

УДК 524.338.5

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ ВОДОРОДА В СПЕКТРЕ UX Ori В ЯРКОМ СОСТОЯНИИ И ВО ВРЕМЯ ЗАТМЕНИЙ

© 2020 г. Л. В. Тамбовцева^{1,*}, В. П. Гринин^{1,2,**}, Д. В. Дмитриев^{1,***}

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

² Астрономический институт им. В.В. Соболева, Санкт-Петербургский государственный университет, Петродворец, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: lvtamb@mail.ru

**E-mail: grinin@gao.spb.ru

***E-mail: dmitrievdv242@gmail.com

Поступила в редакцию 07.06.2020 г.

После доработки 26.07.2020 г.

Принята к публикации 30.07.2020 г.

Выполнено моделирование водородного спектра звезды типа UX Ori в ярком состоянии и во время затмения непрозрачным пылевым фрагментом собственного протопланетного диска. В качестве основного источника эмиссионного спектра рассматривается дисковый ветер. Учитывается также излучение, образующееся в магнитосфере звезды. Показано, что вариации профиля линии H α при затмениях чувствительным образом зависят от угла раствора ветра. В моделях с большим углом раствора эмиссионная линия в минимуме блеска становится одиночной, асимметричной и смещается в красную сторону, что противоречит наблюдениям, проведенным в 1992 г. во время глубокого минимума блеска UX Ori, когда асимметричная двухпиковая эмиссия превратилась в асимметричную одиночную и практически несмещенную. Это указывает на то, что вклад в эмиссионный спектр дает еще один источник, который не закрывается непрозрачным экраном в моменты затмений. В качестве возможных вариантов рассмотрены: а) рассеянное излучение гипотетического пылевого гало в полярной области диска и б) периферийные слои газовой атмосферы диска, являющиеся источником фотоиспаряющегося ветра. Для прояснения ситуации необходимы новые высококачественные наблюдения спектров звезд этого типа в глубоких минимумах блеска.

DOI: 10.31857/S0004629920120142

1. ВВЕДЕНИЕ

Молодые звезды типа UX Ori (UXOR) изучаются уже длительное время с помощью фотометрических, спектроскопических и поляриметрических наблюдений (см., напр., [1, 2] и ссылки в них). В последнее время к ним добавились также интерферометрические исследования [3–5]. Повышенный интерес к этому подклассу молодых звезд вызван тем, что они видны почти “с ребра”: из-за небольшого угла между плоскостью диска и лучом зрения эти звезды можно наблюдать через пылевую атмосферу их дисков. Таким образом, исследование этих звезд позволяет получать важную информацию как о самых внутренних газовых областях (≤ 0.1 а.е.), включающих области аккрецирующего на звезду вещества и области истечения в виде ветров различного типа, так и о более внешних областях дисков, содержащих области образования планетозималей и протопланет.

К этому подклассу звезд относятся молодые звезды промежуточной массы Ae Хербига и малой массы типа Т Гельца. Недавно было найдено, что проэволюционировавшие молодые звезды, еще не достигшие Главной последовательности (ГП), тоже демонстрируют свойства, характерные для звезд типа UX Ori, в частности, звезда RZ Psc [6]. Таким образом, найдена эволюционная цепочка между молодыми звездами до ГП и звездами ГП, которая позволяет изучать детально геометрическую и физическую структуру излучающих областей звезд на пути к Главной последовательности.

Несмотря на большой прогресс в изучении звезд типа UX Ori, мы еще далеки от понимания, какие физические процессы определяют состояние самых внутренних газовых областей вблизи звезды, пока еще не разрешенных с помощью телескопов. Эти области можно изучать, моделируя их эмиссионные спектры. Линии водорода отвечают этой задаче, так как они являются наиболее

информативными, формируясь в довольно обширной области вокруг звезды, начиная от ее поверхности до области за радиусом сублимации пыли. Однако тот факт, что мы видим звезду и ее окружение через газо-пылевой диск, значительно усложняет моделирование эмиссионных линий. Профили линий являются переменными как по форме, так и по интенсивности из-за переменности темпа аккреции вещества в диске, эффектов экранирования проходящими газо-пылевыми облаками или сгустками пыли через луч зрения, неоднородной пылевой структурой дискового ветра на луче зрения и неоднородностью самого диска.

Часто для оценки темпа аккреции на звезду используются такие линии водорода, как $H\alpha$ и $B\gamma$ (см., напр., [7, 8]). Обычно при этом предполагается, что излучение в линии образуется преимущественно в области магнитосферной аккреции. Так, обычно определяется темп аккреции вещества на звезды типа Т Тельца (ТТС), это же предположение делается и для звезд Ae Хербига. Однако быстро вращающиеся звезды Ae Хербига имеют очень компактную магнитосферу (радиус коротации достигает $(1.5-2)R_*$). Мы сделали такое заключение по результатам моделирования профилей Бальмеровских линий у звезд AeVe Хербига (НАЕВЕ) [9, 10]. Вывод о компактности магнитосфер звезд Хербига был также сделан Каули и Джонс-Круллом [11] при изучении морфологии профилей линий $He\ I\ \lambda 10830\text{\AA}$. Известно также, что звезды AeVe Хербига имеют слабые магнитные поля [12–14]. Предполагая, что все излучение в линии водорода у звезд Хербига образуется в такой малой по объему области, можно сильно переоценить темп аккреции вещества на звезду.

Поскольку предыдущее моделирование линий водорода в спектрах звезд типа UX Ori было сделано либо с учетом только дисковой [9] или магнитосферной [8, 15] аккреции, или с учетом дисковой аккреции и упрощенной модели дискового ветра [10], мы поставили целью определить вклад излучения от аккреции и дискового ветра в линиях водорода серии Бальмера, используя полученные ранее и новые данные наблюдений, а также усовершенствованный алгоритм расчетов профилей линий и современные данные об углах, под которыми видны звезды типа UX Ori. Для детального исследования выбрана звезда UX Ori, давшая название всему подклассу. Это единственная звезда, у которой получен спектр высокого разрешения в глубоком минимуме блеска [16]. Поставлена также задача рассчитать профили этих же линий во время затмения звезд пылевым экраном, роль которого может играть как газо-пылевое облако, так и внутреннее утолщение стенки диска на уровне радиуса сублимации и запылен-

ный дисковый ветер. Моделирование эмиссионного спектра во время затмений позволит изучить в деталях не только структуру излучающих областей вокруг молодой звезды, но также и свойства самого затмевающего объекта.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 дано описание моделей излучающих областей, использованных в работе, и их параметры, в разделе 3 приведены результаты вычислений профилей линий для моделей магнитосферной аккреции и дискового ветра как в ярком состоянии, так и во время затмений. В разделе 4 обсуждены полученные результаты и сделаны выводы. В Приложении мы представили дополнительный материал.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ

В настоящей работе мы выполнили не-ЛТР моделирование эмиссионных линий водорода $H\alpha$, $H\beta$ и $H\gamma$ для звезды Ae Хербига UX Ori. Приняты следующие параметры звезды: $M_* = 3 M_\odot$, $R_* = 2.7 R_\odot$, $T_{\text{eff}} = 9500\text{ K}$, $\lg g = 4$. В нашем моделировании мы используем модели Куруча с $T_{\text{eff}} = 9500\text{ K}$ и $\lg g = 4$ [17]. Расчеты сделаны для углов наклона $i = 60, 70$ и 80° ($i = 0$ означает вид с полюса).

Наиболее детальное исследование выполнено для самой интенсивной линии водорода $H\alpha$. При расчете профилей линий рассматривались следующие излучающие области:

- (1) область аккреции вещества на звезду в двух приближениях — классической магнитосферной аккреции (СМА), как у ТТС [18, 19], и в виде дисковой аккреции (МА) [9, 10, 20];
- (2) область магнито-центробежного дискового ветра [21–24].

Профили линий рассчитывались как отдельно для каждой области, так и вместе в гибридных моделях “аккреция плюс дисковый ветер”. Такой подход позволяет определить вклад каждой области в излучение линии и совместный эффект. Поскольку и аккреционные модели, и модели дискового ветра содержат много параметров, есть вероятность, что воспроизвести наблюдаемые профили линий можно в рамках разных моделей. Для того, чтобы быть уверенными в достоверности результатов, мы руководствовались многочисленными наблюдениями рассматриваемых эмиссионных линий, которые давали нам ограничения на параметры, либо требованиями теории. Лишь некоторые из параметров являются свободными. Эти случаи специально оговорены в описании моделей, а также обсуждены их физический смысл и влияние на профили линий.

Одной из главных задач данной работы является моделирование профилей линий во время

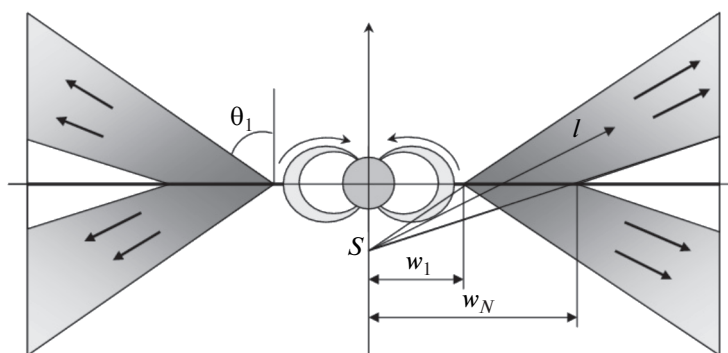


Рис. 1. Геометрия излучающих областей: магнитосферной аккреции и дискового ветра. Дано не в масштабе.

затмений системы либо газо-пылевыми фрагментами, либо газо-пылевой вспученной стенкой аккреционного диска и запыленным дисковым ветром. Ниже мы даем более подробное описание условий в каждой из излучающих областей и метод расчета профилей линий.

2.1. Дисковый ветер

Модель дискового ветра основана на теории магнитно-центробежных дисковых ветров, разработанной для аккреционных дисков вокруг черных дыр Блэндфордом и Пейном [21]. Авторами был рассмотрен аккреционный диск, пронизанный крупномасштабным магнитным полем. Магнитное поле инициирует истечение газа вдоль магнитных силовых линий с помощью центробежной силы; для этого линии поля должны быть наклонены к плоскости диска на определенный угол, который определяется из решения магнитогидродинамических (МГД) уравнений. Вместе с ионизованным газом вдоль силовых линий поднимается и нейтральный газ. Таким образом, поднимающийся с поверхности диска дисковый ветер нагревается в результате амбиполярной диффузии. Поднимающийся газ ускоряется до Алфвеновских скоростей, а его самая быстрая составляющая коллимирует в джет. Магнитно-центробежный дисковый ветер уносит избыток углового момента аккрецирующего вещества. Эта схема работает и в аккреционных дисках вокруг молодых звезд. Многочисленные исследования дискового ветра у звезд малой массы типа Т Тельца выполнены в работах [22–27] (см. также ссылки в них). Наблюдения джетов у TTS говорят в пользу моделей протяженных ветров, образующихся с помощью центробежной силы [28].

Куросава и др. [29] предложили использовать так называемый метод параметризации, который позволяет получить распределение плотности вещества в ветре, близкое к тому, которое получается из решений МГД уравнений. Мы применили этот же подход для звезд НАЕВЕ. Принципиаль-

ная схема дискового ветра показана на рис. 1. Вся зона ветра разбивается на линии тока, для которых задаются полоидальный $v(l)$ и тангенциальный $u(w)$ компоненты скорости газа и решается уравнение неразрывности. Главные параметры модели следующие: область запуска дискового ветра с поверхности диска с цилиндрическими радиусами w_1 и w_N , θ_1 — половинный угол раскрытия ветра, а именно, угол между первой линией тока и вертикальной осью. Принято, что газ ускоряется от начальной скорости v_0 , равной скорости звука, до терминальной скорости $v_\infty = fu_K(w_i)$, 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 зоне, прилегающей к поверхности диска, температура газа (4000–5000 К) недостаточна для реализации рассматриваемых переходов. Эта зона имеет переменную толщину h ($h = h_0 R_*$, где $h_0 \ll 1$, а R_* — радиус звезды). Выше этой зоны температура газа выходит на плато ($\sim 10\,000$ К) и далее не меняется в ветре [30, 31]. В алгоритм включена зона твердотельного вращения ветра, благодаря которой дисковый ветер выносит избыток углового момента [32]. Параметрами модели также являются: темп потери массы \dot{M}_w , параметр γ , характеризующий эффективность распределения вещества среди линий тока, и параметр ускорения β , в зависимости от которого терминальная скорость достигается быстрее или медленнее с расстоянием от звезды. Принято, что диск непрозрачен для излучения за радиусом сублимации пыли. Подробно алгоритм вычислений описан и проиллюстрирован в нашей работе [33].

2.2. Магнитосферная аккреция

Винк и др. [34, 35], Моттрам и др. [36] и Аббакар и др. [37] показали, что звезды Ae Хербига и

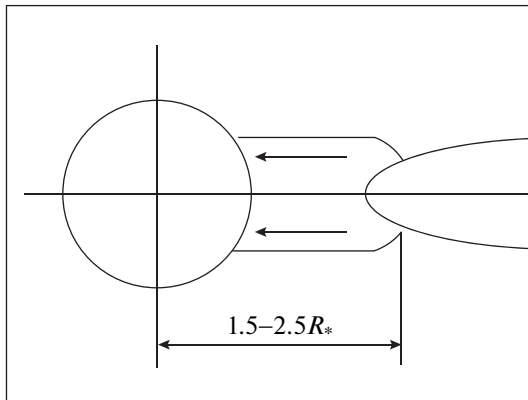


Рис. 2. Геометрия дисковой магнитосферной аккреции. Дано не в масштабе.

поздних Ве спектральных классов могут аккрецировать вещество таким же образом, как и звезды типа Т Тельца. Поэтому мы допускаем, что у звезды UX Ori может иметь место магнитосферная аккреция. Однако мы должны учитывать наличие слабого магнитного поля и быстрого вращения у звезд НАЕВЕ (в частности, около 150 км/с на экваторе у UX Ori [38]), приводящих к другой конфигурации магнитосферы, компактной и дискообразной [9–11]. К сожалению, вопрос о собственном магнитном поле звезд Хербига открыт и, судя по результатам исследований, его величина много меньше, чем у ТТС [12–14]. Поэтому можно предположить, что аккрецирующее вещество будет доставляться не в полярные области, как это имеет место при достаточно сильном дипольном магнитном поле у звезд типа Т Тельца, а к умеренным широтам, ближе к экватору. Мы называем эту область зоной дисковой аккреции. На рис. 2 показана ее геометрическая схема. Параметрами модели являются толщина слоя, радиус коротации и темп аккреции. В зоне дисковой аккреции газ падает на звезду под действием силы тяжести, скорость вращения газа определяется степенным законом и меняется от скорости вращения диска в зоне радиуса коротации до заданной скорости на поверхности звезды (см. ниже). Температура газа уменьшается по степенному закону от максимального значения у поверхности звезды (параметр задачи) до внешней границы зоны (радиуса коротации). Кинематика и перенос излучения для данного типа модели аккреции описаны в работах [9, 10], а влияние температурного режима и параметров модели на профили водородных линий серий Бальмера, Пашена и Бреккета для звезд НАЕВЕ детально исследовано в работе [20].

Для сравнения мы рассчитали также профили линий водорода, следуя классическому варианту магнитосферной аккреции. Мы использовали

наш собственный численный код, основанный на работах [18, 19], и адаптировали его к быстро вращающейся звезде UX Ori. Так же, как и для ТТС, зона аккреции находится между внутренним и внешним радиусами магнитосферы, температура газа с расстоянием от звезды вычисляется из решения теплового баланса. Детально алгоритм расчетов кинематики и теплового баланса описан в работе [39]. В Приложении дана схема модели и графики, демонстрирующие поведение температуры газа в зависимости от расстояния до звезды и результирующие профили линий H α .

2.3. Роль пыли в формировании эмиссионного спектра. Затмения

Околосветная пыль играет определяющую роль во всех явлениях, наблюдаемых у звезд типа UX Ori: в фотометрической активности, поведении линейной поляризации, показателей цвета, а также в формировании эмиссионных спектров (см. обзор [40] и ссылки в нем). Поскольку главные признаки UXOR вызываются переменной околосветной экстинкцией, важно исследовать более детально причину ее переменности. Моделирование эмиссионных спектров во время затмений звезды типа UX Ori позволяет получить двойной результат: одновременно исследуются структура и физическая природа самого затмевающего тела по его влиянию на интенсивность и форму профилей линий и физические свойства и структура областей, подвергнутых затмению.

Как известно, для звезд НАЕВЕ была предложена модель диска с утолщением в зоне испарения пыли, так называемый puffed up inner rim (см. [41], а также обзор [42] и ссылки в нем). Свойства и геометрия пылевого экрана у дисков молодых звезд и влияние на линейную поляризацию и блеск во время затмений таким экраном у звезд UXOR были недавно рассмотрены в работах Шульмана и Гринина [43, 44]. Они показали, что влияние крупномасштабных возмущений на фотометрическую и поляриметрическую переменность звезд может быть существенным и согласуется с результатами наблюдений продолжительных затмений звезд типа UX Ori. Тот факт, что для объяснения наблюдавшихся затмений необходимы большие по высоте возмущения в диске, позволяет предположить, что образование таких возмущений может быть связано либо с формированием циклонических вихрей, способных поднять пыль над плоскостью диска (см., напр., [45, 46]), либо с азимутально структурированным запыленным дисковым ветром [47]. Также возможен еще один механизм образования возмущений. Тернер и др. [48] показали, что заряженные мелкие пылинки, взаимодействуя с магнитным полем диска, могут высоко подниматься над его поверхностью. Магнитное поле диска может быть

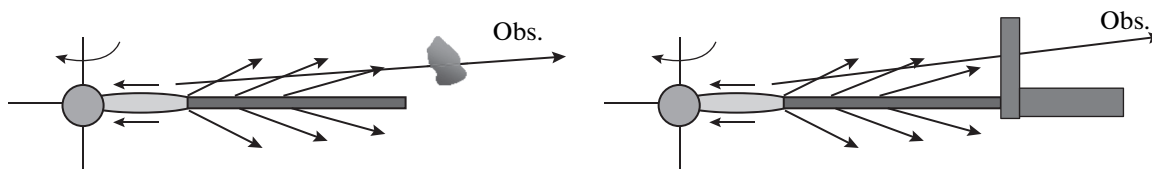


Рис. 3. Схема затмения непрозрачным газо-пылевым фрагментом, пересекающим луч зрения (слева) и непрозрачным газо-пылевым экраном (справа).

неоднородно из-за магнитно-ротационной неустойчивости и ряда других возможных причин.

В недавней работе [49] изучалась проблема появления 0.1–1 μm кристаллической силикатной пыли в поверхностных слоях протопланетных дисков всех объектов от коричневых карликов до звезд AeVe Хербига. Их расчеты показывают, что эта пыль может выноситься гидромагнитными дисковыми ветрами (например, X-ветром [50, 51]) или магнито-центробежным ветром [21]) вверх над поверхностью диска, и затем эта пыль возвращается в диск на больших расстояниях от звезды.

Таким образом, образование пылевых структур, экранирующих звезды во время затмения, может быть вызвано различными механизмами. Это может быть дисковый ветер, поднимающий пыль над диском; запыленный ветер неоднороден и имеет значительные флуктуации плотности, которые условно называют газо-пылевыми облаками. Кроме того, поднятая с поверхности дисков пыль может возвращаться обратно к поверхности диска.

В данной работе мы промоделировали затмение двух типов: затмение непрозрачным транзитным газо-пылевым облаком и непрозрачным газо-пылевым экраном. В обоих случаях экраны находились на расстоянии 0.5 а.е. (около $40 R_*$ для UX Ori). Облако пересекает луч зрения, закрывая попеременно определенные участки дискового ветра, зоны аккреции и звезды, находясь на определенной высоте над поверхностью диска. Во втором случае мы постепенно поднимаем над поверхностью диска непрозрачный экран до высоты, при которой профиль линии перестает меняться (глубокий минимум яркости). Схема затмений дана на рис. 3. При моделировании затмений мы рассматривали звезду как точечный источник излучения, так как расстояние, на которое мы помещаем экран, много больше радиуса звезды.

Для анализа результатов мы использовали имеющиеся у нас наблюдения звезд UXOR, как выполненные в КрАО [52], так и на Nordic Optical Telescope (NOT) [53]. Кроме того, мы использовали данные наблюдений, опубликованные в работе [54], и новые данные наблюдения, продемон-

стрированные на недавней конференции¹, посвященной исследованию звезд типа UX Ori [55]. Надо заметить, что мы не стремились точно воспроизводить профили водородных линий, поскольку они нестабильны. Нас больше интересовали закономерности в переменности профилей при различных условиях затмения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Параметры моделей

Параметры моделей излучаемых областей приведены в табл. 1 (для дискового ветра) и табл. 2 (для дисковой аккреции). Таблица 3 содержит гибридные модели, представляющие комбинации моделей из табл. 1 и 2. В моделях дискового ветра приведены области запуска дискового ветра $w_1 - w_N$, половинный угол раскрытия дискового ветра θ_1 , отсчитываемый от вертикальной оси, и темп потери массы. Остальные параметры одинаковы для всех моделей. (1) Параметр, определяющий ускорение дискового ветра $\beta = 5$. Выбор такого значения объясняется следующими причинами: наблюдаемые профили самой сильной линии водорода H α постоянно показывают в нормальном состоянии двухпиковый профиль с глубокой абсорбцией на малых радиальных скоростях. Чтобы получить такой профиль, следует задать невысокий темп истечения вещества порядка $10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$, иначе эмиссия “зальет” центральный провал на профиле линии. Однако при таком темпе истечения вещества трудно получить наблюдаемую над континуумом интенсивность линии. Параметр ускорения β позволяет регулировать скорость ускоряющегося газа: при значении $\beta = 5$ плотность газа достаточна, чтобы, во-первых, образовать профиль линии H α нужной интенсивности и, во-вторых, получить у теоретического профиля наблюдаемые крылья, т.е., чтобы наблюдаемая терминальная скорость v_{∞} тоже была достигнута. (2) Масштабный фактор f в соотношении $v_{\infty} = f u_K(w_i)$ меняется от 3 для первых линий тока до 1 для самых удаленных [33]. (3) Па-

¹ The second international Workshop “UX Ori type stars and related topics”, <http://www.uxor.ru>

Таблица 1. Параметры моделей дискового ветра

Модель	$\omega_1 - \omega_N, R_*$	$\theta_1, ^\circ$	$\dot{M}_w, M_\odot \text{ yr}^{-1}$
DW1	2–3.5	30	2×10^{-9}
DW2	2–11	45	2×10^{-9}
DW3	2–15	60	2×10^{-9}
DW4	3–20	60	5×10^{-9}
DW5	2–8	70	2×10^{-9}
DW6	2–6	30	1×10^{-9}

Таблица 2. Параметры моделей дисковой аккреции

Модель	$T, \text{ K}$	r_c, R_*	$\dot{M}_{acc}, M_\odot \text{ yr}^{-1}$
MA1	8000	1.5	1×10^{-8}
MA2	8000	2	1×10^{-8}
MA3	10000	2	1×10^{-8}

Таблица 3. Гибридные модели

Модель	DW + MA
1	DW1 + MA1
2	DW2 + MA1
3	DW3 + MA1
4	DW4 + MA1
5	DW5 + MA1
6	DW2 + MA2
7	DW6 + MA3

параметр эффективности загрузки вещества на линии тока $\gamma = 3$ для всех моделей “распределяет” вещество примерно в одинаковых пропорциях между линиями тока. Следуя [30], температура газа в ветре (кроме узкой зоны вблизи поверхности диска) принята равной 10000 К.

Модели дисковой аккреции в табл. 2 различаются радиусами коротации и начальной температурой газа у поверхности звезды. Во всех моделях температура газа уменьшается с ростом цилиндрического радиуса по степенному закону с показателем $-1/3$. Полутолщина магнитосферы составляет $0.75 R_*$. Чтобы избежать твердотельного вращения магнитосферы, мы принимаем, что скорость вращения газа подчиняется закону

$$u(r) = U_*(r/R_*)^p, \quad (1)$$

где r – расстояние от звезды, p – параметр, U_* – скорость вращения звезды в той точке, где газ достигает ее поверхности. Мы принимаем ее значение равным 70 км/с, т.е., другими словами, газ попадает на звезду между полюсом и экватором.

Как уже говорилось, радиальный (полоидальный) компонент скорости газа определяется из решения уравнения движения под действием силы тяжести. В моделях MA1 и MA2 расчет населенностей атомных уровней контролируется как излучением звезды, так и электронными ударами; в модели MA3 – только электронными ударами (см. детали в [20]).

Для обеих излучающих областей выполнены не-ЛТР расчеты водородного газа. Была учтена различная геометрия области магнитосферы и дискового ветра и, следовательно, использованы соответствующие уравнения неразрывности. Радиационные члены в уравнениях стационарности, учитывающие дискретные переходы между атомными уровнями, вычислялись в приближении Соболева [56], а интенсивность излучения в частотах линии вычислялась путем точного интегрирования по всем пространственным координатам в предположении полного перераспределения по частоте в сопутствующей системе координат. Рассмотрено 15 атомных уровней и континуум. Алгоритм вычислений детально описан в работе [33].

3.2. Профили линий в ярком состоянии звезды

В этом разделе представлены результаты расчетов профилей первых трех линий серии Бальмера для звезды UX Ori в ярком состоянии. Для большей наглядности показаны профили линии, рассчитанные отдельно для зоны аккреции и дискового ветра и для гибридных моделей. На рис. 4 представлены профили линий H α (а), H β (б) и H γ (в) в моделях магнитосферной аккреции MA1 (верхняя панель) и MA2 (нижняя панель). Поскольку угол, под которым наблюдатель смотрит на звезду и диск, точно не определен, мы сделали расчеты для трех углов наклона: $i = 60^\circ$ (штриховая линия), 70° (сплошная линия) и 80° (пунктир).

На рис. 5 показаны профили линий H α , H β и H γ для гибридной модели 2. Отдельно показан вклад в общее излучение дисковой аккреции (пунктир) и дискового ветра (штриховая линия). Результирующий профиль представлен сплошной линией. Из рисунка видно, что главной областью формирования линий является область дискового ветра, несмотря на то, что темп истечения почти на порядок меньше темпа аккреции. Это происходит потому, что зона магнитосферной аккреции слишком мала, чтобы играть важную роль в формировании эмиссионной линии водорода, по крайней мере для линии H α . Тем не менее вкладом магнитосферной аккреции пренебрегать нельзя: поглощение на положительных радиальных скоростях уменьшает интенсивность “красного” пика и приближает профиль линии H α к наблюдаемому.

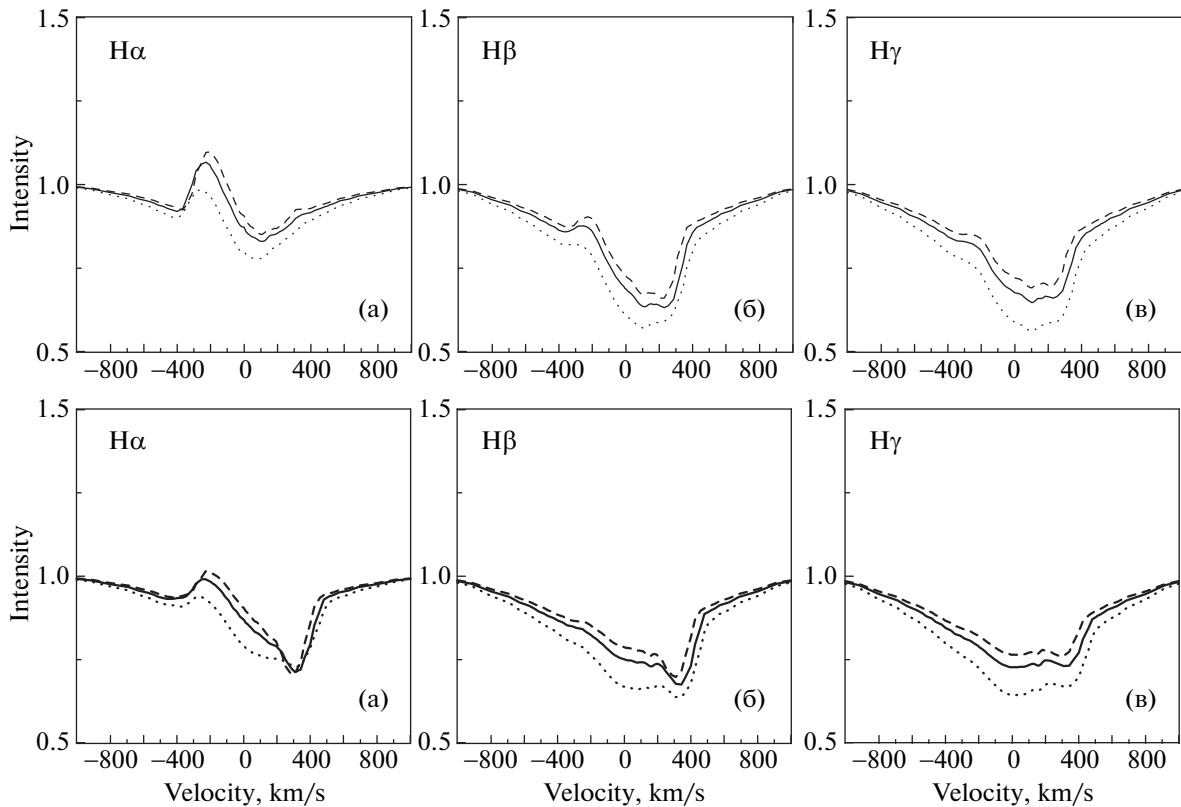


Рис. 4. Профили линий $H\alpha$ (а), $H\beta$ (б), $H\gamma$ (в) в моделях дисковой аккреции MA1 (верхняя панель) и MA2 (нижняя панель): $i = 60^\circ$ (штриховая линия), 70° (сплошная линия) и 80° (пунктир).

Еще один пример профилей бальмеровских линий в рамках гибридной модели 7 представлен на рис. 6. Здесь показаны только результирующие профили линий. Несмотря на другие параметры модели и магнитосферной аккреции, соотношение декрементов линий (интенсивностей $H\alpha/H\beta/H\gamma$) примерно одинаковы с моделью 2, хотя форма линий отличается в правом крыле за счет того, что темп потери массы меньше, чем в модели 2 и поэтому “прослеживается” влияние аккреции.

3.3. Профили линий во время затмения

В этом разделе мы представляем результаты моделирования профилей линии $H\alpha$ во время затмений звезды и ее ближайшего окружения непрозрачным пылевым экраном и проходящим газо-пылевым облаком (рис. 3).

3.3.1. Затмение непрозрачным пылевым экраном. Понятно, что в протопланетном диске постоянно идет преобразование пылевой структуры, так как планетная система еще не сформировалась, сам диск крайне неоднородный, и моделирование в приближении дисковой симметрии является упрощением задачи. Но, не зная точно структуру и состав пыли, распределение по

размерам и ее динамику, надо начинать исследование с упрощенной схемы. Поэтому мы рассматриваем ситуацию, когда на радиусе сублимации от поверхности диска поднимается непрозрачный экран. Поскольку наблюдатель видит систему в верхней полуплоскости (угол зрения меньше 90°), мы помещаем экран на плоскость диска и постепенно увеличиваем его высоту, каждый раз считая профиль линии $H\alpha$, самой сильной эмиссионной линии в спектре UX Ori. Высота экрана увеличивается до тех пор, пока профиль линии не перестает меняться. Это означает, что достигнута такая область дискового ветра, в которой плотность вещества становится слишком малой, чтобы влиять на профиль. Поскольку радиус сублимации находится примерно на расстоянии 0.5 a.e. от звезды ($\sim 40R_*$), то можно пренебречь краевыми эффектами и принять экран плоским. Надо отметить, что когда экран, поднимаясь, экранирует звезду, он экранирует и нижнюю полусферу системы. В результате наблюдатель видит только содержимое верхней полусферы.

Мы выбрали модели дискового ветра (DW1–DW5), у которых половинный угол раскрытия увеличивается от модели DW1 к модели DW5 от 30° до 70° , и рассчитали профили линий $H\alpha$ сов-

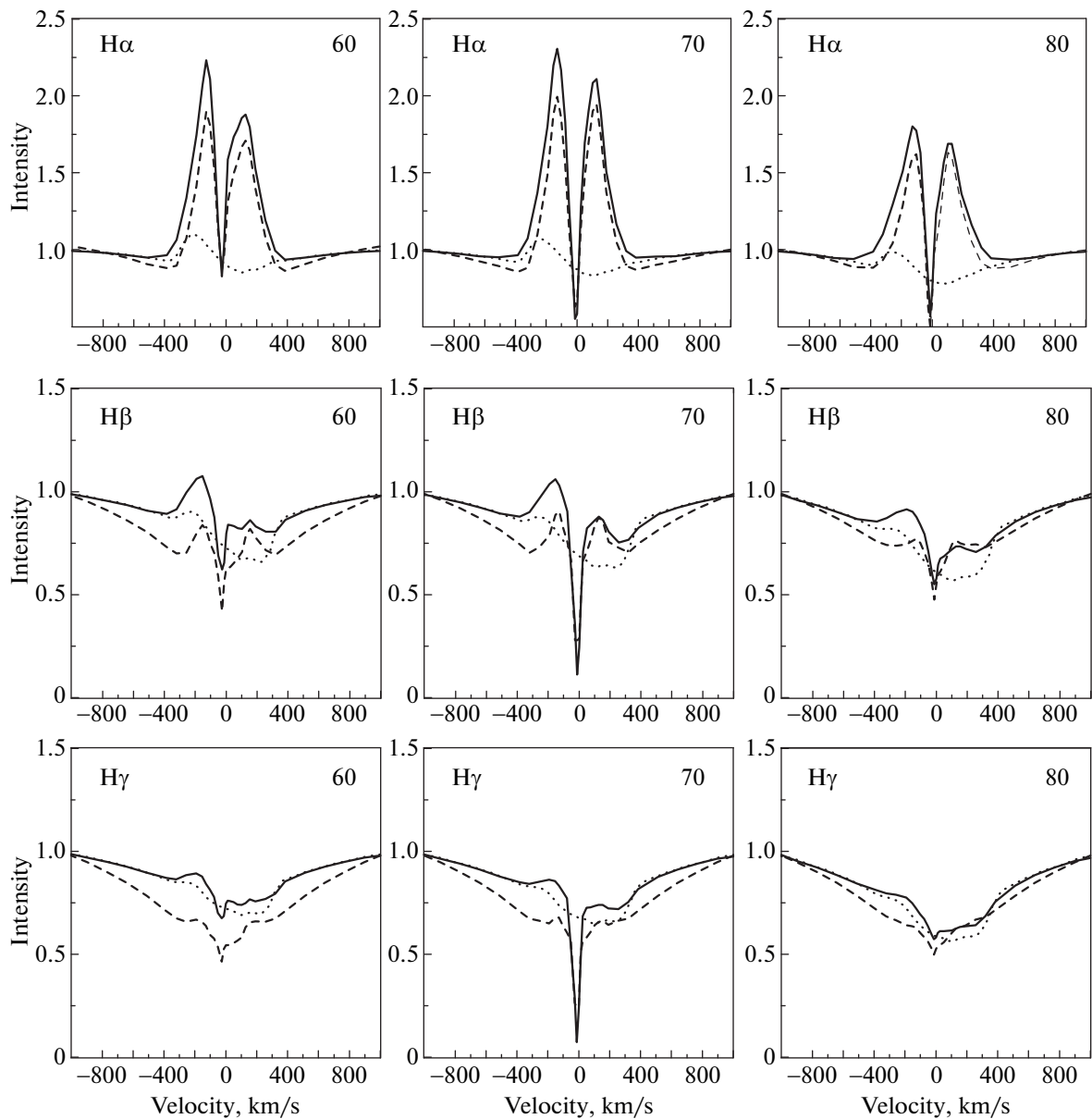


Рис. 5. Профили линий $H\alpha$, $H\beta$ и $H\gamma$ в модели 2, состоящей из дискового ветра DW2 и дисковой аккреции MA1: вклад магнитосферной аккреции в общее излучение линий представлен пунктиром, дискового ветра – штриховой линией, результирующий профиль – сплошной линией.

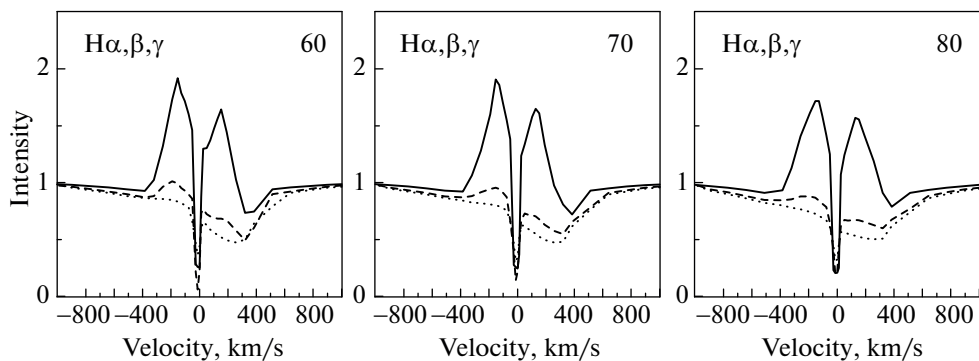


Рис. 6. Профили линий $H\alpha$ (сплошная линия), $H\beta$ (штриховая линия) и $H\gamma$ (пунктир) в модели 7, состоящей из дисковой аккреции MA3 и дискового ветра DW6. Отмечены углы наклона $i = 60^\circ$, 70° и 80° .

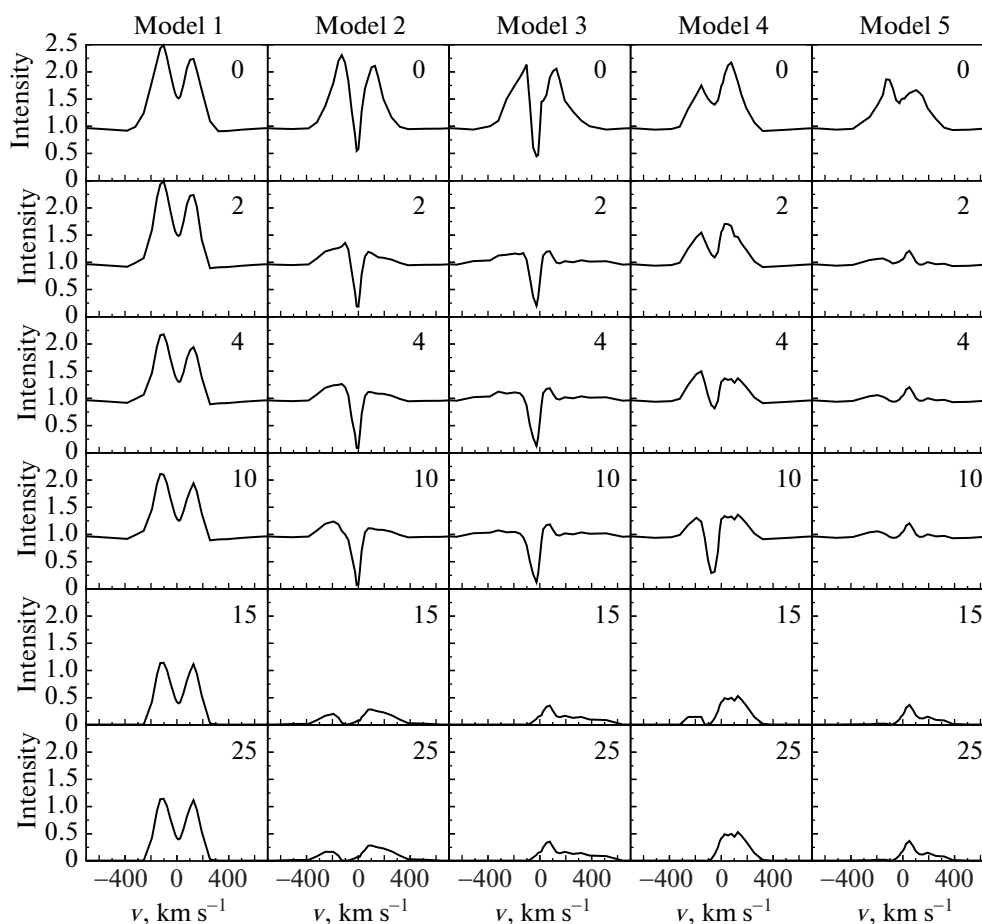


Рис. 7. Изменение профилей линии $H\alpha$ во время затмения непрозрачным пылевым экраном в моделях 1–5. Цифры на графиках означают высоту экрана, выраженную в радиусах звезды. “0” соответствует незатменному профилю. Угол наклона равен 70° .

местно с моделью аккреции MA1 (гибридные модели 1–5 из табл. 3). На рис. 7 профили линий в рамках этих моделей вне затмений приведены на самой верхней панели с пометкой “0”. Рисунок 7 демонстрирует, как по мере увеличения высоты экрана меняется профиль линии $H\alpha$ во всех моделях. При высоте от 15 до $25 R_*$ наступает глубокий минимум, континуум звезды падает, так как экран закрывает полностью звезду, но все еще не закрывает обширную область дискового ветра, самые плотные слои которой вместе с областью аккреции закрыты, а внешние слои ветра формируют слабый эмиссионный профиль. Если перенормировать его на новый континуум, линия покажется более интенсивной, чем она наблюдалась в ярком состоянии звезды [16, 57, 58], однако это следствие нормировки. Из рисунка видно, что профиль линии $H\alpha$ в минимуме блеска для многих моделей становится одиночным, несимметричным и смещается в красную сторону. Это вызвано тем, что в первую очередь закрывается часть ветра, движущаяся к наблюдателю. Степень

асимметрии зависит от параметров модели и, прежде всего, от угла раскрытия ветра. Если этот угол мал, как, например, в моделях 1 и 2 ($\theta_1 = 30^\circ$ и 45° соответственно), то и в минимуме блеска профиль останется двухпиковым. Такое событие тоже наблюдалось недавно для звезды RR Tau, принадлежащей семейству типа UV Ori: интенсивность линии $H\alpha$ изменилась во время затмения, но ее профиль остался двухпиковым [55].

Таким образом, проведенное выше моделирование показало, что ни одна из рассмотренных моделей не объясняет трансформацию двухпикового профиля линии $H\alpha$ в ярком состоянии звезды в одиночный несмещенный профиль в минимуме блеска. Это означает, что существует еще один источник излучения в линии $H\alpha$, который дает одиночный профиль и который не закрывается экраном в момент затмения.

Источником излучения, обладающим такими свойствами, может быть пылевое гало в полярной области диска [3, 48, 59]. При рассеянии излучения на пыли в полярных областях и при больших

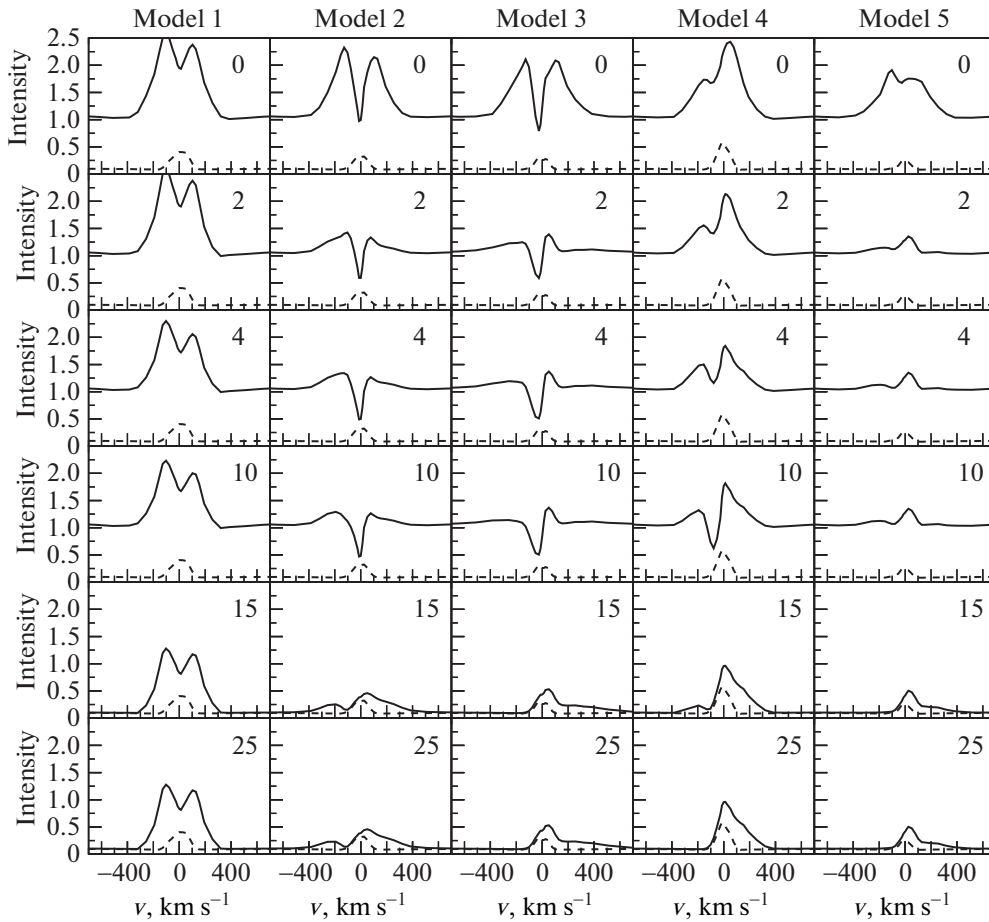


Рис. 8. То же самое, что на рис. 7, но с учетом излучения от дискового ветра и магнитосферы, рассеянного пылью (сплошная линия). Штриховой линией обозначен вклад от рассеянного излучения. Детали см. в тексте.

значениях угла i формируются узкие одиночные профили линий, как если бы наблюдатель находился в этой зоне и видел объект под углами от 0° до примерно $20\text{--}30^\circ$ [59, 60]. Рассеянный свет по нашим оценкам может составлять до 10% от прямого света под этим же углом наклона. Он слаб и не заметен на профилях линий при нормальном (ярком) состоянии звезды, но играет все большую роль при падении блеска звезды и уменьшении континуума. В минимуме блеска профиль линии от рассеянного света становится сопоставимым по величине в минимуме блеска с профилем линии, полученным без учета рассеяния.

На рис. 8 показаны профили линии $H\alpha$, аналогичные представленным на рис. 7, но уже с учетом рассеянного света. Профили линии представляют собой суперпозицию профилей от дисковой аккреции, дискового ветра и рассеянного излучения от этих областей пылью, сконцентрированной на угловом расстоянии в 20° от полярной оси. На каждом графике штриховой линией показан профиль линии $H\alpha$ от рассеянного пылью излучения. В ярком состоянии звезды (верхняя па-

нель рис. 8) рассеянный свет слегка изменяет профиль линии, но его влияние на профиль незначительно. По мере усиления затмения профиль линии от рассеянного света по интенсивности и ширине становится сравнимым с профилем от прямого света, полученного при 70° . Кроме того, рассеянный свет добавляет излучение со стороны отрицательных лучевых скоростей. Профили линий, представленные на рис. 8, вычислены в предположении неподвижной пыли. Влияние движения пыли на профили линии $H\alpha$ продемонстрировано в Приложении.

3.3.2. Затмение газо-пылевым облаком. На рис. 9 представлена модификация профилей линии $H\alpha$ во время затмений системы, вызванных проходящим газо-пылевым облаком. Рассмотрена модель 2 без учета рассеянного света околозвездной пылью. Облако находится на расстоянии 0.5 а.е. от звезды, на высоте, достаточной для затмения звезды, имеет постоянную оптическую толщину много больше единицы и движется в ту же сторону, что и дисковый ветер. Наблюдатель смотрит на звезду под углом 70° (левый столбец) и

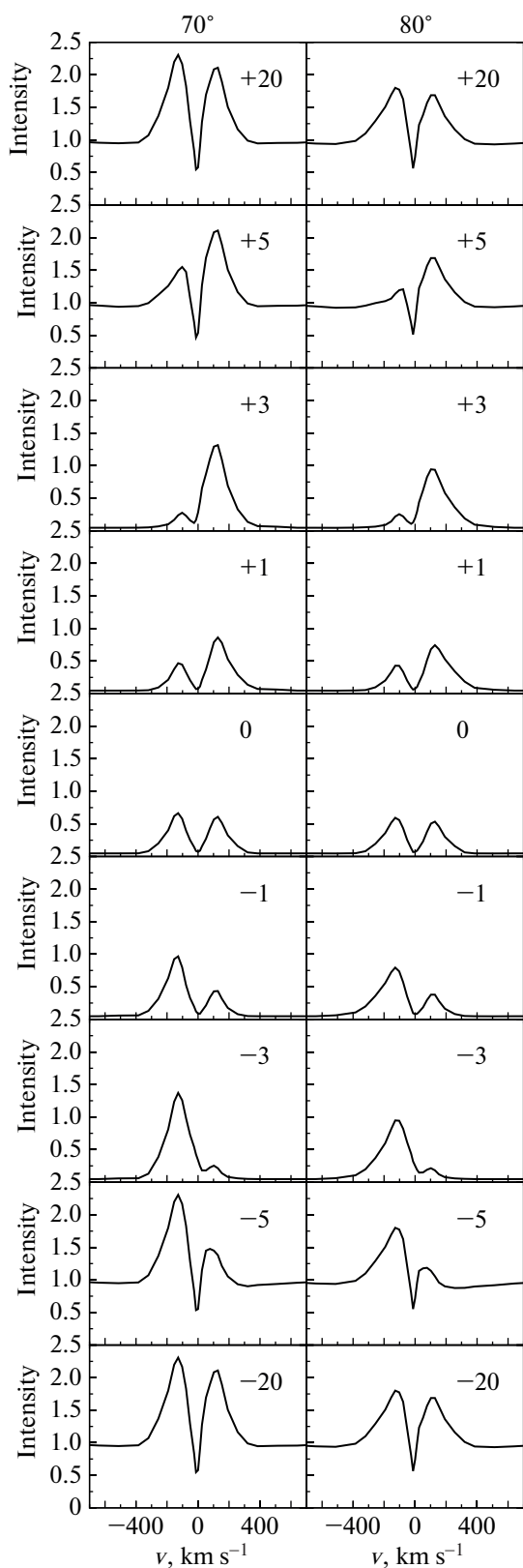


Рис. 9. Схема затмения газо-пылевым фрагментом, пересекающим луч зрения в направлении вращения диска и дискового ветра. Цифрами указано значение прицельного параметра в единицах радиуса звезды.

80° (правый столбец). Облако помещается на линии, перпендикулярной плоскости чертежа (рис. 3), в точку с определенным прицельным параметром (pp), отмеченным на каждом графике и выраженным в единицах радиуса звезды (см. рис. 10). Отрицательные значения прицельного параметра означают, что облако находится слева от оси симметрии системы, положительные значения параметра – справа от оси. Прицельный параметр, равный нулю, означает, что облако находится точно на центральной оси системы, проходящей через центр звезды.

Когда прицельный параметр $|pp| \gg 1$, профиль линии мало отличается от профиля вне затмения, так как экран закрывает не самую плотную излучающую часть оболочки, далекую от звезды. Когда облако находится на “положительном” прицельном параметре, то при его приближении к оси симметрии ($pp \rightarrow 0$) закрывается приближающаяся к наблюдателю часть дискового ветра, синий пик профиля слабеет. Когда облако находится на центральной оси, оно закрывает в равной степени удаляющуюся и приближающуюся области дискового ветра, и профиль линии $H\alpha$ остается двухпиковым. По мере прохождения облака по “отрицательным” прицельным параметрам оно закрывает удаляющуюся часть ветра, открывая приближающийся к наблюдателю ветер, и слабеет красный пик профиля, а синий восстанавливается.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Значение исследований свойств молодых звезд типа UX Ori для понимания физических процессов, происходящих в протопланетных дисках, трудно переоценить, потому что эти звезды наблюдаются сквозь газопылевые атмосферы дисков и дисковых ветров. Это обстоятельство сильно затрудняет интерпретацию наблюдений UX Ori и понимание реальной картины из-за многообразия и сложности процессов, происходящих в областях, ближайших к звезде. Но это же обстоятельство позволяет получать уникальную информацию не только о звезде и ее ближайшем окружении (например, о компактной зоне магнитосферной аккреции), но и о протяженных областях таких, как дисковый ветер и сам аккреционный диск. Благодаря наличию сложной пылевой структуры в поверхностных областях диска и в основании дискового ветра можно изучать физические процессы в газо-пылевой среде на расстояниях порядка или меньше радиуса сублимации пыли.

В данной работе мы рассчитали профили линий $H\alpha$, $H\beta$ и $H\gamma$ в рамках гибридных моделей, включающих две излучающих области: магнито-

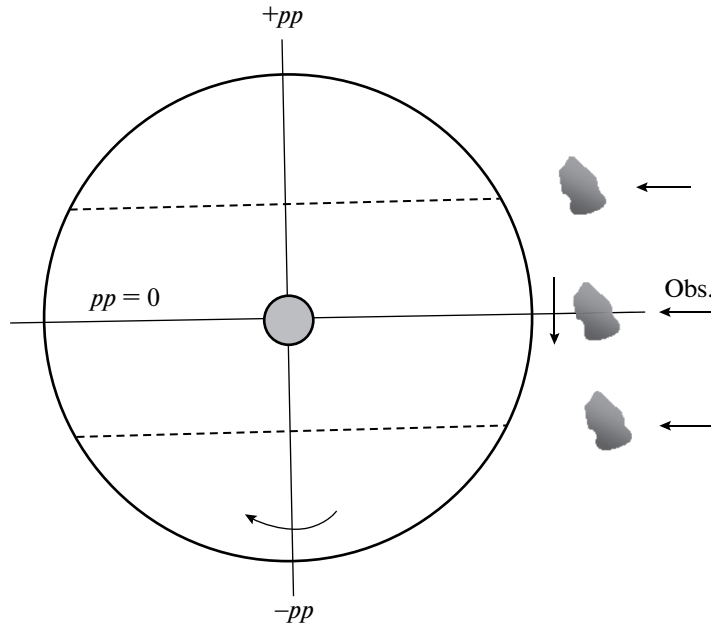


Рис. 10. Вид системы “звезда + диск” сверху. Показаны положения облака при различных значениях прицельного параметра pp . Стрелками указаны движения диска и дискового ветра и последовательность перемещения затмевающего облака.

сферную аккрецию в модификации, соответствующей быстро вращающимся звездам Хербига (дисковую аккрецию), и магнито-центробежный дисковый ветер. Не-ЛТР расчеты эмиссионных линий серии Бальмера выполнены для звезды UX Ori, типичного представителя подкласса звезд AeVe Хербига, которые наблюдаются при больших углах наклона через пылевую атмосферу аккреционного диска и запыленный дисковый ветер. Теоретические профили этих линий были рассчитаны как для нормального (яркого) состояния звезды, так и во время затмений. Рассмотрены два типа экранов: газо-пылевое облако, пересекающее луч зрения, и газо-пылевой экран над поверхностью диска, расположенные на радиусе сублимации пыли (около 0.5 а.е.).

Мы можем сделать следующие выводы:

- Как и для обычных звезд AeVe Хербига, ориентированных под меньшими углами к наблюдателю, в формировании самой интенсивной бальмеровской линии водорода $H\alpha$ у звезды UX Ori доминирующую роль играет протяженный дисковый ветер [33, 61–64]. Зона магнитосферной аккреции очень мала, но играет заметную роль в формировании асимметричного двухпикового профиля линии. Линии $H\beta$ и $H\gamma$ образуются в менее протяженной области вокруг звезды, и роль магнитосферной аккреции для них возрастает.

- Чтобы профили рассматриваемых линий имели форму и интенсивность, наблюдаемую в ярком состоянии блеска у звезды UX Ori (т.е., с

глубоким центральным провалом на малых лучевых скоростях и “красным” пиком более слабым, чем “синий” пик), темп потери массы с ветром должен быть невысоким, порядка $10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$, при больших темпах истечения вещества эмиссия, образующаяся в ветре, заполняет центральную часть профиля. Соответственно темп аккреции должен быть примерно на порядок больше темпа истечения, чтобы образовать обратный P Cyg профиль. Чтобы получить такой профиль в рамках модели классической магнитосферной аккреции, надо увеличить темп аккреции на два порядка, что противоречит наблюдениям.

- Во время прохождения газо-пылевого облака через луч зрения профиль линии $H\alpha$ меняется следующим образом: сначала “гаснет” один пик и профиль при определенных положениях экрана может стать близким к одиночному и смещенному относительно центра линии; затем профиль линии становится симметричным и двухпиковым (момент центрального затмения), с дальнейшим продвижением экрана начинает “гаснуть” другой пик профиля и восстанавливаться первый. В определенный момент затмения профиль опять становится практически одиночным, но уже смещенным в противоположную сторону от нулевой лучевой скорости. Последовательность изменения “синего” или “красного” пика зависит от того, совпадает ли движение облака с направлением вращения диска или противоположно ему.

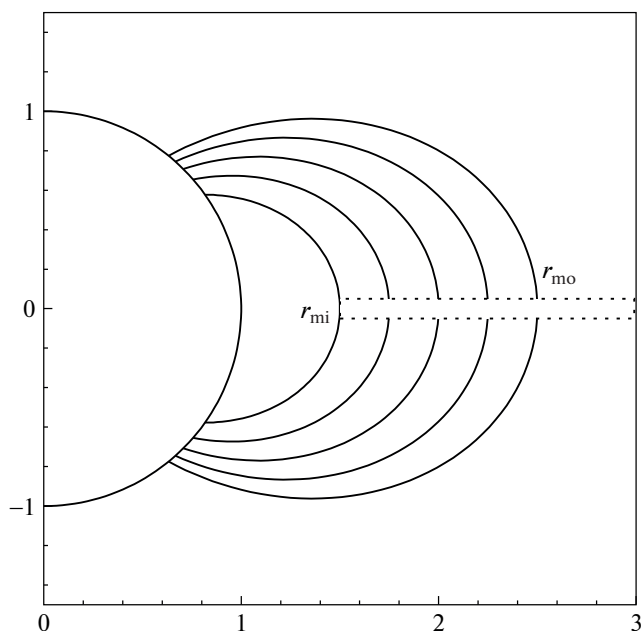


Рис. 11. Схема классической магнитосферной аккреции для звезды UX Ori.

- Во время затмения системы газо-пылевым экраном, поднимающимся вверх от плоскости диска, у профиля линии H α в большинстве моделей сначала синхронно понижается интенсивность обоих пиков, но в минимуме блеска синий пик практически исчезает, кроме моделей с малым углом раствора ветра: модель 1 ($\theta_1 = 30^\circ$); в ней профиль остается двухпиковым и практически симметричным; модель 2 ($\theta_1 = 45^\circ$); профиль остается двухпиковым, но становится асимметричным. В моделях с большими углами раствора дискового ветра профили в минимуме блеска смещены в разной степени в сторону положительных лучевых скоростей. Таким образом, изучая переменность линии H α в моменты затмений, можно определить параметры ветра, которые трудно определить иным путем.

- Рассеяние излучения от дисковой аккреции и дискового ветра удаленной околозвездной пылью, сконцентрированной в полярных зонах (от 0° до 30° от полярной оси) малозаметно, когда звезда находится в ярком состоянии, но может повлиять на форму профиля во время минимумов яркости. Рассеянный свет составляет небольшую долю от прямого излучения, не более 10%. Радиальный компонент скорости пыли смещает профиль линии H α относительно нулевой лучевой скорости, вращательное движение пыли расширяет профиль и сглаживает его, образуя одиночный профиль в моменты глубокого минимума блеска.

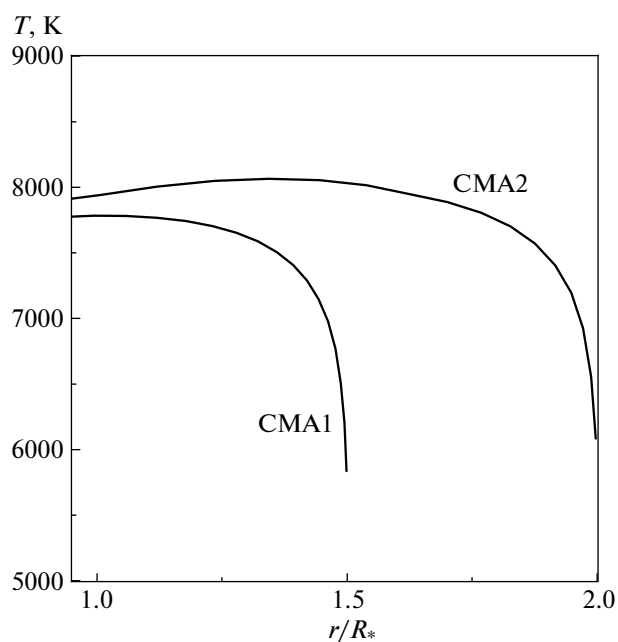


Рис. 12. Изменение температуры с расстоянием от звезды в моделях классической магнитосферной аккреции CMA1 и CMA2 с максимальной температурой газа 8000 K.

- К аналогичному эффекту — превращению двухпикового профиля линии в одиночный во время затмения — может привести тепловое излучение газовой атмосферы расходящегося диска, нагретой и частично ионизованной излучением звезды [65]. В этом случае профили линии H α тоже получаются узкими и одиночными. Эта возможность заслуживает дальнейшего исследования.

- Чтобы более детально изучить структуру и свойства как затмевающего тела (запыленного дискового ветра и атмосферы диска), так и газовых излучающих областей, требуются новые одновременные фотометрические и спектральные наблюдения звезд типа UX Ori с высоким спектральным разрешением.

Приложение

В Приложении мы предлагаем дополнительный материал, который может быть полезен для исследования звезд типа UX Ori.

Магнитосферная аккреция

Как уже говорилось, мы предполагаем, что использование классической схемы магнитосферной аккреции для быстро вращающихся звезд НАЕВЕ будет некорректным. Однако такой вариант аккреции может быть в принципе реализован

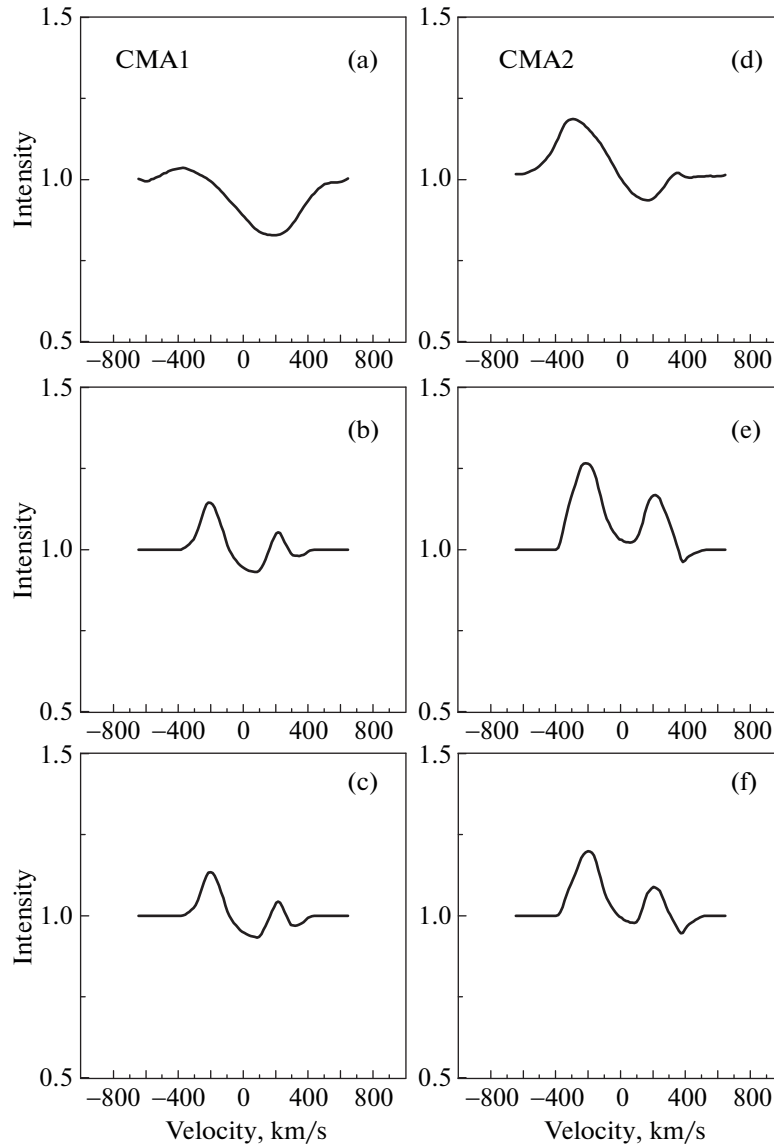


Рис. 13. Профили линии $H\alpha$ в моделях классической магнитосферной аккреции CMA1 (a, b, c) и CMA2 (d, e, f). Сверху вниз приведены профили линий для темпов аккреции: $\dot{M}_{acc} = 1 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ (верхняя панель), $3 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ (средняя панель) и $1 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ (нижняя панель). Угол наклона равен 70° .

при достаточно сильном собственном поле звезды. В этом случае аккрецирующее вещество будет доставляться к полюсам звезды. Для этого случая мы рассчитали профили линии $H\alpha$ для нескольких моделей и часть из них представляем в данном Приложении.

Схема классической магнитосферной аккреции, используемая обычно для звезд Т Тельца, показана на рис. 11. Предполагается, что магнитосфера образована дипольным магнитным полем, ось которого совпадает с осью вращения звезды. Существуют внешняя r_{mo} и внутренняя r_{mi} границы магнитосферы, и газ движется к звезде

вдоль магнитных силовых линий только под действием силы тяготения. Область старта на диске находится между этими значениями. Магнитосфера вращается твердотельно со скоростью вращения звезды на экваторе (150 км/с). Перенос излучения в спектральных линиях рассматривается в приближении Соболева с учетом нелокального радиационного взаимодействия. Подробный алгоритм расчетов дан в статье [39].

Представлены две модели магнитосферной аккреции с внутренним радиусом магнитосферы $1.2R_*$ и внешним $1.7R_*$ (модель CMA1) и соответственно $1.5R_*$ и $2.5R_*$ (модель CMA2). Еще одним

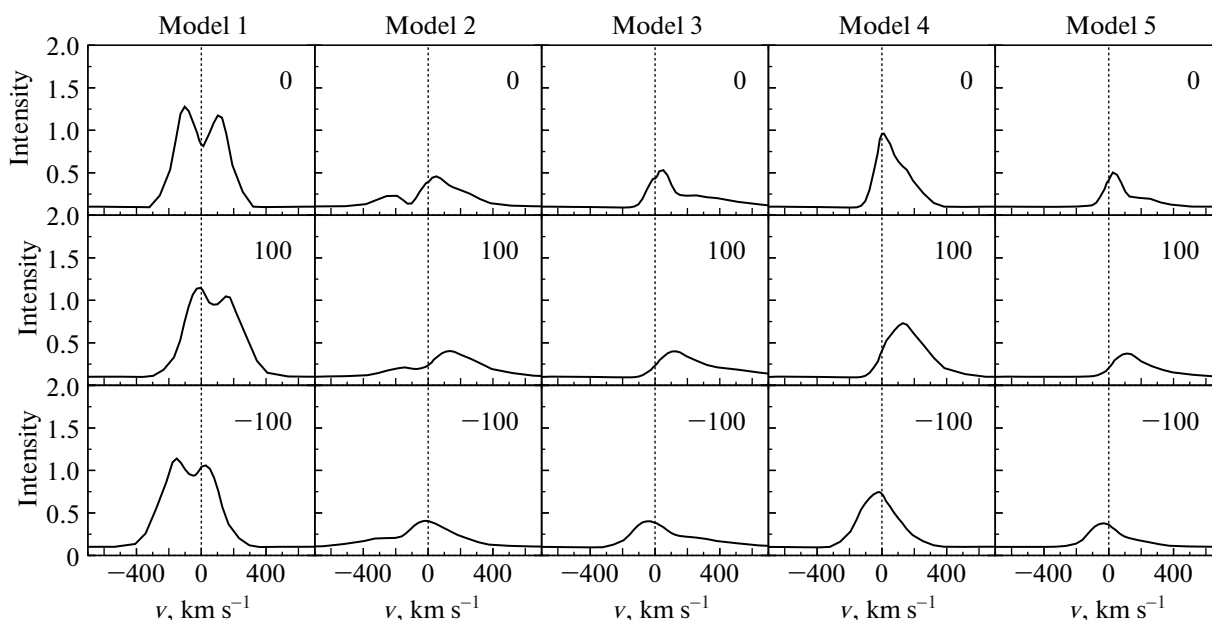


Рис. 14. Влияние радиального компонента скорости пыли на профили линии $H\alpha$ во время минимума яркости в моделях 1–5. “0” означает случай неподвижной пыли, –100 и 100 означают пыль, приближающуюся к звезде и удаляющуюся от звезды со скоростью 100 км/с соответственно.

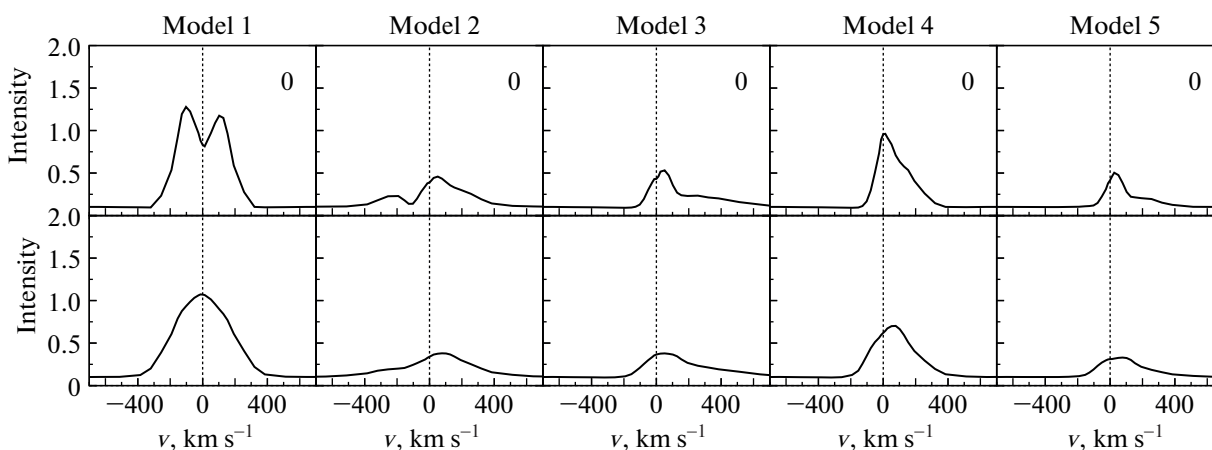


Рис. 15. Влияние тангенциального компонента скорости пыли на профили линии $H\alpha$ во время минимума яркости в моделях 1–5.

параметром модели была температура газа у поверхности звезды, которая задавалась таким образом, чтобы максимальная температура газа при расчете теплового баланса была равна 8000 К. Изменение температуры газа с расстоянием вдоль магнитных силовых линий показано на рис. 12. Обе модели рассчитаны для трех значений темпа аккреции: $\dot{M}_{acc} = 1 \times 10^{-8} M_{\odot}$, $3 \times 10^{-8} M_{\odot}$ и $1 \times 10^{-7} M_{\odot}$ /год. Угол наклона $i = 70^{\circ}$. Профили линии $H\alpha$ в моделях классической магнитосферной аккреции с параметрами СМА1 и СМА2 по-

казаны на рис. 13. При расчете профилей с темпом аккреции $10^{-7} M_{\odot}$ /год был учтен эффект Штарка. Надо заметить, что с увеличением темпа аккреции до этой величины линия $H\alpha$ принимает форму обратного P Cug профиля.

Влияние движущейся пыли на профили линии $H\alpha$

Моделирование рассеяния излучения неподвижными пылевыми частицами, находящимися в непрерывно движущейся среде, является упрощением задачи. Пыль может находиться на стен-

ках полости, образованной за время эволюции системы истечениями вещества в области полюсов, эта “стенка” становится границей зоны дискового ветра, который поднимается над поверхностью диска и вращается. Поэтому частицы пыли тоже участвуют в сложном движении. Поэтому мы проверили, как влияет радиальное и тангенциальное движение пыли на рассчитанные профили линии H α . Алгоритм расчетов детально изложен в [59]. На рис. 14 показаны профили линии H α из последнего (нижнего) ряда рис. 7 (т.е. полученные в момент минимума яркости звезды) для тех же гибридных моделей, и затем к ним добавлен свет, рассеянный пылью, находящейся в полярной области в 20° от полярной оси и движущейся со скоростью –100 км/с, т.е. к звезде, и со скоростью 100 км/с, т.е. от звезды. В первом случае, кроме того, что рассеянный свет изменяет форму профиля линии, он еще и смещает его целиком в сторону отрицательных лучевых скоростей. Во втором случае профиль линии смещается к положительным лучевым скоростям. Величина смещения зависит от скорости пыли и угла наклона. Значение 100 км/с выбрано для лучшей иллюстрации эффекта. На рис. 15 те же профили всех рассмотренных моделей, полученные в минимуме яркости звезды, подвергаются влиянию только вращения пыли со скоростью 100 км/с. Свет, рассеянный вращающейся пылью, расширяет профили линий и сглаживает их форму, делая их одиночными. Совместный эффект от движения пыли приводит, таким образом, к смещению, расширению и сглаживанию профилей линий.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим рецензента статьи за полезные замечания и предложения. Работа поддержана грантом Министерства образования и науки № 13.1902.21.0039.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *V. P. Grinin, N. N. Kiselev, N. Kh. Minikulov, G. P. Chernova, and N. V. Voshchinnikov*, *Astrophys. Space Sci.* **186**, 283 (1991).
2. *A. H. Rostopchina, V. P. Grinin, D. H. Шаховской, A. A. Ломач, Н. Х. Минукулов*, *Астрон. журн.* **84**, 60 (2007).
3. *A. Kreplin, G. Weigelt, S. Kraus, V. Grinin, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **551**, id. A21 (2013).
4. *A. Kreplin, D. Madlener, L. Chen, G. Weigelt, S. Kraus, V. Grinin, L. Tambovtseva, and M. Kishimoto*, *Astron. and Astrophys.* **590**, id. A96 (2016).
5. *C. L. Davies, A. Kreplin, J. Kluska, E. Hone, S. Kraus*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **474**, 5406 (2018).
6. *И. С. Потравнов, В. П. Гринин*, *Письма в Астрон. журн.* **39**, 861 (2013).
7. *R. Garcia Lopez, A. Natta, L. Testi, and E. Habart*, *Astron. and Astrophys.* **459**, 837 (2006).
8. *I. Mendigutía, N. Calvet, B. Montesinos, A. Mora, J. Muzerolle, C. Eiroa, R. D. Oudmaijer, and B. Merin*, *Astron. and Astrophys.* **535**, id. A99 (2011).
9. *Л. В. Тамбовцева, В. П. Гринин, О. В. Козлова*, *Астрофизика* **42**, 75 (1999).
10. *Л. В. Тамбовцева, В. П. Гринин, Б. Рождерс, О. В. Козлова*, *Астрон. журн.* **78**, 514 (2001).
11. *P. W. Cauley and C. M. Johns-Krull*, *Astrophys. J.* **797**, id. 112 (2014).
12. *E. Alecian, G. A. Wade, C. Catala, J. H. Grunhut, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **429**, 1001 (2013).
13. *S. Hubrig, T. A. Carroll, M. Schöller, and I. Ilyin*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **449**, L118 (2015).
14. *S. P. Järvinen, T. A. Carroll, S. Hubrig, I. Ilyin, and M. Schöller*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **489**, 886 (2019).
15. *J. Muzerolle, P. D'Alessio, N. Calvet, and L. Hartmann*, *Astrophys. J.* **617**, 406 (2004).
16. *V. P. Grinin, P. S. Thé, D. de Winter, M. Giampapa, A. N. Rostopchina, L. V. Tambovtseva, and M. E. van den Ancker*, *Astron. and Astrophys.* **292**, 165 (1994).
17. *R. L. Kurucz*, *Astrophys. Space Sci.* **40**, 1 (1979).
18. *L. Hartmann, R. Hewett, and N. Calvet*, *Astrophys. J.* **426**, 669 (1994).
19. *J. Muzerolle, N. Calvet, and L. Hartmann*, *Astrophys. J.* **550**, 944 (2001).
20. *L. V. Tambovtseva, V. P. Grinin, and G. Weigelt*, *Astron. and Astrophys.* **562**, id. A104 (2014).
21. *R. D. Blandford and D. J. Payne*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **199**, 883 (1982).
22. *M. Wardle and A. Königl*, *Astrophys. J.* **410**, 218 (1993).
23. *R. E. Pudritz and C. A. Norman*, *Astrophys. J.* **301**, 571 (1996).
24. *A. Königl, and R. E. Pudritz*, in *Protostars and Planets IV*, edited by *V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell* (Tucson: University of Arizona Press), p. 759 (2000).
25. *J. Ferreira*, in *Angular Momentum Transport During Star Formation and Evolution*, edited by *P. Hennebelle and C. Charbonnel*, *EAS Publ. Ser.* **62**, 16 (2013).
26. *G. H. R. A. Lima, S. H. P. Alencar, N. Calvet, L. Hartmann, and J. Muzerolle*, *Astron. and Astrophys.* **522**, id. A104 (2010).
27. *S. Teitler*, *Astrophys. J.* **733**, id. 57 (2011).
28. *J. Ferreira, C. Dougados and S. Cabrit*, *Astron. and Astrophys.* **453**, 785 (2006).
29. *R. Kurosawa, T. J. Harries, and N. H. Symington*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **370**, 580 (2006).
30. *P. Saffier*, *Astrophys. J.* **408**, 115 (1993).
31. *P. J. V. Garcia, J. Ferreira, S. Cabrit and L. Binette*, *Astron. and Astrophys.* **377**, 589 (2001).
32. *V. P. Grinin, L. V. Tambovtseva, and D. E. Mkrtychian*, in *The Bee. phenomenon: Forty years of studies*, edited by *A. Miroshnichenko, S. Zharikov, D. Korcáková and M. Wolf*, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **508**, 185 (2017).
33. *В. П. Гринин, Л. В. Тамбовцева*, *Астрон. журн.* **88**, 766 (2011).
34. *J. S. Vink, J. E. Drew, T. J. Harries, and R. D. Oudmaijer*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **337**, 356 (2002).

35. *J. S. Vink, J. E. Drew, T. J. Harries, R. D. Oudmaijer, and Y. Unruh*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **359**, 1049 (2005).
36. *J. C. Mottram, J. S. Vink, R. D. Oudmaijer, and M. Patel*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **377**, 1363 (2007).
37. *K. M. Ababakr, R. D. Oudmaijer, and J. S. Vink*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **472**, 854 (2017).
38. *В. П. Гринин, О. В. Козлова*, Астрофизика **43**, 329 (2000).
39. *Д. В. Дмитриев, В. П. Гринин, Н. А. Катышева*, Письма в Астрон. журн. **45**, 422 (2019).
40. *V. P. Grinin*, in *Stars from Collapse to Collapse*, edited by Yu. Yu. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, Astron. Soc. Pacific Conf. Ser. **510**, 32 (2017).
41. *A. Natta, T. Prusti, R. Nery, D. Wooden, V. P. Grinin, and V. Mannings*, Astron. and Astrophys. **371**, 186 (2001).
42. *C. P. Dullemond and J. D. Monnier*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **48**, 205 (2010).
43. *С. Г. Шульман, В. П. Гринин*, Письма в Астрон. журн. **45**, 435 (2019).
44. *С. Г. Шульман, В. П. Гринин*, Письма в Астрон. журн. **45**, 716 (2019).
45. *P. Godon and M. Livio*, Astrophys. J. **537**, 396 (2000).
46. *P. Barge and M. Viton*, Astrophys. J. **593**, L117 (2003).
47. *Л. В. Тамбовцева, В. П. Гринин*, Письма в Астрон. журн. **34**, 259 (2008).
48. *N. J. Turner, M. Benisty, C. P. Dullemond, and S. Hirose*, Astrophys. J. **780**, id. 42 (2014).
49. *S. Giacalone, S. Teitler, A. Königl, S. Krijt, and F. J. Ciesla*, Astrophys. J. **882**, id. 33 (2019).
50. *F. H. Shu, J. Najita, E. Ostriker and F. Wilkin*, Astrophys. J. **429**, 781 (1994).
51. *F. H. Shu, J. Najita, S. P. Ruden and S. Lizano*, Astrophys. J. **429**, 797 (1994).
52. *V. P. Grinin, O. V. Kozlova, and A. N. Rostopchina*, in *The Nature and Evolutionary status of Herbig Ae/Be Stars*, edited by Pik Sin Thé, M. R. Perez, and E. P. J. van den Heuvel, Astron. Soc. Pacific Conf. Ser. **62**, 232 (1994).
53. *V. P. Grinin, O. V. Kozlova, A. Natta, I. Ilyin, I. Tuominen, A. N. Rostopchina, and D. N. Shakhovskoy*, Astron. and Astrophys. **379**, 482 (2001).
54. *A. Mora, A. Natta, C. Eiroa, C. A. Grady, et al.*, Astron. and Astrophys. **393**, 359 (2002).
55. *G. Gahm*, in *UX Ori type stars and related topics*, The 2nd Workshop, 2019, St. Petersburg, Russia (<http://www.uxor.ru/images/presentation/gahm.pdf>)
56. *В. В. Соболев*, Астрон. журн. **34**, 694 (1957).
57. *Е. А. Колотилов*, Астрофизика **13**, 33 (1977).
58. *B. Rodgers, D. Wooden, V. Grinin, D. Shakhovskoj, and A. Natta*, Astrophys. J. **564**, 405 (2002).
59. *V. P. Grinin, L. V. Tambovtseva, and G. Weigelt*, Astron. and Astrophys. **544**, id. A45 (2012).
60. *I. Appenzeller, C. Bertout, and O. Stahl*, Astron. and Astrophys. **434**, 1005 (2005).
61. *G. Weigelt, V. P. Grinin, J. H. Groh, K.-H. Hofmann, et al.*, Astron. and Astrophys. **527**, id. A103 (2011).
62. *R. Garcia Lopez, L. V. Tambovtseva, D. Schertl, V. P. Grinin, K.-H. Hofmann, G. Weigelt, and A. Caratti o Garatti*, Astron. and Astrophys. **576**, id. A84 (2015).
63. *A. Caratti o Garatti, L. V. Tambovtseva, R. Garcia Lopez, S. Kraus, et al.*, Astron. and Astrophys. **282**, id. A44 (2015).
64. *A. Kreplin, L. Tambovtseva, V. Grinin, S. Kraus, G. Weigelt, and Y. Wang*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **476**, 4520 (2018).
65. *L. V. Tambovtseva, V. P. Grinin, and G. Weigelt*, Astron. and Astrophys. **590**, id. A97 (2016).