

# МОДЕЛИ МАГНИТОСФЕРНОЙ АККРЕЦИИ НА МОЛОДЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОТСУТСТВИЕ ИОНИЗАЦИОННОГО РАВНОВЕСИЯ

© 2022 г. Д. В. Дмитриев<sup>1,2\*</sup>, В. П. Гринин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

Поступила в редакцию 05.11.2021 г.

После доработки 02.12.2021 г.; принята к публикации 03.12.2021 г.

Рассматривается образование эмиссионных линий водорода в магнитосферах молодых звезд. Предполагается, что магнитосфера образована дипольным магнитным полем, ось которого совпадает с осью вращения звезды. Перенос излучения в спектральных линиях рассматривается в приближении Соболева с учетом нелокального радиационного взаимодействия. Учтен эффект переноса степени ионизации газа при движении в магнитосфере, впервые продемонстрировано его влияние на эмиссионный спектр магнитосферы и оценки темпа аккреции по линии H $\alpha$ . Показано, что при низких темпах аккреции  $\dot{M} \lesssim 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$  этот эффект может оказывать значительное влияние на модельные интенсивности.

*Ключевые слова:* магнитосферная аккреция, звезды типа Т Тельца, моделирование водородных линий.

DOI: 10.31857/S032001082201003X

## ВВЕДЕНИЕ

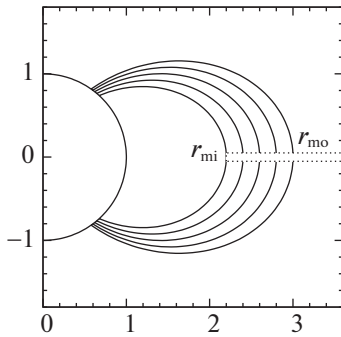
Аккреция вещества из остатков протозвездного облака на молодую звезду является главным физическим процессом, определяющим эмиссионную и отчасти фотометрическую активность звезд на стадии их эволюции до главной последовательности. Ключевую роль в этом процессе играет магнитосфера звезды, образованная ее собственным магнитным полем (Хартманн и др., 1994). В магнитосфере формируются эмиссионные линии с профилем “обратный P Cyg”. Такие профили наблюдаются у целого ряда звезд Т Тельца (см., например, Эдвардс и др., 1994; Танатибоди и др., 2020). Они непосредственно свидетельствуют о падении вещества на звезду, а также о том, что излучение магнитосферы в таких случаях является главным источником эмиссии в этих линиях. Заметим, что в образовании эмиссионного спектра звезд типа Т Тельца в разной степени участвуют также область за фронтом ударной волны, возникающей при столкновении падающего газа с поверхностью звезды (Ламзин, 1998, 2003; Додин 2015, 2018), а также дисковый и магнитосферный ветер (Куросава и др., 2006, 2011; Гам и др., 2018).

Во многих моделях магнитосферной аккреции предполагается, что в процессе движения газа в

магнитосфере выполняется условие ионизационного равновесия: число ионизаций атомов в каждом элементарном объеме газа равно числу рекомбинаций (Хартманн и др., 1994; Муцеролле и др., 2001; Лима и др., 2010; Куросава и др., 2011; Дмитриев и др., 2019). Для этого необходимо, чтобы характерное время рекомбинаций было много меньше характерного времени движения газа в магнитосфере. Несложно оценить, что время падения газа в магнитосфере составляет приблизительно сутки ( $10^4$ – $10^5$  с), что меньше времени рекомбинации при концентрации электронов  $n_e \approx 10^8$ – $10^9$  см $^{-3}$ , характерной для темпа аккреции  $\dot{M} \lesssim 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ . Единственная известная нам работа, в которой состояние излучающего газа магнитосферы рассматривалось в отсутствие ионизационного равновесия, опубликована Мартином (1996). В ней, однако, автор ограничился рассмотрением термодинамических характеристик газа и не рассматривал влияние отклонения от ионизационного равновесия на эмиссионный спектр магнитосферы.

В настоящее время для моделирования эмиссионных линий в магнитосферах молодых звезд с низким темпом аккреции используются модели, предполагающие ионизационное равновесие (Танатибоди и др., 2019а, 2020). Цель настоящей работы состоит в том, чтобы выяснить, какие ограничения на темп аккреции и радиус магнитосферы

\*Электронный адрес: dmitrievdv242@gmail.com



**Рис. 1.** Принятая в работе геометрия магнитосферы. Показаны несколько линий тока (силовых линий магнитного поля), задаваемых уравнением (1), между внутренним и внешним радиусами  $r_{mi}$  и  $r_{mo}$ , поверхность звезды и положение диска (пунктиром). По осям отложены координаты цилиндрической системы координат  $z = r \cos(\theta)$  и  $R = r \sin \theta$  в радиусах звезды.

необходимы для выполнения условия ионизационного равновесия состояния газа, и как отказ от этого приближения влияет на характеристики водородного спектра магнитосферы.

### МОДЕЛЬ МАГНИТОСФЕРЫ

Мы используем классический подход к моделированию магнитосфер молодых медленно вращающихся звезд, который впервые был применен в статье Хартманна и др. (1994), а затем несколько дополнен в статьях Муцеролле и др. (1998, 2001). Такой подход до сих пор лежит в основе моделирования водородного спектра магнитосфер молодых звезд (Лима и др., 2010; Куросава и др., 2011; Танатибоди и др., 2019а, 2020). Состояние возбуждения и ионизации атомов в аккрецирующем газе в этих работах рассчитывалось на основе метода Соболева для сред с большими градиентами скорости. Следуя этим работам, мы предполагаем дипольную магнитосферу, в которой газ полностью заморожен в магнитное поле. Соответственно, газ движется вдоль дипольных силовых линий, форма которых задается функцией

$$r = r_m \sin^2 \theta, \quad (1)$$

где  $r$  — расстояние до центра звезды, а  $\theta$  — полярный угол, отсчитываемый от оси вращения звезды, совпадающей с осью магнитного диполя. Необходимо отметить, что здесь и далее  $r_m$  — расстояние до пересечения магнитной линией плоскости диска — измеряется в радиусах звезды и является безразмерной величиной. Соответственно, то же самое верно и для расстояния  $r$ . Предполагается, что магнитосфера ограничена двумя такими линиями с параметрами  $r_m$  равными  $r_{mi}$  и  $r_{mo}$  — внутренним и внешним радиусами магнитосферы. Схематично такая магнитосфера представлена на рис. 1.

Падение газа предполагается свободным, что позволяет рассчитать полоидальную компоненту скорости в каждой точке магнитосферы

$$\begin{aligned} v_p &= \sqrt{v_{\text{start}}^2 + v_{\text{esc}}^2 \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r_m} \right)} = \\ &= \sqrt{v_{\text{start}}^2 + v_{\text{esc}}^2 \frac{\cos^2 \theta}{r}}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $v_{\text{esc}}$  — скорость убегания у поверхности звезды, а  $v_{\text{start}}$  — стартовая скорость движения газа. Знание формы силовых линий позволяет найти направление движения газа в магнитосфере, и таким образом, полностью определить поле скоростей движения газа, которое необходимо для решения уравнений стационарности с использованием приближения Соболева.

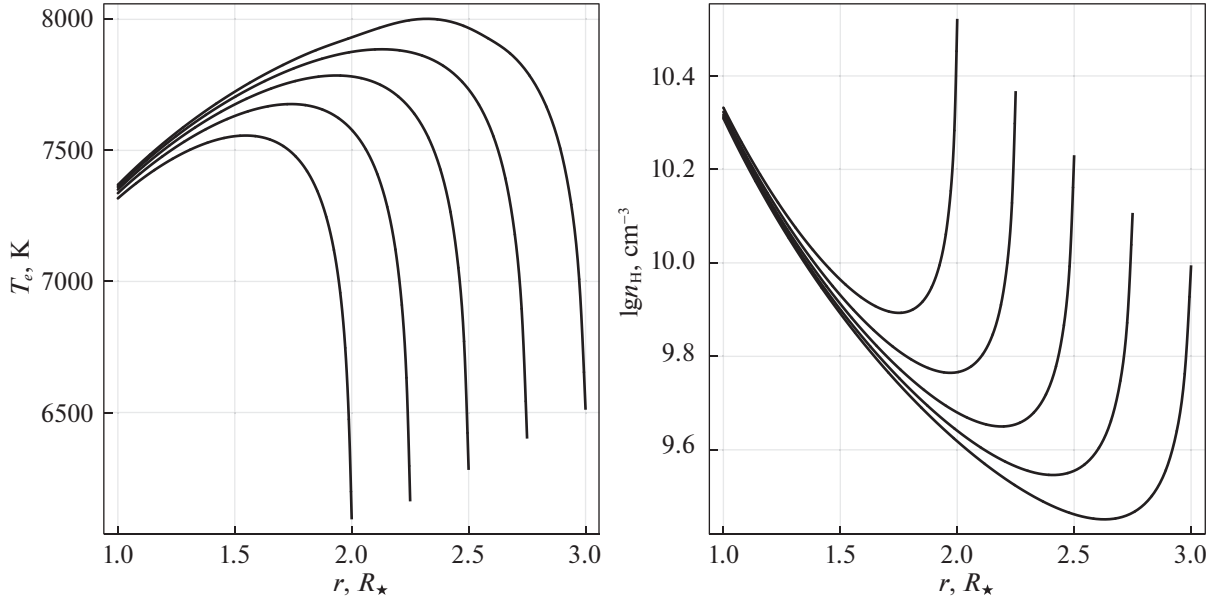
Предполагая стационарную аккрецию, можно найти плотность вещества в любой точке магнитосферы. В приближении идеальной плазмы плотность газа  $\rho$  связана с магнитным полем и скоростью соотношением (Местел, 1961)

$$\rho = \frac{\eta B_p}{v_p} = \frac{\eta B_*}{v_p} \frac{\sqrt{4 - 3 \sin^2 \theta}}{2 r^3}, \quad (3)$$

где  $B_p$  — дипольное магнитное поле, а  $\eta$  — параметр, контролирующий загрузку силовых линий газом. Так как в знаменателе выражения (3) стоит полоидальная скорость  $v_p$ , необходимо рассматривать модели с ненулевой  $v_{\text{start}}$ , чтобы избежать сингулярной плотности в начале линии тока (1) при  $\theta = \pi/2$ . Следуя работе Хартманна и др. (1994), мы предполагаем, что параметр  $\eta$  постоянен во всей магнитосфере. Тогда можно найти произведение  $\eta B_*$  из заданного темпа аккреции  $\dot{M}$ , внешнего и внутреннего радиусов магнитосферы и тем самым определить ход плотности в магнитосфере.

Для нахождения температуры мы используем уравнение теплового баланса для водородного газа, приравнивая функцию охлаждения, взятую из статьи Хартманна и др. (1982), к функции нагрева. Как и в работе Хартманна и др. (1994), мы принимаем, что нагрев газа осуществляется в результате диссипации альфвеновских волн, образующихся в основании аккреционной колонки (Шоерватер, Куйперс, 1988). В таком случае можно принять функцию нагрева  $Q(r) \propto r^{-3}$ . Множитель пропорциональности в этом соотношении выбирается путем задания максимальной температуры  $T_{\text{max}}$  в магнитосфере.

Таким образом, для полного описания магнитосферы в рамках такой модели нам необходимы, помимо параметров звезды, пять параметров:  $\dot{M}$ ,  $T_{\text{max}}$ ,  $r_{mi}$ ,  $r_{mo}$  и  $v_{\text{start}}$ . Расчеты показали, что



**Рис. 2.** Зависимость температуры и концентрации водорода от расстояния до звезды  $r$  в магнитосфере с параметрами  $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ ,  $T_{\max} = 8000$  К,  $r_{\text{mi}} = 2.0$ ,  $r_{\text{mo}} = 3.0$  и  $v_{\text{start}} = 10$  км/с для пяти линий тока с различными  $r_{\text{m}}$ .

при  $v_{\text{start}} \ll v_{\text{esc}}$  плотность и температура не чувствительны к изменению  $v_{\text{start}}$  в 1–2 раза, поэтому везде в дальнейшем мы принимаем  $v_{\text{start}} = 10$  км/с  $\approx v_t$  (тепловая скорость). На рис. 2 показана зависимость температуры и концентрации водорода в магнитосфере с параметрами  $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ ,  $T_{\max} = 8000$  К,  $r_{\text{mi}} = 2.0$ ,  $r_{\text{mo}} = 3.0$  и  $v_{\text{start}} = 10$  км/с для пяти линий тока с различными  $r_{\text{m}}$ .

### СТЕПЕНЬ ИОНИЗАЦИИ И НАСЕЛЕННОСТИ УРОВНЕЙ

Для нахождения состояния атомов водорода в движущемся аккреционном потоке необходимо решить следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla(\mathbf{v}n_i) = \sigma_i, \quad i = 1, 2, \dots, \quad (4)$$

$$n_{\text{H}} = n_e + \sum_{i=1}^{\infty} n_i, \quad (5)$$

где  $n_e$  — концентрация электронов,  $n_i$  — населенности уровней, а  $\sigma_i$  — источники  $n_i$ . В стационарном случае первое уравнение принимает вид

$$\nabla(\mathbf{v}n_i) = \sigma_i, \quad i = 1, 2, \dots. \quad (6)$$

Здесь в левой части остается только член  $\nabla(\mathbf{v}n_i)$ , который учитывает перенос состояния атомов водорода при движении газа в магнитосфере и вызывает отклонение от положения равновесия  $\sigma_i = 0$ .

Для нахождения  $\sigma_i$  мы использовали соотношения из статьи Гринина и Катышевой (1980),

которые учитывают все существенные процессы ионизации и возбуждения атомов водорода, характерные для эмиссионных областей молодых звезд:

$$\begin{aligned} \sigma_i = & \left[ \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k (A_{ki} + B_{ki} J_{ki}) + \right. & (7) \\ & \left. + \sum_{j=1}^{i-1} n_j B_{ji} J_{ij} + n_e \sum_{j \neq i}^{\infty} n_j q_{ji} \right] - \\ & - n_i \left[ \sum_{j=1}^{i-1} (A_{ij} + B_{ij} J_{ij}) + \sum_{k=i+1}^{\infty} B_{ik} J_{ik} + \right. \\ & \left. + n_e (q_{ic} + \sum_{j \neq i}^{\infty} q_{ij}) + B_{ic} W J_{ic}^* \right] + \\ & + n_e^2 C_i + n_e^3 Q_{ci} \quad i = 1, 2, \dots. \end{aligned}$$

Здесь  $J_{ik}$  — средняя интенсивность излучения в линии  $i \rightarrow k$ , определяемая по методу Соболева с учетом нелокальности радиационного взаимодействия (Грачев, Гринин, 1975; Райбики, Хаммер, 1978). Остальные обозначения общепринятые.

В работе Хартманна и др. (1994) и последующих работах этой группы использовалось приближение стационарного состояния газа: в каждой точке магнитосферы предполагается

$$\sigma_i = 0, \quad i = 1, 2, \dots. \quad (8)$$

Используя результаты расчетов в этом приближении, можно показать, что для темпов аккреции

$\dot{M} \lesssim 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$  время рекомбинации оказывается больше времени падения вещества на звезду. В таком случае предположение  $\sigma_i = 0$  не выполняется, и необходимо учитывать перенос состояния газа, решая систему уравнений (6). Похожий результат был получен Мартином (1996). Однако, как отмечено во Введении, в его работе не рассматривалось влияние отклонений от стационарного приближения на эмиссионный спектр магнитосферы.

Задачу можно упростить, предположив стационарность возбужденных уровней атома водорода

$$\sigma_i = 0, \quad i \geq 2. \quad (9)$$

Основанием для такого упрощения является то, что возбужденные уровни быстро релаксируют к новым состояниям путем спонтанных переходов: время жизни возбужденного уровня

$$t_i = \left( \sum_{k < i} A_{ik} \right)^{-1} \ll 1 \text{ с}. \quad (10)$$

Тогда

$$\nabla(n_e \mathbf{v}) = \sigma_e = \sigma_{\text{H}} - \sum_{i=1}^{\infty} \sigma_i = -\sigma_1. \quad (11)$$

Это выражение можно упростить и дальше, если принять  $n_{\text{H}} = n_1 + n_e$ , что с большой точностью выполняется в магнитосфере. Тогда, сделав замену переменной  $f = n_e/n_1$ , получим

$$\begin{aligned} \nabla(n_e \mathbf{v}) &= \nabla(n_{\text{H}} \mathbf{v}) \frac{f}{1+f} + \nabla \left( \frac{f}{1+f} \right) n_{\text{H}} \mathbf{v} = \\ &= n_{\text{H}} \mathbf{v} \frac{\nabla(f)}{(1+f)^2}. \end{aligned}$$

Здесь учтено уравнение неразрывности  $\nabla(n_{\text{H}} \mathbf{v}) = 0$ .

Если перейти в криволинейную систему координат, где одной из координат является расстояние  $s$  вдоль линии тока (линии магнитного поля) от плоскости диска до данной точки, то

$$\nabla(f) \mathbf{v} = v \frac{\partial f}{\partial s},$$

так как скорость  $\mathbf{v}$  в такой системе координат будет иметь только одну ненулевую компоненту. Тогда уравнение (11) упрощается до

$$\frac{\partial f}{\partial s} = -\frac{(1+f)^2}{v n_{\text{H}}} \sigma_1. \quad (12)$$

Именно это уравнение используется нами для расчета ионизации газа. Для каждого значения  $s$  находится  $n_1 = n_{\text{H}} - n_e$ , и решается система уравнений (7) для верхних уровней ( $i \geq 2$ ) в предположении их стационарности (9). Важно отметить, что уравнение (12) необходимо решать по направлению

потока газа, поэтому в качестве начального значения для каждой линии тока берется точка с  $\theta = \pi/2$ , где предполагается выполнение стационарного приближения, т.е. значения  $n_i$  вычисляются из системы уравнений (7) с  $\sigma_i = 0$ , а  $n_e$  вычисляется через соотношение (5).

Отдельно стоит обсудить расчет средней интенсивности внешнего излучения в континууме  $J_c(\nu)$ , необходимой для вычисления  $\sigma_i$ . В работе Муцеллоле (1998) излучение горячего пятна учитывалось следующим образом:

$$\begin{aligned} J_c(\nu) &= (W_{\text{phot}} + W_{\text{ring}}) B_{\nu}(T_c), \quad (13) \\ T_c &= \frac{W_{\text{phot}}}{W_{\text{phot}} + W_{\text{ring}}} T_{\text{phot}} + \frac{W_{\text{ring}}}{W_{\text{phot}} + W_{\text{ring}}} T_{\text{ring}}, \end{aligned}$$

где  $B_{\nu}(T_c)$  — функция Планка,  $W_{\text{phot}}$  — дилуция фотосферы звезды,  $W_{\text{ring}}$  — дилуция горячего пятна, образующегося на поверхности звезды в местах падения на нее вещества из магнитосферы и, соответственно, имеющего форму кольца между параллелями с полярными углами  $\theta_o = \arcsin \sqrt{1/r_{\text{mo}}}$  и  $\theta_i = \arcsin \sqrt{1/r_{\text{mi}}}$ , а  $T_{\text{ring}}$  — температура горячего пятна, рассчитываемая из соотношения (Хартманн и др. 1994)

$$\begin{aligned} 4\pi R_{\star} (\cos \theta_i - \cos \theta_o) \sigma T_{\text{ring}}^4 &= \quad (14) \\ &= \frac{v_{\text{esc}}^2}{2} \left( 1 - \frac{2}{r_{\text{mo}} - r_{\text{mi}}} \right). \end{aligned}$$

Очевидно, что такой подход может сильно занижать ионизирующее излучение горячего пятна, поэтому мы используем более точное выражение

$$J_c(\nu) = W_{\text{phot}} B_{\nu}(T_{\text{phot}}) + W_{\text{ring}} B_{\nu}(T_{\text{ring}}). \quad (15)$$

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Используя приведенные выше соотношения, мы рассчитали семейство моделей магнитосферы для следующих параметров звезды типа Т Тельца:  $R_{\text{star}} = 2 R_{\odot}$ ,  $M_{\text{star}} = 0.5 M_{\odot}$ ,  $T_{\text{star}} = 4000 \text{ К}$ . Также рассматривалась более горячая звезда с температурой  $T_{\text{star}} = 5000 \text{ К}$  и такими же массой и радиусом. Все расчеты выполнялись с помощью написанной на языке Julia (Безансон и др., 2017) программой с использованием пакета DifferentialEquations.jl (Ракаукас, Не, 2017) для решения уравнения (12). Для каждой из рассмотренных комбинаций параметров мы рассчитали модели магнитосферы в двух вариантах: стационарный (8) и с учетом переноса состояния ионизации при падении газа на звезду (12). Для этих двух вариантов на рис. 3 показаны зависимости степени ионизации для трех моделей магнитосферы, отличающихся темпом аккреции.

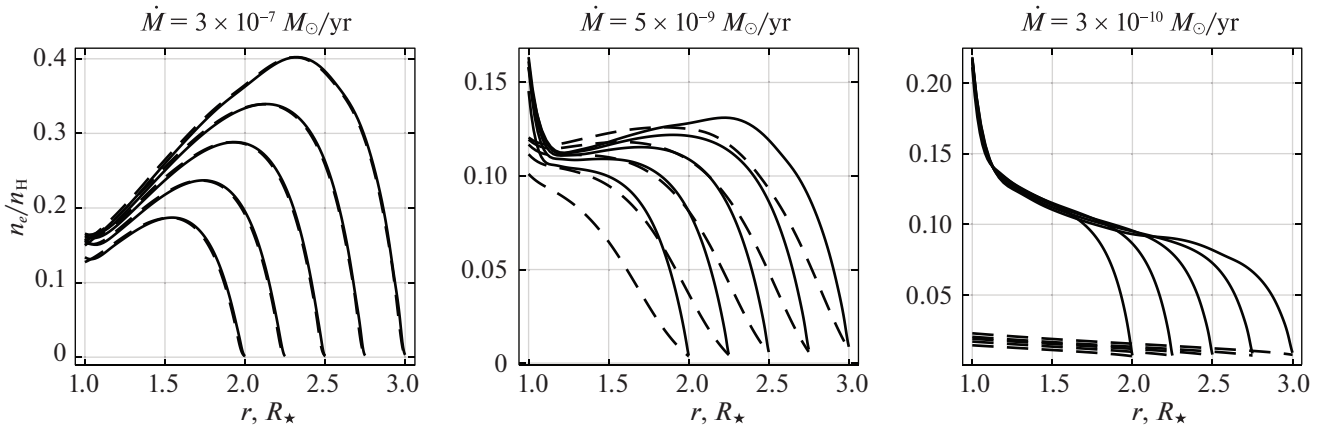


Рис. 3. Ход степени ионизации газа вдоль нескольких линий тока в магнитосфере с  $T_{\max} = 8000$  К,  $r_{\text{mi}} = 2$ ,  $r_{\text{mo}} = 3$  для трех разных значений темпа аккреции. Сплошные линии соответствуют стационарному приближению, штриховыми показаны решения с учетом переноса степени ионизации при движении газа.

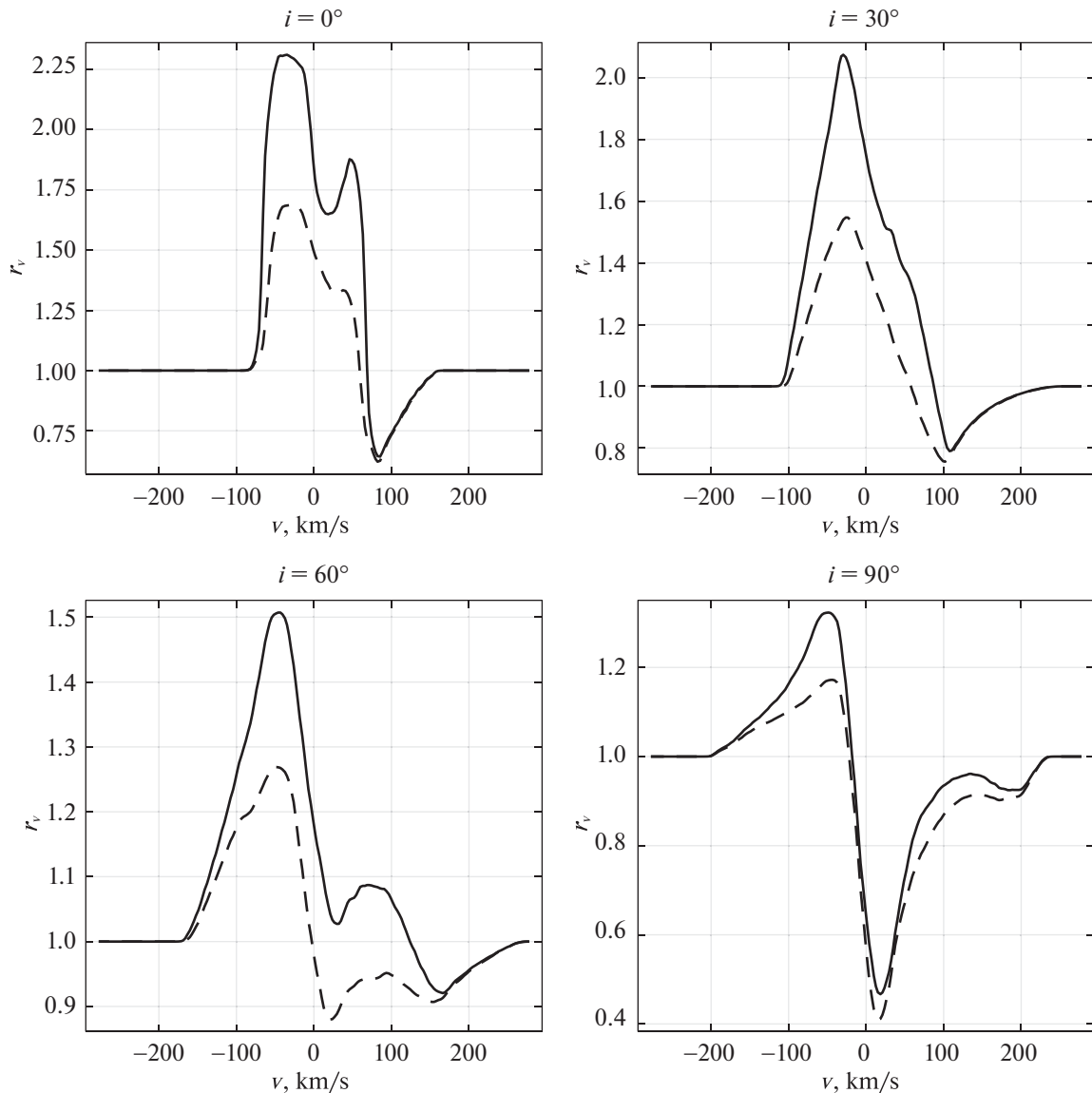
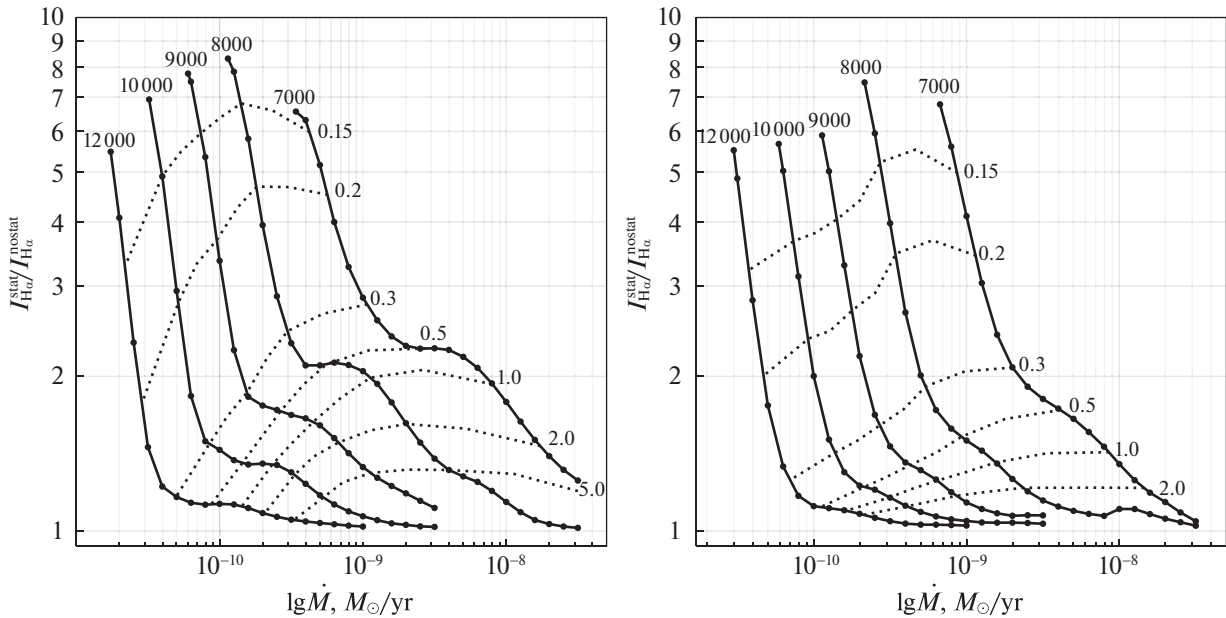


Рис. 4. Профили линии H $\alpha$  при разных углах наклона  $i$  оси магнитосферы к лучу зрения. Параметры магнитосферы:  $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ ,  $T_{\max} = 8000$  К,  $r_{\text{mi}} = 2$ ,  $r_{\text{mo}} = 3$ . Сплошной линией показаны профили в стационарном приближении, штриховой — с учетом переноса степени ионизации газа.



**Рис. 5.** Отношение максимальных интенсивностей в линии  $H\alpha$ , полученных в рамках стационарной модели, к профилям, полученным с учетом переноса ионизации, в зависимости от темпа аккреции в магнитосфере с  $r_{mi} = 2$ ,  $r_{mo} = 3$  (слева) и с  $r_{mi} = 4$ ,  $r_{mo} = 6$  (справа). Разные линии соответствуют разным значениям  $T_{max}$ , подписанным для каждой линии. Линии обрываются, когда эмиссия в стационарном случае становится слабее 0.1 единиц континуума. Пунктиром показаны точки, где эмиссия в линии в стационарном случае достигает 0.15, 0.2, 0.3, 0.5, 1, 2 и 5 в единицах континуума.

Видно, что при  $\dot{M} = 3 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$  зависимости степени ионизации  $n_e/n_H$  для этих двух решений практически совпадают. При уменьшении темпа аккреции различия между этими вариантами увеличиваются: степень ионизации газа при учете ее переноса в целом уменьшается по сравнению со стационарным приближением. Это происходит из-за того, уменьшается плотность газа, соответственно, уменьшается скорость процессов рекомбинации и ионизации столкновениями, и степень ионизации газа перестает успевать адаптироваться к изменяющимся при падении на звезду условиям. Так, как газ, как правило, ионизируется при приближении к звезде, это приводит к уменьшению степени ионизации по сравнению со стационарным решением. При очень низких значениях темпа аккреции скорость процессов рекомбинации и ионизации настолько мала, что газ сохраняет начальное значение степени ионизации на всей линии тока.

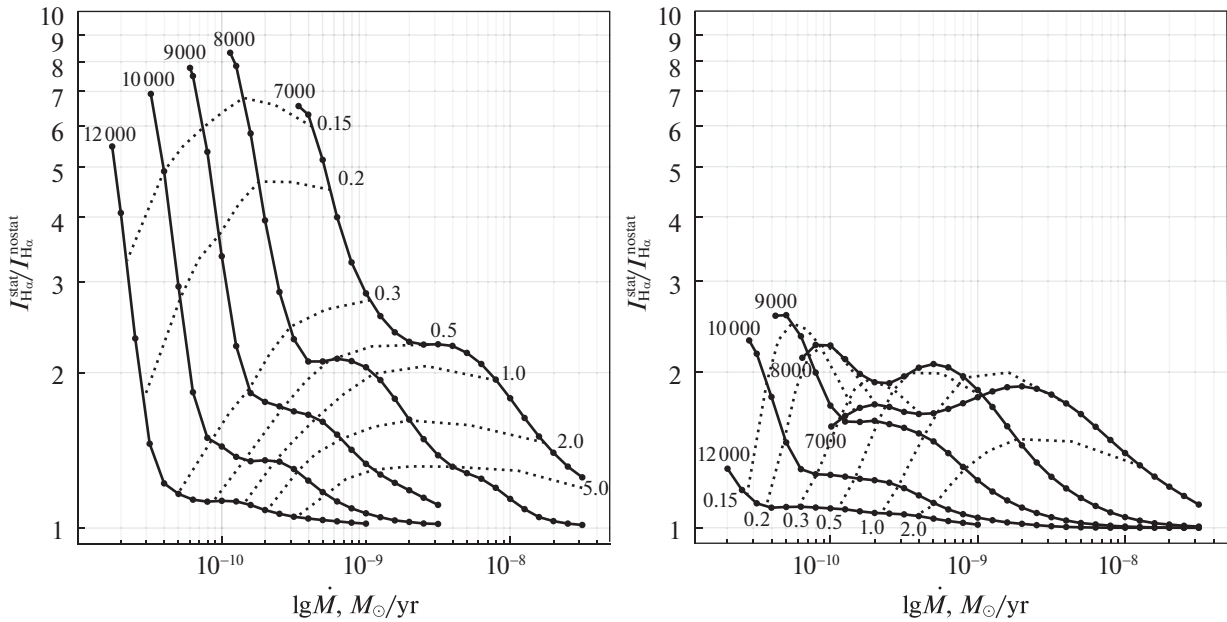
На рис. 4 показана зависимость профиля линии  $H\alpha$  от угла наклона  $i$  оси магнитосферы к лучу зрения. Результаты в стационарном приближении хорошо согласуются с соответствующими результатами нашей статьи (Дмитриев и др., 2019) и работ других авторов (Хартманн и др., 1994; Муцеролле и др., 2001; Лима и др., 2010). Хотя угол наклона  $i$  влияет на общий вид профиля, далее фиксируем его значение  $i = 40^\circ$ , так как нас прежде всего интересует влияние других параметров на различия между профилями, полученными в двух вариантах

модели. В общем, можно отметить, что отказ от стационарного приближения приводит к уменьшению интенсивности линии  $H\alpha$ , так как в целом степень ионизации в магнитосфере становится меньше. Для оценки этого эффекта мы вводим отношение между максимумами интенсивности в линии  $H\alpha$  в стационарном приближении и без него:

$$\mathcal{I} = I_{H\alpha}^{\text{stat}} / I_{H\alpha}^{\text{nostat}}. \quad (16)$$

Здесь  $I_{H\alpha}^{\text{stat}}$  — максимальная интенсивность линии  $H\alpha$  в стационарном приближении, а  $I_{H\alpha}^{\text{nostat}}$  — с учетом переноса степени ионизации.

На рис. 5 показана зависимость отношения  $\mathcal{I}$  от темпа аккреции при различных значениях температуры  $T_{max}$ . Внутренний и внешний радиусы магнитосферы принимают следующие значения:  $r_{mi} = 2$ ,  $r_{mo} = 3$  (левая панель рис. 5) и  $r_{mi} = 4$ ,  $r_{mo} = 6$  (правая панель рис. 5). Сплошные линии соответствуют различным значениям максимальных температур в магнитосфере, которые подписаны на графике. Зависимость  $\mathcal{I}$  от темпа аккреции сильно зависит от влияния ударных и радиативных процессов на состояние газа. Уменьшение темпа аккреции приводит к уменьшению роли ударных переходов, соответственно, влияние степени ионизации на населенности уровней уменьшается. Эти процессы носят сильно нелинейный характер, из-за чего зависимость  $\mathcal{I}(\dot{M})$  может иметь сложный вид, особенно заметный при низких температурах. Увеличение размеров магнитосферы приводит к



**Рис. 6.** Отношение максимальных интенсивностей в линии  $H\alpha$  (в рамках стационарной модели) к профилям, полученным с учетом адвекции ионизации в зависимости от темпа аккреции в магнитосфере с  $r_{mi} = 2$  и  $r_{mo} = 3$  при температуре звезды  $T_* = 4000$  К (слева) и  $T_* = 5000$  К (справа). Разные линии соответствуют разным значениям  $T_{max}$ , подписанным для каждой линии. Линии обрываются, когда линия в стационарном случае становится слабее 0.1 единиц континуума. Пунктиром показаны точки, где эмиссия в линии в стационарном случае достигает 0.15, 0.2, 0.3, 0.5, 1, 2 и 5 в единицах континуума.

уменьшению скорости роста  $\mathcal{I}$ , так как темп аккреции уменьшается из-за увеличения характерного времени падения газа. Однако важно отметить, что время падения будет меньше для звезд с большей  $v_{esc}$ .

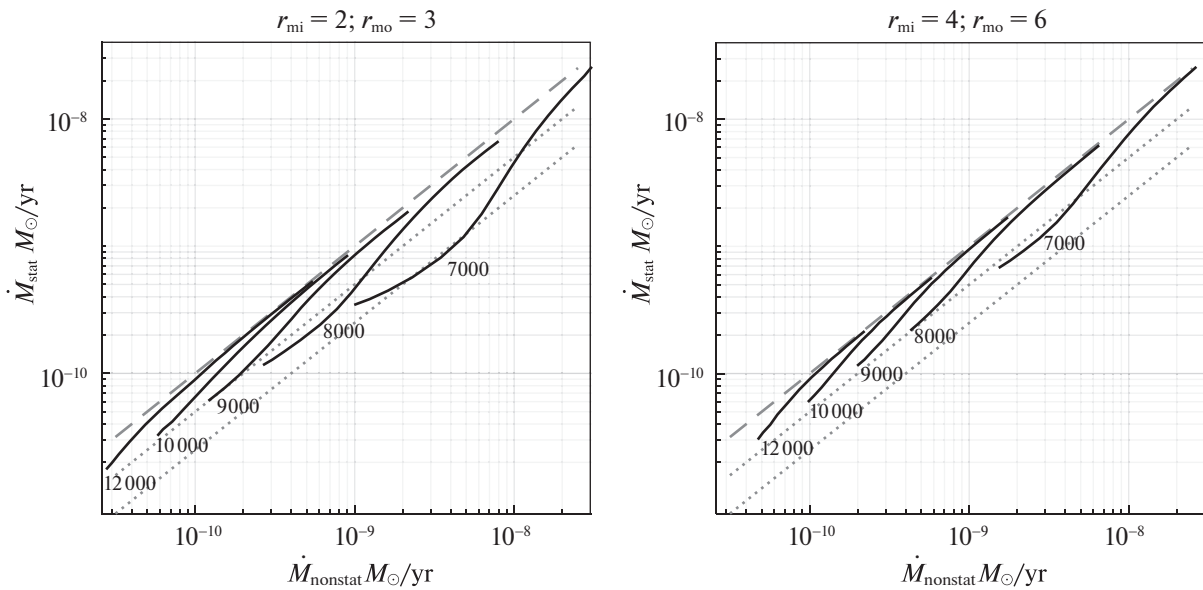
На рис. 6 показано влияние температуры звезды на  $\mathcal{I}$  для магнитосферы с  $r_{mi} = 2$ ,  $r_{mo} = 3$ . При увеличении температуры звезды  $\mathcal{I}$  уменьшается, так как ослабляется связь между населенностями уровней и концентрацией электронов из-за того, что в заселении уровней начинают играть более важную роль радиационные процессы. Этот эффект наиболее заметен при малых плотностях, поэтому сплошные линии на правой и левой частях рис. 6 сильнее всего отличаются при малых темпах аккреции.

Так как модели магнитосфер используются для определения темпа аккреции по профилям эмиссионных линий, мы рассмотрели влияние отказа от стационарного приближения на темп аккреции, полученный по линии  $H\alpha$ . На рис. 7 показано отличие между темпами аккреции, полученными в стационарном приближении и при учете переноса степени ионизации. Отказ от стационарного приближения приводит к уменьшению интенсивности линии  $H\alpha$ , и темп аккреции, полученный из стационарной модели, оказывается заниженным. Как видно из рис. 7, максимальное отклонение в темпах аккреции в  $\approx 4$  раза достигается в моделях с небольшими магнитосферами. Но, снова важно

отметить, что при большей  $v_{esc}$  можно получить значительное отклонение и при больших значениях  $r_{mi}$  и  $r_{mo}$ . Увеличение температуры звезды также приводит к уменьшению разногласия между двумя вариантами моделей.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные выше результаты показывают, что отклонения интенсивности линии  $H\alpha$  в моделях, учитывающих запаздывание процесса рекомбинации при движении газа в магнитосфере звезды, по сравнению с моделями, рассчитанными в предположении, что в каждой точке магнитосферы рекомбинации уравниваются ионизациями, становятся заметными при темпе аккреции  $\dot{M} \leq 10^{-9} M_{\odot}$  в год. Во всех рассмотренных моделях отклонения происходят в одну сторону: линия  $H\alpha$  в стационарном случае получается более интенсивной по сравнению с нестационарным случаем (при одинаковых параметрах моделей). Причина этого состоит в том, что газ при движении в магнитосфере входит в зону с более высокой температурой, имея населенности уровней, соответствующие более низкой температуре. Вследствие этого уменьшается скорость ионизации со второго и более высоких уровней излучением звезды, играющих важную роль в ионизации газа при низких значениях  $T_*$ . Именно поэтому отклонения стационарного и нестационарного решений получились



**Рис. 7.** Демонстрация различий темпов аккреции, полученных из максимальных потоков в линии  $H\alpha$  для моделей с  $T_* = 4000$  К при различных значениях  $T_{\max}$  (подписаны у соответствующих сплошных линий). Слева  $r_{mi} = 2$  и  $r_{mo} = 3$ , а справа  $r_{mi} = 4$  и  $r_{mo} = 6$ . Серой штриховой линией показана прямая, соответствующая одинаковым значениям темпа аккреции, а серым пунктиром — отличия в 2 и 4 раза в пользу стационарной модели.

больше в моделях с более низкой эффективной температурой звезды.

Отношение интенсивностей  $I_{H\alpha}^{stat}/I_{H\alpha}^{nonstat}$  зависит от параметров магнитосферы: оно тем больше, чем меньше характерный размер магнитосферы, температура газа и темп аккреции, а также чем ниже эффективная температура звезды. Максимальные различия могут достигать одного порядка величины.

При определении темпа аккреции по линии  $H\alpha$  отклонения в оценках  $\dot{M}$  не столь значительны. Во всех рассмотренных выше моделях они не превышают значения 4. В стационарных моделях величина  $\dot{M}$  получается всегда заниженной по сравнению с нестационарными.

Оценивая влияние эффекта запаздывания рекомбинации атомов при движении газа в магнитосфере звезды, следует иметь в виду, что оно максимально при низких значениях темпа аккреции, когда интенсивность линии  $H\alpha$  мала по сравнению с интенсивностью континуума. В таких случаях заметный вклад эмиссию в линии может вносить излучение активных областей на поверхности звезд, которое часто не учитывается при оценках темпа аккреции. Таким образом, оба эти эффекта работают в одну сторону: приводят к завышению темпа аккреции на звезду при низких значениях  $\dot{M}$ .

Выполненные нами расчеты показывают, что отклонения от ионизационного равновесия в магнитосферах молодых звезд могут оказывать заметное влияние на профили линии  $H\alpha$  при темпах ак-

креции  $\dot{M} \leq 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ . Такие низкие значения темпа аккреции характерны для поздних стадий эволюции молодых звезд (см., например, Потрафонов и др., 2017), а также для коричневых карликов (Ергенс и др., 2013) и формирующихся протопланет (Танатибоди и др., 2019b).

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и образования РФ № 075-15-2020-780.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Безансон и др. (J. Bezanon, A. Edelman, S. Karpinski, and V.B. Shah), *SIAM Rev.* **59**(1), 65 (2017).
2. Грачев, Гринин (S.I. Grachev and V.P. Grinin), *Astrophysics* **11**, 20 (1975).
3. Гринин, Катышева (V.P. Grinin and N.A. Katysheva), *Bull. Crimean Astrophys. Observ.* **62**, 52 (1980).
4. Гам и др. (G.F. Gahm, P.P. Petrov, L.V. Tambovsteva, V.P. Grinin, H.C. Stempels, and F.M. Walter), *Astron. Astrophys.* **614**, A117 (2018).
5. Дмитриев Д.В., Гринин В.П., Катышева Н.А., Письма в *Астрон. журн.* **45**, 422 (2019) [D.V. Dmitriev, V.P. Grinin, and N.A. Katysheva, *Astron. Lett.* **45**, 371 (2019)].
6. Додин (A.V. Dodin), *MNRAS* **475**, 4367 (2018).
7. Додин А.В., Письма в *Астрон. журн.* **41**, 219 (2015) [A.V. Dodin, *Astron. Lett.* **41**, 196 (2015)].
8. Ергенс и др. (V. Joergens, M. Bonnefoy, Y. Liu, A. Bayo, S. Wolf, G. Chauvin, and P. Rojo), *Astron. Astrophys.* **558**, L7 (2013).



9. Хартманн и др. (L. Hartmann, E. Avrett, and S. Edwards), *Astrophys. J.* **261**, 279 (1982).
10. Хартманн, МакГрегор (L. Hartmann and K.B. MacGregor), *Astrophys. J.* **257**, 264 (1982).
11. Хартманн, МакГрегор (L. Hartmann and K.B. MacGregor), *Astrophys. J.* **242**, 260 (1980).
12. Хартманн и др. (L. Hartmann, R. Hewett, and N. Calvet), *Astrophys. J.* **426**, 669 (1994).
13. Куросава и др. (R. Kurosawa, M.M. Romanova, and T.J. Harries), *MNRAS* **416**, 2623 (2011).
14. Куросава и др. (R. Kurosawa, T.J. Harries, and N.H. Symington), *MNRAS* **370**, 580 (2006).
15. Ламзин (S.A. Lamzin), *Astron. Rep.* **42**, 322 (1998).
16. Ламзин (S.A. Lamzin), *Astron. Rep.* **47**, 498 (2003).
17. Лима и др. (G.H.R.A. Lima, S.H.P. Alencar, N. Calvet, L. Hartmann, and J. Muzerolle), *Astron. Astrophys.* **522**, A104 (2010).
18. Местел (L. Mestel), *MNRAS* **122**, 473 (1961).
19. Мартин (S.C. Martin), *Astrophys. J.* **470**, 537 (1996).
20. Муцеролле и др. (J. Muzerolle, N. Calvet, and L. Hartmann), *Astrophys. J.* **550**, 944 (2001).
21. Муцеролле и др. (J. Muzerolle, N. Calvet, and L. Hartmann), *Astrophys. J.* **492**, 743 (1998).
22. Потравнов и др. (I.S. Potravnov, D.E. Mkrtichian, V.P. Grinin, I.V. Ilyin, and D.N. Shakhovskoy), *Astron. Astrophys.* **599**, A60 (2017).
23. Райбики, Хаммер (G.B. Rybicki and D.G. Hummer), *Astrophys. J.* **219**, 654 (1978).
24. Ракаускас, Не (C. Raskauckas and Q. Nie), *J. Open Res. Softw* **5** (1), 15 (2017).
25. Танатибоди и др. (T. Thanathibodee, N. Calvet, J. Muzerolle, C. Briceno, R.F. Hernández, and K. Maucó), *Astrophys. J.* **884**, 86 (2019a).
26. Танатибоди и др. (T. Thanathibodee, N. Calvet, J. Bae, J. Muzerolle, and R.M. Hernández), *Astrophys. J.* **885**, 94 (2019b).
27. Танатибоди и др. (T. Thanathibodee, B. Molina, N. Calvet, et al.), *Astrophys. J.* **892**, 81 (2020).
28. Шоерватер, Куйперс (R. Scheurwater and J. Kuijpers), *Astron. Astrophys.* **190**, 178 (1988).
29. Эдвардс и др. (S. Edwards, P. Hartigan, L. Ghandour, J. Serna, J. Bae, M. Reynolds, J. Hernandez, J. Muzerolle, and R.F. Hernandez), *Astron. J.* **108**, 1056 (1994).