

УДК 524.338.5

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

© 2020 г. Л. В. Тамбовцева<sup>1,\*</sup>, А. Креплин<sup>2,\*\*</sup>, В. П. Гринин<sup>1,3,\*\*\*</sup>, Г. Вайгельт<sup>4,\*\*\*\*</sup>

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

<sup>2</sup> Университет Эксетера, Астрофизический отдел, Эксетер, Великобритания

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Астрономический институт им. В.В. Соболева, Санкт-Петербург, Россия

<sup>4</sup> Институт радиоастрономии Общества им. Макса Планка, Бонн, Германия

\* e-mail: lvtamb@mail.ru

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

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

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

Поступила в редакцию 16.10.2019 г.

После доработки 16.12.2019 г.

Принята к публикации 20.12.2019 г.

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

DOI: 10.31857/S0004629920040052

### 1. ВВЕДЕНИЕ

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

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

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

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

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

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

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

В настоящей работе мы рассматриваем

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

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

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

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

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

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

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

<sup>1</sup> или  $A0$  (Мора и др. [21])

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

## 2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

VV Ser наблюдалась в 2014 г. с помощью интерферометрического приемника AMBER (Петров и др. [39]) со средним спектральным разрешением  $R = 1500$  (ID: 093.C-0388(A), PI: А. Каратти о Гаратти (A. Caratti o Garatti)). Результаты были опубликованы в работе [16]. Мы обработали данные наблюдений другим способом, чтобы проверить, возможно ли улучшить калибровку и применили более позднюю версию v3.0.9<sup>2</sup> программы обработки данных amdlib (Татулли и др. [40], Челли и др. [41]).

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

## 3. МОДЕЛИ

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

<sup>2</sup> Пакет обработки для AMBER *amdlib* доступен на: [http://www.jmmc.fr/data\\_processing\\_amber.htm](http://www.jmmc.fr/data_processing_amber.htm)

### 3.1. Модели дискового ветра

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

Метод параметризации, предложенный для TTS в статье [51], дает распределение плотности вещества в ветре, близкое к тому, которое получается из решений магнитогидродинамических (МГД) уравнений. Такой же метод использован для звезд НАЕВЕ (например, [6]). Главные параметры модели следующие:  $\omega_1$  и  $\omega_N$  – цилиндрические радиусы на поверхности диска,  $\theta_1$  – половинный угол раскрытия ветра, а именно, угол между первой линией тока и вертикальной осью. Полоидальная компонента скорости  $v(l)$  меняется с расстоянием  $l$ , измеряемым вдоль линии тока следующим образом

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

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

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

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

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

В зоне сохранения углового момента

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

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

### 3.2. Полярный ветер

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

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

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

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

где  $r$  – сферический радиус,  $v_0$  – начальная скорость газа, принятая равной тепловой скорости,  $v_{\infty}$  – терминальная скорость и  $\beta$  параметр ускорения.

### 3.3. Модель магнитосферной аккреции

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

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

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

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

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

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

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

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

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

### 3.4. Рассеянный свет

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

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

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

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

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

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

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

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

### 3.5. Диапазон модельных параметров

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

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

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

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

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

### 3.6. Перенос излучения

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

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

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

## 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

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

### 4.1. Дисковый ветер плюс магнитосферная аккреция

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

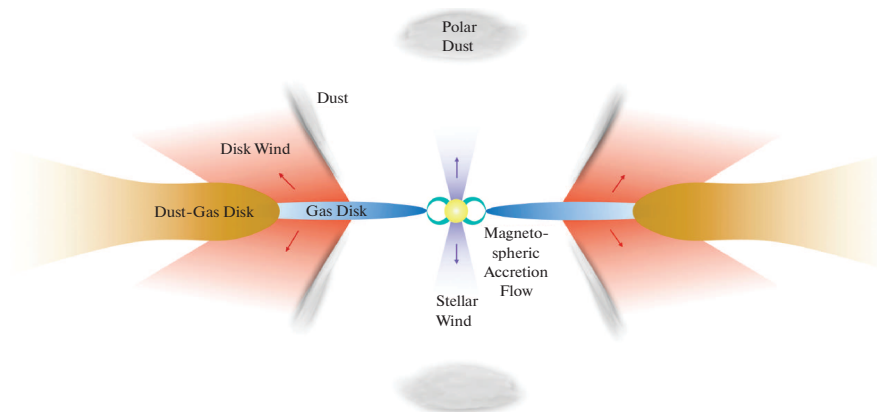


Рис. 1. Схема излучающих областей, рассматриваемых в данной работе. Представлена не в масштабе.

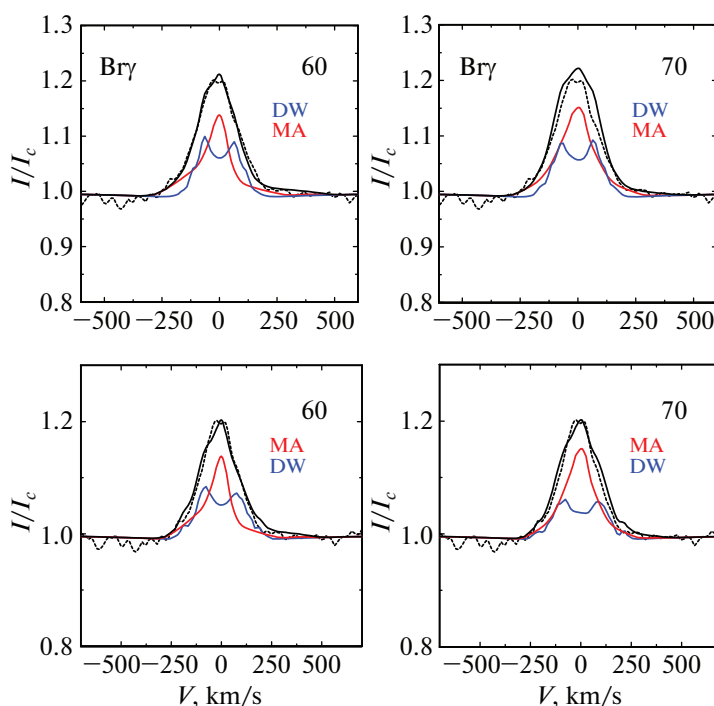


Рис. 2. Вверху: Профили линии  $\text{Br}\gamma$  в гибридной модели dw1 плюс m1. Показаны профили линий, образующиеся в DW (синяя линия) и MA (красная линия) излучающих областях. Черная линия обозначает результирующий профиль. Наблюдаемый профиль линии дан штриховой линией. Внизу: Профиль линии  $\text{Br}\gamma$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

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

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

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

**Таблица 2.** Диапазон модельных параметров

Параметр	Пределы
<b>Дисковый ветер</b>	
$\theta_1$	30–70°
$w_1$	2–15 $R_*$
$w_N$	6–0 $R_*$
$\dot{M}_w$	$(1-10) \times 10^{-8} M_\odot \text{ год}^{-1}$
$\gamma$	1–5
$\beta$	0.5–5
$f$	1–3
$f_c$	1–2
<b>Магнитосферная аккреция</b>	
$R_{\text{out}}$	2–3 $R_*$
$\theta_{\text{in}}$	10–40°
$\theta_{\text{out}}$	30–60°
$\dot{M}_{\text{acc}}$	$(1-5) \times 10^{-7} M_\odot \text{ год}^{-1}$
<b>Полярный ветер</b>	
$R_p$	1.1–2 $R_*$
$\theta_{\text{in}}$	0–10°
$\theta_{\text{out}}$	30–45°
$v_\infty$	$(500-1000) \text{ км с}^{-1}$
$\beta$	0.5–5
$\dot{M}_{\text{pw}}$	$(1-10) \times 10^{-9} M_\odot \text{ год}^{-1}$

*4.2. Дисковый ветер плюс полярный ветер*

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

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

**Таблица 3.** Параметры моделей дискового ветра

Name	$\omega_1 - \omega_N, R_*$	$\theta_1$ , град	$\gamma$	$\dot{M}_{\text{pw}}, M_\odot \text{ год}^{-1}$	$\beta$
dw1	5–15	30–60	3	$3.6 \times 10^{-8}$	2
dw2	10–30	30–60	3	$5 \times 10^{-8}$	2
dw3	5–15	45–72	3	$5 \times 10^{-8}$	2
dw4	5–15	60–79	3	$5 \times 10^{-8}$	2
dw5	5–15	70–83	3	$5 \times 10^{-8}$	2

**Таблица 4.** Параметры моделей полярного ветра

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

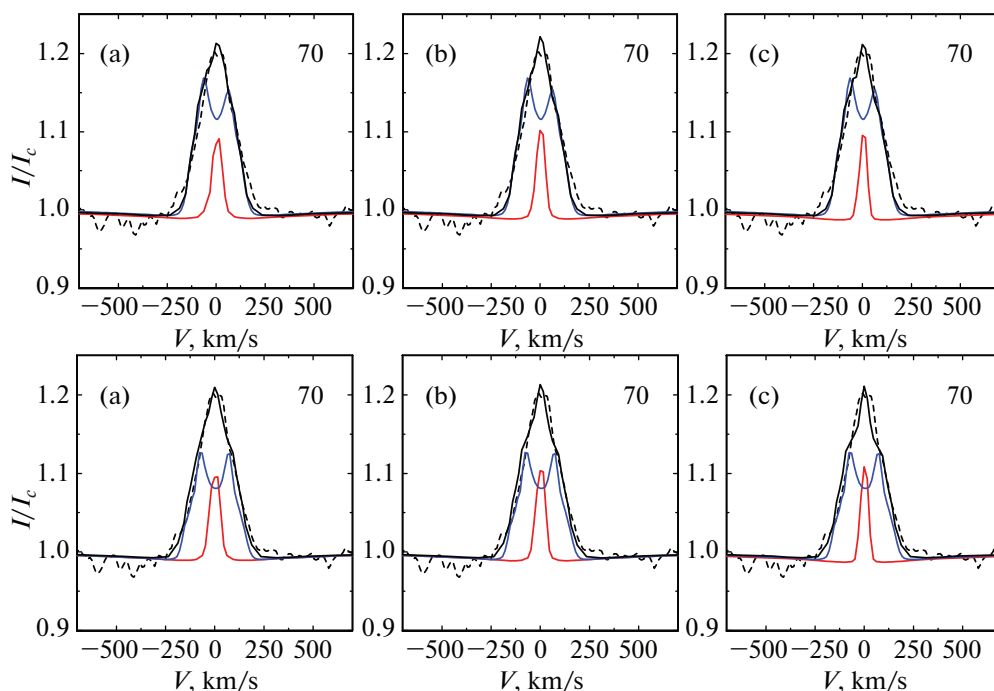
**Таблица 5.** Параметры моделей магнитосферной аккреции

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

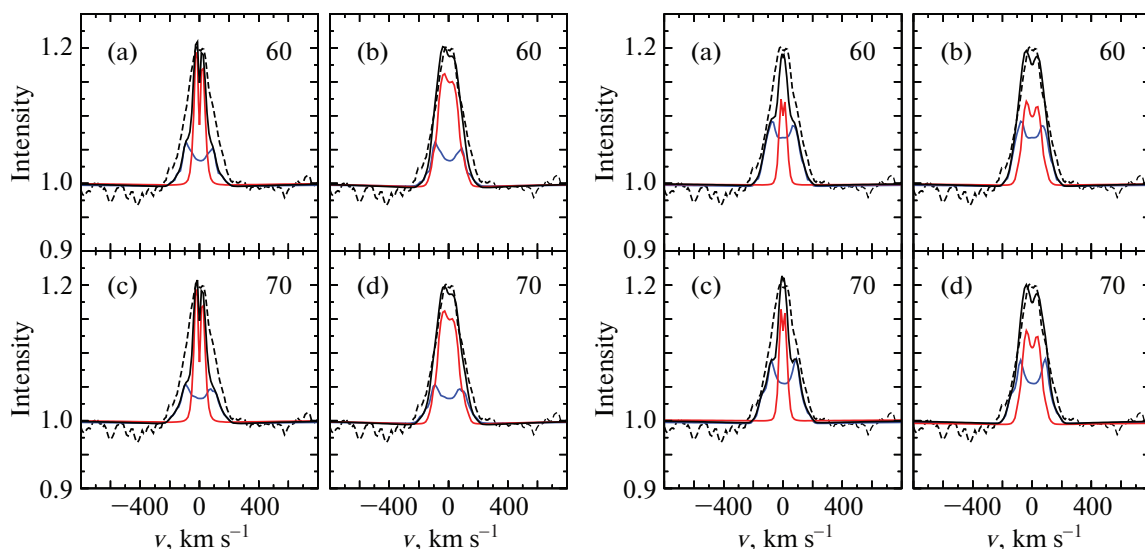
\* с вращением.

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





**Рис. 3.** Профили линии  $V\gamma$  в моделях дискового ветра (dw2) и полярного ветра pw5 (a), pw6 (b) и pw3 (c). Показаны профили линии, формирующиеся в обеих эмиссионных областях: дисковом ветре (синий профиль) и полярном ветре (красный профиль). Черная сплошная линия представляет результирующий профиль линии, штриховой линией показан наблюдаемый профиль. Угол наклона  $60^\circ$  (вверху) и  $70^\circ$  (внизу).

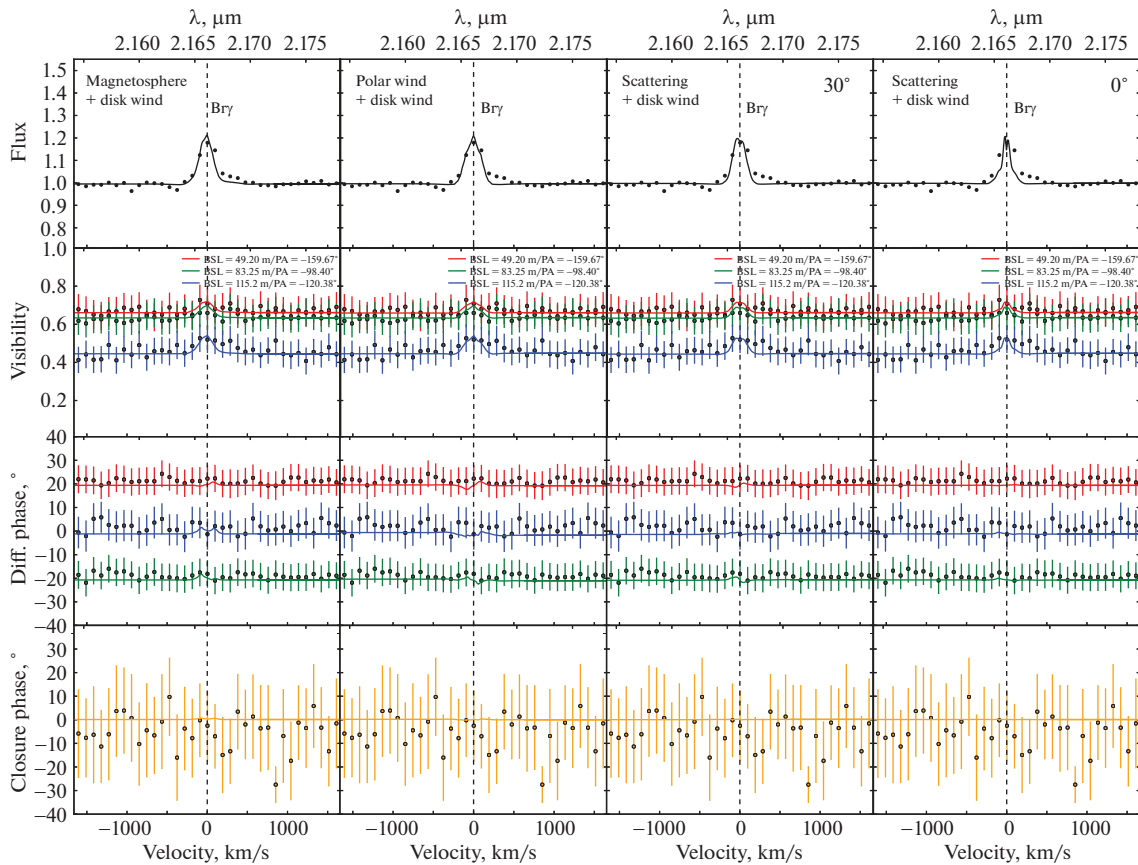


**Рис. 4.** Слева: Профиль линии  $V\gamma$ , сформированный в модели дискового ветра dw3 (синий профиль) и в рассеянном свете от пылевого гало вблизи полярной оси (красный профиль) для угла наклона  $60^\circ$  (a) и  $70^\circ$  (c). Результирующий профиль линии показан сплошной черной линией. Штриховая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

#### 4.3. Дисковый ветер плюс рассеянный свет

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

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



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

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

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

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

#### 4.4. Моделирование интерферометрических данных

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

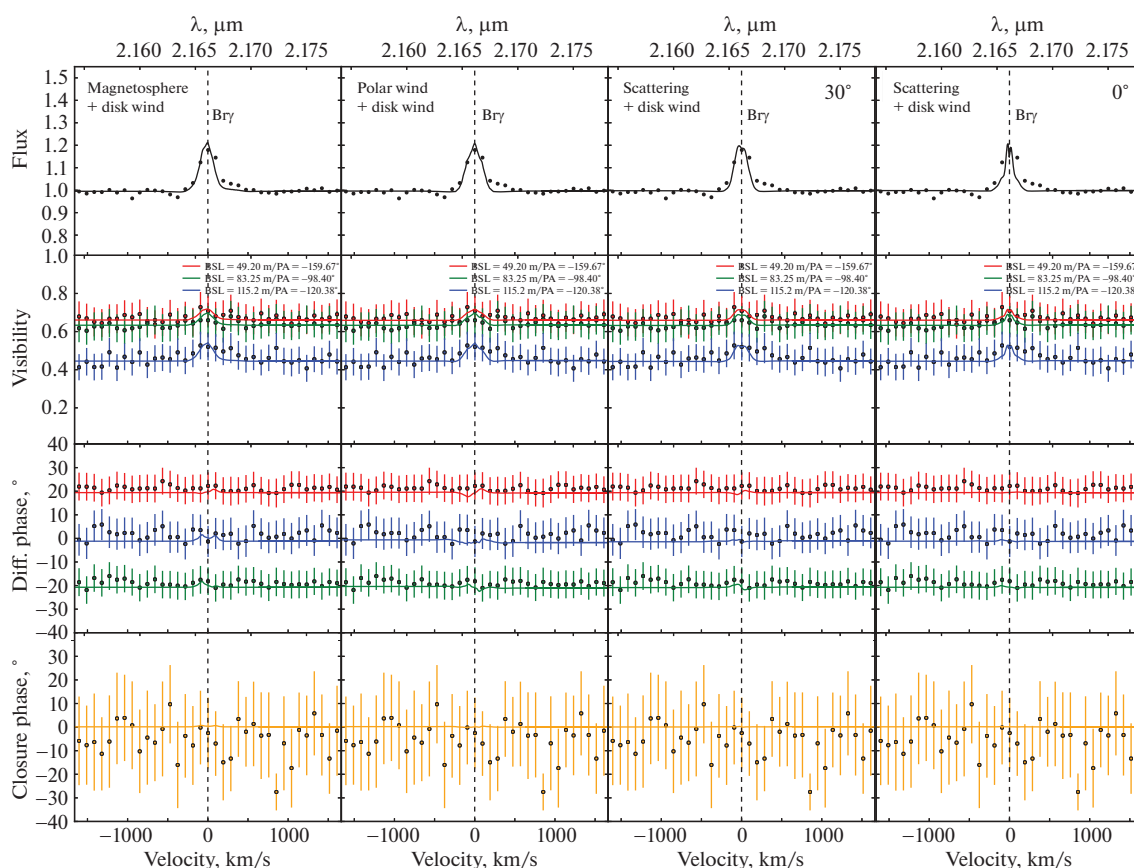


Рис. 6. То же самое, что на рис. 5, но для дискового ветра, рассчитанного под углом  $70^\circ$ .

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

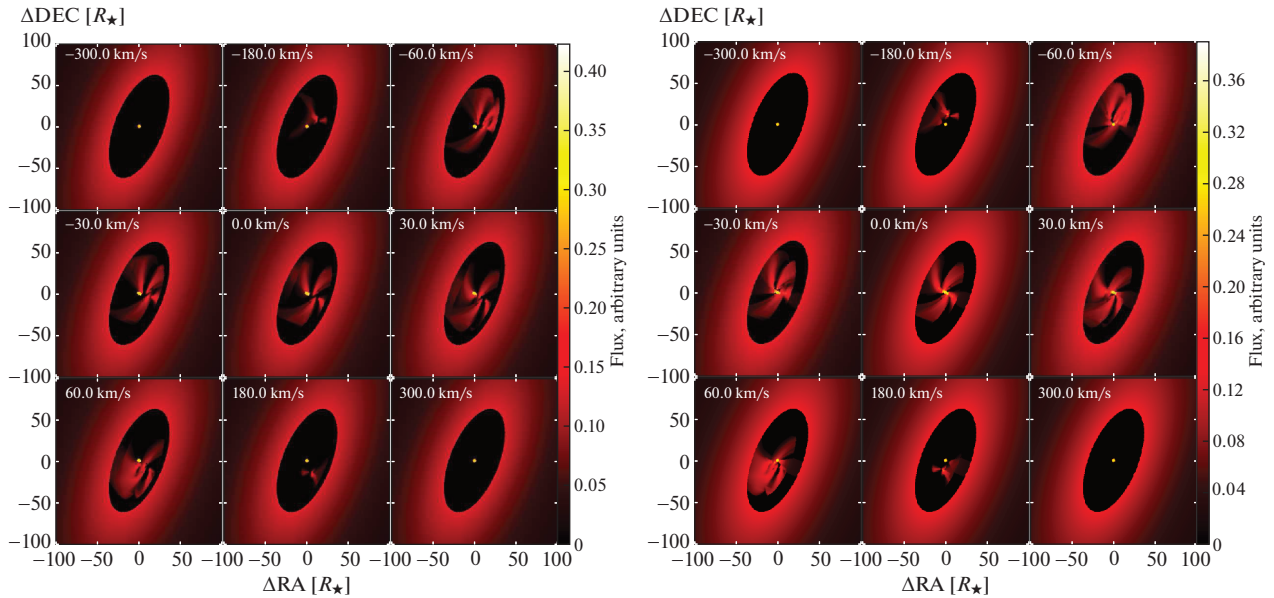
## 5. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

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

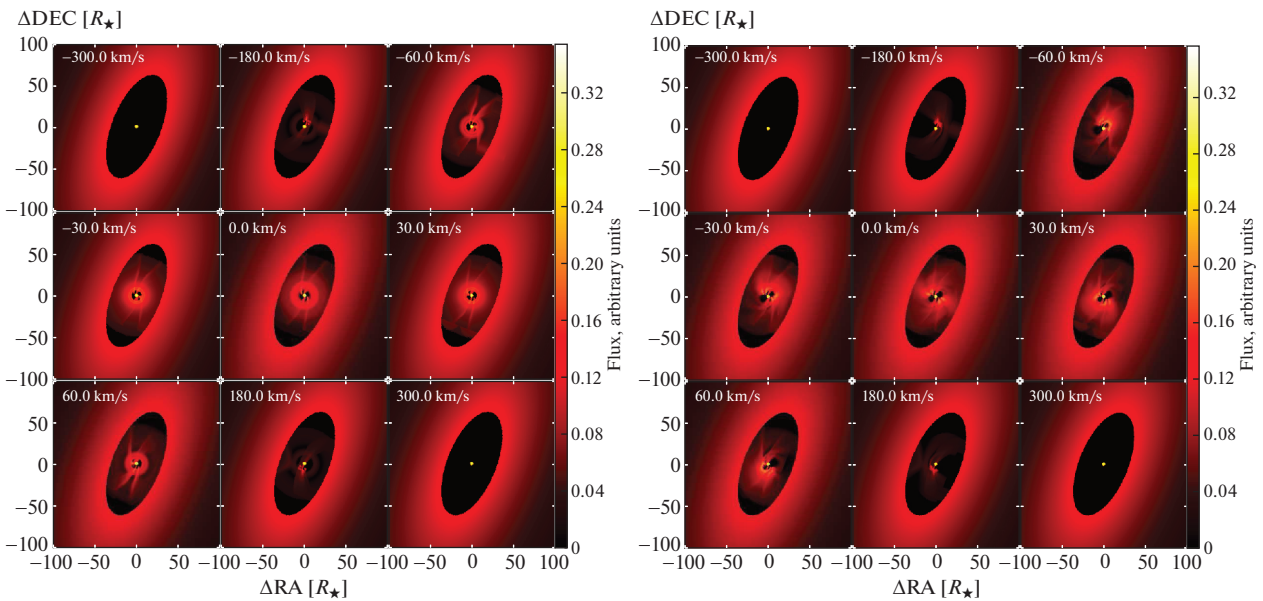
источники излучения, которые, в комбинации с дисковым ветром, воспроизводят наблюдения. Кандидатами являются (1) магнитосферная аккреция, (2) полярный ветер и (3) излучение, рассеянное на пыли, сконцентрированной в полярных областях или на стенках полости, образовавшейся в результате эволюции.

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

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



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



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

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

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

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

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

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

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

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

## БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим рецензента статьи за сделанные замечания и предложения.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Дополнительный материал представлен рисунками 9, 10 и 11.

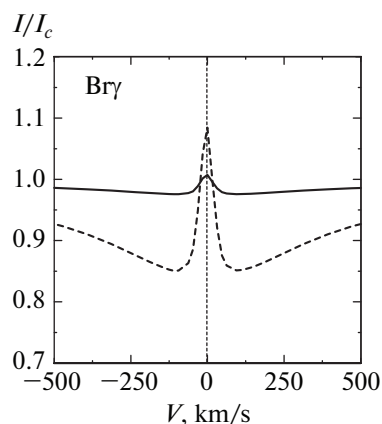


Рис. 9. Профиль линии  $\text{Br}\gamma$  в модели полярного ветра pw1, нормированный на звездный (штриховая линия) и общий (звезда плюс диск) континуум (сплошная линия). Угол наклона  $70^\circ$ .

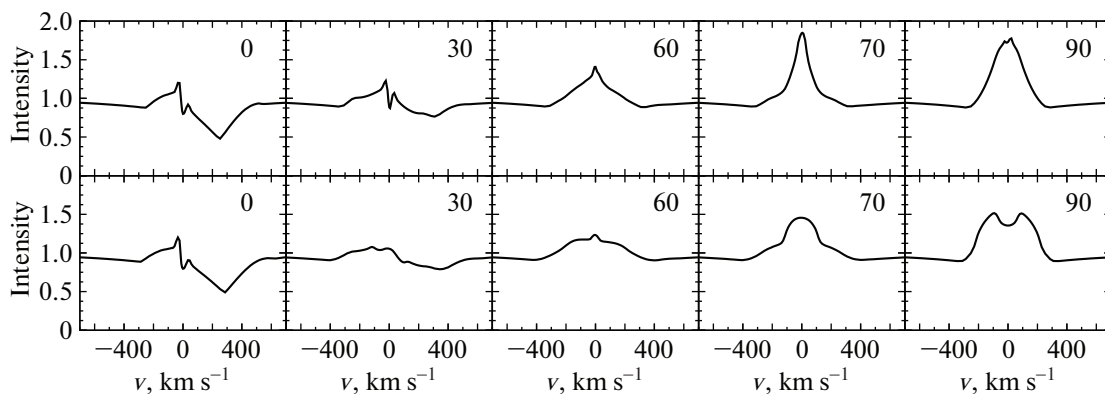
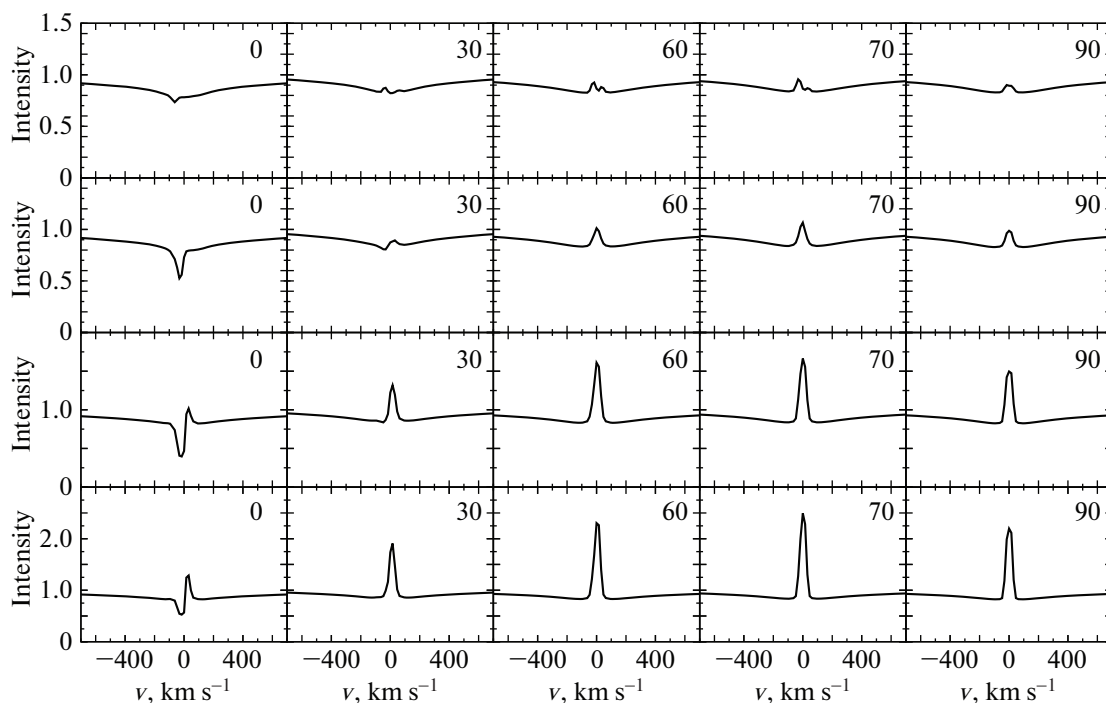


Рис. 10. Профиль линии  $\text{Br}\gamma$  в модели магнитосферной аккреции m6 (без вращения, верхняя панель) и m5 (с вращением, нижняя панель). Углы наклона отмечены на каждом графике.



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

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

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

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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

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

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