ПОПУЛЯЦИИ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ В ГАЛАКТИКАХ С НЕДАВНЕЙ ВСПЫШКОЙ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

С.Б. Попов[1], В.М. Липунов[1,2], М.Е. Прохоров[1]

[1]*Государственный Астрономический Институт им. Штернберга, Университетский пр. 13, Москва 119899,*
polar@xray.sai.msu.su
[2] *Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Воробьевы горы, Москва*

Аннотация

Данная статья представляет собой продолжение и развитие наших предыдущих работ (Popov и др. 1997, 1998). С помощью "Машины Сценариев" (Lipunov и др., 1996б) — программы для популяционного синтеза двойных систем, которая доступна в сети Интернет для расчетов эволюции отдельных двойных систем (Nazin и др., 1998): **http://xray.sai.msu.su/sciwork/scenario.html** — мы рассчитываем эволюцию популяций двойных систем нескольких типов, в течение первых 20 миллионов лет после вспышки звездообразования.

Нами исследовалась эволюция 12 типов ренгтеновских источников в тесных двойных системах для различных параметров начальной функции масс: наклона – $\alpha = 1$, $\alpha = 1.35$ и $\alpha = 2.35$, и верхнего предела масс – 120 $M_{\odot}$, 60 $M_{\odot}$ и 40 $M_{\odot}$. Результаты, особенно для источников с черными дырами, очень чувствительны к вариациям функции масс, и это должно приниматься во внимание при определении параметров вспышки звездообразования по наблюдениям одиночных звезд.

В качестве иллюстрации результаты расчетов использованы в применении к нескольким областям звездообразования: Tol 89, NGC 5253, NGC 3125, He 2-10, NGC 3049. Используя известные возраста и полные массы (Schaerer и др., 1998), мы вычислили ожидаемое количество рентгеновских источников в тесных двойных системах для различных параметров начальной функции масс. Как правило, транзиентные рентгеновские источники, состоящие из нейтронной звезды и звезды главной последовательности (ГП), являются наиболее многочисленными в наших расчетах, однако для небольшого возраста вспышки звездообразования (меньше ≈ 4 миллионов лет, но больше 2 миллионов) источники с черными дырами могут быть более многочисленными.

POPULATIONS OF CLOSE BINARIES IN GALAXIES WITH RECENT BURST OF STARFORMATION, *by S.B. Popov, V.M. Lipunov, M.E. Prokhorov* .

This paper is a continuation and development of our previous articles (Popov et al., 1997, 1998). We use "Scenario Machine" (Lipunov et al., 1996b) – the population synthesis simulator (for single binary systems calculations the program is available in WWW: **http://xray.sai.msu.su/sciwork/scenario.html** (Nazin et al., 1998) – to calculate evolution of populations of several types of X-ray sources during the first 20 Myrs after a starformation burst.

We examined the evolution of 12 types of X-ray sources in close binary systems (both with neutron stars and with black holes) for different parameters of the IMF – slopes: $\alpha = 1$, $\alpha = 1.35$ and $\alpha = 2.35$ and upper mass limits: 120 $M_\odot$, 60 $M_\odot$ and 40 $M_\odot$. Results, especially for sources with black holes, are very sensitive to variations of the IMF, and it should be taken into account when fitting parameters of starformation bursts.

Results are applied to several regions of recent starformation in different galaxies: Tol 89, NGC 5253, NGC 3125, He 2-10, NGC 3049. Using known ages and total masses of starformation bursts (Shaerer at al., 1998) we calculate expected numbers of X-ray sources in close binaries for different parameters of the IMF. Usially, X-ray transient sources consisting of a neutron star and a main sequence star are most abundant, but for very small ages of bursts (less than ≈ 4 Myrs, but more than ≈ 2 Myrs) sources with black holes can become more abundant.

1.Введение

Теория звездной эволюции и один из ее наиболее мощных инструментов — популяционный синтез — являются быстро развивающимися областями астрофизики. Обычно моделируются только популяции одиночных звезд, хотя около 50% звезд входят в двойные системы, и большое количество астрофизических объектов является продуктами эволюции тесных двойных систем. Как нам представляется, иногда совершенно необходимо принимать в расчет тесные двойные системы при использовании метода популяционного синтеза для областей недавнего мощного звездообразования, в противном случае возможны серьезные ошибки.

Первоначально данная работа была стимулирована статьей (Contini и др., 1995), где авторы предложили "плоскую" начальную функцию масс ($\alpha = 1$) для объяснения наблюдаемых свойств галактики Mrk 712. Здесь, мы пытаемся рассмотреть влияние вариаций начальной функции масс на популяции тесных двойных систем, и прилагаем наши результаты к 7 областям звездообразования (Schaerer и др., 1998).

2. Модель

Метод Монте-Карло для моделирования эволюции популяций тесных двойных систем был предложен в работах (Корнилов и Липунов, 1983а,б) в начале для массивных систем, а затем использован в работе (Lipunov и Postnov 1987) и для маломассивных систем. Dewey и Cordes (1987) использовали аналогичный метод для анализа статистики радиопульсаров. de Kool (1992) применил метод Монте-Карло для изучения образования галактических катаклизмических переменных. Метод также многократно применялся другими исследователями (см. обзор van den Heuvel, 1994).

Моделирование эволюции двойных систем методом Монте-Карло позволяет исследовать поведение больших ансамблей двойных и оценить количество таких систем на разных эволюционных стадиях. Неизбежные упрощения, возникающие при аналитической аппроксимации эволюции двойной, которые имеют место в наших исследованиях, делают оценки числа источников неопределенными с фактором порядка 2. Неопределенность прямых вычислений (см. Iben и Tutukov, 1984; van den Heuvel, 1994) имеет примерно такой же порядок, и результаты, полученные разными методами, находятся в неплохом согласии.

В нашем анализе используется "Машина Сценариев", пакет программ, включающий в себя все основные детали эволюции тесных двойных систем. Особенностью данного пакета программ является подробный учет магнито-вращательной эволюции замагниченных компактных объектов. Детальное описание приведено в (Lipunov и др., 1996б), см. также (Lipunov и др., 1996а) и **http://xray.sai.msu.su/~ mystery/articles/review/**. Здесь мы лишь кратко коснемся некоторых параметров, использовавшихся в расчетах.

Мы прослеживали эволюцию двойных систем на протяжении первых 20 миллионов лет после вспышки звездообразования. Разумеется, только достаточно массивные звезды (с массами $\geq 8-10$ $\mathrm{M}_{\odot}$) успевают существенно проэволюционировать за это время, и оставить компактные объекты: нейтронные звезды или черные дыры. Поэтому мы рассматривали только массивные системы, в которых масса первичного (более массивного) компаньона превосходит $10\mathrm{M}_{\odot}$.

Распределение больших полуосей орбит было принято в форме:

$$f(\log a) = \mathrm{const}\,, \max\ \{10\ \mathrm{R}_{\odot},\ \mathrm{Roche\ Lobe}\ M(M_1)\} < \log a < 10^7\ \mathrm{R}_{\odot}.$$

Мы приняли, что начальная масса всех нейтронных звезд 1.4 $\mathrm{M}_{\odot}$, они образуются при коллапсе звезд, имевших на ГП массы в диапазоне $\sim (10-60)$ $\mathrm{M}_{\odot}$, принимая в расчет возможность потери значительной части массы в виде звездного ветра.

Наиболее массивные звезды коллапсируют в черные дыры, если масса перед коллапсом была $M > M_{cr} = 35\ \mathrm{M}_{\odot}$, что соответствует массе на ГП $\sim 60\ \mathrm{M}_{\odot}$, поскольку массивные звезды теряют в ходе эволюции значительную часть своей массы. Масса черной дыры вычисляется по формуле $M_{bh} = k_{bh} M_{cr}$, где параметр k_{bh} принят равным 0.7.

Предел Оппенгеймера– Волкова принят равным $M_{OV} = 2.5\ \mathrm{M}_{\odot}$, что соответствует жесткому уравнению состояния вещества нейтронной звезды.

Мы провели вычисления для нескольких показателей α (2.35, 1.35, 1.01):

$$\frac{dN}{dM} \propto M^{-\alpha}$$

Также использовались различные значения верхнего предела начальной функции масс (120, 60, 40 солнечных масс).

Принималось во внимание, что коллапс может быть асимметричным, и компактный объект при рождении получает дополнительную скорость, v_{kick}, случайно ориентированную в пространстве. Мы использовали распределение полученное Lyne и Lorimer (1994) с характерным значением 200 км/с (см. Lipunov и др., 1996в).

ДВЕНАДЦАТЬ ТИПОВ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

BH+Giant — ЧД в паре с гигантом с гелиевым ядром
NA+Be — Аккрецирующая НЗ в паре со звездой ГП (Be-транзиент)
BH+WR — ЧД в паре со звездой WR
BH+MS — ЧД в паре со звездой ГП
BH+N3G — ЧД в паре со звездой, заполняющей полость Роша, когда орбитальный угловой момент уносится гравитационным излучением.
NA+N3 — Аккрецирующая НЗ в паре со звездой, заполняющей полость Роша (быстрая потеря массы с более массивной звезды)
NA+WR — Аккрецирующая НЗ в паре со звездой WR
BH+N3E — ЧД в паре со звездой, заполняющей полость Роша (эволюция в ядерном масштабе времени)
NA+N3G — Аккрецирующая НЗ в паре со звездой, заполняющей полость Роша, когда орбитальный угловой момент уносится грав. излучением.
NA+N3M — Аккрецирующая НЗ в паре со звездой, заполняющей полость Роша, когда орбитальный угловой момент уносится магнитным ветром
NA+Giant — Аккрецирующая НЗ в паре с гигантом с гелиевым ядром
NA+N3E — Аккрецирующая НЗ в паре со звездой, заполняющей полость Роша (эволюция в ядерном масштабе времени)

3. Результаты

На рисунках показаны результаты наших вычислений для $\alpha = 2.35$ (результаты для других значений α приведены в препринте Popov и др., 1999). На графиках по оси X отложено время в миллионах лет, а по оси Y – количество источников данного типа.

Вычисленные значения нормированы на полную массу $1 \cdot 10^6\, M_\odot$ в двойных звездах. На рисунках и в таблицах приведены данные только о системах, в которых светимость компактного объекта превышает 10^{33} эрг/с.

Кривые не были сглажены, и все флуктуации, имеющие статистическую природу, приведены на рисунках. В каждом прогоне рассчитывалось 10^7 массивных двойных систем, а затем результаты нормировались.

Мы использовали "плоское" распределение по отношению масс компонент двойной, т.е. двойные системы с любым отношением масс появляются с равной вероятностью. Это облегчает ренормализацию результатов на другое отношение масс.

4. Приложение к областям звездообразования

Мы используем наши расчеты в применении к нескольким известным областям звездообразования. Возраст, полная масса и некоторые другие параметры были взяты из работы (Schaerer и др., 1998). Все параметры определялись авторами для Солпитеровской функции масс. Если авторами приводилось два значения возраста или полной массы вспышки звездообразования, то расчеты проводились для всех вариантов.

Наши результаты для двух областей приведены в таблицах 1-2 (полностью результаты можно найти в препринте Popov и др., 1999). нами было сделано предположение, что в двойные системы входит 50% всех звезд. Полученные результаты были округлены до ближайшего целого.

5. Заключение

Различные типы тесных двойных систем показывают различную чувствительность к вариациям начальной функции масс. Системы с черными дырами показывают бóльшую чувствительность к таким вариациям.

Результаты наших вычислений могут быть легко использованы для оценки числа рентгеновских источников разных типов для различных параметров начальной функции масс, если известны возраст и полная масса вспышки звездообразования. В работах (Popov и др., 1997, 1998) были приведены соответствующие аппроксимационные формулы. В качестве иллю-

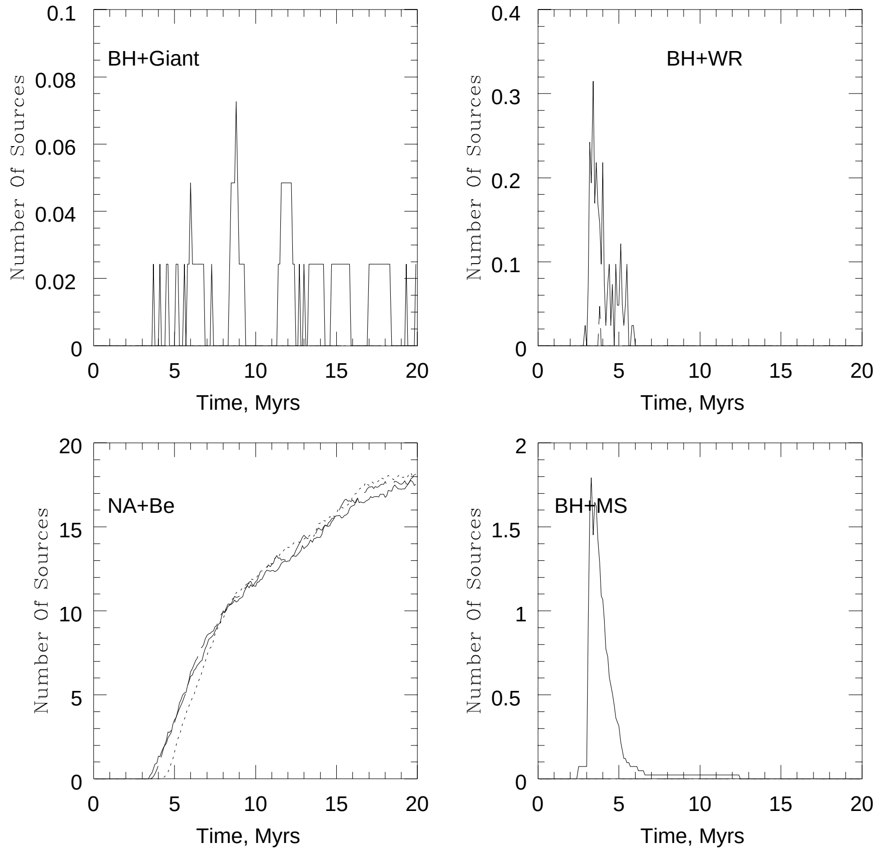

Рис. 1: Эволюция четырех типов тесных двойных систем после вспышки звездообразования. Солпитеровский наклон спектра масс: $\alpha = 2.35$. Результаты для верхнего предела масс $120 M_{\odot}$ показаны сплошной линией, для $60 M_{\odot}$ – штриховой линией, и для $40 M_{\odot}$ – пунктирной линией. Результаты нормированы на полную массу в двойных системах $10^6 M_{\odot}$.

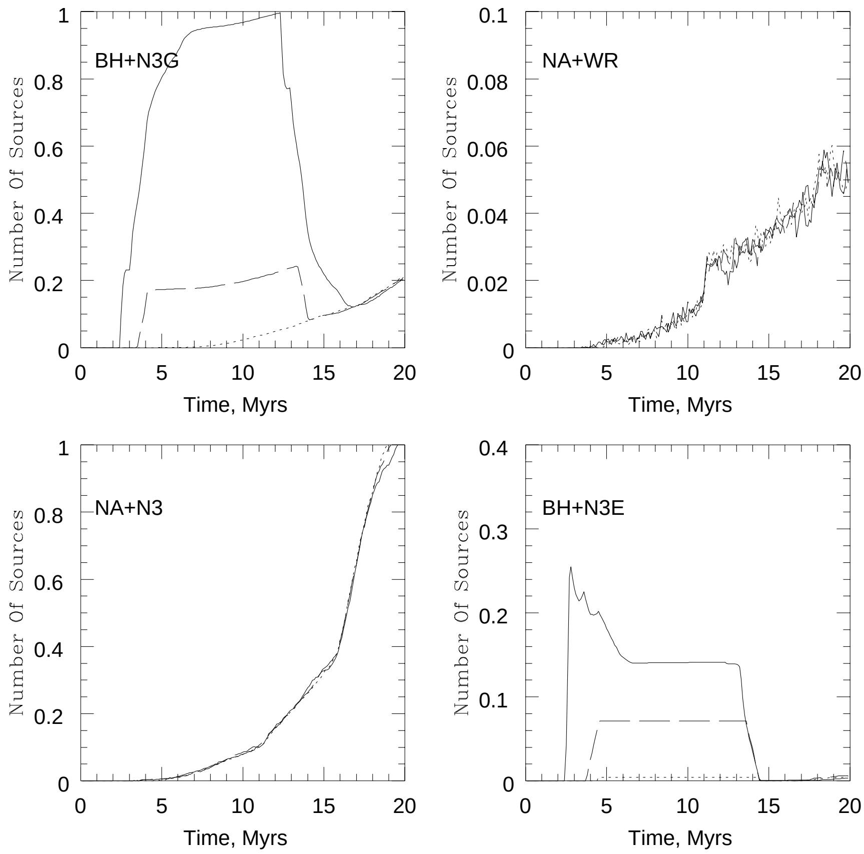

Рис. 2: Эволюция четырех типов тесных двойных систем после вспышки звездообразования. Солпитеровский наклон спектра масс: $\alpha = 2.35$. Результаты для верхнего предела масс $120 M_\odot$ показаны сплошной линией, для $60 M_\odot$ – штриховой линией, и для $40 M_\odot$ – пунктирной линией. Результаты нормированы на полную массу в двойных системах $10^6 M_\odot$.

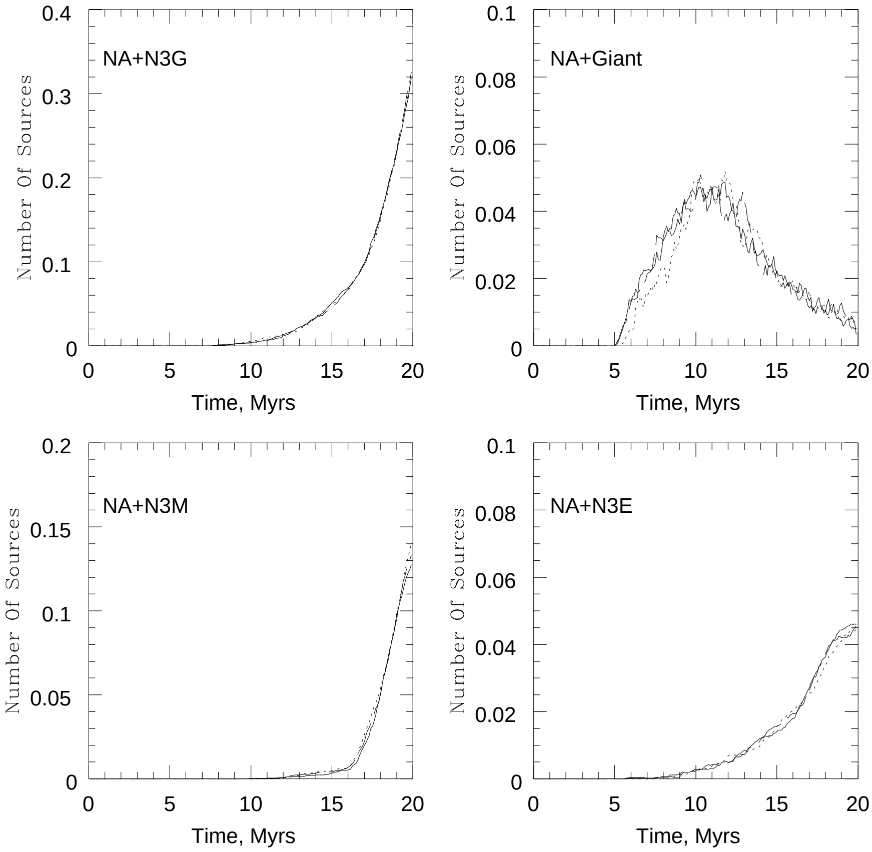

Рис. 3: Эволюция четырех типов тесных двойных систем после вспышки звездообразования. Солпитеровский наклон спектра масс: $\alpha = 2.35$. Результаты для верхнего предела масс $120 M_\odot$ показаны сплошной линией, для $60 M_\odot$ – штриховой линией, и для $40 M_\odot$ – пунктирной линией. Результаты нормированы на полную массу в двойных системах $10^6 M_\odot$.

Таблица 1: Tol 89; возраст 5.0 миллионов лет; полная масса $10^{5.7} M_{\odot}$

Наклон	2.35	2.35	2.35	1.35	1.35	1.35	1.01	1.01	1.01
Пр. масс	120	60	40	120	60	40	120	60	40
bh+ms	0	0	0	3	0	0	3	0	0
bh+giant	0	0	0	0	0	0	0	0	0
bh+n3e	0	0	0	1	0	0	1	0	0
bh+n3g	0	0	0	5	1	0	6	0	0
bh+wr	0	0	0	0	0	0	0	0	0
na+be	1	1	1	12	14	7	13	21	10
na+n3	0	0	0	0	0	0	0	0	0
na+wr	0	0	0	0	0	0	0	0	0
na+n3m	0	0	0	0	0	0	0	0	0
na+n3e	0	0	0	0	0	0	0	0	0
na+n3g	0	0	0	0	0	0	0	0	0
na+giant	0	0	0	0	0	0	0	0	0

страции нами было подсчитано ожидаемое количество источников разных типов для некоторых областей звездообразования.

Популяции тесных двойных систем очень чувствительны к вариациям начальной функции масс, и при подгонке параметров вспышек звездообразования это следует учитывать.

Благодарности. Нам приятно выразить благодарность К.А. Постнову за дискуссии и Г.В. Липуновой и И.Е. Панченко за техническую помощь.

Работа была поддержана грантами НТП "Астрономия" 1.4.2.3., 1.4.4.1 и грантом "Университеты России" N 5559.

Также благодарим организаторов конференции за поддержку и гостеприимство.

Литература

Contini T., Davoust E., Considere S., 1995, Astron. and Astrophys. **303**, 440.

de Kool M. 1992, Astron. and Astrophys., **261**, 188.

Dewey R.J., Cordes J.M., 1987, Astrophys. J., **321**, 780.

Iben I., Jr., Tutukov A.V. 1984, Astrophys. J, **284**, 719.

Корнилов В.Г., Липунов В.М. 1983b, Астрон. журн., **60**, 574.

Корнилов В.Г., Липунов В.М. 1983a, Астрон. журн., **60**, 284.

Lipunov V.M., Ozernoy L.M., Popov S.B., Postnov K.A., Prokhorov M.E., 1996б, Astrophys. J **466**, 234.

Lipunov V.M., Postnov K.A., Prokhorov M.E., 1996б, Astroph. and Space Phys. Rev. **9**, part 4.

Таблица 2: NGC3049; возраст 5.5 миллионов лет; полная масса $10^{6.4} M_{\odot}$

Наклон	2.35	2.35	2.35	1.35	1.35	1.35	1.01	1.01	1.01
Пр. масс	120	60	40	120	60	40	120	60	40
bh+ms	0	0	0	7	0	0	11	0	0
bh+giant	0	0	0	0	0	0	0	0	0
bh+n3e	0	0	0	4	2	0	5	2	0
bh+n3g	2	0	0	24	4	0	33	2	0
bh+wr	0	0	0	1	0	0	1	0	0
na+be	9	9	6	74	96	66	76	128	88
na+n3	0	0	0	0	0	0	0	0	0
na+wr	0	0	0	0	0	0	0	0	0
na+n3m	0	0	0	0	0	0	0	0	0
na+n3e	0	0	0	0	0	0	0	0	0
na+n3g	0	0	0	0	0	0	0	0	0
na+giant	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Lipunov V.M., Postnov K.A., Prokhorov M.E., 1996б , Astron. and Astrophys. **310**, 489.

Lipunov V.M., Postnov K.A., 1987, Astrophys. and Space Sci. **145**, 1.

Lyne A.G., Lorimer D.R., 1994, Nature **369**, 127.

Nazin S.N., Lipunov V.M., Panchenko I.E., Postnov K.A., Prokhorov M.E., Popov S.B., 1998, Grav. and Cosmology, **4**, suppl. "Cosmoparticle Physics" part.1, 150 (astro-ph 9605184).

Popov S.B., Lipunov V.M., Prokhorov M.E., Postnov K.A., 1997, astro-ph/9711352.

Попов С.Б., Липунов В.М., Прохоров М.Е., Постнов К.А. 1998, Астрон. журн., **75**, 35 (astro-ph/9812416).

Popov S.B., Lipunov V.M., Prokhorov M.E., Postnov K.A., 1997, astro-ph/9905070.

Schaerer D., Contini T., Kunth D., 1998, Astron. and Astrophys. **341**, 399.

Schaller G., Schaerer D., Meynet G., Maeder A., 1992, Astron. and Astrophys. Supp. **96**, 269.

van den Heuvel E.P.J., 1994, в сб.: "Interacting Binaries", Eds. Shore S.N., Livio M., & van den Heuvel E.P.J., Berlin, Springer, 442.