

УДК 524.38

## ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МОЛОДЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ КАК ИСТОЧНИК ЦИКЛИЧЕСКИХ ВАРИАЦИЙ ОКОЛОЗВЕЗДНОЙ ЭКСТИНКЦИИ

© 2007 г. Н. Я. Сотникова<sup>1\*</sup>, В. П. Гринин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Астрономический институт им. В.В. Соболева Санкт-Петербургского государственного университета

<sup>2</sup>Главная астрономическая обсерватория РАН, Пулково

Поступила в редакцию 12.02.2007 г.

Методом SPH рассчитаны газодинамические модели молодой двойной системы, аккрецирующей вещество из остатков протозвездного облака. Показано, что при малых наклонениях плоскости системы к лучу зрения имеют место периодические изменения лучевой концентрации вещества в проекции на главный компонент. Результатом этого могут быть периодические изменения экстинкции, сопровождающиеся вариациями блеска главного компонента. В общем случае возможно присутствие трех периодических составляющих. Одна из них имеет период, равный орбитальному, и обусловлена потоками вещества, проникающими во внутренние области двойной системы. Вторая составляющая имеет период в 5–8 раз больше орбитального и связана с волнами плотности, которые возбуждаются в окружающем двойную систему общем диске. Наконец, третий, самый большой период, обусловлен прецессией внутренних областей общего диска. Соотношение между амплитудами этих циклов зависит от модельных параметров, а также от угла наклона и ориентации системы в пространстве. Показано, что при соотношении пыль:газ, равном 1:100, и коэффициенте экстинкции  $250 \text{ см}^2/\text{г}$  амплитуда изменений блеска главного компонента в полосе  $V$  может достигать  $1^m$  при темпе аккреции вещества на компоненты системы  $10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$  и угле наклона плоскости системы к лучу зрения  $10^{\circ}$ . Обсуждаются возможные применения модели к молодым звездам, находящимся на стадии эволюции до главной последовательности.

*Ключевые слова:* молодые двойные системы, аккреция, газодинамика, переменная экстинкция.

HYDRODYNAMIC PROCESSES IN YOUNG BINARIES AS A SOURCE OF PERIODIC VARIATIONS IN CIRCUMSTELLAR EXTINCTION, *by N. Ya. Sotnikova and V. P. Grinin.* Hydrodynamic models of a young binary accreting matter from the remnants of a protostellar cloud have been calculated by the SPH method. Periodic variations in column density in projection onto the primary component are shown to take place at low inclinations of the binary plane to the line of sight. These can result in periodic extinction variations accompanied by brightness variations in the primary. Generally, there can be three periodic components. The first component has a period equal to the orbital one and is attributable to the streams of matter penetrating into the inner regions of the binary. The second component has a period that is a factor of 5–8 longer than the orbital one and is related to the density waves generated in a circumbinary (CB) disk. Finally, the third, longest period is attributable to the precession of the inner CB disk regions. The relationship between the amplitudes of these cycles depends on the model parameters as well as on the inclination and orientation of the binary in space. We show that at a dust-to-gas ratio of 1:100 and a mass extinction coefficient of  $250 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ , the amplitude of the  $V$ -band brightness variations in the primary component can reach  $1^m$  at a mass accretion rate onto the binary components of  $10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  and a  $10^{\circ}$  inclination of the binary plane to the line of sight. We discuss possible applications of the model to young, pre-main-sequence stars.

PACS numbers : 95.30.Lz; 97.21.+a; 97.80.-d

*Key words:* young binaries, accretion, hydrodynamics, variable extinction.

\*Электронный адрес: nsot@astro.spbu.ru

## ВВЕДЕНИЕ

## Гидродинамическая модель

Как известно, двойственность является широко распространенным явлением среди звезд, в том числе среди молодых звезд, находящихся на стадии эволюции до главной последовательности (см. обзор Матье и др., 2000). Такие звезды еще продолжают аккрецировать вещество из остатков протозвездного облака. Численное моделирование газодинамических процессов в молодых двойных системах показывает (Артимович, Любов, 1994, 1996), что под действием периодических гравитационных возмущений и сил вязкости в центре двойной системы образуется полость, свободная от вещества, в которую проникают два в общем случае неравных по мощности потока вещества из окружающего систему общего диска (ниже мы будем обозначать его СВ-диском от английского “circumbinary”). Эти потоки поддерживают аккреционную активность компонентов системы.

Расчеты Артимова и Любова (1996) показали, что в системах с эксцентрическими орбитами темп аккреции зависит от фазы орбитального периода, достигая максимума в момент прохождения периастра. По этой причине в двойных системах, компонентами которых являются холодные молодые звезды типа Т Тельца (их светимость чувствительным образом зависит от темпа аккреции), могут иметь место периодические изменения блеска ее компонентов. Это предсказание теории было подтверждено наблюдениями (Матье и др., 2000).

В данной статье мы воспроизводим методом SPH модельное решение Артимова и Любова и показываем, что в рамках этой модели возможен еще один тип циклической переменности блеска молодой двойной системы, обусловленный периодическими изменениями экстинкции на луче зрения. В отличие от периодической модуляции темпа аккреции, периодические изменения экстинкции могут наблюдаться в системах как с эллиптическими, так и с круговыми орбитами при условии, что они наклонены под небольшим углом к лучу зрения.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Следуя Артимова и Любова (1994, 1996), мы предполагаем, что СВ-диск копланарен двойной системе. Как и в статьях этих авторов, представленные ниже газодинамические расчеты проводились методом SPH — Smooth Particle Hydrodynamics (Люси, 1977; Гинголд, Монаган, 1977) по схеме, близкой к той, что предложена в работе Хернквиста и Каца (1989), но с постоянной длиной сглаживания гидродинамических величин. Тепловой баланс не рассчитывался. Система считалась изотермической. Подробно используемый вариант реализации метода SPH описан в работе Сотниковой (1996).

Считалось, что масса газового диска мала по сравнению с суммарной массой звезд в двойной системе. Это позволило пренебречь самогравитацией диска. В первоначальной схеме предполагались свободные граничные условия, т.е. давлением на границе распределения газа пренебрегалось. Такое приближение оправдано, если моделируется течение холодного газа. В ходе расчетов выяснилось, что наличие свободной границы приводит к медленному расширению диска вовне, что ухудшает статистику при определении временных изменений значений лучевой концентрации вещества диска. В связи с этим схема была немного модифицирована: на общее гравитационное поле двойной системы был наложен искусственный потенциальный барьер на далекой периферии диска<sup>1</sup>. Параметры барьера подбирались таким образом, чтобы, с одной стороны, замедлить процесс диссипации диска, а с другой — не внести существенных искажений в динамику волн плотности во внутренних областях диска. Тестовые расчеты показали, что введение барьера примерно вдвое уменьшает скорость диссипации СВ-диска. В представленных ниже моделях она обусловлена в основном аккрецией вещества на компоненты системы: за счет этого процесса количество частиц в СВ-диске уменьшается примерно вдвое за 600 оборотов системы. В варианте без барьера такой же результат получается после 300 оборотов.

Уравнение движения для  $i$ -й частицы, представляющей элемент газа, в решаемой системе гидродинамических уравнений записывалось в виде (Хернквист, Кац, 1989)

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -m \sum_j \left( \frac{2\sqrt{P_i P_j}}{\rho_i \rho_j} + Q_{ij} \right) \times \nabla_i W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j; h) - \nabla \varphi(\mathbf{r}_i),$$

где  $P_i$ ,  $P_j$ ,  $\rho_i$ ,  $\rho_j$  — давление и плотность в точках  $\mathbf{r}_i$  и  $\mathbf{r}_j$  соответственно; для рассматриваемого нами изотермического случая уравнение состояния  $P = c^2 \rho$ , где  $c$  — скорость звука;  $\varphi$  — переменный гравитационный потенциал, создаваемый двойной системой;  $m$  — масса SPH-частиц (рассматривались частицы одинаковой массы);  $W$  — функция сглаживания гидродинамических величин (выбиралась в виде сплайна, см. Монаган, Гинголд, 1983),  $h$  — длина сглаживания.

Вклад искусственной вязкости в градиент давления описывается тензором  $Q_{ij}$ . Существуют различные формы представления  $Q_{ij}$ . Мы использо-

<sup>1</sup>Заметим, что аналогичный барьер использовался с такой же целью в цитированных выше статьях Артимова и Любова (1994, 1996).

вали выражение, предложенное Монаганом и Гинголдом (1983). О достоинствах и недостатках такого выбора см. в работе Хернквиста и Каца (1989).

Как и в работах Артимоновича и Любова, мы учитывали вклад вязких членов и в случае, когда SPH-частицы сближаются, и в случае, когда они расходятся, т.е. в виде

$$Q_{ij} = (-\alpha c \mu_{ij} + \beta \mu_{ij}^2) / \rho_{ij},$$

где  $\mu_{ij} = h(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j)(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) / (r_{ij}^2 + \eta^2)$ ,  $\rho_{ij} = (\rho_i + \rho_j) / 2$ ,  $r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ ,  $\eta \simeq 0.1h$ . Параметры  $\alpha$  и  $\beta$  — аналоги коэффициентов вязкости в уравнении Навье-Стокса. Следуя работе Артимоновича и Любова (1994), для большей части моделей мы полагали, что  $\alpha \simeq 1$ ,  $\beta = 0$ .

Критическим для наших моделей оказывается выбор параметра  $c$  — изотермической скорости звука. Он определяет эффективную вязкость газового диска:  $\nu \sim \alpha c h$ . Следуя работе Артимоновича и Любова (1994), мы выбирали этот параметр в единицах скорости пробной частицы на круговой орбите с радиусом, равным большой полуоси двойной системы  $a$ , движущейся вокруг точечной массы  $m_1 + m_2$ , где  $m_1$  и  $m_2$  — массы компонентов двойной системы. Параметр  $c$  в указанных единицах варьировался в интервале от 0.01 до 0.08. Уменьшение вязких свойств диска уменьшало вклад газодинамических эффектов, и поведение системы было близко к поведению небесно-механической системы. Газовый диск с  $c \approx 0.01-0.02$  мы в дальнейшем будем называть “холодным” СВ-диском, с  $c = 0.05$  — “теплым”.

Параметр сглаживания фиксировался на уровне  $h = 0.1a$ , где  $a$  — большая полуось орбиты вторичного компонента. Это позволяло при типичном числе частиц  $N \sim 60\,000$  производить сглаживание гидродинамических величин по 40–60 соседним частицам.

Для интегрирования SPH-уравнений использовалась стандартная явная схема с перешагиванием (leap-frog); шаг по времени  $dt$  контролировался условием Куранта.

#### *Начальные условия и параметры двойной системы*

Число пробных частиц, моделирующих СВ-диск, выбиралось от 50 000 до 75 000. Частицы распределялись в соответствии с профилем поверхностной плотности  $\sim 1/r$ . Радиус полости, свободной от вещества, в начальный момент времени принимался равным  $r_{in} = 2a$ . После нескольких оборотов двойной системы он практически переставал меняться и не слишком сильно отличался от начального значения. Внешнюю границу диска в начальный момент времени мы относили на расстояние  $r_{out} = 5.8a$ . Тем самым

мы моделировали более протяженные диски, чем Артимонович, Любов (1994). Периодические изменения гравитационного потенциала практически не вызывали возмущений в этой области газового диска, а явления на границе (в частности, наличие барьера) не оказывали влияния на внутренние области диска. В вертикальном направлении частицы распределялись согласно барометрическому закону.

В начальный момент времени частицы помещались на круговые орбиты вокруг центра масс двойной системы с кеплеровской скоростью, соответствующей радиусу орбиты.

Эксцентриситет орбиты двойной системы варьировался в пределах от  $e = 0$  до  $e = 0.7$ ; отношение масс компонентов  $q = m_2/m_1$  — в пределах от 0.1 до 1.0. Прослеживалась эволюция СВ-диска на временах до 300 оборотов двойной системы (в отдельных случаях до 600 оборотов). Считалось, что на этом промежутке времени параметры орбиты двойной системы не изменяются.

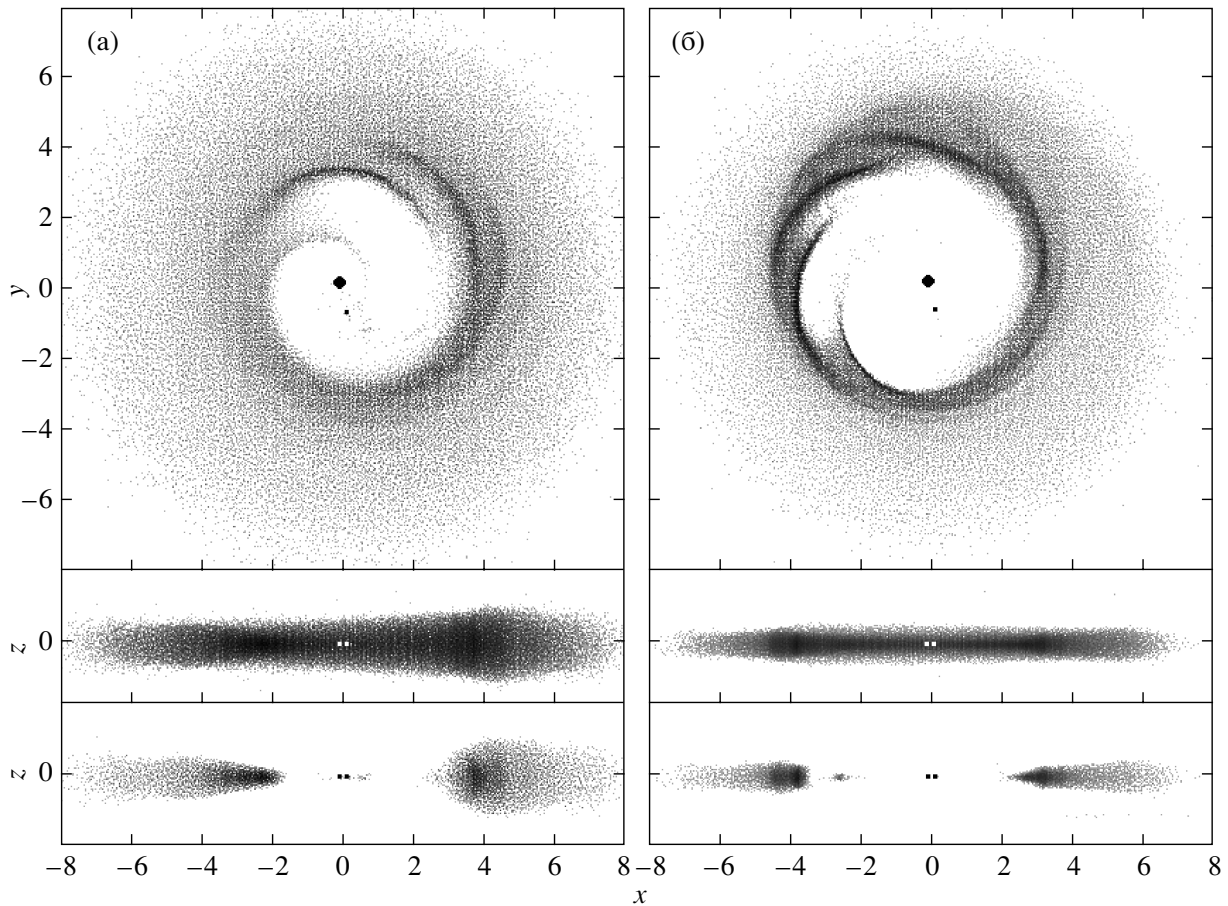
#### *Определение темпа аккреции и лучевой концентрации вещества в диске*

Одновременно с расчетом динамической эволюции газового диска в периодически меняющемся потенциале двойной системы определялся темп аккреции вещества из диска на оба компонента. Считалось, что если частица попадает в область меньше 0.3 радиуса соответствующей полости Роша, то она захватывается звездой и дает вклад в темп аккреции. В дальнейшем такие частицы изымались из расчетов. Полученные значения темпа аккреции пробных частиц на компоненты системы использовались в дальнейшем для определения массы частиц при расчете околозвездной экстинкции.

Лучевая концентрация частиц определялась для различных фаз периода и разных углов наклона луча зрения к плоскости двойной системы. Обозначим через  $\theta$  угол наклона двойной системы к лучу зрения. Для расчета лучевой концентрации частиц  $n(\theta, t)$  как функции времени была выбрана колонка с поперечным сечением  $\sigma = 0.1a \times 0.2a$ . Тестовые расчеты показали, что при меньших значениях  $\sigma$  увеличиваются статистические флуктуации, обусловленные малым количеством пробных частиц в колонке, тогда как при больших значениях  $\sigma$  происходит сглаживание деталей на зависимостях  $n$  от  $t$ .

## РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 в качестве примера приведено распределение частиц в двойной системе после 60 оборотов с момента начала счета. Показаны модели с “теплым” (а) и “холодным” (б) СВ-диском.



**Рис. 1.** Модель двойной системы с “теплым” (а) и “холодным” (б) СВ-диском и маломассивным ( $m_2 : m_1 = 0.7 : 2$ ) вторичным компонентом на эксцентрической орбите ( $e = 0.5$ ). Показаны: вид с полюса (верхние кадры), проекция в плоскости  $xz$  (средний рисунок) и сечение (внизу), проходящее через центр масс, в этой же плоскости. Система изображена на 61 обороте в фазе  $3/8$ . Зачерненность изображения пропорциональна логарифму числа частиц в одном пикселе.

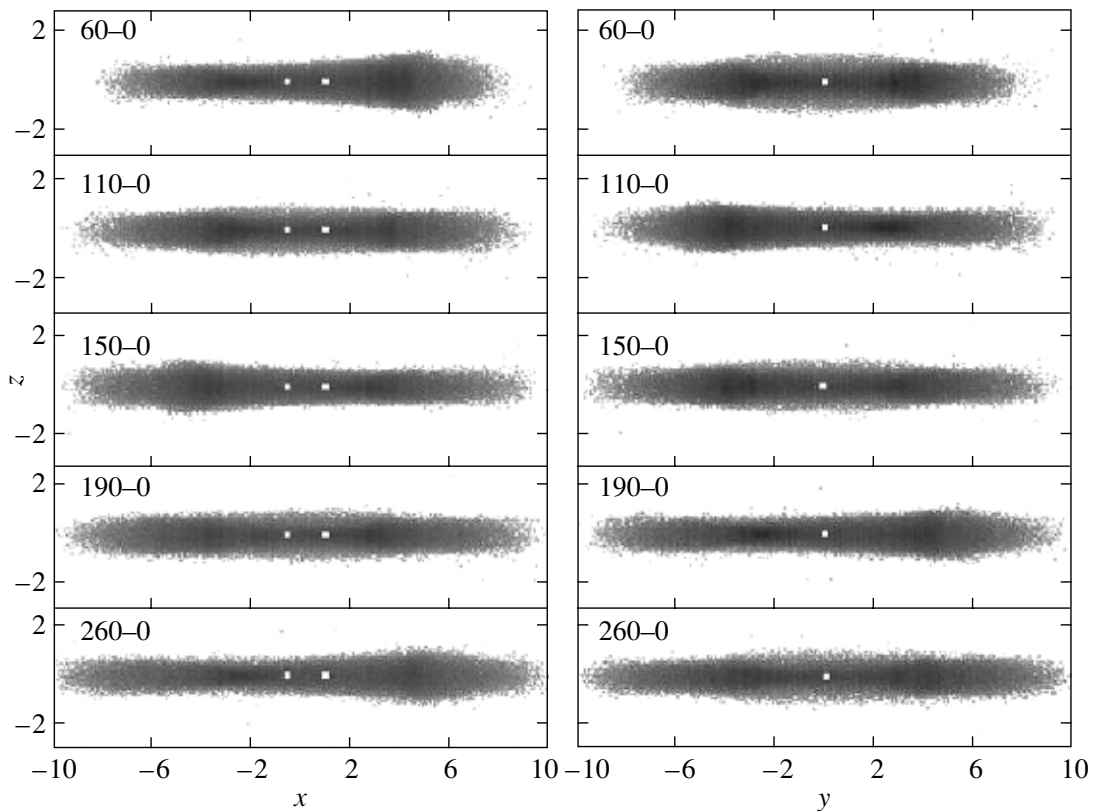
Параметры моделей:  $e = 0.5$ ,  $m_2 : m_1 = 0.7 : 2$ ,  $c = 0.02$  — для “холодного” диска;  $c = 0.05$  — для “теплого” диска.

В модели с “теплым” диском (рис. 1а) отчетливо видны два неравных по мощности потока вещества из СВ-диска, питающие аккреционные диски компонентов системы и являющиеся продолжением спиральных волн плотности (более отчетливо вторая струя проявляется в другие промежуточные фазы периода). При этом более мощный поток аккрецирует на менее массивный компонент системы. Эта особенность была впервые отмечена в статье Артимовича, Любова (1996) и, как показали расчеты Бэйта и Боннелла (1997), получается даже в моделях с отношением масс компонентов 1:10. Объясняется это тем, что маломассивный компаньон движется по своей орбите недалеко от внутренней границы СВ-диска — основного резервуара вещества, которое он “натягивает” на себя, тогда как главный компонент системы находится

вблизи ее центра, в зоне, свободной от вещества. Характерный размер этой зоны зависит от эксцентриситета орбиты  $e$  и отношения масс компонентов  $q$  и равен  $\approx (2-3)a$  (Артимович, Любов, 1994). В целом диск напоминает скорее широкое кольцо.

В “холодной” модели (рис. 1б) спиральный узор на СВ-диске выглядит более фрагментарно и представлен несколькими короткими обрывками спиральных волн плотности вблизи внутренней границы диска. Аккреционные потоки выражены слабее. Сам диск имеет меньшую геометрическую толщину.

Из рис. 1а и 1б видно, что распределение вещества в СВ-диске характеризуется глобальной асимметрией, которая видна в обеих проекциях системы. Особенно хорошо асимметрия проявляется во внутренней области диска — внутренняя граница кольца имеет заметный эксцентриситет, и ее центр смещен относительно центра масс системы. Согласно Любому и Артимовичу (2000), такая эксцентриситетность является следствием неустойчивости и



**Рис. 2.** Прецессия “теплого” СВ-диска в проекциях на плоскости  $xz$  и  $yz$  в разные моменты времени. Время дано в единицах орбитального периода. Параметры модели:  $m_2 : m_1 = 1 : 2$ ,  $e = 0.5$ . Зачерненность изображения соответствует логарифму числа частиц в одном пикселе.

обусловлена существованием резонанса 3:1 в газовом диске. Эта неустойчивость проявляется даже в системах с круговыми орбитами. Здесь важно, чтобы  $q$  было  $\geq 0.2$ . При этом массы компонентов должны различаться, поскольку, как показали расчеты, при значениях  $q$ , близких к единице, вязкость замывает проявления неустойчивости.

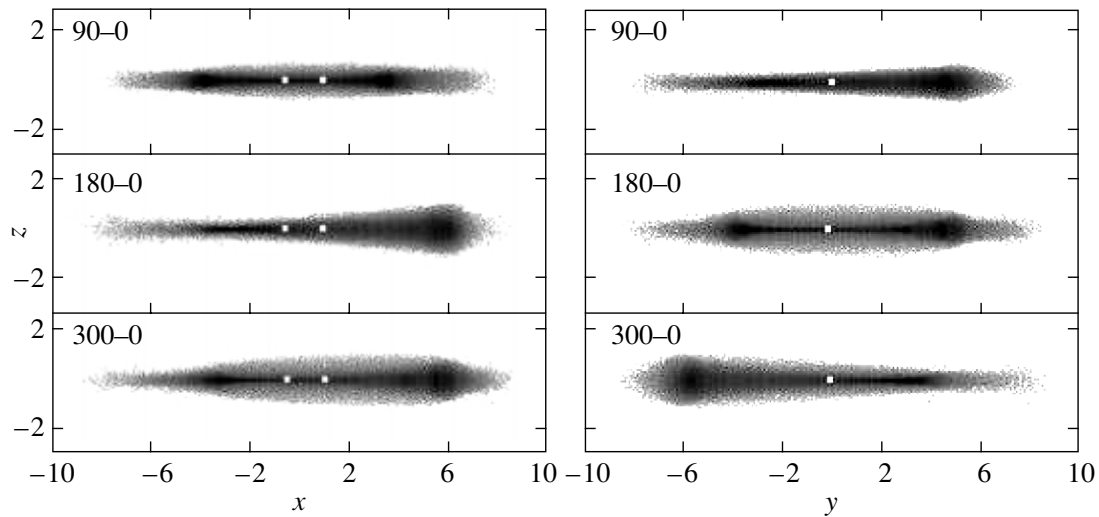
В случае эллиптических орбит подключаются дополнительные эффекты: влияние гармоник потенциала двойной системы  $(m, l) = (1, 0)$ . Оно проявляется следующим образом. Возмущения в диске, вызываемые переменным гравитационным потенциалом, следуют за движением линии апсид двойной системы. Эксцентриситет диска периодически меняется, и скорость этих изменений зависит от угла между большими осями орбиты двойной и самого эллиптического диска. К этому добавляются эффекты прецессии диска за счет квадрупольного момента со стороны двойной системы. Скорость прецессии мала, и разворот всего эксцентричного диска происходит на промежутке времени, в сотни раз превышающем орбитальный период.

Если посмотреть на диск с ребра, то заметна его значительная асимметрия и в вертикальном направлении: с одной стороны он существенно толще,

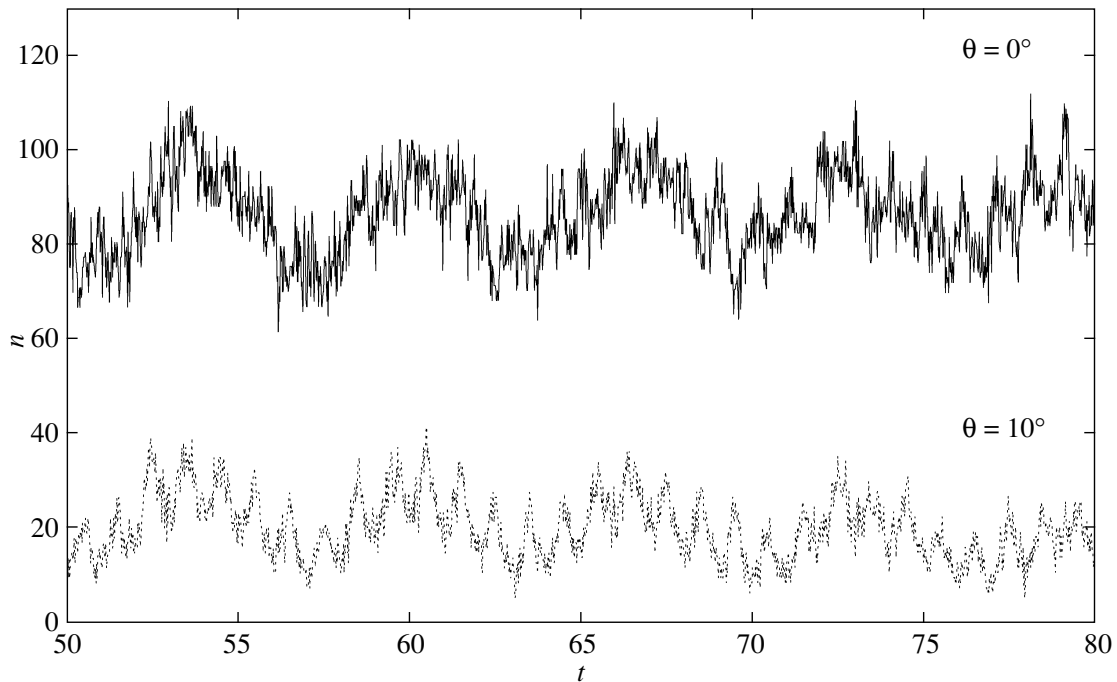
чем с другой (рис. 1, центральные кадры). По-видимому, мы впервые отмечаем эту особенность СВ-дисков. Более толстой оказывается та часть диска, внутренняя граница которой расположена дальше от центра масс. Утолщение, возможно, вызвано ослаблением гравитационных сил со стороны двойной системы, что, как известно, приводит к увеличению геометрической толщины диска, находящегося во внешнем гравитационном поле.

Рисунок 2 демонстрирует вертикальную асимметрию и общий разворот “теплого” диска на временах порядка одного периода прецессии ( $\approx 200P$ , где  $P$  — орбитальный период двойной). Параметры представленной модели:  $e = 0.5$ ,  $m_2 : m_1 = 1 : 2$ ,  $c = 0.05$ . Как будет показано ниже, существование глобальной асимметрии в СВ-диске является одной из причин, по которой оптические свойства молодой двойной системы при небольших углах наклона к лучу зрения существенно образом зависят от ее ориентации в пространстве.

Глобальная асимметрия “холодного” диска на временах в несколько сотен оборотов двойной системы выражена ярче, чем у “теплого”. Это особенно заметно, если смотреть на диск с ребра. Время его прецессии примерно вдвое больше, чем



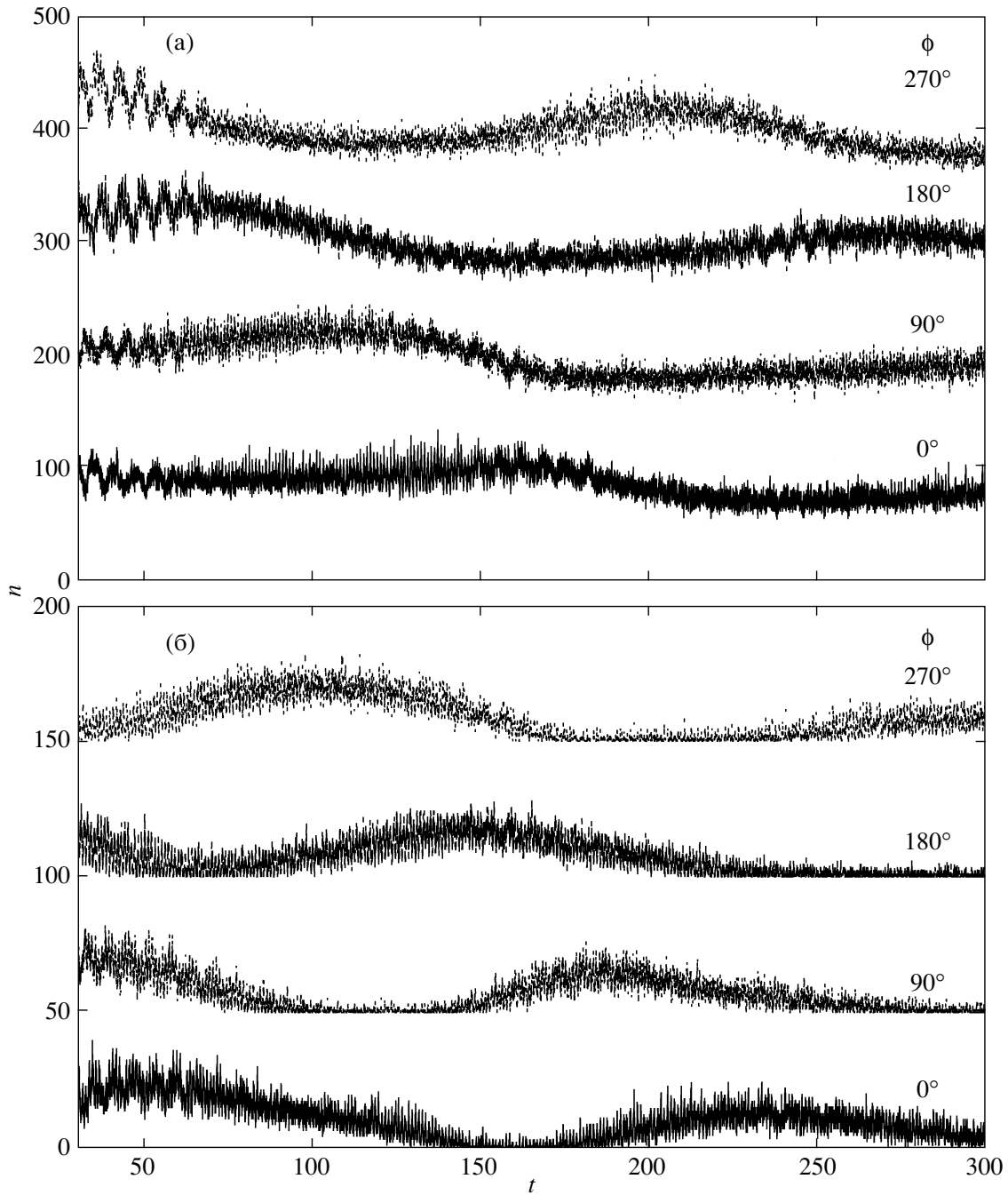
**Рис. 3.** То же, что и на рис. 3, но для “холодного” диска. Параметры двойной системы:  $m_2 : m_1 = 0.7 : 2$ ,  $e = 0.5$ . Зачерненность изображения соответствует логарифму числа частиц в одном пикселе.



**Рис. 4.** Вариации лучевой концентрации  $n(\theta, t)$  для двух углов наклона орбиты по отношению к наблюдателю:  $\theta = 0^\circ$  (сплошная линия) и  $\theta = 10^\circ$  (пунктирная линия). Орбита развернута к наблюдателю так, что апоастр вторичного компонента находится между наблюдателем и главной звездой. Параметры модели:  $m_2 : m_1 = 1 : 2$ ,  $e = 0.5$ , “теплый” СВ-диск. Время дано в единицах орбитального периода.

для “теплого” диска. На рис. 3 показаны проекции “холодного” СВ-диска в плоскостях  $xz$  и  $yz$  в разные моменты времени. За время около 200 орбитальных периодов диск в проекции  $yz$  развернулся примерно на  $180^\circ$ , в то время как в “теплой” модели СВ-диск за это же время совершил практически полный оборот. Прецессия СВ-

диска и его асимметрия, особенно хорошо заметная в вертикальном направлении, являются общим свойством таких дисков и имеют место не только в моделях с эксцентрисескими орбитами, но также и в случае круговых орбит. Более того, мы не заметили существенной зависимости периода прецессии от эксцентриситета.



**Рис. 5.** Вариации лучевой концентрации  $n(\theta, t)$  для двух углов наклона орбиты по отношению к наблюдателю:  $\theta = 0^\circ$  (а),  $\theta = 10^\circ$  (б). На каждом из графиков приведены изменения лучевой концентрации со временем для одного из четырех вариантов ориентации орбиты по отношению к наблюдателю (снизу вверх: углы  $\phi$  между направлением на апоастр вторичного компонента и наблюдателем со стороны главной звезды равны, соответственно,  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  и  $270^\circ$ ). Для удобства верхние графики сдвинуты друг по отношению к другу на 100 единиц вдоль оси  $y$ , нижние — на 50 единиц. Параметры модели:  $m_2 : m_1 = 0.7 : 2$ ,  $e = 0.5$ , “теплый” СВ-диск. Время дано в единицах орбитального периода.

*Поведение лучевой концентрации*

Расчеты показали, что в двойных системах с эллиптическими орбитами концентрация частиц на луче зрения в направлении на главный компо-

нент зависит не только от фазы орбитального периода и наклона плоскости орбиты к лучу зрения  $\theta$ , но также и от ориентации орбиты относительно наблюдателя. На рис. 4 показано поведение лучевой концентрации  $n(\theta, t)$  для двух углов

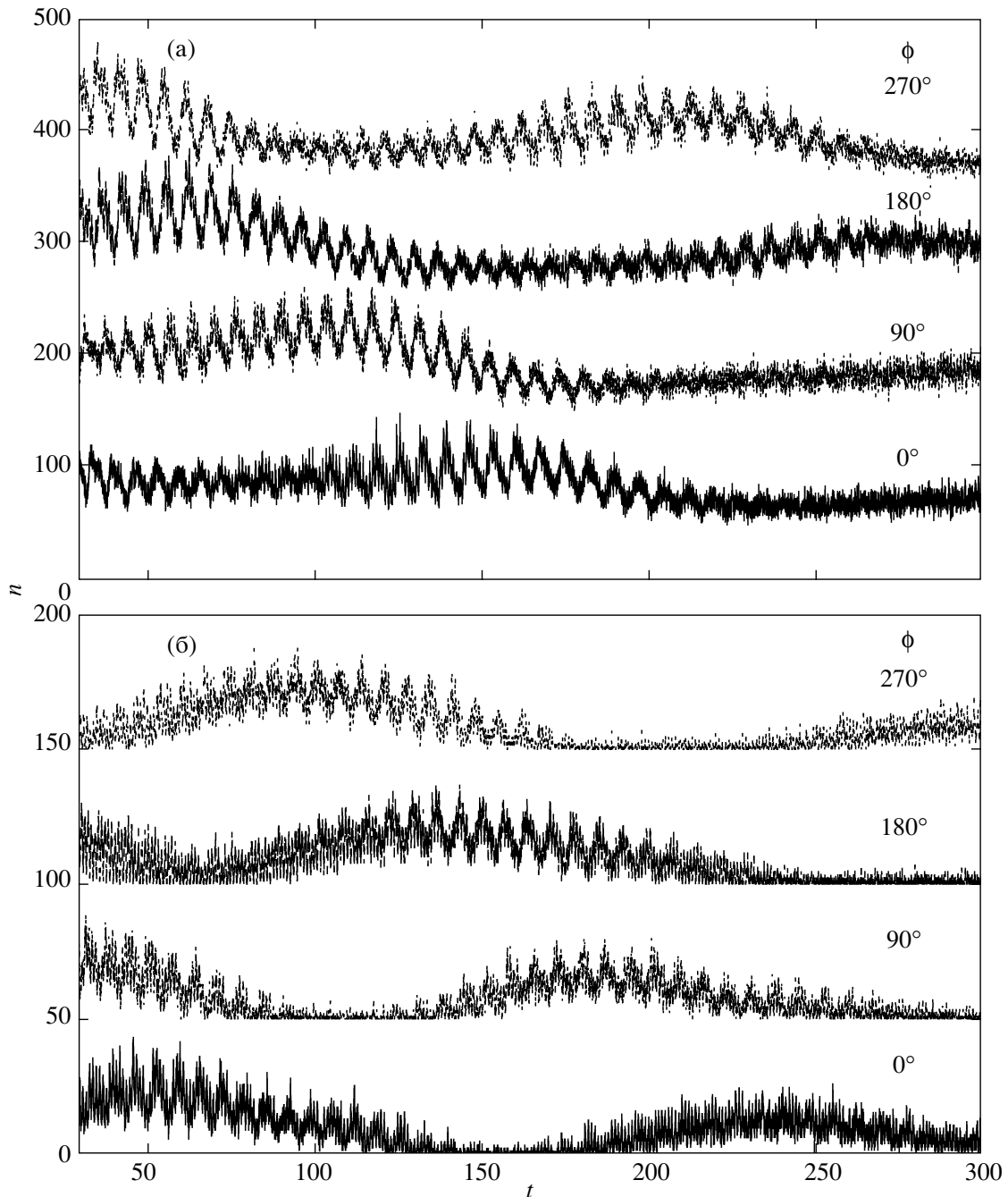


Рис. 6. То же, что и на рис. 5, но для  $m_2 : m_1 = 1 : 2$ .

$\theta = 0^\circ$  и  $\theta = 10^\circ$  и одного из вариантов ориентации орбиты относительно наблюдателя, при которой азимутальный угол между направлением от главного компонента на апоастр второй звезды и к наблюдателю равен нулю. В этом случае апоастр орбиты вторичного компонента находится между наблюдателем и главным компонентом.

Из рис. 4 видно, что в изменениях лучевой концентрации присутствуют два цикла. Один из

них имеет период, равный орбитальному. Его амплитуда больше в варианте с углом наклона  $10^\circ$ , и она едва заметна в варианте с  $\theta = 0^\circ$ . Происхождение этого цикла связано с потоками вещества, аккрецирующими на компоненты системы и периодически пересекающими луч зрения. Вторая составляющая в зависимости от модельных параметров имеет период примерно в 6–8 раз больше орбитального. Своим происхождением она обязана



движениям волн плотности во внутренней области СВ-диска. Сравнение решений, полученных при одном и том же  $\theta$ , но при разных ориентациях системы относительно наблюдателя, показывает, что соотношение между этими двумя компонентами чувствительным образом зависит от направления на наблюдателя. Происхождение этой зависимости связано с обсуждавшейся выше глобальной асимметрией СВ-диска. Медленный вековой разворот асимметричного диска меняет соотношение амплитуд короткого и более длинного периодов вариаций лучевой концентрации при одном и том же угле наклона орбиты.

На рис. 5 и 6 показаны вариации лучевой концентрации на большой шкале времени (300 орбитальных периодов) для четырех вариантов ориентации орбиты относительно наблюдателя, соответствующих азимутальным углам  $\phi$ , равным  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  и  $270^\circ$  (углы отсчитываются от направления на апоастр спутника в сторону, противоположную его движению по орбите). В первом из этих вариантов, как уже отмечалось, апоастр орбиты вторичного компонента находится между наблюдателем и главным компонентом. В третьем варианте мы наблюдаем систему со стороны периастра. Кроме того, для каждого из четырех перечисленных случаев рассмотрено по два варианта наклона орбиты:  $\theta = 0^\circ$  (рис. 5а и 6а) и  $\theta = 10^\circ$  (рис. 5б и 6б).

Медленная прецессия СВ-диска создает долгопериодическую модуляцию  $n(\theta, t)$ . В результате, кроме двух обсуждавшихся выше периодических составляющих, в изменениях лучевой концентрации со временем присутствует также вековой период. Имеет место и общее для всех моделей медленное уменьшение лучевой концентрации со временем, обусловленное постепенной диссипацией СВ-диска в результате аккреции вещества на компоненты системы. Вековой период вариаций лучевой концентрации совпадает с периодом прецессии внутренней области асимметричного СВ-диска и составляет около  $200P$  для моделей, представленных на рис. 2. При наблюдениях под углом  $\theta = 0^\circ$  луч зрения проходит через разные участки асимметричного газового кольца. Из-за этого значения  $n$  на кривой глобальной модуляции для одного и того же момента времени, но для разных ориентаций орбиты относительно наблюдателя разные (рис. 5а и 6а). В тех направлениях (по лучу зрения), где диск более протяженный, лучевая концентрация больше.

При наблюдениях под углом  $\theta = 10^\circ$  картина становится существенно иной (рис. 5б и рис. 6б). В течение довольно больших промежутков времени значение лучевой концентрации падает практически до нуля. В эти моменты диск развернут к наблюдателю своей тонкой стороной и луч зрения практически не задевает его. Небольшие вариации

$n$  в эти промежутки времени связаны с тем, что луч зрения периодически пересекает поток вещества, направленный к вторичному компоненту. Таким образом, из-за прецессии СВ-диска молодая двойная система, экваториальная плоскость которой немного наклонена к лучу зрения, в определенные интервалы времени может быть доступна для наблюдений, а по прошествии некоторого времени может оказаться полностью скрытой от наблюдателя собственным СВ-диском, и такое затмение может длиться очень долго.

В целом закономерности проявления трех разных по продолжительности периодов изменения лучевой концентрации таковы. Вековой (прецессионный) период отчетливо проявляется как в моделях с круговыми орбитами, так и в моделях с большим эксцентриситетом. Уменьшение вязкости приводит к увеличению прецессионного периода (для моделей с  $e = 0.5$  и  $m_2 : m_1 = 0.7 : 2$  вековой период для “холодного” диска увеличивается почти в два раза по сравнению с “теплой” моделью и составляет  $\sim 400P$ ). Для систем с большими эксцентриситетами ( $e = 0.5, 0.7$ ) на вековой период накладывается период, связанный с движением волн плотности на внутренней границе диска (5–8 орбитальных периодов в зависимости от параметров модели). Особенно хорошо этот второй период проявляется в максимумах амплитуды вековой модуляции  $n(\theta, t)$  (рис. 5 и 6). При этом в “холодных” системах его амплитуда меньше, чем в “теплых”.

Поскольку в потоках вещества, проникающих из СВ-диска во внутреннюю область двойной системы, присутствует наряду с газом также и пыль, то периодические изменения концентрации вещества на луче зрения будут сопровождаться периодическими изменениями экстинкции. Принимая для рассмотренной выше модели стандартное соотношение пыль:газ, равное 1:100, и коэффициент экстинкции  $250 \text{ см}^2/\text{г}$ , мы оценили фотометрический эффект, обусловленный периодическими изменениями лучевой концентрации вещества. Оказалось, что при наклоне плоскости системы к лучу зрения  $10^\circ$  амплитуда изменения блеска главного компонента в полосе  $V$  составляет около  $1^m$  при значениях темпа аккреции  $10^{-8} M_\odot/\text{год}$ . В системах с более высоким темпом аккреции заметная по амплитуде циклическая активность может наблюдаться при большем наклонении системы к лучу зрения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные выше результаты газодинамических расчетов показывают, что в молодых двойных системах, наклоненных под небольшим углом к

лучу зрения, могут иметь место циклические вариации лучевой концентрации вещества, аккрецирующего на компоненты системы. Основной период таких вариаций равен орбитальному и обусловлен потоками вещества во внутренних частях системы, периодически проектирующимися на главный компонент системы. Второй период вызван движением спиральных волн плотности в СВ-диске и примерно в 5–8 раз больше орбитального. При малых наклонениях системы обе моды колебаний  $n(\theta, t)$  могут присутствовать одновременно. Соотношение между ними зависит как от угла наклона плоскости системы, так и от ориентации ее в пространстве.

Кроме указанных двух циклов, в поведении лучевой концентрации присутствует также вековой цикл продолжительностью порядка нескольких сотен орбитальных периодов. Этот цикл обусловлен прецессией внутренних частей асимметричного СВ-диска. Его продолжительность тем больше, чем меньше вязкость. Характеристики двух более коротких циклов (и прежде всего, их амплитуда) существенным образом зависят от фазы векового цикла (рис. 5 и 6). Заметим также, что существование глобальной асимметрии в распределении вещества во внутренней области СВ-диска должно учитываться при моделировании собственной поляризации молодых двойных звезд.

Периодические изменения концентрации вещества на луче зрения могут сопровождаться заметными изменениями экстинкции и блеска системы. Подобные изменения наблюдаются у звезд типа UX Ori (Шевченко и др., 1993; Гринин и др., 1998; Ростопчина и др., 2000; Бертю, 2000). Как известно, блеск этих звезд подвержен сильным вариациям, обусловленным изменениями экстинкции в околозвездных дисках, наклоненных под небольшим углом к лучу зрения (см. обзор Гринина, 2000, и цитированную там литературу). Наблюдаются как “быстрая” переменность с характерными временами порядка нескольких дней, имеющая неправильный (непредсказуемый) характер, так и медленная переменность на шкале времени от нескольких до двадцати и более лет. У целого ряда звезд медленная компонента имеет циклический характер. Причем в двух случаях: SV Cep (Ростопчина и др., 2000) и CQ Tau (Шаховской и др., 2005) — циклическая активность описывается двумя модами колебаний с отношением периодов, близким к полученным выше (5–8). Поэтому идея о том, что циклическая активность звезд типа UX Ori может быть следствием их скрытой двойственности, представляется вполне правдоподобной.

Другим объектом приложения рассмотренной выше теории могут быть молодые двойные системы с аномально продолжительными затмениями, такие как КН 15D (Уинн и др., 2006), Н 187 (Гринин и др., 2006; Нордхаген и др., 2006), GW Ori (Шевченко

и др., 1998). Имеются основания предполагать, что экваториальные плоскости этих систем наклонены под небольшими углами к лучу зрения и, следовательно, могут иметь место периодические изменения лучевой концентрации вещества. К обсуждению этих вопросов мы предполагаем вернуться в одной из следующих статей.

Авторы благодарны П. Артимовичу за полезное обсуждение затронутых в статье вопросов. Работа выполнена по программе Президиума РАН “Происхождение и эволюция звезд и галактик” при поддержке гранта ИНТАС 03-51-6311 и гранта НШ-8542.2006.2.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Артимович, Любов (P. Artymowicz and S.H. Lubow), *Astrophys. J.* **421**, 651 (1994).
2. Артимович, Любов (P. Artymowicz and S.H. Lubow), *Astrophys. J.* **467**, L77 (1996).
3. Бертю (C. Bertout), *Astron. Astrophys.* **363**, 984 (2000).
4. Бэйт, Боннелл (M.R. Bate and I.A. Bonnell), *MNRAS* **285**, 33 (1997).
5. Гинголд, Монаган (R.A. Gingold and J.J. Monaghan), *MNRAS* **181**, 375 (1977).
6. Гринин (V.P. Grinin), *ASP Conf. Ser.* **219**, 216 (2000).
7. Гринин В.П., Барсунова О.Ю., Сергеев С.Г., Сотникова Н.Я., Демидова Т.В., Письма в Астрон. журн. **32**, 918 (2006).
8. Гринин В.П., Ростопчина А.Н., Шаховской Д.Н., Письма в Астрон. журн. **24**, 802 (1998).
9. Любов, Артимович (S.H. Lubow and P. Artymowicz), *Protostars and Planets IV* (Ed. V. Mannings, A. Boss, S.S. Russell, Tucson: Univ. Arizona Press, 2000), p. 731.
10. Люси (L.V. Lucy), *Astron. J.* **82**, 1013 (1977).
11. Матье и др. (R.D. Mathieu, F.C. Adams, and D.W. Latham), *Astron. J.* **101**, 2184 (1991).
12. Матье и др. (R.D. Mathieu, A.M. Ghez, E.K.N. Jensen, and M. Simon), *Protostars and Planets IV* (Ed. V. Mannings, A. Boss, S.S. Russell, Tucson: Univ. Arizona Press, 2000), p. 559.
13. Монаган, Гинголд (J.J. Monaghan and R.A. Gingold), *J. Comp. Phys.* **52**, 374 (1983).
14. Нордхаген и др. (S. Nordhagen, B. Herbst, E.C. Williams, and E. Semkov), *astro-ph/0606501* (2006).
15. Ростопчина А.Н., Гринин В.П., Шаховской Д.Н., Тэ П.С., Миникулов Н.Х., Астрон. журн. **77**, 420 (2000).
16. Сотникова Н.Я., Астрофизика, **39**, 259 (1996).

17. Уинн и др. (J.N. Winn, C.M. Hamilton, W.J. Herbst, et al.), *Astrophys. J.* **644**, 510 (2006).
18. Хернквист, Кац (L. Hernquist and N. Katz), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **70**, 419 (1989).
19. Шаховской Д.Н., Гринин В.П., Ростопчина А.Н., *Астрофизика* **48**, 165 (2005).
20. Шевченко и др. (V.S. Shevchenko, K.N. Grankin, M.A. Ibragimov, et al.), *Astrophys. Space Sci.* **202**, 121 (1993).
21. Шевченко В.С., Гранкин К.Н., Мельников С.Ю., Ламзин С.А., *Письма в Астрон. журн.* **24**, 614 (1998).