

УДК: 524.38

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЭФФЕКТЫ РАДИАЦИОННО-МЕХАНИЧЕСКОГО СИНХРОНИЗМА В ДВОЙНЫХ ЗВЕЗДАХ.
I. ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В. П. ВАСИЛЬЕВ

Поступила 25 апреля 1986

Принята к печати 14 декабря 1987

Обосновывается физическая и математическая модели возбуждения акустических волн движущимся терминатором в атмосфере асинхронно вращающейся звезды в двойной системе. Показано, что в случае резонанса по скорости между источником и порождаемыми колебаниями этот эффект может стать причиной локальной нестационарности даже при слабом внешнем облучении компонентом. Проведено качественное сравнение с данными наблюдений, указывающее на распространенность условий реализации и существование предсказываемых явлений.

1. *Введение.* Среди возможных проявлений взаимодействия звезд в двойных системах (ДС) первостепенная роль традиционно отводится гравитационным эффектам и их следствиям. В числе последних можно выделить аккрецию, привлекаемую для объяснения широкого круга нестационарных явлений (см., например, обзоры в [1, 2]). Принято также считать, что стационарное электромагнитное (в частности, оптическое) взаимооблучение не приводит к существенно нестационарным эффектам, могущим вызвать заметную модуляцию наблюдаемого потока в различных спектральных участках. По сути дела, единственным обсуждаемым аспектом такого облучения является «эффект отражения» (точнее — переизлучения), который, будучи экстремальным в тесных ДС с рентгеновским источником, обуславливает небольшое периодическое изменение спектрального класса затменно двойных [1] и, возможно, смещение фотометрического центра диска у звезд типа WR в свете эмиссионных линий [2]. Тем не менее, радиационное взаимодействие, как будет показано ниже, даже при постоянной и относительно малой мощности в определенных условиях может стать первопричиной различного масштаба нестационарности. Главное из этих условий — несовпадение осевого и орбитального периодов у одного из компонентов, а непосредственным физическим механизмом

возникновения такой нестационарности является генерация волн плотности (акустических колебаний) движущимся радиационно-стимулированным источником возмущений.

Асинхронное (в традиционном смысле) вращение звезд в ДС обычно относится к исключениям. Проведенные, однако, в последнее время спектроскопические измерения [9] пятидесяти девяти ДС типа RS CVn указывают на то, что более 10% из них вращается заведомо, асинхронно, не входя по большей части в число длиннопериодических. Рассмотрение моделей процессов выравнивания периодов показывает, что время синхронизации вращений звезд этого типа может достигать 10^8 лет [10]. Отклонения от синхронности периодов наблюдаются в парах других типов [11, 12]. Естественно поэтому считать, что, по крайней мере на начальных стадиях эволюции ДС, различие угловых скоростей движения входящих в них звезд достаточно распространено, причем дифференциальность вращения звездных атмосфер лишь усиливает подобный тезис. В связи с этим представляет интерес анализ возможных следствий взаимооблучения компонентов при различии их орбитальных и осевых периодов вращения.

Настоящая работа посвящена предварительному обоснованию возможности существования и роли эффектов радиационно-механического синхронизма (РМС) в ДС, рассмотренной ранее для облучаемых Солнцем атмосфер Земли [3] и Марса [4]. Кратко сущность РМС применительно к обсуждаемым объектам состоит в естественной реализации условий и последствий околосвукового движения относительно атмосферной плазмы неоднородностей внешнего радиационного нагрева, при котором возникающие волны сжатия, длительное время оставаясь в пределах своего источника, претерпевают резонансное усиление (спидрезонанс).

2. *Физическая и математическая модели.* В качестве аналога для предлагаемой модели выберем ДС, параметры которой не выходят за рамки наблюдаемых, и условимся называть радиативным компонентом (РК) звезду более раннего спектрального класса. В соответствии со сказанным выше будем считать, что периоды осевого Π_1 и орбитального Π_2 вращения более холодного (облучаемого) компонента (ОК) не совпадают. Для определенности, необходимой при последующих оценках и сравнении с наблюдениями, отнесем нашу систему к типу RS CVn, а ее ОК к классу G-K, что характерно для подавляющего большинства этого типа ДС [9]. В отличие от системы звезда-планета, для ДС более типичной является ситуация $\Pi_1 \sim \Pi_2$, так что удвоенная продолжительность внешнего облучения элемента атмосферы ОК — эффективный период P — будет определяться соотношением $\Pi^{-1} = |\Pi_1^{-1} \pm \Pi_2^{-1}|$. Тогда в простейшем случае оси вращения, перпендикулярной плоскости орбиты, можно показать, что скорость

$v_T(\varphi)$ перемещения звездного Т-терминатора (области максимального темпа перепада температуры от облученной к необлученной полусфере [3, 4]) будет близка к локальной звуковой v_s в оптически толстых слоях среднеширотной атмосферы ОК, если Π лежит в пределах нескольких земных суток. Конкретными прототипами для выбранной модели могут служить системы ER Vul, V711 Tau, SZ Psc, LX Per, RT Lac, GK Hya, экваториальные скорости вращения ОК которых, определенные по излучению в линиях FeI 6663 Å, FeI 6678 Å и CaI 6718 Å [9], отличаются от необходимых для синхронизации с орбитальным движением на величины, близкие к v_s в фотосферах звезд соответствующих спектральных классов.

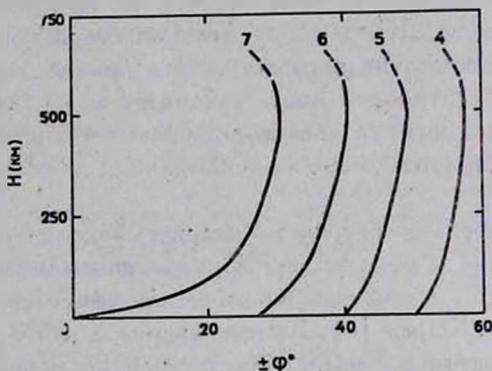


Рис. 1. Широтно-высотное распределение условий резонансной по скорости генерации термоупругих волн в оптически плотных слоях атмосферы типа солнечной при внешнем облучении. Цифры над кривыми — необходимые эффективные периоды асинхронного вращения Π (в земных сутках), определяющие линейную скорость движения терминатора.

На рис. 1 показаны меридиональные сечения образуемого условием $v_T = v_s$ фотосферного участка «синхромеханического пояса» [3] при различных значениях Π , рассчитанные по гарвардско-смитсоновской модели солнечной атмосферы (HSRA).

Для хромосферы и короны ОК обеспечивающие РМС эффективные периоды будут соответственно меньшими, ввиду увеличения локальной скорости звука, хотя на значительных высотах над фотосферой это уменьшение может компенсироваться увеличением линейной скорости коротящих слоев с удалением от оси вращения. Иными словами, в некотором диапазоне астрографических широт φ_s фотосфера и смежные слои ОК подвергаются воздействию движущихся с постоянной скоростью, $v_T(\varphi) \approx v_s$, локальных тепловых источников возмущений. Данные источники в нашей модели всегда существуют на терминаторе вследствие естественных при-

чин — сферичности и вращения звезды в поле излучения РК — и имеют характерные размеры зоны локализации порядка поперечника Т-терминатора.

Отметим в этой связи, что на данном этапе можно отвлечься от сложной стратификации внешнего прогрева атмосферы ОК излучением звезды с реальным спектром. Существование же Т-терминатора как такового непосредственно вытекает из достоверного наблюдательного факта различия фотосферных температур «лицевой» и «тыльной» полусферы звезды в ДС [1]. Добавим, что модельные расчеты [13] показывают реальность дополнительного нагрева $\sim 10\%$ за счет взаимного облучения в затменных ДС даже при одинаковых температурах компонентов. Следовательно, при асинхронном вращении ОК движущиеся тепловые источники возмущений образуются в его быстро остывающей атмосфере с той же степенью достоверности.

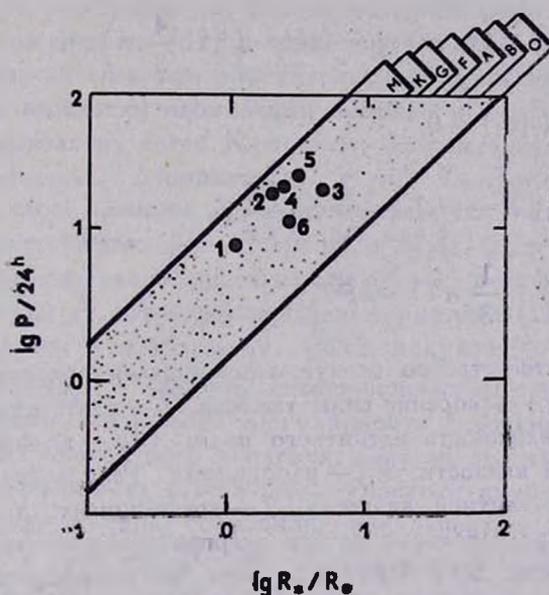


Рис. 2. Диаграмма распространенности РМС в фотосферах компонентов ДС. Полосы сверху ограничивают интервалы астрографических широт $\pm 60^\circ$ и соответствующие указанным спектральным классам диапазоны эффективных температур звезд радиуса R_* . Кружки с цифрами (в порядке упоминания в тексте) — примерные положения ОК некоторых ДС типа RS CVn; величины Π оценены по данным [9].

Легко видеть, что когда $\varphi_c \approx 0$ или $\varphi_c \neq 0$, одновременно резонансно генерирующих областей будет соответственно две или четыре — по одной или две на каждой полуокружности терминатора. В остальных широтных зонах, где скорость Т-терминатора намного отличается от звуковой,

как будет видно из дальнейшего, порождаемые термоакустические возмущения атмосферных параметров имеют при умеренном облучении существенно меньшие амплитуды, нежели непосредственно в районе φ_0 .

То обстоятельство, что фотосферные температуры, скорости вращения и радиусы компонентов ДС варьируются в широких, но взаимoadекватных пределах, способствует распространенности условий реализации режима РМС (см. рис. 2). Заметим здесь, что хотя в данной работе речь будет идти в основном о воздействии электромагнитного излучения РК, качественные следствия эффекта при нагреве корпускулярными потоками (аккреционными или эжекционными) аналогичны обсуждаемым выше.

Для одножидкостной сильнотолкновительной плазмы в системе координат, связанной с Т-терминатором, исходные уравнения, в самом общем варианте описывающие данный процесс, представимы в виде (знаки векторов спущены):

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_1 \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} + \rho_1 \mathbf{v}_1 \nabla \mathbf{v}_1 - \rho_1 \mathbf{g} - I \times \mathbf{H} - \left(\xi - \frac{4}{3} \mu \right) \nabla^2 \mathbf{v}_1 - \Psi_{ij} = -\nabla P, \\ \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \nabla (\rho_1 \mathbf{v}_1) = 0, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v}_1 \nabla T - \chi \Delta T - \frac{L}{\rho_0 c} = \frac{\beta E}{\rho_0 c} f, \\ P = P(\rho) + \frac{1}{3} \alpha T^4 + \alpha P T, \end{array} \right. \quad (1)$$

где ρ_1 , \mathbf{v}_1 — соответственно возмущенные значения плотности и скорости частиц среды, \mathbf{g} — ускорение силы тяжести, I — плотность электрического тока, \mathbf{H} — напряженность магнитного поля; ξ , μ — коэффициенты объемной и сдвиговой вязкости, Ψ_{ij} — напряжения Рейнольдса, возникающие вследствие турбулентной вязкости, χ — коэффициент теплопроводности, L — удельные излучательные потери энергии терминаторного возмущения в единицу времени, E , β — интенсивность и коэффициент поглощения внешнего излучения, c — удельная теплоемкость фотосферной плазмы при постоянном давлении, f — функция распределения тепловых источников на Т-терминаторе звезды α — постоянная Стефана—Больцмана давления излучения, P — избыточное давление, соответствующее избыточной плотности ρ и перегретой температуре T в области Т-терминатора, α — температурный коэффициент объемного расширения, а нулевой индекс соответствует равновесным значениям параметров. В общем случае величины β , E , f могут зависеть от времени t .

Прежде чем перейти к необходимому упрощению, полному определению и решению системы (1), оценим относительную величину избыточно-

го давления в терминаторной акустической волне при РМС, исходя из простейшего линейного одномерного приближения, использованного в [3, 4]. Для этого необходимо знать эффективный поперечник Т-терминатора A и значения T на его условных границах, то есть в конечном итоге величину скорости изменения температуры $\partial T/\partial t$, непосредственно отражающую динамику нагрева (остывания) элемента атмосферы при движении источника. Подчеркнем, что и при строгом количественном подходе величина $\partial T/\partial t$ наряду с функцией f является основной для расчета амплитуды возмущения, так как она включает в себя всю информацию об энергетике источника с учетом диссипативных факторов. В данном случае, поскольку из наблюдений указанные величины неизвестны, а их корректное теоретическое нахождение представляет собой достаточно сложную и самостоятельную задачу [13], мы будем исходить из следующего. При непрозрачности атмосферы ОК типа солнечной можно грубо положить $A \sim 10^9 \div 10^{10}$ см, то есть на порядок-два больше толщины фотосферы. С другой стороны, исходя из расчетов [13], а также из того, что для уверенного обнаружения изменений спектрального класса при орбитальном движении компонентов ДС необходим избыточный внешний нагрев, не меньший, по крайней мере, нескольких сотен К, примем максимальную перегревную температуру в пределах Т-терминатора $T \sim 10^{-1} T_0$. Тогда с учетом значения $v_s \approx 10^8$ см/с находим „среднефотосферную“ величину $\partial T/\partial t \sim 1$ К/с и соответственно $\beta E \sim 1$ эрг/с см³. [Далее, в предположении первостепенной роли геометрических факторов в ограничении резонансной амплитуды P , воспользовавшись формулами [11] и (12) из работы [3] и положив, к примеру $\varphi_c = 45^\circ$, получаем $P \sim 10 P_0 \omega_0 v_s / A$. Здесь, следуя [3, 4], по причине дисперсионных ограничений, накладываемых условием сохранения регулярности волновой структуры в течение времени резонансного усиления, полагается, что низкочастотная граница РМС-эффекта $\omega_0 \approx 3\omega_a$ (ω_a — частота акустического обрезания). В фотосфере типа солнечной, как известно, $\omega_0^{-1} v_s \geq 0.1 A$, поэтому имеем в среднем $P \sim P_0$, что указывает на необходимость нелинейного описания и анализа процесса даже в том случае, когда условие РМС-генерации выполняется не в экваториальной зоне звезды.

Из качественных соображений следует также, что в акустическом волновом пакете, возникающем на «утреннем» Т-терминаторе ОК, проявлению нелинейных эффектов в конечном итоге будет способствовать температурный перепад в пределах источника. С другой стороны, десинхронизм (отставание или опережение Т-терминатора), по крайней мере частично, компенсируется возникающей вследствие этого же разницей локальных значений v_s (авторегулирование спидрезонансного режима), несмотря на зависимость скорости волны от амплитуды при превращении ее в ударную.

На «вечернем» Т-терминаторе, как и в планетной атмосфере [4], десинхронизм при дрейфе усугубляется, уменьшая максимально достижимую амплитуду волновых уплотнений.

Формально будем искать решение системы (1) для безграничной плоской среды (хотя фактически влияние сферичности звезды и граничных условий учитывается широтной зависимостью $v_T = v_T(\varphi)$ и частотной редукцией спектра колебаний), полагая что РМС-волны с «основным» квазипериодом $\sim 1/\omega_0$ распространяются преимущественно вдоль «фотосферного волновода». Поскольку, ввиду сравнимости толщи поглощающего излучения РК слоя с $\omega_0^{-1} v_s$, резонансному усилению подвергается практически лишь «горизонтальная» составляющая скорости, а «продольные размеры» фронта РМС-волн в сферическом слое (ограниченные, к примеру, по уровню половины максимального значения в широтном распределении) намного превышают длину волны λ_0 [3, 4], формально соответствующую произведению $\omega_0^{-1} v_s$, можно предполагать также, что одномерная модель достаточна для описания процесса в качестве первого приближения. Поэтому, хотя в реальной замагниченной фотосфере ОК роль эффективной возвращающей силы при РМС-колебаниях играет векторная сумма силы упругости, силы тяжести и силы, обусловленной магнитным полем, для «горизонтальных» акустических волн сверхнизкой частоты двумя последними можно пренебречь, существенно упрощая систему (1). Отметим, однако, что в дипольном приближении при совпадении оси вращения с магнитной учет магнитных сил можно осуществить достаточно простым способом, введя в уравнение состояния член $H^2 \rho / 8\pi$ [5].

Условимся также для ясности концептуального рассмотрения явления в нашей газодинамической модели считать малыми потери, связанные с излучением, вязкостью и теплопроводностью. Тогда, поместив начало координат в область Т-терминатора, для которой выполняется условие РМС, фотосферную плазму можно уподобить потоку, движущемуся со скоростью $v_T(\varphi)$ сквозь определяемое функцией f поле тепловых источников [7]. Сделанные упрощения, будучи малопримлемыми для количественного анализа (использующего, в частности, реальный вид функции f с соответствующим ей спектром колебаний давления), выходящего за рамки данной работы, в нашем случае не изменяют принципиальную ситуацию. Действительно, как следует из специальных расчетов [6], даже самые существенные из диссипативных потерь — излучательные — приводят для верхней фотосферы (наиболее интенсивно прогреваемом извне слое при углах падения излучения РК, близких к $\pi/2$) ко временам релаксации тепловых возмущений, большим характерного периода усиливаемых при РМС колебаниях. Что касается сравнительно медленных процессов, в частности теплопроводности, то для нее выполняется и более строгое условие $\lambda_0/v_s \ll A^2 c_p/\gamma \cdot 10^3$.

Тогда с учетом упрощений системы (1) ее решение [7], как и в [4], можно будет записать в виде интегрального уравнения

$$t = \pm t_N \int_{\xi}^{\Phi(\sigma, \xi)} G^{-1/2} d\eta, \quad (2)$$

описывающего зависимость нормированной амплитуды и формы профиля уплотнения от времени, где

$$G = \left(\sigma - \frac{t_N}{t_c} \right)^2 + 2F(\xi) - 2F(\eta)$$

и использованы обозначения из [4].

Прежде чем перейти к возможной интерпретации этого решения применительно к условиям в ДС, еще раз подчеркнем сугубо ориентировочный, иллюстративный характер получаемых здесь числовых значений, что является следствием идеализированности наглядной математической модели, описывающей предлагаемый механизм возникновения спидрезонансных аномалий инфразвука в атмосфере ОК.

3. *Обсуждение, сравнение с наблюдениями, выводы.* Выражение (2) описывает поведение фотосферной акустической волны, долготный профиль которой в момент возникновения в зоне $v_T \approx v_s$ повторяет распределение тепловых источников на Т-терминаторе ОК и в конечном итоге претерпевает нелинейные искажения одновременно с резонансным ростом амплитуды. Хотя безразмерное отношение времени возникновения нелинейности ко времени поддержания резонанса по скорости t_N/t_c фактически является единственным параметром, определяющим динамику профиля терминаторной волны плотности, для физики процесса и наблюдательных следствий в ДС немаловажны также конкретные значения t_N и t_c . К примеру, ситуация $t_N/t_c \ll 1$ может относиться как к интенсивному облучению со стороны РК, быстро приводящему к образованию нелинейного скачка плотности вдоль большей части Т-терминатора (т. е. практически независимо от степени взаимодействия «собственной» и «вынужденной» волн при спидрезонансе), так и к значительной длине резонансной траектории волны, за счет чего подобный эффект достигается при гораздо менее интенсивном облучении, но за большие времена и в локальных зонах. Поэтому достаточно резко выраженные широтные максимумы (собственно РМС-эффект) будут характерны лишь для второго случая, который мы и будем иметь в виду при дальнейшем анализе.

Зададим $f(\xi)$ в виде колоколообразной функции $f(\xi) = (1 + \xi^2)^{-1}$, качественно отражающей условия на звездном Т-терминаторе. Тогда при уже использовавшихся значениях T , v_s , φ_c и A имеем ориенти-

ровочно [4] в среднеширотной фотосфере $t_N \approx 2 \cdot 10^4$ с, $\rho_N \approx 0.1 \rho_0$. Если РМС реализуется в экваториальной зоне звезды ($\varphi_c \lesssim 1^\circ$), то для выбранной мощности источника время фактического поддержания резонанса по скорости, определенное из геометрических условий [3], превосходит t_N уже как минимум на порядок. Подстановка в (2) и численное интегрирование при данных параметрах приводят к РМС-режиму формирования ударной волны, показанному на рис. 3 (профиль 2) для двух последовательных моментов процесса.

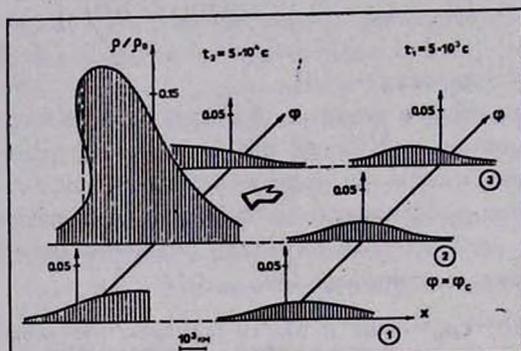


Рис. 3. Динамика терминаторной волны сжатия в фотосфере звезды типа Солнца, рассчитанная без учета диссипации и магнитного поля.

Итак, при умеренных значениях механических и радиационных параметров ДС максимальная избыточная плотность в терминаторных акустических волнах должна наблюдаться в пределах РМС-области на асинхронно вращающемся ОК. Вне этих областей происходит расплывание уплотнений, которое практически не сопровождается ростом амплитуды (профили 1 и 3 на рис. 3). Для идентификации же с наблюдениями важно то, что, поскольку «бегущие» вслед за Т-терминатором РМС-аномалии в нашем случае есть не что иное, как локальные области повышенной плотности энергии механических колебаний, представляется вероятным изменение излучательной способности атмосферы ОК в их пределах.

К настоящему времени известно несколько десятков ДС (в основном типа RS CVn, интерпретация наблюдений которых основывается на существовании «звездных пятен», обладающих, в отличие от солнечных, весьма своеобразными свойствами. Например, в асинхронно вращающихся системах V 711 Тау и HD 185151 наблюдения указывают на присутствие двух центров атмосферной активности (ЦАА), разнесенных по звездной долготе на 160° [14] и 180° [15], что дает основание связать их с проявлениями терминаторных возмущений [8]. Спектроскопическое определение скорости вращения [9] холодного компонента системы HD 185151 (класс

K2 III) приводит к скорости $v_T \approx 14$ км/с, необходимой для РМС в среднеширотной фотосфере и хромосфере. У системы V711 Тау с почти такими же «симметричными» ЦАА по данным [9] скорость вращения ОК класса K1 IV приводит к величине $v_T \approx 6$ км/с, что обеспечивает РМС в ее экваториальной фотосфере. По наблюдениям [14, 16] широтная зона локализации ЦАА лежит около 40° , участвует в дифференциальном вращении фотосферы и дрейфует к экватору с характерным временем порядка нескольких лет. Зачастую наблюдения лучше интерпретируются в рамках моделей с парой «асимметричных» ЦАА с пониженной (на уровне фотосферы) температурой [16, 17], которые занимают 10% и более поверхности звезды, что также не позволяет считать их полными аналогами солнечных. Представляется в этой связи симптоматичным наблюдаемое у V 711 Тау поведение потоков в ультрафиолетовых линиях [18], изменяющихся в противофазе с оптической кривой блеска и интерпретируемых как следствие нетеплового нагрева (возможно, локального) надфотосферных слоев ЦАА на ОК. Такой нагрев в принципе способна обеспечить диссипация выходящих наружу РМС-колебаний: оценки приводят к потоку энергии $\sim 10^8$ эрг/с см² для принятых здесь параметров, что превосходит величину, необходимую для волнового нагрева верхней атмосферы Солнца [6]. В свою очередь это способствует также проявлению горячей короны в рентгене и радиодиапазоне, обнаруженному в ряде ДС. Нельзя исключить также стимулирующее влияние РМС-областей на усиление или генерацию фотосферных магнитных полей, так как эти процессы чувствительны к движениям в плазме [6]. Вследствие же постоянного дрейфового выхода волнового пакета из зоны φ_c , «установившиеся» поперечники «бегущих» аномалий амплитуды инфразвука могут значительно превышать принятые значения A , соответствуя наблюдаемым площадям ЦАА.

Как видно из рис. 4, если РМС-области располагаются на противоположных меридианах ОК (при луче зрения, лежащем в плоскости относительной орбиты), то вне затмения, а также во время главного минимума оба ЦАА (или их неразрешимые по широте пары) не должны отчетливо проявляться на «классической» кривой блеска, поскольку заход за собственный лимб одного из них компенсируется симметричным выходом другого. Напротив, во время вторичного минимума, когда они поочередно перекрываются РК, это может отражаться на кривых блеска в окрестности фазы 0.5: на фазах ≤ 0.5 за счет покрытия области a и на фазах ≥ 0.5 за счет открытия области b . Наблюдательное указание на подобную асимметрию кривой блеска (на фазе 0.44—0.487) имеется для DC RX Her [19]. При наклоненной к лучу зрения плоскости относительной орбиты, когда полного затмения или затмения как такового может не наблюдаться, обе РМС-области будут видимы одновременно также вблизи фазы 0.5, что при соответствующей их площади приведет к появлению одной достаточно ши-

рокой особенностью кривой блеска на фоне обычного «эффекта отражения». Случайность же ориентаций плоскостей орбит и их прецессия в принципе могут обеспечить наблюдаемое разнообразие поведения фотосферно-хромосферных ЦАА, в том числе и вызывающих миграции «волн дисторсии» [20] на кривых блеска. Действительно, ввиду «жесткой» связи видимого положения РМС-областей с ориентацией плоскости относительной орбиты, прецессионные движения должны периодически изменять как геометрию, так и смещение моментов их затмений и выхода на лимб относительно фиксированной фазы. Заметим, что данные предсказания можно рассматривать и в качестве теста для выявления асинхронного и сугубо дифференциального вращения звезд в ДС.

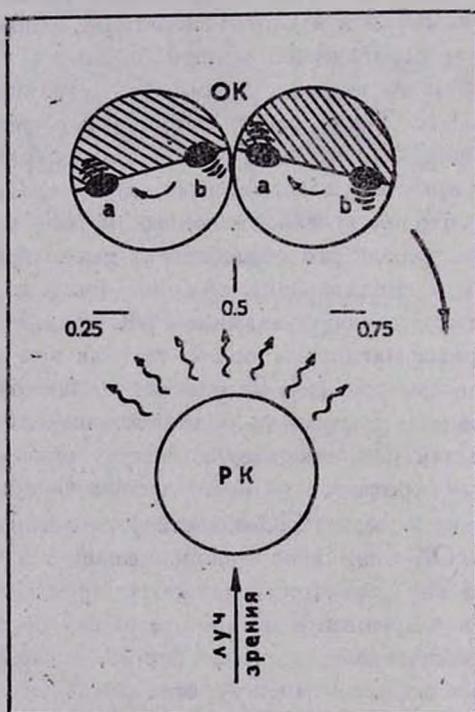


Рис. 4. Схема взаимозатмений компонентов ДС и активных РМС-областей (a, b), образующихся на терминаторе ОК.

Аналогично, предполагая, что РМС-области являются «горячими пятнами» в хромосфере, ответственными за появление дополнительной эмиссии в линиях, можно попытаться объяснить также некоторые особенности кривых лучевых скоростей, которые характерны для «уникальной» системы RZ Sct, имеющей ОК также класса G. Эти особенности, напротив, проявляются вблизи фазы 1.0, то есть когда создаются благоприятные ус-

ловия для селекции спектра более холодного компонента. Конкретно для линии поглощения H_{α} в спектре RZ Sct на фазах 0.991 и 0.016 наблюдается появление эмиссионных составляющих, причем до середины затмения фиолетовая составляющая усиливается по сравнению с красной, а после середины они меняются ролями [1]. Изменив ориентацию луча зрения и направление осевого вращения ОК на рис. 4 на противоположные, мы получим соответствующую графическую ситуацию. Легко видеть, что на предмаксимальных фазах обе околотерминаторные РМС-области находятся вблизи края диска, и их вклад в кривые лучевых скоростей близок к максимальному. Однако до фазы 1.0 эмиссионная область α , движущаяся теперь от наблюдателя, частично закрыта собственным лимбом, в отличие от области b , движущейся к наблюдателю; после фазы 1.0 их положения меняются, что приводит к наблюдаемой симметричной смене поведения эмиссионных составляющих H_{α} . Небезынтересно, что «осевая» скорость, измеренная по этой линии, составляет величину 12.7 км/с [1], также весьма близкую к v_z в фотосфере ОК этой системы.

Проведенное сравнение показывает, что ряд специфических наблюдательных особенностей ДС может получить непротиворечивое и естественное объяснение в рамках РМС-эффекта. При этом существенно используется главное свойство этих объектов — двойственность и связанное с ним постоянно существующее внешнее радиационное воздействие. Разумеется, для однозначности выводов необходимы как дальнейшие расчеты, так и постановка целевых наблюдений. В частности, теоретическое выяснение детальных свойств и динамики РМС-областей в различных слоях атмосферы звезды потребует усложнения математической модели — перехода к решению системы (1) с конкретным видом функции источника в двумерной и трехмерной геометрии, где будут учтены не только энергетические потери за счет излучения, вязкости и теплопроводности при переменной степени ионизации фотосферы в пределах источника, но также и выход волн на смежные уровни стратификации вещества звездной оболочки. Выяснение же степени адекватности описанной альтернативной гипотезы о природе ЦАА в ДС типа RS CVn требует и более подробного анализа уже накопленного к настоящему времени обширного наблюдательного материала по этим звездам.

По всей видимости, с астрофизической точки зрения возможности реализации РМС не исчерпываются рассмотренными в [3, 4] и выше случаями. Резонансное по скорости возбуждение колебаний термоакустической природы возникает, вероятно всякий раз, когда инициируется и длительное время существует быстро движущаяся пространственная неоднородность нагрева среды — «тепловая волна». В частности, это происходит в случаях, когда вращающееся космическое тело шаровой формы находится в непрерывном потоке электромагнитного излучения терминаторный вариант. Анало-

гичные условия могут возникнуть при взаимоэкранировании потока движущимися относительно друг друга объектами — затменный вариант и, наконец, при сканировании ограниченным (в направлении сканирования) потоком излучения протяженного поглощающего образования — лучевой вариант. Анализ соответствующих моделей не входит в задачу настоящей работы. Отметим лишь, что кратные системы являются реальными кандидатами для поиска всех трех вариантов, включая динамический радиационный нагрев оболочки или диска при термализации эжекционных или (и) аккреционных потоков частиц.

Таким образом, изложенное выше дает основание предполагать, как минимум, достаточно широкую распространенность во Вселенной необходимых условий реализации обсуждаемого эффекта. Эти условия не требуют значений определяющих параметров ДС, выходящих за рамки наблюдаемых, а возможные проявления РМС также не противоречат наблюдениям и могут быть положены в основу качественного объяснения атмосферной активности ряда звезд, что является аргументом в пользу реальности рассмотренной модели. Однако в любом случае РМС интересен прежде всего нетривиальной возможностью возникновения в космической среде волн плотности (в том числе и ударных) за счет постоянного во времени внешнего радиационного воздействия, гораздо менее интенсивного по сравнению с «импульсным» (вспышечным) источником, порождающим колебания эквивалентной амплитуды.

Автор благодарит Л. В. Васильеву за проведение расчетов на ЭВМ, а также А. И. Калининченку и И. И. Канаева за полезные дискуссии.

Харьковский государственный
университет

NON-STATIONARY EFFECTS OF RADIATION-MECHANICAL SYNCHRONISM IN DOUBLE STARS I. GAS DYNAMICS MODEL

V. P. VASILYEV

Physical and mathematical model of generation of acoustic waves by moving the terminator in the atmosphere of asynchronous rotating star in the double system is grounded. It is shown that in case of speed resonance between the source and the generated oscillation this effect may cause local instability even when it is weakly irradiated by the component. The qualitative comparison of the model with the observed data proves the conditions for a wide area of realization and the existence of the predicted phenomena.

ЛИТЕРАТУРА

1. Затменные переменные звезды, под ред. В. П. Цесевича, Наука, М., 1971.
2. Явления нестационарности и звездная эволюция, под ред. А. А. Боярчука, Ю. Н. Ефремова, Наука, М. 1974.
3. В. П. Васильев, А. И. Калиниченко, Пробл. ядер. физ. и космич. лучей, Вища школа, Харьков, 19, 61, 1983.
4. В. П. Васильев, Кинем. и физ. неб. тел., 3, 3, 1986.
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Наука, М., 1982. стр. 331.
6. Э. Гибсон, Спокойное Солнце, Мир, М., 1977.
7. А. А. Карабутов, О. В. Руденко, Акуст. ж., 25, 536, 1979.
8. В. П. Васильев, Астрон. циркуляр, № 1473, 1987.
9. T. Hulsong, L. Xuefu, Astron. and Astrophys., 172, 74, 1987.
10. D. Van Buren, A. Young, Astron. J., 295, L39, 1985.
11. M. Beech, Astrophys. and Space Sci., 125, 69, 1986.
12. W. Van Hamme, R. E. Wilson, Astron. J., 92, 1168, 1986.
13. D. B. Wood, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 164, 53, 1973.
14. C. Bertolini, C. Blanco, S. Catalano, M. Cerruti-Sola, I. A. Eaton, H. Louth, E. Marilli, A. Piccioni, T. R. Renner, M. Rodono, F. Scaltritti, Astron. and Astrophys. 117, 149, 1983.
15. B. W. Bopp, F. C. Fekel, D. S. Hall, G. W. Henry, P. V. Noah, J. Africano, M. S. Wilkerson, W. I. Beavers, Astron. J., 87, 1035, 1982.
16. M. Busso, F. Scaltritti, C. Blanco, S. Catalano, E. Marilli, V. Pazzani, M. Rodono, Astron. and Astrophys., 135, 255, 1984.
17. J. D. Dorre, E. F. Guinen, G. P. Mc. Cook, Publ. Astron. Soc. Pacif., 96, 250, 1984.
16. P. B. Burne, J. C. Doyle, A. D. Andrews, C. J. Butler, N. Marstad, J. L. Lin-sky, T. Simon, M. Rodono, S. Catalano, C. Blanco, E. Marilli, V. Pazzani, Proc. 4th Europ. IUE Conf., 15—18 May 1984, Rome, Italy, ESA SP-218, July, 1984.
19. K. W. Jeffreys, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 42, 285, 1980.
20. D. B. Cator, Astron. J., 91, 132, 1986.