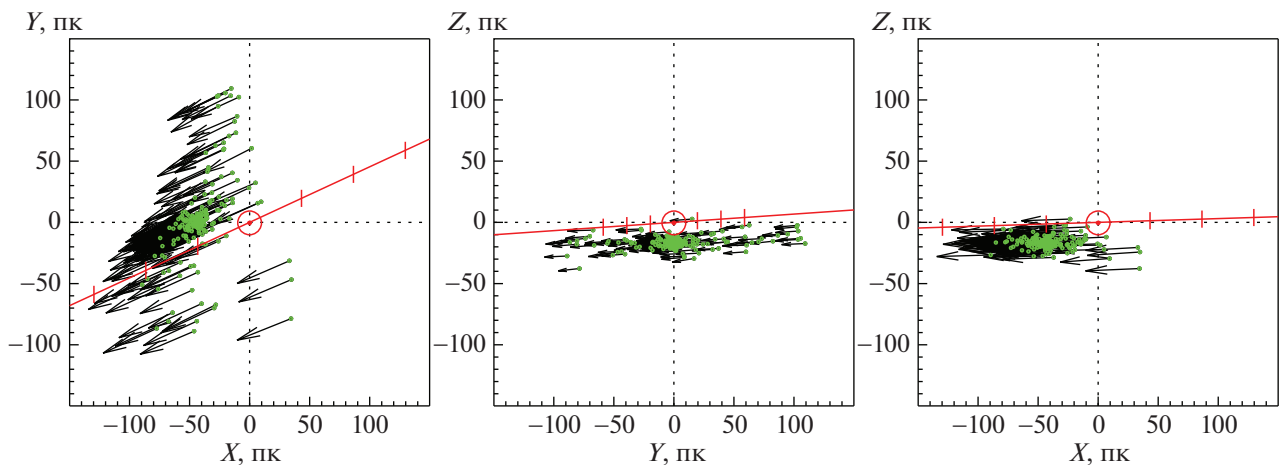


Рис. 3. Положения звезд — членов Гиад в галактической системе координат по данным [11]. Зелеными точками показаны звезды Гиад, стрелками — проекции векторов их пространственной скорости. Красная линия — положения Солнца относительно скопления Гиады в разные моменты времени. Штрихами показаны промежутки в 1 млн. лет.

Согласно нашим расчетам, скопление Гиады максимально сближалось с Солнечной системой на расстояние $d_{\min} = 24.8$ пк. Чтобы определить V_p для Гиад, мы взяли его массу, равную $435 M_{\text{sun}}$ (Розер и др. [33]), и увеличили ее в 1.15 раза (Селезнев и др. [34]), предполагая, что существуют 20% компаньонов двойных звезд. Таким образом,

скорость возмущения оказалась равной 0.116 м/с. Это довольно значительная величина. При таком воздействии орбита кометы, находящейся в афелии, изменится существенно. Напомним, что скорость кометы, движущейся по орбите с перигелийным расстоянием 5 а.е. и находящейся в афелии на расстоянии 10^5 а.е., составляет 1.63 м/с.

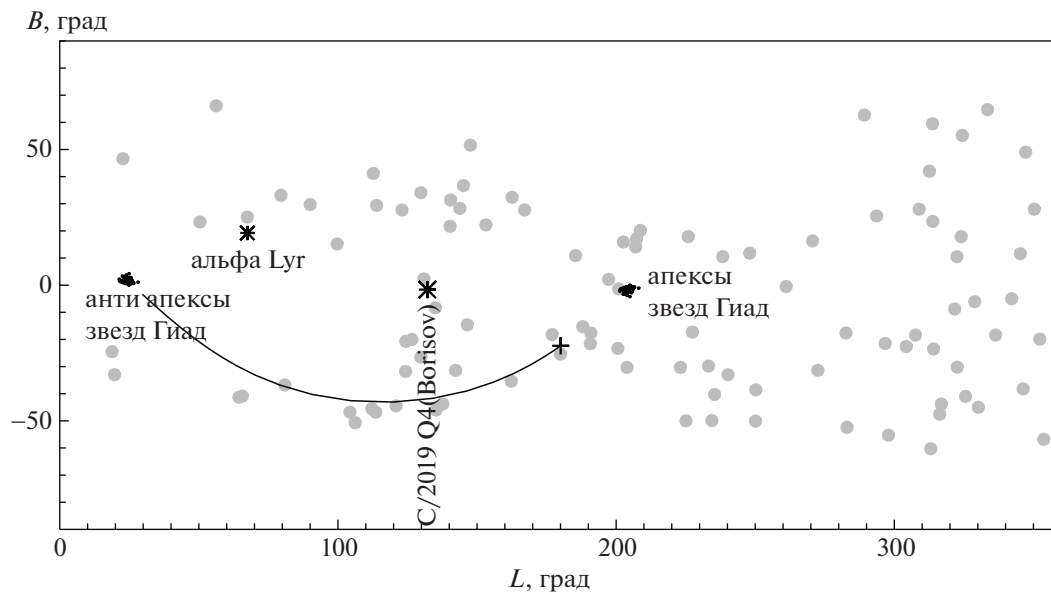


Рис. 4. LB-диаграмма. Дугой от апекса до антиапекса (подписаны) Гиад показан трек перемещения центра скопления на 5 млн. лет назад. Серыми точками показаны положения афелиев комет из списка [20].

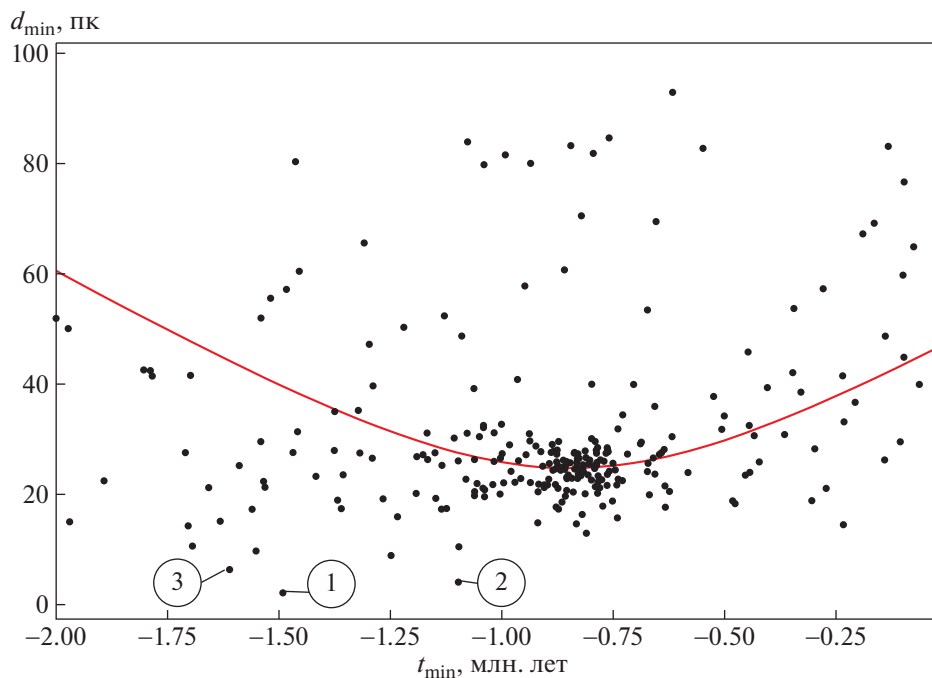


Рис. 5. Сближения с Солнечной системой звезд скопления Гиад (начальные данные о звездах взяты из каталога Лоуди и др. [32]). Красной линией показано движение центра скопления, орбита которого рассчитана по данным для Гиад, полученным через запрос в SIMBAD [26].

Возмущения от звезд по сравнению с Гиадами в целом будут невелики, за исключением звезды GDR2 332636723777804544, возмущение скорости при прохождении которой будет лишь в несколько раз меньше, чем для скопления в целом.

Сделаем еще пару замечаний:

1) Гиады проходили ниже (рис. 3) Солнечной системы в галактическом диске, что могло повлиять на появление комет с высокими наклонами орбит.

Таблица 5. Звезды Гиад (включая приливной хвост скопления), максимально сближавшиеся с Солнечной системой

| Gaia DR2 | Масса | RV | d_{\min} | t_{\min} | V_p |
|---------------------|------------------|-------|------------|------------|--------|
| номер | M_{sun} | км/с | пк | млн. лет | м/с |
| 332636723777804544 | 0.77 | 51.09 | 2.11 | -1.49 | 0.0167 |
| 3131255252997637632 | 0.59 | 60.07 | 4.04 | -1.10 | 0.0029 |
| 3328617079087341440 | 0.76 | 47.12 | 6.33 | -1.61 | 0.0019 |
| 3315967541404032896 | 1.37 | 58.90 | 8.91 | -1.25 | 0.0014 |
| 3161147542481872384 | 0.62 | 42.96 | 9.72 | -1.55 | 0.0007 |

2) Возраст скопления позволяет предположить, что подобные близкие прохождения происходят не в первый раз, а значит, мог иметь место кумулятивный эффект.

4.3. Поиски сближений с далекими скоплениями

Кроме представленных результатов для близких скоплений, поиски сближений проводились по скоплениям из списков [21] и [35]. Из 3006 скоплений, представленных в каталоге MWSC, лучевая скорость известна для 962. Естественно, что мы выбрали только эти скопления. Также мы исключили шаровые скопления и скопления, чей возраст менее выбранного интервала интегрирования (5 млн. лет). В результате мы

взяли 72 скопления и определили для них d_{\min} , используя RAJ2000, DEJ2000, pmRA, pmDE и RV . Мы также использовали данные Gaia DR2 о скоплениях из каталога [35], содержащего 861 скопление с известными лучевыми скоростями. Всего из этого каталога были отобраны 58 скоплений. Большая часть скоплений из этих каталогов двигались, монотонно удаляясь от Солнечной системы или приближаясь к ней, поэтому функция расстояния от времени не проходила свой минимум. 129 скоплений (в сумме по обоим используемым каталогам включая перекрытия) проходили минимум, и для них d_{\min} и t_{\min} показаны на рис. 6.

Вычисленные нами $\lg d_{\min}$ и t_{\min} для скоплений из этих списков, а также входные данные для моделирования, мы представили в виде двух катало-

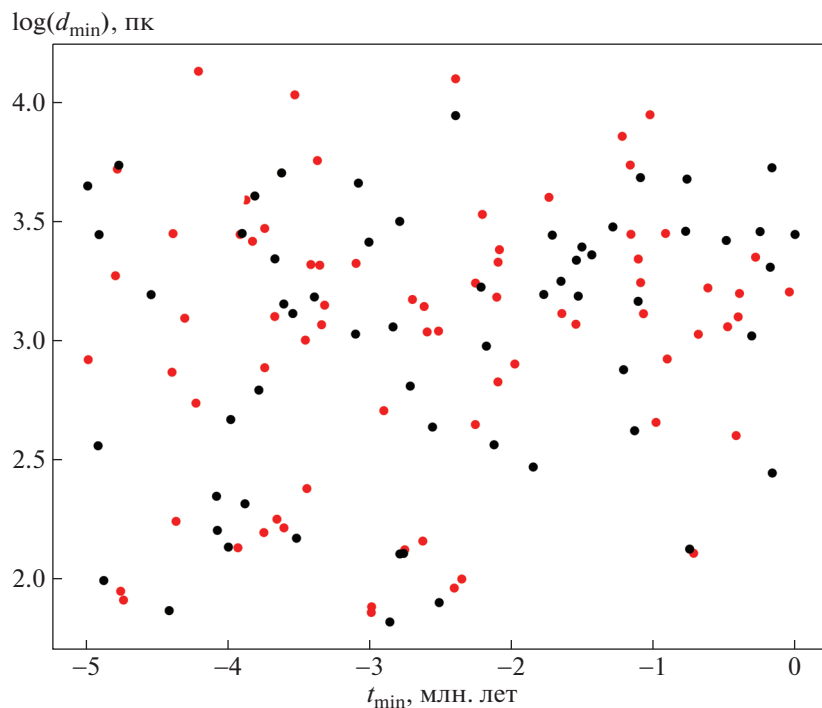


Рис. 6. Диаграмма $d_{\min} - t_{\min}$ для скоплений из каталогов [21] (красные точки) и [35] (черные точки), включая 21 скопление, являющиеся, как показало сравнение, общими для двух упоминаемых каталогов, N – число скоплений на рисунке.

Таблица 6. Первые 5 строк каталога параметров сближений скоплений с Солнечной системой из каталога по [35]

| Название | RA_ICRS | DE_ICRS | d | U | V | W | t_{\min} | $\lg d_{\min}$ |
|-----------|---------|---------|------|--------|--------|--------|------------|----------------|
| | град | град | кпк | км/с | км/с | км/с | млн. лет | пк |
| Alessi_13 | 51.762 | -35.821 | 0.10 | -13.38 | -23.21 | -7.41 | -2.86 | 1.82 |
| Platais_8 | 136.718 | -58.685 | 0.13 | -10.87 | -21.81 | -3.97 | -4.41 | 1.87 |
| Mamajek_1 | 130.637 | -78.963 | 0.10 | -12.48 | -19.8 | -11.15 | -2.51 | 1.90 |
| IC_2602 | 160.613 | -64.426 | 0.15 | -8.1 | -21.39 | -0.77 | -4.87 | 1.99 |
| NGC_2632 | 130.054 | 19.621 | 0.19 | -42.76 | -20.41 | -9.83 | -2.79 | 2.10 |

Таблица 7. Первые 5 строк каталога параметров сближений с Солнечной системой скоплений из каталога по [21]

| Название | RA_ICRS | DE_ICRS | d | pmRA | pmDE | RV | t_{\min} | $\lg d_{\min}$ |
|-------------|---------|---------|------|---------|---------|-------|------------|----------------|
| | град | град | кпк | мсд/год | мсд/год | км/с | млн. лет | пк |
| Mamajek_3 | 81.50 | 6.33 | 0.10 | 10.00 | -32.24 | 13.10 | -2.99 | 1.86 |
| Alessi_13 | 52.02 | -35.87 | 0.11 | 35.80 | -3.27 | 19.50 | -2.99 | 1.88 |
| IC_2602 | 160.44 | -64.40 | 0.15 | -16.95 | 9.65 | 21.90 | -4.73 | 1.91 |
| Melotte_111 | 185.99 | 26.30 | 0.09 | -11.72 | -8.76 | -1.00 | 0.00 | 1.94 |
| Platais_8 | 136.88 | -59.16 | 0.14 | -15.00 | 14.80 | 17.30 | -4.76 | 1.95 |

гов, по первых пять строк из которых даны в табл. 6 по данным [35] и табл. 7 по [21].

Мы также оценили частоту сближений с Солнечной системой для всего ансамбля РЗС Галактики. Для этого использован простой и очень быстрый стохастический подход. По сути, этот метод похож на сложный стохастический подход, использованный в [36]. Моделировалось движе-

ние ансамбля не всех 10^5 РЗС, а лишь 1000 РЗС (частиц), случайным образом распределенных в расчетном объеме (радиусом 500 пк) вокруг Солнца со средней по объему концентрацией 10^{-6} пк $^{-3}$. Скорости движения частиц также распределялись случайным образом, причем дисперсия скоростей составляла 10 км/с. Для интегрирования на большие времена, когда частицы могли бы вылетать за пределы счетной области, использовалось граничное условие диффузного отражения (см. более детальное описание в [37]). Фиксировались все сближения этих модельных РЗС с Солнечной системой. Время интегрирования составляло до 4.5 млрд. лет. На рис. 7 представлена зависимость частоты сближений от “прицельного” расстояния d_{\min} (на графике r) до Солнца. Из рисунка видно, что, например, сближения на 25 пк (как обсуждаемое сближение с Гиадами) могут происходить с частотой около 20 событий за один миллиард лет. Конечно, это очень приближенная оценка, сделанная почти “на пальцах”. Однако при моделировании таким способом сближений со звездами мы получили хорошее согласие с работами других авторов, использовавших очень сложные и детальные модели (см. обсуждение в [37]).

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В данной работе подтверждено, что прохождения скоплений близ Солнечной системы могли вызвать гравитационный эффект, учет которого важен для изучения эволюции облака Оорта.

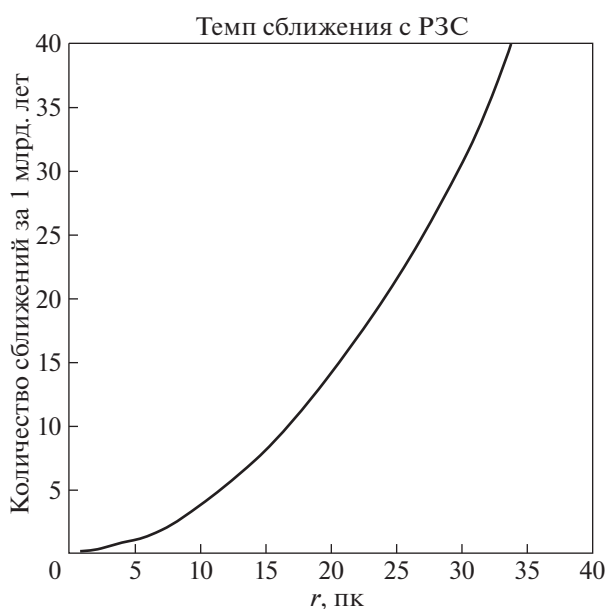


Рис. 7. Частота сближений РЗС с Солнечной системой в зависимости от расстояния сближения.

Нами произведены поиски сближений скоплений с Солнечной системой по следующей схеме: ближайшие к Солнцу скопления (16 скоплений), Гиады, далекие скопления (>1500). Полученные результаты сближений представлены на рис. 2 для близких скоплений, рис. 4 и 5 для Гиад и на рис. 6 для далеких скоплений. Расчеты выполнены в определенных рамках упрощений и допущений — мы рассматривали скопления как точечные объекты. Полученные результаты в таком случае, по нашему мнению, отражают явление в целом.

Расчеты выполнены также отдельно для звезд скопления Гиады. Это позволило выявить гораздо более близкие прохождения отдельных звезд по сравнению с центром скопления.

Частота сближений РЗС и Солнечной системы на расстояние ~ 25 пк, достаточное, чтобы вызвать сильные возмущения орбит комет на периферии облака Оорта и появление новых комет или выброс кометных тел в межзвездное пространство, составляет примерно 20 раз за миллиард лет. Нам “повезло”, и сближение скопления Гиады на расстояние 25 пк произошло недавно, около 1 млн. лет назад.

По сравнению со сближениями звезд или с галактическими приливами, сближения с РЗС в целом оказывают менее существенное влияние на вековую эволюцию облака Оорта, но эффект от этих сближений нельзя назвать пренебрежимо малым.

Вычисленные нами параметры сближений скоплений и Солнечной системы оформлены в двух каталогах, размещенных в общем доступе, и могут быть использованы для более детальных расчетов гравитационного взаимодействия с помощью программы N тел.

Отдельный результат данной работы — список новых комет, на появления которых могли частично повлиять возмущения орбит кометных ядер вследствие взаимодействия с РЗС. Список таких пар дан в разделе 3.

Предложенная методика может быть применена не только к кометам Солнечной системы, но и для межзвездных малых тел. В последнем случае представляют интерес расчеты и сравнение орбит малых тел и РЗС, что является продолжением нашей работы.

БЛАГОДАРНОСТИ

В этом исследовании использовалась база данных SIMBAD, CDS, Страсбург, Франция, “Астрономическая база данных SIMBAD” [26]. Мы также благодарны за полезные советы Дж. Бови из Департамента астрономии и астрофизики Университета Торонто, в частности, об использовании пакета galry.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование частично выполнено при финансовой поддержке РФФИ и DFG в рамках научного проекта № 20-52-12009. Б.М. Шустов благодарит РНФ за поддержку грантом 19-71-20089.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *V. V. Emel'yanenko, D. J. Asher, and M. E. Bailey*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **381**, 779 (2007).
2. *S. Torres, M. X. Cai, A. G. A. Brown, and S. P. Zwart*, Astron. and Astrophys. **629**, A139 (2019).
3. *P. A. Dybczynski*, Astron. and Astrophys. **441**, 783 (2005).
4. *L. Biermann*, in Astronomical Papers Dedicated to Bengt Stromgren, eds. A. Reiz and T. Andersen, Proceedings of the Symposium 327–336 (1978).
5. *M. Jakubík and L. Neslušan*, in Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso, 2009, vol. 39, no. 2, p. 85–100.
6. *O. A. Mазеева*, Solar System Research **38**, 325 (2004).
7. *R. D. Jeffries*, in EAS Publications Series, eds. C. Reylé, C. Charbonnel, and M. Schultheis, vol. 57, p. 45–89 (2012).
8. *R. Darma, W. Hidayat and M. I. Arifyanto*, in Journal of Physics, International Conference on Mathematics and Natural Sciences, Conf. Ser. 1245 (2019).
9. *A. E. Piskunov, N. V. Kharchenko, and S. Röser*, Astron. and Astrophys. **445**, 545 (2006).
10. *S. V. Vereshchagin and E. S. Postnikova*, in Selected Papers of the XIX International Conference on Data Analytics and Management in Data Intensive Domains, eds. L. Kalinichenko, Y. Manolopoulos, N. Skvortsov, V. Sukhomlin, CEUR Workshop Proc., vol. 2022, p. 30–36 (2017).
11. *S. Meingast and J. Alves*, Astron. and Astrophys. **621**, L3 (2019).
12. *S. Röser, E. Schilbach, and B. Goldman*, Astron. and Astrophys. **621**, L2 (2019).
13. *G. M. Seabroke and G. Gilmore*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **380**, 1348 (2007).
14. *J. Zhao, G. Zhao, and Y. Chen*, Astrophys. J. Lett. **692**, 2, L113 (2009).
15. *T. M. Eubanks*, Astrophys. J. Lett. **874**, L11 (2019).
16. *K. Meech*, in Minor Planet Electronic Circ., vol. 2017-U183 (2017).
17. *M. Micheli, D. Farnocchia, K. J. Meech, et al.*, Nature **559**, 223 (2018).
18. *E. Gaidos, J. Williams, and A. Kraus*, Research Notes American Astron. Soc. **1**, 13 (2017).
19. *F. Feng and H. R. A. Jones*, Astrophys. J. Lett. **852**, L27 (2018).
20. *J. J. Matese and D. P. Whitmire*, Icarus **211**, 2 (2011).
21. *N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, S. Roeser, E. Schilbach, and R.-D. Scholz*, Astron. and Astrophys. **558**, A53 (2013).
22. *N. V. Chupina, V. G. Reva, and S. V. Vereshchagin*, Astron. and Astrophys. **371**, 115 (2001).
23. *J. Bovy*, Astrophys. J. Suppl. Ser. **216**, 29 (2015).

24. *J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **275**, 720 (1995).
25. *M. Miyamoto and R. Nagai*, *Publ. Astron. Soc. Jap.* **27**, 533 (1975).
26. *M. Wenger, F. Ochsenbein, D. Egret, et al.*, *Astron. and Astrophys. Supp. Ser.* **143**, 9 (2000).
27. *Z. M. Malkin*, *Astronomy Reports* **57**, 128 (2013).
28. *H. Rickman*, *Bull. Astr. Inst. Czechosl.* **27**, 92 (1976).
29. *S. X. Yen, S. Reffert, E. Schilbach, S. Roeser, N. V. Kharchenko, and A. E. Piskunov*, *Astron. and Astrophys.* **615**, 12 (2018).
30. *M. D. Sizova, E. S. Postnikova, A. P. Demidov, N. V. Chupina, and S. V. Vereshchagin*, preprint arXiv:1911.02804 (2019).
31. *C. A. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau, G. Mantel, and R. Andrae*, *Astron. J.* **156**, 58 (2018).
32. *N. Lodieu, R. L. Smart, A. Pérez-Garrido, and R. A. Silvotti*, *Astron. and Astrophys.* **623**, A35 (2019).
33. *S. Röser, E. Schilbach, A. E. Piskunov, N. V. Kharchenko, and R.-D. Scholz*, *Astron. and Astrophys.* **531**, A92 (2011).
34. *A. F. Seleznev, O. I. Borodina, V. M. Danilov, and G. Carraro*, in *Modern Star Astronomy, XIII Congress of the International Public Organization Astronomical Society, Conference Abstracts*, vol. 1, 280 (2018).
35. *C. Soubiran, T. Cantat-Gaudin, M. Romero-Gómez, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **619**, A155 (2018).
36. *C. A. Mart'inez-Barbosa, L. J'ilkov'a, S. Portegies Zwart, and A. G. A. Brown*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **464**, 2290 (2017).
37. *Б. М. Шустов, С. В. Верещагин, М. Д. Сизова*, *Научн. тр. Инст. астрон. РАН*, в печати (2020).

УДК 523.98

ГАММА-ВСПЫШКИ И КОМПЛЕКСЫ АКТИВНОСТИ НА СОЛНЦЕ

© 2020 г. В. М. Томозов¹, С. А. Язев^{1, 2, *}, Е. С. Исаева^{1, 2}

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

² Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

*E-mail: syazev@gmail.com

Поступила в редакцию 13.01.2020 г.

После доработки 21.04.2020 г.

Принята к публикации 30.04.2020 г.

Проведен анализ мощных вспышечных событий из каталога Share и др. с длительной фазой гамма-излучения с целью объяснения особенностей импульсной и длительных фаз таких вспышек и выявления их связи с комплексами активности и корональными дырами. Показано, что 74% таких событий оказались тесно связанными с комплексами активности. Качественно продемонстрирована связь процессов ускорения частиц в ходе развития вспышки с изменениями магнитной топологии во вспышечной области и с эволюцией коронального выброса массы. Обсуждаются возможная связь корональных дыр с комплексами активности и роль “обменного” пересоединения в этих процессах.

DOI: 10.31857/S0004629920090078

ВВЕДЕНИЕ

Гамма-излучение солнечного происхождения впервые было зарегистрировано во время мощных вспышек на Солнце 4 и 7 августа 1972 г. американской космической обсерваторией OSO-7 [1]. В настоящее время выполняется постоянный внеатмосферный мониторинг солнечного гамма-излучения. Выяснилось, что источники гамма-излучения наблюдаются сравнительно редко — порядка нескольких десятков явлений за цикл, т.е. проявляются далеко не во всех солнечных вспышках [2].

Происхождение источников гамма-излучения в солнечных вспышках традиционно связывается с ядерными взаимодействиями, при определенных условиях возникающими в солнечной атмосфере. Согласно классическим результатам [3], ускоренные во вспышках протоны и другие ионы с энергиями, превышающими 300 МэВ, при взаимодействии с плазмой солнечной атмосферы способны приводить к появлению нейтральных и заряженных ионов. В результате распадов нейтральных ионов рождаются гамма-кванты высоких энергий (>70 МэВ), образующие широкий спектр излучения с максимумом в области 70 МэВ, который иногда регистрируется детекторами на космических аппаратах. Таким образом, для возникновения гамма-излучения нужны потоки высокоэнергичных протонов при соблюдении вполне определенных условий, которые реализуются во время некоторых вспышек.

В последние годы большое внимание уделяется изучению вспышек с продолжительной фазой гамма-излучения, которые относятся к достаточно мощным и геоэффективным событиям. Они практически всегда сопровождаются быстрыми корональными выбросами массы (КВМ) типа гало. Ряд наших предыдущих работ [4–6] был посвящен изучению комплексов активности (КА) на Солнце и их геоэффективных проявлений. КА являются долгоживущими (от 3 до 17 солнечных оборотов) системами магнитных полей. Они проявляются в виде областей постоянного формирования пятен на участках с одними и теми же гелиографическими координатами. В максимуме развития КА могут представлять собой сложные магнитные конфигурации из взаимодействующих активных областей (АО). Именно в КА генерируются наиболее мощные вспышки и высокоскоростные КВМ, которые, в свою очередь, могут эффективно ускорять частицы. Наиболее вероятными механизмами ускорения частиц в областях действия магнитного пересоединения считаются электрические поля, плазменная и МГД-турбулентность, а также ударные волны [7, 8]. Концепция, согласно которой сложные многоуровневые магнитные системы КА с характерными регулярными актами выхода из-под фотосферы новых порций магнитного потока являются преимущественными областями локализации крупных солнечных вспышек, была представлена в работах [4, 6, 9]. Кроме того, в работах [5, 10, 11] была выявлена статистическая связь крупных солнечных

вспышек, локализованных в КА, с расположенными вблизи них низкоширотными корональными дырами (КД).

Настоящая работа посвящена исследованию связей вспышек, для которых характерна длительная фаза гамма-излучения, с КА и близкими к ним КД. Во второй и третьей частях работы приведены статистические данные об изучаемых вспышечных событиях и их связях с КА. В четвертом разделе с использованием известной модели “прорыва” развития вспышки [12, 13] приведены аргументы в пользу локализации областей наиболее эффективного ускорения частиц, которое может привести к появлению гамма-излучения. Здесь же выполнено сопоставление этих явлений с изменениями магнитной топологии в АО и с фазами вспышки. Наконец, в пятой части работы проведено краткое обсуждение связей КД с КА и возможной роли механизма обменного пересоединения [14] в обсуждаемых процессах с привлечением данных наблюдений.

2. ВСПЫШКИ С ДЛИТЕЛЬНЫМ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕМ И КОМПЛЕКСЫ АКТИВНОСТИ

В общем числе вспышек на Солнце особое место занимают события, сопровождающиеся длительным излучением в гамма-диапазоне электромагнитного спектра. В работе Share и др. [2] приведен каталог таких вспышек, наблюдавшихся с помощью внеатмосферной обсерватории Fermi/LAT (временное разрешение прибора LAT — одна минута) в течение 24 цикла активности. Этот список содержит 31 событие (первое в марте 2011 г., последнее — в июне 2015 г.). Как правило (но не всегда), эти события относятся к популяции вспышек с высоким рентгеновским классом. Перечень таких вспышек приведен в табл. 1.

В первом столбце табл. 1 приведен номер вспышки согласно данным [2], во втором указана дата вспышки. В третьем столбце отмечен номер кэррингтоновского оборота, в течение которого произошла вспышка, в четвертом — номер АО, где произошла вспышка. В пятом столбце указан номер КА, к которому относилась АО согласно каталогу [15], в шестом — рентгеновские баллы вспышек. Следует оговориться, что события 26 и 30 в таблице наблюдались за лимбом Солнца, поэтому приведенные для них оценки значений рентгеновских классов могут быть отягощены значительными погрешностями. В седьмом столбце указано, в ядре КА (Я), в ветви КА (В), или за пределами КА (Н) находилась вспышечно-активная АО. Здесь уместно напомнить, что ядром КА называется область на Солнце, где на протяжении не менее трех кэррингтоновских оборотов подряд наблюдается активность в форме пятен, ветвью КА называется АО, находящаяся

не более чем в 30° от ядра КА и связанная с ядром КА высокими корональными петлями [4].

В табл. 1 одна вспышка относится к классу С, 14 — к классу М, 16 — к классу Х, причем все они сопровождались КВМ. Анализ локализации гамма-вспышек на поверхности Солнца показал, что 14 событий произошли в ядрах КА, и 9 вспышек — в ветвях КА. Таким образом, 74% рассматриваемых вспышек оказались физически связанными с КА.

Восемь вспышек произошли в АО вне КА. Существенно, что 7 из 9 вспышек в ветвях КА произошли всего в двух АО: пять в АО № 11429 и две — в АО № 11882. Восемь гамма-вспышек вне КА возникли всего в четырех АО, в том числе две в АО № 11226, и четыре — в АО № 11748. Эти особенности в указанном смысле группы пятен требуют специального исследования. С этой оговоркой можно констатировать, что подавляющее большинство гамма-вспышек (практически три четверти) происходили в АО, связанных с КА.

3. ВСПЫШКИ С ДЛИТЕЛЬНЫМ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕМ И КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ

Рассмотрим еще одно свойство локализации гамма-вспышек на Солнце. В работе [5] показано, что все протонные вспышки, которые генерировали потоки энергичных (с энергиями более 10 МэВ) частиц, зарегистрированных на орбите Земли в 24 цикле активности, произошли вблизи границ корональных дыр (КД). Распределение расстояний от центроидов протонных вспышек до ближайшей границы КД приведено на рис. 1 из работы [5], там же обсуждался вопрос об определении границ КД.

Кратчайшие расстояния от области локализации вспышки до границы ближайшей КД, определенные по синоптическим картам [16], были разбиты на 9 интервалов, причем каждый интервал составлял 60 Мм (несколько менее 5°). Аналогичная процедура была выполнена и в отношении гамма-вспышек из табл. 1. На рис. 2 приведено процентное распределение расстояний от вспышки до границы ближайшей КД в тех же единицах, что и на рис. 1. (Здесь имеются в виду области расположения самих вспышек в видимой области спектра, а не зоны порожденного ими гамма-излучения, поскольку они могут отличаться).

Статистика событий (всего 31 вспышка) крайне невелика, но, тем не менее, можно отметить, что все без исключения вспышки, генерировавшие длительное гамма-излучение, произошли в непосредственной близости от границ КД (не более 240 Мм). Примеры показаны на рис. 3 и 4. Отметим, что две популяции вспышек, показанные на рис. 1 и на рис. 2, существенно пересекаются: подавляющее большинство гамма-вспышек на

Таблица 1. Характеристики вспышек с длительным гамма-излучением в 24 цикле активности

| № | Дата вспышки | № оборота | № АО | № КА | Балл вспышки | Положение вспышки |
|----|--------------|-----------|-------|------|--------------|-------------------|
| 1 | 7.03.2011 | 2107 | 11164 | N 06 | M3.7 | Я |
| 2 | 2.06.2011 | 2110 | 11226 | | C3.7 | Н |
| 3 | 7.06.2011 | 2110 | 11226 | | M2.5 | Н |
| 4 | 4.08.2011 | 2113 | 11261 | N07 | M9.3 | Я |
| 5 | 9.08.2011 | 2113 | 11263 | N12 | X6.9 | Я |
| 6 | 6.09.2011 | 2114 | 11283 | N11 | X2.1 | Я |
| 7 | 7.09.2011 | 2114 | 11283 | N11 | X1.8 | Я |
| 8 | 24.09.2011 | 2115 | 11302 | N07 | X1.9 | В |
| 9 | 23.01.2012 | 2119 | 11402 | N17 | M8.7 | Я |
| 10 | 27.01.2012 | 2119 | 11402 | N17 | X1.7 | Я |
| 11 | 5.03.2012 | 2121 | 11429 | N18 | X1.1 | В |
| 12 | 7.03.2012 | 2121 | 11429 | N18 | X5.4 | В |
| 13 | 7.03.2012 | 2121 | 11429 | N18 | M7 | В |
| 14 | 9.03.2012 | 2121 | 11429 | N18 | M6.3 | В |
| 15 | 10.03.2012 | 2121 | 11429 | N18 | M8.4 | В |
| 16 | 17.05.2012 | 2123 | 11476 | N20 | M5.1 | Я |
| 17 | 3.06.2012 | 2124 | 11496 | N20 | M3.3 | Я |
| 18 | 6.07.2012 | 2125 | 11515 | S11 | X1.1 | Я |
| 19 | 23.10.2012 | 2129 | 11598 | S10 | X1.8 | В |
| 20 | 27.11.2012 | 2130 | 11618 | | M1.6 | Н |
| 21 | 11.04.2013 | 2135 | 11719 | N26 | M6.5 | Я |
| 22 | 13.05.2013 | 2137 | 11748 | | X1.7 | Н |
| 23 | 13.05.2013 | 2137 | 11748 | | X2.8 | Н |
| 24 | 14.05.2013 | 2137 | 11748 | | X3.2 | Н |
| 25 | 15.05.2013 | 2137 | 11748 | | X1.7 | Н |
| 26 | 11.10.2013 | 2142 | 11869 | N31 | M4.9 | Я |
| 27 | 25.10.2013 | 2143 | 11882 | S24 | X1.7 | В |
| 28 | 28.10.2013 | 2143 | 11882 | S24 | M4.4 | В |
| 29 | 25.02.2014 | 2147 | 11990 | N33 | X4.9 | Я |
| 30 | 01.09.2014 | 2154 | 12158 | | X2.1 | Н |
| 31 | 21.06.2015 | 2165 | 12371 | N48 | M2.6 | Я |

рис. 2 — это те же вспышки, которые породили потоки энергичных протонов (рис. 1).

На рис. 3 можно видеть явно неслучайное расположение сильной вспышки 23.01.2012 вблизи изолированной (не связанной с полярной) КД. На изображении, полученном с обсерватории SDO (рис. 4), видно, что КД практически со всех сторон охватывают АО 12371, наблюдавшуюся в 2165 кэррингтоновском обороте в ядре КА 24N48 (нумерация по каталогу [15]). Здесь 21.06.2015 произошла последняя в 24 цикле гамма-вспышка с рентгеновским баллом M 2.6.

4. РАЗВИТИЕ СИЛЬНОЙ ВСПЫШКИ В КОМПЛЕКСЕ АКТИВНОСТИ НА СОЛНЦЕ

Качественно рассмотрим процесс эволюции мощной солнечной вспышки в КА. Для вспышечно-активных КА характерны следующие особенности. Во-первых, подавляющее большинство вспышечно-активных групп пятен располагается в ядрах КА. Во-вторых, поскольку ядра КА являются участками солнечной поверхности, где последовательно всплывают новые порции магнитного потока (новые АО), в большинстве случаев здесь формируются системы арок магнитно-

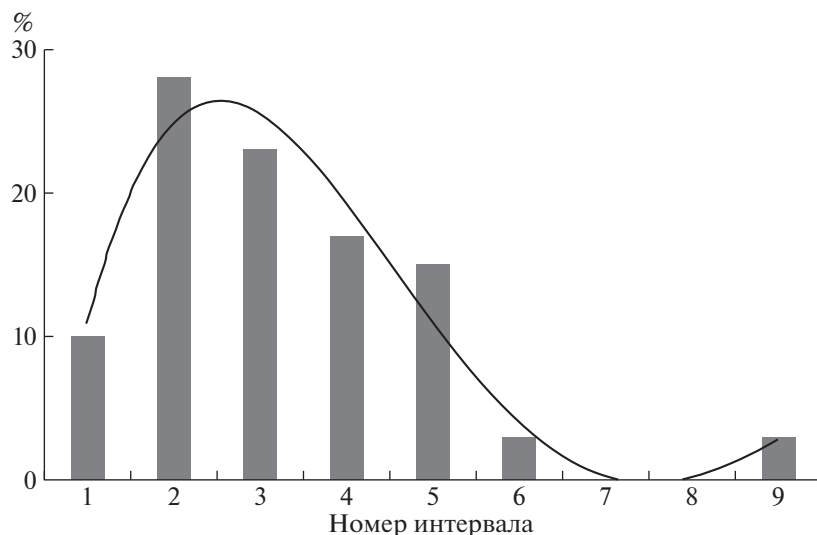


Рис. 1. Зависимость расстояния от вспышки до ближайшей корональной дыры в 24 цикле активности [5]. Количество случаев в гистограмме приведено в процентах, расстояния — в интервалах по 60 Мм.

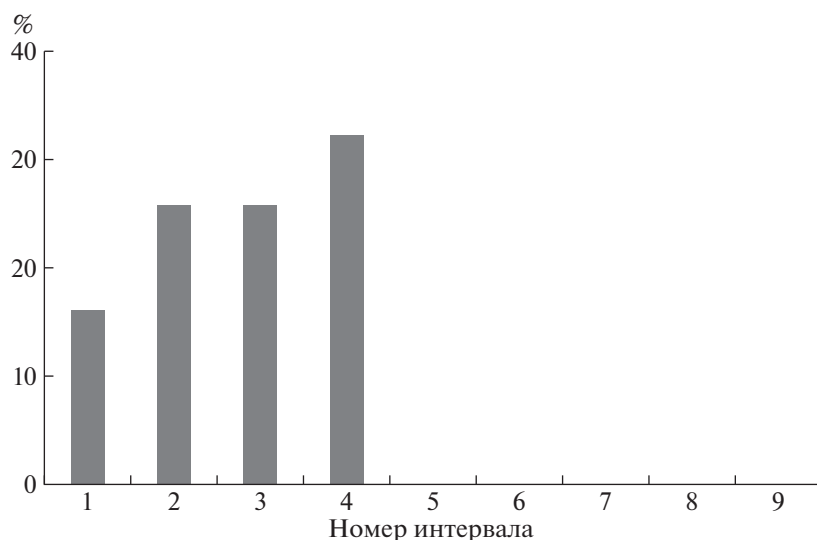


Рис. 2. Зависимость расстояния от гамма-вспышки до ближайшей корональной дыры в 24 цикле активности. Количество случаев в гистограмме приведено в процентах, расстояния — в интервалах по 60 Мм.

го поля на разных уровнях, причем “старые” арки отличаются значительной базой (расстояние между основаниями арок). Эти размеры в ряде случаев достигают 300 и даже 400 Мм [17]. Отмечены случаи, когда одно из оснований плотной низкой арки (волокну АО, расположенное над линией раздела полярностей, ЛРП) находится в области сильных магнитных полей вблизи пятен ядра КА, а второе основание — в области флоккулов на периферии АО или даже вблизи усиленных узлов хромосферной сетки далеко за пределами АО [18]. Именно такое волокно становится основой магнитного жгута, формирующего КВМ в хо-

де развития процесса вспышки. Заметим, что КА, породившие вспышки с длительным гамма-излучением, отличались протяженными ярко выраженными ЛРП с сильными градиентами магнитных полей в их окрестностях.

Перейдем к качественному описанию временной последовательности изменений магнитной топологии в структуре КА в ходе сильной вспышки и связанных с ними процессов ускорения частиц с использованием известной модели “прорыва” [12, 13]. В соответствии с этой моделью, сдвиговые, вихревые и другие движения вещества в фотосфере, запутывающие силовые линии маг-

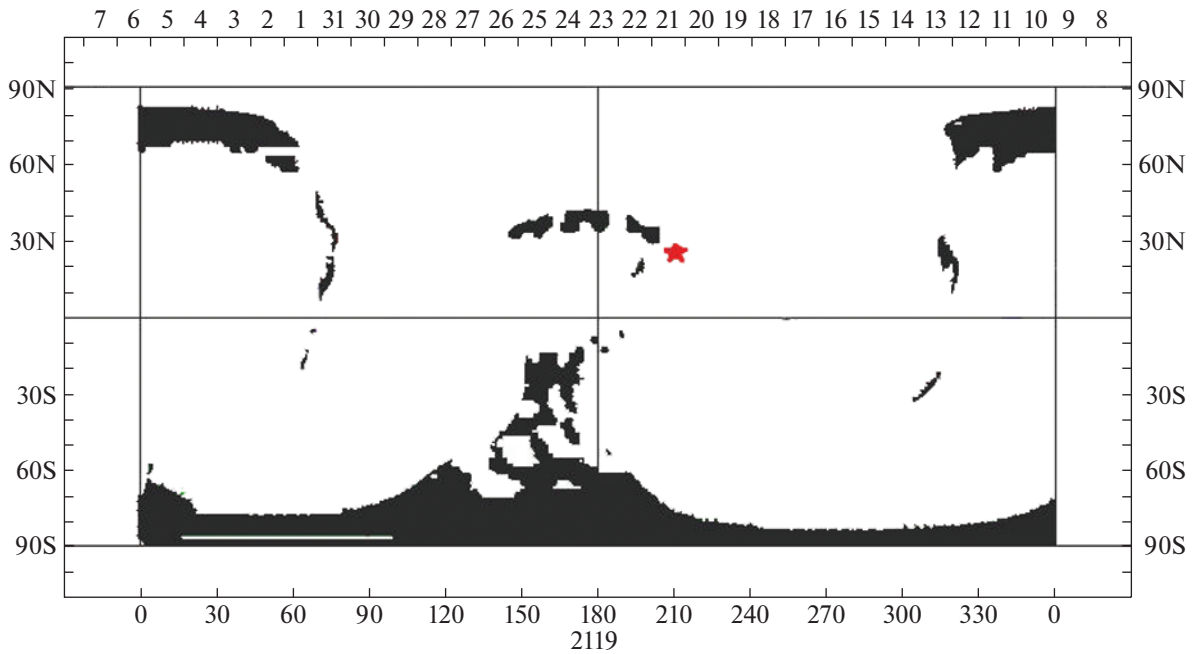


Рис. 3. Синоптическая карта расположения КД в 2119 кэррингтоновском обороте по данным обсерватории WSO [16]. По оси абсцисс внизу – кэррингтоновская долгота, вверху – даты, соответствующие положению центрального меридиана, по оси ординат – кэррингтоновская широта. Звездочкой показана локализация гамма-вспышки балла M8.7, происшедшей 23.01.2012 в АО 11402 в ядре КА 24N17 (нумерация по каталогу [15]).

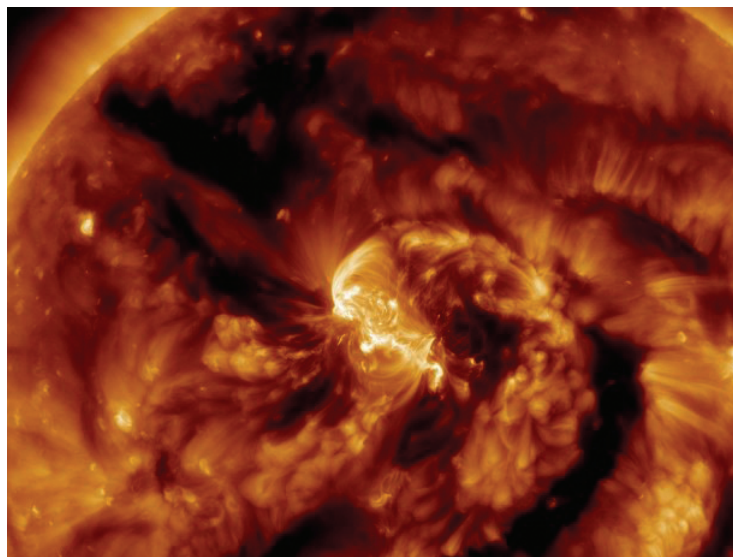


Рис. 4. Фрагмент солнечной поверхности в свете линии 19.3 нм, полученный 21.06.2015 космической обсерваторией SDO. Темные области (КД) вплотную подходят к АО 12371 в ядре КА 24N48 (нумерация по каталогу [15]).

нитных полей в области ЛРП, приводят вышележащую магнитную структуру КА в неравновесное состояние. При этом возникают особые точки X-типа и развиваются токовые слои (ТС). В ТС включаются диссипативные процессы, приводящие к нагреву и ускорению частиц плазмы.

Как правило, вспышка начинается с появления небольших поярчений в линии $H\alpha$ по обе стороны от ЛРП. Волокно, расположенное над ЛРП, при этом подвергается возмущениям. Затем начинается импульсная фаза вспышки с появлением ускоренных в ТС энергичных электронов.

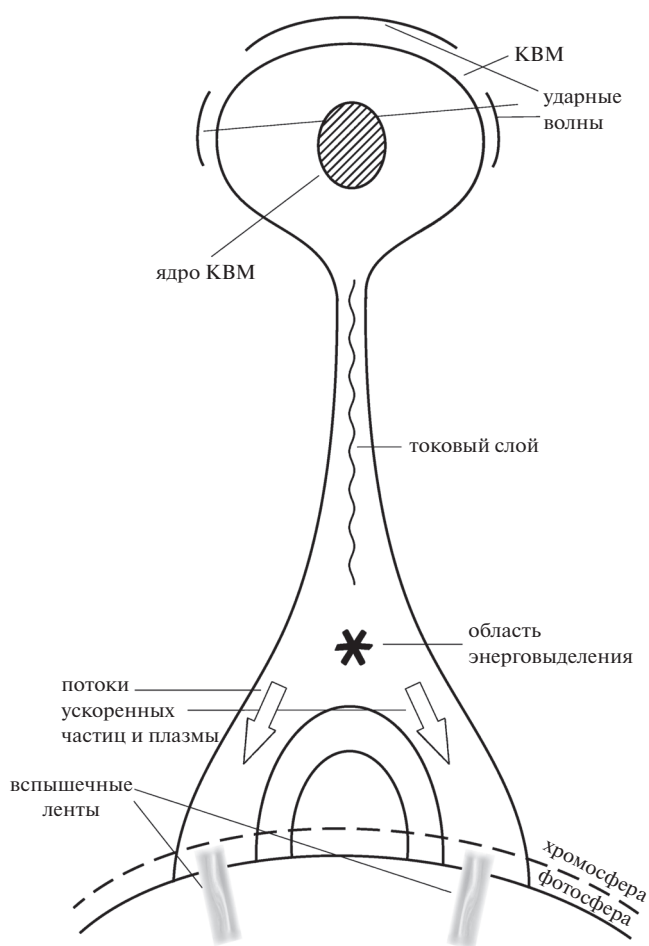


Рис. 5. Качественное представление магнитной структуры эруптивной вспышки с КВМ. Звездочкой (*) отмечена область интенсивного выделения энергии, обычно регистрируемая в жестком рентгеновском диапазоне (HXR) (ИСЗ GOES); в основаниях петель вспышки также наблюдается HXR. Стрелками показаны потоки быстрых частиц и горячей плазмы. Вокруг КВМ отмечены фронты ударных волн.

Почти одновременно с этим начинается подъем волокна вследствие развития в КА крупномасштабной МГД неустойчивости.

В поднимающейся магнитной структуре волокно образует ядро КВМ. Подъем КВМ сопровождается перестройкой замкнутой структуры магнитных полей над АО в открытую конфигурацию в результате действия процесса магнитного пересоединения. Отметим, что процесс магнитного пересоединения может быть многократным при последовательном прорыве системы вышележащих магнитных петель [19]. В результате этого процесса образуется магнитная структура в форме каспа с токовым слоем, расположенным позади уходящего КВМ (рис. 5) [19].

Известно, что на импульсной фазе вспышки в области выделения энергии (на рис. 5 эта область

отмечена звездочкой, *) наблюдаются быстро движущиеся потоки горячей плазмы и пучки энергичных ускоренных частиц, часть которых по магнитным силовым трубкам распространяется в нижележащие слои солнечной атмосферы. Импульсная фаза вспышек с длительным гамма-излучением определялась по поведению профилей рентгеновского излучения в спектральной области (1–8 Å) по данным с SDO [20]. Продолжительность определенной указанным образом импульсной фазы вспышки составляла в среднем 20 минут. В ходе взаимодействия энергичных частиц с более плотной хромосферной плазмой в основаниях магнитных петель вещество нагревается. Именно в этих областях генерируется жесткое тормозное рентгеновское, ультрафиолетовое, а во время наиболее мощных вспышек, и гамма-излучение (область * на рис. 5). Быстрый нагрев плазмы в хромосфере приводит к ее “испарению” и подъему с заполнением всего объема корональных магнитных арок. В этот период вспышки наблюдается максимальная эмиссия в мягком рентгеновском диапазоне.

На последующей (главной) фазе вспышки горячая плазма в системе арок длительное время излучает в мягком рентгеновском диапазоне, постепенно теряя энергию. По-видимому, подобная длительная фаза вспышечной эмиссии поддерживается процессами энерговыделения в результате процесса магнитного пересоединения в вертикально расположенном ТС, сформировавшимся позади КВМ.

На рис. 5 показана типичная топология магнитных полей во время эруптивной вспышки с КВМ на поздней стадии ее развития. В ходе импульсной фазы вспышки образуется структура в форме каспа и формируется протяженный слой ТС, следующий за КВМ. Отметим, что волокно, формирующее КВМ, начинает подниматься спустя несколько минут после импульсной фазы вспышки [12], а иногда и раньше.

В частности, по данным наблюдений с КА Fermi/LAT [2] было отмечено, что наиболее сильные потоки гамма-излучения наблюдаются в тех случаях, когда возникновение и развитие КВМ происходит до начала импульсной фазы вспышки или же непосредственно в ходе этой фазы (Минасянц и др., [20]). Отмечено также, что появление наиболее сильных потоков гамма-эмиссии и высокоскоростных КВМ происходило в пределах довольно ограниченных интервалов времени — от 2 до 16 мин. Для наиболее быстрых КВМ (в шести событиях) была выявлена линейная связь между максимальными потоками гамма-излучения F_{\max} ($\gamma > 100$ МэВ) и скоростями КВМ [20]. Это может быть одним из признаков развития большой вспышки.

Формирование токового слоя вслед за поднимающимся КВМ происходит следующим образом. Уплотнение плазмы, образующееся вслед за движущимся образованием в газообразной среде, является хорошо известным физическим явлением. При движении плотного сгустка плазмы с магнитным полем (КВМ) со сверхзвуковой скоростью через плазму солнечной атмосферы в “спутном следе” за ним формируется компактная область сравнительно плотной плазмы, где близко располагаются зоны с магнитными полями противоположной направленности, — образуется ТС. При движении КВМ в солнечной короне линии поля стягиваются к слою ТС и увлекают за собой корональную плазму, вследствие чего позади КВМ образуются обширные зоны разрежения плазмы. “Пузырь” же в головной части КВМ при быстром движении сквозь плазму солнечной короны по мере падения плотности окружающего вещества быстро расширяется в стороны и формирует, помимо головной, боковые ударные волны на флангах, которые также могут ускорять частицы (как показано на рис. 5), но, вероятно, менее эффективно. Кроме того, как уже отмечалось в работе [5], КВМ образует “открытый канал” в короне, через который ускоренные во вспышке частицы могут проникать в верхние слои короны в КВМ и в гелиосферу. Представляется возможным, что в ходе восстановления структуры поля позади уходящего КВМ могут образоваться и обратные ударные волны, но это требует отдельного рассмотрения.

Описанная качественная картина получила некоторое подтверждение при наблюдениях развития вспышки класса X2.8 13 мая 2013 г. (начало в 15:50 UT) с помощью аппаратуры AIA/SDO в коротковолновом ультрафиолетовом (КУФ) диапазоне, а также в ходе наблюдений ИСЗ RHESSI в жестком рентгеновском диапазоне. Вспышка сопровождалась быстрым (1800 км/сек) КВМ типа гало, распространяющимся во внешней короне Солнца [21]. В ходе эволюции КВМ в ТС позади него развивались плазменные неустойчивости с рождением в токовом слое магнитных островов и включались диссипативные процессы, сопровождавшиеся нагревом плазмы и ускорением ионов и электронов [21, 22].

Таким образом, протяженный вертикальный слой ТС способен обеспечивать “энергетическую связь” между КВМ и вспышечной областью. Некоторая часть ускоренных в слое ТС энергичных электронов и ионов распространяется вниз, проникая в зону каспа магнитной структуры (* на рис. 5), и генерирует жесткое рентгеновское излучение вспышки. Другая часть ускоренных частиц уходит непосредственно в область КВМ, обеспечивая дополнительный приток энергии в область выброса. Можно предположить, что именно процессы нагрева и ускорения плазмы в ТС за КВМ

ответственны за развитие длительной фазы процесса вспышки с постепенным затуханием выделения энергии. Следует добавить, что в работе Акимов и др. [23] отмечено, что в вертикальном ТС может происходить ускорение протонов электрическим полем вплоть до энергий \sim ГэВ [23].

Параметры плазмы в протяженном слое ТС за выбросом КВМ неоднократно определялись по данным наблюдений [24, 25]. В разных вспышечных событиях с КВМ было выявлено, что температура, мера эмиссии и плотность уменьшаются вдоль ТС с ростом высоты [25].

Наблюдения в КУФ диапазоне с космических обсерваторий Hinode и AIA/SDO показали, что температура плазмы в ТС может достигать 20 МК и выше, а максимальная температура регистрируется в основании ТС, в вершинах петель после вспышки [25] (* на рис. 5). Во время эруптивной вспышки класса X8.2 10 сентября 2017 г. на западном лимбе Солнца была получена оценка толщины слоя ТС между областью каспа и КВМ, оказавшаяся равной 3×10^3 км. Кроме того, на конечной стадии выброса волокна было замечено разделение ТС на несколько небольших слоев [26].

Таким образом, в рамках рассматриваемой модели длительная гамма-эмиссия объясняется ускорением протонов и электронов в межпланетных ударных волнах на фазе выхода КВМ в верхние слои короны и затем в межпланетную среду [2, 27]. Количественным свидетельством в пользу этого вывода является обнаруженная линейная связь между продолжительностью гамма-событий и конечной частотой радиовсплесков II типа в межпланетной среде [27]. Ударные волны КВМ, помимо ускорения электронов, генерирующих всплески радиоизлучения II типа, ускоряют и протоны до энергий >300 МэВ. Часть энергичных протонов возвращается вниз по линиям магнитного поля к поверхности Солнца и генерирует гамма-излучение посредством распада пионов, причем область гамма-излучения может простираться на десятки градусов от КА, где произошел выброс КВМ [28]. Согласно оценкам [28], количество энергичных протонов, ускоряемых непосредственно в самой области вспышки (без учета КВМ), может составлять около 10% от общего числа протонов, создающих длительное гамма-событие. Продолжительность гамма-вспышек, превышающая несколько часов, может быть объяснена наличием резервуара ускоренных протонов позади КВМ, который взаимодействует с обширными областями верхней солнечной атмосферы вследствие существующей между ними магнитной связи.

Возможно также, что энергичные протоны рассеиваются волнами альвеновской турбулентности, что приводит к увеличению их времени

жизни в магнитных ловушках в межпланетной среде.

В работе [28] интервал излучения гамма-квантов высоких энергий (> 100 МэВ) было предложено называть “второй устойчивой стадией” вспышечной эмиссии. Соответственно “первая стадия” события – это излучение в ходе импульсной фазы вспышки. Подчеркнем, что в подобных событиях, сопровождающихся гамма-излучением, длительность импульсной фазы составляла менее 20 мин, в то время как основная фаза гамма-эмиссии может продолжаться несколько часов.

5. СВЯЗЬ ВСПЫШЕК С КОРОНАЛЬНЫМИ ДЫРАМИ

В разделе 3 уже обсуждалась (в основном, статистически) локализация гамма-вспышек вблизи КД. Еще раз подчеркнем, что в ста процентах рассмотренных случаев вспышки, сопровождавшиеся длительными гамма-событиями, происходили вблизи границ КД. Здесь мы рассмотрим возможный механизм взаимодействия между КД и гамма-вспышками в КА с привлечением недавних наблюдений распределения магнитных полей в КД.

КД регистрируются в солнечной короне как области пониженной эмиссии в мягком рентгеновском диапазоне и в линиях КУФ-диапазона. Конфигурация магнитных полей в пределах КД носит преимущественно открытый характер. В открытом магнитном поле КД обычно преобладает одна полярность, что вызвано непрерывным дисбалансом выхода локального магнитного потока. КД являются источниками высокоскоростных потоков солнечного ветра, которые могут оказывать активное воздействие на магнитосферу Земли. В то же время эти образования не лишены признаков мелкомасштабной активности: в КД регистрируются яркие рентгеновские точки, иногда наблюдаются выбросы в рентгеновском диапазоне и изредка даже вспышки.

Связь между КД и КА подробно изучалась в работе Язева [11], в которой был сделан вывод о тесной генетической связи между КА и КД. Так, например, в этой работе было показано, что на фазе распада пятен эволюционирующие магнитные поля КА могут трансформироваться либо в изолированную КД, либо в “залив” полярной КД. Таким образом, КД и КА оказываются эволюционно связанными друг с другом. В пользу этой концепции свидетельствуют прямые наблюдения трансформации остаточных полей распадающегося КА в униполярное поле КД [10, 29, 30].

Вопрос о связи солнечных вспышек, которые сопровождаются выходом ускоренных энергичных частиц (в частности, протонов) в гелиосферу, с КД, обсуждался авторами в предыдущей работе [5]. Было выяснено, что КД, близко расположен-

ные к АО, создают условия для образования “каналов” выхода ускоренных частиц в гелиосферу для любых типов вспышек – как импульсных, так и длительных.

Известно, что наиболее энергичные солнечные вспышки обычно связаны с КВМ. Тем не менее существуют так называемые замкнутые магнитные конфигурации со вспышками, которые не сопровождаются КВМ. Вероятно, в этих случаях в магнитной конфигурации оказывается недостаточно запасенной энергии для того, чтобы возмущенное волокно могло прорвать вышележащее поле и образовать открытую структуру, модель “прорыва” в этом случае не реализуется. Для прояснения этого вопроса в работе [31] была использована выборка из 56 вспышек X-класса в 23 и 24 солнечных циклах. Результаты анализа показали, что вспышки X-класса, локализованные вблизи областей открытого магнитного поля, чаще оказывались эруптивными по сравнению с вспышками, где таких областей не наблюдалось. По-видимому, магнитные конфигурации, находящиеся вблизи КД, из-за взаимодействия с ними могут оказаться менее устойчивыми.

Как уже отмечалось, статистика позволяет утверждать, что близость КД к области возникновения вспышек в КА может рассматриваться как важный фактор, обеспечивающий возможность выхода ускоренных частиц в гелиосферу [5]. Так, например, в работах, посвященных изучению локализации источников солнечных космических лучей (СКЛ) [32, 33], был сделан вывод, что вспышки, ответственные за явления СКЛ, как правило, возникают вблизи поверхности раздела между КА и соседними КД. По-видимому, такие вспышки возникают в результате “обменного” магнитного пересоединения между соседними областями с замкнутым и открытым магнитным полем (физика процесса обменного пересоединения была подробно описана в работе Моффата [14]). Фактор “обменного” пересоединения уже обсуждался нами в предыдущей работе [5]. Там же отмечалась важная роль этого фактора в формировании открытых магнитных “каналов” в короне. В переходной области между открытым и закрытым магнитным потоком формируются выходящие в корону Солнца трубки магнитного поля и генерируются потоки альвеновских волн [34]. Потоки альвеновских волн способны привести к генерации вспышки в соседней области АО [5], если такая область окажется в состоянии, близком к потере равновесия. Отметим, что проявления обменного пересоединения зарегистрированы в солнечном ветре, при переполусовке магнитных полей в цикле активности, а также на границах АО.

Имеются данные, по крайней мере, о двух случаях наблюдений, иллюстрирующих проявления

процесса магнитного пересоединения при взаимодействии КД с АО. На границе КД наблюдался выход новой небольшой АО. В первом случае описано взаимодействие АО 10869 с близкой КД по данным SOHO/EIT и MDI. Были зарегистрированы петли магнитного поля между АО и КД, которые привели к “отступлению” границы КД. В то же время на противоположной стороне АО появился корональный димминг, который был объяснен открытием линий поля в этой зоне [35]. Во втором случае наблюдалась похожая картина: при рождении АО на границе КД (по данным SDO/HMI) образовалась система замкнутых линий поля, которая также привела к смещению границы КД [36]. Таким образом, вследствие описанного взаимодействия АО с соседней КД может измениться общая энергия магнитной конфигурации АО.

Подчеркнем, что все рассмотренные вспышки с продолжительным гамма-излучением из каталога [2] также произошли в непосредственной близости от КД, так что этот вывод имеет достаточно общий характер.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В работе приведены аргументы в пользу того, что гамма-вспышки на Солнце, которые сопровождалась КВМ, тесно связаны с КА (74% таких событий произошли в КА, а не в отдельных АО), а также с КД (все гамма-вспышки в течение 24 цикла солнечной активности происходили в непосредственной близости от границ КД). Кроме того, все рассмотренные вспышки, в которых наблюдалось гамма-излучение, сопровождалась явлениями КВМ.

Приведенная статистика показывает, что именно локализация КА вблизи КД является значимым фактором, воздействующим на вероятность возникновения гамма-вспышки. С учетом того обстоятельства, что КД в большинстве случаев генетически связаны с КА [11], фактор близости КД становится вполне естественным.

Для описания физического механизма гамма-вспышки была использована известная качественная модель, основанная на концепции “прорыва” магнитной структуры [12, 13]. В качестве необходимых для генерации гамма-излучения во вспышке следует ожидать выполнения следующих условий:

- наличие сильных магнитных полей, типичных для КА;
- наличие протяженного волокна АО в КА (магнитный жгут, порождающий КВМ);
- наличие вблизи вспышечного КА границы КД (процессы магнитного пересоединения на границе КА и КД инициируют вспышку, а сама зона открытого магнитного поля способствует

выходу ускоренных частиц в корону и гелиосферу).

В модели особо отмечена важная роль ТС (спутного следа за КВМ) в “подпитке” энергичными частицами, как собственно “тела” КВМ, так и области вспышки в нижележащих слоях атмосферы.

Можно констатировать, что условия, при которых возможно появление солнечных гамма-вспышек, во многом близки к условиям возникновения протонных вспышек [5]. По-видимому, здесь нет качественных различий, и гамма-вспышки генерируются при экстремальных значениях тех же физических параметров, которые приводят к протонным событиям.

Выводы работы могут быть сформулированы следующим образом:

1. Местами локализации вспышек с гамма-излучением являются КА (с КА связаны 74% таких событий). Для таких КА характерна протяженная ЛРП с высокими градиентами магнитного поля.
2. Наиболее сильные потоки гамма-излучения наблюдаются в тех случаях, когда КВМ происходит во время импульсной фазы вспышки и имеет высокую скорость.
3. Для всех случаев гамма-вспышек характерно присутствие близких КД. Вероятно, этот фактор является обязательным для возникновения гамма-излучения во вспышке.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при частичной поддержке проекта FZZE-2020-0017 Министерства науки и высшего образования РФ, а также поддержана проектом П.16.3.1 Института солнечно-земной физики СО РАН.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензенту за важные и полезные замечания, учтенные в окончательном варианте статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. N. Suri, E. L. Chupp, D. J. Forrest, and C. Reppin, *Solar Phys.* **43**, 415 (1975).
2. G. H. Share, R. G. Murphy, S. M. White, et al., *Astrophys. J.* **869**, 182 (2018).
3. R. J. Murphy, C. D. Dermer, and R. Ramaty, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **63**, 721 (1987).
4. S. A. Yazev, *Astronomy Reports* **59**, 228 (2015).
5. E. S. Isaeva, V. M. Tomozov, and S. A. Yazev, *Astronomy Reports* **62**, 243 (2018).
6. E. S. Isaeva, V. M. Tomozov, S. A. Yazev, *Астрон. журн.* **97**, 64 (2020).
7. А. Т. Алтынцева, В. Г. Банин, Г. В. Кузлин, В. М. Томозов, *Солнечные вспышки* (М., Наука, 1982).

8. Э. Р. Прист, Т. Форбс *Магнитное пересоединение. Магнитогидродинамическая теория и приложения* (М: Физматлит, 2005).
9. В. Г. Банин, С. А. Язев, Г. М. Хмыров, Солнечные данные, № 3, 116 (1991).
10. В. Г. Банин, С. А. Язев, Солнечные данные, № 1, 78 (1991).
11. С. А. Язев, *Известия ИГУ. Серия науки о Земле*, 3, № 2, 226 (2010).
12. G. A. Gary and R. I. Moore, *Astrophys. J.* **611**, 545 (2004).
13. S. K. Antiochos, C. R. DeVore, and J. A. Klimchuk, *Astrophys. J.* **510**, 485 (1999).
14. H. K. Moffatt, *J. Fluid Mech.* **159**, 359 (1985).
15. С. А. Язев, Препринт [http://ru.iszf.irk.ru/images/f/f2/000-Таблица КА в 24 цикле активности для сайта ИСЗФ СО РАН](http://ru.iszf.irk.ru/images/f/f2/000-Таблица_КА_в_24_цикле_активности_для_сайта_ИСЗФ_СО_РАН) (2019).
16. Синоптические карты корональных дыр <http://gong.nso.edu/data/magmap/QR/mqf/>
17. С. А. Язев *Феномен комплексов активности на Солнце* (Иркутск, Изд-во ИГУ, 2014).
18. G. N. Kichigin, L. I. Miroshnichenko, V. Sidorov, and S. A. Yazev, *Plasma Physics (in Russian)*, **40**, № 3, 241 (2014).
19. S. Masson, S. K. Antiochos, and C. R. DeVore, *Astrophys. J.* **884**, 143 (2019).
20. Г. С. Минасянц, Т. М. Минасянц, В. М. Томозов, *Солнечно-земная физика*, **5**, № 3, 11 (2019).
21. T. Gou, R. Liu, A. Veronig, E. Dickson, and A. Hernandez-Perez, 42nd COSPAR Scientific Assembly: held 14–22 July 2018, Pasadena, California, USA/ Abstract id: D2, 3–15–18.
22. W. Manchester, K. J. Kilpua, Y. D. Liu, et al., *Space Sci. Rev.* **212**, 1159 (2017).
23. V. V. Akimov, P. Ambrož, A. V. Belov, A. Berlicki, et al., *Solar Physics* **166**, 107 (1996).
24. L. P. Li, J. Zhang, J. T. Su, and I. Liu, *Astrophys. J. Lett.* **829**, 7 (2016).
25. H. P. Warren, D. H. Brooks, I. Ugarte-Urra, J. W. Reep, N. A. Crump, and G. A. Doschek, *Astrophys. J.* **854**, 122 (2018).
26. X. L. Yan, L. Y. Yang, Z. K. Xue, et al., *Astrophys. J. Lett.* **853**, 18 (2018).
27. N. Gopalswamy, P. Mäkelä, S. Yashiro, et al., *Astrophys. J. Lett.* **868**, 19 (2018).
28. G. H. Share, R. G. Murphy, K. Tolbert, B. Dennis, et al., preprint 1711.01511 (2017).
29. V. Bumba. In: *Solar Maximum Analysis. Additional Issue. Proceedings of the International Workshop held in Irkutsk, USSR, 17–24 June, 1985*. Novosibirsk: Nauka, Siberian Division, 255. (1988).
30. V. Bumba, A. Garcia, and S. Jordan. *Astron. and Astrophys.* **329**, 1138 (1997).
31. M. L. DeRosa and G. Barnes, *Astrophys. J.* **861**, 131 (2018).
32. Y. M. Wang, M. Pick, and G. M. Mason, *Astrophys. J.* **639**, 495 (2006).
33. N. V. Nitta, D. V. Reames, M. L. De Rosa, and Y. Liu, *Astrophys. J.* **650**, 438 (2006).
34. B. J. Lynch, J. K. Edmondson, and Y. Li, *Solar Phys.* **289**, 3043 (2014).
35. D. L. Baker, van Driel-Gesztelyi, and G. D. R. Attrill, *Astron. Nachr.* **328**, 773 (2007).
36. D. F. Kong, G. M. Pan, X. L. Yan, J. C. Wang, and Q. L. Li, *Astrophys. J. Lett.* **863**, 22 (2018).