АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1998, том 75, № 1, с. 1–4

РУБРИКА
РУБРИКА

УДК 524.38-735

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ ФУНКЦИИ МАСС НА ПОПУЛЯЦИИ НЕКОТОРЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ ПОСЛЕ ВСПЫШКИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

© 1998 г. С. Б. Попов, В. И. Липунов, М. Е. Прохоров, К. А. Постнов

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

Поступила в редакцию 20.04.97 г.

С помощью программы популяционного синтеза "Машина сцераниев" рассмотрена эволюция популяций рентгеновских источников четырех типов (рентгеновские транзиенты – аккрецирующая нейтронная звезда в паре с Be-звездой; аккрецирующая нейтронная звезда в паре со сверхгигантом; сверхаккрецирующая черная дыра; источника типа Cyg X-1 – черная дыра в паре со сверхгигантом) после вспышки звездообразования с полной массой двойных звезд $1.5 \times 10^6\ M_\odot$ для двух значений показателя функции распределения по массам $\alpha = 2.35$ (солпитеровская функция масс) и $\alpha = 1.01$ ("плоский спектр") до времени 2×10^7 лет. Переход к "плоскому спектру" приводит к увеличению количества источников этих типов в несколько раз. Расчеты проведены для двух верхних пределов массы: $120\ M_\odot$ и $30\ M_\odot$. Снижение верхнего предела масс ниже критической массы образования черной дыры при "плоском спектре" приводит к существенному увеличению количества транзиентов с нейтронными звездами (до ≈300). Приведены аппроксимационные формулы для зависимости числа источников от времени.

1. ВВЕДЕНИЕ

С точки зрения теории звездной эволюции особый интерес представляют объекты с бурным звездообразованием. Примером таких объектов являются галактики Вольфа–Райе [1]. В своей работе Контини и др. [2] высказали предположение о том, что некоторые наблюдаемые проявления галактики Mrk 712 можно описать, существенно изменив начальную функцию масс. Ими был предложен "плоский" спектр масс с показателем $\alpha = 1$ вместо солпитеровского показателя $\alpha = 2.35$ при верхнем пределе масс $120\ M_\odot$. Авторы [2] рассматривали эволюцию только одиночных звезд. Позже Шаерер [3] показал (также рассматривая эволюцию только одиночных звезд), что наблюдения удается объяснить и при солпитеровском спектре масс.

В предыдущей работе [4] нами была рассмотрена вспышка звездообразования в применении к центру Галактики. Нами было показано, что массивные двойные рентгеновские источники являются иногда более хорошим индикатором возраста и собственно наличия вспышки звездообразования по сравнению с оптическими определениями параметров популяций одиночных звезд (показатели цвета и т.д.). Одна из целей данной работы – привлечь внимание специалистов по популяционному синтезу одиночных звезд к необходимости учета возможных влияний подгонки параметров на эволюцию популяций двойных звезд. Здесь мы рассматриваем эволюцию двойных систем после вспышки звездообразования для двух значений показателя спектра масс и двух значений верхних пределов масс.

2. МОДЕЛЬ

Программа "Машина сценариев", впервые была описана в работе [5]. Недавно подробное описание было дано в обзоре [6] (см. также [4]), поэтому в этой краткой заметке мы лишь перечислим параметры, использовавшиеся в расчете.

Рассматривались две степенные функции масс с показателями $\alpha = 2.35$ и 1.01:

$$\frac{dN}{dM} \propto M^{-\alpha}. \qquad (1)$$

Рассчитывалось 10^7 двойных систем в каждом запуске программы. Нижний предел масс для более массивного компоненте при нормировке был выбран равным $0.1\ M_\odot$, а для расчета – $10\ M_\odot$, т.е. менее массивные звезды не успевают существенно проэволюционировать за время $<2 \times 10^7$ лет и не порождают нейтронные звезды и черные дыры (если их масса существенно не увеличивается за счет аккреции). Результаты были нормированы на полную массу двойных звезд во вспышке $1.5 \times 10^6\ M_\odot$. Верхний предел масс варьировался: расчеты проведены для значений 120 и $30\ M_\odot$. Выбор достаточно экзотического верхнего предела $30\ M_\odot$ объясняется следующими причинами: при моделировании методом популяционного синтеза часто пытаются изменять два параметра – наклон начальной функции масс и ее верхний пре-

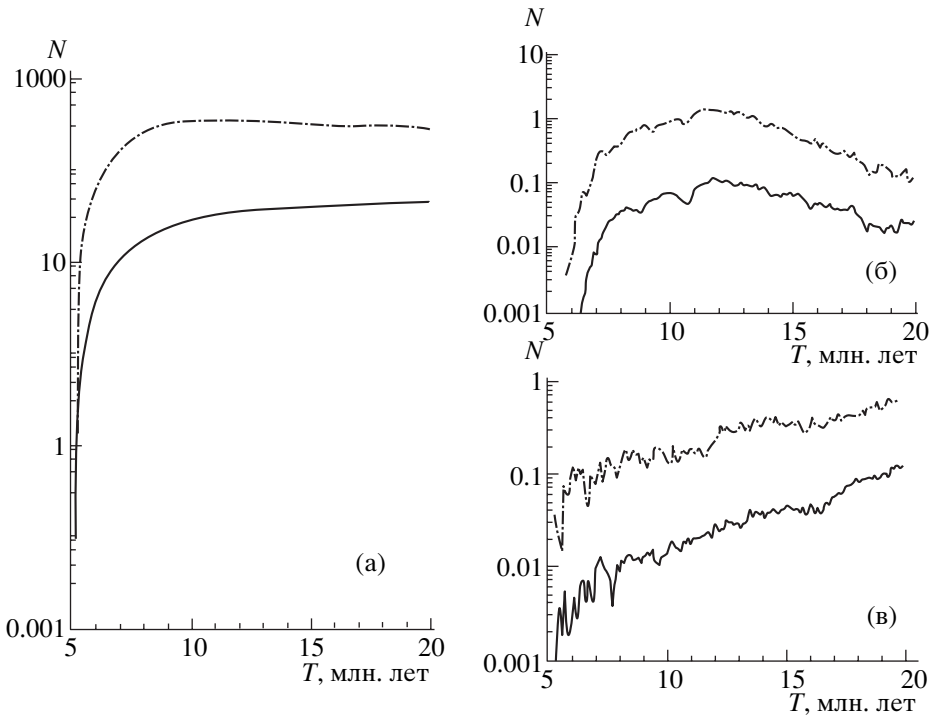

Рис. 1. Эволюция количества рентгеновских источников после вспышки звездообразования для верхнего предела масс 30 $M_\odot$: а – рентгеновские транзиенты; б – аккрецирующие нейтронные звезды в паре со сверхгигантами; в – "источники типа SS 433". Сплошная линия – солпитеровская функция масс, штрихпунктирная – "плоский" спектр масс. Полная масса двойных звезд в интервале 0.1–30 $M_\odot$ составляет 1.5×10^6 $M_\odot$.

дел (см. [11], где авторы как раз использовали верхний предел 30 $M_\odot$). Мы выбрали второй вариант верхнего предела таким, чтобы он оказался меньше критической массы для образования черных дыр с целью рассмотрения такой ситуации. Распределение по отношению масс компонент было принято "плоским", т.е. системы с компонентами с близкими массами столь же вероятны, как и системы с компонентами сильно различающихся масс.

Большие полуоси выбирались из интервала от 10 до 10^7 $R_\odot$ с лог-равномерным распределением. Магнитное поле нейтронных звезд не затухало, такой выбор достаточно естественен в связи с рассмотрением относительно короткого промежутка времени эволюции (о затухании поля см. [10]). Черная дыра образовывалась, если масса предсверхновой оказывалась больше 35 $M_\odot$, 70% массы переходило в черную дыру. Предел Оппенгеймера–Волкова был выбран равным 2.5 $M_\odot$. В данных расчетах не использовался "увеличенный" ("enhanced") темп потери массы, предложенный в работах женевской группы (см., например, [3, 9]). Учет данной возможности будет проведен в последующих работах.

При анизотропном взрыве сверхновой компактный объект (нейтронная звезда или черная дыра) приобретал дополнительную скорость. Скорость имела случайное направление, ее модуль имел распределение, соответствующее наблюдаемому распределению для радиопульсаров [7] с характерным значением 200 км/с (см. [8] о выборе более низкого по сравнению с предложенным в [7] значения характерной скорости).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Здесь мы приводим результаты для четырех типов источников: 1 – рентгеновские транзиенты, представляющие собой системы, состоящие из аккрецирующей нейтронной звезды и Be-звезды; 2 – аккрецирующая нейтронная звезда в паре со сверхгигантом (один из типов двойных систем, порождающих рентгеновские пульсары); 3 – системы с черными дырами на стадии аккреции с темпом больше эддингтоновского (к этому типу объектов, возможно, относится источник SS 433); 4 – двойные, включающие в себя аккрецирующую черную дыру и сверхгигант (наблюдаемым примером таких систем является источник Cyg X-1).

Результаты расчетов для двух значений показателя спектра функции масс и двух значений верхних пределов массы приведены на рис. 1 и 2. На рис. 1 показана эволюция числа источников для верхнего предела масс 30 $M_\odot$, а на рис. 2–120 $M_\odot$. Кривые не были сглажены, и их "зашумленность" есть следствие статистических флуктуа-

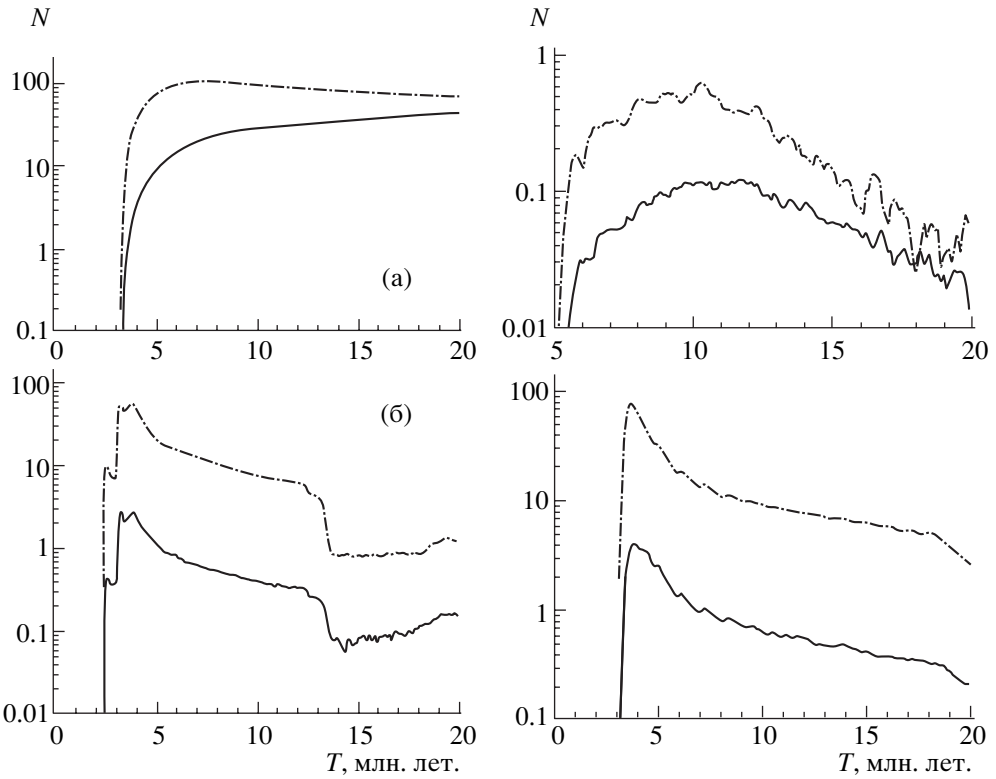

Рис. 2. Эволюция количества рентгеновских источников после вспышки звездообразования для верхнего предела масс 120 $M_\odot$: а – рентгеновские транзиенты; б – аккрецирующие нейтронные звезды в паре со сверхгигантами; в – "источники типа SS 433"; г – источники типа Cyg X-1. Сплошная линия – солпитеровская функция масс, штрихпунктирная – "плоский" спектр масс. Полная масса двойных звезд в интервале 0.1–120 $M_\odot$ составляет 1.5×10^6 $M_\odot$.

ций (рассчитывалось 10^7 двойных систем для каждого интервала масс, а затем результаты нормировались). Рентгеновские транзиенты являются наиболее многочисленными благодаря большему времени жизни систем на этой стадии (на рисунках показано наблюдаемое количество систем в каждый момент времени). Разумеется, информация о том, находится ли транзиент на активной стадии в конкретный момент времени, отсутствует.

При уменьшении верхнего предела масс уменьшается количество источников с черными дырами, и растет число источников с нейтронными звездами. При переходе к верхнему пределу, меньшему, чем критическая масса образования черной дыры, источники с черными дырами могут не исчезать полностью, т.е. их образование возможно при увеличении массы нейтронной звезды при аккреции до предела Оппенгеймера–Волкова, однако это наиболее вероятно на стадии сверхкритической аккреции (и зависит от предположений об этих стадий), что и проявилось в расчетах. По этой же причине для верхнего предела 30 $M_\odot$ количество источников типа SS 433 растет со временем, а не испытывает резкого уменьшения, как в случае верхнего предела 120 $M_\odot$, когда подавляющее большинство черных дыр образуется из массивных звезд уже в первые 3–4 млн. лет. Системы типа Cyg X-1 для верхнего предела масс 30 $M_\odot$ не показаны, т.к. за время счета не появилось ни одной системы этого типа.

Для удобства определения количества различных источников для вспышек произвольной массы мы приводим соответствующие аппроксимационные формулы. Время t выражается в миллионах лет.

В случае солпитеровского спектра масс (α = = 2.35) и верхнего предела масс M_{up} = 120 $M_\odot$ получаем следующую формулу для рентгеновских транзиентов на интервале от 5 до 20 млн. лет после вспышки:

$$N(t) = -0.14t^2 + 5.47t - 14.64. \quad (2)$$

Для сверхаккрецирующих черных дыр на интервале от 4 до 20 млн. лет получаем

$$N(t) = \frac{2.2}{t - 3.05}. \quad (3)$$

Для источников типа Cyg X-1 на интервале от 4 до 20 млн. лет получаем

$$N(t) = \frac{4.63}{t - 2.9}. \quad (4)$$

Для двойных систем, состоящих из аккрецирующих нейтронных звезд и сверхгигантов на интервале от 5 до 20 млн. лет получаем

$$N(t) = 2.12 \times 10^{-4} t^3 - 9.6 \times 10^{-3} t^2 + 0.13t - 0.47. \quad (5)$$

Для "плоского" спектра масс ($\alpha = 1.01$) и верхнего предела масс $M_{up} = 120\, M_\odot$ имеем для рентгеновских транзиентов на интервале от 3 до 7 млн. лет

$$N(t) = -8.9t^2 + 1.2 \times 10^2 t - 3 \times 10^2, \quad (6)$$

и на интервале от 7 до 20 млн. лет

$$N(t) = -2.8t + 1.2 \times 10^2. \quad (7)$$

Для сверхаккрецирующих черных дыр на интервале от 4 до 20 млн. лет имеем

$$N(t) = \frac{39.97}{t - 3.17}. \quad (8)$$

Для источников типа Cyg X-1 на интервале от 4 до 20 млн. лет имеем

$$N(t) = \frac{58.44}{t - 3.08}. \quad (9)$$

Для двойных систем, состоящих из аккрецирующих нейтронных звезд и сверхгигантов на интервале от 5 до 20 млн. лет имеем

$$N(t) = 1.45 \times 10^{-3} t^3 - 5.96 \times 10^{-2} t^2 + 0.47t - 2.41. \quad (10)$$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В предыдущей работе [4] нами было показано, что абсолютное и относительное количество массивных двойных систем с черными дырами и нейтронными звездами может служить хорошим индикатором возраста вспышки звездообразования. Здесь мы рассмотрели эволюцию популяций четырех типов тесных двойных систем с нейтронными звездами и черными дырами после вспышки звездообразования с полной массой двойных звезд $1.5 \times 10^6\, M_\odot$ для двух значений показателя $\alpha = 2.35$ (солпитеровская функция масс) и $\alpha = 1.01$ ("плоский спектр") в течении 2×10^7 лет после вспышки. Рассмотрен также экзотический случай верхнего предела масс $30\, M_\odot$ в целях моделирования популяций с сильно пониженным количеством черных дыр (обратим внимание, что такая ситуация может реализоваться и при сильном звездном ветре, вызывающем большую потерю массы).

Переход к спектру с $\alpha = 1.01$, предложенный в работе [2], приводит к увеличению количества двойных рентгеновских источников в несколько раз (соответственно должно увеличиться и количество одиночных аккрецирующих нейтронных звезд и черных дыр, а также других двойных источников, но здесь мы их не рассматриваем).

Снижение верхнего предела масс ниже критической модели образования черной дыры приводит практически к полному исчезновению источников с черными дырами, но увеличивает количество транзиентных источников с нейтронными звездами (особенно сильно – до ≈300 – при "плоском спектре" масс). Таким образом, соответствующее изменение спектра масс приводит к значительному изменению светимости галактики в стандартном и жестком рентгеновском диапазонах.В связи с этим существование вспышек звездообразования с "плоской" начальной функцией масс должно сопровождаться большим потоком в стандартном и жестком рентгеновских диапазонах. Отсутствие большой рентгеновской светимости свидетельствует об отсутствии "плоского" спектра в данной вспышке звездообразования.

Мы выражаем благодарность рецензенту, чьи замечания способствовали улучшению статьи.

Работа была поддержана грантами INTAS 93-3364, а также Российским фондом фундаментальных исследований (код проекта 95-02-06053а). Один из авторов (П. С. Б.) выражает благодарность Соросовской образовательной программе 1995–1997 гг.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Conti P.* // Astrophys. J. 1991. V. 377. P. 115.
2. *Contini T., Davoust E., Considere S.* // Astron. and Astrophys. 1995. V. 303. P. 440.
3. *Schaerer D.* // Astrophys. J. 1996. V. 467. P. L17.
4. *Lipunov V.M., Ozernoy L.M., Popov S.B. et al.* // Astrophys. J. 1996. V. 466. P. 234.
5. *Корнилов В.Г., Липунов В.М.* // Астрон. журн. 1983. Т. 60. С. 284.
6. *Lipunov V.M., Postnov K.A., Prokhorov M.E.* // Astrophys. and Space Phys. Rev. 1996. V. 9. part 4.
7. *Lyne A.G., Lorimer D.R.* // Nature. 1994. V. 369. P. 127.
8. *Lipunov V.M., Postnov K.A., Prokhorov M.E.* // Astron. and Astrophys. 1996. V. 310. P. 489.
9. *Schaller G., Schaerer D., Meynet G., Maeder A.* // Astron. and Astrophys. Suppl. 1992. V. 96. P. 269.
10. *Коненков Д.Ю., Попов С.Б.* // Письма в "Астрон. журн.". 1997. Т. 23. С. 569.
11. *Perez–Olia D.E., Colina L.* // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1995. V. 277. P. 857.