Близкие молодые одиночные черные дыры

М.Е.Прохоров и С.Б.Попов*

Государственный Астрономический Институт им. Штернберга

Краткое содержание

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 (порядка 50-100 квадратных градусов). Мы обсуждаем возможность регистрации этих близких молодых черных дыр.

Пульсары, нейтронные звезды и черные дыры – рентгеновские и гамма-источники – сверхновые и остатки сверхновых – звездные скопления и ассоциации, звездная динамика

e–mail:
*С. Б. Попов: polar@sai.msu.ru
М. Е. Прохоров: mike@sai.msu.ru

1 Введение

В настоящее время обнаружены черные дыры звездных масс в тесных двойных системах (см. Черепащук 1996) и сверхмассивные черные дыры в ядрах галактик (см. 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 предлагаем метод такой оценки и иллюстрируем его на конкретных примерах.

В работе (Попов и др. 2002) мы кратко обсуждали близкие молодые компактные объекты (нейтронные звезды и черные дыры) и предположили связь 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 нашей работы состоит в следующем. Мы оцениваем современные координаты близких ($r < 1$ кпк) молодых (возраст < 6 миллионов лет) черных дыр, образовавшихся в тесных двойных системах с массивными вторыми компонентами, распавшихся после первого взрыва сверхновой. После распада системы появляется т.н. "убегающая звезда"(Блаау 1961). Зная современные координаты и скорость убегающей звезды и задавая параметры двойной системы и вспышки сверхновой (об эволюции двойных см., например, Липунов, Постнов, Прохоров 1996), мы можем оценить положение черной дыры в настоящий момент.

2 Молодые массивные звезды в окрестностях Солнца

Солнце находится в не вполне обычной области Галактики. В солнечных окрестностях доминирует т.н. Пояс Гулда (см. 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 $\sim 18°$. Возраст Пояса Гулда оценивается в 30-70 миллионов лет, т.о. в последнее время там заканчивается жизнь наиболее многочисленных звезд из числа тех, которые могут породить вспышку сверхновой ($M \approx$ 8-10 $M_{\odot}$). Вероятно, с Поясом Гулда связаны одиночные радиотихие нейтронные звезды, открытые спутником ROSAT (Попов и др. 2002) и некоторые из неотождествленных источников каталога EGRET (Гренье и Перро 2001).

На расстоянии $\sim$ 700 пк от Солнца известно 56 убегающих звезд (Хугерверф и др. 2001). Они образовались либо при 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 ~ 30 $\mathrm{M}_{\odot}$ (следует отметить, что т.к. эти звезды одиночные и массивные 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 (Хугерверф и др. 2001).

В работе (Хугерверф и др. 2001) авторы детально исследовали все 56 близких убегающих звезд. Эти звезды “близки” в том смысле, что они были промерены спутником Hipparcos, и мы знаем их положения на небе, собственные движения и параллаксы с миллисекундной точностью (в

Таблица 1: Параметры четырех наиболее массивных убегающих звезд Солнечной окрестности (из Хугерверф и др. 2001).

Звезда	Масса, $M_\odot$	Скорость, км/с	Кинем. 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

этой работе мы пренебрегаем ошибками определений скоростей и др. 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.

Наиболее вероятно, что все четыре массивные убегающие звезды приобрели свою высокую пространственную скорость в результате распадов двойных систем после взрывов сверхновых (пятая очень массивная звезда — ι Ori— по всей видимости была выброшена из ассоциации в результате динамического взаимодействия, см. Хугерверф и др. 2001). Можно привести сразу несколько аргументов в пользу такого вывода:

- Эти звезды очень массивные. Для того, чтобы быть выкинутыми 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.

- 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.

- И, наконец, все эти звезды летят 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.

За более детальными аргументами для каждой из четырех звезд этой группы мы отсылаем читателя к уже упоминавшейся работе (Хугерверф и др. 2001).

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

3 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 необходимо сбросить *по крайней мере половину массы системы* (все аспекты распада двойной системы при сбросе массы подробно рассмотрены в статье Хиллса (1983)). Например, если масса убегающей звезды равна $M_{\rm opt} = 30{\rm M}_\odot$ и не изменилась существенно с момента распада системы, а масса черной дыры равна $M_{\rm BH} = 10{\rm M}_\odot$, то масса сброшенной оболочки должна быть не меньше $\Delta M \geqslant M_{\rm opt} + M_{\rm BH} = 40{\rm M}_\odot$, а масса взорвавшейся предсверхновой $M_{\rm SN} = M_{\rm BH} + \Delta M \geqslant 50{\rm M}_\odot$. Так как столь массивные звезды очень сильно теряют вещество за время своей жизни (как минимум 30% начальной массы), то каждая из рассматриваемых нами звезд входила в *чрезвычайно массивную* двойную систему. Масса предсверхновой для ζ Pup 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. Следует сразу заметить, что прохождение этих систем через стадию обмена массой маловероятно. Более того, как устойчивое, так и неустойчивое (с общей оболочкой) перетекание вещества приводит к сближению масс компонент двойной. В результате чего симметричный взрыв сверхновой скорее всего уже не может разорвать систему. Другое условие, используемое нами — круговая орбита — после стадии обмена массой гарантированно выполняется.

Так как наши системы были достаточно тесными (скорости с которыми летят 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 (Вайт, ван Парадайз 1996). Как принято считать сегодня, 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 целом 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). И убегающая звезда, и черная дыра движутся по подобным гиперболам с эксцентриситетом $e = \Delta M/(M_{\rm opt} + M_{\rm BH}) \geqslant 1$. По мере удаления звезд друг от друга векторы их скоростей повернутся на угол $\varphi : \sin\varphi = 1/e$. 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 пунктиром.

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

4 Расчет положения черных дыр

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). Т.о. можно найти с какой скоростью $v_{\rm opt}$ относительно ассоциации вылетела каждая из убегающих звезд, и как эта скорость была направлена. По величине $v_{\rm opt}$ нам надо определить скорость черной дыры, $v_{\rm BH}$. Эта задача имеет однозначное решение, если заданы ΔM и $M_{\rm BH}$ и мы можем найти скорость $v_{\rm BH}$ и угол ψ который она образует с $v_{\rm opt}$: $\psi(v_{\rm BH}, v_{\rm opt}) = \widehat{\mathbf{v}_{\rm BH}\mathbf{v}_{\rm opt}}$. Движение центра масс оболочки, черной дыры и убегающей звезды происходит в плоскости орбиты двойной системы, ориентация которой нам неизвестна. Т.о. $\mathbf{v}_{\rm BH}$ оказывается направленной по боковой поверхности конуса, ось которого совпадает с $\mathbf{v}_{\rm opt}$, а угол полураствора равен ψ. Конкретное положение вектора $\mathbf{v}_{\rm BH}$ на конусе мы будем характеризовать азимутальным углом ϕ (угол ϕ связан с ориентацией плоскости орбиты двойной системы, выбор начала его отсчета для дальнейшего рассмотрения несущественен). Определить из наблюдений конкретное положение $\mathbf{v}_{\rm BH}$ 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).

В этом пункте мы сделали три упрощающих предположения, которые перечислим здесь, а обсудим ниже:

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

Название	Расстояние, пк	Скорость, км/с	Область локал.	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

- Симметричный взрыв сверхновой, в ходе которого пространственная скорость остатка (черной дыры) на изменяется.
- Мы предполагали, что ассоциация движется по круговой орбите в диске Галактики.
- Скорость движения двойной системы внутри ассоциации не учитывалась.

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_{BH} мы получаем вектор $\mathbf{v}_{\mathrm{BH}}(\phi, \Delta M, M_{\mathrm{BH}})$, 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 данные о черных дырах по результатам наших расчетов: расстояние от Солнца; скорость черной дыры относительно межзвездной среды (т.е. относительно кругового вращения в данной точке); размер области локализации; число неотождествленных источников EGRET в этой области. Видно, что несмотря на упрощающие предположения для λ Cep и HD 64760 получены неперспективно большие области на небе. 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 си-

Таблица 3: Масса сброшенной оболочки ΔM, масса предсверхновой $M_{\rm SN}$, и скорость черной дыры относительно межзвездного вещества для "колец", показанных на рисунках 5 и 7. Наибольшие значения масс приведены для иллюстрации. Однако следует заметить, что снижение верхнего предела массы предсверхновой до $100 M_\odot$ для ξ Per и до $120 M_\odot$ для ζ Pup практически не меняет области локализации черных дыр.

ζ **Pup**										
$\Delta M, M_\odot$	78	79	80	82	85	90	95	100	110	120
$M_{\rm SN}, M_\odot$	88	89	90	92	95	100	105	110	120	130
v, 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	70	80	100	120
$M_{\rm SN}, M_\odot$	54	55	57	60	65	70	80	90	110	130
v, км/с	69–70	66–68	62–63	56–58	49–51	44–46	33–35	31–32	24–25	19–20

стемы — 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.

5 Обсуждение и заключение

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 др. параметров), то черная дыра могла бы приобрести при рождении дополнительную скорость до нескольких десятков километров в секунду, что полностью испортило бы полученную область локализации. Однако, в настоящий момент нет ознозначных экспериментальных данных, свидетельствующих в пользу малой или большой скорости отдачи черных дыр.

Предположение о круговом движении молодых звездных ассоциаций в диске Галактики выглядит достаточно хорошим, кроме того это движение в принципе можно измерить. Движение двойной внутри ассоциации можно учесть при расчетах (прибавив случайно ориентированную скорость величиной 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 этой иллюстративной статье 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, т.к. более далекое взаимное расположение черной дыры и убегающей звезды соответствует более низкой пространственной скорости черной дыры (см. табл. 3), 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 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 (например, 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 3EG J0747-3412 (для ζ Pup) и 3EG J0416+3650 (для ξ Per). Для λ Cep и HD64760, обладающих в наших расчетах большими областями локализации черных дыр, в каталоге EGRET было найдено соответственно 6 и 12 источников. Однако, в последних случаях особый интерес могут вызывать источники особенно близкие к наблюдающейся убегающей звезде. Это 3EG J2227+6122 в случае λ Cep и 3EG J0724-4713, 3EG J0725-5140, 3EG J0828-4954, 3EG J0903-3531 в случае HD64760.

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 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.

Мы благодарим проф. К.В. Куимова и проф. А.С. Расторгуева за консультации и рецензентов за сделанные замечания, способствовавшие улучшению статьи. СП благодарит за дискуссии Монику Колпи, Альдо Тревеса, Роберто Туроллу и Луку Зампьери. Также мы благодарим организаторов и участников конференции НЕА-2001 (ИКИ) за возможность представления и плодотворного обсуждения этой работы.

Данная работа была поддержана грантом РФФИ 00-02-17164.

Список литературы

[1] Бисноватый–Коган Г.С., Астрофизика, **4**, 221 (1968).

[2] Блаау (A. Blaauw), Bull. Astron. Inst. Netherlands, **15**, 265 (1961).

[3] Вайт, ван Парадайз (N.E. White, J. van Paradijs), Astrophys. J., **473**, L25, (1996).

[4] Гренье (I.A. Grenier), Astron. Astrophys., **364**, L93 (2000).

[5] Гренье, Перро (I.A. Grenier, C.A. Perrot), Gamma 2001 (Ed. S. Ritz, N. Gehrels, C.R. Shrader, Melville, New York, AIP conferences, 2001, **587**, p. 649).

[6] Грузинов (A. Gruzinov), Astrophys. J., **501**, 787 (1998).

[7] Грузинов (A. Gruzinov), astro-ph/9908101.

[8] Корменди (J. Kormendy), Rev. Mex. Astron. Astrophys., **10**, 69 (2001).

[9] Лайн, Лоример (A.G. Lyne, D.R. Lorimer), Nature. 1994. **369**, 127 (1994).

[10] Липунов, Постнов, Прохоров (V.M. Lipunov, K.A. Postnov, 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.E. Prokhorov, M. Colpi, A. Treves, R. Turolla), Gravitation & Cosmology (в печати), astro-ph/0201030 (2002).

[13] Попов и др. (S.B. Popov, M. Colpi, A. Treves, R. Turolla, V.M. Lipunov, M.E. Prokhorov), Astrophys. J., **530**, 896 (2000).

[14] Прохоров, Постнов (M.E. Prokhorov, K.A. Postnov), Odessa Astr. Publ., **14**, 78 (astro-ph/0110176) (2001).

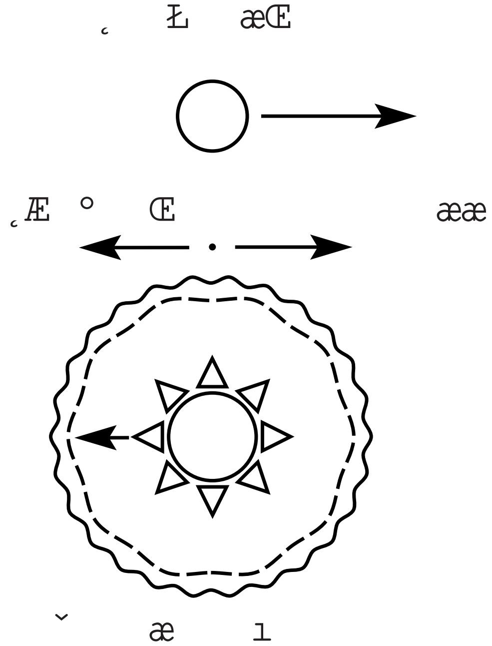

Рис. 1: Схема распада двойной системы после взрыва сверхновой.

[15] Таурис, Такенс (T.M. Tauris, R.J. Takens), Astron. Astrophys., **330**, 1047 (1998).

[16] Фраер (C.L. Fryer), Astrophys. J., **522**, 413 (1999).

[17] Хиллс (J.G. Hills), Astrophys. J., **267**, 322 (1983).

[18] Хугерверф и др. (R. Hoogerwerf, J.H.J. de Bruijnr, P.T. de Zeeuw), Astron. Astrophys., **365**, 49 (2001).

[19] Черепащук А.М., УФН, 166, 809 (1996).

[20] Шварцман В.Ф., Астрон. журн., 48, 479 (1971).

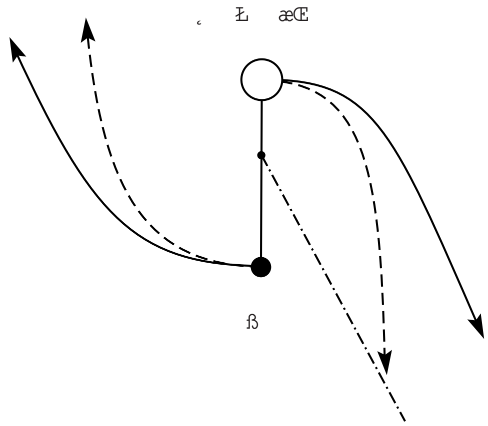

Рис. 2: Разлет звезд после взрыва сверхновой в системе их центра масс.

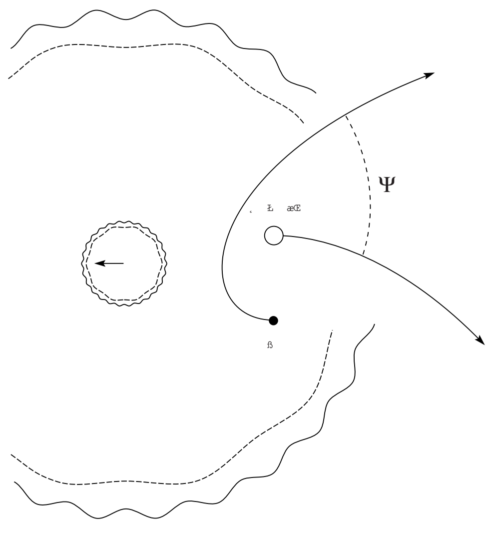

Рис. 3: Разлет звезд после взрыва сверхновой в системе предсверхновой.

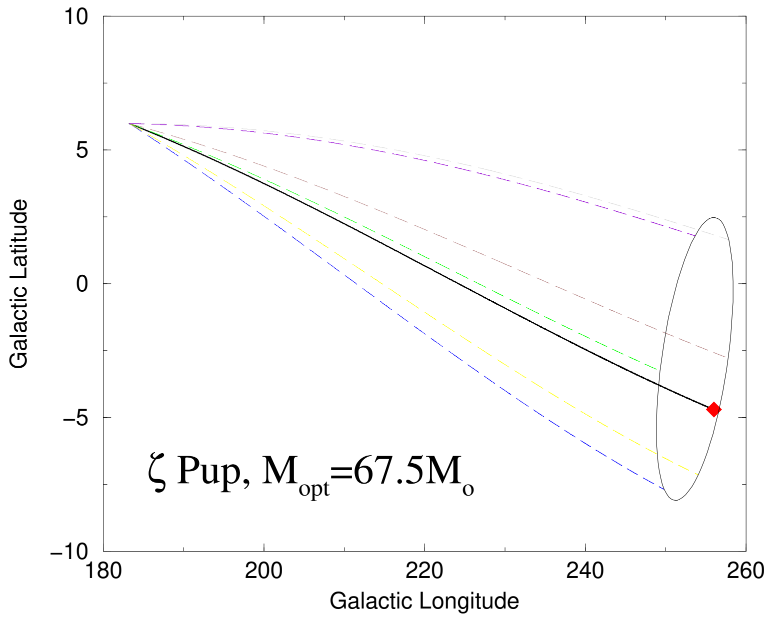

Рис. 4: Траектории движения по небу убегающей звезды ζ Pup (сплошная линия) и четыре возможных траектории движения черной дыры (штриховые линии). Масса черной дыры полагалась равной $M_{\rm BH} = 10{\rm M}_{\odot}$.

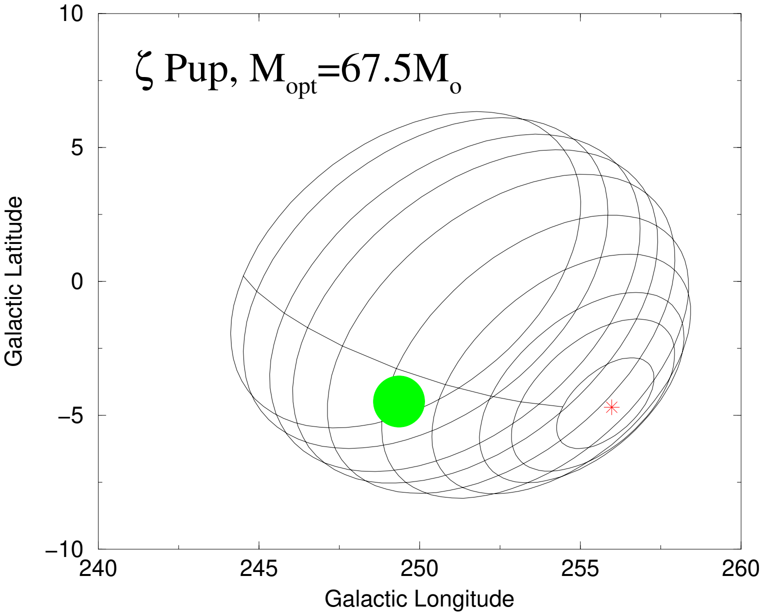

Рис. 5: Область возможной локализации черной дыры — происходящей из той же распавшейся двойной системы, что и убегающая звезда ζ Pup. Кольца соответствуют различным значениям сброшенной масс ΔM и ориентации орбиты предсверхновой ϕ. Звездочкой отмечено положение убегающей звезды. Кружком обозначено положение неотождествленного источника каталога EGRET (3EG J0747-3412). Масса черной дыры полагалась равной $M_{\rm BH} = 10 \mathrm{M}_{\odot}$. В табл. 3 приведены скорости, соответствующие различным сброшенным массам, ΔM. Различные значения скорости и сброшенной массы в таблице соответствуют различным кольцам на рисунке. Наименьшее значение ΔM соответствует ближайшему к убегающей звезде кольцу.

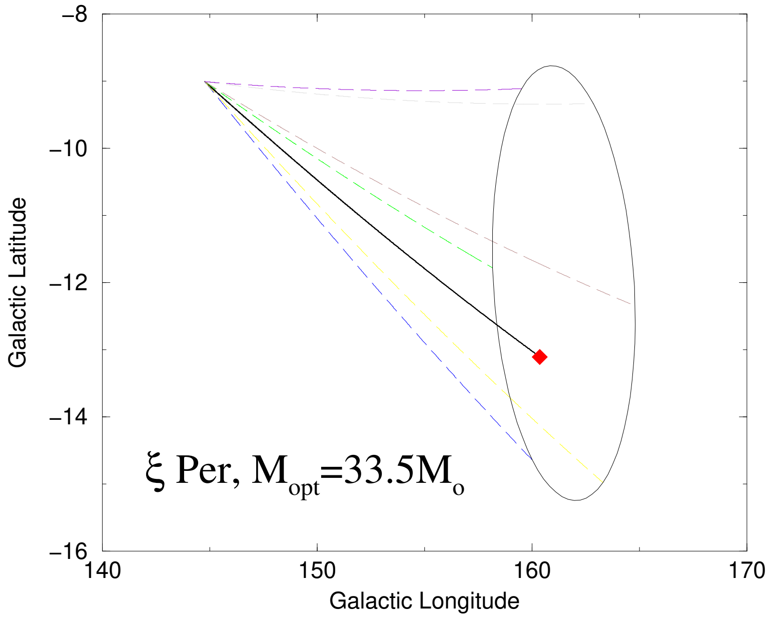

Рис. 6: Траектории движения по небу убегающей звезды ξ Per (сплошная линия) и четыре возможных траектории движения черной дыры (штриховые линии). Масса черной дыры полагалась равной $M_{\rm BH} = 10{\rm M}_{\odot}$.

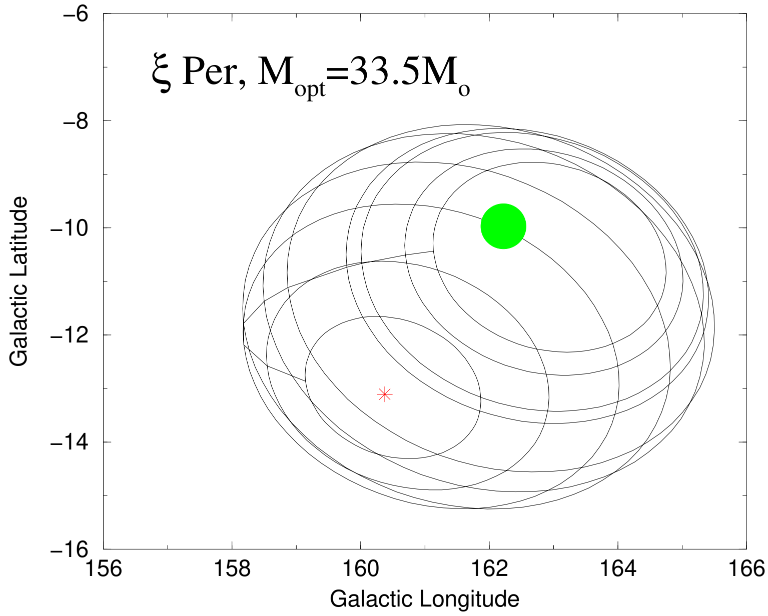

Рис. 7: Область возможной локализации черной дыры — происходящей из той же распавшейся двойной системы, что и убегающая звезда ξ Per. Кольца соответствуют различным значениям сброшенной масс ΔM и ориентации орбиты предсверхновой ϕ. Звездочкой отмечено положение убегающей звезды. Кружком обозначено положение неотождествленного источника каталога EGRET (3EG J0416+3650). Масса черной дыры полагалась равной $M_{\rm BH} = 10 \mathrm{M}_{\odot}$. В табл. 3 приведены скорости, соответствующие различным сброшенным массам, ΔM. Различные значения скорости и сброшенной массы в таблице соответствуют различным кольцам на рисунке. Наименьшее значение ΔM соответствует ближайшему к убегающей звезде кольцу.