
Рентгеновские звезды

А. С. Медведев

доклад на спецсеминар Бочкарева

Введение

Рентгеновскими звездами принято считать объекты имеющую большую светимость в рентгеновском диапазоне ($L_x \sim 10^{35} - 10^{40} \text{ erg/s}$) и компактные размеры ($R \ll 1 \text{ Пк}$). История рентгеновских звезд начинается с обнаружения рентгеновского источника Sco-X-1 в 1962 году. Далее начались запуски специализированных рентгеновских спутников (начиная с “Ухуру”), которые значительно увеличили количество рентгеновских источников. На данный момент имеется обширный наблюдательный материал (спектры, кривые блеска) в рентгеновском диапазоне, полученный с миссий RXTE, ASCA, Ginga, ROSAT и др. В том числе с высоким спекральным разрешением, приближающем рентгеновские спектры к оптическим (Chandra, XMM-Newton, Astro-E2).

!!!
слайд
!!!
слайд

Благодаря бурному развитию рентгеновской астрономии класс рентгеновских звезд стал необычайно широк, сюда входят ТДС с различными компактными объектами (НЗ, БК и ЧД), одиночные нейтронные звезды (пульсары), транзиентные источники (микроквазары и двойные системы с высоким эксцентриситетом). Кроме того совсем недавно был обнаружен новый класс — ультраяркие рентгеновские источники (ULX), природа которых до сих пор является предметом горячих дискуссий.

Типы объектов

Для объяснения столь высокой рентгеновской светимости при компактных размерах были предложены различные типов механизмов аккреции. Аккреция является самым очень эффективным механизмом переработки энергии вещества в излучение. Светимость, возникающая в результате различных типов аккреции может быть оценена как

!!!
слайд

$$L = G \frac{M\dot{M}}{R} = \eta \dot{M} c^2$$

Поэтому одной из важнейших задач теории аккреции является получение темпа аккреции. Различных типов аккреции бывает много, это может быть сферически-симметричная аккреция, дисковая аккреция на компактные объекты различной природы, а также аккреция разной степени интенсивности. Каждый такой тип порождает

определенный класс ренгеновских объектов с характерными свойствами. Рассмотрим их более подробно.

Классическая дисковая аккреция (Шакура, Сюняев)

В двойной системе вещество, вытекающее из нормальной звезды и падающее на черную дыру, обладает относительно последней значительным моментом вращения, препятствующим свободному падению вещества. Оно может упасть на черную дыру лишь при наличии эффективных механизмов отвода момента. Отдача момента сопровождается выделением энергии. Такому механизму могут способствовать как магнитное поле, которое должно присутствовать в перетекающем веществе, так и турбулентные движения.

!!!
слайд

Одним из наиболее используемых сценариев является картина аккреции с образованием диска вокруг черной дыры. Вещество в диске из-за трения между соседними слоями отдает свой момент наружу. При этом выделяется гравитационная энергия, часть которой идет на увеличение кинетической энергии вращения, а другая часть диссипирует в тепло и излучается с поверхности диска. Общее энерговыделение, а также вид спектра выходящего излучения прежде всего определяется скоростью аккреции. Характерным параметром является критический поток вещества \dot{M}_{cr} , при котором полное энерговыделение в диске $L = \eta \dot{M} c^2$ равно предельному значению эддингтоновской светимости $L_{cr} = 10^{38} M/M_{\odot}$, характеризующейся равенством силы давления излучения на полностью ионизованное вещество и сил притяжения к звезде (к. п. д. η в случае метрики Шварцшильда невращающейся черной дыры равен 0.06, а в метрике Керра с максимальным вращением $\eta = 0.42$). Для черной дыры с массой M критический поток равен

!!!
слайд

$$\dot{M}_{cr} = 3 \cdot 10^{-8} \frac{0.06}{\eta} \frac{M}{M_{\odot}}.$$

При существенно докритических потоках светимость диска $L = 10^{34} - 10^{36}$ эрг/сек. Максимальные температуры в области диска, где выделяется основная часть энергии, $T_{eff} \sim 3 \cdot 10^5 - 10^6 K^{\circ}$. Эта энергия главным образом излучается в УФ и рентгеновском диапазоне.

!!!
слайд

Локальный (в каждой точке диска) спектр излучения F_{ν} диска (чернотельный лишь в частных случаях) формируется в верхних слоях его атмосферы и зависит от расстояния до черной дыры и распределения вещества по z -координате. Интегральный спектр определяется выражением

!!!
слайд

$$J_{\nu} = 2\pi \int F_{\nu}(r) r dr.$$

Для дисковой аккреции характерна слабая степенная зависимость интенсивности излучения от частоты

$$J_{\nu} \sim \nu^{1/3-1} \quad \text{при} \quad h\nu \ll kT_{max}$$

При этом заметной оказывается и оптическая светимость черной дыры. Оценки показывают, что для черных дыр с $M = 10M_{\odot}$ даже при $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/yr$ можно ожидать оптической светимости порядка солнечной. В действительности она может оказаться гораздо больше. Это связано с переработкой жесткого излучения центральных областей диска его внешними слоями.

!!!
слайд

С увеличением скорости аккреции линейно растет светимость, поднимается эффективная температура излучения, и при потоках $\dot{M} = 10^{-9} - 10^{-8} M_{\odot}/yr$ черная дыра становится мощной ренгеновской звездой со светимостью $L \sim 10^{37} - 10^{38} \text{ эрг/сек}$, излучающей также (за счет переизлучения жесткого ренгена периферийными областями диска) в оптической и УФ областях спектра.

Сверхкритическая аккреция: джеты, микроквazarы, SS 433

Сверхкритические аккреционные диски формируются вокруг черных дыр (или нейтронных звезд) при темпе аккреции вещества на черную дыру, превышающем критическое значение, соответствующее эддингтоновскому пределу светимости. При сверхкритической аккреции сила давления излучения превышает силу гравитационного притяжения, при этом наблюдается мощное истечение вещества из областей, окружающих черную дыру. Впервые структура сверхкритического аккреционного диска была описана теоретически Н. И. Шакурой и Р. А. Сюняевым в 1973 г.

!!!
слайд

Сверхкритический режим наступает в случае черных дыр звездных масс в тесных двойных системах при темпах аккреции превышающих 10^{-7} масс Солнца в год, в случае сверхмассивных черных дыр в квазарах и ядрах галактик при темпе аккреции большем, чем 1 – 10 масс Солнца в год. Сверхкритические аккреционные диски наблюдаются в некоторых наиболее ярких квазарах. В нашей Галактике сверхкритический режим аккреции имеют некоторые рентгеновские новые — микроквazarы, но транзитно, т. е. в течение нескольких часов во время максимума вспышки. Постоянный (перманентный) сверхкритический аккреционный диск имеет уникальный объект SS433 — тесная двойная система, состоящая из сверхгиганта 20 масс Солнца и черной дыры 12 масс Солнца.

Сверхкритический аккреционный диск SS433 порождает мощный, также сверхкритический, ветер, истекающий со скоростью несколько тысяч км/с, кроме того, перпендикулярно диску выбрасываются две узкие коллимированные струи вещества со скоростью 80000 км/с. Аккреционный диск SS433 и, соответственно, струи "прецессируют" с периодом 163 дня, т. е. вращаются вокруг оси полного момента двойной системы, с амплитудой 20 градусов. Прецессия является следствием взрыва Сверхновой при образовании черной дыры, произошедшего около 100000 лет назад и разбалансировавшего моменты вращения компонентов. Эта прецессия создает уникальную возможность для исследования методом наблюдений сверхкритического диска, ветра и струй SS433. Релятивистские струи видны почти во всех доступных современной астрономии диапазонах (кроме γ -диапазона). В ренгеновском диапазоне наблюдается спектр, близкий к спектру тормозного излучения, кроме того присутствуют линии высокоионизованных элементов от струй.

!!!
слайд

Аккреция на замагниченные звезды

Еще один тип ренгеновских звезд возникает при аккреции на нейтронную звезду, обладающей сильным магнитным полем. Аккреция на одиночную звезду с магнитным полем, направление которого не совпадает с осью вращения, приводит к феномену ренгеновского пульсара.

!!!
слайд

При аккреции на нейтронную звезду выделяется гравитационная энергия до $0.2mc^2$. Картина дисковой аккреции нарушается на радиусе, где плотность энергии

магнитного поля сравнивается с плотностью кинетической энергии потока аккрецирующего вещества

$$\rho v^2 \sim \frac{H^2}{8\pi}$$

!!!
слайд

В дальнейшем магнитное поле канализирует аккрецию, направляя падающее вещество в область магнитных полюсов. Падение газа на поверхность звезды приводит к появлению ударной волны и излучению гравитационной энергии компактными зонами в области магнитных полюсов — горячими пятнами. Если электроны в ударной волне становятся релятивистскими ($E_e = \gamma m_e c^2, \gamma \gg 1$) и движутся под малыми углами к направлению магнитного поля, то в этом случае они излучают в основном на гирочастоте, сдвинутой из-за эффекта Доплера:

!!!
слайд

$$\nu = 2\gamma \frac{eH}{2\pi m_e c}$$

Это приводит к карандашной диаграмме направленности с раствором $\theta \sim 1/\gamma \sim \nu_H/\nu$.

Эти механизмы могут приводить к гораздо более жесткому спектру излучения, чем дисковая аккреция на черную дыру. Отметим, что например, рентгеновский пульсар, входящий в систему Her X-1 имеет аномально жесткий спектр $\langle h\nu \rangle \sim 30 keV$.

Падающее в область магнитных полюсов вещество приносит с собой угловой момент, который оно имело на внутренней границе диска. При дисковой аккреции направления вращения диска и нейтронной звезды должны совпадать, т.к. приливные эффекты в двойной системе на этапе ее эволюции до образования нейтронной звезды ведут к синхронизации вращения звезд. Если кеплеровская угловая скорость вращения частиц на внутренней границе диска превышает угловую скорость вращения нейтронной звезды, то приносимый момент должен приводить к ускорению вращения звезды. Именно этот эффект наблюдается у рентгеновских пульсарах в двойных системах. В случае Her X-1 скорость уменьшения периода составляет $\dot{P}/P \sim -10^{-5} yr^{-1}$. Для радиопулсаров и, в частности, пульсара в Крабовидной туманности, источником энергетики которых является вращение нейтронной звезды, наблюдается замедление вращения. Включение магнитного поля может привести к очень сложной картине аккреции.

!!!
слайд

Одиночные нейтронные звезды и черные дыры

Еще одним подклассом рентгеновских звезд являются одиночные нейтронные звезды (радиотихие пульсары и т.д.). Они были найдены по наблюдениям на спутниках ROSAT, Chandra и т.д. На данный момент известно порядка 10-ти таких источников. Для этих объектов характерна светимость $L \sim 10^{31} - 10^{35}$. В данном случае механизмом, приводящем к высокому темпу энерговыделения, признана также аккреция.

!!!
слайд

Аккрецию на одиночные НЗ начали рассматривать еще в самом начале 70-х гг. (см. Шварцман 1970в, Острайкер и др. 1970), когда стало очевидным, что аккрецирующие НЗ являются источниками рентгеновского излучения.

Физика аккреции на одиночные объекты несколько отличается от аккреции в двойных системах. Во-первых, отсутствует орбитальный момент. Во-вторых, чаще всего (при аккреции из межзвездной среды) темп аккреции невелик (см. Тревес и др. 1993). Для астрофизических приложений ключевым вопросом является определение темпа аккреции. Все рассмотрение проводится для столкновительной среды,

!!!
слайд

что всегда выполняется в случае аккреции на НЗ из МЗС. Современные работы направлены на учет различных эффектов, которые могут изменять (обычно уменьшать) темп аккреции по-сравнению с классическими результатами Бонди и др. В случае цилиндрической аккреции на немагнитную нейтронную звезду формула Бонди для цилиндрической аккреции выглядит как

!!!
слайд

$$\dot{M} = k\pi \frac{(2GM^2)}{(c_s^2 + v_\infty^2)^{3/2}} \rho_\infty.$$

Если аккреция сферически-симметричная, то темп аккреции уменьшается примерно в два раза. К уменьшению темпа аккреции (а следовательно и количество возможных источников) приводят также влияние магнитосферы нейтронной звезды, разогрев вещества и т.д.

Кроме того рентгеновскими источниками, за счет влияния магнитных полей, могут оказаться и одиночные черные дыры (процесс аккреции с учетом влияния магнитного поля, впервые стал рассматривать Шварцман). Например, Карпов показал, что процессы ускорения частиц за счет перезамыкания магнитных силовых линий приводят к формированию значительной нетепловой электронной компоненты аккреционного потока. Ее синхротронное излучение лежит в значительно более жестких диапазонах, чем стандартный шварцмановский оптический спектр, и полная светимость этой компоненты всего в несколько раз меньше оптической, причем ее роль возрастает с уменьшением темпа аккреции. Потому одиночные черные дыры могут являться не только оптическими, как предполагал Шварцман[12], но и рентгеновскими источниками, вполне доступными современным космическим телескопам. Так, например, близкими одиночными черными дырами могут оказаться некоторые объекты типа VL Lac, особенно не показывающие пространственной структуры при радионаблюдениях с высоким разрешением. Однако поиск таких объектов до сих пор не принес результатов.

!!!
слайд

!!!
слайд

Другие типы рентгеновских звезд

Транзиентные источники, рентгеновские новые.

Транзиент, или рентгеновская новая — это рентгеновская звезда, которая внезапно вспыхивает в каком-либо участке неба, где она раньше не наблюдалась. Интенсивность излучения такой звезды возрастает с характерным временем порядка недели, а затем блеск звезды постепенно, за несколько месяцев, падает до уровня фона. Кривая блеска рентгеновского транзита удивительно напоминает кривую оптического блеска новой. Блеск транзита в момент максимума вспышки может значительно превышать яркость самых мощных постоянных рентгеновских источников.

Общепринятое сейчас объяснение этого явления было предложено А. И. Цыганом. Рентгеновские новые — это двойные системы, но с большим эксцентриситетом. Пока нейтронная звезда находится далеко от оптического компонента, скорость истечения вещества из нормальной звезды невелика и соответственно мал поток возникающего в результате аккреции рентгеновского излучения. Как только нейтронная звезда входит в периастр (то есть подходит близко к нормальной звезде), из-за уменьшения расстояния между звездами и соответствующего возрастания гравитационного воздействия нейтронной звезды на оптический компонент мощность истечения резко возрастает, увеличивается темп аккреции и соответственно резко

растет рентгеновский поток. В области периастра расстояние между звездами настолько мало, что значительная доля рентгеновского потока может перехватываться оптической звездой. Это перехваченное рентгеновское излучение обеспечивает дополнительный подогрев атмосферы нормальной звезды, в результате чего ее блеск может возрасти во много раз.

Аккреция на белый карлик

Вырожденные карлики в тесных двойных системах образуют широкий класс звезд, известный как взрывные переменные (Cataclysmic variables). Они делятся на следующие четыре группы: новые, повторные новые, карликовые новые и новоподобные. Эти группы отличаются энергосвободением, амплитудой и частотой вспышек. От многих взрывных переменных зарегистрировано рентгеновское излучение, которое возникает в результате аккреции на белый карлик вещества, перетекающего из нормального компонента двойной системы. Вспышки происходят за счет резкого падения вещества на поверхность белого карлика. До сих пор идут споры о том, каким образом происходит столь резкий отвод углового момента. Здесь имеются две гипотезы: первая, что потеря углового момента осуществляется за счет магнитной вязкости, а вторая — за счет спиральных ударных волн. В последнее время среди взрывных переменных особый интерес вызывает недавно обнаруженный класс звезд типа AM Геркулеса (Her). Они выделяются большой поляризацией оптического излучения, достигающей нескольких десятков процентов. В спектрах этих звезд наблюдаются сильные эмиссионные линии, вид которых изменяется с периодом, равным орбитальному периоду двойной системы. От этих звезд зарегистрированы потоки пульсирующего рентгеновского и даже мягкого гамма-излучения. Хотя установлено, что они обусловлены главным образом очень сильным магнитным полем белых карликов, входящих в тесные двойные системы (по разным оценкам, напряженность поля составляет $10^7 - 10^8$ Гс), детальное объяснение пока отсутствует. Во всем мире продолжается интенсивное исследование этих объектов.

Рентгеновские барстеры

Явление барстеров — это внезапное возрастание рентгеновской интенсивности за время порядка нескольких секунд или даже меньше. Затем происходит понижение интенсивности с характерным временем в несколько десятков секунд (несколько минут). Светимость барстера в максимуме сравнима со светимостью самых ярких рентгеновских источников в нашей Галактике. Общий интегральный поток во вспышках имеет типичное значение $f_x \sim 10^{-8} - 10^{-7} \text{ эрг}/\text{м}^2\text{с}$, что для расстояния 10 кпк дает значение светимости $L_x \sim 10^{37} - 10^{38} \text{ эрг}/\text{с}$. Таких вспышек одного источника может быть несколько, временной промежуток между вспышками порядка нескольких часов, а иногда и дней. Такие вспышки называются вспышками I типа. Сейчас известно более 30 таких медленных барстеров. Медленные барстеры находятся вблизи галактического экватора и концентрируются к галактическому центру, входя в группу рентгеновских источников так называемого галактического горба (балджа). Эта группа насчитывает примерно 70 источников, из которых детально исследованы далеко не все.

Барстеры, как правило, имеют мягкий рентгеновский спектр ($kT \sim 3 - 10$ КэВ), у них отсутствуют периодические пульсации излучения. Существуют сильные аргу-

менты в пользу того, что эти источники являются нейтронными звездами, а не белыми карликами или черными дырами. Основной аргумент состоит в том, что спектры вспышек с хорошей степенью точности оказываются планковскими. С учетом того, что примерно семь барстеров надежно отождествлены с шаровыми скоплениями, а для других барстеров имеются довольно разумные оценки их расстояний, оказывается возможным определение радиуса излучающей области. Его значение ~ 7 км, что близко к величинам радиусов нейтронных звезд. Наличие мягкого рентгеновского спектра и отсутствие периодических пульсаций могут быть связаны с тем обстоятельством, что у нейтронных звезд таких источников нет сильного магнитного поля.

Вспышки барстеров происходят, как правило, на фоне слабо модулированного потока излучения. Интересно, что соотношение проинтегрированных за один час вспышечного и постоянного потоков составляет 8 процентов. Это почти точно соответствует отношению ядерной энергии связи (8 МэВ) к гравитационной энергии протона, выделяемой при аккреции (~ 130 МэВ). Вот почему считается, что вспышки происходят в результате ядерного горения в оболочке нейтронной звезды вещества, накопленного в результате аккреции. Термоядерная вспышка накопленного вещества может реально объяснить наблюдательные свойства барстеров. Наиболее подходящий материал для вспышки - гелий. Однако и горение водорода играет немаловажную роль.

Ультраяркие рентгеновские источники(ULX)

В последнее время появляется все больше научных статей о т.н. ультрамощных рентгеновских источниках (ULX - ultra luminous X-ray sources). Интерес вызван тем, что количество наблюдательных данных по этим источникам растет, а вот природа объектов остается неясной.

Мы уже указывали причины по которым могут возникать рентгеновские источники большой светимости. В первую очередь — аккреция. (Напомним, что эффективность аккреции может достигать 40 процентов от mc^2 , что в десятки раз выше эффективности термоядерного горения.)

Однако если темп аккреции слишком велик (а, следовательно, велика и светимость), то давление излучения оказывается больше, чем сила тяготения, и все вещество уже не может упасть на поверхность компактного объекта. Одновременно спектр излучения смещается в мягкую область, так как рентген поглощается и перерабатывается в окружающей компактный объект оболочке. Поэтому для каждого объекта существует некоторый предел светимости. Предельная светимость называется эддингтоновской (т.к. впервые эту проблему рассмотрел Артур Эддингтон). Она пропорциональна массе компактного объекта и для $1M_{\odot}$ равна 1.310^{38} эрг/с. Если мы видим рентгеновский источник со светимостью порядка $L_x = 10^{39}$ эрг/с, то следует думать, что в этом источнике находится существенно более массивный объект, чем стандартная нейтронная звезда (с типичной массой $1.4M_{\odot}$). А если светимость превышает $L_x = 10^{40} - 10^{41}$ эрг/с, то даже для типичной черной дыры с массой 7-10 масс Солнца это очень много. Отсюда и возникает ультра- в названии данного типа источников.

История таки началась в 80-е гг. Тогда с помощью спутника Einstein ученые смогли получать изображения точечных источников в других галактиках. Если известно расстояние до галактики, то по измеренному потоку можно немедленно получить

оценку светимости:

$$L = 4\pi D^2 f$$

где D — расстояние, а f — поток. Оказалось, что среди прочих наблюдаются объекты со светимостью $> 10^{39}$ эрг/с. В начале (поскольку разрешение приборов было еще недостаточно хорошим) считали, что источники находятся в центрах галактик. Однако довольно быстро удалось выяснить, что это не так, т.е. они не являются каким-то подвидом активных ядер. Уже ROSAT показал целый зоопарк ультрамощных источников, находящихся вне ядер галактик.

С самого начала было высказано несколько гипотез о том, какие объекты могут скрываться за общим названием “ультрамощные источники”: от остатков сверхновых до плотных скоплений более слабых источников. Окончательной ясности с природой ультрамощных источников нет до сих пор.

В нашей Галактике аккрецирующие объекты со светимостью в спокойном состоянии (т.е. не во время вспышечной активности) $> 10^{39}$ неизвестны, т.е. близкого примера ультрамощного источника мы не видим. Зато в соседних они наблюдаются во все возрастающем количестве. Попробуем перечислить основные современные гипотезы о природе ультрамощных рентгеновских источников, и кратко обсудим их.

Основных гипотез о природе УМИ (ультрамощных источников) три:

1. *Это просто далекие фоновые источники.*

Возможно, что мы видим далекие активные ядра галактик, которые просто так удачно спроецировались, что мы наблюдаем их сквозь более близкие галактики. В этом случае никакой загадки нет: мы просто неверно рассчитываем светимость, т.к. считаем, что объект находится в наблюдаемой галактике, а на самом деле это далекая сверхмассивная черная дыра — сердце далекого квазара. Т.е. в формуле (1) мы неверно оценили расстояние.

Однако, хотя для части наблюдаемых источников это может быть верно, тем не менее для всех УМИ такое простое объяснение не подходит: слишком мала вероятность случайной проекции на довольно необычную область (например, область звездообразования или шаровое скопление). Данный вариант объяснения важен для эллиптических галактик, где трудно ожидать появления молодых аккрецирующих систем с черными дырами.

2. *Мы видим джет, направленный прямо на нас.*

Обычно светимость рассчитывают в предположении сферически-симметричного излучения. Но не стоит забывать про то, что излучение может быть направленным. Это особенно вероятно в случае дисковой аккреции. В этом случае вещество втекает в экваториальной плоскости компактного объекта, а избыток падающей материи выбрасывается в виде двух струй в перпендикулярном диску направлении. Если возникает струя вещества и излучения (джет), и мы смотрим близко к оси джета, то мы будем видеть большой поток излучения. Если же мы не учтем этот факт, то при пересчете на полную светимость мы получим существенно завышенное значение. Т.е. в формуле (1) мы неверно используем поток (он различен в разных направлениях, а потому нельзя просто умножать на 4π).

Эта гипотеза хороша тем, что все можно объяснить без экзотики обычными нейтронными звездами и черными дырами: реальная полная светимость ока-

жется на уровне $10^{38} - 10^{39}$ эрг/с, а регистрировать мы будем мощный поток, идущий вдоль оси джета.

3. *Аккреция на черные дыры промежуточных масс.*

Пожалуй, это самая интригующая возможность. Если светимость велика, и мы не хотим иметь проблемы с эддингтоновским пределом, то можно предположить, что просто масса аккретора велика. Действительно, если светимость составляет 10^{41}

эрг/с, то это вполне объяснимо при массе компактного объекта, равной 1000 масс Солнца. Проблема только в том, где такие объекты взять.