

УДК 524.35

БЛИЗКИЕ МОЛОДЫЕ ОДИНОЧНЫЕ ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ

© 2002 г. М. Е. Прохоров, С. Б. Попов*

Государственный астрономический институт им. П.К. Штенберга, Москва

Поступила в редакцию 15.02.2002 г.

Мы рассматриваем близкие молодые черные дыры, образовавшиеся после взрывов сверхновых в тесных двойных системах, вторые компоненты которых наблюдаются сейчас как т.н. “убегающие звезды”. Используя данные по убегающим звездам и делая разумные предположения о механизмах взрыва сверхновой и распада двойной системы, мы оцениваем сегодняшние координаты близких молодых черных дыр. Для двух объектов нами получены относительно небольшие области локализации (~ 50 – 100 град²). Обсуждена возможность регистрации этих близких молодых черных дыр.

Ключевые слова: пульсары, нейтронные звезды и черные дыры; рентгеновские и гамма-источники; сверхновые и остатки сверхновых; звездные скопления и ассоциации, звездная динамика

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время обнаружены черные дыры звездных масс в тесных двойных системах (Черепашук, 1996) и сверхмассивные черные дыры в ядрах галактик (Корменди, 2001). Было бы крайне интересно обнаружить одиночную черную дыру звездной массы, однако это технически очень сложная задача. В связи с этим представляют интерес близкие одиночные черные дыры. Для обнаружения таких объектов было бы желательно уменьшить область поиска, т.е. заранее оценить координаты возможных источников. Ниже мы представляем такую попытку.

В работе Попова и др. (2002) кратко обсуждались близкие молодые компактные объекты (нейтронные звезды и черные дыры) и сделали предположение о связи радиотихих нейтронных звезд в солнечной окрестности с недавними вспышками сверхновых, породившими структуры в локальной межзвездной среде (Local Bubble, Loop I и др.). Здесь мы более детально рассматриваем близкие молодые черные дыры.

Основная идея работы состоит в следующем. Мы оцениваем современные координаты близких

($r < 1$ кпк) молодых (возраст < 6 млн. лет) черных дыр, которые образовались в тесных двойных системах с массивными вторыми компонентами, распавшихся после первого взрыва сверхновой. После распада системы появляется так называемая “убегающая звезда” (Блау, 1961). Зная современные координаты и скорость убегающей звезды и задавая параметры двойной системы и вспышки сверхновой (об эволюции двойных звезд см., например, Липунов и др., 1996), мы можем оценить положение черной дыры в настоящий момент.

МОЛОДЫЕ МАССИВНЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОКРЕСТНОСТЯХ СОЛНЦА

Область Галактики, в которой находится Солнце, имеет некоторые особенности. В солнечных окрестностях доминирует т.н. Пояс Гулда (Поппел, 1997). Это дискообразная структура размером порядка 750–1000 пк. Центр лежит в 150–250 пк от Солнца. Плоскость Пояса наклонена к плоскости Галактики на $\sim 18^\circ$. Возраст Пояса Гулда оценивается в 30–70 млн. лет, т.о. в последнее время там заканчивается жизнь наиболее многочисленных звезд из числа тех, которые могут породить вспышку сверхновой ($M \approx 8$ – $10M_\odot$). Вероятно, с Поясом

*Электронный адрес: polar@sai.msu.ru

Таблица 1. Параметры четырех наиболее массивных убегающих звезд солнечной окрестности (Хугерверф и др., 2001)

| Звезда | Масса, M_{\odot} | Скорость, км/с | Кинематический возраст, млн. лет |
|---------------|--------------------|----------------|----------------------------------|
| ξ Per | 33 | 65 | 1 |
| HD 64760 | 25–35 | 31 | 6 |
| ζ Pup | 67 | 62 | 2 |
| λ Cep | 40–65 | 74 | 4.5 |

Гулда связаны одиночные радиотихие нейтронные звезды, открытые спутником ROSAT (Попов и др., 2002) и некоторые из неотожествленных источников каталога EGRET (Гренье, Перро, 2001).

На расстоянии ~ 700 пк от Солнца известно 56 убегающих звезд (Хугерверф и др., 2001). Они образовались либо в процессе динамической эволюции скоплений и ассоциаций, в которых они родились (наиболее вероятная причина — тесное сближение двойных), либо в результате распада двойной системы при взрыве сверхновой. Четыре звезды из этой группы обладают массами больше $\sim 30M_{\odot}$ (следует отметить, что поскольку эти звезды одиночные и массивные, то масса для них определяется с не очень высокой точностью).

Данные по рассматриваемым здесь убегающим звездам приведены в табл. 1, где мы использовали параметры, приведенные в работе Хугерверфа и др. (2001).

Хугерверф и др. (2001) детально исследовали все 56 близких убегающих звезд. Эти звезды “близки” в том смысле, что они изучены спутником Hipparcos, и известны их положения на небе, собственные движения и параллаксы с миллисекундной точностью (в этой работе мы пренебрегаем ошибками определений скоростей и других параметров убегающих звезд). Авторы проследили движение этих звезд в Галактике и для большинства из них (в том числе для всех четырех массивных) нашли, когда и из какой ассоциации эти звезды вылетели, а также какой из двух возможных механизмов выброса действовал для каждой конкретной звезды (большинство звезд было выброшено при распаде двойных).

Наиболее вероятно, что все четыре массивные убегающие звезды приобрели свою высокую пространственную скорость в результате распада двойных систем после взрывов сверхновых (пятая очень массивная звезда — ι Ori — по всей видимости, выброшена из ассоциации в результате динамического взаимодействия, см. Хугерверф и

др., 2001). Можно привести несколько аргументов в пользу такого вывода:

1. Эти звезды очень массивные. Для того чтобы быть выброшенными из скопления (ассоциации), им надо было пролететь вблизи звезд сравнимой массы. Иначе по закону сохранения импульса выброшенными из системы оказались бы именно менее массивные звезды, а столь массивных звезд очень мало при любой разумной функции масс. Близкий пролет нескольких массивных звезд оказывается чрезвычайно редким событием по сравнению с достаточно редкими тесными тройными сближениями звезд малых масс.

2. Массивные звезды живут всего несколько миллионов лет. Этот факт накладывает на описанное в предыдущем пункте редкое событие дополнительное ограничение — сближение должно успеть произойти, пока массивные звезды не взорвались как сверхновые.

3. И, наконец, все эти звезды движутся со скоростями в несколько раз выше дисперсии скоростей тех ассоциаций, в которых они родились. Сам по себе этот факт ничему не противоречит, после удачного тесного сближения звезды могут приобретать достаточно высокие скорости. Однако это происходит только в редких случаях, средняя величина приобретаемой в таких процессах скорости существенно ниже.

Более детальные аргументы для каждой из четырех звезд этой группы можно найти в уже упомянутой работе Хугерверфа и др. (2001).

Итак, по всей видимости, каждая из этих четырех звезд входила в двойную систему, в которой как сверхновая некоторое время назад взорвалась ее соседка. Взорвавшаяся звезда прошла весь свой эволюционный путь быстрее, т.е. была еще более массивной, чем наблюдаемая нами убегающая звезда. Как считается сейчас, именно такие очень массивные звезды ($M > 30-40M_{\odot}$) при коллапсе образуют не нейтронные звезды, а черные дыры (Вайт, ван Парадайз, 1996; Фраер, 1999). Более того, у звезд с немного большими массами ($M \gtrsim 40-50M_{\odot}$), скорее всего, происходит прямой коллапс ядра в черную дыру без промежуточной стадии горячей нейтронной звезды (см., например, Бисноватый—Коган, 1968).

РАСПАД ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ ПОСЛЕ ВЗРЫВА СВЕРХНОВОЙ

Если сверхновая взрывается симметрично, а двойная система, в которой этот взрыв произошел, обращалась по круговой орбите, то для распада двойной системы необходимо сбросить *по крайней мере половину массы системы* (все аспекты распада двойной системы при сбросе массы подробно

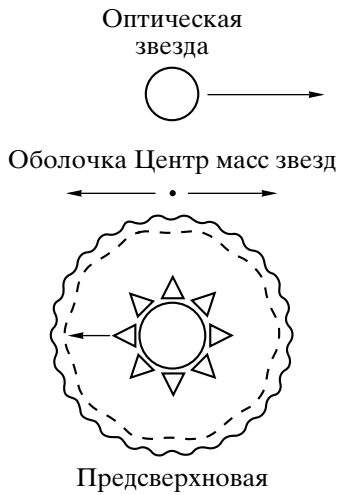


Рис. 1. Схема распада двойной системы после взрыва сверхновой.

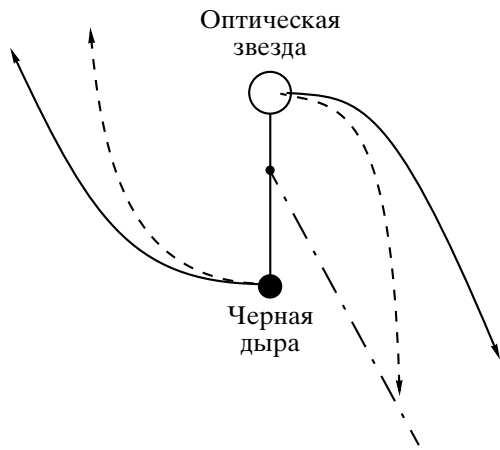


Рис. 2. Разлет звезд после взрыва сверхновой в системе их центра масс.

рассмотрены в статье Хиллса (1983)). Например, если масса убегающей звезды $M_{opt} = 30M_{\odot}$ и она не изменилась существенно с момента распада системы, а масса черной дыры $M_{BH} = 10M_{\odot}$, то масса сброшенной оболочки должна быть не меньше $\Delta M \geq M_{opt} + M_{BH} = 40M_{\odot}$, а масса взорвавшейся предсверхновой $M_{SN} = M_{BH} + \Delta M \geq 50M_{\odot}$. Так как столь массивные звезды за время своей жизни очень сильно теряют вещество (как минимум 30% начальной массы), то каждая из рассматриваемых нами звезд) входила в *чрезвычайно массивную* двойную систему. Масса предсверхновой для ζ Рип получается из подобного рассуждения равной $87.5M_{\odot}$, т.е. или это была особо массивная звезда ($> 100M_{\odot}$ при рождении), или потеря массы была существенно ниже ожидаемой.

Мы рассматриваем только системы с двумя

массивными звездами и предполагаем, что ни одна из них до взрыва сверхновой не заполняла полости Роша. Следует заметить, что прохождение этих систем через стадию обмена массой маловероятно. Однако если такой процесс будет иметь место, то как при устойчивом, так и при неустойчивом (с общей оболочкой) перетекании первичный компонент потеряет часть своей массы, а масса вторичного останется неизменной или увеличится. В результате отношение масс компонентов двойной системы уменьшится, и симметричный взрыв сверхновой, скорее всего, уже не может разорвать систему. Другое условие, используемое нами, — круговая орбита — после стадии обмена массой гарантированно выполняется.

Так как рассматриваемые нами системы достаточно тесные (скорости, с которыми движутся сейчас убегающие звезды, порядка их орбитальных скоростей в двойных системах), то предположение о круговых орбитах выглядит приемлемым, а очень высокая масса предсверхновой делает вероятным прямой коллапс ядра сверхновой в черную дыру (Вайн, ван Парадаиз, 1996). Как принято считать, такой коллапс идет симметрично и не сопровождается отдачей (т.е. скорость черной дыры такая же, как скорость предсверхновой перед взрывом), в отличие от процесса образования нейтронных звезд, которые рождаются с пространственными скоростями в несколько сот километров в секунду (Лайн, Лоример, 1994).

Распады двойных систем из-за взрывов сверхновых рассматривались в ряде работ (см., например, Таурис, Такенс, 1998; Хиллс, 1983). Однако поскольку два приведенных выше условия, скорее всего, выполняются, то распад происходит самым простым образом (см. рис. 1). Оболочка сбрасывается симметрично относительно центра предсверхновой и уносится по прямой в направлении и со скоростью ее орбитального движения в момент взрыва. Движение относится к центру оболочки, а ее симметричное расширение на него не влияет. Центр масс двух звезд (черной дыры и второго компонента двойной системы, ставшего убегающей звездой) движется в противоположном направлении, но с большей скоростью, так как масса сброшенной оболочки превышает сумму масс оставшихся звезд.

В системе центра масс двух звезд (куда не включается сброшенная оболочка) скорости звезд сразу после взрыва направлены перпендикулярно соединяющей их линии, относительная скорость звезды и черной дыры равна относительной орбитальной скорости звезд перед взрывом (см. рис. 2). Убегающая звезда и черная дыра движутся по подобным гиперболам с эксцентриситетом $e = \Delta M / (M_{opt} + M_{BH}) \geq 1$. По мере удаления звезд друг от друга векторы их скоростей повернутся на угол φ :

Таблица 2. Параметры областей локализации черных дыр, связанных с массивными убегающими звездами

| Название | Расстояние, пк | Скорость, км/с | Область локализации | N_{EGRET} |
|---------------|----------------|----------------|---------------------------------|--------------------|
| ξ Per | 537–611 | 19–70 | $\sim 7^\circ \times 7^\circ$ | 1 |
| HD 64760 | 263–645 | 11–59 | $\sim 45^\circ \times 50^\circ$ | 12 |
| ζ Pup | 404–519 | 33–58 | $\sim 12^\circ \times 12^\circ$ | 1 |
| λ Cep | 223–534 | 19–70 | $\sim 45^\circ \times 45^\circ$ | 6 |

$\sin \varphi = 1/e$. В предельном случае, когда сброшенная масса равна точно половине массы системы, звезды движутся по параболам ($e = 1$) и за время разлета направление их скоростей изменяется на 90° . На рис. 2 параболические траектории показаны штриховыми линиями.

В системе центра масс предсверхновой (см. рис. 3) к гиперболическому или параболическому разлету звезд добавляется равномерное движение их центра тяжести, в результате чего как убегающая звезда, так и черная дыра движутся в сторону, противоположную движению сброшенной оболочки.

РАСЧЕТ ПОЛОЖЕНИЯ ЧЕРНЫХ ДЫР

Погрешности собственных движений и параллаксов звезд достаточно слабо сказываются на

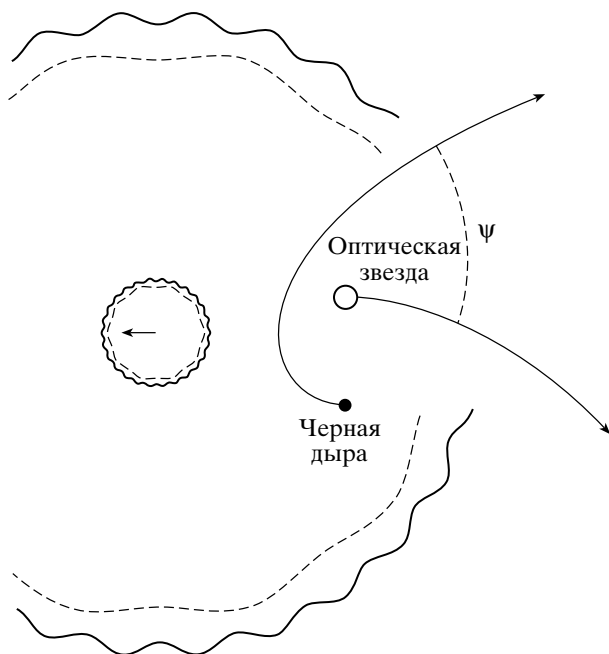


Рис. 3. Разлет звезд после взрыва сверхновой в системе центра масс предсверхновой.

относительных положений черной дыры и убегающих звезд. Вклад этих погрешностей в локализацию черной дыры не так значителен, как неопределенность остальных параметров. Зная положение каждой из звезд на небе, расстояние до нее и компоненты ее скорости, мы можем проинтегрировать назад по времени ее движение в гравитационном потенциале Галактики. Кинематический возраст (время, прошедшее после взрыва сверхновой и распада двойной) мы брали из работы (Хугерверф и др., 2001). Следовательно, можно найти, с какой скоростью v_{opt} относительно ассоциации вылетела каждая из убегающих звезд, и как эта скорость была направлена. По величине v_{opt} нам надо определить скорость черной дыры $v_{\text{ВН}}$. Эта задача имеет однозначное решение, если заданы ΔM и $M_{\text{ВН}}$, и мы можем найти скорость $v_{\text{ВН}}$ и угол ψ , который она образует с v_{opt} : $\psi(v_{\text{ВН}}, v_{\text{opt}}) = \widehat{\mathbf{v}_{\text{ВН}} \mathbf{v}_{\text{opt}}}$. Движение центра масс оболочки, черной дыры и убегающей звезды происходит в плоскости орбиты двойной системы, ориентация которой нам неизвестна. Таким образом, скорость $\mathbf{v}_{\text{ВН}}$ оказывается направленной вдоль боковой поверхности конуса, ось которого совпадает с \mathbf{v}_{opt} , а угол полураствора равен ψ . Конкретное положение вектора $\mathbf{v}_{\text{ВН}}$ на конусе мы будем характеризовать азимутальным углом ϕ (угол ϕ связан с ориентацией плоскости орбиты двойной системы, выбор начала его отсчета для дальнейшего рассмотрения несуществен). Определить из наблюдений конкретное положение $\mathbf{v}_{\text{ВН}}$ на поверхности конуса (т.е. угол ϕ) мы не можем, поэтому необходимо варьировать этот параметр.

После задания параметров распада двойной системы необходимо проинтегрировать движение черной дыры от момента ее рождения до настоящего времени. Для интегрирования движения в потенциале Галактики мы использовали такой же код и константы, задающие потенциал Галактики, как и в расчетах движения одиночных нейтронных звезд (Попов и др., 2000).

Здесь сделаны три упрощающие предположения, которые обсудим далее:

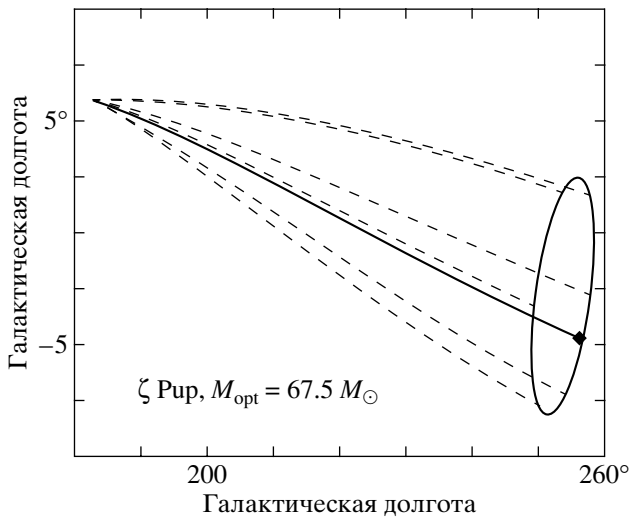


Рис. 4. Траектории движения по небу убегающей звезды ζ Pup (сплошная линия) и четыре возможных траектории движения черной дыры (штриховые линии). Масса черной дыры полагалась равной $M_{\text{ВН}} = 10M_{\odot}$.

- взрыв сверхновой симметричен, т.е. в процессе взрыва пространственная скорость остатка (черной дыры) не изменяется;
- ассоциация движется по круговой орбите в диске Галактики;
- скорость движения двойной системы внутри ассоциации не учитывается.

Эти предположения позволяют использовать описанное выше соотношение между скоростями убегающей звезды и черной дыры в точке распада двойной системы. Для каждого набора параметров ϕ , ΔM и $M_{\text{ВН}}$ мы получаем вектор $v_{\text{ВН}}(\phi, \Delta M, M_{\text{ВН}})$, а проинтегрировав движение черной дыры от момента взрыва сверхновой до настоящего времени, находим ее положение на небе. При переборе допустимых значений параметров эти точки будут заметать на небе область, где надо искать черную дыру.

В табл. 2 мы приводим следующие данные о черных дырах: расстояние от Солнца, скорость черной дыры относительно межзвездной среды (т.е. относительно кругового вращения в данной точке), размер области локализации, число неотжествленных источников EGRET в этой области. Видно, что несмотря на упрощающие предположения для λ Ser и HD 64760 получены очень большие области на небе, поиск в которых неперспективен. Траектория оптической звезды и несколько возможных траекторий черной дыры для системы, породившей ζ Pup, приведены на рис. 4, а возможная область локализации черной дыры для той же системы —

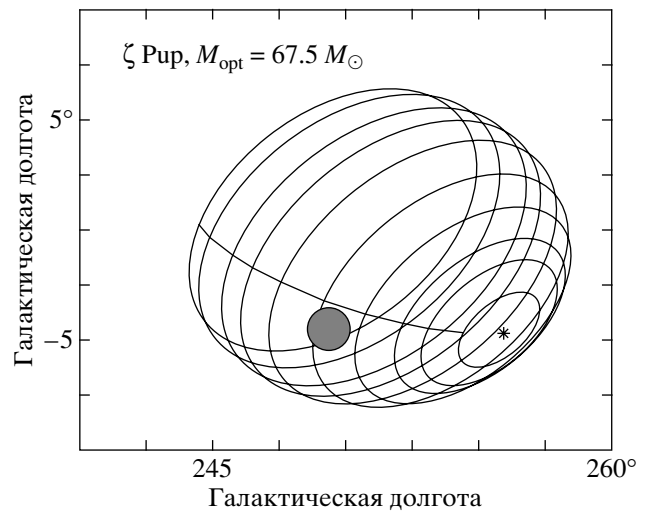


Рис. 5. Область возможной локализации черной дыры, происходящей из той же распавшейся двойной системы, что и убегающая звезда ζ Pup. Кольца соответствуют различным значениям сброшенной массы ΔM и ориентации орбиты предсверхновой ϕ . Звездочкой отмечено положение убегающей звезды. Кружком обозначено положение неотжествленного источника каталога EGRET (3EG J0747–3412). Масса черной дыры полагалась равной $M_{\text{ВН}} = 10M_{\odot}$. Наименьшее значение ΔM соответствует ближайшему к убегающей звезде кольцу.

на рис. 5 (оба рисунка даны в галактических координатах). На рис. 6 и 7 те же результаты приведены для ξ Per. Поскольку для двух других звезд мы получили очень большие области локализации, рисунки для них не приводятся.

Масса сброшенной оболочки ΔM , масса предсверхновой M_{SN} и скорость черной дыры относительно межзвездного вещества для “колец”, показанных на рис. 5 и 7:

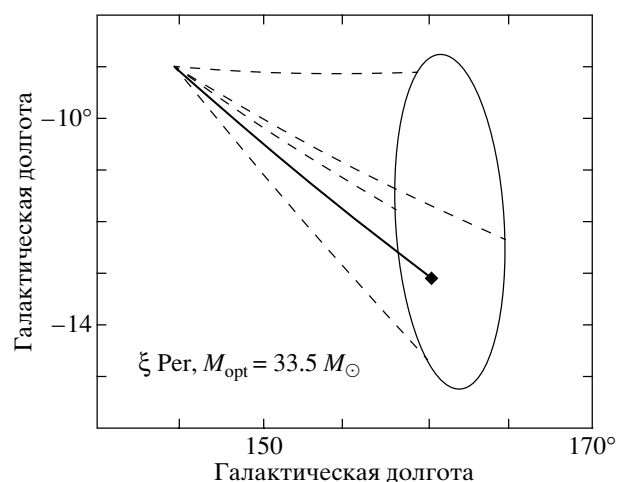


Рис. 6. То же, что на рис. 4, но для убегающей звезды ξ Per.

ζ Pup

| | | | | | | | | | | |
|-----------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $\Delta M, M_{\odot}$ | 78 | 79 | 80 | 82 | 85 | 90 | 95 | 100 | 110 | 120 |
| $v, \text{ км/с}$ | 57–58 | 56–57 | 55–56 | 53–55 | 51–52 | 47–49 | 44–46 | 41–43 | 37–38 | 33–35 |

 ξ Per

| | | | | | | | | | | |
|-----------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $\Delta M, M_{\odot}$ | 44 | 45 | 47 | 50 | 55 | 60 | 75 | 80 | 100 | 120 |
| $v, \text{ км/с}$ | 69–70 | 66–68 | 62–63 | 56–58 | 49–51 | 44–46 | 33–35 | 31–32 | 24–25 | 19–20 |

Наибольшие значения масс приведены для иллюстрации. Однако следует заметить, что снижение верхнего предела массы предсверхновой до $100M_{\odot}$ для ξ Per и до $120M_{\odot}$ для ζ Pup фактически не меняет области локализации черных дыр.

ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Погрешности собственных движений и параллакса достаточно слабо сказываются на *относительном* положении черных дыр и убегающих звезд. Вклад этих погрешностей в ошибку локализации черных дыр не так значителен, как неопределенность других параметров ($\Delta M, M_{\text{ВН}}, \phi$).

Из сделанных нами предположений о скоростях наиболее неопределенным и существенным кажется первое (о нулевой отдаче при образовании черной дыры). Если проводить здесь аналогию с нейтронными звездами (т.е. масштабировать скорость соответственно увеличению массы компактного объекта и изменению других параметров), то черная дыра могла бы приобрести при рождении

дополнительную скорость до нескольких десятков километров в секунду, что полностью изменило бы полученную область локализации. Однако в настоящий момент нет однозначных экспериментальных данных, свидетельствующих в пользу малой или большой скорости отдачи черных дыр.

Предположение о круговом движении молодых звездных ассоциаций в диске Галактики выглядит достаточно правдоподобным, кроме того, это движение в принципе можно измерить. Движение двойной звезды внутри ассоциации можно учесть при расчетах (прибавив случайно ориентированную скорость порядка дисперсии скоростей внутри ассоциации к вектору движения ее центра). Эти скорости невелики и их учет приведет к небольшому увеличению областей локализации (по сделанным оценкам на 15–20%). В настоящей работе мы пренебрегаем небольшими поправками.

Вероятность обнаружения черной дыры растет при приближении к соответствующей убегающей звезде. Это связано с тем, что более близкое положение двух компонентов на небе соответствует более близким массам звезд до взрыва. При функции масс, спадающей в сторону более массивных звезд, близкое положение черной дыры и убегающей звезды оказывается более вероятным. Однако функция распределения оказывается достаточно широкой, и резкого максимума в месте современного положения убегающей звезды нет. С наблюдательной точки зрения ситуация еще сложнее, так как более далекое взаимное расположение черной дыры и убегающей звезды соответствует более низкой пространственной скорости черной дыры, т.е. при той же плотности межзвездного газа более высокому темпу аккреции, что должно облегчить обнаружение такого объекта.

Активность черной дыры в жестком диапазоне может быть связана с аккрецией турбулизованного межзвездного вещества (Шварцман, 1971). Такое вещество обладает угловым моментом и не может сразу упасть на черную дыру, а образует вблизи нее аккреционное кольцо, которое под действием вязкости превращается в диск. Если вещество из такого кольца не полностью выпадает на черную

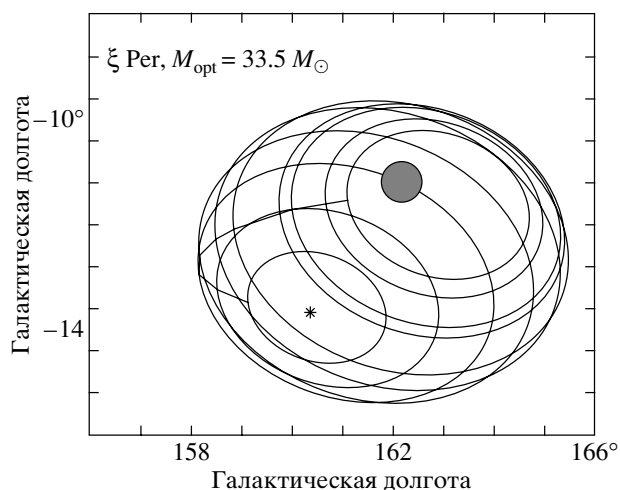


Рис. 7. То же, что на рис.5, но для убегающей звезды ξ Per. Кружком обозначено положение неотождественного источника каталога EGRET (3EG J0416+3650).

дыру за время пересечения ею ячейки межзвездной турбулентности, то вблизи черной дыры начнет формироваться новое кольцо вещества с другой ориентацией. Эти кольца “аннигилируют” (т.е. взаимно уничтожают момент друг друга), что приводит к усилению темпа аккреции. Темп аккреции будет очень сильно меняться на характерных временах пересечения турбулентных ячеек (от суток до лет в зависимости от скорости черной дыры относительно межзвездной среды). Верхние пределы на скорость черных дыр (см. табл. 2) довольно велики, и ожидать существенного темпа в этом случае нельзя, однако нижние пределы делают оценку \dot{M} довольно оптимистичной.

Эффективность аккреции на одиночную черную дыру рассматривалась многими авторами (см., например, Грузинов, 1998 и ссылки там). Однако особый интерес в нашем случае представляет нестационарная активность черных дыр (Грузинов, 1999). При низкой средней светимости и относительно больших расстояниях (сотни пк, см. табл. 2) источник может быть открыт во время кратковременного увеличения потока.

Поскольку для звезд ξ Per и ζ Pup мы получили относительно небольшие области возможной локализации черных дыр, для этих объектов из третьего каталога EGRET можно выделить лишь по одному кандидату. Это источники ZEG J0747–3412 (для ζ Pup) и ZEG J0416+3650 (для ξ Per). Для λ Ser и HD 64760, для которых в наших расчетах получены большие области локализации черных дыр, в каталоге EGRET найдено соответственно 6 и 12 источников. Однако, в последних случаях особый интерес могут вызывать источники, особенно близкие к наблюдающейся убегающей звезде. Это ZEG J2227+6122 в случае λ Ser и ZEG J0724–4713, ZEG J0725–5140, ZEG J0828–4954, ZEG J0903–3531 в случае HD 64760.

Отметим, что исследование массивных убегающих звезд может пролить дополнительный свет на механизм взрыва массивных звезд. В наиболее популярном на сегодняшний день механизме взрыва сверхновой (Фраер, 1999) коллапс звезд с массой $> 40M_{\odot}$ происходит вообще без выброса вещества и ведет к формированию наиболее массивных черных дыр. Но в таком случае трудно объяснить распад двойных систем, в которых второй компонент тяжелее $\sim 30M_{\odot}$. Прохоров и Постнов (2001) рассмотрели различные механизмы взрывов сверхновых и пришли к заключению, что лучше всего наблюдаемое распределение компактных объектов по массам дает магнито-ротационный механизм. В этом механизме отдача для черных дыр намного меньше, чем для нейтронных звезд, а кроме того, происходит сброс оболочки даже в случае образования черной дыры. Изучение продуктов распада

тесных двойных систем может дать дополнительные аргументы в пользу того или иного механизма взрыва сверхновых.

Кроме черных дыр, образовавшихся в массивных тесных двойных системах, в солнечной окрестности должно быть еще около 20 черных дыр моложе 10 млн. лет. Это следует из темпа вспышек сверхновых в Поясе Гулда порядка 20–30 за миллион лет (Гренье, 2000) и отношения числа нейтронных звезд и черных дыр (порядка 10 : 1). Кроме этого, в области 1 кпк вокруг Солнца можно ожидать большое число более старых черных дыр. Однако выявить эти объекты без некоторого априорного знания их координат и других параметров (пространственная скорость, расстояние от Солнца) затруднительно. Именно поэтому мы попытались проиллюстрировать, как можно определить эти параметры по данным об убегающих звездах.

Авторы выражают благодарность К.В. Куимову и проф. А.С. Расторгуеву за консультации. С.Б. Попов благодарит за дискуссии Монику Колпи, Альдо Тревеса, Роберто Туроллу и Луку Зампьерни. Также мы благодарим организаторов и участников конференции HEA-2001 (ИКИ) за возможность представления и плодотворного обсуждения этой работы. Данная работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00-02-17164).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бисноватый-Коган Г.С., *Астрофизика* **4**, 221 (1968).
2. Блау (A. Blaauw), *Bull. Astron. Inst. Netherlands* **15**, 265 (1961).
3. Вайт, ван Парадайз (N. E. White and J. van Paradijs), *Astrophys. J. Lett.* **473**, L25 (1996).
4. Гренье (I. A. Grenier), *Astron. Astroph. Lett.* **364**, L93 (2000).
5. Гренье, Пеппо (I. A. Grenier and C. A. Perrot), *Gamma 2001* (Ed. S. Ritz, N. Gehrels, and C. R. Shrader, Melville, N.Y., AIP Conf. 2001, V. 587, p. 649).
6. Грузинов (A. Gruzinov), *Astrophys. J.* **501**, 787 (1998).
7. Грузинов (A. Gruzinov), *astro-ph/9908101* (1999).
8. Корменди (J. Kormendy), *Rev. Mex. Astron. Astroph.* **10**, 69 (2001).
9. Лайн, Лоример (A. G. Lyne and D. R. Lorimer), *Nature* **369**, 127 (1994).
10. Липунов и др. (V. M. Lipunov, K. A. Postnov, and M. E. Prokhorov), *Astrophys. and Space Phys. Rev.* **9**, part 4 (1996).
11. Поппел (W. Pöppel), *Fund. Cosm. Phys.* **18**, 1 (1997).
12. Попов и др. (S. B. Popov, M. Colpi, A. Treves, R. Turolla, V. M. Lipunov, and M. E. Prokhorov), *Astrophys. J.* **530**, 896 (2000).

13. Попов и др. (S. V. Popov, M. E. Prokhorov, M. Colpi, A. Treves, and R. Turolla), *Gravitation & Cosmology* (в печати), astro-ph/0201030 (2002).
14. Прохоров, Постнов (M. E. Prokhorov and K. A. Postnov), *Odessa Astron. Publ.* **14**, 78 (2001) (astro-ph/0110176).
15. Таурис, Такенс (T. M. Tauris and R. J. Takens), *Astron. Astrophys.* **330**, 1047 (1998).
16. Фраер (C. L. Fryer), *Astrophys. J.* **522**, 413 (1999).
17. Хилс (J. G. Hills), *Astroph. J.* **267**, 322 (1983).
18. Хугерверф и др. (R. Hoogerwerf, J. H. J. de Bruijn, and P. T. de Zeeuw), *Astron. Astrophys.* **365**, 49 (2001).
19. Черепашук А.М., *УФН* **166**, 809 (1996).
20. Шварцман В.Ф., *Астрон. журн.* **48**, 479 (1971).