АСТРОФИЗИКА

TOM 27

АВГУСТ, 1987

выпуск 1.

УДК: 524.387

ОБЗОРЫ

ДВИЖЕНИЕ ГАЗА В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ ЗВЕЗД МАЛОЙ МАССЫ

А. Н. ИВАНОВ

Поступила 30 сентября 1986 Принята к печати 20 апреля 1987

В обзоре освещены вопросы, имеющие отношение к проблеме несинхронности вращения в ТДС, к стационарной и нестационарной потере вещества компонентами ТДС, включая обмен веществом в контактных системах. Рассмотрены теоретические модели авижения газа в околозвездном пространстве, включая уход вещества из системы. Обсуждаются процессы стационарной и нестационарной аккреции газа, а также моягли вспышек звезд типа U Близнецов.

1. Введение. Модель газовых потоков в тесных двойных системах (ТДС) впервые была предложена О. Струве в 1941 г. [1]. Она была призвана объяснить ряд спектроскопических аномалий у системы β Лиры и долгое время служила общепринятым наглядным примером процесса обмена массой. В пятидесятые годы было установлено, что в двойных системах типа Алголя менее массивный компонент оказывается более провволюционировавшим, что противоречит теории эволюции одиночных звезд. Для устранения этого парадокса Дж. Кроуфорд [2] в 1955 г. предположил, что компонент, обладающий в настоящее время меньшей массой, когда-то был. более массивным. Его эволюция шла быстрее, он начал расширяться и при заполнении им полости, ограниченной критической поверхностью Роша, о которой см., например, [3], началось интенсивное перетекание газа на второй компонент. Подробнее с өтой проблемой можно ознакомиться по обворам [4—6].

Постепенно открывались все новые типы объектов, в которых есть газовые потоки. Р. Крафт [7] установил, что Новая Геркулеса 1934 г. — DQ Геркулеса — оказалась двойной системой, состоящей из звезды малого раднуса, окруженной вращающейся дискообразной оболочкой, и красногокарлика вначительно большего размера. Может быть, наиболее впечатляющим результатом перетекания газа и выпадения его на белый карлик являются вспышки новых звезд. Теории этих вспышек посвящено множество специальных работ, см., например, обзор [8], и в дальнейшем здесь о них говориться не будет.

К настоящему времени движения газовых потоков надежно установлены у повторных новых звезд и новоподобных взрывных переменных типа U Близнецов, у симбиотических звезд, у галактических источников рентгеновского излучения и у некоторых других типов звезд. Многообразный наблюдательный материал потребовал глубокого осмысления.

Теоретические исследования газовых потоков в ТДС вначале были связаны с новоподобными и новыми звездами. Открытие рентгеновских источников в 60-е годы стимулировало изучение ТДС именно с точки зрения объяснения происхождения рентгеновского излучения. Читатель может ознакомиться с этим вопросом, обратившись к обзорам, например, Ч. Б. Бойла [9] или Г. С. Бисноватого-Когана [10].

В настоящем обзоре основное внимание будет уделено работам, посвященным исследованию вэрывных переменных звезд-карликов, как менее известным и не освещенным в обзорах достаточно широко.

Советские исследователи внесли существенный вклад в изучение движения вещества в ТДС. Ими предложены многие ключевые модели этого процесса. Так, важность турбулентности для дисковой аккреции и модель турбулентных дисков и струй в системах звезд-карликов впервые предложил В. Г. Горбацкий в 1965 г. [11]. Теория дисковой аккреции на нейтронные звезды и релятивистские объекты получила развитие в работе Н. И. Шакуры и Р. А. Сюняева [12]. В 1973 г. ими предложена удачная параметризация турбулентной вязкости, ставшая общепринятой. Г. С. Бисноватый-Коган и С. И. Блинников [13] в 1977 г. исследовали вертихальную структуру дисков и обнаружили конвективную неустойчивость в областях, где давление излучения превышает газовое.

Что касается изучения взрывных переменных звезд, то заметный прогресс в понимании их природы сопряжен с работами, выполненными в Ленинградском университете. Так, В. Г. Горбацкий указал на роль несинхронности вращения компонента, теряющего вещество, для объяснения нестационарных явлений у этих звезд [14]. Ю. П. Коровяковский [15] исследовал динамические приливы в атмосфере несинхронно вращающегося компонента ТДС и возникающее благодаря этому истечение. Л. Н. Иванов [16] изучил нестационарную конвекцию в таком компоненте и установил неустойчивость конвективного потока энергии. В. И. Таранов теоретически обнаружил автоколебания фронта ударной волны в газовых потоках в ТДС [17].

Количество работ по тематике, связанной с движением газа в ТДС, не содержащих релятивистских объектов, за последние десять лет сильно

возросло и исчисляется сотнями, чем и оправдывается написание настоящего обзора. Основное внимание в нем будет уделено теоретическим моделям и представлениям, объясняющим наблюдательные данные по движению газа в ТДС, включая контактные звезды.

2. Наблюдательные проявления газовых потоков. В случае повторных новых звезд, таких, как DQ Геркулеса, в спокойном состоянии почти вся энергия излучается газовыми потоками. Это же справедливо и для вэрывных переменных, например, U Близнецов, SU Большой Медведицы и т. п. Только в сравнительно редких случаях у таких объектов заметно излучение самих звезд. Поэтому наблюдения, относящиеся именно к новоподобным звездам, кажутся наиболее представительными в проблеме движения вещества в ТДС. Подробный обзор наблюдений ТДС можно найти в работе [18], а физические характеристики ТДС в [28].

Двойственность рассматриваемых звезд проявляется прежде всего в наличии затмений. Характерная затменная кривая блеска представлена на рис. 1 [19]. Бросается в глаза присутствие уярчения, наблюдаемое перед





главным минимумом. Это, так называемый, орбитальный горб. Вторичный минимум выражен очень слабо, часто вообще отсутствует, в чем сказывается малая светимость второго компонента. Часто двойственность проявляется только в наличии орбитального горба, затмения же отсутствуют, как у SU Большой Медведицы.

Особенностью кривых блеска являются быстрые флуктуации. У некоторых звезд флуктуации имеют ярко выраженный периодический характер. Так, у DQ Геркулеса их период равен 72 с. У других же можно выявить . 11-431 только признаки скрытой периодичности. При этом период-флуктуаций нач один-два порядка короче орбитального [20, 21].

Главным признаком присутствия ионизованного газа в околозвездном пространстве служат эмиссионные линии в спектрах этих объектов. В [101] установлено, что форма контуров спектральных линий претерпевает вариации, коррелирующие с орбитальной фазой. Видимые изменения профилей линий получили наименование S-волны. Они свидетельствуют о паличии упорядоченного, струеподобного течения газа [22].

К настоящему времени сложилась стандартная модель, объясняющая основные черты поведения излучения ТДС вне вспышек [29]. Она покаяана на рис. 2.



Рис. 2. Стандартная модель ТДС. Справа — белый карлик, окруженный дискообравной оболочкой. Слева — красный карлик. с поверхности которого стекает газ, формирующий струю. В месте встречи струи с диском образуется «орбитальное» пятно. Траектория струи искривлена под действием кориолисовой силы. Направление вращечия показано стрелкой.

Определяющей особенностью карликовых новых являются их вспышки, сопровождающиеся подъемом блеска на 3—5 звездных величин п длящиеся несколько дней. Наиболее загадочным кажется наличие двух видов вспышек — больших и малых. В процессе большой вспышки выделяется в несколько раз больше внергии, в основном за счет большей ее длительности. Размежевание двух видов вспышек так сильно, что на тистограммах, показывающих частотность вспышек различных внергий, имеется глубокий минимум [23]. Типичная внергия, выделяемая при малой вспышке, $10^{38} - 10^{39}$ врг.

Несколько лет назад были обнаружены, так называемые, сверхгорбы на кривых блеска, появляющиеся у некоторых вспыхивающих звезд в процессе только больших вспышек [24, 25]. Выделен целый подтип карликовых новых — звезды типа SU Большой Медведицы [26] — именно по этому признаку. Сверхгорбы оказываются связанными с характером движения вещества в ТДС, поэтому им следует уделить пристальное внимание. Одной из наиболее хорошо изученных звеза, показывающих сверхгорбы, является VW Гидры. Блеск этой системы благодаря им колеблется с амплитудой 0.2—0.3 зв. величин, при общем подъеме блеска из-за вспышки на 4—5 зв. величин. Интервал повторения сверхгорбов при их появлении через 2—3 дня после максимума вспышки составляет 110 минут и по мере падения блеска приближается к орбитальному периоду в 107 минут. По завершении большой вспышки вновь становится заметным орбитальный горб, причем, амплитуда его и период испытывают периодические возмущения. Это явление получило название биений. Период биений у VW Гидры равен 2.85 суток [27].



Рис. 3. Схематическое изображение кривой блеска звезды типа SU Большой Медвелицы, 1 — орбитальные горбы; 2 — малая вспыщка; 3 — большая вспышка; 4 — стадия биений; 5 — сверхгорбы.

3. Проблема несинхронности вращения в $T\mathcal{AC}$. На динамике газовых потоков в $T\mathcal{AC}$, а также на режиме выхода внергии из внутренних областей на поверхность компонента, теряющего вещество, чрезвычайно сильно сказывается его вращение. Если частота вращения звезды ω совпадает с частотой орбитального обращения двойной системы ω_0 , то говорят, что звезда вращается синхронно. В противном случае она вращается несинхронно, о степени чего судят по величине параметра f, такого, что

$$\omega = (1+f) \omega_0. \tag{1}$$

Прямые спектроскопические наблюдения скоростей вращения звезд в ТДС чрезвычайно затруднены искажающим влиянием газовых потоков, поэтому о несинхронности в них можно судить только косвенно, например, по эффекту биений у сверхгорбов во время вспышек звезд типа SU Большой Медведицы, о чем см. ниже в разделе 8. В связи с втим особый интерес приобретает теоретический анализ проблемы. Главный вопрос при этом, как долго может сохраняться несинхронность у звезды, испытывающей приливное воздействие со стороны второго члена пары.

Впервые на важность приливов как механизма торможения несинхронного вращения указал Г. Дарвин в 1879 г. [30]. Скорость торможения определяется механизмом диссипации. Оценки Дж. П. Занна [31] показывают, что время торможения из-за молекулярной вязкости оказывается порядка 10¹² лет, из-за лучистого торможения оно больше времени горения ядерных источников энергии, и только конвективная турбулентная вязкость оказывается весьма эффективной. При этом время торможения вращения звезды в ТДС может исчисляться буквально несколькими годами.

Явно пессимистические предсказания теории [31] в отношении несинхронности в ТДС, содержащих карлик позднего спектрального класса, побудили К. Кэмпбелла и Дж. Папалоизу [32] подвергнуть новому анализу эффективность конвективного трення. Их основная идея сводится к тому, что турбулентная вязкость должна вависеть от параметра $\eta = t_{con} \times (2f\omega_0)$, где t_{con} — характерное время роста конвективных возмущений, η по порядку величины может быть как меньше, так и больше единицы. Авторы [32] предлагают следующее выражение для коэффициента турбулентной вязкости ν :

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 \cdot G_R, \qquad G_R = \begin{cases} 1, & \eta < 1 \\ \eta^{-2}, & \eta > 1, \end{cases}$$
 (2)

где V₀ — обычная турбулентная вязкость.

Результаты [31] соответствуют зависимости $G_R \sim \eta^{-1}$ при $\eta > 1$. Таким образом, предполагается, что конвекция перестает реагировать на приливы при большой их частоте. Понятно, что при таком подходе время торможения значительно увеличивается. Для звезд типа U Близнецов получено время порядка 10⁷лет. Однако в подходе [32] не преодолен до конца парадокс, присущий и теории [31], а именно, получается резкое торможение, за время порядка 100 лет, медленного несинхронного вращения, когда на процесс начинают влиять глубокие слои конвективной зоны. Так как энертия вращения диссипирует посредством трения, быстрое торможение должно приводить к сильному дополнительному разогреву звезды, чего не наблюдается. Кроме того, предложенная коррекция коэффициента турбулентной вязкости не кажется убедительной, так как из анализа нестационарной конвекции в цефендах [33] и в звездах-карликах [34] для G_R следует формула

164

$$G_R \sim \frac{1}{\sqrt{1+\eta^2}},$$

которая больше соответствует теории [31], чем [32].

Если для карликовых ТДС скорость вращения пока определить не удается, то для более широких пар существует богатый наблюдательный материал, см., например, [35]. Там установлено, что тенденция к синхронизации в двойных системах усиливается по мере укорочения орбитального периода и по мере увеличения возраста компонентов. В [36] на материале примерно 130 двойных систем показано, что если синхронивация конвективных звезд в общем соответствует предсказаниям теорин [31], то данные относительно звезд с лучистыми оболочками находятся с ней в разительном противоречии. Именно, они обнаруживают тенденцию к синхронизации гораздо более сильную, чем этого можно было бы ожидать, предполагая молекулярную или лучистую вязкость в качестве механизма дпссипации.

В связи с этим необходимо упомянуть работы В. Г. Горбацкого [37, 38], в которых изучен процесс потери углового момента звездой, имеющей быстровращающееся ядро. При этом, поскольку вращение внешних слоев звезды тормозится приливами гораздо сильнее, устанавливается режим дифференциального вращения. На поверхности звезды имеется тонкий слой, вращающийся почти синхронно. Быстровращающееся ядро сцеплено с этим слоем, конвективным или нет — безразлично, посредством вынужденной турбулентности, возникающей в промежуточных лучистых слоях из-за дифференциального вращения. Получено время торможения холодного компонента системы типа U Близнецов примерно 107 лет.

Важной чертой модели с быстровращающимся ядром является дифференциальное вращение. Оно естественным образом объясняет и видимую синхронизацию звезд с лучистыми оболочками и наличие несинхронности в ТДС типа U Близнецов. Дело в том, что для строения и энергетики звезды важно вращение ее основной массы, которое в этой модели может продолжаться достаточно долго. В наблюдениях же проявляется вращение внешнего слоя, который тормозится сравнительно быстро, но не может достичь синхронности окончательно, так как изнутри к нему подводится вращательный момент.

Е. Т. Шарлеманн [39] исследовал приливное торможение для звезд с тонкими конвективными оболочками при малых амплитудах приливообразующей силы. Авторы [40] изучили приливную раскрутку первоначально не вращающейся звезды, большой массы, $\sim 20~M_{\odot}$, имеющей спутник одной солнечной массы. Во всех случаях для заметного изменения вращения получается время порядка 10^7 лет.

(3)

4. Стационарная потеря вещества компонентами $T\mathcal{A}C$. 1) Контактные системы. Среди всех Т $\mathcal{A}C$ подавляющее большинство принадлежит типу W Большой Медведнцы. Несмотря на ряд исследований, природа этих звезд остается загадочной даже в большей степени, чем, например, природа повторных новых звезд.

На основании затменных кривых блеска, на которых практически отсутствуют интервалы постоянства, сложилось мнение, что фигуры компонентов сильно искажены взаимным притяжением и находятся в непосредственном контакте. Эти данные послужили исходной точкой для развития представлений о том, что компоненты обмениваются между собой энергией через общую конвективную оболочку [41]. Теоретически было показано, что при некоторых отношениях масс компонентов контактные системы оказываются неустойчивыми и могут совершать тепловые колебания с периодом 10⁷ лет [42—44].

Моделирование контактных систем неустойчивыми конфигурациями подверглось всесторонней критике в [45, 46]. Однако, по оценке авторов [47], полученные в [46] модели находятся примерно в таком же согласии с наблюдаемой зависимостью период—цвет, что и модели, построенные в рамках теории вековых тепловых колебаний.

Для оценок эффективности конвективного обмена энергией между компонентами оказалось недостаточно порядковых оценок, как это обычно делалось, см., например, [49], когда получался весьма эффективный энергообмен, что и вдохновило на дальнейшее развитие моделей с общей конвективной оболочкой. В статье Л. Н. Иванова [50] рассмотрена задача о конвекции в политропной перемычке контактной системы. Показано, что горячие конвективные элементы совершают колебания в окрестности точки L_i и, в результате, не могут покинуть эту окрестность. Конвекция не в состоянии транспортировать энергию так, чтобы та равномерно распределялась в недрах второго компонента. Тем самым отпадает главнейшая предпосылка модели общей конвективной оболочки.

Дж. Хаэлхёрст [51] вновь рассмотрел перенос горячих газовых пузырей от компонента к компоненту. Но равномерное перераспределение дополнительной энергии по поверхности второй звезды остается необъясненным.

Гораздо более перспективным представляется подход, предложенный И.Б. Пустыльником и Л. Эйнасто [52—54]. Ими рассмотрена модель ТДС, состоящая из двух шарообразных звезд, погруженных в общую сферически-симметричную протяженную сболочку с радиальным градиентом непрозрачности. Присутствие рассеивающей оболочки естественным образом объясняет множество свойств, ранее приписываемых компонентам контактных систем. Большой вклад в эффект эллипсоидальности вносят чисто фотометрические причины, так как изофоты системы с достаточно плотной

ОБЗОРЫ

рассеивающей оболочкой весьма напоминают по форме эквипстенциальные поверхности. Роша. Если массы звезд заметно различаются, то компонент меньшей массы очень слабо влияет на рассеянный оболочкой свет. Этим объясняется часто обнаруживаемое совпадение температур компонентов.

2) Анализ эквипотенциальных поверхностей. Для исследования стационарного течения газа в ТДС обычно вводится равномерновращающаяся система координат, в которой обе звезды покоятся, что возможно при круговой орбите. Если за единицу расстояния принять расстояние между звездами a, за единицу массы — суммарную массу системы $M = M_1 + M_3$, за единицу времени — период сбращения, то уравнение стационарного движения газа примет вид

$$(\overline{v}\overline{\nabla})\overline{v} + 2[\overline{v}\overline{v}] = -\frac{1}{\rho}\overline{\nabla}P + \overline{\nabla}\Omega, \qquad (4)$$

где

$$\Omega = \frac{\lambda}{r_1} + \frac{1-\lambda}{r_2} + \frac{1}{2} (x^2 + y^2)$$
 (5)

выражает суммарный потенциал сил тяготения и центробежной силы, возникающей из-за орбитального обращения.

Если движение вещества предполагать баротропным, т. е. адиабатическим или изотермическим, тогда можно ввести функцию давления *F*

$$\frac{1}{\rho}\overline{\nabla}P = \overline{\nabla}F$$
(6)

и установить, что вдоль линии тока выполняется соотношение

$$\frac{V^3}{2} = \Omega - F + C, \tag{7}$$

где С — константа. Это соотношение является комбинацией известных формул Бернулли для движения жидкости и интеграла Якоби для ограниченной круговой задачи трех тел [55].

Установлено (см., например, [56]), что при синхронном вращении поверхности ρ = const совпадают с поверхностями Ω = C, если звезда находится целиком внутри своей полости Роша (см. рис. 4). Долгое время считалось очевидным, что именно при переполнении критической полости вещество должно начать двигаться в пространстве каким-либо образом. В связи с этим имеется стремление при анализе более сложных конфигураций, чем круговая синхронная пара звезд, когда интеграл вида (7) уже отсутствует, включать изучаемый эффект в выражение для потенциала Ω и по-прежнему ограничиваться рассмотрением эквипотенциальных поверхностей. Так, в [57] учтена несинхронность вращения, в [56, 58, 60] изучен потенциал, когда направление оси вращения эвезд не совпадает с осью орбитального обращения. В [59] учтена эксцентричность орбиты, а в [61] световое давление.



Рис. 4. Сечение эквипотенциальных поверхностей ТДС.

С. Любов [62] показал, что уже при малой несинхронности возникает расхождение между поверхностями $\rho = \text{const}$ и P = const, таким образом, поверхности $\Omega = C$ теряют свое уникальное значение. Кроме того, неподвижность пробной частицы относительно звезды фактически требует твердотельности ее вращения. Возникающее при приливном торможении дифференциальное вращение в значительной мере обесценивает результаты анализа эквипотенциальных поверхностей.

3)Истечение при переполнении поверхности Роша. Эволюционные расчеты для ТДС показали возможность такого расширения одного из компонентов, что он переполняет свою полость Роша. Неминуемо возникает квазистационарный поток вещества, покидающего расширившийся компонент [6]. Помимо возникновения стационарного потока возможно и катастрофическое возрастание потерь, когда звезда отдает существенную долю своей массы за время порядка 10⁴ лет [63]. В [64] предполагается, что звезда должна отдать 80% массы за время ее тепловой релаксации τ [65], где

$$= 3 \cdot 10^7 \frac{M^2}{RL} \text{ Aet.}$$
 (8)

Очевидно, что вышеприведенные рассуждения могут дать лишь весьма грубое представление об истинном характере истечения газа из компонента ТДС. Поэтому в литературе большое внимание уделяется движению газа в поле гравитационного потенциала, присущего двойным системам. Как подчеркивает З. Копал [66], необходимость именно газодинамического подхода в этой задаче обуславливается тем, что длина свободного пробега частицы на много порядков меньше размеров звезд и системы.

В работе [67] для вычисления темпа потери вещества использовалось соотношение (7). Предполагалось, что газ стекает к точке L_i вдоль эквипотенциальных поверхностей, а там уже начинает фонтанировать в сторону второго компонента. В предположении, что газ уходит от звезды со скоростью звука v_a , получен расход массы вдоль линии тока $\rho_i v_a$, где:

 $v_s = \sqrt{\frac{R^*T}{\mu}}$ — местная скорость звука, ρ_s — плотность в окрестности точки L_1 . В [68] предложено выражение для сечения струи Q

$$Q = \pi RH, \quad H = \frac{R^*T}{\mu g}, \tag{9}$$

где H—шкала высоты по давлению для фотосферы, R^* — газовая постоян-ная.

Если в [67] была заложена идея, что истечение возможно лишь припереполнении звездой ее полости Роша, то в [68] показано, что для звезд сверхгигантов — компонентов массивных рентгеновских двойных систем для поддержания светимости в рентгеновском диапазоне достаточно, чтобы только атмосфера, а не фотосфера звезды, выходила за пределы критической поверхности. Зазор между фотосферой и этой поверхностью, может достигать нескольких величин H.

Развитие этого подхода применительно к звездам-карликам можно. найти в [69].

4) Корональный звездный ветер. Независимо от проблемы движения газа в ТДС возникла модель солнечного ветра Е. Паркера [70]. К настоящему времени этой модели движения вещества применительно к одиночным звездам посвящено огромное количество работ, см., например, обзор. Дж. П. Кассинелли [71].

Применительно к ТДС модель звездного ветра, возбуждаемого световым давлением, используется в тех случаях, когда компонент, теряющий вещество, недостаточно велик, чтобы достичь поверхности Роша, но зато имеет большую светимость и высокую температуру поверхности. Такие-

Л. Н. ИВАНОВ

условия реализуются зачастую в галактических источниках рентгеновского излучения [143, 144].

Для ТДС, содержащих карлики поэднего спектрального класса, более подходящей может оказаться модель коронального звездного ветра. Может быть, крайнюю позицию в этом вопросе занимает З. Копал [66]. Он склонен полагать, что главенствующую роль в потере вещества из ТДС играет высокотемпературный звездный ветер независимо от степени близости компонентов.

Основные идеи, имеющие отношение к этому процессу, здесь будут изложены, следуя работе Р. МакКрей и С. Хатчетта [72]. В случае стационарного сферически-симметричного движения газа выполняется соотношение

$$\left(1 - \frac{c^2}{v^2}\right)\frac{dv^2}{dr} = \frac{4}{r}c^2 - \frac{2GM}{r^3},$$
 (10)

где c^2 — квадрат скорости звука. Наиболее простое решение уравнения (10) получается в случае изотермического течения. Если $u = v^2 / c^2$, то

$$u - \ln u = 4 \ln \left(\frac{r}{r_{\star}}\right) + 4 \frac{r_{\star}}{r} + K,$$
 (11)

н $r_s = GM/2c^2$ — параметр задачи, называемый звуковой точкой.

Структура общего решения (11) такова, что скорость на бесконечности может отличаться от нуля, если только при $r = r_{o}$ скорость потока $v = c = v_{e}/2$, где v_{e} — скорость убегания, определяемая соотношением

$$v_{\bullet} = \sqrt{\frac{2\varphi}{l^{\star}}}, \quad \varphi = \frac{GM_{l^{\star}}}{r_{\bullet}}, \quad (12)$$

1⁴ — средний молекулярный вес, Ф — величина потенциального барьера, который в среднем должна преодолеть одна частица. Отсюда следует простое наглядное представление о природе эвездного ветра. Этот процесс имеет место, если температура газа такова, что средняя тепловая скорость частиц достаточна для преодоления притяжения звезды. Такая температура убе-

гания $T_{\bullet}^{\bullet} = \frac{\varphi}{2k} \cdot k$ — постоянная Больцмана. В результате становится ясно, как обобщить модель звездного ветра на случай ТДС. Авторы [72] предполагают, что движение газа происходит перпендикулярно эквипотенциальным поверхностям. Вместо потенциала φ в формулах (12) нужно использовать разность потенциалов на поверхности звезды и на критической поверхности Роша. В [73] показано, что вращение одиночной звезды не приводит к различию в потоке вещества в полярком и экваториальном направлениях. Авторы [74] заключили, что в ТДС основной поток вещества формируется в направлении линии, соединяющей центры звезд. Представляется, что принятое в литературе раздельное рассмотрение истечения из-за звездного ветра и из-за переполнения полости Роша неоправданно. По-существу, в том и другом случае работает один и тот же механизм — звездный ветер. По мере заполнения звездой полости Роша он возможен при все более низких температурах газа.

Рассмотрим для примера ТДС с компонентами равных масс M_* и большой полуосью a, радиусом звезды, теряющей вещество R_* . Выражая в формуле (5) все расстояния в единицах a, получим

$$Q = \frac{GM_*}{\alpha} \left[(x^3 + y^3) + \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right]$$
(13)

Рассмотрим частицу, лежащую на оси х. Если пользоваться выражением для разности потенциалов между поверхностью звезды, соответствующей точке $x = 1/2 - r_*$, где $r_* = R_*/a$, и точкой Лагранжа L_1 , когда x=0, то температура убегания T_* имеет выражение

$$\frac{T_{*}}{T_{*}^{*}} = r_{*} \left[\left(\frac{1}{2} - r_{*} \right)^{2} + \frac{1}{|1 - r_{*}|} + \frac{1}{r_{*}} - 4 \right], \quad (14)$$

где *Г.* — по-прежнему температура убегания от единичной звезды. Как видим, если диаметр звезды составляет 80% поперечника полости Роша, температура убегания з 14 раз, а при заполнении на 90% в 52 раза ниже, чем у одиночной звезды. При сравнительно низких температурах истечения, а значит и при низких скоростях, влияние двойственности на конфигурацию потоков становится определяющим. Они должны существенно отличаться от сферически-симметричных.

5. Нестационарное истечение. В предыдущем разделе было рассмотрено истечение газа по причинам, определяемым исключительно структурой компонента, теряющего вещество. В этом разделе рассмотрено влияние различных факторов, могущих либо вызвать истечение, либо усилить уже имеющееся.

1) Дополнительный нагрев поверхности звезды. Если звезда находится в состоянии стационарной потери вещества, то появление достаточно мощного стороннего излучения может повлиять на этот процесс. Одно из наиболее ранних указаний на возможность связи облучения компонента мягким рентгеновским излучением с темпом потери вещества содержится в работах [75—77]. Авторы [79] позднее пришли к выводу, что стимулированный поток вещества в системе Геркулес X-1 будет заметен при условии, что фотосфера оптического компонента системы весьма близка к критической поверхности Роша. Случай, когда стороннее излучение намного превышает собственное, реализуется при вспышках новых звезд и был рассмотрен в [78], о чем подробнее см. в разделе 6, пункте 5.

В последнее время интерес к этому механизму, могущему управлять темпом аккреции, возрос. Так, в [69] рассмотрен случай, когда усиление аккреции в диске порождает дополнительное излучение, влияющее на второй компонент, усиливая отток вещества с его поверхности. При этом, вариации температуры из-за дополнительного излучения определялись по формуле

$$\frac{T_0 + \Delta T}{T_0} = \left(\frac{L_0 + \Delta L}{L_0}\right)^{1/4}.$$
(15)-

В результате достигается некоторый стационарный уровень аккреции и светимости диска, что используется для объяснения периодов устойчивого повышения блеска звезд типа Z Жирафа. Этот же процесс использовал Я. Осаки [80] для объяснения больших вспышех звезд типа SU Большой. Медведицы.

2) Неустойчивость зоны частичной ионизации. В качестве причины вспышек звезд типа U Близнецов Г. Т. Бат [81] предложил динамическую неустойчивость подфотосферной зоны частичной ионизации. Эта неустойчивость развивается при условии контакта фотосферы с критической поверхностью Роша. Источником энергии, переходящей в кинетическую энергию движения, служит ионизация газа. Если исходить из оценок, что в одном грамме содержится 10^{13} эрг ионизационной энергии, то можно оценить глубину ΔR слоя, захваченного неустойчивостью:

$$\Delta R \approx 10^{13} \frac{R_L^2}{GM} \tag{16}$$

Здесь R_L — радиус полости Роша. Для характерных значений $R_L \sim -10^{10}$ см, $M \sim 10^{33}$ г, $\Delta R \sim 10^7$ см.

В [81] получено, что весь процесс, вплоть до его затухания, разворачивается за несколько часов и расход массы в активный период должен составлять ~ 10²¹ г/с. Дальнейшее развитие вта гипотеза получила в [82—84].

Если учесть, что компоненты, теряющие вещество, у звезд типа U Близнецов имеют поздние спектральные классы, то температуры их поверхностей весьма низки, см. [85]. Частичная ионизация водорода осуществляется сравнительно глубоко под фотосферой. Если предполагать близость зоны частичной ионизации к поверхности Роша, то достаточно плотные фотосферные слои оказываются вовсе за ее пределами. В численном эксперименте возможный отток вещества предотвращался переключением иа лагранжев формализм, но легко получить, что при $v_s \sim 10^6$ см/с и $\rho \sim \sim 2 \cdot 10^{-7}$ г/см³ поток вещества через сечение с характерным размером R_L составит $M = \rho v_s R_L^2 = 2 \cdot 10^{19}$ г/с. Чтобы предотвратить столь сильное истечение необходимо отдалить фотосферу от поверхности Роша на несколько сот километров, что превышает оценки для ΔR . В результате, затрудняется возбуждение неустойчивости.

До сих пор не получило наблюдательных подтверждений и главнейшее предсказание гипотезы, а именно, кратковременный и сильный выброс вещества в самом начале вспышки. К успеху не привели даже специальные патрульные наблюдения звезд VW Гидры и ОУ Киля [86], а также CN Ориона [87].

3) Динамические приливы. Как было показано в разделе 3, несинхронное вращение у компонентов ТДС тормозится за время порядка 10⁷ лет. Запас энергии вращения звезды велик, диссипирует же она в поверхностных слоях, где особенно сильно проявление динамических приливов. Естественно ожидать, что эта энергия может служить источником дополнительного истечения вещества из компонента. До сих пор проблема разработана сравнительно слабо, несмотря на уже полученные многообещающие выводы. Главное затруднение — это гигантский объем вычислений, возникающих в рамках трехмерной газодинамической задачи. Кроме того, приходится сразу признать неприменимость линейного приближения, так как скорости течения весьма велики.

Впервые расчеты по этой проблеме с учетом нелинейных членов и турбулентной вязкости в уравнениях были предприняты Ю. П. Коровяковским [15]. Вычисления обнаружили быструю раскачку сболочки. Уже за время одного периода несинхронного вращения в первоначально тидростатической оболочке генерируется поле скоростей, достаточное для преодоления притяжения звезды. Возбужденное приливами поле скоростей быстро становится стационарным, и расход массы M заключен в пределах от 10¹⁶ г/с до 10¹⁶ г/с.

К сожалению, теория влияния динамических приливов на истечение вещества еще не достигла такой стадии развития, чтобы дать простые соотношения для ТДС относительно скорости потери вещества в зависимости от параметров системы.

4) Энергетическая неустойчивость конвсктивной зоны. Звезды, теряющие вещество и входящие в состав систем типа U Близнецов, как правило, являются карликами спектрального класса G или K. Повтому они должны обладать конвективными оболочками. При несинхронном вращении конвекция будет нестационарной.

В. Г. Горбацкий [14] впервые отметил, что если звезда входит в состав ТДС, то конвекция зависит от внешних условий, которые могут вывести эвезду из самосбалансированного состояния. Оценки времени развития энергетической неустойчивости в конвективной оболочке дали величину около 25 дней. Это примерно соответствует интервалу между вспыш-ками.

Более детальный анализ неустойчивости нестационарного конвективного потока энергии предпринял Л. Н. Иванов [16]. Ускорение силы тяже-сти в оболочке звезды можно представить в виде

$$g(t) = g_0 (1 + \varepsilon \sin 2\omega t), \qquad (17).$$

в ТДС $0.1 \le \varepsilon \le 0.4$, ω — частота несинхронного вращения. В линейном по ε приближении все параметры, определяющие структуру конвективной зоны, включая поток әнертии, испытывают вынужденные адиабатические колебания. Но уже в квадратичном по ε приближении появляются неадиабатические добавки в выражениях для температуры и плотности газа. Время развития неустойчивости определяется величиной v_0^{-1} , причем

$$v_0 \approx 10^2 e^2 \left(\frac{F_0}{M_*}\right)^{1/3} \left(\frac{g_0}{M}\right)^{1/2},$$
 (18)

здесь F_0 — стационарный поток энергии, M — количество вещества в конвективном слое, приходящееся на единицу его поверхности, M_* — масса звезды. Для эвезд типа U Близнецов можно получить $v_0 \approx 10^{-7}$ с⁻¹.

Основное уменьшение конвективного потока происходит вблизи нижней границы конвективной зоны. Поскольку поток энергии, поступающей из недр звезды, не меняется, то должно начаться накопление энергии и разогрев газа. Запасание энергии в конвективном слое будет эффективным, если время диффузии квантов наружу окажется существенно больше времени развития неустойчивости. На основании вероятностного метода В. В. Соболева [88] В. Г. Горбацкий [89] оценил время выхода кванта $\bar{t}(r_1, r_*)$ с глубины r_1 к поверхности звезды, соответствующей r_* , и получил $\bar{t}(r_1, r_*) \approx 10^8$ с.

Накопление энергии в конвективной зоне должно приводить к ее расширению, которое оценил Л. Н. Иванов [90]. При этом оказалось, что пока фронт прогрева захватывает только половину толщины конвективной зоны, ее общая толщина увеличивается очень незначительно, хотя основная доля энергии уже запасена. На последних же стадиях, перед выходом накопленной энергии на поверхность, происходит стремительное расширение подфотосферных слоев. Размер звезды увеличивается на несколько процентов.

Понятно, что увеличение температуры поверхности в несколько раз и уменьшение зазора Δr между фотосферой и поверхностью Роша неминуемо будут сопровождаться заметным увеличением уже имеющегося потока вещества, покидающего звезду. Отличительной чертой нестационарного истечения вещества, зависящего от энергетической неустойчивости конвективной зоны, является «мягкий» характер его возбуждения. В отличие от гипотезы [81] об ионизационной неустойчивости, здесь увеличенный поток вещества имеет место все время, пока не высветится запасенная энергия. Значит, если вспышки звезд типа U Близнецов возникают при усилении потока аккрецирующего вещества, то их длительность регулируется механизмом выхода запасенной энергии наружу и характером ее высвечивания.

6. Движение газа в околозвездном пространстве. 1) Небесномеханическое приближение. Несмотря на то, что с самого начала известно, что длина свободного пробега частицы газа в ТДС много меньше размеров системы, а, значит, необходимо учитывать эффекты вязкости, предпринимаются попытки моделирования движения вещества в ТДС в рамках ограниченной задачи трех тел.

Начало традиции небесномеханического моделирования газовых потоков в ТДС положил Г. П. Койпер [91]. Опубликовано множество статей, в которых исследованы траектории частиц, выбрасываемых из точки $L_{i,}$ например, одни из наиболее ранних работ М. Плавеца [92] и А. Крушевского [93]. В зависимости от начальных условий траектории частиц могут принимать самый причудливый вид, причем их форма неустойчива относительно возмущений. Взаимные пересечения и самопересечения траекторий являются правилом.

В небесномеханическом приближении определялись размеры дисков, в [93] предположено, что на внешнем краю кольца (еще не диска!) должны равняться удельные угловые моменты частиц кольца и частиц потока, текущего из точки L_1 . Близкий критерий использовался в [55] и [96]. Во всех случаях получены размеры колец или дисков значительно меньше, чем полость Роша, что не всегда соответствует наблюдениям. Б. Пачинский [94, 95] моделировал линии тока вещества в диске простыми периодическими орбитами пробных частиц, пренебрегая газовым давлением и вязкостью. За размер диска предложено считать размер самой большой устойчивой орбиты. При втом не учитывается, что внешние орбиты возмущаются не только притяжением второго компонента, но еще и притекающим потоком вещества.

В [97] обобщен метод [94] с целью моделирования прецессирующих дисков. Там рассмотрен класс пространственных не плоских орбит пробных частиц, остающихся длительное время на некоторой поверхности. Результаты такого обобщения близки к первоначальной модели [94], а именно, диск занимает от 60% до 90% полости Роша.

$$\omega_d = \frac{3}{4} \frac{\mu}{\sqrt{1-\mu}} \cos i \cdot r^{3/2}, \quad \mu = \frac{M_2}{M}.$$
 (19)

В работе [97] показано, что она справедлива только до расстояний r = 0.2, далее же обнаруживаются сильные расхождения с результатами численного моделирования.

В [99] исследован уход частиц из точки L_1 при различных начальных условнях. В [63] установлено, что при катастрофическом истечении вещества оно выходит через окрестность точки L_3 с большими скоростями и поэтому не образует сколь-нибудь устойчивой оболочки.

Интересен метод определения масс компонентов ТДС, теряющей вещество, предложенный М. Ю. Скульским [100]. Суть метода состоит в моделировании наблюдаемых лучевых скоростей потоков пробными частицами нулевой массы, покидающими систему с параболическими скоростями.

2) Струйные движения. Первым наблюдательным проявлением струйного характера течения оказалась S-волна в спектре звезды WZ Стрелы, обнаруженная В. Кршеминским и P. Крафтом [101]. Амплитуда колебаний лучевой скорости по эмиссионной линии, создаваемой струей, достигала 800 км/с, при периоде колебаний, равном орбитальному. В. Г. Горбацкий [102], рассматривая аккреционные диски, показал необходимость присутствия в них развитой турбулентности и постоянного притока вещества от второго компонента для обеспечения стационарного их существования. Он интерпретировал наблюдаемые горбы на затменных кривых блеска ТДС как проявление горячего пятна, образующегося в месте столкновения газовой струи с диском. В результате, орбитальные горбы стали надежным индикатором газовых струй в ТДС. Это важно, так как S-волна наблюдается у сравнительно малого числа объектов, см., например, [22].

Поскольку о формировании струи ничего не было известно, то в [102] предполагалось, что газ начинает движение в точке L_1 с малой скоростью. Оказалось, что для объяснения скоростей, наблюдаемых при наличии . S-волны, достаточно предположить, что газ просто падает в направлении компактного объекта. Приток массы к диску у WZ Стрелы оказался равным $2 \div 5 \cdot 10^{15}$ г/с.

Ю. П. Коровяковский [103] рассмотрел струйное течение в ТДС, предполагая, что элементы массы, образующие струю, имеют цилиндрическую форму и движутся со сверхзвуковыми скоростями. При этом использовалось автомодельное решение задачи о разлете в вакуум газового цилиндра [104]. Таким образом, оказалось достаточно следить лишь за несколькими точками, лежащими на внешней границе цилиндра, и одной точкой на его оси, чтобы получить представление о движении всего газа. Главное, что в этой работе впервые для условий в ТДС было учтено действие газодинамических эффектов. Оказалось, что струя расширяется в основном в орбитальной плоскости. Расположение горячего пятна оказалось чувствительным к начальным условиям, например, к направлению скорости движения газа в точке L₁.

Если струя расширится настолько, что часть газа пролетит мимо диска, возможно, что он уйдет из системы. Величина потери массы оценивалась А. В. Федоровой [105] применительно к системе β Лиры и DQ Геркулеса. Установлено, что форма струи и темп потери вещества сильно зависят от градиента газового давления на начальных стадиях движения.

В [106] проведен численный анализ формирования диска из газа струи. Оказалось, что часть газа покидает систему в окрестности точки L₂, излучение от потока имеет два выраженных максимума, совпадающих с положением горячего пятна в месте встречи струн с диском и с впутренними областями диска.

Дальнейшее развитие теоретических исследований струйных движений в ТДС связано с более точным учетом вязкости, а также процессов нагрева и охлаждения газа. Г. Хенслер [107] применил метод псевдочастиц для изучения процесса формирования диска и его излучения. Начальные условия соответствуют струе, вытекающей из точки L_1 с заданной скоростью. На первых фазах процесса траектории частиц не отличаются от полученных в небесномеханическом приближении. Но после того, как возвратный поток частиц, обогнувших звезду, встречается с прямым потоком, начинается быстрое формирование дискообразной оболочки, так как из-за вязкости траектории частиц становятся весьма близки к круговым.

П. Хадрава [108], основываясь на развитом им методе решения кинетического уравнения Больцмана, исследовал применимость предположения о гидростатическом равновесии газа в струе вдоль Z-ксординаты. Оказалось, что оно весьма грубо.

3) «Сплошной» поток. Параллельно с изучением струйных движений развивался подход, в основе которого лежало предположение об ивотропном истечении вещества из звезды. По сути дела, речь шла о влиянии двойственности звезды на конфигурацию звездного ветра, текущего от одного из компонентов.

Одна из ранних работ, посвященных газодинамическому подходу к движению вещества в ТДС, принадлежит П. Бирману [109]. Применяя метод характеристик, он численно проследил за движением газа, покидающего звезду во всех направлениях, перпендикулярно ее поверхности, со сверхэвуковыми скоростями. Выявлена тенденция потока завихряться вокруг второй звезды.

Более детальные расчеты поля скоростей в орбитальной плоскости содержатся в статье К. Прендергаста и Р. Таама [110]. Полученные стационарные течения обладают рядом интересных особенностей. Во-первых, об-

12-431

наруживается линия, вдоль которой происходит столкновение прямого и возвратного потоков. Авторы [110] интерпретируют окрестность этой линии как место, где происходит турбулизация потока. Во-вторых, для образования дискообразной оболочки вокруг звезды, принимающей вещество, необходимо предполагать несинхронное вращение звезды—источника вещества.

Набор вариантов адиабатического течения газа в ТДС численно исследован в [111]. Варьируя температуру поверхности звезды, теряющей вещество, авторам удалось моделировать как формирование газовой струи, так и образование дискообразной структуры. Кроме тото, выявлен поток вещества, уходящего из системы в направлении, перпендикулярном оси, соединяющей звезды.

Дальнейший прогресс в численном моделировании газовых потоков в ТДС связан с введением криволинейных систем координат, адекватных топографии эквипотенциальных поверхностей. Помимо этого в [112] предложена методика, которая поэволила отказаться от искусственной вязкости без потери устойчивости вычислительной схемы. В результате, появилась возможность детально исследовать фронты ударных волн, что раньше было недоступно.

4) Природа флуктуаций блеска. Рассмотренные выше модели движения газа в межзвездном пространстве лишь отчасти учитывают турбулентный характер реального течения. В основном, они имеют дело либо с ламинарным течением, либо с усредненным по турбулентным пульсациям. Как отмечалось в разделе 2, наблюдения ТДС обнаруживают быструю хаотическую переменность их блеска. В. Г. Горбацкий [113] истолковал свечение орбитального пятна как результат столкновения газовой струи с оболочкой. Тогда флуктуации свечения должны быть следствием неоднородности струи. Этот вывод получил подтверждение в фотометрических наблюниях [20], где показано, что и по месту расположения, и по цветам излучения флуктуации блеска свойственны именно излучению пятна.

На периодограммах часто видны выраженные пики на некоторых частотах флуктуаций, что свидетельствует о наличии какого-то периодичеокого процесса, завуалированного пульсациями [21]. Особенно интересен случай явезды DQ Геркулеса, у которой флуктуации имеют ярко выраженный периодический характер. Объяснение втого явления предложил В. И. Таранов [17]. Ударная волна, образующаяся при столкновении струи с оболочкой, является стоячей, что продемонстрировано вычислениями, о которых говорилось в пункте 6.3. В [17] показано, что фронт такой ударной волны при определенных условиях может совершать автоколебания. Применительно к DQ Геркулеса им сценен пернод автоколебаний ~ 10² с и амплитуда блеска ~ 0.017 зв. величины, что находится в хорошем согласии с наблюдениями. Оказалось, что период автоколебаний волны P связан с ее средним расстоянием от звезды R соотношением

$$P = 0.3 \frac{R \sqrt{R}}{\sqrt{GM_*}}.$$
 (20)

По положению горячего пятна обычно судят о размерах диска. Тогда наблюдаемая корреляция периода флуктуаций с блеском звезды Z Жирафа [114] свидетельствует об увеличении раднуса диска во время вспышки этой звезды.

5) Уход газа из системы. Присутствие околозвездных оболочек было наблюдательно установлено Г. Валлерстейном [115], а влияние таких оболочек на динамику главной оболочки, сбрасываемой при взрыве новой звезды, изучил В. Г. Горбацкий [116]. Околозвездная оболочка имеет радиус порядка 10¹⁵ см и формируется из вещества, покидающего систему в период вне вспышки в районе точек L_2 и L_3 . Газ заполняет узкий экваториальный сектор. При взрыве новой звезды обрасывается главная оболочка первоначально сферической формы. Поскольку она движется через пространство, занятое околозвездной оболочкой, то форма ее становится овальной из-за торможения в экваториальном секторе. Именно такая деформация наблюдается у оболочек ряда новых, например, N Возничего 1891 г. и DQ Геркулеса 1934 г.

После отрыва главной оболочки новая звезда продолжает выбрасывать в пространство вещество в большом количестве. Возможна потеря газа как самой вспыхнувшей звездой, так и холодным спутником. В [78] оценена потеря вещества холодным спутником под действием пролетающей оболочки ногой и из-за высокочастотного облучения со стороны ядра новой. Так так при ударе по поверхности звезды масса истекшего газа не на много больше массы столкнувшейся части главной оболочки, рассмотренный удар не может объяснить наблюдения. Кроме того, истечение после удара длится очень короткое время, пока через возбужденные поверхностные слои звезды не пройдет отраженная звуковая волна, после чего структура этих слоев восстанавливается в первоначальном виде.

Более важным оказался нагрев поверхности спутника рентгеновским излучением, которое продолжается несколько месяцев, причем светимость звезды в это время превосходит 10³⁹ эрг/с. В результате, оценено, что красный карлик может потерять от 10²¹ до 10³⁰ г массы.

Многое дали наблюдения Новой Лебедя 1975 г. Через несколько дней после максимума на ее кривой блеска были обнаружены периодические колебания малой амплитуды $\Delta m \approx 0.1$ с периодом 3.2 часа [117]. Сразу же по обнаружению, эти колебания были истолкованы как проявление затме-

ний в системе. Однако оценка эффективного размера фотосферы, образуемой истекающей протяженной оболочкой, дала величину 10¹¹—10¹² см, что на один-два порядка превышает обычные размеры карликовых двойных систем. В таких условиях затмения вряд ли мотли проявиться. В. [118] показано, что истечение протяженной оболочки новой происходит по спирали, так как источником газа является холодный компонент. Уровень фотосферы определяется из условия

$$\int_{r_a}^{\infty} n_s \circ ar = \frac{1}{3}$$

где о — коэффициент рассеяния на один электрон. Орбитальное сечение фотосферы в некоторый момент времени совпадает с одним полным витком спирали. Поверхность, задающая уровень фотосферы, вращается относительно наблюдателя с периодом орбитального обращения, независимо от размера фотосферы. Колебания блеска возникают из-за того, что при таком кажущемся фазовом вращения фотосферы меняется площадь ее видимой поверхности. Но в таком случае колебания блеска должны происходить в два раза чаще, чем орбитальное обращение. В дальнейшем наблюдения подтвердили, что период Новой Лебедя 1975 г. составляет 6.6 часа.

Околозвездная оболочка может быть источником радиоизлучения за счет тормозного излучения влектронов в ионизованном газе. Действительно, среди радиозвезд известен ряд двойных [119]. Непрерывное радиоизлучение в общем случае имеет степенной спектр $S_* \sim y^{\alpha}$, причем, на частотах, где оболочка частично прозрачна, спектральный индекс α у многих звезд близок к значению 0.6, но у некоторых он заметно больше и может превышать 1.0.

В [120] получено выражение для спектрального индекса в предполоежении сферически-симметричного истечения изотермического газа с постоянной скоростью. Если плотность вещества меняется с расстоянием в соответствии с формулой $\rho(r) \sim r^{-\beta}$, то

$$a = \frac{(4\beta - 6, 2)}{2\beta - 1}$$
 (22).

(21)-

Предположение о стационарности сразу же фиксирует значение $\beta = 2$ и получатся $\alpha = 0.6$. В [121] рассмотрена политропная оболочка и получено z = 0.68. Таким образом, остается проблема объяснить большие значения α , наблюдаемые у некоторых звезд.

Теперь учтем, что если истечение газа из ТДС имеет струйный уарактер, то вследствие орбитального обращения струя принимает вид спирали. В этом случае плотность убывает обратно пропорционально кубу расстояния. Положив $\beta = 3$, получим $\alpha = 1.16$. При уменьшении частоты у уро вень — 1 перемещается из спиральной части оболочки наружу, где витки размыты и оболочка имеет дискообразную структуру. Это влечет уменьшение β от 3 до 2 и, как следствие, уменьшение α до 0.6.

Модель спиральной струи может помочь в понимании многих наблюдательных свойств ТДС. Однако для обоснования самой этой модели необходимы тщательные газодинамические расчеты. В [48] исследовалось движение вещества в окрестности ТДС, оба компонента которой заполняют свои полости Роша. На приведенных там иллюстрациях отчетливо видны формирующиеся спирали, исходящие из окрестностей точек L_2 и L_3 .

7. Присоединение газа к компоненту ТДС. 1)Стационарная аккреция. Аккрецию однородного набегающего потока невзаимодействующих точечных масс рассматривали еще Ф. Хойл и Р. А. Литтлтон [122]. Ими был определен радиус захвата

$$R = \frac{2GM_*}{V_0^2},$$
 (23)

где M_* — масса звезды, V_\circ — скорость частиц на бесконечности. Теми аккреции, очевидно, определяется соотношением

$$\dot{M} = \pi R^2 \rho_0 V_0, \tag{24}$$

где ρ_0 — плотность частиц на бесконечности.

Х. Бонди [123] рассмотрел сферически-симметричную аккрецию, когда уже нельзя пренебрегать взаимодействием частиц, поэтому характер течения зависит от термодинамических свойств газа. Если в формуле (23) в качестве V_0 взять скорость звука на бесконечности, то получится выражение для радиуса захвата, называемого радиусом Бонди. Темп аккреции, с точностью до множителя порядка единицы, зависящего от показателя аднабаты газа, и в этом случае дается формулой (24).

Газодинамические эффекты при сжатии вращающегося протопланетного облака рассматривал К. Вейцзекер [124]. К. Прендергаст [125] изучал движение газа вблизи эвезды в пренебрежении градиентом газового давления по сравнению с силой тяжести. Им найдено, что движение частиц оказывается круговым кеплеровским и тяготение спутника на нем сказывается очень мало.

Следующий важный шаг в понимании динамики дискообразных оболочек в ТДС был сделан В. Г. Горбацким [11]. Он учел такое специфически газодинамическое явление, как турбулентное трение в потоке. Так как число Рейнольдса для условий дискообразной оболочки порядка 10⁸, то предположение о развитой турбулентности в ней кажется оправданным. Подробнее дискуссию по этому вопросу см. в [12].

Если предположить, что в дискообразной оболочке радиальная скорость газа Ur много меньше азимутальной Ur, то из уравнения движения в стационарном случае (4) в совокупности с уравнением неразрывности

$$rv_{\sigma} = C, \tag{25}$$

где σ — поверхностная плотность, следует близость движения к круговому кеплеровскому. В [11] было получено уравнение для азимутальной проекции скорости

$$\frac{C}{\eta} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (rv_{\phi}) = \frac{d}{dr} \left[\frac{1}{r} \frac{d(rv_{\phi})}{dr} \right], \qquad (26)$$

где п — турбулентная вяэкость. Его решение

$$v_{\gamma} = \frac{A}{2 + c/\bar{\gamma}} r^{1 + c/\bar{\gamma}} + \frac{B}{r}$$
 (27)

Для обеспечения квазикеплеровского движения необходимо, чтобы было

$$B = 0, \quad \frac{c}{\bar{\gamma}} = -\frac{3}{2}. \tag{28}$$

Так как по физическому смыслу $\eta \ge 0$, то величина C < 0. Тогда из условия неразрывности (25) следует $v_r < 0$. Таким образом, наличие в оболочке турбулентного трения достаточно для существования потока вещества, направленного к звезде.

К настоящему времени опубликовано множество работ по дисковой аккреции, повтому для подробного ознакомления с ее теорией и с литературой отсылаем читателя к обзору Дж. Прингла [126]. Там, в частности, продемонстрировано восходящее к [124] решение о расплывании в пространстве газового тора. Этот пример показывает, как наличие вязкости приводит к перераспределению момента в облаке. При этом газ, движущийся к центру тора, отдает момент веществу, уходящему наружу. По неизвестной причине этот наглядный пример стал интерпретироваться как невозможность приближения газа к центральной звезде без передачи момента наружу. Такая чисто словесная интерпретация не портит дела, пока речь не заходит о полном количестве газа, присоединившегося к зьезде. Счптать ли вычисленное эначение M точным, или вто только верхняя оценка, так как часть газа должна уйти наружу вместе с моментом [127]? В связи с этой проблемой следует подчеркнуть, что в [11] и особенно тщательно в [128] показано, что если к наружному краю диска подводится поток массы и момента, то передача того и другого от края к центру осуществляется одновременно и согласованно посредством турбулентной вязкости. Несмотря на то, что удельный момент газа, находящегося около звезды, в $(R_*/R_d)^{1/2}$ раз меньше момента газа на внешнем краю диска, на всех уровнях в диске момент меньше локального кеплеровского. Стационарный диск возможен лишь при условии, что звезде передается вся масса и весь момент, поступившие в диск. Это не противоречит, разумсется, возможности потери газа из системы, если он движется по удаленной от диска траектории. Нестационарность ТДС с дисковой аккрецией заключается в том, что главная звезда постепенно ускоряет свое вращение.

В работе Н. И. Шакуры и Р. А. Сюняева [12] был предложен обстоятельный анализ структуры непрозрачных дисков, характерных для галактических рентгеновских источников. Поскольку о свойствах турбулентнсго трения и влиянии возможных магнитных полей в диске трудно говорить с определенностью, они предложили учитывать оба эти явления одним параметром.

$$=\frac{\upsilon_t}{\upsilon_s}+\frac{H^2}{4\pi\rho\sigma_s^2},$$
 (29)

первое слагаемое — отношение характерной скорости турбулентных пульсаций к скорости звука, второе — отношение магнитной энергии единицы объема к его тепловой энергии. К настоящему времени модель стационарных а-дисков, когда $\alpha(r)$ = const, получила повсеместное распростра – нение. Однако, в [129] установлено, что вблизи внутреннего края диска могут появиться заметные отклонения от этой модели.

Основной вклад в светимость диска должны вносить внутренние его части. Полная светимость диска

$$L_{d} = \frac{1}{2} \frac{GM_{*}\dot{M}}{r_{*}}.$$
 (30)

На основании этой формулы можно оценить М.

Р. А. Сюняев и Н. И. Шакура [130] продолжили изучение тонких дисков, в частности, их вертикальную структуру. Было установлено, что давление газа с высотой меняется в соответствии с формулой

$$p(z) = p_c \left[1 - \left(\frac{z}{h}\right)^2 \right], \tag{31}$$

где h — толщина диска, $p_e = \frac{1}{2} \rho \omega^2 h^2$ — центральное давление в диске на расстоянии r.

Л. Н. ИВАНОВ

Следующий важный шаг в исследовании вертикальной структуры дисков предприняли Г. С. Бисноватый-Коган и С. И. Блинников [13]. На основе данных [130] ими установлено, что диск с вертикальным профилом температуры

$$T(z) = T_0 \sqrt[4]{1 - \left(\frac{z}{h}\right)^2}$$
(32)

неустойчив относительно конвекции в тех областях, где давление излучения p_r , больше газового p_g . Возможность конвекции в диске сделала понятным присутствие очень горячего газа в окрестности галактических рентгеновских источников. Причиной сильного разогрева газа является диссипация акустических волн, генерируемых конвективными движениями. Подробнее об этом см. обзор [10]. Р. Тейлер [131] исследовал конвективную устойчивость в дисках при самых широких предположениях о зависимости вязкости и непрозрачности от параметров газа. Подтвержден результаг [13], что конвекция возможна там, где $p_r > p_g$.

В. А. Урпин [132] установил, что газ может формировать потоки, текущие как к центральной звезде, так и наружу. Эти потоки располагаются на разных высотах относительно орбитальной плоскости.

Помимо гидродинамических методов моделирования дисков в литературе представлен и небесномеханический подход, ведущий свое начало от исследований движения пробных частиц в ТДС. Большой вклад в разработку этой теории внес Й. Смак. В работе [133] он дал интерпретацию наблюдаемым изменениям периодов ТДС, как следствию обмена массой между компонентами. Требующийся для этого гипотетический гигантский поток вещества послужил основой для построения моделей массивных плотных дисков с $n_e \approx 10^{21}$ см⁻³, тогда как обычно предполагается $n_e \approx 10^{11} - 10^{13}$ см⁻³ по наблюдениям эмиссионных линий [101] или 10^{14} см⁻³ по излучению в континууме [134]. Для обеспечения длительного существования таких дисков было введено предположение об отсутствяи турбулентности в них.

Ламинарные диски оказались удобной моделью для исследования различного вида неустойчивостей. Так, авторы [135] показали, что в диске может развиться тепловая неустойчивость. В [136] построены модели ламинарных дисков с конвекцией. Источником конвективной неустойчивости, по мнению автора, является частичная ионизация водорода и гелня. В [137] исследована вертикальная структура дисков с конвекцией, возникающей из-за неполной ионизации. За основу брались модели дисков с a = 1/14. Получено, что одна и та же плотность в диске может реализоваться при конвекции, когда $M = 10^{-10} M_{\odot}$ год, и при радиативной его структуре, когда $M = 10^{-9} M_{\odot}$ год. Авторы полагают, что переход от одного стационарного режима аккреции к другому может, в соответствии с формулой (30), объяснить вспышки карликовых новых звезд. Однако получаемая таким образом амплитуда вспышки слишком мала. Кроме того, в модели существенно предположение о постоянстве а не только в пространстве, но и во времени. Последнее кажется сомнительным, так как а зависит от турбулентных пульсаций, появление и затухание конвекции не может не сказаться на его величине.

Следует указать на внутреннюю противоречивость модели ламинарных дисков. Дело в том, что если предположить отсутствие турбулентного трения, то нужно положить $\alpha = 0$. Но тогда диск лишен источников энергии для поддержания излучения и вертикальной структуры. Чтобы иметь приемлемую температуру в диске приходится брать хотя и малое, но все же не нулевое значение α . А это означает неустранимость турбулентности из модели. В таком случае возникает вопрос о применимости к турбулентным дискам критериев конвективной неустойчивости в зонах частичной ионизации, если они разработаны для стационарной стратифицированной среды.

2) Нестационарная аккреция. Дж. Бэйли указал на эмпирическую связь длительности падения яркости на одну звездную величину в конце вспышки с периодом $P:\tau_d \approx 18 P$, [138]. Для объяснения этой зависимости Г. Т. Бат и Дж. Прингл [139] исследовали эволюцию вязкого диска, построенного при $\alpha = 1$. когда на внешнюю границу диска в начальный момент поступает некоторая масса ΔM . Изучение этой проблемы продолжено в [84]. Очевидно, что при исследовании нестационарной аккреции особое значение приобретает знание размеров диска R_d . В [84, 139] применялась оценка R_d с учетом действия приливных сил, когда эта величина составляет от 80% до 90% размера полости Роша. При требовании равенства удельного момента газа на краю диска и в струе R_d получается в несколько раз меньше. В упомянутых работах радиус диска оставался неизменным на протяжении всей вспышки. Реальная картина должна быть сложнее [140].

Очень важная информация о перестройке аккреции у нестационарной звезды ТТ Овна содержится в статье Н. Ф. Войханской и Ю. Н. Гнедина [141]. Они установили, что скорость перетекания вещества у этой явезды может временами возрастать настолько, что аккреция из дисковой превращается в конусную. Наглядное представление о конусной аккреции можно получить уже на основе модели [122], когда набегающий поток частиц огибает звезду со всех сторон, образуя кильватерную струю, в пределах которой газ движется к звезде. Собственно конусная аккреция возникает при движении газа в окрестности коллапсара [142]. Авторы [143, 144] рассматривают три основные вида аккреции: дисковую, при большом удельном моменте вещества, конусную, когда момент мал, и сферическую, когда газ, в который погружена звезда, приближается к ней симметрично со всех сторон.

На возможность перестройки режима аккреции в процессе вспышки указывают данные [86] о том, что фаза орбитального пятна у VW Гидры может сдвигаться на величину до половины орбитального периода. Кривые блеска выглядят так, как будто через точку L_2 из околозвездного пространства возвращается вещество, образуя струю. Наблюдалось также появление второго горячего пятна во время вспышки у втой звезды [145].

Дело здесь, по-видимому, не в возврате вещества из пространства к звезде, а в переходе аккреции от дискового режима к конусному. Такой переход в рамках гипотез, связывающих вспышки новоподобных звезд с активностью второго компонента, представляется вполне возможным.

Следует подчеркнуть важность модели конусной аккреции, так как именно она демонстрирует основные принципы самоорганизации течения газа в ТДС. При нулевом удельном моменте кильватерная струя формируется вдоль продолжения линии, соединяющей центры звезд. При увеличении момента линия встречи прямого и возвратното потоков газа должна повернуться против часовой стрелки, как это указано на рис. 5. С двух сторон линии QS могут возникнуть ударные волны, в промежутке между ними газ либо приближается к звезде, либо удаляется от нее, в зависимости от расположения относительно точки Q.



Рис. 5. Качественная схема потоков газа в ТДС при промежуточных значениях удельного момента.

Линия столкновения потоков возникала в численных экопериментах еще в [110]. Получим теперь неявное уравнение линии для плоского потока. Если индексами «1» и «2» обозначить величины, относящиеся к прямому и возвратному потокам, соответственно, то на этой линии должно выполняться соотношение

$$p_1 + \rho_1 V_{1n}^2 = p_2 + \rho_2 V_{2n}^2, \qquad (33)$$

где индекс n обозначает нормальную к QS составляющую скорости. Фор-

мула (33) выражает равенство потоков импульса справа и слева от линии QS. Если через λ_x , λ_y обозначить компоненты единичного вектора-нормали к QS, то

$$V_n = \lambda_s v_s + \lambda_g v_g. \tag{34}$$

Подставив (34) в (33) получим квадратное уравнение для λ_x / λ_y — углового ковффициента наклона линии QS. Из условия единственности направления гладкой кривой в каждой ее точке следует искомое уравнение линии QS в неявной форме

$$\varphi_1 \varphi_2 (v_{x1} v_{y2} - v_{y1} v_{x2})^2 - 2\Delta E \Delta p - \Delta p^2 = 0, \qquad (35)$$

где

$$\Delta p = p_1 - p_2, \quad \Delta E = \frac{1}{2} \left[\rho_1 (v_{x1}^2 + v_{y1}^2) - \rho_2 (v_{x2}^2 + v_{y2}^2) \right].$$

Участок линии QS вблизи ее конца в точке S соответствует классическому орбитальному горячему пятну. Внешний участок, вблизи точки Q—струе. В зависимости от характера истечения газа с поверхности холодного компонента начальная точка струи Q может оказаться весьма далеко от точки L_i .

Считая, что в нестационарных условиях модель альфа-дисков оказывается слишком упрощенной, авторы [146] предложили ее обобщение. Основываясь на наблюдениях вспышек карликовых новых [147], они рассмотрели «проникающую» в диск струю с «ударной стенкой» со стороны набегающего газа, составляющего диск. Практически произошел отказ от понятия внешнего края диска, так как предполагается, что вещество добавляется в диск сразу на всех уровнях, причем, с коэффициентом пропорциональности β к уже имеющейся в данном месте плотности. Теория альфа-бета-дисков получила дальнейшее развитие в [82, 148].

8. Модели вспышек новоподобных звезд. Многие первоначальные идеи о природе вспышек новоподобных звезд имеют теперь только исторический интерес, как, например, внезапный сброс оболочки красного карлика и обнажение его горячих недр [149] или «триггерное» действие спутника на ламинарную дискообразную оболочку, теряющую устойчивость и выпадающую на белый карлик [150].

Наблюдения вспышек, в основном на завершающей стадии, показали, что излучение, обуславливающее вспышку, генерируется в дискообразной оболочке [165]. Это послужило основой всех гипотез, в которых причины вспышек ищутся исключительно в неустойчивости диска [151]. Так, в работе [152] рассматривается выпадение вещества, накопленного в торообразной оболочке, на центральную звезду. Более реалистические модели связаны с возможностью существования хотя бы двух устойчивых состояний диска, таких, чтобы переходы между ними осуществлялись по разным фазовым траекториям. Условия, достаточные для реализации таких траекторий, сформуляровал А. Лайтман [153]. Ф. Мейер и Е. Мейер—Хофмейстер [135] показали, что этим условиям удовлетворяет зависимость вязкости от поверхностной плотности в стандартной модели альфа-дисков, если предположить постоянство параметра а в процессе переходов от конвективного равновесия к лучистому и обратно.

Тщательное рассмотрение данных о начальном периоде вспышек показало, тем не менее, что активную роль в ходе всей вспышки играет красный карлик [160]. Именно, вариации мощности потока вещества, обусловленные внутренними процессами на этой звезде, проявляются в переменной светимости диска в соответствии с формулой [30]. Однако относительно природы механизма, приводящего к нестационарному истечению вещества, единства взглядов нет. В гипотезе Г. Т. Бата [81] рассматривается неустойчивость зоны частичной ионизации водорода в красном карлике при контакте фотосферы этой звезды с критической поверхностью Роша, о чем уже говорилось в разделе 5.2. Кроме нее имеется гипотеза об энергетической неустойчивости конвективной оболочки красного карлика при несинхронном его вращении [14, 16], см. раздел 5.4. Обоснованному выбору между перечисленными моделями может споссбствовать только анализ наблюдательных данных.

Б. Хэсселл [154] обратил внимание на то, что различные модели именю на начальной стадии вспышки показывают различный ход ультрафиолетовой светимости диска. При неустойчивости диска должна расширяться его внутренняя горячая зона, с температурой выше 10⁵ К. Усиление перетекания газа от красного карлика должно сопровсждаться опережением роста свечения в оптике по сравнению с ультрафиолетом: Наблюдения большой вспышки ЕК Треугольника [154] показало, что вначале растет излучение газа, имеющего температуру ниже, чем 10⁴ К.

Отдельную проблему составляет объяснение природы больших а малых вспышек. С точки зрения гипотезы об энергетической неустойчивости конвективной зоны длительность вспышек регулируется темпом выхода наружу энергии, запасенной в подфотосферных слоях красного карлика. В [90] установлено, что эта энергия может высвечиваться не только равномерно по поверхности звезды, но и в форме отдельных горячих пятен. Чем меньше площадь пятна, тем дольше происходит высвечивание, тем дольше длится вспышка.

В [84] подчеркивается, что корреляцию между скоростью затухания ... эспышки и орбитальным периодом [138] очень трудно понять в рамках ги-

потез о неустойчивости в диске, но она естественна для гипотез о длительном перетекании вещества во время больших вспышек.

Сама длительность перетекания трудно объяснима с точки зрения нонизационной неустойчивости, так как в теории получается сильный кратковременный выброс вещества [81]. Для преодоления этого ограничения было привлечено на качественном уровне несинхронное вращение красного карлика и допущение о том, что выброс происходит только в окрестности точки L_1 , по мере того, как новые участки поверхности звезды приближаются к ней [82].

Большие вспышки являются камнем преткновения для гипотез о неустойчивости диска, так как время аккреции газа на белый карлик определяется, в основном, радиусом диска. Поэтому ряд авторов выдвитает гибридные гипотезы. Так, Я. Осаки [80] считает, что малая вспышка возбуждает усиленное перетекание газа от красного карлика из-за разогрева его поверхности. Но почему тогда не все вспышки превращаются таким образом в большие? Не ясно также, почему амплитуда дополнительного излучения всегда близка к амплитуде первичной вспышки.

В [155, 156] предполагается, что массивный выброс, возникший в соответствии с гипотезой [81], долгое время сбращается по удаленной орбите вокруг белого карлика, постепенно отдавая свое вещество аккреционному диску. Однако численный экоперимент Г. Хенслера [157] показал, что при самых мягких допущениях о величине вязкости в газе рассматриваемый выброс сливается с первоначальным диском уже через несколько обращений вокруг него, то есть слишком быстро.

Еще большие затруднения вызывает объяснение сверхгорбов. Наиболее загадочным кажется отличие их периода от орбитального и его переменность. Понимание этого явления в рамках гипотез о дисковой неустойчивости достигается ценой существенного усложнения модели. Так, в [155] предполагается, что при больших вспышках помимо обычного диска возникает внешний газовый тор, который перехватывает струю газа, текущего от красного карлика. Для объяснения биений предполагается прецессионное движение эксцентричного тора с периодом, равным периоду биений [159]. В этой модели фаза максимума сверхгорбов должны колебаться относительно фазы орбитального горба, но периоды должны совпадать, так как их происхождение аналогичное. Наблюдения же показывают, что сверхгорбы имеют именно другой период и могут наблюдаться при любых орбитальных фазах [158].

Тот факт, что сверхгорбы затмеваются не на всяком орбитальном периоде, подкрепляет идею Б. Уорнера [25] об образовании горячего пятна на поверхности красного карлика [161]. Если красный карлик вращается нескнхронно, то период озерхгорбов P_s , орбитальный P_o и период несинхронного вращения P_n связаны соотношением

$$\frac{1}{P_n} = \left| \frac{1}{P_0} - \frac{1}{P_s} \right|$$

(36)

Таким образом, период биений, который вычисляется по такой же формуле, оказывается равным периоду несинхронного вращения [90]. Аналогичное объяснение эффекту биений с 35-дневным периодом у пульсара Геркулес X-1 дали ранее Г. С. Бисноватый-Коган и Б. В. Комберг [162].

Неоднозначно трактуется и природа горячего пятна на поверхности красного карлика. Авторы [27] считают, что оно возникает из-за удара по поверхности эвезды газом, вылетевшим из диска при начавшейся вспышке. Однако в [78] показано, что ударное горячее пятно может существовать очень недолго. Л. Н. Иванов [90] показал, что горячее пятно на поверхности спутника — это область, через которую высвечивается накопленная в его недрах внергия. Этим и объясняется, кроме прочего, совпадение времени существования сверхгорбов с длительностью вспышки. При малых вспышках энергия высвечивается более или менее равномерно по поверхности эвезды, повтому такой процесс протекает быстрее, а варнации блеска от множества пятен взаимно компенсируются и ненаблюдаемы.

При ударной природе яркого пятна непонятны изменения периода сверхгорбов. В рамках модели энергетической неустойчивости это явление естественно следует из переменности радиуса фотосферы красного карлика в ходе накопления и высвечивания энергии при учете сохранения момента вращения.

Для гипотезы о неустойчивости зоны частичной ионизации возникновение горячего пятна также объяснимо [82]. Предполагается, что пятно остается на том месте, откуда был выброшен газ. Но тогда наилучшие условия для наблюдения сверхгорбов были бы в процессе малых вспышек, а они наблюдаются исключительно при больших.

Очень важную информацию о природе вспышек может дать анализ затменных кривых блеска ТДС как в их спокойном состоянии, так и в период активности. Освещение современных методов анализа затменных кривых блеска можно найти в обзоре А. М. Черепащука [163]. В статье [164] методы решения обратных некорректных задач, каковой является восстановление характеристик ТДС по ее кривой блеска, применены к звезде Z Хамелеона. Показано, что во время вспышки возрастает как радиус излучающей области в диске, примерно в 2 раза, так и радиус красного карлика, примерно на 20%. Единственная модель, согласно которой вспышка должна сопровождаться увеличением радиуса спутника — вто модель энергетической неустойчивости конвективной зоны несинхронно вращающегося красного карлика.

В целом, итоги предшествующих исследований позволяют констатировать, что вспышки карликовых новых — это нестационарный процесс, в

ОБЗОРЫ

котором активную роль играют оба компонента ТДС. К сожалению, теоретический анализ еще не достиг такого развития, чтобы дать единую самосогласованную модель явления на всех стадиях его развития.

Ленинградская лесотехническая академия

GAS FLOW IN CLOSE BINARY SYSTEMS OF LOW MASS STARS

L. N. IVANOV

1. Introduction; 2. The observational events; 3. The problem of the nonsynchronous rotation; 4. The stationary mass loss from the component of CBS; 5. The nonstationary one; 6. Gas flow through the interstellar space; 7. The accretion of the gas; 8. The models of the outbursts of the dwarf novae.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. O. Struve, Astrophys. J., 93, 104, 1941.
- 2. J. A. Crawford, Astrophys. J., 121, 71, 1955.
- 3. Z. Kopal, Close Binary Systems, 1959.
- 4. А.Г. Масевич, Б. М. Шустов. Итоги науки и техн., ВИНИТИ, Астрон., 8, 1972.
- 5. П. Н. Холопов, Итоги науки и техн., ВИНИТИ. Астров., 22, 1983.
- 6. А. Г. Массвич, А. В. Тутуков, Итоги науки и техн., ВИНИТИ, Иссл. космич. простр., 17, 1981.
- 7. R. Kraft, Astrophys. J., 130, 110, 1959.
- 8. J. S. Gallagher, S. Starfield, Ann. Rev. Astron and Astrophys., 16, 171, 1978.
- 9. Ch. B. Boyle, Vistas Astron, 27, 149, 1984.
- 10. Г. С. Бисноватый-Козан, Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв., 58, 175, 1985.
- 11. В. Г. Горбацкий, Уч. зап. ЛГУ, № 328, 16, 1965.
- 12. N. I. Shakura, R. A. Sungaev, Astron. and Astrophys., 24, 337, 1973.
- 13. G. S. Bisnovatyi-Kogan, S. I. Blinnikov, Astron. and Astrophys., 59, 111, 1977.
- 14. В. Г. Горбацкий, Астрон. ж., 48, 676, 1971.
- 15. Ю. П. Коровяковский, Изв. спец. астрофяз. обсерв. АН СССР, 4, 115, 1972.
- 16. Л. Н. Иванов, Вестн. ЛГУ, № 19, 125, 1971; № 13, 126, 1972.
- 17. В. И. Таранов, Астрофязника, 5, 337, 1969; 7, 295, 1971.
- 18. А. Бэттен, Двойные и кратные звезды, М., 1976, стр. 323.
- 19. W. Krzeminski, M. F. Walker, Astrophys. J., 138, 146, 1963.
- 20. B. Warner, R. Nather, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 152, 219, 1971.
- 21. R. Schoembs, N. Vogt, ESO prepr. N 86, 1980.
- 22. J. Breisacher, N. Vogt, ESO prepr. N 72, 1979.
- 23. L. Martel, Ann. Astrophys., 24, 267, 1961.
- 24. N. Vogt, Astron. and Astrophys., 36, 369, 1974.
- 25. B. Warner, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 170, 219, 1975.
- 26. N. Vogt, ESO prepr., N 73, 1979.

- 27. R. Haefner, R. Schoembs, N. Vogt, ESO prepr. N 33, 1978.
- 28. М. А. Свечников, Каталог орбитальных элементов. масс, светимостей ТДС, Уч зап. Ур. ГУ, Астрономия, 5, 1969.
- 29. E. L. Robinson, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 14, 119, 1976.
- 30. G. H. Darwin, Phil. Trans. Roy. Soc., 170, 1, 1879.
- 31. J. P. Zahn, Astron. and Astrophys., 57, 383, 1977.
- 32. C. G. Campball, J. Papalolsou, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 204, 433, 1983.
- J. P. Cox, A. N. Cox, K. H. Olsen, D. S. King, D. D. Eilers, Astrophys. J., 144, 1038, 1966.
- 34. Л. Н. Иванов, Астрофизика, 13, 703, 1977.
- 35. H. Levato, Astrophys. J., 203, 680, 1976.
- G. Giuricin, F. Mardirossian, M. Mezzetti, Astron. and Astrophys., 135, 393, 1984; 141, 227, 1984.
- 37. В. Г. Горбацкий, Астрофизика, 13, 485, 1977.
- 38. В. Г. Горбацкий, Астрофизика, 14, 215, 1978.
- 39. E. T. Scharlemann, Astrophys. J., 246, 292, 1981.
- 40. G. L. Savonije, J. Papaloizou, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 203, 581, 1983.
- 41. L. B. Lucy, Astrophys. J., 151, 1123, 1968.
- 42. L. B. Lucy, Astrophys. J., 205, 208, 1976.
- 43. B. P. Flannery, Astrophys. J., 205, 217, 1976.
- 44. J. Hazlehurst, S. Rafsdal, Astron. and Astrophys., 133, 63, 1984.
- 45. F. H. Shu, S. H. Lubow, L. Anderson, Astrophys. J., 209, 536, 1976.
- 46. S. H. Lubow, F. H. Shu, Astrophys. J., 216, 517, 1978.
- 47. L. B. Lucy, R. E. Wilson, Astrophys. J., 231, 502, 1979.
- 48. K. Sawada, I. Hachteu, T. Mateuda, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 206, 673, 1984.
- P. Biermann, H.-C. Thomas, Veroifentlichungen der Remeis Sternwarte, Bamberg, Bd IX, Nr 100, 285, 1971.
- 50. Л. Н. Иванов, Астрофизика, 12, 475, 1976.
- 51. J. Hazlehurst, Astron. and Astrophys., 145, 25, 1985.
- 52. И. Б. Пустыльник, Л. Эйнасто, Письма в Астрон. ж., 10, 516, 1984.
- 53. I. B. Pustylnik, L. Einasto, Astrophys. and Space Sci., 105, 259, 1984.
- 54. И. Б. Пустыльник, Л. Эйнасто, Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв., 58, 121, 1985.
- 55. S. H. Lubow, F. H. Shu, Astrophys. J., 198, 383, 1975.
- 56. Z. Kopal, Dynamics of CBS, 1979.
- 57. A. Kruszewski, Acta Astron. (PRL), 13, 106, 1963.
- 58. A. Kruszewski, Adv. Astron. and Astrophys., 4, 233, 1966.
- 59. Y. Avni, Astrophys. J., 209, 574, 1976.
- 60. Y. Avni, N. Schiller, Astrophys. J., 257, 703, 1982.
- 61. D. W. Shuerman, Astrophys. and Space Sci., 19, 351, 1972.
- 62. S. Labow, Astrophys. J., 229, 1008, 1979.
- 63. B. P. Flannery, R. K. Ulrich, Astrophys. J., 212, 533, 1977.
- 64. V. D. Heuvel, Astrophys. J. Lett., 198, L 109, 1975.
- 65. B. Paczinski, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 9, 183, 1971.
- 66. Z. Kopal, Astrophys. and Space Sci., 99, 3, 1984.
- 67. G. L. Savontje, Astron. and Astrophys., 62, 317, 1978.
- 68. G. L. Savonije, Astron. and Astrophys., 71, 352, 1979.
- 69. F. Meyer, E. Meyer-Hofmeister, Astron. and Astrophys., 121, 29, 1983.

обзоры

- 70. E. N. Parker, Interplanetary, Dynamical Processes, 1963.
- 71. J. P. Cassinelli, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 17, 275, 1979.
- 72. R. McCray, S. Hatchett, Astrophys. J., 199, 196, 1975.
- 73. J. I. Castor, IAU Symp. 83, 175, 1978.
- 74. D. B. Friend, J. I. Castor, Astrophys. J., 261, 293, 1982.
- 75. М. М. Баско, Р. А. Сюняса, Препр. ИПМ, № 8, 1973.
- 76. M. M. Basko, R. A. Sunyaev, Astrophys. and Space Sci., 23, 117, 1973.
- 77. M. M. Basko, R. A. Sungaev, L. G. Titarchuk, Astron. and Astrophys., 31, 249,-1974.
- 78. В. Г. Горбацкий, Л. Н. Иванов, Астрофизика, 10, 73, 1974.
- 79. M. L. Alme, J. R. Wilson, Astrophys. J., 194, 147, 1974.
- 80. Y. Osaki, Astron. and Astrophys., 144, 369, 1985.
- 81. G. T. Bath, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 171, 311, 1975.
- 82. G. T. Bath, A. C. Edwards, V. J. Mantle, IAU Collog. N 72, 69, 1983.
- 83. D. A. Edwards, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 212, 623, 1985.
- 84. V. J. Mantle, G. T. Bath, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 202, 151, 1983.
- 85. Г. Г. Товмасян. Астрофизика, 21, 2, 1984.
- 86. N. Vogt, Astron. and Astrophys., 118, 95, 1983.
- 87. R. Schoembs, Astron. and Astrophys., 115, 190, 1982.
- 88. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки эвезд, ЛГУ, 1947.
- 89. В. Г. Горбацкий, Новоподобные и новые эвсэды, М., 1974, стр. 183.
- 90. Л. Н. Иванов, Астрофизика, 19, 291, 1983.
- 91. G. P. Kuiper, Astrophys. J., 93, 133, 1941.
- 92. M. Plavec, Trans. of IAU, XII B, 508, 1964.
- 93. A. Kruszewski, Acta Astron. (PRL), 17, 297, 1967.
- 94. B. Paczinski, Astrophys. J., 216, 822, 1977.
- 95. B. Paczinski, Acta Astron. (PRL), 28, 253, 1978.
- 96. B. Flannery, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 170, 325, 1975.
- 97. M. Giersz, J. Zalewski, Acta Astron. (PRL), 32, 185, 1982.
- 98. D. Merritt, J. A. Petterson, Astrophys. J., 236, 255, 1980.
- 99. J. Nariai, Astron. and Astrophys., 43, 309, 1975.
- 100. М. Ю. Скульский, Циркуляр Львовской астрон. обсерв., 51, 13, 1976.
- 101. W. Krzeminski, R. Kraft, Astrophys. J., 140, 921, 1964.
- 102. В. Г. Горбацкий, Астрофизика, 3, 245, 1967.
- 103. Ю. П. Коровяковский, Астрофизика, 5, 67, 1969; 7, 71, 1971.
- 104. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных воли и высокотемпературных гидродинамических явлевий, М., 1966, стр. 687.
- 105. А. В. Федорова, Вестн. ЛГУ, № 19, 138, 1973.
- 106. D. N. C. Lin, J. E. Pringle, IAU Symp. 73, 237, 1976.
- 107. G. Hensler, Astron. and Astrophys., 114, 309, 1982; 114, 319, 1982.
- 108. P. Hadrava, Bull. Astron. Inst. Czehosl., 35, 335, 1984.
- 109. P. Bierman, Astron. and Astrophys., 10, 205, 1971.
- 110. K. H. Prendergast, R. E. Taam, Astrophys. J., 189, 125, 1974.
- 111. S.-A. Sorensen, T. Matsuda, T. Sakurai, Astrophys. and Space Sci., 23, 465-1975.
- 112. K. Sawada, I. Hachisu, T. Matsuda, Mcn. Nctic. Roy. Astron. Soc., 219, 75, 1986.
- 113. V. G. Gorbatskij, Colloq. IAU "Non-period. Fhenom. in Var. Stars", Budapest, 391, 1969.

13-431

114. B. Warner, E. Robinson, Nature, Phys. Sci., 239, 2, 1972.

115. G. Wallerstein, Publ. Astron. Soc. Pacif., 70, 417, 1958.

116. В. Г. Горбацкий, Астрофизика, 8, 369, 1972.

117. I. Semenuk, Inform. Bull, Var. Stars, N 1058, 1975,

118. Л. Н. Иванов, Письма в Астрон. ж., 4, 260, 1978.

119. F. Ciatti, S. D. Odorico, A. Mammano, Astron. and Astrophys., 34, 181, 1974.

120. A. E. Wright, M. J. Barlow, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 170, 41, 1975.

121. C. Chiuderi, Astron. and Astrophys., 59, 395, 1977.

122. F. Hoyle, R. A. Littleton, Proc. Camb. Phil. Soc., 35, 409, 1939.

123. H. Bondi, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 112, 195, 1952.

124. C. F. von Weizsacker, Z. Astrophys, 22, 319, 1948.

125. K. Prendergast, Astrophys. J., 132, 162, 1960.

126. J. E. Pringle, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 19, 137, 1981.

127. M. Livio, B. Warner, Observatory, 104, 153, 1984.

128. В. Г. Горбацкий, Астрон. ж., 54, 1036, 1977.

129. O. Regev, Astron. and Astrophys., 126, 146, 1983.

130. R. A. Sunyaev, N. I. Shakura, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 175, 613, 1976.

131. R. J. Tayler, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 191, 135, 1980.

132. В. А. Урпин, Астрон. ж., 61, 84, 1984.

133. J. Smak, IAU Collog. N 15, 248, 1971.

134. P. Szkody, Astrophys. J., 192, L 75, 1974.

135. F. Meyer, E. Mayer-Hofmeister, Astron. and Astrophys., 104, L 10, 1981.

136. J. Smak, Acta Astron. (PRL), 32, 199, 1982.

137. F. Meyer, E. Meyer-Hofmetster, Astron. and Astrophys., 106, 34, 1982.

138. J. Balley, J. Brit. Astron. Ass., 86, 30, 1975.

139. G. T. Bath, J. E. Pringle, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 194, 967, 1981.

140. B. J. M. Hassall, J. E. Pringle, A. Schwarzenberg-Czerny, R. A. Wade, J. A. J. Whelan, P. W. Hill, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 203, 865, 1983.

141. Н. Ф. Войханская, Ю. Н. Гнедин, Письма в Астрон. ж., 8, 729, 1982.

142. Г. С. Бисноватый-Козан, Астрон. ж., 56, 359, 1979.

143. A. F. Illartonov, R. A. Sungaev, Astron. and Astrophys., 39, 185, 1975.

144. П. И. Колыхалов, Р. А. Сюняев, Письма в Астрон. ж., 5, 338, 1979.

145. R. Haefner, R. Schoembs, N. Vogt, Astron. and Astrophys., 77, 7, 1979.

146. G. T. Bath, A. C. Edwards, V. J. Mantle, Astrophys. and Space Sci. Library, 101, 55, 1983.

147. R. J. Stover, Astrophys. J., 249, 673, 1981.

148. R. Dgant, M. Livic, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 210, 393, 1984.

149. B. Paczinski, Acta Astron. (PRL), 15, 89, 1965.

150. J. Smak, Acta Astron. (PRL), 21, 15, 1971.

151. Y. Osaki, Publ. Astron. Soc. Jap., 26, 429, 1974.

152. B. Paczinski, A. Schwarzenberg-Czerny, Acta Astron. (PRL), 30, 127, 1980.

153. A. P. Lightman, Astrophys. J., 194, 429, 1974.

154. B. J. M. Hassall, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 216, 335, 1985.

155. N. Vogt, Astrophys. J., 252, 653, 1982.

156. R. Whitehurst, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 207, 215, 1984.

157. G. Hensler, Astron. and Astrophys., 148, 423, 1985.

158. R. Whitehurst, Observatory, 104, 214, N 1062, 1984.

.159. W. Krzeminski, N. Vogt, Astron. and Astrophys., 144, 124, 1985.

0530PH

160. В. Г. Горбацкий, Письма в Астрон. ж., 1, 23, 1975.

and and dealer have be

- 161. R. Whitehurst, G. T. Bath, P. A. Charles, Nature, 309, N 5971, 768, 1984.
- 162. Г. С. Бисноватый-Козан, Б. В. Комберг, Астрон. ж., 52, 457, 1975.
- 163. А. М. Черепащук, Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв., 58, 13, 1985.

1015

- 164. Е. С. Джитриенко, А. Н. Матвиенко, А. М. Черепациук, А. Г. Ягола, Астрон. ж. в1, 310, 1984.
- 165. B. Warner, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 168, 235, 1974.



and the second of the second of the

light of a state of the second state of the se

T I I I I

- sim ?

In the second