

УДК: 524.3:520.34

РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИВЫХ БЛЕСКА V448 ЛЕБЕДЯ С УЧЕТОМ ГЕОМЕТРИИ РОША

М.И.КУМСИАШВИЛИ¹, Н.Т.КОЧИАШВИЛИ¹, Г.ДЖУРАШЕВИЧ²

Поступила 3 августа 2004

Принята к печати 15 ноября 2004

В статье проанализированы трехцветные фотоэлектрические *UBV* кривые блеска тесной двойной системы V448 Лебеда, полученные в Абастуманской астрофизической обсерватории с помощью нового кода Джурашевича. Вместе с тем, в последнее время в литературе появилось новое отношение масс компонентов, которое является фундаментальным параметром при определении абсолютных элементов системы. Полученные нами параметры значительно отличаются от ранее опубликованных вследствие применения нового значения отношения масс компонентов. Положение компонентов V448 Лебеда на диаграмме масса - $\log g$ показывает, что система, подобно XZ Сер и V382 Суг, находится в фазе после быстрого обмена масс.

1. *Введение.* Анализ фотоэлектрических наблюдений V448 Лебеда, проведенных в Абастуманской астрофизической обсерватории [1-3], и сравнение результатов этих фотоэлектрических наблюдений со спектральными данными других авторов [4] привели нас к заключению о необходимости обработки нашего наблюдательного материала современными неклассическими методами, которые интенсивно развивались в последние годы. Кроме того, в последнее время было уточнено значение отношения масс компонентов [5], которое является фундаментальным параметром при определении абсолютных элементов системы.

Анализ фотоэлектрических наблюдений привел нас к выводу о возможности существования протяженной полупрозрачной оболочки вокруг главной звезды [1]. В работе [4] мы показали, что наибольшее влияние газовые потоки оказывают на кривую блеска в фазовом интервале $0^{\circ}.5-1^{\circ}.0$. Аналогичное заключение было сделано на основе спектроскопических данных других авторов, которые указывают на сложный характер перетекания газовых потоков в системе V448 Лебеда [6,7].

Мы решили проанализировать наши кривые блеска с помощью метода Джурашевича. Этот метод представляет собой обратную задачу решения кривых блеска для модели Роша с двумя горячими участками, расположенными в противоположных сторонах массивного компонента. Такое допущение вполне приемлемо как по нашим фотометрическим данным, так и по спектральным данным других авторов.

2. *Описание методики.* Для анализа асимметричных кривых блеска мы использовали новую версию [8] кода Джурашевича [9], основанную на модели Роша и принципах Вильсона и Девиннея [10]. Анализ кривых блеска был сделан с использованием метода обратной задачи [11], основанного на модифицированном алгоритме Маркардта [12]. Оптимальные модельные параметры получаются минимизацией $\sum(O-C)^2$, где $O-C$ - разница между наблюдаемой (LCO) и синтетической (LCC) кривыми блеска для данной орбитальной фазы. Минимизация Σ осуществляется методом последовательных приближений модельных параметров. Некоторые из этих параметров могут быть определены априори независимым путем, тогда как остальные находятся решением обратной задачи. Таким образом, метод обратной задачи дает нам оценки параметров системы и их стандартные ошибки.

Согласно этому методу, размер звезды в указанной модели определяется с помощью коэффициентов заполнения критических полостей Роша $F_{h,c}$ главного и вторичного компонентов соответственно, которые показывают, до какой степени компоненты системы заполняют свои соответствующие критические полости. Индексы h и c относятся к горячему и холодному компонентам. В случае синхронного вращения компонентов эти коэффициенты выражаются через отношение полярных радиусов звезд $R_{h,c}$ к соответствующим полярным радиусам критических полостей Роша, т.е.

$$F_{h,c} = R_{h,c} / R_{Roche_{h,c}}.$$

При анализе кривых блеска мы избегали несколько спорную практику образования нормальных точек и включали все наблюдения. Для достижения более надежных оценок модельных параметров в программе анализа кривых блеска мы применяли достаточно плотную координатную сетку, имеющую $72 \times 144 = 10368$ индивидуальных элементарных ячеек для одной звезды. Интенсивность и угловое распределение излучения индивидуальных ячеек определяются с помощью звездной эффективной температуры, потемнения диска к краю, гравитационного потемнения и эффекта отражения в системе.

Для отношения масс компонентов мы использовали новое пересмотренное значение $q = m_c / m_h = 0.555$, определенное Харрисом и др. [5] из решения кривых лучевых скоростей. Исходя из спектрального типа O 9.5 температура горячего компонента была принята равной $T_h = 30000$ К.

Следуя фон Цейпелю [13] и Раферту и Твигу [14], за коэффициенты гравитационного потемнения были приняты $\beta_{h,c} = 0.25$, соответственно звездной температуре. Эти значения соответствуют закону фон Цейпеля для полностью излучающих оболочек. Следовательно, для альbedo компонентов по тому же критерию мы приняли значения $A_{h,c} = 1.0$, соответствующие полному переизлучению.

Чтобы избежать возможного отрицательного влияния неправильной оценки коэффициентов потемнения диска к краю на другие параметры в обратной задаче, в настоящей работе были использованы нелинейные законы потемнения диска к краю. Согласно Ван Хамме [15], чьи таблицы мы использовали, в этой программе применялось приближение квадратного корня для звезд горячее 8000°K .

Эти приближения могут быть записаны в следующей форме:

$$I_\lambda(\mu) = I_\lambda(1) \left(1 - c_\lambda(1 - \mu) - d_\lambda(1 - \sqrt{\mu}) \right), \quad (1)$$

где c_λ и d_λ представляют собой удельные коэффициенты квадратного корня потемнения к краю в соответствующей полосе пропускания и $\mu = \cos \gamma$. $I_\lambda(1)$ - удельная интенсивность в этой полосе пропускания в центре звездного диска, а γ - угол между лучом зрения и направлением выходящего потока. Величины коэффициентов потемнения к краю в каждом приближении получаются из современных значений эффективной температуры звезды T_\star и ускорения силы тяжести на поверхности звезды $\log g$ с помощью билинейной интерполяции [16] по таблицам Ван Хамме [15].

Мы ожидали, что взаимные приливные эффекты синхронизируют вращательные и орбитальные периоды звезд системы. Поэтому в обратной задаче мы приняли $f_{h,c} = \omega_{h,c} / \omega_k = 1.0$ для коэффициентов несинхронного вращения, где $f_{h,c}$ - отношение угловой скорости вращения $\omega_{h,c}$ к скорости кеплеровского орбитального обращения ω_k . Представленные здесь результаты были получены в приближении черного тела для излучения компонентов системы.

Итерационный процесс оптимизации сходится очень быстро к полуразделенной конфигурации. После предварительного анализа кривых блеска мы получаем более холодный вторичный компонент, заполняющий свою критическую полость Роша, и более горячий главный компонент, находящийся довольно глубоко в своей критической полости Роша. Из-за незначительной асимметрии кривых блеска и небольшого различия в высотах последовательных максимумов логично предположить о существовании активного горячего участка в экваториальной области более массивного главного компонента. Этот участок, вероятно, является результатом падения газовой струи, с помощью которой осуществляется перенос материи со вторичного компонента через точку Лагранжа L_1 на главный. В нашей программе эта активная область аппроксимируется круглым пятном с температурным контрастом относительно окружающей фотосферы $A_s = T_s / T_\star$, угловым радиусом θ_{s1} , долготой λ_s и широтой φ_s центра пятна. Долгота λ_s отсчитывается по часовой стрелке от оси X , линии, соединяющей центры звезд, в пределах $0^\circ - 360^\circ$, если смотреть с "северного" полюса. Широта φ_s отсчитывается от 0° на экваторе звезды (орбитальная плоскость) до $+90^\circ$ к "северному" ($+Z$) и до -90°

к "южному" ($-Z$) полюсу.

После достижения первой сходимости мы включаем в итерационный процесс оптимизации также свободные параметры, относящиеся к пятнам. Так как с газовой динамикой в системе сталкиваемся в основном в орбитальной плоскости, можно допустить, что широта горячего участка $\varphi_S = 0^\circ$, что уменьшает число свободных параметров в обратной задаче анализа кривых блеска.

Таблица

АБСОЛЮТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ V448 Cyg

Величина	U-фильтр	B-фильтр	V-фильтр
n	545	545	545
$\Sigma(O-C)^2$	1.6165	0.5687	0.7550
σ	0.0545	0.0323	0.0372
$q = m_c/m_h$	0.555		
T_h	30000		
$\beta_h = \beta_c$	0.25		
$A_h = A_c$	1.00		
$f_h = f_c$	1.00		
A_{S1}	2.04 ± 0.05	2.03 ± 0.04	2.02 ± 0.05
θ_{S1}	30.7 ± 0.8	30.5 ± 0.6	30.8 ± 0.8
λ_{S1}	267.9 ± 2.5	268.3 ± 1.8	268.8 ± 2.3
φ_{S1}	0.0	0.0	0.0
A_{S2}	1.54 ± 0.02	1.54 ± 0.02	1.55 ± 0.02
θ_{S2}	60.0 ± 1.5	58.8 ± 1.0	59.1 ± 1.2
λ_{S2}	100.5 ± 1.8	100.0 ± 1.2	99.2 ± 1.6
φ_{S2}	0.0	0.0	0.0
T_c	21060 ± 174	21355 ± 130	21307 ± 178
F_h	0.370 ± 0.004	0.367 ± 0.002	0.368 ± 0.003
F_c	1.000 ± 0.005	1.000 ± 0.003	1.000 ± 0.003
i	89.7 ± 11.9	89.5 ± 6.8	89.9 ± 7.7
c_h	-0.098	-0.134	-0.130
a_h	0.638	0.678	0.615
c_c	-0.030	-0.080	-0.105
d_c	0.644	0.717	0.679
Ω_h	7.211	7.276	7.253
Ω_c	2.980	2.980	2.980
R_h	0.150	0.149	0.149
R_c	0.308	0.308	0.308
$L_h/(L_h + L_c)$	0.370	0.336	0.320
$M_h [M_\odot]$	25.26 ± 0.03		
$M_c [M_\odot]$	14.02 ± 0.03		
$R_h [R_\odot]$	7.47 ± 0.08		
$R_c [R_\odot]$	16.42 ± 0.03		
$\log g_h$	4.09 ± 0.03		
$\log g_c$	3.15 ± 0.03		
M_{bol}^h	-6.73 ± 0.04		
M_{bol}^c	-6.95 ± 0.06		
$a_{orb} [R_\odot]$	49.87 ± 0.04		

Примечания к табл.1. n - число наблюдений, $\sum(O-C)^2$ - окончательные суммы квадратов разностей между наблюдаемыми и синтетическими кривыми блеска, σ - стандартное отклонение наблюдений, $q = m_c/m_h$ - отношение масс компонентов, T_{hc} - температуры более горячего главного и более холодного вторичного компонентов, β_{hc} , A_{hc} , $f_h = f_c$ - коэффициенты гравитационного потемнения, альbedo и коэффициенты несинхронного вращения более горячего главного и более холодного компонентов соответственно, $A_{\Sigma 52} = T_{\Sigma 52}/T_h$ - температурные коэффициенты пятен, $\theta_{51,52}$; $\lambda_{51,52}$ и $\varphi_{51,52}$ - угловые размеры горячих пятен, их долготы и широты (в градусах дуги), F_{hc} - коэффициенты заполнения для критических полостей Роша компонентов, i - наклонение орбиты (в градусах дуги), c_{hc} , d_{hc} - нелинейные коэффициенты потемнения диска компонентов к краю (закон квадратного корня), Ω_{hc} - безразмерные поверхностные потенциалы компонентов, R_{hc} - полярные радиусы звезд в единицах расстояния между центрами компонентов, $L_h/(L_h + L_c)$ - светимость более горячей звезды (включая пятна), $M_{hc}/[M_\odot]$, $R_{hc}/[R_\odot]$ - массы и средние радиусы звезд в солнечных единицах, $\log g_{hc}$ - логарифмы эффективного ускорения силы тяжести звезд, M_{bol}^{hc} - абсолютные болометрические величины компонентов V448 Лебеда и $a_{ms}[R_\odot]$ - большая полуось орбиты в единицах солнечного радиуса.

Относительно хорошее согласие с наблюдениями было достигнуто в предположении наличия значительного по размерам горячего участка на поверхности более массивной (горячей) звезды ($A_{51} = T_{51}/T_h \sim 2$, $\theta_{51} \sim 31^\circ$ и $\lambda_{51} \sim 268^\circ$). Степень согласия с наблюдениями можно улучшить допуском дополнительной активной области на поверхности более массивной (горячей) звезды. Оптимальное решение обратной задачи (см. табл.1) дает эту дополнительную активную область в виде горячего участка в экваториальной зоне звезды ($A_{52} = T_{52}/T_{hot} \sim 1.55$, $\theta_{52} \sim 59^\circ$ и $\lambda_{52} \sim 100^\circ$). Этот участок расположен в том месте на поверхности звезды, которое почти противоположно первому. Физическая природа этого дополнительного участка не ясна.

Следует сказать, что модель с аккреционным диском вокруг главного компонента [17] также может быть использована при интерпретации наблюдаемых кривых блеска системы. Эта модель также требует двух активных горячих участков, расположенных на противоположных боковых сторонах диска. Но здесь мы опять сталкиваемся с проблемой правдоподобности указанной модели с физической точки зрения.

3. *Результаты анализа кривых блеска.* Параметры, полученные из анализа кривых блеска, приведены в табл.1. Первые три строки таблицы дают число наблюдений n , окончательные суммы квадратов разностей наблюдаемых (LCO) и синтетических (LCC) кривых блеска

$$\sum_{i=1}^n (O_i - C_i)^2 \text{ и стандартные отклонения этих разностей } \sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (O_i - C_i)^2}{(n-1)}}.$$

В табл.1 даны также характеристики пятна (температурный коэффициент пятна $A_S = T_S/T_{hot}$, угловой радиус θ_S и долгота λ_S). Определение этих параметров основано на одновременной подгонке к имеющимся кривым блеска в фотометрических полосах U , B , V .

Наконец, в табл.1 мы представляем некоторые абсолютные параметры двойной звезды V448 Cyg. Они были получены из отношения масс

компонентов $q = m_{cool} / m_{hot} = 0.555$. Погрешности оценок параметров появляются из-за применения нелинейного метода наименьших квадратов, на котором основан метод обратной задачи. Наши оценки погрешностей этих параметров выведены из формальных погрешностей, возникающих

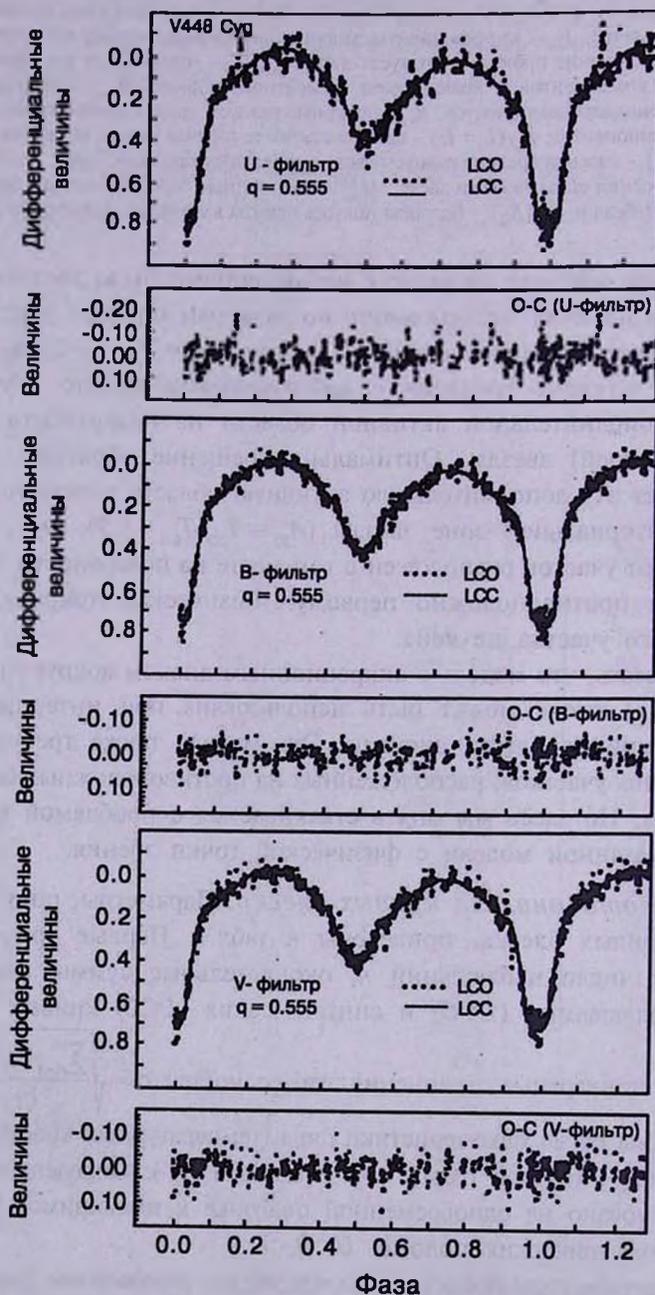


Рис.1. Наблюдаемые и синтетические кривые блеска тесной двойной системы V448 Cyg.

из-за использования нелинейного метода анализа кривых блеска, и из различий индивидуальных U -, B - и V - решений. С учетом погрешностей исходных параметров модели, которые рассматриваются как фиксированные в методе обратной задачи, действительные погрешности параметров будут определено больше (приблизительно в 2-3 раза). Основной вклад вносят значительные погрешности в определении эффективной температуры главного компонента на основе его спектрального типа. Поэтому погрешность температуры вторичного компонента значительно больше табличных значений, полученных в предположении, что температура главного компонента является точной. Учтены также погрешности определения звездных радиусов (через коэффициенты заполнения), погрешности же масс не учитываются, хотя они, конечно, вносят вклад в действительную точность определения параметров системы. Таким образом, действительные планки погрешностей оценок параметров могут оказаться больше величин, данных в табл.1.

Если сравнить полученные величины фундаментальных параметров системы ($M_{hot} \sim 25 M_{\odot}$ и $M_{cool} \sim 14 M_{\odot}$ при $q=0.555$) с ранее опубликованными значениями, то можно заметить значительные различия, которые являются результатом применения различных значений отношения масс компонентов.

На рис.1 показана оптимальная подгонка синтетических кривых блеска (LCC), полученных решением обратной задачи для индивидуальных кривых блеска, к наблюдательным (LCO). Даны также конечные разности ($O-C$) между наблюдаемыми и оптимальными синтетическими кривыми блеска. Кривые блеска нормированы относительно светимости в орбитальной фазе 0.25.

4. *Модель системы V448 Cyg.* На рис.2 дано изображение модели Роша для системы V448 Cyg, полученное с помощью параметров, определенных из анализа кривых блеска. Этот рисунок дает представление о

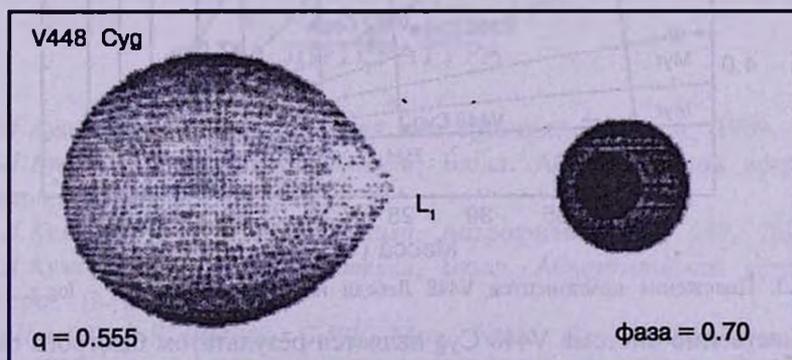


Рис.2. Модель V448 Cyg в орбитальной фазе 0.70.

том, как могла бы выглядеть тесная двойная система в орбитальной фазе 0.70.

Как видно, модель достаточно сложна. Дело в том, что поведение кривой блеска в максимумах не удается хорошо описать без предположения о наличии горячих пятен, расположенных на противоположных сторонах главного компонента. Более горячий и меньший по размеру участок можно интерпретировать как результат падения газового потока со звезды, заполняющей полость Роша. Другой горячий участок на противоположной стороне звезды с меньшей температурой и большим размером, вероятно, возникает из-за какого-то перераспределения энергии на поверхности звезды.

Следует отметить, что полученные значения ускорения силы тяжести хорошо согласуются с данными других авторов [5].

5. *Заключение.* По полученным данным мы попытались определить место компонентов V448 Лебеда на диаграмме масса $\log g$ (рис.3), на которой нанесены также эволюционные треки (сплошные линии) и изохроны (штрихованные линии) для одиночных звезд из работы Шеллера и др. [18]. Положения на диаграмме главного (квадратик) и вторичного (треугольничек) компонентов показывают, что V448 Лебеда, как и другие подобные системы (XZ Cep, V382 Cyg) находится в фазе после быстрого обмена масс.

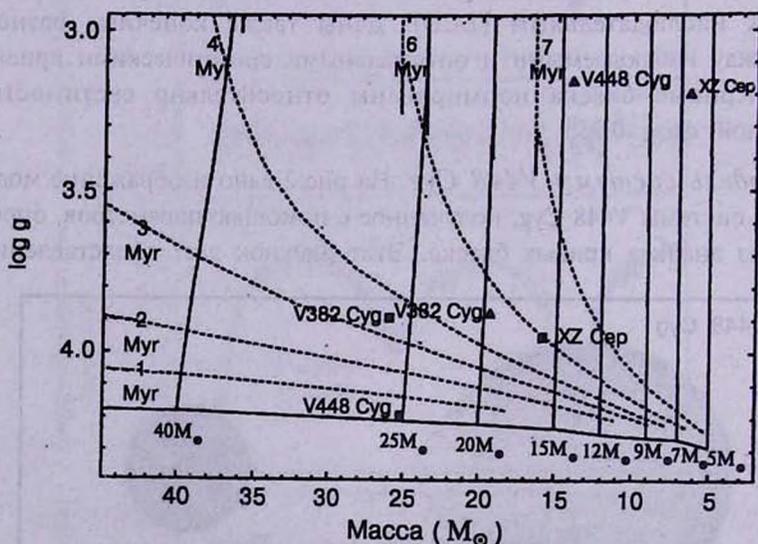


Рис.3. Положение компонентов V448 Лебеда на диаграмме масса - $\log g$.

Качественно система V448 Cyg является результатом быстрого обмена масс в позднем случае А или раннем случае В, когда происходит

значительно более медленное перетекание вещества со вторичного компонента на главный.

¹ Грузинская национальная астрофизическая обсерватория
им. академика Е.К.Харадзе, e-mail: mzcherkez@yahoo.com,
dianoz@yahoo.com

² Астрономическая обсерватория, Белград,
Сербия, e-mail: gdjurasevic@aob.bg.ac.yu

RESULTS OF AN ANALYSIS OF PHOTOELECTRIC LIGHT CURVES OF V448 CYG TAKING INTO ACCOUNT THE ROCHE GEOMETRY

M.I.KUMSIASHVILI¹, N.T.KOCHIASHVILI¹, G.DJURAŠEVIĆ²

Three-colour photoelectric *UBV* light curves of the close binary system V448 Cyg obtained at the Abastumani Astrophysical Observatory are analyzed by a new version of the Djurašević code. Having used a revised value of the mass ratio of the components of the system, we obtained new values of the absolute elements of the system V448 Cyg, which are significantly different from the previous ones. The location of the components of V448 Cyg in the mass - logg plane shows that the binary system like XZ Cep and V382 Cyg is in the stage after rapid mass transfer.

Key words: (stars:) binaries: close: individual: V448 Cyg

ЛИТЕРАТУРА

1. М.И.Кумсиашвили, Кандидатская диссертация, Тбилиси, 1969.
2. М.И.Кумсиашвили, Н.Т.Кочиашвили, Бюлл. Абастуманской астрофиз. обсерв., 76, 2003.
3. М.И.Кумсиашвили, Н.Т.Кочиашвили, Астрофизика, 46, 249, 2003.
4. М.И.Кумсиашвили, Н.Т.Кочиашвили, Бюлл. Абастуманской астрофиз. обсерв., (в печати).
5. T.J.Harries, R.W.Hilditch, G.Hill, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 285, 277, 1997.
6. Л.В.Глазунова, В.Г.Каретников, С.В.Куценко, Астрон. ж., 63, 702, 1986.

7. Г.В.Волкова, Л.В.Глазунова, А.Е.Тарасов, *Астрон. ж.*, **70**, 91, 1993.
8. G.Djurašević, M.Zakirov, A.Hojaev, G.Arzumanyants, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **131**, 17, 1998.
9. G.Djurašević, *Astrophys. Space Sci.*, **196**, 241, 1992.
10. R.E.Wilson, E.J.Devinney, *Astrophys. J.*, **166**, 605, 1971.
11. G.Djurašević, *Astrophys. Space Sci.*, **197**, 17, 1992.
12. D.W.Marquardt, *J. Soc. Ind. Appl. Math.*, **11**, №2, 431, 1963.
13. H.Von Zeipel, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **84**, 702, 1924.
14. J.B.Rafert, L.W.Twigg, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **139**, 78, 1980.
15. W. Van Hamme, *Astron. J.*, **106**, 2096, 1993.
16. W.H.Press, S.A.Teukolsky, W.T.Vetterling, B.P.Flannery, *Numerical Recipes in Fortran, The Art of Scientific Computing, Second Edition*, Cambridge Univ. Press, New York, 120, 1992.
17. G.Djurašević, *Astrophys. Space Sci.*, **240**, 317, 1996.
18. G.Schaller, D.Schaerer, G.Meynet, A.Maeder, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **96**, 269, 1992.