

Таблица 3. Процентное содержание различных элементов (ядер с энергией 11,4–23 МэВ на нуклон) относительно кислорода для четырех интервалов времени в течение вспышки 4–7 ноября 2001 г.

Время	C	N	O	Ne	Mg	Si
22 h 04 Nov–15 h 05 Nov	39,0 ± 3,9	11,9 ± 1,7	100	14,4 ± 2,3	17,9 ± 2,4	17,4 ± 2,2
22 h 05 Nov–07 h 06 Nov	45,5 ± 3,4	10,4 ± 1,3	100	12,0 ± 1,4	20,6 ± 2,0	16,8 ± 1,9
07 h 06 Nov–19 h 06 Nov	42,4 ± 6,5	11,2 ± 2,7	100	12,4 ± 2,7	16,8 ± 3,4	10,4 ± 2,6
19 h 06 Nov–20 h 07 Nov	54,7 ± 12,6	8,5 ± 2,0	100	12,2 ± 4,6	21,6 ± 6,7	18,9 ± 6,0

Благодарности. Авторы благодарят Т.В. Казачевскую, Ю.Д. Котова, Г.Е. Кочарова, С.Н. Кузнецова, Н.И. Лебедева, Е.П. Мазеца, А.А. Нусинова, В.М. Панкова, А.Ф. Подорольского, С.П. Рюмина и Я. Сильвестра за предоставление обработанных данных со спутника КОРОНАС-Ф, которые были использованы при написании настоящей статьи.

Список литературы

1. *The SOHO Mission: Scientific and Technical Aspects of the Instruments* (ESA SP, 0379-6566, № 1104, Compiled by T D Guyenne) (Paris: European Space Agency, 1989)
2. Jimenez A et al. *Astron. Astrophys.* **193** 298 (1988)
3. Аветисян Э А и др. "Рентгеновская изображающая спектроскопия Солнца в области 1,85–335 Å в эксперименте СПИРИТ (СРТ-К, РЕС-К) на спутнике "КОРОНАС-Ф" *Письма в Астрон. журн.* (в печати)

PACS numbers: 04.40.Dg, 97.60.–s

Звезды Вольфа – Райе и релятивистские объекты

А.М. Черепашук

1. Введение

Звезды Вольфа – Райе (WR), отождествляемые по сильным и широким линиям излучения гелия, азота, углерода и кислорода в разных стадиях ионизации, были открыты в 1867 г. французскими учеными М. Вольфом и Ж. Райе [1]. Мы рассмотрим лишь массивные ($m = 5–50M_{\odot}$) звезды WR I типа населения Галактики, которые в среднем концентрируются к галактической плоскости. Признаками звезд WR обладают также маломассивные горячие звезды — ядра планетарных туманностей, которые мы в данной статье рассматривать не будем.

Всего известно 227 звезд WR в нашей Галактике и около 300 — в других ближайших Галактиках [2]. Полное число звезд WR в Галактике оценивается в одну-две тысячи.

В последнее время выявляется тесная связь между эволюцией звезд WR и образованием нейтронных звезд (НЗ) и черных дыр (ЧД) [3–5], а также генерацией космических гамма-всплесков [6, 7].

2. О природе звезд WR

По современным представлениям, звезды WR являются обнаженными гелиевыми ядрами первоначально массивных ($m > 30–40M_{\odot}$) звезд, потерявших основную часть своих водородных оболочек либо в результате обмена веществом в тесных двойных

системах (ТДС) [8], либо вследствие интенсивного истечения одиночных массивных звезд в виде звездного ветра [9, 10]. Мощный эмиссионный линейчатый спектр звезд WR формируется вблизи основания звездного ветра, истекающего со скоростями в 1–3 тыс км с⁻¹, по-видимому, под действием давления радиации горячего "ядра", с темпом потери массы $\sim 10^{-5}M_{\odot}$ в год (см. монографии [11, 12] и ссылки в них). Механизм ускорения ветров звезд WR пока окончательно не выяснен.

Звезды WR делятся на две последовательности: азотную (WN) и углеродную (WC). В спектрах звезд WN в основном содержатся линии азота, а в спектрах звезд WC преобладают линии углерода и кислорода. Кроме того среди звезд WR выявляется немногочисленная группа звезд с усиленными линиями кислорода (WO-звезды).

В спектрах звезд WN и WC присутствуют линии гелия и водорода, однако линии водорода весьма слабы ввиду преимущественно гелиевого химического состава звезд WR. Последовательность звезд WN–WC–WO интерпретируется как эволюционная [8]. Сразу после обнажения ядра массивной звезды оно обогащено продуктами CNO-цикла термоядерных реакций. Поэтому вначале поверхность звезды WR обогащена азотом (WN-стадия). По мере потери массы в виде звездного ветра у звезды WR обнажаются слои, обогащенные углеродом в результате термоядерных превращений гелия в углерод в реакции тройного столкновения α -частиц (WC-стадия). Последующая потеря вещества обнажает слои звезды WR, обогащенные кислородом в результате реакции захвата α -частиц ядрами атомов углерода (WO-стадия). Средняя масса звезд WN составляет $\sim 22M_{\odot}$, а звезд WC — $12M_{\odot}$, что качественно согласуется с описанным сценарием эволюции звезд WR. Примерно половина звезд WR входит в состав двойных систем WR+O, содержащих в качестве спутников массивные горячие звезды спектрального класса O.

Звезды WR, как массивные, горячие, невырожденные, в основном гелиевые звезды, находящиеся на поздней стадии эволюции, должны взрываться как сверхновые типа Ib и Ic и формировать в результате коллапса своих CO-ядер релятивистские объекты. Кроме того, поскольку звезды WR лишены мощных водородных оболочек, это облегчает трансформацию энергии коллапса в наблюдаемое гамма-излучение [6, 7]. К настоящему времени измерены массы 23 звезд WR в двойных WR+O системах и массы 34 релятивистских объектов (19 НЗ и 15 ЧД) в рентгеновских двойных системах и двойных системах с радиопульсарами (см. обзоры [4, 13–16] и ссылки в них, а также недавние публикации [17–20]).

Представляет интерес сравнение масс звезд WR и их СО-ядер в конце эволюции с массами релятивистских объектов. Производителями релятивистских объектов могут быть не только звезды WR, но и другие массивные звезды, например, красные и голубые сверхгиганты нормального поверхностного химического состава. Однако, поскольку мы изучаем массы релятивистских объектов и звезд WR исключительно в двойных системах, сравнение масс НЗ и ЧД с массами звезд WR является корректным, поскольку в двойной системе массивная звезда всегда быстро теряет свою водородную оболочку и превращается в звезду WR [8]. В большинстве эволюционных сценариев для ТДС, содержащих массивную звезду, последняя в конце концов порождает звезду WR, ядро которой, коллапсируя, образует НЗ или ЧД (см., например, [21, 22]). Лишь в случае радиопульсаров в двойных системах с круговыми орбитами и спутниками — маломассивными белыми карликами рассматривается возможность образования НЗ в результате коллапса белого карлика, нарастившего свою массу до чандрасекаровского предела вследствие аккреции вещества спутника — маломассивной невырожденной звезды [21]. Таким образом,

можно считать, что все НЗ и ЧД в рентгеновских двойных системах и большая часть НЗ — радиопульсаров в двойных системах образуются в результате коллапсов СО-ядер звезд WR.

3. Распределение масс релятивистских объектов

В работах [3, 23] было отмечено, что наблюдаемое распределение масс релятивистских объектов в ТДС является бимодальным: массы НЗ лежат в узком диапазоне $m_{НЗ} = (1-2) M_{\odot}$, массы ЧД сконцентрированы в интервале $m_{ЧД} = (4-16) M_{\odot}$. Новейшие данные по массам релятивистских объектов приведены в табл. 1 и на рис. 1. Видно, что нет зависимости между массами релятивистских объектов и массами их спутников в ТДС. Подчеркнем также, что измеренные массы рентгеновских и радиопульсаров (НЗ) не превышают $3M_{\odot}$ — теоретического верхнего предела массы НЗ, предсказываемого общей теорией относительности (ОТО) Эйнштейна. Кроме того, ни один из 15 массивных ($m_x > 3 M_{\odot}$) компактных рентгеновских источников в ТДС (кандидатов в ЧД) не является рентгеновским пульсаром или рентгеновским барстером 1-го типа также в согласии с предсказаниями ОТО.

Таблица 1. Параметры двойных систем с черными дырами

Система	Спектр оптической звезды	P_{orb} , сут	$f_v(m)$, M_{\odot}	m_x , M_{\odot}	m_v , M_{\odot}	V_{pec} , км с ⁻¹	Примечание
Cyg X-1 V 1357 Cyg	O 9,7 Iab	5,6	$0,24 \pm 0,01$	16 ± 5	33 ± 9	$2,4 \pm 1,2$	стационарная
LMC X-3	B3 Ve	1,7	$2,3 \pm 0,3$	9 ± 2	6 ± 2	—	стационарная
LMC X-1	O (7-9) III	4,2	$0,14 \pm 0,05$	7 ± 3	22 ± 4	—	стационарная
AO 620-00 (V616 Mon)	K5V	0,3	$2,91 \pm 0,08$	10 ± 5	$0,6 \pm 0,1$	-15 ± 5	транзиентная
GS 2023 + 338 (V404 Cyg)	KO IV	6,5	$6,08 \pm 0,06$	12 ± 2	$0,7 \pm 0,1$	$8,5 \pm 2,2$	транзиентная
GRS 1124-68 (GU Mus)	K2 V	0,4	$3,01 \pm 0,15$	$6(+5, -2)$	$0,8 \pm 0,1$	26 ± 5	транзиентная
GS 2000 + 25 (QZ Vul)	K5 V	0,3	$4,97 \pm 0,10$	10 ± 4	$0,5 \pm 0,1$	—	транзиентная
GRO J0422 + 32 (V 518 Per)	M2 V	0,2	$1,13 \pm 0,09$	10 ± 5	$0,4 \pm 0,1$	—	транзиентная
GRO J1655-40 (XNSco1994)	F5 IV	2,6	$2,73 \pm 0,09$	7 ± 1	$2,5 \pm 0,8$	-114 ± 19	транзиентная
H 1705-250 (V2107 Oph)	K5 V	0,5	$4,86 \pm 0,13$	6 ± 1	$0,4 \pm 0,1$	38 ± 20	транзиентная
4U 1543-47 (HL Lup)	A2 V	1,1	$0,22 \pm 0,02$	$5 \pm 2,5$	$\sim 2,5$	—	транзиентная
GRS 1009-45 (MM Vel)	(K6-MO)V	0,3	$3,17 \pm 0,12$	$3,6-4,7$	$0,5-0,7$	—	транзиентная
SAX J1819.3-2525 (V4641Sgr)	B9III	2,8	$2,74 \pm 0,12$	$9,61(+2,08-0,88)$	$6,53(+1,6-1,03)$	—	транзиентная
XTE 1118 + 480	(K7-MO)V	0,17	$6,1 \pm 0,3$	$6,0-7,7$	$0,09-0,5$	—	транзиентная
GRS 1915 + 105	(K-M)III	33,5	$9,5 \pm 3,0$	14 ± 4	$1,2 \pm 0,2$	—	транзиентная

Примечание: см. обзоры [4, 15] и ссылки в них, а также недавние работы [17-19]. Здесь P_{orb} — орбитальный период; $f_v(m) = m_x^3 \sin^3 i / [(m_x + m_v)^2]$ — функция масс оптической звезды; m_x, m_v — массы релятивистского объекта и оптической звезды соответственно; V_{pec} — пекулярная лучевая скорость центра масс двойной системы.

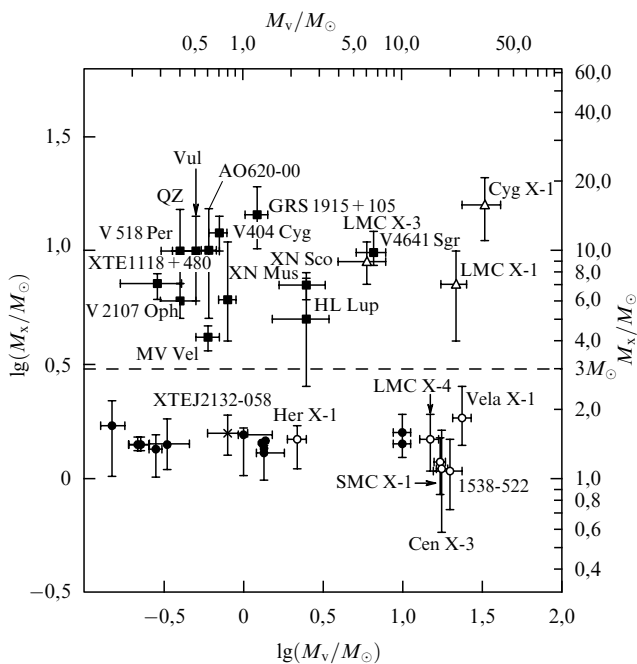


Рис. 1. Зависимость масс M_x нейтронных звезд (кружки и крестик) и черных дыр (треугольники и квадратики) от масс спутников M_v в ТДС. Темные кружки соответствуют радиопульсарам, светлые — рентгеновским пульсарам, крестик — нейтронной звезде в рентгеновской новой XTE J2132-058 [20]. Темные квадратики соответствуют черным дырам в рентгеновских новых, светлые треугольники — черным дырам в квазистационарных рентгеновских двойных системах с О-В компонентами.

Новые данные подтверждают вывод о бимодальном распределении масс релятивистских объектов [3, 23]. Массы 19 НЗ лежат в узких пределах: $m_{НЗ} = (1-2) M_{\odot}$, среднее значение массы НЗ $m_{НЗ} = (1,35 \pm 0,15) M_{\odot}$. Средняя масса НЗ — радиопульсаров в хорошо изученных ТДС равна $(1,35 \pm 0,04) M_{\odot}$ [16]. В работе [24] на основе новых спектральных наблюдений подтверждено сравнительно высокое значение массы НЗ в рентгеновской двойной системе Vela X-1: $m_{НЗ} = 1,86 \pm 0,16 M_{\odot}$, что имеет важное значение для уточнения уравнения состояния вещества НЗ. Однако даже это, наиболее высокое значение $m_{НЗ}$ не выходит за пределы $2 M_{\odot}$.

Измеренные значения масс 15 ЧД в ТДС лежат в пределах $m_{ЧД} = (4-16) M_{\odot}$. Среднее значение массы ЧД равно $\bar{m}_{ЧД} = (8-10) M_{\odot}$. В интервале масс $m_x = (2-4) M_{\odot}$ в ТДС не наблюдаются ни НЗ, ни ЧД. Этот провал в распределении масс релятивистских объектов, по-видимому, не может быть связан с эффектами наблюдательной селекции [5, 23]. Рассмотрим возможные эффекты наблюдательной селекции, которые могут приводить к видимому бимодальному распределению масс релятивистских объектов в ТДС, хотя в действительности распределение масс НЗ и ЧД может быть непрерывным.

1. Распад ТДС в диапазоне масс релятивистских объектов $(2-4) M_{\odot}$, обусловленный взрывом сверхновой и сбросом более половины суммарной массы ТДС [5]. Такой распад ТДС наиболее вероятен для систем, содержащих наименее массивные релятивистские объекты, т.е. НЗ, что не согласуется с наблюдениями: известно много маломассивных рентгеновских двойных

систем с НЗ, причем среди рентгеновских новых доля двойных систем с НЗ составляет $\sim 30\%$ [4].

2. Нагрев и стабилизация аккреционного диска в ТДС рентгеновским излучением центрального аккрецирующего релятивистского объекта. Предполагается [15], что из-за этого эффекта в диапазоне масс релятивистских объектов $(2-4) M_{\odot}$ все рентгеновские новые находятся постоянно в активном состоянии, что не позволяет увидеть линии в спектре спутника и измерить массу релятивистского объекта. Но условия для прогрева аккреционного диска наиболее благоприятны в случае аккрецирующих НЗ. В то же время среди рентгеновских новых $\sim 30\%$ систем содержат НЗ.

3. Сильная потеря массы в виде ветра звездами WR в двойных системах, которая может приводить к тому, что в ТДС образуются только НЗ, а ЧД с малыми массами не образуются [25]. Как отмечалось в [3, 4], с учетом клочковатости ветра звезд WR мы должны уменьшить темп потери массы звездами WR в несколько раз, поэтому эффект радиальной потери массы звездой WR не должен сильно мешать образованию маломассивных ЧД.

4. В процессе аккреции вещества НЗ и ЧД в двойных системах наращивают массу, поэтому их массы могут систематически отличаться от масс одиночных НЗ и ЧД. Как показано в [4], этот эффект также несуществен: различие масс НЗ и ЧД в ТДС и одиночных НЗ и ЧД должно быть пренебрежимо малым, поскольку, в частности, большинство спутников в ТДС рентгеновских новых — это маломассивные К-М-звезды главной последовательности, которые не могут обеспечить значительный прирост массы аккрецирующих релятивистских объектов.

Таким образом, трудно придумать эффект наблюдательной селекции, который бы так немонотонно зависел от массы релятивистского объекта и обеспечивал наблюдаемый провал в распределении масс НЗ и ЧД в диапазоне $(2-4) M_{\odot}$. Есть все основания считать этот провал реальным: почему-то в двойных системах не рождаются очень массивные НЗ ($m_{НЗ} > 2 M_{\odot}$) и маломассивные ЧД ($m_{ЧД} < 4 M_{\odot}$). С учетом изложенного выше, этот же вывод можно отнести и к одиночным релятивистским объектам.

4. Распределение масс звезд WR и их СО-ядер в конце эволюции

При сравнении масс релятивистских объектов с массами звезд WR необходимо учесть радиальную потерю массы этими звездами в виде звездного ветра с темпом $\dot{M}_{WR} \cong 10^{-5} M_{\odot}$ в год. Впервые учет потери массы для звезд WR в зависимости от массы звезды M_{WR} был выполнен в [26]:

$$\dot{M}_{WR} = -(0,6 - 1,0) \times 10^{-7} \left(\frac{M_{WR}}{M_{\odot}} \right)^{2,5}. \quad (1)$$

Использование этой формулы приводит к известному эффекту сходимости: практически независимо от начальной массы звезды WR масса ее СО-ядра в конце эволюции, M_{CO}^f , получается весьма малой — $M_{CO}^f \approx 3 M_{\odot}$. Но тогда как понять существование ЧД с массами в $(10-15) M_{\odot}$ (см. табл. 1 и рис. 1)?

В работе [5] с учетом эффекта клочковатости ветра звезд WR, который позволяет уменьшить величины \dot{M}_{WR}

в ~ 3 раза, вычислены финальные массы звезд WR и их СО-ядер. При этом использовалась эмпирическая зависимость

$$\dot{M}_{WR} = k M_{WR}^{\alpha}, \quad (2)$$

полученная из анализа поляризационных наблюдений около десятка двойных систем WR + O [27]. Согласно [27], в формуле (2) $\alpha = 1-2$, причем $\alpha = 1$ более предпочтительно.

Клочковатость ветра звезд WR выявлена в работах [28, 29]. Клочковатость звездного ветра, разгоняемого давлением излучения в линиях, может быть связана с проявлением неустойчивостей, обусловленных, в частности, зависимостью эффективности радиативного ускорения вещества ветра от градиента скорости в нем [12]. Как отмечено в [30], ввиду того, что интенсивность теплового радио- и инфракрасного излучения ветра звезды WR квадратично зависит от плотности, величины \dot{M}_{WR} для звезд WR, полученные из анализа их радио- и инфракрасных потоков в модели непрерывного ветра, завышены в несколько раз. Учет клочковатости ветров звезд WR позволяет в 2–4 раза уменьшить коэффициент k (см. формулу (2)); это, а также более низкий показатель степени $\alpha = 1-2$ в формуле (2), позволяет избежать упомянутого выше эффекта сходимости. Результаты расчетов финальных масс СО-ядер звезд WR с известными массами [5] суммированы на рис. 2, где приведены распределения масс 34 релятивистских объектов и финальных масс СО-ядер M_{CO}^f для 23 звезд WR с известными массами (для случаев $\alpha = 1$ и $\alpha = 2$). Видно, что распределение масс M_{CO}^f весьма широкое: $M_{CO}^f = (1-2)M_{\odot} - (20-44)M_{\odot}$, причем это распределение непрерывно в интересующем нас диапазоне $(1-12)M_{\odot}$. Провалы в распределениях M_{CO}^f для $M_{CO}^f > 12M_{\odot}$ связаны с малым числом наблюдаемых звезд WR в интервале больших масс. Таким образом, диапазон масс СО-ядер

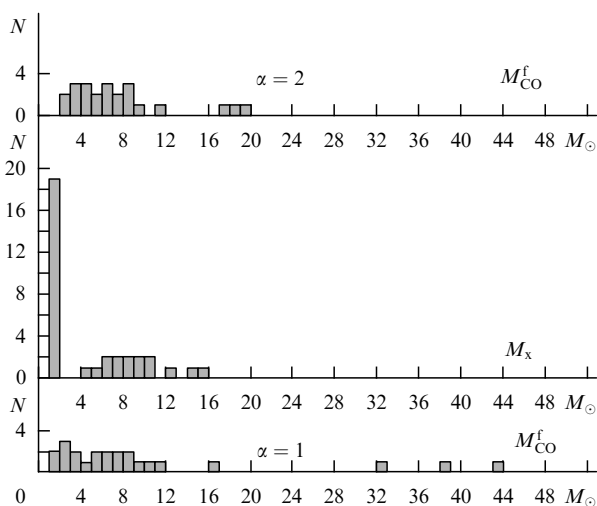


Рис. 2. Гистограммы распределения конечных масс углеродно-кислородных ядер M_{CO}^f для 23 звезд WR с известными массами (нижний график соответствует случаю $\alpha = 1$ в уравнении (2), верхний — случаю $\alpha = 2$). В середине показана гистограмма распределения масс M_x для 34 релятивистских объектов в ТДС. Высокий пик в диапазоне $(1-2)M_{\odot}$ соответствует НЗ. Распределения M_{CO}^f непрерывны, а распределение M_x бимодально с провалом в области значений масс $M_x = (2-4)M_{\odot}$.

звезд WR в конце эволюции, $M_{CO}^f = (1-2)M_{\odot} - (20-44)M_{\odot}$ охватывает наблюдаемый диапазон масс релятивистских объектов $m_x = (1-16)M_{\odot}$. Средняя масса $\bar{M}_{CO}^f = 7,7M_{\odot}$ для $\alpha = 2$ и $\bar{M}_{CO}^f = 10,6M_{\odot}$ для $\alpha = 1$. Средняя масса СО-ядра $\bar{M}_{CO}^f = (7,7-10,6)M_{\odot}$ близка к средней массе ЧД $M_{ЧД} = (8-10)M_{\odot}$.

5. Заключение

Наблюдаемое распределение масс релятивистских объектов бимодально ($m_{НЗ} = (1-2)M_{\odot}$, $m_{ЧД} = (4-16)M_{\odot}$), несмотря на то что распределение масс их производителей — СО-ядер звезд WR в конце эволюции непрерывно ($M_{CO}^f = (1-2)M_{\odot} - (20-44)M_{\odot}$). Такое различие распределений масс дает основания предполагать, что не только масса предшественника определяет природу сформировавшегося релятивистского объекта (нейтронная звезда, черная дыра), но и другие параметры предшественника: магнитное поле, вращение, статистический исход коллапса, обусловленный влиянием различных неустойчивостей и т.п. (см., например, [31]). Эффекты вращения для некоторых звезд WR были измерены в последние годы по деполяризации излучения в эмиссионных линиях (см., например, [32]). Доля быстро вращающихся звезд WR составляет 15–20% [32].

Дальнейшие исследования различия распределений масс релятивистских объектов и их производителей — СО-ядер звезд WR представляются весьма перспективными. Для этого требуются интенсивные наблюдения как релятивистских объектов, так и звезд WR в ТДС.

В работе [33] сделан качественный вывод о том, что провал в распределении масс НЗ и ЧД может быть объяснен, если предположить мягкое уравнение состояния вещества НЗ (верхний предел массы НЗ $\sim 1,5M_{\odot}$) и учесть действие магниторотационного механизма [34], который при определенных условиях препятствует обратному падению части сброшенной оболочки сверхновой на сформировавшуюся в процессе коллапса быстро вращающуюся сильно намагниченную НЗ. В работе [7] обоснована гипотеза о том, что коллапсы ядер звезд WR, лишенных водородных оболочек, могут быть источниками гамма-всплесков, поскольку, в частности, большой разброс по массам финальных СО-ядер звезд WR и бимодальное распределение масс релятивистских объектов согласуются с большим разбросом по энергиям наблюдаемых гамма-всплесков и возможным бимодальным распределением их энергий.

Недавно для 18 хорошо изученных вспышек сверхновых типа Ibc было предположено возможное бимодальное распределение по светимостям в максимуме [35]. Средняя абсолютная звездная величина в голубых лучах в максимуме блеска составляет $M_B = -17^m,61$ для нормальных сверхновых типа Ibc (по 13 сверхновым) и $M_B = -20^m,26$ для ярких сверхновых этого типа (по 5 сверхновым). Таким образом, светимости в максимуме для нормальных и ярких сверхновых типа Ibc различаются на порядок величины. Если этот результат подтвердится на большем наблюдательном материале, можно будет утверждать, что не только конечные продукты коллапса СО-ядер звезд WR имеют бимодальное распределение по массам, но также бимодальна и энергетика сопутствующих им вспышек сверхновых.

Теоретические исследования в этих направлениях (см., например, [33, 34, 36, 37]) представляются весьма перспективными.

Список литературы

1. Wolf M, Rayet G C R. *Acad. Sci.* **65** 292 (1867)
2. Van der Hucht K A *New Astron. Rev.* **45** 135 (2001)
3. Cherepashchuk A M, in *Modern Problems of Stellar Evolution: Proc. of the Intern. Conf. in Honour of Professor A G Masevitch's 80th Birthday, Zvenigorod, Russian, 13–15 October 1988* (Ed. D S Wiebe) (Moscow: GEOS, 1998) p. 198
4. Cherepashchuk A M *Space Sci. Rev.* **93** 473 (2000)
5. Черепашук А М *Астрон. журн.* **78** 145 (2001)
6. Герштейн С С *Письма в Астрон. журн.* **26** 848 (2000)
7. Постнов К А, Черепашук А М *Астрон. журн.* **78** 602 (2001)
8. Paczynski B, in *Wolf–Rayet and High-Temperature Stars: Symp. № 49 of the Intern. Astron. Union, Buenos Aires, Argentina, Aug. 9–14, 1971* (Eds M K V Bappu, J Sahade) (Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1973) p. 143
9. Conti P S *Mem. Soc. R. Sci. Liege* **9** (6) 193 (1976)
10. Bisnovatyi-Kogan G S, Nadyozhin D K *Astrophys. Space Sci.* **15** 353 (1972)
11. Де Ягер К *Звезды наибольшей светимости* (М.: Мир, 1984)
12. Lamers H J G L M, Cassinelli J P *Introduction to Stellar Winds* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1999) p. 248
13. Новиков И Д, Фролов В П *УФН* **171** 307 (2001)
14. Черепашук А М *УФН* **171** 864 (2001)
15. Charles P, in *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei* (Eds L Kaper, E P J van den Heuvel, P A Woudt) (Berlin: Springer, 2001) p. 27
16. Thorsett S E, Chakrabarty D *Astrophys. J.* **512** 288 (1999)
17. Orosz J A et al., astro-ph/0103045 (submitted to *Astrophys. J.*)
18. Wagner R M et al., Preprint (2001)
19. Greiner J, Cuby J G, McCaughrean M J *Nature* **414** 522 (2001)
20. Casares J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **329** 29 (2002)
21. Shore S N, Livio M, van den Heuvel E P J *Interacting Binaries* (Berlin: Springer-Verlag, 1994)
22. Iben I (Jr), Tutukov A V, Yungelson L R *Astrophys. J. Suppl.* **100** 233 (1995)
23. Bailyn C D et al. *Astrophys. J.* **499** 367 (1998)
24. Barziv O et al. *Astron. Astrophys.* (2002) (in press)
25. Wijers R A M, in *Evolutionary Processes in Binary Stars* (NATO ASI Series, Ser. C. Vol. 477, Eds R A M J Wijers, M B Davies, C A Tout) (Dordrecht: Kluwer Acad., 1996) p. 327
26. Langer N *Astron. Astrophys.* **220** 135 (1989)
27. Moffat A F J, in *Wolf–Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution: Proc. of the 163rd Symp. of the Intern. Astron. Union, La Biadola, Elba, Italia, May 2–6, 1994* (Eds K Avan der Hucht, P M Williams) (Dordrecht: Kluwer Acad., 1995) p. 213
28. Cherepashchuk A M, Khaliullin Kh F, Eaton J A *Astrophys. J.* **281** 774 (1984)
29. Moffat A F J et al. *Astrophys. J.* **334** 1038 (1988)
30. Черепашук А М *Астрон. журн.* **67** 955 (1990)
31. Ergma E, van den Heuvel E P J *Astron. Astrophys.* **331** L29 (1998)
32. Harries T J, Hillier D J, Howarth I D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **296** 1072 (1998)
33. Постнов К А, Прохоров М Е *Астрон. журн.* **78** 1025 (2001)
34. Бисноватый-Коган Г С *Астрон. журн.* **47** 813 (1970)
35. Richardson D et al. *Astrophys. J.* **123** 745 (2002); astro-ph/0112051
36. Иванова Л Н, Четкин В М *Астрон. журн.* **58** 1028 (1981)
37. Ensman L M, Woosley S E *Astrophys. J.* **333** 754 (1988)

PACS number: 97.60.Bw

Сверхновые типа Ib/c. Новые данные наблюдений

Д.Ю. Цветков

1. Введение

Эволюция звезд определенных классов заканчивается взрывом сверхновой, после которого звезда перестает существовать или переходит в качественно отличное состояние. Вспышки сверхновых звезд (СН) наблюдаются в галактиках как внезапное появление звезды, по светимости сравнимой со светимостью всей галактики.

В последние годы интерес к исследованиям сверхновых сильно возрос. Если двадцать лет назад в год открывалось не более 20 сверхновых, десять лет назад — около 60, то в 2001 г. было открыто рекордное количество — 282 сверхновых. Общее число открытых с 1885 г. внегалактических сверхновых уже составляет более 2000. Для поиска СН разработаны специальные полностью автоматические системы. Активно участвуют в поиске СН любители астрономии.

Наблюдательная астрофизика исследует зависимость мощности излучения СН от времени — кривые блеска в различных спектральных диапазонах, изменение спектров излучения со временем.

Осуществляются также статистические исследования популяции СН: определение частоты вспышек, пространственное распределение в родительских галактиках.

Теоретическое моделирование кривых блеска и спектров и статистические характеристики позволяют сделать вывод о том, какие звезды взрываются как сверхновые, какими могут быть остатки вспышек.

2. Классификация сверхновых

Уже в самом начале исследований сверхновых стало ясно, что они не представляют собой однородный класс объектов. Существующая классификация основана в основном на виде спектров вблизи максимума блеска. Сверхновые были разделены на два основных типа — I и II. Сверхновые II типа имели яркие эмиссионные линии водорода в спектре, СН I их не имели. СН I встречались в галактиках всех типов, в том числе в эллиптических, где звездообразование в настоящее время практически прекратилось, а СН II — только в спиральных, демонстрируя явную концентрацию в спиральных рукавах. Основными деталями в спектре сверхновых I типа вблизи максимума блеска были широкие линии поглощения однократно ионизованных элементов промежуточных масс: кремния, кальция, магния, натрия, железа. Одной из наиболее заметных деталей была линия поглощения Si II на длине волны 6150 Å. Еще в 60-е годы было замечено, что у некоторых СН I эта линия слаба или почти отсутствует. Эти СН стали называть пекулярными сверхновыми I типа. Только в середине 80-х годов стало ясно, что эти сверхновые представляют собой особый тип, существенно отличающийся от СН I. Спектры этих сверхновых были получены с помощью цифровых приемников, позволивших точно определять интенсивности линий; но наибольшее значение имело исследование спектров на поздних (> 200 сут после максимума) стадиях развития вспышки. Эти спектры оказались совершенно не похожими на спектры большинства СН I. В них доминировали запрещенные эмиссионные линии кислорода и кальция, в то время как в обычных СН I в спектре на этой фазе наиболее заметны бленды линий железа и кобальта. Было также обнаружено, что эти "пекулярные" СН I встречаются только в спиральных галактиках и в них демонстрируют тесную связь с областями звездообразования. Таким образом, было показано, что эти сверхновые не представляют собой разновидность СН I, а являются особым типом сверхновых, по эволюционному статусу предсверхновых скорее более похожим на СН II. Этот тип получил наименование Ib, а "обычные" сверхновые I стали обозначать как Ia. Более подробное исследование спектров СН Ib позволило установить, что наиболее заметные линии погло-