

УДК 524.387

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КРИВЫХ БЛЕСКА IP Peg В МОДЕЛИ БЕЗУДАРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГАЗОВОЙ СТРУИ И ДИСКА

© 2001 г. Т. С. Хрузина¹, А. М. Черепашук¹, Д. В. Бисикало²,
А. А. Боярчук², О. А. Кузнецов³

¹Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

²Институт астрономии, Москва, Россия

³Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша, Москва, Россия

Поступила в редакцию 08.12.2000 г.

В работе решена обратная задача по интерпретации затменной кривой блеска катализмической переменной IP Peg. Показано, что модель безударного взаимодействия газовой струи и диска (модель эллиптического диска с “горячей линией”) лучше описывает основные особенности кривой блеска взаимодействующей тесной двойной системы, по сравнению с классической моделью “горячего пятна”, расположенного на внешней границе круглого аккреционного диска. В частности, в модели с “горячей линией” удается воспроизвести увеличение светимости в фазах $\phi \sim 0.1\text{--}0.2$ и $\phi \sim 0.5\text{--}0.6$, что невозможно в рамках стандартной модели “горячего пятна”. Преимущества модели с “горячей линией” особенно заметны при интерпретации кривых блеска IP Peg в инфракрасном диапазоне спектра: невязка χ^2 при сравнении теоретической и наблюдаемой кривых блеска для модели с безударным взаимодействием газовой струи и диска равняется 49, в то время как невязка для стандартной модели с “горячим пятном” $\chi^2 = 2681$.

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах [1–3] разработана трехмерная газодинамическая модель течения вещества во взаимодействующих тесных двойных системах (ТДС). Анализ расчетов показывает, что в стационарном случае газовая струя, истекающая из внутренней точки Лагранжа (L_1), и аккреционный диск образуют структуру с единой морфологией, так что в месте касания струи и диска отсутствуют разрывы и ударные волны и, следовательно, не может формироваться классическое “горячее пятно” [4, 5]. Вместе с тем, взаимодействие газовой струи с веществом межкомпонентной оболочки ТДС формирует протяженную ударную волну, расположенную вдоль края струи – “горячую линию” [1–3, 6], которая может объяснить особенности кривых блеска катализмических переменных [7], и, в частности, появление нормальных и аномальных горбов, сопровождающих затмения аккреционного диска звездой-донором.

В данной статье излагаются результаты использования новых алгоритмов синтеза кривой блеска [8], развитых на основе результатов трехмерных газодинамических расчетов [1–3, 7]. В отличие от работы [7], нами рассматривается более реалистичная модель эллиптического аккреционного диска с протяженной яркой областью (“горячей линией”), расположенной вдоль струи вещества из L_1 . На примере катализмической переменной IP Peg с “двойным затмением” решена обратная задача нахождения параметров модели

на основании усредненной кривой блеска и показано, что модель эллиптического диска с “горячей линией” лучше описывает основные особенности кривой блеска взаимодействующей ТДС, по сравнению с классической моделью “горячего пятна”, расположенного на внешней границе круглого аккреционного диска.

2. ФИЗИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ МОДЕЛИ

Для описания процесса перетекания вещества между компонентами полуразделенной двойной системы традиционно используется следующая схема:

а) из звезды-донора через внутреннюю точку Лагранжа L_1 вытекает газ и формирует струю;

б) вещество струи, обладающее избытком углового момента, не может аккрецироваться сразу и формирует газовое кольцо вокруг аккретора;

в) под действием диссипативных процессов газовое кольцо расплывается в аккреционный диск и часть вещества падает на поверхность аккретора.

В конце 60-х гг. Горбацкий [4] и Смак [5] предположили, что взаимодействие струи и аккреционного диска сопровождается образованием ударной волны, и в месте соприкосновения струи и диска возникает “горячее пятно”. Такая модель в течение последних 30 лет широко применялась для исследования катализмических двойных систем (см., например, [9]) и объясняла наличие горбов на кривой блеска, хотя многие наблюдатель-



Рис. 1. Схематическое изображение основных элементов структуры течения вещества в ТДС. Положение аккретора обозначено белым пятном в центре диска.

ные особенности оставались за рамками этой модели.

В последнее время газодинамическая модель перетекания вещества в полуразделенных ТДС подверглась радикальному пересмотру [1–3, 7]. Трехмерные газодинамические расчеты [1–3, 6] показали, что в режиме установившегося течения газовая струя и аккреционный диск взаимодействуют безударно и не формируют классического “горячего пятна”. Расчеты показывают, что система “струя – диск” имеет единую морфологию, и в месте перехода струи в диск нет разрывов и ударных фронтов. Расчеты также показывают, что картина течения вещества в ТДС намного сложнее, чем следует из упомянутой выше простой схемы. Помимо струи и аккреционного диска в системе формируется газовое “гало” вокруг аккреционного диска и межкомпонентная оболочка. Газ межкомпонентной оболочки огибает аккретор и сталкивается со струей вещества из L_1 , что приводит к возникновению ударного фронта вдоль края струи (“горячая линия”). Схематически основные элементы рассчитанной структуры течения представлены на рис. 1. Здесь показаны изоповерхность плотности на уровне $\rho = 10^{-3}\rho(L_1)$, а также контуры “гало”, соответствующие значению плотности $\rho = 10^{-4}\rho(L_1)$ для контактной модели двойной системы IP Peg.

Модель течения вещества в ТДС с “горячей линией” вместо “горячего пятна” является достаточно универсальной. Изменения вязкости, темпа радиационных потерь энергии и других условий течения газа в ТДС [10–12] качественно не меняют основного вывода трехмерных газодинамических расчетов: в установившемся режиме течения газа вместо классической модели “горячего пятна”, обычно трактуемого как область столкновения газовой струи с внешней границей диска, не-

обходимо использовать модель “горячей линии”, которая формируется вне диска, вдоль газовой струи из-за взаимодействия последней с веществом межкомпонентной оболочки. В работе [7] было показано, что “горячая линия” хорошо объясняет наличие горбов на кривой блеска.

Для изучения структуры диска и околодисковых образований в период вспышки следует использовать системы с большим углом наклона плоскости орбиты, в которых наблюдается затмение аккреционного диска второй звездой. Выбранная нами ТДС – IP Peg – показывает так называемое “двойное затмение”, т.е. в момент нижнего соединения звезды-донора она затмевает последовательно не только белый карлик, но и асимметричную аккреционную структуру вокруг него. В рамках классической модели можно достаточно аккуратно описать форму “двойного затмения”, однако внезатменные части кривых, особенно во время вспышек, когда на кривой блеска ТДС появляется аномальный горб, в рамках стандартной модели воспроизвести с достаточной точностью не удается.

3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СИСТЕМЫ

Модель “горячей линии” лучше согласуется с наблюдениями, чем модель “горячего пятна” [7], однако она также нуждается в уточнении. Сравнение синтетических и наблюдаемых кривых блеска позволит определить ряд параметров задачи и, тем самым, скорректировать газодинамическую модель течения вещества в полуразделенных двойных системах. Детальная газодинамическая модель и ее корректное математическое представление в фотометрической модели открывает широкие перспективы для нового анализа бога-

того наблюдательного материала по взаимодействующим ТДС и позволит определить более точные физические характеристики и эволюционный статус взаимодействующих ТДС разных типов. Это особенно важно в связи с перспектиками запуска на орбиту ультрафиолетовых обсерваторий (например, "Спектр-УФ"), которые дают возможность выполнить детальные наблюдения областей взаимодействия газовых структур в ТДС. В настоящей работе мы использовали загруженную модель, когда "горячая линия" рассматривалась в рамках модели абсолютно черного тела.

Физические выводы о трехмерной структуре газовых потоков во взаимодействующих ТДС [1–3, 10–12] были положены в основу математической модели, используемой для синтеза теоретической кривой блеска и решения соответствующей обратной задачи нахождения параметров взаимодействующей ТДС [8]. Основные положения фотометрической модели могут быть сформулированы следующим образом.

1. Звезда-донор (вторичный компонент) полностью заполняет свою полость Роша, т.е. учитывается и приливная, и вращательная деформация.

2. Поверхность звезды-донора разбивается на 648 элементарных площадок, для каждой из которых вычисляется интенсивность излучения в направлении наблюдателя с учетом гравитационного потемнения, потемнения к краю, эффекта прогрева ее поверхности излучением белого карлика. Для каждого значения фазового угла рассматриваются лишь площадки, обращенные к наблюдателю, причем учитываются их затмения телами всех компонентов системы, в том числе и самой звездой-донором.

3. Белый карлик (первичный компонент) имеет сферическую форму и расположен в фокусе эллиптического аккреционного диска. Поверхность белого карлика также разбита на 648 элементарных площадок. Принято, что эффективная температура площадок одинакова по всей поверхности звезды. При вычислении интенсивности излучения в направлении наблюдателя учитываются эффекты потемнения к краю. Площадки на белом карлике могут затмеваться теплом самой звезды, аккреционным диском, звездой-донором и горячей линией.

4. Эллиптический аккреционный диск описывается фигурай, определяемой следующим образом [8]:

а) боковая (внешняя) поверхность диска задается эллипсоидом с полуосами a , b и c ; полуоси a и b лежат в плоскости орбиты, причем $b^2 = a^2(1 - e^2)$; получось с перпендикулярна орбитальной плоскости;

б) в одном из фокусов этого эллипса распределен центр белого карлика;

в) внутренние поверхности диска получаются в результате вычитания из эллипса частей, попадающих во "внутренние" области двух параболоидов, заданных параметром A_p .

Оси параболоидов, определяющих внутреннюю поверхность диска, перпендикулярны плоскости орбиты. Значение параметра A_p изменяется в зависимости от угла поворота ψ радиуса-вектора, проведенного из вершины параболоида к краю диска, вокруг оси параболоида. В периастре диска $\psi = 0$, в апоастре соответственно $\psi = \pi$. Коэффициент $A_p(\psi)$ имеет вид:

$$A_p(\psi) = \frac{Ab^2}{a^2(1 + e \cos \psi)} = \frac{A(1 - e^2)}{1 + e \cos \psi}, \quad (1)$$

где A – константа. При $e = 0$ она совпадает с постоянной параболоида A_{par} [13], описывающего форму внутренних поверхностей круглого диска, $A_p(\psi) = A = \text{const}$; в случае эллиптического диска для величины $A_p(\psi)$ в его периастре ($\psi = 0$) получаем $A_p(\psi) = A(1 - e)$, в апоастре $\psi = \pi$ и, соответственно, $A_p(\psi) = A(1 + e)$. Вершины параболоидов смешены относительно плоскости орбиты ТДС

на величину $z_0 = \frac{R_w^2}{A^2(1 - e)^2}$: для верхнего параболоида – ниже плоскости орбиты, для нижнего – соответственно выше плоскости орбиты. При таком выборе параметра z_0 параболоиды при $\psi = 0.0$ (в периастре диска) будут пересекать орбитальную плоскость на расстоянии R_w от центра белого карлика, где R_w – радиус белого карлика. Принято, что внутреннюю (например, верхнюю) поверхность диска образует та часть поверхности параболоида, которая имеет неотрицательные значения координаты z . Линии пересечения эллипса, описывающего боковую часть диска, и параболоидов, описывающих его внутренние части, дают нам верхнюю и нижнюю границы диска. Они расположены на расстоянии h от плоскости орбиты:

$$h = \pm c \left(\sqrt{\frac{c^2 A^4}{4b^4} - \frac{1}{b^2} \left[\frac{R_w^2}{(1 - e)^2} - a^2 \right]} - \frac{c A^2}{2b^2} \right). \quad (2)$$

Ориентация диска задается углом α_e между радиусом-вектором, проведенным из центра белого карлика в точку периастра диска, и линией, соединяющей компоненты ТДС. Величина α_e может меняться в диапазоне от 0 до 2π и увеличивается в направлении орбитального движения компонентов. Подробное описание процедуры моделирования геометрически толстого эллиптического аккреционного диска приведено в [13].

При вычислении температуры элементарной площадки на поверхности диска учитывалась ее

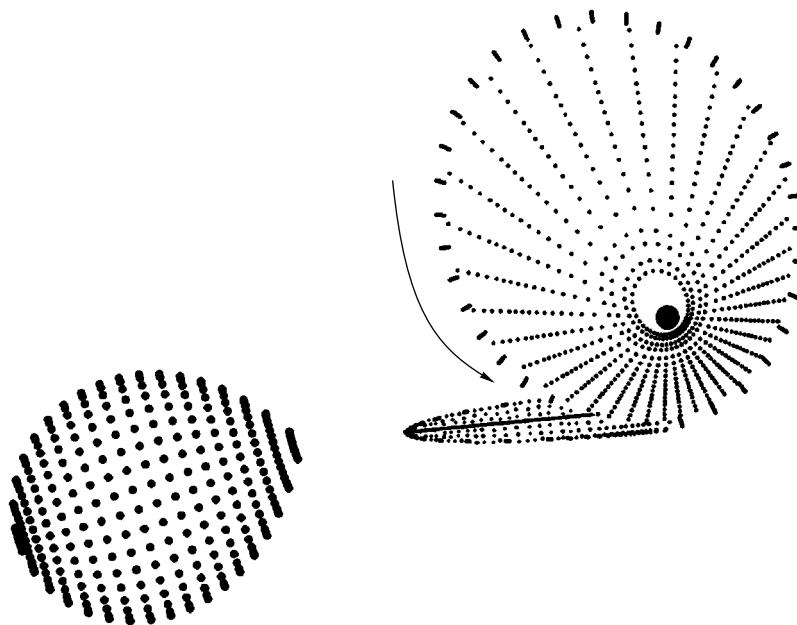


Рис. 2. Схематическое изображение основных элементов ТДС, используемых в фотометрической модели, в орбитальной фазе $\phi = 0.8$ при наклоне орбиты $i = 0^\circ$ (вид на систему сверху). Стрелка указывает направление движения газа в диске. Жирной линией обозначена условная граница между “наветренной” и “подветренной” сторонами “горячей линии”.

зависимость от расстояния r между центром рассматриваемой площадки и поверхностью белого карлика. Вблизи поверхности белого карлика температура площадок на диске полагалась равной температуре T_{bw} поверхностного слоя, расположенного в районе экватора звезды, причем $T_{bw} \geq T_w$. В работах [8, 13] температура площадок на диске определялась температурой белого карлика T_w . Однако, наблюдения показывают, что во многих катализмических переменных температура диска во внутренних областях значительно превышает значение T_w . Кроме того, наблюдаемый поток излучения от белого карлика относительно невелик и не в состоянии обеспечить наблюдаемый эффект прогрева вторичного компонента. Нагрев диска связан с трансформацией гравитационной энергии вещества в теплоту при его движении к поверхности белого карлика. Обычно полагают, что изменение температуры поверхности диска T_g меняется с расстоянием от центра белого карлика r по следующему закону:

$$T_g = T_{bw} \left(\frac{R_w}{r} \right)^{\beta_g}. \quad (3)$$

Для параметра β_g в первом приближении обычно принимают $\beta_g = 3/4$ [14], предполагая, что каждая точка поверхности диска излучает как абсолютно черное тело. На практике, однако, оказывается, что распределение температуры вдоль радиуса диска более плоское, чем зависимость “3/4”, осо-

бенно во время вспышек. Кроме указанной выше зависимости температура площадки на диске может быть увеличена на несколько процентов за счет эффектов ее прогрева излучением белого карлика и вторичного компонента.

5. “Горячая линия”, расположенная вдоль струи, описывается частью эллипсоида с полуосями a_v , b_v и c_v , вытянутого в направлении внутренней точки Лагранжа L_1 (рис. 2). Боковая поверхность этого эллипсоида совпадает с касательной к эллиптическому диску при любых его ориентациях, а центр расположен в плоскости орбиты внутри диска на некотором расстоянии от его края. Схематическое изображение основных элементов ТДС, используемых в фотометрической модели, для наклона орбиты $i = 0^\circ$ (вид сверху) представлено на рис. 2. Стрелка на рисунке указывает направление движения газа в диске. Подробное описание процедуры построения фигуры “горячей линии” и метода синтеза кривой блеска ТДС в рамках такой модели приведено в работе [8].

Высвечивание энергии ударной волны может происходить на поверхности “горячей линии” как на фронте ударной волны, т.е. со стороны набегающего потока (будем называть эту сторону “наветренной”), так и с обратной (“подветренной”) стороны в зависимости от физических параметров и оптической толщины взаимодействующих потоков (скорости, плотности и пр.). На рис. 2 условная граница между “наветренной” и “подве-

тренной” сторонами “горячей линии” на поверхности усеченного эллипсоида показана жирной линией. В нашей фотометрической модели принято, что площадки на поверхности “горячей линии” излучают как абсолютно черное тело. Это предположение справедливо лишь в случае, когда оптическая толщина “горячей линии” больше единицы. Температура i -ой элементарной площадки на поверхности “горячей линии” вычисляется раздельно для каждой из его сторон согласно принятой в модели зависимости:

$$T_i(y) = T_{\min} + T_{\max} \cos\left(\frac{\pi}{2}\Delta y_i\right), \quad (4)$$

где y – координата вдоль большой оси эллипсоида “горячей линии”, а

$$\Delta y_i = \frac{y_i - y_{\max}}{y_{\min} - y_{\max}}. \quad (5)$$

При принятом законе изменения температуры в точке с координатой y_{\max} температура имеет максимальное приращение ($T_i(y) = T_{\min} + T_{\max}$), а в точке с координатой y_{\min} приращение температуры равно нулю ($T_i(y) = T_{\min}$). В качестве минимальной принимается та температура, которую имело бы вещество, находящееся на расстоянии r от центра белого карлика в соответствии с законом распределения температуры (3). В случае близости параметров y_{\min} и y_{\max} имеет место ситуация, когда высвечивание ударной волны происходит в небольшой области, подобной классическому “горячему пятну”, но расположенному не на диске, а на части поверхности “горячей линии”, а остальные ее части остаются сравнительно холодными ($T \sim 1500-2000$ K).

На рис. 3 показано распределение температуры площадок вдоль большой оси эллипсоида “горячей линии” с “наветренной” (кривая 1) и с “подветренной” стороны (кривая 2). Буква D указывает y -координату точки касания эллипсоидом “горячей линии” боковой поверхности аккреционного диска, буква P – y -координату полюса этого эллипсоида. В данной модели в отличие от варианта, предложенного в [8], принято, что своего максимального значения температура на “наветренной” стороне “горячей линии” T_{\max} достигает в точке касания струи с боковой поверхностью диска (в [8] $y_{\max}^{(1)}$ был свободным параметром). Максимальная температура горячей линии на “подветренной” стороне смешена в точку с y -координатой

$$y_{\max}^{(2)} = y_{\max}^{(1)} - dy, \quad (6)$$

величина смещения dy – свободный параметр задачи. Несмотря на то, что температура вещества с “наветренной” стороны “горячей линии” выше,

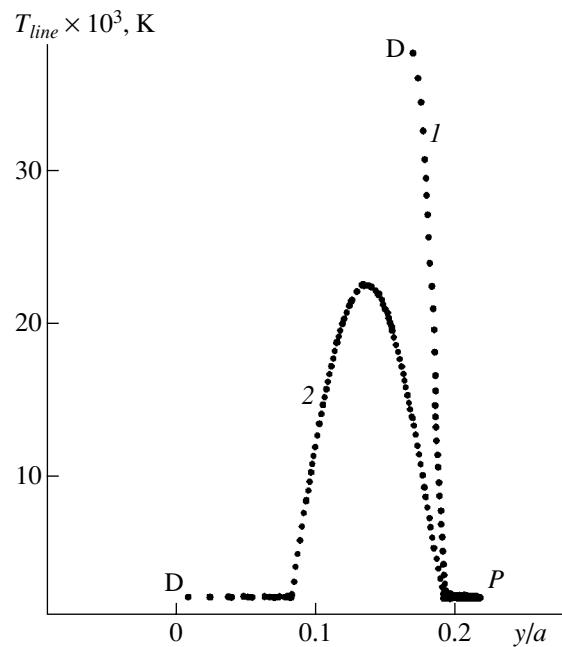


Рис. 3. Распределение температуры вдоль большой оси Y эллипсоида, описывающего “горячую линию”, с “наветренной” (кривая 1) и с “подветренной” стороны (кривая 2). Буква D указывает y -координату точек касания телом “горячей линии” боковой поверхности диска, буква P – y -координату y -полюса эллипсоида, описывающего горячую линию. Значения максимальных температур составляют $T_{\max}^{(1)} = 35370$ K для “наветренной” стороны линии и $T_{\max}^{(2)} = 22400$ K для “подветренной”. Параметры области высвечивания: $a_v = 0.088a_0$, $b_v = 0.217a_0$, $c_v = 0.014a_0$, $y_{\min} = 0.19a_0$, $dy = 0.033a_0$. Другие параметры ТДС соответствуют варианту 2 из табл. 1.

чем с ее “подветренной” стороны, площадь излучающей области здесь в два раза меньше, чем с ее обратной стороны. Кроме этого, величина вклада излучения с “наветренной” стороны горячей линии в полный поток от системы зависит не только от контраста температур на поверхности усеченного эллипсоида, но и от положения диска и компактности области высвечивания – самые горячие площадки на поверхности “горячей линии” с “наветренной” стороны могут быть закрыты от наблюдателя боковой поверхностью диска или телом звезды-донора.

6. Искомыми параметрами задачи являются: отношение масс компонентов $q = M_w/M_2$ (M_w и M_2 – массы белого карлика и звезды-донора), i – наклонение орбиты системы, T_2 – эффективная температура звезды-донора без учета прогрева ее поверхности горячим излучением белого карлика, R_w и T_w – радиус и эффективная температура белого карлика, T_{bw} – температура поверхности слоя на экваторе белого карлика, где происходит аккреция вещества; параметры, описываю-

щие размеры, фигуру и ориентацию эллиптического диска – e , a , A , α_e ; и, наконец, параметры, описывающие фигуру “горячей линии” (a_v , b_v , c_v), распределение по его поверхности температуры – y_{\min} и dy (см. (5)) и значения самих температур T_{\max} как с “наветренной”, так и с “подветренной” стороны. Таким образом, количество неизвестных параметров задачи в общем случае достигает 17 (в процессе решения задачи мы использовали для распределения температуры вдоль радиуса диска классическую зависимость “3/4” [14], в противном случае мы будем иметь еще один свободный параметр). Поэтому к процедуре определения параметров ТДС в модели “горячей линии” имеет смысл обращаться только в тех системах, для основных параметров которых – q , i , T_2 , T_w , R_w , a , A – есть оценки их значений, полученные из других источников.

Для оценки качества описания наблюдаемой кривой блеска системы в рамках выбранной модели теоретической кривой вычисляется невязка согласно формуле

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^n \frac{(m_j^{\text{theor}} - m_j^{\text{obs}})^2}{\sigma_j^2}, \quad (7)$$

где m_j^{theor} и m_j^{obs} – звездные величины в j -ой орбитальной фазе, полученные теоретически и из наблюдений соответственно, σ_j^2 – дисперсия наблюдений в j -ой точке, n – число точек на кривой.

Для решения обратной задачи нахождения параметров модели из кривой блеска ТДС используется метод Нелдера–Мида минимизации функционала невязки χ^2 [15]. Принято считать решением задачи или областью доверительных значений полученных параметров такой их набор, при котором полученная в результате метода минимизации невязка оказывается ниже критического уровня значимости распределения $\chi^2_{\eta, N}$. Здесь η – выбранная вероятность отбросить верное решение, N – количество нормальных точек на кривой блеска. В том случае, если ни одно из полученных решений не оказывается ниже выбранного критического уровня значимости $\chi^2_{\eta, N}$, оценку влияния на решение задачи изменения того или иного параметра можно получить, задав вместо критической некоторую условную границу невязки, увеличив, например на 10%, значение полученной минимальной невязки.

Детальное описание метода синтеза, метода решения обратной задачи и результаты некоторых модельных расчетов приведены в работе [8].

4. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О СИСТЕМЕ IP Peg

Карликовые новые представляют собой подкласс катаклизмических переменных, показывающих короткие вспышки длительностью в несколько дней, во время которых светимость системы увеличивается на 3–5^m. Вспышки могут повторяться как через несколько недель, так и через несколько лет в зависимости от типа системы.

Переменность IP Peg была обнаружена Липовецким и Степаняном [16]. Горянский и др. [17] показали, что система является затменной карликовой новой с периодом $P = 3^{\text{h}}8$, показывающей острые и глубокие затмения, а также выраженный орбитальный горб на кривой блеска. Во вспышках, повторяющихся с интервалом ~ 100 дней, яркость IP Peg увеличивается примерно на 2^m5, ее внезатменная V -величина меняется от 14^m7 в неактивном состоянии (вне затмения) до $\sim 12^m3$ во время вспышек.

Результаты фотометрических наблюдений IP Peg приведены в работах [18–23]. Спектральные наблюдения системы были выполнены в работах [24–27]. В недавних спектральных наблюдениях системы [28, 29] было обнаружено излучение в бальмеровских эмиссионных линиях, приходящее из районов полюсов звезды-донора и возникающее вследствие прогрева ее поверхности горячим излучением белого карлика. Эти спектральные наблюдения также дают некоторые указания на возможность существования спиральных волн в аккреционном диске во время вспышки системы.

Вторичная звезда проявляет себя эллипсоидальной переменностью, хорошо видимой в ИК-области спектра. По инфракрасной K -кривой блеска IP Peg Шкоди и Матео [18] получили оценки на наклонение орбиты системы ($i \sim 75^\circ$) и расстояние до нее ($d \sim 130$ –142 пк). Спектральный класс вторичной компоненты они оценили по показателям цвета как M4V. По соотношению “масса – радиус” можно заключить, что звезда лежит вблизи главной последовательности.

Буд и Кроуфорд [19] по высокоскоростной фотометрии IP Peg в моменты главного минимума из продолжительности входа и выхода компонентов системы из затмений красным карликом определили отношение масс компонентов $2.04 < q < 2.86$ и наклонение орбиты $80^\circ 9 < i < 90^\circ$. При этом $q = 2.04$ при $i = 80^\circ 9$ они сочли более предпочтительным.

Марч [24] по наблюдениям системы в неактивной стадии в линиях H_β и H_γ получил для полуамплитуд кривых лучевых скоростей компонентов значения $K_w = 173 \pm 17$ км/с для белого карлика и $K_2 = 301 \pm 19$ км/с для вторичной по абсорбцион-

ным линиям. При определении последней было учтено возможное смещение центра абсорбционных линий за счет прогрева звезды-донора излучением из внутренних районов диска. В результате отношение масс компонентов оказалось несколько ниже того значения, что получили Буд и Кроуфорд [19], а именно $q = 1.67 \pm 0.1$. Для наклона орбиты было получено $i = 79^\circ \pm 0^\circ.9$; расстояние между компонентами $a_0/R_\odot = 1.50 \pm 0.08$, массы и радиусы компонентов $M_w/M_\odot = 1.14 \pm 0.15$, $M_2/M_\odot = 0.67 \pm 0.12$, $R_w/R_\odot = 0.0058 \pm 0.0021$, $R_2/R_\odot = 0.498 \pm 0.032$. Для температуры белого карлика по величине изменения потока при его выходе из затмения получена оценка $T_w \leq 15000$ К. Мартин и др. [26] для полуамплитуды кривой лучевых скоростей вторичной компоненты по линии HeI получили через несколько дней после вспышки значение $K_2 = 298 \pm 8$ км/с. Определенные ими параметры компонент оказались близки к результатам Марча [24]: $q = 1.70 \pm 0.11$, $i > 68^\circ$, $K_2 = 298 \pm 8$ км/с, $M_w/M_\odot = 1.15 \pm 0.10$, $M_2/M_\odot = 0.67 \pm 0.08$, $R_2/R_\odot = 0.502 \pm 0.024$.

Вольф и др. [21] зафиксировали значительное изменение радиуса диска во время вспышки. До вспышки радиус диска довольно мал ($R_d \sim 0.24a_0$), на спадающей ветви после максимума вспышки радиус диска увеличился до $\sim 0.37a_0$, и постепенно упал до $\sim 0.26a_0$. После второй вспышки радиус диска опять вырос до $\sim 0.34a_0$, а через несколько дней его значение уменьшилось до $\sim 0.28a_0$. Исследование распределения температуры вещества вдоль радиуса диска во время вспышки показало, что профиль температуры довольно пологий и лишь на краю диска соответствует зависимости "3/4". В неактивном состоянии изменение температуры близко к классической зависимости "3/4". Температура диска во время вспышки составляла ~ 8000 К во внутренних областях, и ~ 4500 К на краю диска [23]. Исследования Фронинга и др. [30] по наблюдениям системы в ИК-диапазоне (1.45–1.85 мкм) в неактивном состоянии показали, что основная часть диска имеет пологое распределение поверхностной яркости и низкую яркостную температуру (~ 3000 К). Радиус диска, определенный по наблюдениям в этой области спектра, составляет $R_d \sim 0.32a_0$.

Кривая блеска системы показывает выраженный предзатменный горб с амплитудой $\Delta B \sim 1''$ [17], который начинается вблизи орбитальной фазы $\phi \sim 0.65$ с максимумом на фазах $\phi \sim 0.8$ – 0.9 . Этот горб принято связывать с излучением "горячего пятна" на границе диска. В линиях он выражен гораздо меньше, чем в континууме. Кривая блеска, построенная по эмиссионным линиям, показывает почти V-образную форму затмения аккреционного диска телом вторичной звезды. Для средней температуры классического "горячего пятна" получена оценка 11000–13000 К [24]. Шкоди [32] по IUE-спектрам получила для пятна

более высокую чернотельную температуру ~ 20000 К. Вертикальный размер горячего пятна примерно в два раза больше толщины внешнего края диска для принятой температуры пятна $T_{sp} = 12000$ К. Максимум горба приходится на фазу $\phi \sim 0.85$, это означает, что линия ударного фронта не перпендикулярна газовому потоку (предсказанный максимум расположен на фазе $\phi \sim 0.78$), ни диску ($\phi \sim 0.95$), а лежит где-то посередине. Вольф и др. [33] зафиксировали на кривой блеска в неактивном состоянии системы, наряду с основным орбитальным горбом, второй горб вблизи фазы $\phi \sim 0.4$ с амплитудой в два раза меньше первого горба, который они объяснили излучением "горячего пятна" над верхним краем диска. В ИК-диапазоне азимут "горячего пятна" отличается и от того значения, что задается теоретической траекторией газового потока, и от азимута "горячего пятна" в оптическом диапазоне [30].

Спектроскопия IP Peg с высоким временным разрешением показывает присутствие в период вспышки крупномасштабной яркой азимутальной структуры во внешних частях диска [27, 29, 35–38]. Анализ допплеровских томограмм IP Peg дает основания предполагать, что эти образования являются спиральными волнами в аккреционном диске, которые были открыты в работе Савады и др. [34]. Отметим, что спектры, полученные в конце вспышки или же в неактивном состоянии, спиральных волн не показывают. Моралес и др. [38] во время вспышки, наряду со спиральной структурой в диске, обнаружили наличие в системе крупномасштабной асимметрии примерно на линии, соединяющей компоненты. Это проявляется в смещении затмений эмиссионных линий на 0.015–0.045 долей орбитального периода вперед на более ранние фазы, чем затмение белого карлика. Такой асимметричной структурой может быть область "горячей линии", расположенная как раз между компонентами системы.

5. АНАЛИЗ КРИВОЙ БЛЕСКА IP Peg В ФИЛЬТРЕ V

5.1. Модель "горячей линии" для неактивного состояния IP Peg

Для проверки адекватности применения модели "горячей линии" к данной системе в неактивном состоянии блеска мы использовали кривую блеска IP Peg в фильтре V, полученную в рамках международной кампании по наблюдениям карликовых новых [22]. Кривая объединяет наблюдения трех ночей за период с 6 по 26 декабря 1988 г., относящиеся к неактивному состоянию системы (через 5 дней после последнего наблюдения зафиксирована очередная вспышка системы), и достаточно полно покрывает орбитальный период (рис. 4 (графики I, II)).

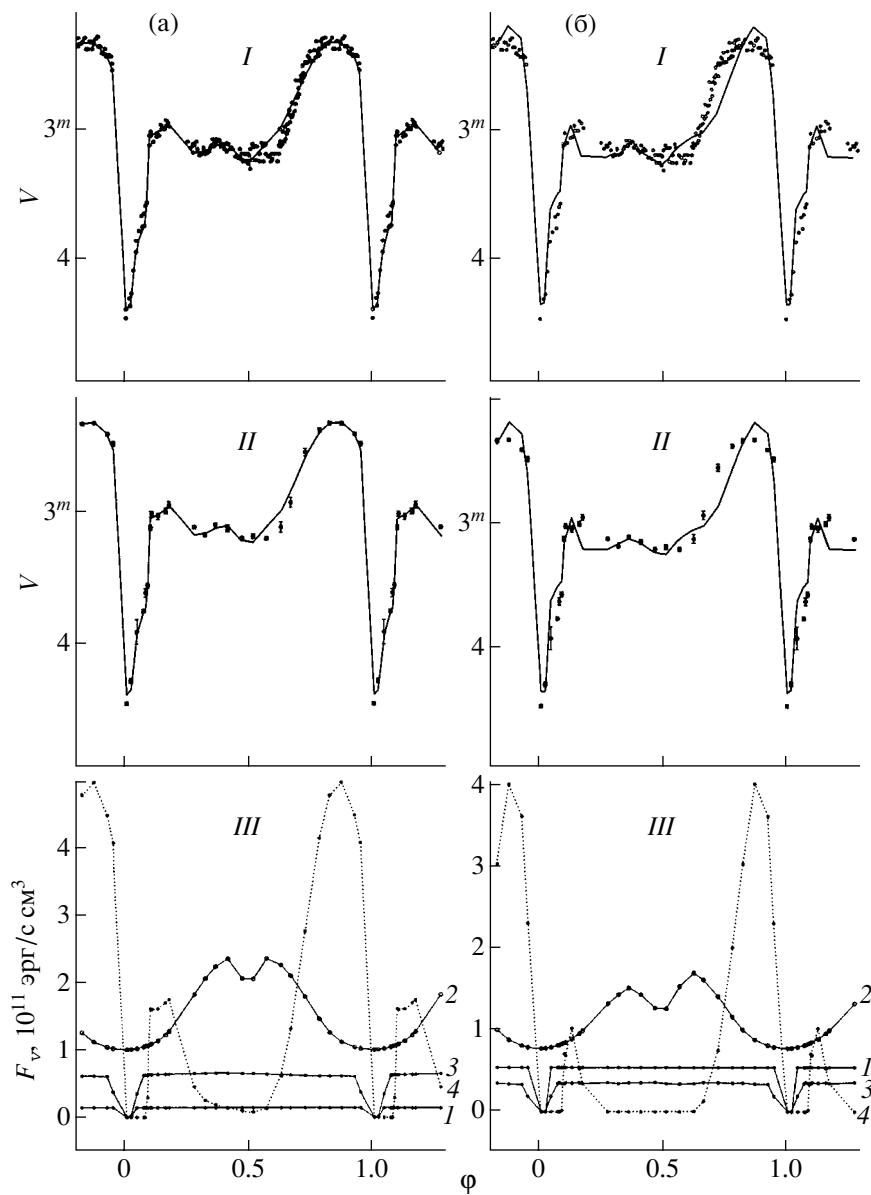


Рис. 4. Наблюдения IP Peg (I) и средняя кривая (II) в фильтре V в неактивном состоянии. Сплошными линиями показаны кривые блеска, синтезированные с наилучшими параметрами (табл. 1, “Вариант 1”) в рамках модели “горячей линии” (а) и в классической модели горячего пятна (б). На графиках III приведены вклады излучения компонентов системы – белого карлика (1), звезды-донара (2), диска (3) и области энерговыделения (4) (“горячей линии” (а) или горячего пятна (б)) – в суммарный поток.

Средняя кривая блеска представлена 26 нормальными точками. Значение критического уровня значимости для $\eta = 0.001$ и числа степеней свободы $N = 26$ оказалось равным $\chi^2_{0.001, 26} = 54.1$.

В процессе решения обратной задачи для определения параметров IP Peg диапазон изменений некоторых из них (q, i, R_w, T_w, T_2, a) был ограничен областью тех значений, что получали другие исследователи из своих наблюдений. Эти области параметров IP Peg и полученные значения остальных параметров приведены в табл. 1. На

рис. 4а (график I) точками показаны наблюдения IP Peg, сплошной линией – теоретическая кривая блеска, синтезированная с параметрами, приведенными в Табл. 1 (столбец “Вариант 1”). Теоретическая кривая прекрасно описывает наблюдения системы в главном минимуме, хорошо аппроксимируется момент выхода из затмения белого карлика и амплитуда скачка блеска, а также аномальный горб вблизи $\phi \sim 0.4$. Несколько хуже описываются наблюдения вне затмения в районе орбитальных фаз $\phi \sim 0.6$ –0.75, где отличие теоретической и наблюдаемой кривых достигает

Таблица 1. Параметры IP Peg (по наблюдениям в фильтре V)

Параметр	Общепринятые значения	Классическая модель (I)	Модель “горячей линии” (II)		
		Неактивное состояние		Активное состояние	
			Вариант 1		
$q = M_w/M_2$	1.56–2.86	2.47	1.707	1.714	1.708
i , град	78–90	85.4	80.15	80.45	80.11
R_w/a_0	0.0023–0.0056	0.0052	0.0061	0.0061	0.0062
R_2/a_0	0.295–0.373	0.316	0.344	0.344	0.344
T_w , К	≤ 15000	45965	16009	16188	16200
T_{bw} , К	40000–50000	45965	43246	40300	70045
T_2 , К	3100–3400	3397	3424	3403	3445
Диск					
a/a_0	0.24–0.28	0.407	0.308	0.256	
a/a_0 (акт.)	~ 0.34 –0.37				0.463
z/a	~ 0.02 –0.04	0.031	0.041	0.039	
z/a (акт.)	~ 0.2				0.137
Модель I (Пятно)					
Азимут, град	18–79	24.5			
R_{sp}/a_0		0.198			
T_{sp} , К	~ 12000 –20000	4530			
Модель II					
e		0	0.315	0.251	0.142
α_e , град			43.8	271	57.4
a_v/a_0			0.041	0.088	0.112
b_v/a_0			0.204	0.217	0.178
c_v/a_0			0.019	0.014	0.098
$\langle T^{(1)} \rangle$, К			17146	13500	–
$T_{\max}^{(1)}$, К			21637	35370	–
$\langle T^{(2)} \rangle$, К			10872	12120	5723
$T_{\max}^{(2)}$, К			21618	20405	6180
χ^2		1199	172	231	1210

Примечание. Модель I – классическая модель “горячего пятна” [39], модель II – модель “горячей линии”, описанная в [8]. Высокое значение полученной невязки для кривой блеска в активном состоянии связано с низкими среднеквадратичными ошибками нормальных точек.

$\Delta t = 0''1$. Из рис. 4а (график III), где приведены относительные вклады излучения компонентов системы в суммарный поток, видно, что форма и амплитуда горба на фазах $\phi \sim 0.6$ –0.9 определяется в основном излучением “горячей линии”. Вклад излучения белого карлика незначителен главным образом из-за небольших размеров звезды. Аккреционный диск довольно холодный, температура его внутренних участков не превышает 10000–15000 К, на внешнем крае $T \sim 2200$ –2700 К. Диск имеет заметный эксцентриситет, $e \sim$

~ 0.13 , ориентация $\alpha_e \sim 44^\circ$. Анализ распределения температуры по поверхности “горячей линии” показывает, что области энерговыделения на поверхности линии как с “наветренной”, так и с “подветренной” стороны весьма компактны. Температура “горячей линии” в зоне энерговыделения в ~ 10 раз выше температуры диска в прилегающих районах: с “наветренной” стороны в области ударной волны она повышается до $\sim 24\,100$ К, с “подветренной” – до $\sim 23\,400$ К в максимуме. Средние значения температуры “горячей линии”

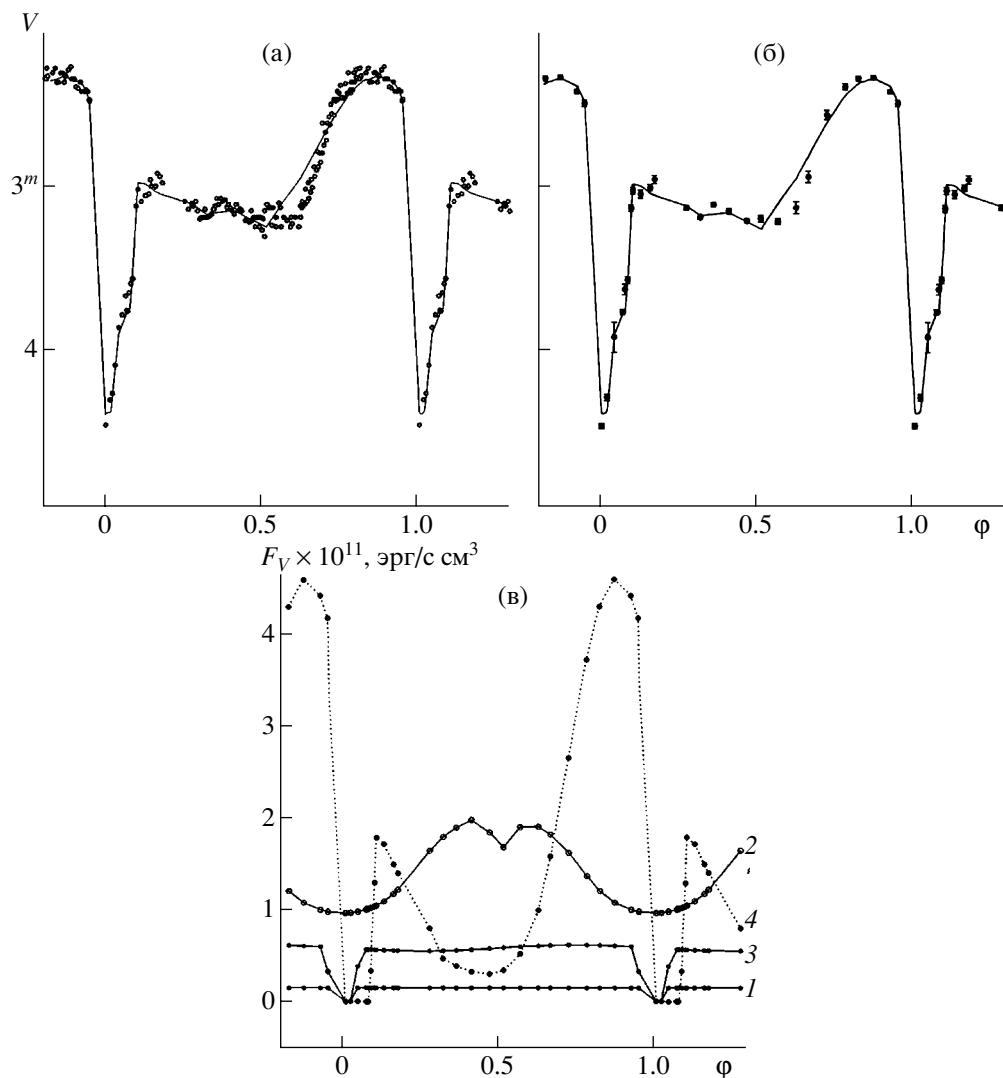


Рис. 5. Наблюдения IP Peg (а) и средняя кривая (б) в фильтре V в неактивном состоянии. Сплошными линиями показаны кривые блеска, синтезированные с наилучшими параметрами (табл. 1, “Вариант 2”) в рамках модели “горячей линии”; в – вклады излучения компонентов системы – белого карлика (1), звезды-донора (2), диска (3) и “горячей линии” (4) – в суммарный поток.

составляют соответственно $\sim 17\,150$ К и $\sim 10\,900$ К. Поверхность усеченного эллипсоида, описывающего горячую линию, вблизи его у-полюса холодная и имеет температуру, сравнимую с температурой внешних частей диска (~ 2200 К). Заметим, что данное решение – одно из многих, полученных с примерно такой же невязкой, но в более широком интервале возможных значений параметров q, i, R_w, T_w, T_2, a . Мы выбрали именно это решение, поскольку оно не противоречит тем результатам, которые были получены из спектральных исследований.

Минимальная невязка полученного решения $\chi^2 = 172$ превышает критическое значение $\chi^2_{0.001, 26} = 54.1$ для исследуемой кривой. Отметим, что в фотометрической модели мы не учитывали излучение струи вещества из L_1 и околозвездной

оболочки, а также использовали ряд загрубляющих модель допущений, поэтому неудивительно, что невязка решения больше критического значения. Для оценки влияния различных параметров на решение мы использовали вместо критической условную границу невязки $\chi^2 = 189$, увеличив на 10% значение полученной минимальной невязки. Оказалось, что для подавляющего большинства параметров возможный диапазон их изменения не превосходит 1–2% от их оптимальной величины. Для максимальных температур “горячей линии” с “наветренной” и “подветренной” сторон полученные значения погрешностей составляют 7.5% и 2.8% соответственно, для параметра dy имеем $\Delta dy \sim 10\%$, а также $\Delta e \sim 3\%$, $\Delta a_v \sim 5.2\%$, $\Delta q \sim 4.8\%$, $\Delta \alpha_e \sim 12\%$ от оптимальных величин для используемого набора параметров.

В табл. 1 (в столбце “Вариант 2”) приведено еще одно решение кривой блеска IP Peg в неактивном состоянии. Эксцентриситет диска здесь несколько выше, чем в предыдущем случае ($e \sim 0.25$), ориентация $\alpha_e \sim 270^\circ$. Для этого варианта характерно заметное различие температур “горячей линии” с “наветренной” и “подветренной” сторон (рис. 3): с “наветренной” стороны она повышается до ~ 37000 К (± 4000 К), с “подветренной” – до ~ 22000 К (± 700 К) в максимуме. В скобках указана амплитуда изменения соответствующей температуры при увеличении невязки на 10% (до $\chi^2 = 254$) при оптимальных значениях остальных параметров. Средние значения температуры “горячей линии” составляют соответственно ~ 13500 К и ~ 12120 К. Теоретическая кривая блеска и вклады излучения компонентов системы в суммарный поток приведены на рис. 5.

5.2. Модель классического “горячего пятна”

При использовании классической модели круглого диска и “горячего пятна” [39] для интерпретации кривой блеска IP Peg в фильтре V сходимость теоретической кривой с наблюдениями оказывается заметно хуже (табл. 1, рис. 4б (графики I, II)). Нам не удалось достаточно аккуратно описать внезатменный блеск системы: на фазах $\phi \sim 0.15\text{--}0.35$ и $\phi \sim 0.65\text{--}0.95$ отличие теоретической и наблюданной кривых достигает $\Delta t = 0.^m 25$. Кроме того, и главный минимум с двойным затмением аппроксимируется значительно хуже, чем в случае применения модели “горячей линии”: на фазах $\phi \sim 0.08\text{--}0.12$ отличие теоретической и наблюданной кривых достигает $\Delta t = 0.^m 2$. В классической модели амплитуда и форма горба на фазах $\phi \sim 0.6\text{--}0.9$ также определяются в основном излучением весьма протяженного горячего пятна (рис. 4б (график III)) с радиусом $\sim 0.2a_0$. Вклады излучения диска и белого карлика в суммарный поток остаются незначительными. Вклад излучения истекающего компонента оказывается несколько асимметричным относительно орбитальной фазы $\phi = 0.5$ из-за предположения, что поверхность звезды-донора может прогреваться высокотемпературным излучением “горячего пятна” (данный прогрев асимметричен относительно линии, соединяющей центры масс звезд). Существование дополнительного источника излучения в классической модели приходится предполагать для того, чтобы обеспечить более широкий горб на фазах $\phi \sim 0.6\text{--}0.9$, объяснить который одним горячим пятном не удается. Таким образом, для описания кривой блеска данной системы, находящейся в неактивном состоянии, модель “горячей линии” оказывается предпочтительнее классической модели.

5.3. Модель “горячей линии” для активного состояния IP Peg

Модель “горячей линии” была предложена для установившегося режима течения вещества в ТДС. В момент вспышки течение вещества в IP Peg, несомненно, является нестационарным и, следовательно, анализ кривой блеска для активного состояния IP Peg требует привлечения нестационарных газодинамических моделей. Тем не менее, мы предприняли попытку анализа кривой блеска IP Peg в максимуме вспышки с использованием модели “горячей линии”. Анализ полученного решения может быть полезен для определения области применимости модели “горячей линии”.

Для анализа была использована кривая блеска IP Peg в фильтре V , полученная Веббом и др. [31] (рис. 6) 28 сентября 1997 г. (кривая под номером 4558) в самом максимуме вспышки. Внезатменный блеск системы увеличился почти в 7.5 раза (на $2.^m 2$) по сравнению с неактивным состоянием системы. Кривая представлена 28 нормальными точками с погрешностями от $0.^m 01\text{--}0.^m 02$ для внезатменного блеска до $0.^m 07$ в минимуме кривой. При интерпретации этой кривой блеска мы существенно ограничили допустимые значения параметров $q = 1.707 \pm 0.002$, $i = 80.1 \pm 0.3^\circ$, $R_w/a_0 = 0.0061 \pm 0.0001$, $T_2 = 3424 \pm 30$ К, $T_w = 16009 \pm 200$ К указанными границами их погрешности. Остальные параметры были свободными. Кроме них, был введен дополнительный свободный параметр – показатель степени β_g в зависимости (3). Предполагается, что во время вспышки его величина может отличаться от классического значения $3/4$. Необходимость этого связана с тем фактом, что одним только увеличением радиуса диска от полученного выше $a \sim 0.63R_{L1}$ в неактивном состоянии даже до границ критической полости Роша во время вспышки не удается получить наблюданного увеличения потока в фильтре V , поскольку интенсивность излучения из области энерговыделения (“горячего пятна” или “горячей линии”) согласно спектральным данным изменилась мало. Оказалось, что достаточно хорошая сходимость теоретической кривой блеска с наблюдениями достигается при $\beta_g = 0.6$.

Полученные в результате параметры системы приведены в шестом столбце табл. 1, а теоретическая кривая, построенная с этими параметрами, – на рис. 6а, бб. Внезатменный поток от системы (рис. 6в) составил $F_V \sim 3.2a_0^2$ эрг $s^{-1} cm^{-3}$, что в ~ 4.6 раза выше, чем поток в максимуме орбитального горба в неактивном состоянии системы, полученный нами выше (рис. 4в). Такое более низкое (на 40% ниже наблюданного) значение потока в фильтре V может быть связано с неучетом в дан-

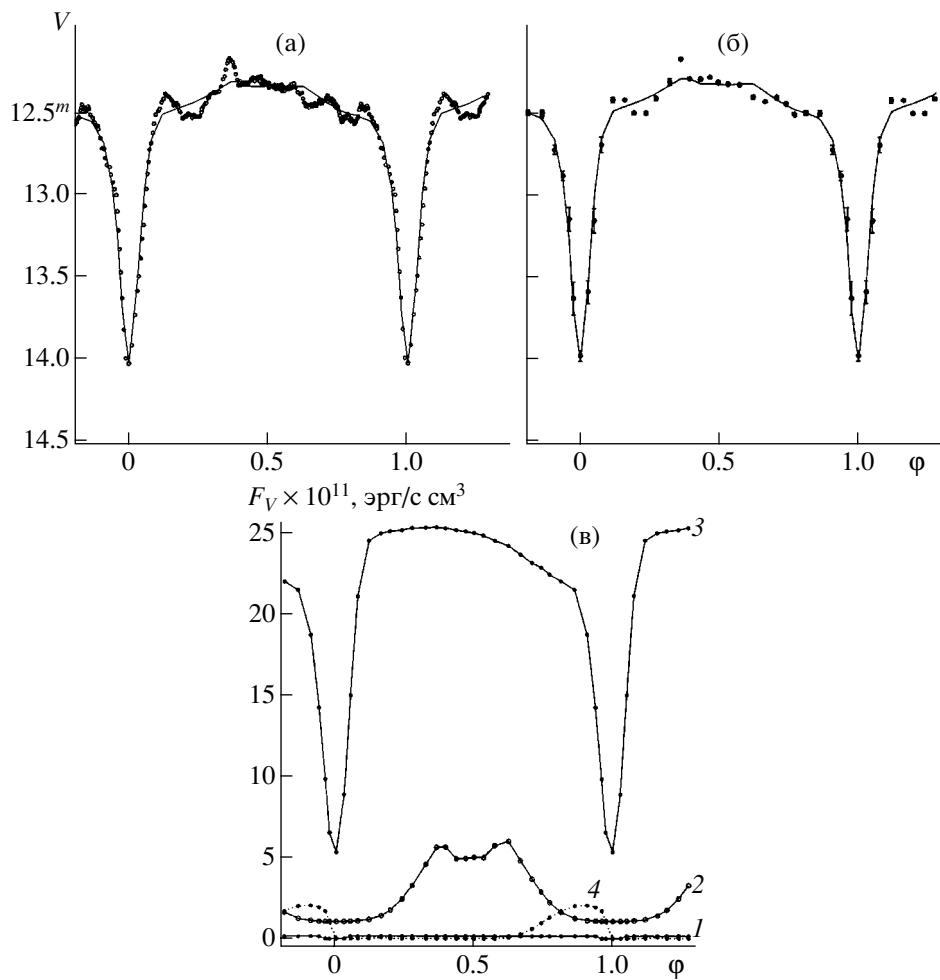


Рис. 6. Наблюдения IP Peg (а) и средняя кривая (б) в фильтре V в максимуме вспышки системы. Сплошными линиями показаны кривые блеска, синтезированные с наилучшими параметрами (табл. 1) в рамках модели “горячей линии”; в – вклады излучения компонентов системы – белого карлика (1), звезды-донора (2), диска (3) и области энерговыделения (4) – в суммарный поток.

ной модели дополнительных источников излучения, например, излучения спиральных волн в аккреционном диске. Их вклад составляет не менее ~15% от суммарной светимости диска, а температура вещества в районах спиралей достигает 20000 К [35]. Присутствие спиральных волн во время вспышки также может быть ответственно и за флуктуации внезатменного потока (рис. 6а, бб). Для проверки этой гипотезы требуется более сложная модель, описывающая “спиральное” распределение температуры по диску. Возможно также, что это различие отражает непланковский характер излучения газовых структур ТДС. В связи с этим подчеркнем еще раз, что принятая нами модель ТДС позволяет рассчитывать относительные изменения потока. Что касается абсолютных величин потоков и цветовых характеристик излучения, для их расчета требуется учет реальных спектров газовых структур ТДС, что предполагается выполнить в дальнейших работах.

Обращает на себя внимание тот факт, что модель “горячей линии” при используемых нами параметрах практически совпадает с классической моделью горячего пятна: размеры усеченного эллипсоида, описывающего “горячую линию”, и его ориентация таковы, что вместо линии мы имеем незначительный выступ над боковой поверхностью диска. “Наветренная” сторона “горячей линии” оказалась полностью погруженной в тело диска, излучение энергии наблюдается только с “подветренной” стороны линии. Объяснение этому факту лежит, по-видимому, в нестационарном характере течения вещества в момент вспышки. Модель с “горячей линией” справедлива лишь для установившегося режима течения. Во время же вспышки столкновение расширяющегося диска со струей приводит к возникновению ударной области – аналога “горячего пятна”, что, видимо, и отражают наблюдения.

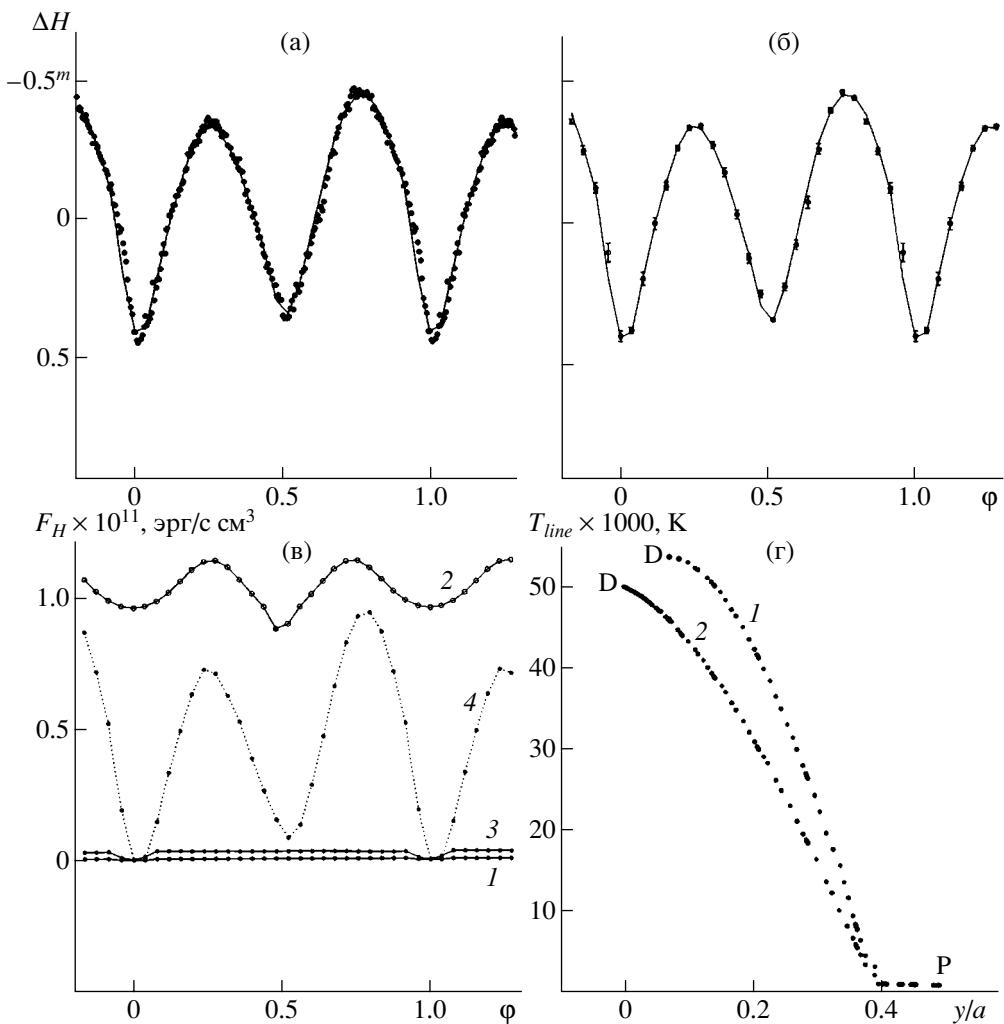


Рис. 7. Наблюдения IP Peg (а) и средняя кривая (б) в фильтре H в неактивном состоянии. Сплошными линиями показаны кривые блеска, синтезированные с наилучшими параметрами (табл. 2) в рамках модели “горячей линии”; в – вклады излучения компонентов системы – белого карлика (1), звезды-донора (2), диска (3) и “горячей линии” (4) – в суммарный поток; г – распределение температуры вдоль большой оси Y эллипса, описывающего горячую линию с “наветренной” (кривая 1) и с “подветренной” стороны (кривая 2), полученные при интерпретации кривой блеска IP Peg в неактивном состоянии. Значения максимальных температур составляют $T_{\max}^{(1)} = 50720$ К для “наветренной” стороны линии и $T_{\max}^{(2)} = 48100$ К для “подветренной”. Параметры области высвечивания: $a_v = 0.018a_0$, $b_v = 0.502a_0$, $c_v = 0.014a_0$, $y_{\min} = 0.39a_0$, $dy = 0.13a_0$.

6. АНАЛИЗ ИНФРАКРАСНОЙ КРИВОЙ БЛЕСКА IP Peg

Наиболее ярко преимущества модели, учитывающей присутствие в тесной двойной системе ударной волны в области столкновения газового потока с веществом, обтекающим аккреционный диск, проявились при попытке интерпретировать кривые блеска IP Peg в инфракрасном диапазоне спектра, соответствующие периоду неактивного состояния системы.

Для интерпретации мы использовали кривую блеска IP Peg, полученную Фронингом и др. [30] 28–30 сентября 1994 г. в фильтре H ($\lambda = 1.45$

1.85 мкм). Ближайшие к эпохе наблюдений вспышки наблюдались 25 октября 1993 г. и 7 декабря 1994 г. Форма кривых блеска практически не менялась от ночи к ночи, поэтому все наблюдения были объединены в единую кривую (рис. 7а). Попытки описать эту кривую в рамках только эллипсоидальных изменений вторичной компоненты в довольно широком диапазоне возможных параметров системы потерпели неудачу [30]. В системе очевидно присутствует дополнительный источник излучения, сравнимый по интенсивности в ИК-диапазоне с красным карликом. Поток от этого источника весьма сильно ме-

Таблица 2. Параметры IP Peg (в неактивном состоянии) по наблюдениям в фильтре H

Параметр	Общепринятые значения	Классическая модель (I)	Модель “горячей линии” (II)
$q = M_w/M_2$	1.56–2.86	2.146	1.705
i , град	78–90	80.33	80.34
R_w/a_0	0.0023–0.0056	0.0063	0.0061
R_2/a_0	0.295–0.373	0.325	0.344
T_w , К	≤ 15000	38145	16349
T_{bw} , К	40000–50000	38145	23620
T_2 , К	3100–3400	3477	3468
Диск			
a/a_0	~0.33	0.57	0.17
z/a	~0.02–0.04	0.028	0.0047
β_g	≤0.75	0.75	0.69
Модель I (Пятно)			
Азимут, град	~60	80	
R_{sp}/a_0	0.1–0.15	0.144	
T_{sp} , К	~10000	17130	
Модель II			
e			0.288
α_e			66.6
a_v/a_0			0.018
b_v/a_0			0.502
c_v/a_0			0.014
$\langle T^{(1)} \rangle$, К			27880
$T_{\max}^{(1)}$, К			50720
$\langle T^{(2)} \rangle$, К			25300
$T_{\max}^{(2)}$, К			48100
χ^2		2681	49

няется с орбитальной фазой. Это не может быть ни аккреционный диск, вклад от которого по разным оценкам не превышает 8% от суммарного потока, ни классическое “горячее пятно”, вклад от которого можно наблюдать только в узком участке орбитальных фаз, ни тем более белый карлик, вклад от которого в ИК-диапазоне пре-небрежимо мал.

Результаты интерпретации кривой блеска IP Peg в фильтре H как в классической модели “горячего пятна”, так и в модели “горячей линии” приведены в табл. 2. При решении кривой блеска в рамках модели “горячей линии” мы значительно ограничили диапазоны допустимых значений параметров $q = 1.707 \pm 0.003$, $i = 80^\circ 1 \pm 0^\circ 5$, $R_w/a_0 = 0.0061 \pm 0.0001$, $T_2 = 3420 \pm 50$ К, $T_w = 16000 \pm 350$ К указанными границами их погрешности аналогично тому, как это было сделано при ана-

лизе V -кривой блеска системы во время вспышки. Остальные параметры были свободными, в том числе и показатель степени β_g в зависимости (3). На рис. 7а, 7б приведены наблюдаемые кривые блеска и теоретическая кривая, синтезированная с параметрами из табл. 2. Рисунок свидетельствует о прекрасной сходимости результатов, хорошо описываются как амплитуды максимумов блеска, так и глубина и ширина минимумов.

Размеры аккреционного диска (точнее той его части, которая является оптически толстой в ближней ИК-области спектра) невелики, $R_d/a_0 \sim 0.12$ –0.22 ($a/a_0 \approx 0.17$, $e \approx 0.29$). Вклад его излучения в суммарный поток составляет 1.5–2%, светимый поток практически постоянный и не оказывает заметного воздействия на форму кривой блеска. Температурная зависимость вдоль радиуса диска действительно отклоняется от зависимости “3/4” (из решения кривой получено $\beta_g =$

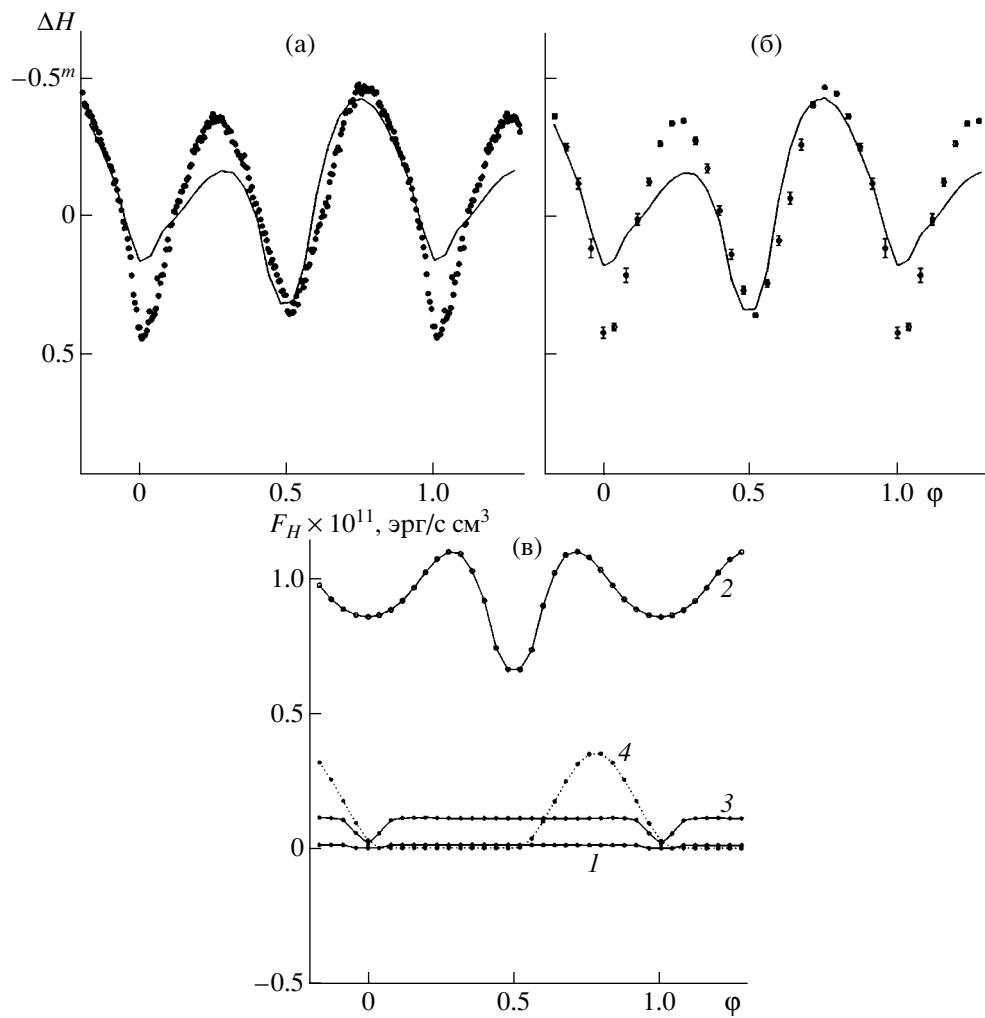


Рис. 8. Наблюдения IP Peg (а) и средняя кривая (б) в фильтре H в неактивном состоянии. Сплошными линиями показаны кривые блеска, синтезированные с наилучшими параметрами (табл. 2) в рамках классической модели “горячего пятна”; в – вклады излучения компонентов системы – белого карлика (1), звезды-донора (2), диска (3) и “горячего пятна” (4) – в суммарный поток.

= 0.69), однако из-за незначительного вклада излучения диска в полный поток этот вывод не очень надежен. Яркостная температура диска во внутренних районах достигает 9000–13000 K, во внешних частях оптически толстой области диска она падает до 2000–3000 K.

Как и следовало ожидать, наибольший вклад в полный поток (~60% в квадратуре) дает красный карлик, прогреваемый в районе полюсов горячим излучением из граничного слоя белого карлика (рис. 7в). Параметры звезды-донора (масса, радиус, температура) соответствуют тем значениям, которые были получены нами по кривой блеска в фильтре V . Более неожиданным является весьма значительный вклад в формирование кривой блеска в ближней ИК-области “горячей линии”. Именно излучение “горячей линии” как с “наветренной”, так и с “подветренной” стороны, позволило описать то остаточное излучение, которое

Фронинг и др. [30] получили после удаления из кривой блеска эллипсоидальной переменности звезды-донора. Яркостная температура (рис. 7г) “горячей линии” на уровне $\tau \sim 1$ достигает 54000 K с “наветренной” и 50000 K с “подветренной” стороны, непрозрачная часть линии достаточно узкая и протяженная. Это позволяет получить весьма значительный поток H -излучения на орбитальных фазах $\phi \sim 0.1$ –0.4. Именно эту область орбитальной кривой блеска классическая модель “горячего пятна” воспроизвести не может.

Сравнение вычисленных параметров модели в видимой (табл. 1) и инфракрасной (табл. 2) областях спектра в целом показывает их хорошее согласие, с учетом того, что анализируемые кривые блеска были получены в разное время и, по-видимому, в разных фазах активности системы. Единственным параметром, который существенно меняется – возрастает в ~2 раза – при переходе от

оптической к ИК-области спектра является температура “горячей линии”. Наличие такого расхождения может быть объяснено отклонением закона излучения “горячей линии” от чернотельного. Если мы предположим, что в излучение “горячей линии” существенный вклад вносят тормозное и рекомбинационное излучения, то возрастание яркостной температуры при смещении в длинноволновую область спектра кажется естественным. Спектр теплового тормозного и рекомбинационного излучений возрастает более, чем в 2 раза при изменении частоты от $v = 10^{15}$ Гц до $v = 10^{14}$ Гц, т.е. при переходе от области оптических частот к инфракрасным. В то же время удельная интенсивность абсолютно черного тела с температурой $T > 10^4$ К является убывающей при переходе от $v = 10^{15}$ Гц к $v = 10^{14}$ Гц. Это означает, что доля теплового излучения заметно увеличивается при смещении от полосы V к полосе H , что и приводит к возрастанию яркостной температуры “горячей линии” в модели.

При интерпретации кривой блеска в рамках классической модели диапазон допустимых значений параметров был существенно выше, чем в предыдущей модели, однако и в более широкой области параметров приемлемого решения найти нам не удалось (табл. 2). Если кривую блеска в районе орбитальных фаз $\phi \sim 0.4\text{--}0.9$ классическая модель еще может более менее разумно описать благодаря, в основном, излучению “горячего пятна” (рис. 8в), то область $\phi \sim 0.9\text{--}0.4$ воспроизводится крайне плохо (рис. 8а, 8б). Вклад диска в полный поток, несмотря на очень большие размеры его оптически толстой части ($R_d \sim 0.57a_0 \approx 0.99R_{L1}$), невелик (~7%). Этот результат согласуется с выводами других исследователей [18, 30]. Диск достаточно холодный, яркостная температура на внешнем крае составляет ~ 1500 К, распределение температуры вдоль радиуса соответствует значению $\beta_g \approx 0.75$, основная масса диска имеет температуру 3500–2000 К.

Размеры ($r \sim 0.144a_0$) “горячего пятна” в ближней ИК-области в классической модели получаются примерно такие же, как у Фронинга и др. [30], однако азимут пятна (~80°) ближе к тому значению, что получают в видимой области спектра (табл. 2). Вклад пятна составляет ~22% от полного потока на фазах $\phi \sim 0.75$. Как и в модели “горячей линии”, основной вклад в полный поток от системы дает звезда позднего спектрального класса (до ~70% на $\phi \sim 0.75$, до 90% на $\phi \sim 0.25$).

7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Решение обратной задачи по интерпретации затменной кривой блеска катаклизмической переменной IP Peg в рамках двух альтернативных моделей показало, что в модели “горячей линии” удается лучше описать наблюдаемые кривые

блеска в спокойном состоянии, чем в модели “горячего пятна”. Так, в модели “горячей линии” лучше воспроизводится ширина горбов на кривых блеска, форма затмения и детали внезатменных изменений блеска. Это, в частности, связано с тем, что классическое “горячее пятно”, обладая квазиплоской поверхностью, быстро меняет площадь своей проекции на картинную плоскость при орбитальном движении, что обуславливает сравнительно узкие горбы на затменной кривой блеска. Модель “горячей линии” трактует яркую область взаимодействия как протяженную полу-прозрачную структуру, которая более плавно меняет свою проекцию на картинную плоскость с фазой орбитального периода. Кроме того, поскольку горячая линия предполагает высовчивание горячей плазмы как вперед по орбитальному движению, так и с тыльной стороны (в зависимости от оптической толщины области взаимодействия и газовой струи), в модели “горячей линии” удается получить более широкие горбы на затменной кривой блеска, которые лучше согласуются с наблюдениями.

В отличие от классического “горячего пятна” относительно яркие области “горячей линии” можно наблюдать и в фазах $\phi \sim 0.5\text{--}0.6$, при которых классическое “горячее пятно”, расположенное на внешней границе диска, видеть нельзя. Наконец, в случае, если светимость “горячей линии” с “наветренной” стороны выше светимости боковой поверхности диска, будет наблюдаться увеличение потока от системы в фазах $\phi \sim 0.1\text{--}0.2$, что полностью исключено в рамках классической модели.

Интерпретация кривых блеска IP Peg в инфракрасном диапазоне спектра убедительно подтвердила преимущества модели течения с “горячей линией”: невязка χ^2 при сравнении теоретической и наблюдаемой кривых блеска для модели с безударным взаимодействием газовой струи и диска равняется 49, в то время как невязка для стандартной модели с “горячим пятном” $\chi^2 = 2681$.

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 99-02-17619, 99-02-17589, 00-02-16471), а также грантов Президента РФ 99-15-96022, 00-15-96722, 00-15-96553.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бисикало Д.В., Боярчук А.А., Кузнецов О.А., Чечеткин В.М. // Астрон. журн. 1997. Т. 74. С. 880.
2. Бисикало Д.В., Боярчук А.А., Кузнецов О.А., Чечеткин В.М. // Астрон. журн. 1997. Т. 74. С. 889.
3. Bisikalo D.V., Boyarchuk A.A., Chechetkin V.M. et al. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1998. V. 300. C. 39.
4. Горбацкий В.Г. // Астрофизика. 1967. Т. 3. С. 245.
5. Smak J. // Acta Astron. 1970. V. 20. P. 312.

6. Makita M., Miyawaki K., Matsuda T. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 2000. V. 316. P. 906.
7. Бисикало Д.В., Боярчук А.А., Кузнецов О.А. и др. // Астрон. журн. 1998. Т. 75. С. 40.
8. Хрузина Т.С. // Астрон. журн. 2001. Т. 78. С. 298.
9. Warner B. Cataclysmic Variable Stars. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995.
10. Бисикало Д.В., Боярчук А.А., Кузнецов О.А. и др. // Астрон. журн. 1998. Т. 75. С. 706.
11. Бисикало Д.В., Боярчук А.А., Чечеткин В.М. и др. // Астрон. журн. 1999. Т. 76. С. 905.
12. Бисикало Д.В., Боярчук А.А., Кузнецов О.А., Чечеткин В.М. // Астрон. журн. 2000. Т. 77. С. 31.
13. Хрузина Т.С. // Астрон. журн. 2000. Т. 77. С. 510.
14. Shakura N.I., Sunyaev R.A. // Astron. and Astrophys. 1973. V. 24. P. 337.
15. Химмельблау Д. Прикладное нелинейное программирование. М.: Мир, 1975. С. 163.
16. Липовецкий В.А., Степанян Дж.А. // Астрофизика. 1981. Т. 17. С. 573.
17. Goranskij V.P., Shugarov S.Yu., Orlowsky E.I., Rahimov V.Yu. // IBVS. 1985. № 2653.
18. Szkody P., Mateo M. // Astron. J. 1986. V. 92. P. 483.
19. Wood J., Crawford C.S. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1986. V. 222. P. 645.
20. Wood J.H., Marsh T.R., Robinson E.L. et al. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1989. V. 239. P. 809.
21. Wolf S., Mantel K.H., Horne K. et al. // Astron. and Astrophys. 1993. V. 273. P. 160.
22. Harlaftis E.T., Marsh T.R., Dhillon V.S., Charles P.A. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1994. V. 267. P. 473.
23. Bobinger A., Horne K., Mantel K.-H., Wolf S. // Astron. and Astrophys. 1997. V. 327. P. 1023.
24. Marsh T.R. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1988. V. 231. P. 1117.
25. Hessman F.V. // Astron. J. 1989. V. 98. P. 675.
26. Martin J.C., Friend M.T., Smith R.C., Jones D.H.P. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1989. V. 240. P. 519.
27. Marsh T.R., Horne K. // Astrophys. J. 1990. V. 349. P. 593.
28. Steeghs D. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1996. V. 281. P. 626.
29. Steeghs D., Harlaftis E.T., Horne K. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1997. V. 290. P. L28.
30. Froning C.S., Robinson E.L., Welsh W.F., Wood J.H. // Astrophys. J. 1999. V. 523. P. 399.
31. Webb N.A., Naylor T., Ioannou Z. et al. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1999. V. 310. P. 407.
32. Szkody P. // Astron. J. 1987. V. 94. P. 1055.
33. Wolf S., Barwig H., Bobinger A. et al. // Astron. and Astrophys. 1998. V. 332. P. 984.
34. Sawada K., Matsuda T., Hachisu I. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1986. V. 219. P. 75.
35. Harlaftis E.T., Steeghs D., Horne K. et al. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1999. V. 306. P. 348.
36. Bobinger A., Barwig H., Fiedler H. et al. // Astron. and Astrophys. 1999. V. 348. P. 145.
37. Baptista R., Harlaftis E.T., Steeghs D. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 2000. V. 314. P. 727.
38. Morales-Rueda L., Marsh T.R., Billington I. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 2000. V. 313. P. 454.
39. Хрузина Т.С. // Астрон. журн. 1998. Т. 75. С. 209.

Interpretation of Light Curves of IP Peg in a Model with Shockless Interaction Between the Gas Stream and Disk

**T. S. Khruzina, A. M. Cherepashchuk, D. V. Bisikalo,
A. A. Boyarchuk, and O. A. Kuznetsov**

We have analyzed light curves of the eclipsing cataclysmic variable IP Peg. A model with a shockless interaction between the gaseous stream and disk (i.e., an elliptical disk with a “hot line”) can describe the main characteristic features of the light curve of the interacting close binary better than a classical model with a “hot spot” at the outer boundary of a circular accretion disk. In particular, the hot-line model can reproduce the luminosity increase observed at phases $\phi \sim 0.1\text{--}0.2$ and $\phi \sim 0.5\text{--}0.6$, which is not possible in the standard hot-spot model. The advantages of the hot-line model are particularly striking for the IR light curves of IP Peg: the discrepancy χ^2 between the theoretical and observed light curves is 49 for the model with a shockless interaction between the gaseous stream and disk, and 2681 for the standard hot-spot model.