

К 100-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ Я.Б. ЗЕЛЬДОВИЧА

Радационно-доминированный пограничный слой между аккреционным диском и поверхностью нейтронной звезды: теория и наблюдения

М.Р. Гильфанов, Р.А. Сюняев

Наблюдения маломассивных рентгеновских двойных в нашей и других галактиках привлекли внимание к задаче о пограничном слое, в котором аккрецирующее вещество тормозится от скорости кеплеровского вращения (порядка половины скорости света) до скорости вращения нейтронной звезды, выделяя при этом около половины своей гравитационной энергии. В излучении нейтронной звезды появляется горячая спектральная компонента, которая отсутствует у чёрных дыр. Обсуждаются различные подходы к решению задачи о радиационно-доминированном пограничном слое и, в частности, рассмотрена теория левитирующего слоя растекания, в которой торможение вещества происходит одновременно с его распределением по поверхности нейтронной звезды.

PACS numbers: 97.10.Gz, 97.60.Jd, **97.80.** – d

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404e.0409

Содержание

1. Введение (409).
 2. Излучение пограничного слоя (412).
 3. Теория пограничного слоя (415).
 4. Наблюдения излучения пограничного слоя в галактических рентгеновских двойных звёздных системах (419).
 5. Заключение (421).
- Список литературы (421).

1. Введение

Около половины всех ярких рентгеновских источников, известных в нашей Галактике, представляют собой нейтронные звёзды со сравнительно слабым магнитным полем, на которые перетекает вещество с маломассивной звезды-донора в тесной двойной системе. Рентгеновская светимость этих источников в $\sim 10^4 - 10^5$ раз превышает болометрическую светимость нашего Солнца, а их излучение демонстрирует сильную переменность на временных масштабах от нескольких десятков лет до нескольких миллисекунд. Необходимость интерпретации результатов их наблюдений привлекла внимание астрофизиков к задаче о пограничном слое, в котором

аккрецирующее вещество тормозится от скорости кеплеровского вращения до скорости вращения нейтронной звезды, выделяя при этом около половины своей гравитационной энергии и обеспечивая около половины наблюдаемой светимости в таких источниках, как Скорпион X-1. Важная роль пограничного слоя обусловлена не только его большим энерговыделением, но и относительно малой площадью его поверхности, сравнимой с площадью поверхности нейтронной звезды или меньшей её. Это приводит к появлению в спектрах излучения аккрецирующих нейтронных звёзд горячей спектральной компоненты большой светимости, которая отсутствует в излучении аккрецирующих чёрных дыр.

В обзоре обсуждаются различные теоретические подходы к решению задачи о пограничном слое и, в частности, рассматривается теория слоя растекания, в которой торможение вещества происходит одновременно с его распределением по поверхности нейтронной звезды. Модель слоя растекания пришла на смену классической концепции, согласно которой пограничный слой рассматривался как продолжение аккреционного диска при пренебрежении меридиональным движением вещества и радиальным переносом энергии. Модель слоя растекания, предложенная Иногамовым и Сюняевым [1] в 1999 г. в приближении "мелкой воды", оказалась успешной в теоретическом описании процесса торможения и перераспределения аккрецирующего вещества и в объяснении результатов наблюдений.

Центральной проблемой теории слоя растекания является задача о торможении гиперзвукового потока, движущегося над поверхностью нейтронной звезды со скоростью $\sim 1/2$ скорости света c . Представим себе нейтронную звезду со слабым магнитным полем — тщательно отполированный бильярдный шар с массой

М.Р. Гильфанов, Р.А. Сюняев. Институт космических исследований РАН,
ул. Профсоюзная 84/32, 117997 Москва, Российская Федерация
E-mail: gilfanov@iki.rssi.ru
Max-Planck-Institut für Astrophysik,
Karl-Schwarzschild-Str. 1, 85748 Garching, Germany

Статья поступила 17 января 2014 г.,
после доработки 24 февраля 2014 г.

в полторы массы Солнца ($M_{\odot} \approx 2 \times 10^{33}$ г) и радиусом $\sim 10-15$ км, — на которую идёт дисковая аккреция вещества с большим удельным угловым моментом [2] (рис. 1, 2). Темп перетекания вещества с соседней нормальной звезды составляет от $\sim 10^{-10} M_{\odot}$ до $\sim 10^{-8} M_{\odot}$ в год или, что то же самое, $\sim 10^{16}-10^{18}$ г с^{-1} .

При больших светимостях, характерных для аккрецирующих нейтронных звёзд в тесных двойных системах, плазма в левитирующем пограничном слое оказывается радиационно-доминированной — давление излучения $P_r = E_r/3$ превышает давление плазмы $P_{pl} = 2N_e k_B T_e$, а скорость звука в нём может достигать $\sim 0,1c$. Плотность потока рентгеновского излучения, формирующегося в слое растекания, такова, что сила давления света уравни-

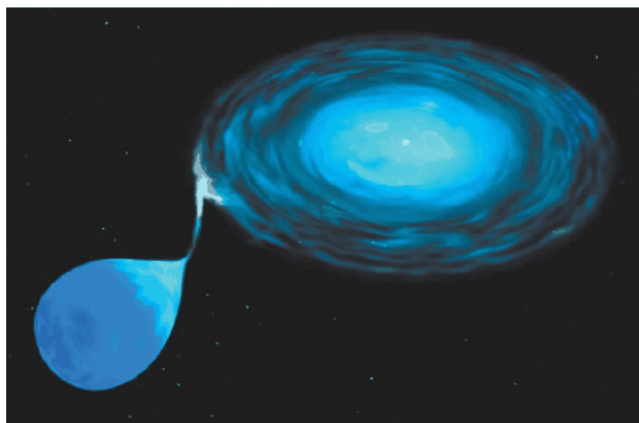


Рис. 1. Схематическое изображение маломассивной рентгеновской двойной системы. В левой части рисунка изображена маломассивная звезда-донор, заполняющая свою полость Роша, вещество которой перетекает через внутреннюю (первую) точку Лагранжа и аккрецирует на нейтронную звезду. Вследствие совместного действия силы гравитационного притяжения к компактному объекту и центробежной силы форма звезды-донора сильно отличается от сферической. Из-за большого углового момента аккрецирующего вещества формируется аккреционный диск, который заполняет значительную часть полости Роша компактного объекта, находящегося в его центре. (Рисунок с интернет-сайта <http://chandra.harvard.edu>.)

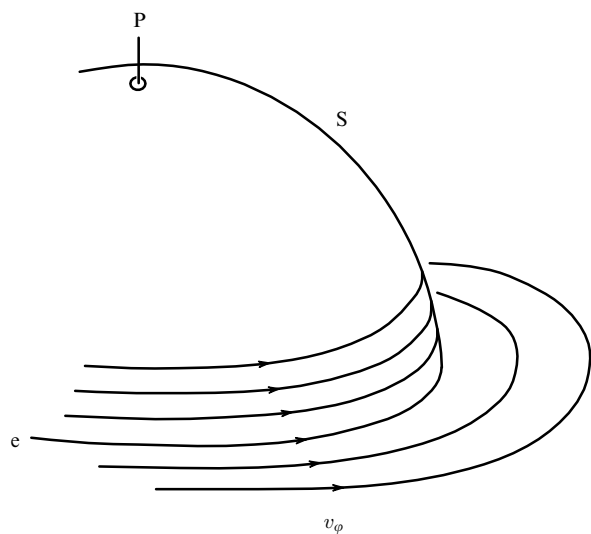


Рис. 2. Вращение вещества в диске и на поверхности нейтронной звезды: S — поверхность нейтронной звезды, P — её полюс, e — экватор. (Из работы [1].)

новешивает разность силы гравитации и центробежной силы, а высота однородной атмосферы достигает ~ 1 км. Эта задача не имеет аналогов в атмосфере Земли и не поддаётся моделированию в лабораторных условиях. Это одна из немногих красивейших, но не решённых полностью задач современной астрофизики.

Здесь уместно напомнить, что в 1969 г. Зельдович и Шакура [3] были первыми, кто начал детально рассматривать физические процессы торможения радиального потока протонов и электронов на поверхность нейтронной звезды со слабым магнитным полем в картине сферически-симметричной аккреции. В работе [3], используя решение уравнения Компанейца [4], найденное Зельдовичем и Сюняевым [5], Зельдович и Шакура впервые указали на важнейшую роль комптонизации в формировании спектра рентгеновского излучения.

В ньютоновском приближении половина энергии, выделяемой при аккреции,

$$L_d = \frac{1}{2} \dot{M} \frac{GM_*}{R_*}, \quad (1)$$

излучается в протяжённом диске (G — гравитационная постоянная, M_* и R_* — масса и радиус нейтронной звезды). Другая половина энергии заключена в кинетической энергии вращения вещества на внутренней границе диска. Вещество в аккреционном диске вращается с кеплеровской скоростью $v_k = (GM/R_*)^{1/2}$, которая вблизи поверхности нейтронной звезды может достигать половины скорости света. Наблюдаемые частоты вращения нейтронных звёзд в маломассивных рентгеновских двойных лежат в интервале $\sim 45-600$ Гц [6], что соответствует скорости движения поверхности нейтронной звезды $\sim (0,01-0,2)c$. Возникает задача о торможении слабoreлятивистского потока столкновительной плазмы в тонком пограничном слое, где скорость вращения вещества убывает от половины скорости света до скорости вращения поверхности звезды на её экваторе и где диссипирует вся избыточная кинетическая энергия (рис. 2, 3). Угловой момент аккрецируемого вещества при этом должен передаваться звезде, ускоряя её вращение (что, по-видимому, объясняет большой разброс в наблюдаемых частотах вращения нейтронных звёзд [6]). С учётом того, что часть энергии затрачивается на ускорение вращения нейтронной звезды, светимость пограничного слоя определяется следующим выражением:

$$L_{BL} = \frac{1}{2} \dot{M} \frac{GM_*}{R_*} \left(1 - \frac{\Omega_*}{\Omega_k}\right)^2, \quad (2)$$

где Ω_* — частота вращения нейтронной звезды, Ω_k — кеплеровская частота на её поверхности [7–9]. Так как $\Omega_k \sim 1,5-2$ кГц, для типичной нейтронной звезды множитель в скобках в правой части уравнения (2) близок к единице, т.е. другая половина гравитационной энергии аккрецирующего вещества выделяется в пограничном слое вблизи поверхности нейтронной звезды.

В астрофизике широко используется понятие эддингтоновской светимости:

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi G M m_p c}{\sigma_T} \approx 1,3 \times 10^{38} \frac{M_*}{M_{\odot}} \text{ эрг с}^{-1}. \quad (3)$$

Вывести формулу для эддингтоновской светимости можно следующим образом. Рассмотрим пару протон – электрон в гравитационном поле объекта массой M_* и

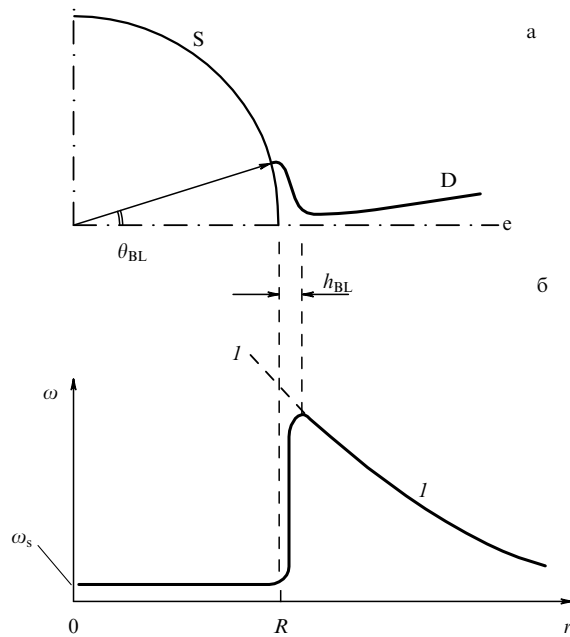


Рис. 3. Пограничный слой между аккреционным диском и поверхностью нейтронной звезды. (а) Геометрия классической модели пограничного слоя при сравнительно небольшом темпе аккреции, $\dot{M} \sim 0,1 \dot{M}_{\text{Edd}}$: е — экваториальная плоскость, D — аккреционный диск, S — поверхность нейтронной звезды. (б) Зависимость угловой скорости ω от радиальной координаты r : I — кеплеровское вращение, $\omega \propto r^{-3/2}$, h_{BL} и θ_{BL} — радиальный и меридиональный размеры пограничного слоя. Предполагается, что нейтронная звезда вращается твердотельно с угловой скоростью ω_s . (Из работы [1].)

светимостью L [эрг с^{-1}]. Силе гравитационного притяжения протона к звезде (компактному объекту) $F_{\text{grav}} = GM_* m_p / r^2$ противодействует сила давления света на электрон $F_{\text{lp}} = \sigma_T q / c$, где $q = L / 4\pi r^2$ — поток излучения от изотропного источника на расстоянии r от него, $\sigma_T = 8\pi r_e^2 / 3$ — сечение томсоновского рассеяния (плазма вблизи яркого рентгеновского источника является сильно ионизованной и имеет очень высокую температуру, поэтому основной вклад в непрозрачность вещества даёт томсоновское рассеяние). Сферически-симметричная аккреция возможна лишь при $F_{\text{grav}} > F_{\text{lp}}$. При $F_{\text{grav}} < F_{\text{lp}}$ должен происходить отток плазмы от источника излучения. Эти две силы уравниваются при эддингтоновской светимости, определяемой уравнением (3). Примечательно, что самые яркие рентгеновские источники в двойных звёздных системах в нашей и других галактиках имеют светимости на уровне эддингтоновской для массы нейтронной звезды [10]. Это огромная светимость, в 30000 раз превышающая светимость нашего Солнца во всех диапазонах электромагнитного спектра. Ниже мы будем также использовать значение критического эддингтоновского потока излучения с единицы поверхности нейтронной звезды:

$$q_{\text{Edd}} = \frac{L_{\text{Edd}}}{4\pi R_*^2} = \frac{GM_* m_p c}{R_*^2 \sigma_T} = 10^{25} \frac{M_*}{M_\odot} \left(\frac{10 \text{ км}}{R_*} \right)^2 \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}. \quad (4)$$

Столь значительный поток теплового излучения, сравнимый с потоком от мощного лазера, может излучаться лишь в том случае, если поверхность имеет температуру выше $\sim 2 \times 10^7 \text{ К}$, или $\sim 2 \text{ кэВ}$. (Эта оценка сделана по

формуле Стефана – Больцмана в простейшем предположении чернотельной излучающей способности.) При таких температурах излучение должно приходиться на рентгеновский диапазон. Подчеркнём, что при эддингтоновском критическом потоке излучения сила давления света уравнивается с силой гравитационного притяжения к звезде и вещество в поле излучения может левитировать.

По-видимому, около половины из примерно 300 известных рентгеновских источников в двойных звёздных системах в нашей Галактике представляют собой аккрецирующие нейтронные звёзды со сравнительно слабыми магнитными полями ($< 10^8 \text{ Гс}$) [10–12]. Несколько сотен таких систем наблюдаются спутниками Chandra и X-ray Multi-Mirror Mission-Newton (XMM-Newton) во внешних галактиках, где их число пропорционально массе родительской галактики — на каждые $10^{11} M_\odot$ звёзд наблюдается примерно 10^2 систем со светимостью, превышающей $\sim 0,1 L_{\text{Edd}}$ [13]. Аккреция вещества с кеплеровским угловым моментом может ускорять вращение нейтронной звезды в таких системах, уменьшая период её вращения вплоть до миллисекундного. Общепринятой является точка зрения, что именно этот процесс отвечает за появление миллисекундных пульсаров после прекращения аккреции [14–16].

Давление поля величиной, меньшей $\sim 10^8 \text{ Гс}$, не может существенно влиять на динамику аккрецирующего потока. Эти объекты в определённом диапазоне светимостей (т.е. темпов аккреции) проявляют себя как рентгеновские барстеры (от англ. burst — вспышка). В выпавшем на поверхность звезды веществе, состоящем в основном из водорода и гелия, квазипериодически, каждые несколько часов, дней или недель, происходит взрывное ядерное горение гелия, превращающегося в углерод, кислород и более тяжёлые элементы [17]. Наблюдения этих ярких рентгеновских вспышек продолжительностью около 10 с также подтверждают, что ядерное пламя пробегает всю поверхность нейтронной звезды, что возможно лишь при сравнительно небольшом магнитном поле.

Отметим, что у чёрной дыры нет твёрдой поверхности, на которой аккрецирующее вещество могло бы накапливаться и сжиматься до необходимых для ядерного взрыва плотностей и температур. Поэтому наблюдения рентгеновских всплесков от аккрецирующих объектов однозначно свидетельствуют о том, что мы имеем дело с нейтронными звёздами [18].

Таким образом, около 100 или более ярких рентгеновских источников в нашей Галактике представляют собой нейтронные звёзды со слабыми магнитными полями в тесных двойных звёздных системах, в которых вещество для аккреции составляет второй компонент системы — маломассивная нормальная звезда или белый карлик. Эти источники называются маломассивными рентгеновскими двойными (см. рис. 1). Именно в этих объектах основная доля рентгеновского излучения идёт из радиационно-доминированного левитирующего пограничного слоя, находящегося вблизи поверхности звезды. Наблюдаемое излучение несёт информацию о параметрах пограничного слоя и возникающих в нём неустойчивостях, приводящих к быстрой переменности потока излучения.

Наблюдается сильная аperiодическая и квазипериодическая переменность рентгеновского излучения от

маломассивных рентгеновских двойных в широком интервале частот с характерными среднеквадратическими значениями (root mean square — rms) до нескольких десятков процентов [19], обязанная своим происхождением турбулентности в аккреционном диске и явлениям на интерфейсе между аккреционным диском и поверхностью нейтронной звезды. Наличие сравнительно узких пиков в спектре мощности — так называемых квазипериодических осцилляций (Quasi-Periodic Oscillations — QPO) [20, 21] — говорит о существовании резонансов в аккреционном потоке (например, связанных с биениями между кеплеровской частотой на внутренней границе аккреционного диска и частотой вращения нейтронной звезды), природа и механизм действия которых до сих пор до конца не поняты.

Замечательным и в то же время ожидаемым открытием явилось обнаружение обсерваторией Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) килогерцевых квазипериодических осцилляций с частотами около 1 кГц [21]. Как правило, наблюдаются два пика, частота которых может варьироваться от наблюдения к наблюдению, но разница между ними остаётся примерно постоянной. Эти осцилляции, по всей вероятности, связаны с неоднородностями в аккреционном диске вблизи его внутренней границы, а их частоты соответствуют фундаментальным частотам движения частиц в сильном гравитационном поле вблизи нейтронной звезды — кеплеровской частоте и частоте прецессии периастроны эксцентричных (слегка) орбит [22].

В настоящее время можно считать практически доказанным, что модуляция рентгеновского излучения, приводящая к феномену аperiodической и периодической переменности на частотах $\nu \geq 10^{-2} - 10^{-1}$ Гц, происходит вблизи поверхности нейтронной звезды — в пограничном слое и на внутренней границе аккреционного диска [23, 24]. В то же время более низкочастотная переменность возникает в протяжённом аккреционном диске и модулирует темп, с которым вещество втекает в пограничный слой, что, естественно, отражается на его светимости [23, 25].

Отметим, что данный обзор посвящён только аккрецирующим нейтронным звёздам с высокой светимостью ($\geq 10^{-2} L_{\text{Edd}}$). У нейтронных звёзд с меньшей светимостью роль давления света мала и картина торможения аккреционного потока вблизи поверхности звезды совершенно другая. Мы также не рассматриваем нейтронные звёзды с сильным магнитным полем, $B \sim 10^{11} - 10^{12}$ Гс. Рентгеновские источники с такими нейтронными звёздами — рентгеновские пульсары — как правило, ассоциируются с молодыми системами — массивными рентгеновскими двойными, расположенными в областях интенсивного звездообразования [13]. Магнитное поле молодой нейтронной звезды вызывает разрушение аккреционного диска на больших расстояниях от неё и радикальное изменение структуры аккреционного потока. В этих источниках коллимация аккреционного потока магнитным полем приводит к появлению феномена рентгеновских пульсаций [26–31].

2. Излучение пограничного слоя

Рассмотрение в рамках общей теории относительности (ОТО) показывает, что доля энергии, выделяемой вблизи поверхности невращающейся нейтронной звезды, может

заметно превышать ньютоновское значение, определяемое уравнением (2). Так, в метрике Шварцшильда светимость пограничного слоя в два раза превышает светимость аккреционного диска, если радиус нейтронной звезды больше радиуса последней устойчивой кеплеровской орбиты [32]:

$$R_{\text{ISCO}} = 3R_S = \frac{6GM_*}{c^2} \approx 8,86 \frac{M_*}{M_\odot} \text{ км}, \quad (5)$$

где $R_S = 2GM_*/c^2$ — радиус Шварцшильда. Доля светимости пограничного слоя может быть ещё выше, если $R_* \leq R_{\text{ISCO}}$ (рис. 4). Однако в этом случае возникнет "зазор" между внутренней границей аккреционного диска и поверхностью нейтронной звезды, в котором аккрецирующее вещество движется по спирали с большим шагом со скоростью, близкой к скорости свободного падения ($\sim 0,5c$), и тормозится при ударе о поверхность нейтронной звезды. Очевидно, что структура потока в этом случае будет отличаться от таковой в классической задаче о пограничном слое. Торможение вещества при ударе о поверхность нейтронной звезды и возникающее при этом излучение рассмотрены в работе [35]. Радиус нейтронной звезды с большой вероятностью находится в интервале $\sim 10 - 15$ км [24, 36, 37], т.е. составляет $\sim (2,5 - 4) R_S$. Поэтому до сих пор неясно, реализуется ли в природе конфигурация с зазором между аккреционным диском и нейтронной звездой. С другой стороны, в работе [35] продемонстрировано, что при наличии зазора следует ожидать жёстких степенных спектров излучения, простирающихся в область энергий до ~ 200 кэВ. Это, по всей видимости, противоречит

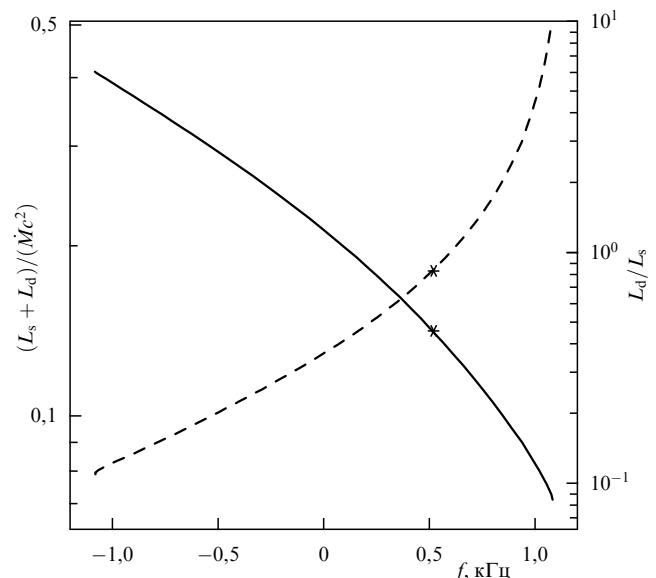


Рис. 4. Полное энергвыделение $L_d + L_s$ в аккреционном диске и на поверхности нейтронной звезды (сплошная кривая) и их отношение L_d/L_s (штриховая кривая) в зависимости от частоты вращения нейтронной звезды f . Расчёт сделан для постоянной гравитационной массы нейтронной звезды $M = 1,4M_\odot$ и для уравнения состояния Фридмана–Пандхарипанде–Скирма вещества средней жёсткости (EOS Friedman–Pandharipande–Skyrme) [33]. Звёздами на кривых показана частота f_* , при которой радиус нейтронной звезды равен радиусу последней устойчивой кеплеровской орбиты. При меньших частотах вращения нейтронной звезды, $f \leq f_*$, возникает зазор между внутренней границей аккреционного диска и поверхностью нейтронной звезды. (Из работы [34].)

наблюдениям (см. раздел 4) и может говорить о том, что зазора между аккреционным диском и нейтронной звездой нет, по крайней мере в большинстве маломассивных рентгеновских двойных в нашей Галактике. Отметим, что зазор может отсутствовать и при $R_* \leq R_{\text{ISCO}}$ в случае, если эффективная толщина пограничного слоя в области экватора звезды превышает его толщину.

Зависимость полного энерговыделения от частоты вращения и соотношение вкладов аккреционного диска и пограничного слоя для нейтронной звезды с гравитационной массой $1,4M_\odot$ показаны на рис. 4, где представлены результаты точного расчёта в рамках ОТО с учётом реальной метрики пространства-времени и вероятного уравнения состояния вещества в ядре нейтронной звезды [9, 34]. Отрицательные и положительные значения скорости вращения нейтронной звезды f соответствуют противо- и сонаправленному вращению звезды и аккреционного диска. Как и следовало ожидать, при увеличении частоты вращения нейтронной звезды доля энергии, выделяемой в пограничном слое, убывает. Однако это убывание более быстрое, чем предсказывается ньютоновской формулой (2). Обратное поведение наблюдается в случае, если направления вращения аккреционного диска и нейтронной звезды противоположны, тогда основная доля энергии выделяется в пограничном слое. Также интересно отметить, что при противонаправленных вращениях диска и нейтронной звезды эффективность аккреции $\eta = L/\dot{M}c^2$ значительно превосходит ньютоновское значение и для массивных нейтронных звёзд может достигать величины $\eta \approx 0,67$ [34]. Это связано с торможением вращения нейтронной звезды. Для сравнения приведём значение в случае аккреции на невращающуюся нейтронную звезду массой $1,4M_\odot$: $\eta \approx 0,21$ [34].

Для практического применения при интерпретации наблюдательных данных удобны приближённые формулы для светимости аккреционного диска L_d и пограничного слоя L_s , полученные в работе [34]:

$$L_s + L_d \approx \left(0,213 - 0,153 \frac{f}{1 \text{ кГц}} + 0,02 \left(\frac{f}{1 \text{ кГц}} \right)^2 \right) \dot{M} c^2, \quad (6)$$

$$\frac{L_s}{L_s + L_d} \approx 0,737 - 0,312 \frac{f}{1 \text{ кГц}} - 0,19 \left(\frac{f}{1 \text{ кГц}} \right)^2. \quad (7)$$

Роль пограничного слоя в формировании излучения аккрецирующих нейтронных звёзд в тесных двойных системах определяется не только его значительным вкладом в светимость, но и тем фактом, что площадь поверхности пограничного слоя значительно меньше площади поверхности аккреционного диска. По этой причине температура излучения пограничного слоя в несколько раз превышает температуру излучения аккреционного диска:

$$T_{\text{BL}} \sim T_{\text{disk}} \left(\frac{S_{\text{disk}}}{S_{\text{BL}}} \right)^{1/4}, \quad (8)$$

где S_{BL} и S_{disk} — площади поверхности пограничного слоя и внутренней области аккреционного диска соответственно. Различные модели пограничного слоя предсказывают сильно различающиеся значения отношения площадей $S_{\text{disk}}/S_{\text{BL}}$ (см. раздел 3). Наблюдения показывают, что при темпе аккреции порядка $1/2$ эддингтонов-

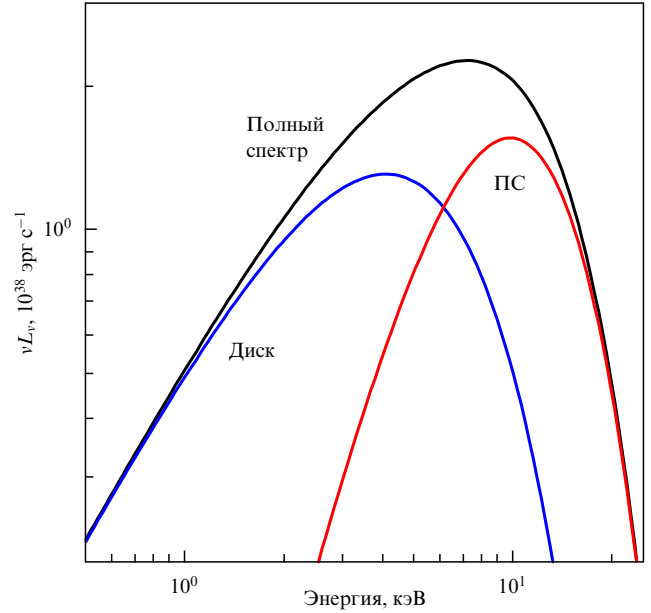


Рис. 5. Спектр излучения аккрецирующей нейтронной звезды в тесной двойной системе со светимостью $\sim 2 \times 10^{38}$ эрг с^{-1} . Показаны вклады аккреционного диска (Диск), пограничного слоя (ПС) и их сумма (Полный спектр).

ского значения температура пограничного слоя превышает температуру аккреционного диска в $\sim 3-4$ раза (см. раздел 4). Спектр аккрецирующей нейтронной звезды при таких темпах аккреции схематически изображён на рис. 5. При меньших значениях темпа аккреции температура аккреционного диска, соответственно, ниже.

Эффективная температура пограничного слоя ограничена значением, при котором поток излучения становится равным локальному эддингтоновскому значению (уравнение (4)). Если локальное энерговыделение превысит критическое эддингтоновское значение (т.е. давление излучения превысит силу гравитации), то истечение вещества приведёт к уменьшению темпа аккреции и, соответственно, к уменьшению локального энерговыделения до эддингтоновского значения¹. Этот широко известный вывод теории подтверждён наблюдениями — светимости ярчайших нейтронных звёзд в нашей Галактике не превышают эддингтоновского значения, вычисленного с учётом вкладов аккреционного диска и пограничного слоя (см. ниже) [10, 23]. Пренебрегая центробежной силой, легко показать, что эддингтоновская температура для полностью ионизованного водорода определяется выражением

$$\sigma_T \frac{\sigma T_{\text{Edd}}^4}{c} = \frac{GM_* m_p}{R_*^2} \left(1 - \frac{R_s}{R_*} \right)^{3/2}, \quad (9)$$

где σ — постоянная Стефана–Больцмана, T_{Edd} — эддингтоновская температура для бесконечно удалённого наблюдателя. Для нейтронной звезды массой $1,4M_\odot$ и радиусом $10-15$ км $T_{\text{Edd}} \sim 1,5$ кэВ. В формуле

¹ Известно, что есть возможность в предположении специальной геометрии или интенсивного оттока вещества в несколько раз обойти эддингтоновский предел. Однако рассмотрение частных случаев, далёких от основных задач обзора, едва ли представляет интерес для широкого читателя.

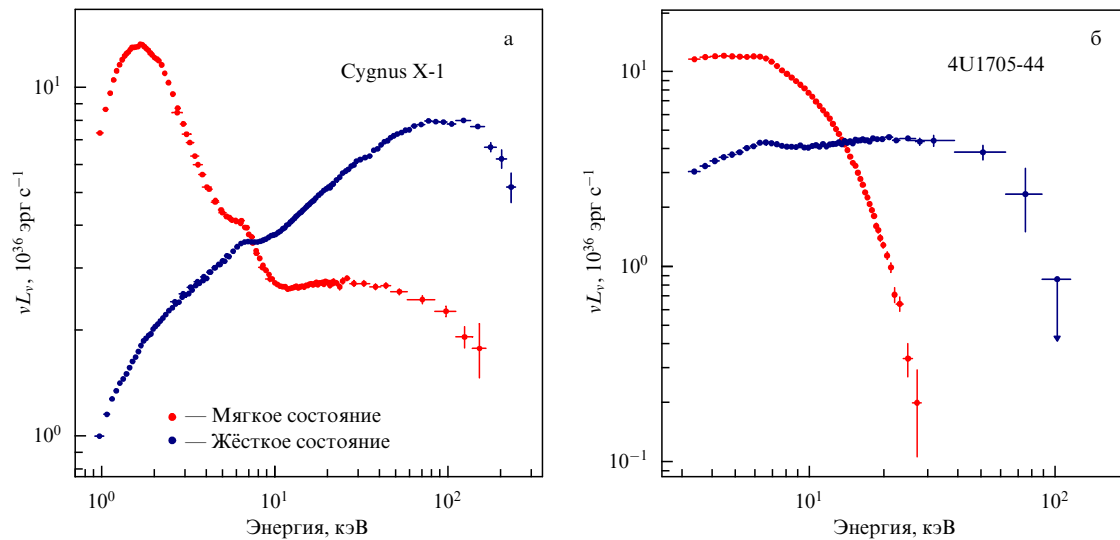


Рис. 6. Наблюдаемая спектральная плотность излучаемой энергии в мягком и жёстком спектральном состоянии чёрной дыры Лебедь X-1 (а) и нейтронной звезды 4U1705-44 (б). В обоих случаях радикальное изменение формы спектра излучения связано с перераспределением долей энергии, излучаемых в оптически-плотном аккреционном диске и оптически-тонкой горячей короне, расположенной в непосредственной близости от релятивистского объекта. В случае нейтронных звёзд переход аккреционного диска и пограничного слоя из оптически-плотного режима в оптически-тонкий режим происходит одновременно. В высоком состоянии спектр нейтронной звезды имеет большую цветовую температуру, чем спектр чёрной дыры, из-за вклада излучения пограничного слоя и меньшей площади излучаемой поверхности вследствие меньшего линейного размера нейтронной звезды. Появление степенных спектров излучения с экспоненциальным завалом характерно для задачи комптонизации низкочастотного излучения в горячей плазме. Наклон спектра определяется температурой электронов и средним числом рассеяний в облаке горячей плазмы (или, что то же самое, оптической толщой) [39]. В жёстком состоянии спектр комптонизированного излучения нейтронной звезды мягче. Это связано с излучением поверхности нейтронной звезды, охлаждающим электроны в короне [40]. Спектральная плотность приведена в единицах νL_{ν} , характеризующих светимость в полосе ΔE порядка E . (Из работ [41, 42].)

(9) учтено, что гравитационное красное смещение уменьшает температуру, регистрируемую бесконечно удалённым наблюдателем. Для типичных значений масс и радиусов нейтронных звёзд величина этого эффекта составляет $\sim 15\%$.

Заметим, что искривление лучей в сильном гравитационном поле вращающейся нейтронной звезды может усложнить геометрию задачи, в частности, наблюдатель может регистрировать часть излучения второй (невидимой в классическом приближении) полусферы поверхности нейтронной звезды. Вращение нейтронной звезды ($v/c \sim 0,1$) приводит к дальнейшим искажениям спектра излучения пограничного слоя (аналогом которых в классическом приближении является эффект Доплера).

Однако наиболее важным эффектом, который необходимо учитывать при сравнении с наблюдениями, является то, что из-за комптоновского рассеяния на свободных электронах в атмосфере нейтронной звезды цветовая температура T_c излучения пограничного слоя (так же как и аккреционного диска) не равна его эффективной температуре T_{eff} — спектр оказывается более "жёстким", чем планковский спектр той же светимости. Для параметров плазмы, типичных для аккреционного диска, $T_c/T_{\text{eff}} \sim 1,7$ [38], т.е. соответствующее значение цветовой температуры составляет $\sim 2,5$ кэВ. Это значение близко к наблюдаемому в маломассивных двойных системах в нашей Галактике (см. раздел 4).

Так как радиус нейтронной звезды близок к радиусу последней устойчивой кеплеровской орбиты вокруг невращающейся чёрной дыры, $R_{\text{ISCO}} = 3R_s$, следует ожидать, что в целом структура аккреционного диска не зависит от природы компактного объекта — нейтронной звезды или чёрной дыры. Это подтверждается

наблюдениями. В частности, в случае аккреции на нейтронную звезду, как и в случае чёрной дыры, наблюдаются два спектральных состояния — мягкое (высокое) и жёсткое (низкое), как показано на рис. 6. Переход из жёсткого спектрального состояния в мягкое происходит, когда светимость превышает несколько процентов от эддингтоновской светимости (3). Спектры аккреционного диска вокруг нейтронной звезды и чёрной дыры одинаково успешно описываются одними и теми же моделями (например, [42]), а спектр мощности низкочастотных флуктуаций рентгеновского потока (определяемый характеристиками турбулентности в аккреционном диске) в обоих классах источников следует степенному закону $P_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}$ с показателем $\alpha \approx 1,3$ (рис. 7).

Сравнивая спектры излучения аккрецирующих нейтронных звёзд и чёрных дыр, следует иметь в виду, что пограничный слой в случае последних отсутствует. Соответственно, отсутствует и спектральная компонента, связанная с его излучением. Интересно отметить, что по этой причине при одинаковом темпе аккреции светимость аккрецирующей нейтронной звезды будет примерно в 2–3 раза выше, чем светимость шварцшильдовской чёрной дыры. Напомним, что эффективность аккреции $\eta = L/\dot{M}c^2$ на невращающуюся чёрную дыру составляет $\eta \approx 0,057$ [32], а на нейтронную звезду с учётом излучения пограничного слоя — $\eta \approx 0,21$ (см. рис. 4 и уравнение (7)) [34]. В случае чёрной дыры "недостающая" энергия, запасённая в виде кинетической энергии аккрецирующего вещества, адвектируется за горизонт событий чёрной дыры. Напротив, в случае нейтронной звезды эта энергия выделяется в пограничном слое вблизи её поверхности. Другим интересным следствием является то, что удельная критическая свети-

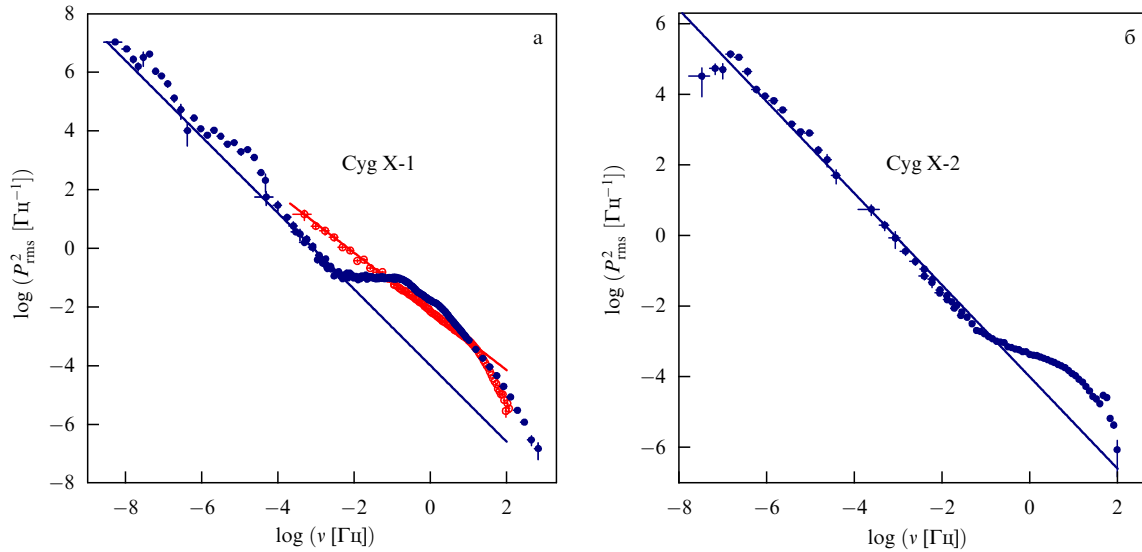


Рис. 7. Широкополосные спектры мощности флуктуаций рентгеновского излучения (а) чёрной дыры Лебедь X-1 и (б) нейтронной звезды Лебедь X-2 (тёмные символы). Сплошными линиями показан степенной закон $P_\nu \propto \nu^{-1.3}$, нормировка которого одинакова на обоих рисунках. Низкочастотная часть спектра мощности, $\log \nu \leq -2$, хорошо описываемая степенным законом, связана с турбулентностью и неустойчивостями в протяжённом аккреционном диске. Дополнительная компонента аperiodической переменности на частотах $\log \nu \geq -2$ рождается в оптически-тонкой короне вблизи чёрной дыры, $r \leq 100 R_g$ (Лебедь X-1) [43] либо в пограничном слое и на его интерфейсе с аккреционным диском (нейтронная звезда в источнике Лебедь X-2) [23]. Отметим, что масса чёрной дыры в источнике Лебедь X-1, составляющая $\approx 15 M_\odot$ [44], в ~ 10 раз превышает типичные массы нейтронных звёзд. Так как характерные времена большинства неустойчивостей в аккреционном диске возрастают пропорционально массе компактного объекта [45], т.е. $\nu \propto 1/M_*$, в источнике Лебедь X-2 эта компонента аperiodической переменности расположена на более высоких частотах. На рисунке а светлыми символами показаны также спектр мощности чёрной дыры Лебедь X-1 в высоком состоянии и его аппроксимация степенным законом $P_\nu \propto \nu^{-1}$. В этом случае оптически-плотный и геометрически-тонкий аккреционный диск, вероятно, простирается до последней устойчивой кеплеровской орбиты и оптически-тонкая квазисферическая часть аккреционного потока несущественна [41]. (Из работы [42].)

мость L_{crit}/M_* , при которой давление излучения может приводить к значительному оттоку аккрецирующего вещества, для нейтронных звёзд в $\sim 2-3$ раза выше, чем для чёрных дыр. Важно подчеркнуть, что излучение слоя растекания достаточно слабо влияет на вещество аккреционного диска и его движение в радиальном направлении.

Несмотря на сходство глобальной структуры аккреционных потоков для нейтронных звёзд и чёрных дыр, присутствие нейтронной звезды с твёрдой поверхностью, на которой выделяется кинетическая энергия аккрецирующего вещества и которая может излучать фотоны, приводит к ряду различий между аккрецирующими нейтронными звёздами и чёрными дырами. Наиболее очевидное из них заключается в том, что низкотемпературное (по сравнению с температурой электронов горячей короны $T_e \sim 50-100$ кэВ) излучение поверхности нейтронной звезды приведёт к более интенсивному охлаждению короны и понижению параметра комптонизации в случае нейтронных звёзд [40]. По этой причине степенные спектры нейтронных звёзд в жёстком состоянии имеют более крутой наклон и тепловой завал на меньших энергиях, чем чёрные дыры (см. рис. 6).

При низких темпах аккреции во внутренней части аккреционного диска возможен переход к адвекционно-доминированному слабоизлучательному режиму аккреции [46]. При этом режиме аккреции плазма в диске сильно разогревается и становится двухтемпературной — протоны имеют температуру в несколько десятков МэВ, а электроны — до 100 кэВ. Однако при аккреции на нейтронную звезду адвектируемая энергия, в отличие от таковой в случае аккреции на чёрную дыру, не может без

следа уходить в нейтронную звезду, а должна полностью излучаться в пограничном слое вблизи поверхности [47]. Уже при светимостях, превышающих примерно несколько процентов от эддингтоновской светимости, излучения пограничного слоя будет достаточно для охлаждения адвекционного потока [40] за счёт комптонизации [4, 48]. Адвекционное решение со сверхкритической аккрецией и геометрически-толстым диском [49, 50] также неприменимо в случае аккреции на нейтронную звезду — при отсутствии чёрной дыры, на которую могло бы уноситься излучение, выделившееся в ходе аккреции, но запертое в оптически-толстом аккреционном потоке. У нейтронной звезды есть поверхность, а в стационарной задаче вся энергия, выделившаяся при аккреции, должна уйти на бесконечность.

3. Теория пограничного слоя

Классическая модель пограничного слоя, разработанная в 1970–1980-е годы [7, 51–56], рассматривает пограничный слой как часть аккреционного диска, т.е. предполагается, что движением вещества в направлении, перпендикулярном плоскости аккреционного диска, можно пренебречь ($v_z \ll v_R$), так же как и переносом излучения в радиальном направлении. (Отметим, что в более поздних работах последнее ограничение было снято (см., например, [56]).) В этой модели торможение вещества в пограничном слое обусловлено турбулентной или магнитной вязкостью, так же как и в аккреционном диске. Предполагается, что турбулентная вязкость достаточно эффективна, так что торможение вещества происходит за конечное число оборотов на кеплеровской

орбите, аналогично торможению спутника при вхождении в атмосферу. Производная угловой скорости по радиальной координате в пограничном слое положительна, $d\omega/dr > 0$ (см. рис. 3). Пренебрегая силой давления излучения и растеканием вещества по поверхности нейтронной звезды, можно вычислить характерную толщину пограничного слоя — как и для аккреционного диска, она определяется высотой однородной атмосферы с учётом проекции силы гравитации на тангенциальное направление,

$$H_{BL} \approx \sqrt{2} R_* \frac{c_s}{v_K}, \quad (10)$$

а размер пограничного слоя по радиусу — высотой однородной атмосферы в радиальном направлении,

$$\Delta R_{BL} \approx R_* \frac{c_s^2}{v_K^2 (1 - \Omega_*^2 / \Omega_K^2)}, \quad (11)$$

где c_s — скорость звука, v_K — кеплеровская скорость вблизи поверхности нейтронной звезды [7]. Множитель в скобках в знаменателе правой части (11) учитывает эффект центробежной силы, противодействующей гравитационному притяжению нейтронной звезды. Так как скорость звука в радиационно-доминированном пограничном слое велика, его радиальный размер и толщина в вертикальном направлении оказываются сравнимыми. Структура пограничного слоя, полученная в результате детального численного расчёта, проведённого в работе [57] в классическом приближении, показана на рис. 8.

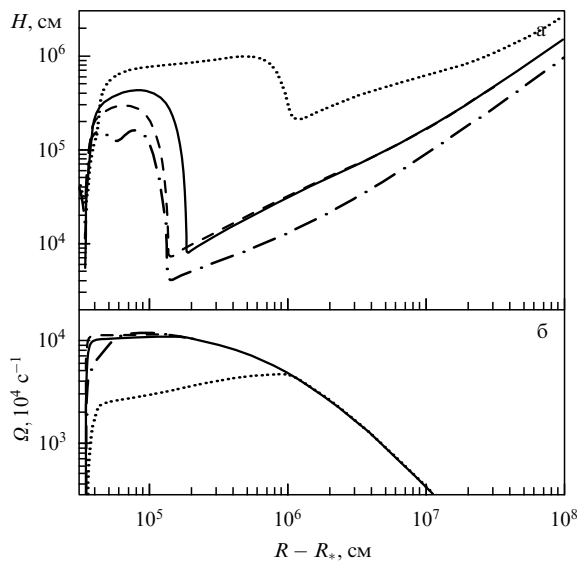


Рис. 8. Толщина аккреционного диска в вертикальном направлении H (а) и угловая скорость вращения вещества Ω (б) как функции расстояния до поверхности нейтронной звезды. Приведены результаты для различных темпов аккреции для невращающейся нейтронной звезды: $\dot{M} = 10^{-10} M_\odot \text{ год}^{-1}$ (штрихпунктирная кривая), $\dot{M} = 10^{-9} M_\odot \text{ год}^{-1}$ (пунктирная кривая), $\dot{M} = 10^{-8} M_\odot \text{ год}^{-1}$ (сплошная кривая). Показан также результат расчёта для звезды, вращающейся с частотой $f_* = 636$ Гц, и темпа аккреции $\dot{M} = 10^{-9} M_\odot \text{ год}^{-1}$ (штриховая кривая). Обращает на себя внимание малая толщина диска в переходной зоне от аккреционного диска к пограничному слою, а также резкое значительное увеличение вертикального размера аккреционного потока в пограничном слое. При больших темпах аккреции, $\dot{M} \rightarrow \dot{M}_{\text{Edd}}$, радиальный и вертикальный размеры пограничного слоя становятся сравнимыми с радиусом нейтронной звезды. Результаты расчёта для стандартной α -модели турбулентной вязкости [2] при $\alpha = 0,1$. (Из работы [57].)

Интересным предсказанием теории дисковой аккреции является образование узкой (по высоте) "шейки" (она хорошо видна на рис. 8) вблизи внутренней границы диска. С внешней стороны шейки вязкие силовые напряжения отводят угловой момент наружу. Турбулентное трение приводит к диссипации энергии и нагреванию вещества диска. Ближе к поверхности звезды градиент скорости вращения меняет знак и вязкие силовые напряжения отводят угловой момент по направлению к звезде. В области шейки вязкие силовые напряжения малы, ничтожно малы также нагрев вещества и давление вещества и излучения. Это и есть причина образования шейки. Из рисунка 8 видно, что при сравнительно низких темпах аккреции теория и расчёты предсказывают толщину шейки в несколько сотых долей радиуса звезды. При этом шейка тоньше, чем толщина диска на расстояниях в несколько радиусов звезды. При высоких темпах аккреции, $\dot{M} \rightarrow \dot{M}_{\text{Edd}}$, в игру вступают радиальный перенос излучения и адвекция излучения в диске. Это приводит к заметному утолщению шейки.

В численном решении классической задачи о пограничном слое, полученном в работе [57], размеры пограничного слоя составляют заметную долю от радиуса нейтронной звезды, а при достаточно высоком темпе аккреции становятся с ним сравнимыми (см. рис. 8). Это связано с тем, что поток с единицы поверхности пограничного слоя ограничен локальным эддингтоновским значением (см. уравнение (4)). Необходимость излучить светимость $L_{BL} \sim 10^{37} - 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}$ приводит к "раздуванию" пограничного слоя давлением излучения, т.е. к увеличению площади его поверхности. Вследствие этого перестаёт соблюдаться основное предположение, лежащее в основе классической теории пограничного слоя, о пренебрежимо малой роли движений в направлении, перпендикулярном плоскости аккреционного диска, и полном отсутствии радиального переноса излучения. Этот недостаток классической теории был устранён в новой теории пограничного слоя, созданной в конце 1990-х годов [1, 58].

Принципиально новый подход к проблеме пограничного слоя был предложен в работе [1]. В отличие от традиционной модели, модель Иногамова и Сюняева одновременно с торможением аккрецирующего вещества учитывает его перераспределение по поверхности нейтронной звезды. В такой постановке задачи правильнее говорить не о пограничном слое между аккреционным диском и нейтронной звездой, а о слое растекания аккрецирующего вещества по поверхности нейтронной звезды (рис. 9).

В отличие от энерговыделения в стандартной модели, где оно сосредоточено вблизи экватора, в модели Иногамова и Сюняева энерговыделение происходит в достаточно широком слое с меридиональным размером θ_* , который возрастает с увеличением темпа аккреции. При $\dot{M} \rightarrow \dot{M}_{\text{Edd}}$, $\theta_* \rightarrow 90^\circ$, т.е. при больших светимостях, слой вращающегося вещества покрывает всю поверхность нейтронной звезды. Торможение вещества в слое растекания при высоких светимостях, в отличие от такового в стандартной модели, происходит медленно, вещество совершает $\sim 10^2 - 10^3$ оборотов, продвигаясь по мере торможения к полюсам вращения нейтронной звезды. Динамика вещества в радиальном направлении определяется балансом силы гравитации, проекции центробежной силы и силы давления излучения. Большая скорость

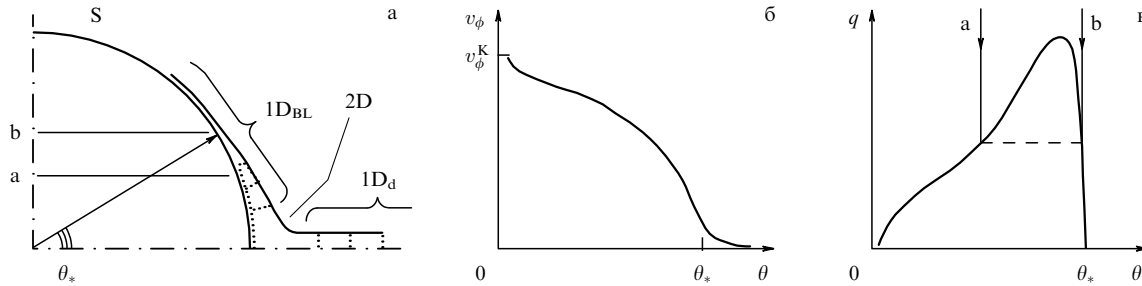


Рис. 9. Модель слоя растекания. (а) Геометрия слоя растекания: S — поверхность нейтронной звезды, $1D_d$ и $1D_{bl}$ — аккреционный диск и слой растекания на поверхности нейтронной звезды, допускающие одномерное рассмотрение, $2D$ — переходная зона, в которой необходимо учитывать как радиальное, так и меридиональное движение вещества. (б) Зависимость линейной скорости вращения v_ϕ от широты θ . Вращение вещества существенно в диапазоне широт $0 < \theta < \theta_*$, вне этой области вещество теряет почти всю азимутальную скорость v_ϕ и практически не вращается. (в) Зависимость локальной плотности потока излучения от широты θ . Стрелками а и б ограничена область яркого кольца на поверхности звезды, характеризующаяся повышенным энерговыделением. (Из работы [1].)

вращения вещества вблизи экваториальной плоскости приводит к тому, что центробежная сила почти уравновешивает силу тяжести, поэтому эффективное значение локального эддингтоновского потока q_{eff} вблизи экватора значительно меньше стандартного значения q_0 , определяемого уравнением (9). По мере торможения вещества и его продвижения к полюсам роль центробежной силы уменьшается и $q_{\text{eff}}(\theta) \rightarrow q_0$. Как показали результаты расчётов в работе [1], в большей части слоя растекания поток излучения равен с высокой точностью эффективному локальному эддингтоновскому значению, $q(\theta) \approx q_{\text{eff}}(\theta)$. Используя этот результат, можно определить меридиональный размер слоя растекания из следующего уравнения:

$$\dot{M} \frac{(v_\phi^K)^2}{4} = 2\pi R_*^2 \int_0^{\theta_*} q_{\text{eff}}(\theta) d \sin \theta, \quad (12)$$

где эффективный локальный эддингтоновский поток выражается в виде

$$q_{\text{eff}}(\theta) = \frac{m_p c}{R_* \sigma_T} \left[(v_\phi^K)^2 - v_\phi^2(\theta) \right]. \quad (13)$$

Здесь v_ϕ^K — кеплеровская скорость на поверхности нейтронной звезды. Для того чтобы найти θ_* из уравнения (12), необходимо знать зависимость скорости вращения от широты $v_\phi(\theta)$, которая определяется в результате решения полной задачи о торможении вещества в слое растекания. Пренебрегая центробежной силой, можно определить нижний предел θ_* :

$$\theta_* > \arcsin \frac{L_{BL}}{L_{Edd}}. \quad (14)$$

Поскольку угловая скорость вещества $v_\phi(\theta)$ уменьшается с увеличением широты, из уравнения (13) следует, что локальный поток излучения возрастает с увеличением широты, достигая максимального значения вблизи внешней границы слоя растекания θ_* . Это приводит к появлению на слое растекания двух ярких поясов (в северном и южном полушариях), в которых излучается до $\sim 70\%$ его полной светимости (см. рис. 9). Повышенная яркость в этих поясах обеспечивается механической адвекцией тепловой энергии из приэкваториальной области при меридиональном движении вещества (рис. 10).

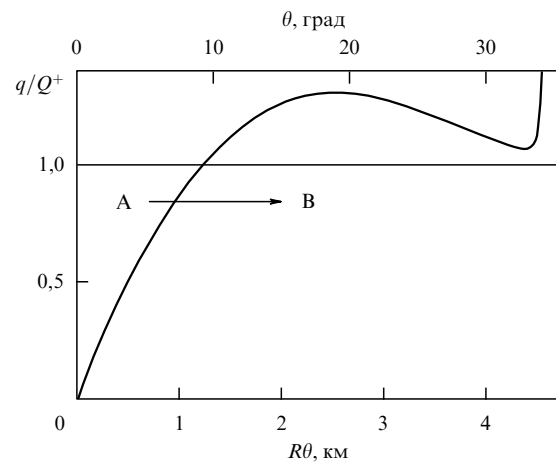


Рис. 10. Отношение потока энергии q , излучаемой с единицы поверхности слоя растекания, к энерговыделению, обусловленному силами трения Q^+ на единицу контактной поверхности между слоем растекания и нейтронной звездой. Результат численного расчёта для $L_s/L_{\text{Edd}} = 0.2$. θ — широта, отсчитываемая от экватора нейтронной звезды, $R\theta$ — линейная координата вдоль меридиана. Энергия переносится из зоны А в зону В вследствие механической адвекции тепловой энергии в меридиональном направлении, которая во многом определяет динамику слоя растекания. Энерговыделение в экваториальной плоскости должно равняться нулю, так как в противном случае давление света отбросит аккреционный диск, в котором гравитация уравновешивается центробежной силой. (Из работы [1].)

При возрастании темпа аккреции положение ярких поясов смещается к полюсам вращения нейтронной звезды, при этом их ширина увеличивается (рис. 11) [1].

Так как сила давления излучения и центробежная сила почти точно уравновешивают силу гравитации, эффективная высота однородной атмосферы достигает ≈ 1 км, что значительно больше стандартного значения высоты однородной атмосферы на поверхности нейтронной звезды в отсутствие вращения и давления излучения, $\sim 10-100$ см. В результате слой растекания левитирует над поверхностью нейтронной звезды. Меридиональная компонента центробежной силы, направленная к экватору нейтронной звезды, определяет структуру слоя растекания в меридиональном направлении. Распространение вещества в этом направлении возможно только при потере углового момента, что приводит к уменьшению меридиональной компоненты центробежной силы [1, 58].

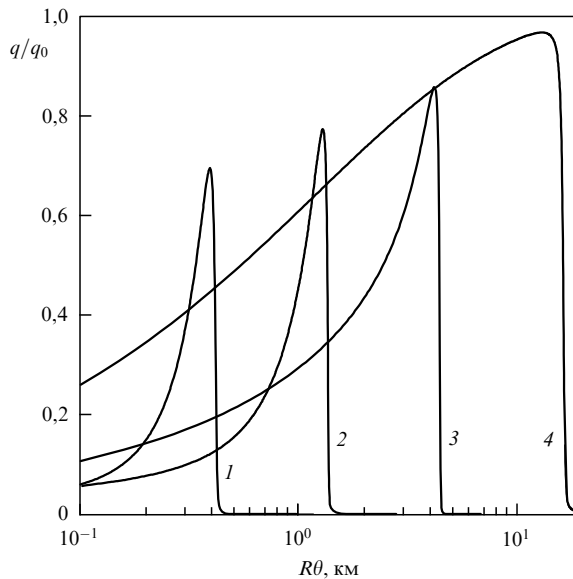


Рис. 11. Меридиональная зависимость потока энергии q_0 , излучаемой с единицы поверхности слоя растекания. q — эддингтоновское значение потока, $R\theta$ — линейная координата, отсчитываемая от экватора нейтронной звезды вдоль её меридиана. Кривые 1–4 соответствуют светимости слоя растекания $L_s/L_{\text{Edd}} = 0,01, 0,04, 0,2, 0,8$. Видно, как при увеличении светимости слоя растекания положение ярких поясов смещается по направлению к полюсам вращения нейтронной звезды, при этом их ширина увеличивается. (Из работы [1].)

Центральной проблемой в задаче о слое растекания является механизм торможения. Речь идёт о торможении гиперзвукового потока, движущегося со скоростью $\sim (0,4–0,5) c$ над "подшовой" слоя растекания — плотной атмосферой из ранее выпавшего вещества. Примерной аналогией для этой задачи является задача о ветре над гладкой поверхностью. При малой вязкости зависимость скорости потока от высоты описывается известным логарифмическим профилем Прандтля–Кармана (см., например, [59]). Решение задачи с левитирующим слоем растекания над поверхностью нейтронной звезды было получено в работе [1] именно в этом приближении. Предсказания такой модели слоя растекания достаточно хорошо объясняют наблюдаемые энергетические спектры излучения слоя растекания и согласуются с данными о его временной переменности.

Однако в работе [58] показано, что реальная ситуация сложнее и простое решение с тонкой "подшовой" и плавным профилем скорости вращения $v_\phi(r)$, в котором скорость v_ϕ уменьшается до скорости вращения нейтронной звезды вследствие турбулентной вязкости, возможно лишь при выборе коэффициента вязкости в модели Прандтля–Кармана, в несколько сотен раз меньшего, чем общепринятое значение. Точно так же в модели α -вязкости Шакуры–Сюняева [1] требуется значение α -параметра на уровне $10^{-4}–10^{-3}$. Турбулентная вязкость при стандартных предположениях о параметрах способна лишь незначительно уменьшить скорость вращения потока аккрецирующего вещества, что приводит к появлению массивного быстровращающегося приэкваториального слоя, в котором вращение затухает чрезвычайно медленно.

Градиент азимутальной скорости может приводить к генерации в "подшове" слоя растекания внутренних

гравитационных волн, распространяющихся в направлении потока [58]. Нелинейные процессы опрокидывания волн связывают волны в соседних слоях и передают угловой момент в глубинные области нейтронной звезды, приводя к эффективному торможению потока. Однако такой подход приводит к картине с сильным энерговыделением на больших глубинах, соответствующих поверхностной плотности $\Sigma > 10^7–10^9 \text{ г см}^{-2}$. Это в свою очередь приводит к повышению температуры в глубинных слоях и стационарному горению гелия, т.е. к исчезновению феномена рентгеновских всплесков, что очевидным образом противоречит наблюдениям. Для решения этой проблемы в работе [58] была выдвинута гипотеза о возникновении уединённой гигантской гравитационной волны на глубинах, соответствующих $\Sigma \sim 10^5–10^6 \text{ г см}^{-2}$. Такая нелинейная волна может обеспечить торможение вещества, выпавшего из левитирующего слоя, и уменьшить температуру на глубинах, где происходит горение гелия, открывая тем самым возможность для его взрывного горения. Несомненно, эта гипотеза требует дальнейшего исследования, тем не менее в данный момент она представляется более разумной, чем предположение об аномально низких значениях коэффициентов вязкости.

Другой возможный механизм вязкости в пограничном слое предложен в работах [60, 61]. В этой модели угловой момент переносится звуковыми волнами, возбуждаемыми в результате гидродинамических неустойчивостей в сдвиговом течении пограничного слоя. Распространяясь внутрь и наружу и затухая, звуковые волны передают угловой момент звезде и веществу аккреционного диска, внешнего по отношению к пограничному слою. В этой картине задача о пограничном слое заметно усложняется, так как перенос и диссипация углового момента перестают быть локальными процессами, определяемыми локальными свойствами потока. Более того, звуковые волны переносят, наряду с угловым моментом, энергию, что может кардинально изменить картину энерговыделения в пограничном слое. Эффективность этого механизма, так же как и механизма торможения за счёт гравитационных (поверхностных) волн, ещё предстоит исследовать в детальных численных расчётах.

Аналогично спектрам рентгеновских всплесков при светимости, близкой к эддингтоновскому пределу [62], локальные спектры слоя растекания могут быть описаны [36] дилутированным планковским спектром, цветовая и эффективная температуры которого связаны соотношением

$$T_c = f_c T_{\text{eff}}. \quad (15)$$

Для характерных параметров задачи коэффициент жёсткости лежит в диапазоне $f_c \approx 1,6–1,9$. Точное рассмотрение задачи радиационного переноса в слое растекания в работе [36] показало, что при достаточно высоком темпе аккреции, $L \geq 0,1 L_{\text{Edd}}$, его интегральный спектр также может быть достаточно хорошо описан дилутированным однотемпературным планковским спектром. Важно, что цветовая температура излучения слоя растекания слабо зависит от деталей его вертикальной структуры и определяется главным образом компактностью нейтронной звезды M/R_* . Это открывает возможность измерения компактности нейтронной звезды по измере-

ниям формы спектра слоя растекания (см. раздел 4). Такая возможность успешно реализована в работах [24, 36].

В заключение этого раздела отметим, что численные расчёты аккреции и зарождения магнито-ротационной неустойчивости [63–66] в радиационно-доминированных аккреционных дисках, проводимые сейчас многими сильнейшими группами вычислительной астрофизики [67], позволяют надеяться, что в не очень далёком будущем будет осуществлено численное моделирование трёхмерной задачи аккреции вещества с большим угловым моментом на нейтронную звезду со слабым магнитным полем. Такие расчёты позволят не только проверить правильность выводов приближённых полуаналитических теоретических моделей [1, 58, 60], но и учесть роль магнито-ротационной неустойчивости в формировании турбулентности в слое растекания и генерации в нём различных гидродинамических и магнитогиродинамических неустойчивостей.

4. Наблюдения излучения пограничного слоя в галактических рентгеновских двойных звёздных системах

Очевидно, что наблюдения галактических рентгеновских двойных могли бы дать уникальную возможность проверки теорий пограничного слоя. Однако задача измерения спектра излучения пограничного слоя усложняется из-за сходства спектров пограничного слоя и аккреционного диска. При высоком темпе аккреции, $\dot{M} \geq 0,05 \dot{M}_{\text{Edd}}$, оба спектра имеют примерно планковскую форму (или представляют собой сумму разнотемпературных планковских спектров) [1, 2, 36] с несколько различающимися температурами и примерно одинаковыми светимостями (см. рис. 5). Их сумма, соответственно, имеет плавную куполообразную форму, на которой отдельные спектральные компоненты неразличимы (рис. 12, см. также рис. 5). Более того, переход аккреционного потока из состояния, в котором основное энерговыделение происходит в оптически-непрозрачном режиме, в оптически-тонкое состояние (переход из мягкого спектрального состояния в жёсткое (см. раздел 2)) происходит одновременно для аккреционного диска и пограничного слоя (см. рис. 6). Это усложняет анализ и интерпретацию спектров рентгеновских барстеров и стало причиной многих неоднозначных и противоречивых результатов и выводов.

Задача была решена в начале 2000-х годов благодаря использованию, наряду со спектральными данными, информации о временной переменности рентгеновского потока от этих источников. Как было предложено ещё в 1980-е годы, характеристики временной переменности могут быть различными для излучения пограничного слоя и аккреционного диска [68]. Дальнейший прогресс стал возможен почти 20 лет спустя благодаря большой эффективной поверхности детекторов обсерватории RXTE и разработке новых методов анализа данных. С использованием метода частотно-разрешённой спектроскопии (Fourier frequency-resolved spectroscopy) было показано, что спектрально-временная переменность рентгеновского излучения аккрецирующих нейтронных звёзд на частотах $f \geq 1$ Гц при высоком темпе аккреции, $\dot{M} \geq 0,05 \dot{M}_{\text{Edd}}$, описывается линейным уравнением [23]

$$S(E, t) = S_0(E) + S_1(E) f(t). \quad (16)$$

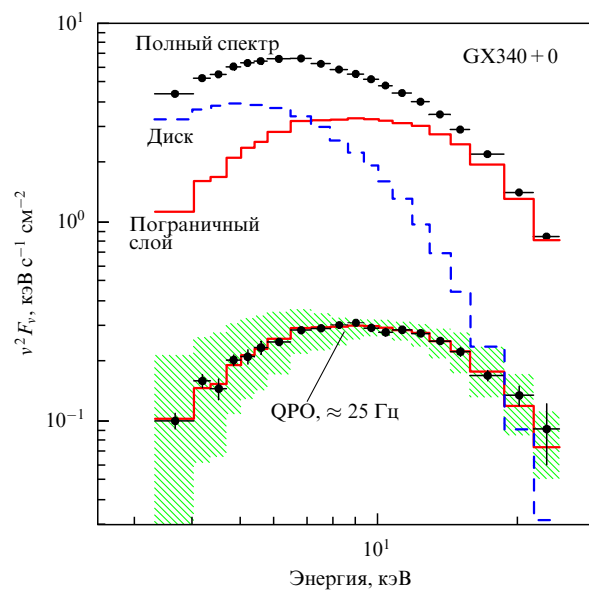


Рис. 12. Спектры излучения аккреционного диска и пограничного слоя в сравнении со спектром переменной компоненты излучения нейтронной звезды GX340 + 0, полученные по результатам наблюдений обсерватории RXTE. F_v — спектральная плотность потока, v — частота. Спектр переменной компоненты совпадает по форме с теоретически ожидаемым спектром излучения пограничного слоя. Кругами с ошибками показаны полный спектр и спектр переменной компоненты (QPO) на частоте ≈ 25 Гц. Штриховой гистограммой изображён теоретический спектр аккреционного диска, рассчитанный, как описано в работе [23]. Сплошной гистограммой в верхней части рисунка показан спектр пограничного слоя, вычисленный как разность между полным наблюдаемым спектром источника и теоретическим спектром аккреционного диска. Сплошная гистограмма в нижней части рисунка — тот же спектр, нормированный на светимость переменной компоненты. (Из работы [23].)

Анализ спектров $S_0(E)$ и $S_1(E)$ позволил сделать вывод, что компонента $S_0(E)$ соответствует излучению аккреционного диска, а компонента $S_1(E) f(t)$ — излучению пограничного слоя [23, 24] (см. рис. 12). Таким образом, переменность рентгеновского излучения в аккрецирующих нейтронных звёздах связана с вариациями светимости пограничного слоя, спектр которого остаётся неизменным в процессе этих вариаций. Очевидно, что $S_1(E)$ представляет собой спектр излучения пограничного слоя. Также было продемонстрировано, что спектр пограничного слоя одинаков в разных источниках и он остаётся практически неизменным при изменении глобального темпа аккреции почти в 10 раз, в интервале $\dot{M} \approx (0,1 - 0,9) \dot{M}_{\text{Edd}}$ [23, 24]. При дальнейшем увеличении темпа аккреции, $\dot{M} \rightarrow \dot{M}_{\text{Edd}}$, спектр пограничного слоя приближается к планковскому спектру [23] с температурой $k_B T \approx 2,4$ кэВ в системе отсчёта бесконечно удалённого наблюдателя (рис. 13).

Независимость спектра пограничного слоя от темпа аккреции и светимости является прямым экспериментальным подтверждением вывода теории слоя растекания [1] о том, что локальный поток излучения равен эддингтоновскому значению (см. раздел 3). Экспериментально измеренное значение цветовой температуры излучения пограничного слоя $k_B T \approx 2,4$ кэВ близко к эддингтоновской температуре на поверхности нейтронной звезды, описываемой уравнением (9). Из уравнения (9), учитывая ожидаемое значение коэффициента ужесточения спектра $T_c/T_{\text{eff}} \approx 1,7$, нетрудно найти радиус

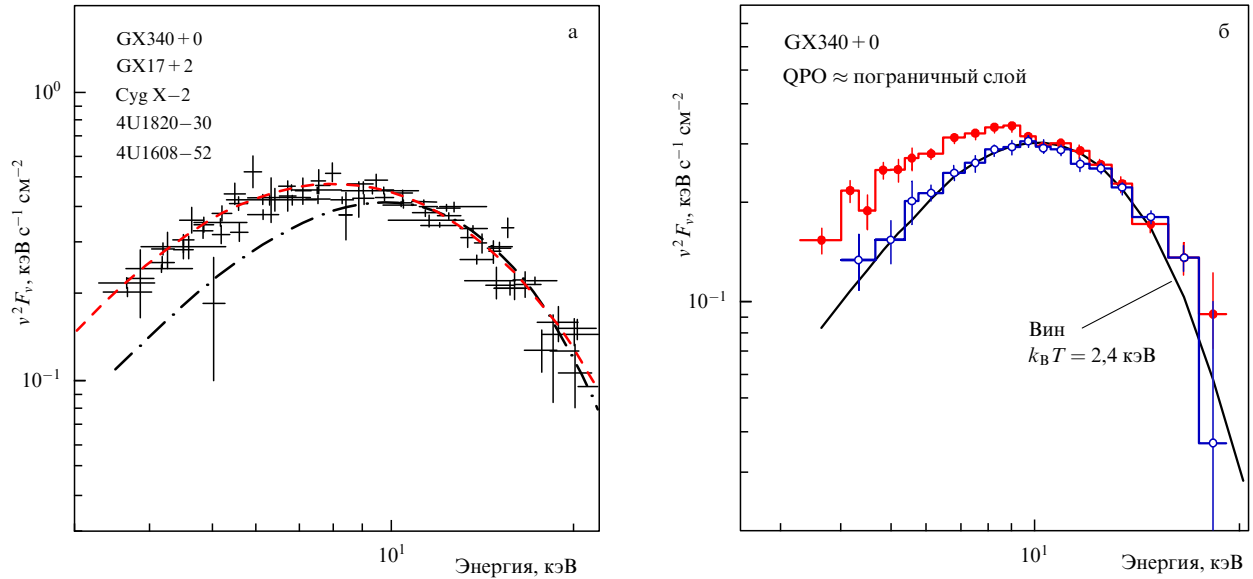


Рис. 13. Спектры излучения пограничного слоя в нескольких нейтронных звёздах, полученные по результатам наблюдений обсерватории RXTE. (а) Спектры переменной компоненты для пяти аккрецирующих нейтронных звёзд высокой светимости. Рисунок демонстрирует постоянство спектров пограничного слоя в источниках, светимости и темпы аккреции которых различаются почти в 10 раз — от $\dot{M} \leq 0,1\dot{M}_{\text{Edd}}$ до $\dot{M} \sim 0,9\dot{M}_{\text{Edd}}$. Спектры откорректированы на межзвёздное поглощение. Штриховая кривая соответствует спектру комптонизированного излучения с параметрами $k_{\text{B}}T_{\text{s}} = 1,5$, $k_{\text{B}}T_{\text{e}} = 3,3$ кэВ, $\tau = 5$, штрихпунктирная кривая — планковскому спектру с температурой $k_{\text{B}}T_{\text{bb}} = 2,4$ кэВ. (Из работы [24].) (б) Эволюция спектра излучения переменной компоненты в источнике GX340+0 при изменении темпа аккреции от $\dot{M} \approx 0,9\dot{M}_{\text{Edd}}$ (тёмные символы) до $\dot{M} \approx \dot{M}_{\text{Edd}}$ (светлые символы). Спектры откорректированы на межзвёздное поглощение. Сплошной кривой показан виновский спектр с температурой $k_{\text{B}}T = 2,4$ кэВ, наилучшим образом описывающий наблюдаемый спектр при $\dot{M} \approx \dot{M}_{\text{Edd}}$. При таких температурах виновский спектр в области энергий $E \geq 3$ кэВ близок к планковскому. Спектры нормированы на одинаковый поток в диапазоне энергий 10–25 кэВ. (Из работы [23].)

нейтронной звезды массой $1,4M_{\odot}$, при котором цветовая температура излучения с эддингтоновской плотностью потока равна наблюдаемому значению $k_{\text{B}}T \approx 2,4$ кэВ. Полученное значение радиуса $R_{*} \approx 14$ км. Более точный анализ [24], в том числе с учётом решения уравнения переноса излучения в слое растекания [34], даёт близкие значения радиуса и компактности нейтронной звезды M_{*}/R_{*} .

В теории слоя растекания [1] поток вещества через шейку пограничного слоя регулируется поступлением вещества из протяжённого диска, модулированным возникающими в нём неустойчивостями, имеющими достаточно большие характерные времена. Гидродинамические процессы в левитирующем слое растекания могут приводить к усилению этой модуляции и переменности формирующегося в зоне ярких колец рентгеновского излучения. Это объясняет значительную амплитуду переменности излучения слоя растекания на временных масштабах, много больших характерных для него временных масштабов. Именно эта переменность исследовалась методами частотно-разрешённой спектроскопии, как описано выше.

Однако в слое растекания должны развиваться неустойчивости, имеющие из-за его меньших размеров меньшие характерные времена и более высокие частоты переменности, чем свойственные протяжённому аккреционному диску. Скорость звука в слое растекания близка к $c_{\text{s}} \sim 0,1c$, а характерное звуковое время в радиальном направлении $\tau_{\text{BL}} \sim \Delta R_{\text{BL}}/c_{\text{s}}$ порядка нескольких десятков микросекунд. Поэтому следует ожидать появления в спектрах мощности флуктуаций рентгеновского потока дополнительной компоненты с характерными

частотами в интервале $\sim 5\text{--}40$ кГц, связанной с турбулентностью и неустойчивостями различной природы в слое растекания. Обнаружение такой компоненты переменности стало бы ещё одним убедительным подтверждением теории и мощным инструментом диагностики физических условий и параметров турбулентности, подобно тому как квазипериодическая и аperiodическая переменности рентгеновских двойных на частотах ниже ~ 1 кГц являются средством диагностики аккреционного диска, его короны и (в случае нейтронной звезды с сильным магнитным полем) его взаимодействия с магнитосферой.

К сожалению, чувствительность лучших рентгеновских телескопов, работавших на орбите до настоящего времени, недостаточна для детектирования переменности рентгеновского потока на частотах ≥ 1 кГц. Наилучшие верхние пределы амплитуды переменности в этом диапазоне частот, полученные по данным орбитальной обсерватории RXTE, составляют $\sim 5\text{--}10\%$ [25]. Перспективные проекты орбитальных обсерваторий для рентгеновского тайминга LOFT (Large Observatory for X-ray Timing) Европейского космического агентства и "Рентгеновский микрофон" (Россия) предусматривают увеличение эффективной площади рентгеновских детекторов от $\approx 0,5\text{--}1$ м², достигнутой к настоящему времени на RXTE, до ≈ 10 м². Это позволит повысить чувствительность рентгеновского тайминга до амплитуды относительных вариаций потока $\sim 10^{-3}\text{--}10^{-2}$ (среднеквадратичное отклонение) и может привести к обнаружению переменности рентгеновского излучения в килогерцевом диапазоне частот. Тем самым будет открыта возможность для экспериментальной диагностики турбулентно-

сти в слое растекания при физических параметрах, недостижимых в условиях земных лабораторий.

5. Заключение

Толчком для многих исследований, обсуждаемых в обзоре, стало то, что Я.Б. Зельдович — крупнейший специалист в области радиационной гидродинамики и высокотемпературных явлений — привлёк внимание своих учеников к задачам аккреции на нейтронные звёзды и чёрные дыры, что позволило им получить ряд важных и интересных результатов.

Якова Борисовича интересовали пределы применимости проверенных в лаборатории законов физики в уникальных астрофизических условиях сильнейших гравитационных и магнитных полей, огромных плотностей энергии излучения. Задачи аккреции, гибели массивных звёзд и процессы на ранних этапах расширения горячей Вселенной вдохновляли его и продолжают вдохновлять новые поколения молодых учёных, интересующихся астрофизикой и космологией. Сегодня мы знаем, что наблюдательные методы космологии и внегалактической астрономии уже привели к обнаружению эффектов "новой физики" — "тёмного вещества" и "тёмной энергии", ждущих для своего объяснения новых идей и новых экспериментов.

Один из авторов (Р.А.С.) благодарен Н.А. Иногамову (Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау) за многочисленные плодотворные обсуждения вопросов, затронутых в данном обзоре.

Список литературы

- Иногамов Н А, Сюняев Р А *Письма в Астрон. журн.* **25** 323 (1999) [Inogamov N A, Sunyaev R A *Astron. Lett.* **25** 269 (1999)]
- Shakura N I, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **24** 337 (1973)
- Зельдович Я Б, Шакура Н И *Астрон. журн.* **46** 225 (1969) [Zel'dovich Ya B, Shakura N I *Sov. Astron.* **13** 175 (1969)]
- Компанец А С *ЖЭТФ* **31** 876 (1956) [Kompaneets A S *Sov. Phys. JETP* **4** 730 (1957)]
- Zeldovich Ya B, Sunyaev R A *Astrophys. Space Sci.* **4** 301 (1969)
- Galloway D *AIP Conf. Proc.* **983** 510 (2008)
- Shakura N I, Sunyaev R A *Adv. Space Res.* **8** 135 (1988)
- Kluźniak W, Ph.D. Thesis (Stanford, Calif.: Stanford Univ., 1988)
- Сибгатуллин Н Р, Сюняев Р А *Письма в Астрон. журн.* **24** 894 (1998) [Sibgatullin N R, Sunyaev R A *Astron. Lett.* **24** 774 (1998)]
- Grimm H-J, Gilfanov M, Sunyaev R *Astron. Astrophys.* **391** 923 (2002)
- Liu Q Z, van Paradijs J, van den Heuvel E P J *Astron. Astrophys.* **469** 807 (2007)
- Liu Q Z, van Paradijs J, van den Heuvel E P J *Astron. Astrophys.* **455** 1165 (2006)
- Гильфанов М Р *УФН* **183** 752 (2013) [Gil'fanov M R *Phys. Usp.* **56** 714 (2013)]
- Бисноватый-Коган Г С, Комберг Б В *Письма в Астрон. журн.* **2** 338 (1976) [Bisnovaty-Kogan G S, Komberg B V *Sov. Astron. Lett.* **2** 130 (1976)]
- Chakrabarty D, Morgan E H *Nature* **394** 346 (1998)
- Wijnands R, van der Klis M *Nature* **394** 344 (1998)
- Strohmayer T, Bildsten L, in *Compact Stellar X-ray Sources* (Cambridge Astrophysics Series, No. 39, Eds W Lewin, M van der Klis) (Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 2006) p. 113
- Narayan R, Heyl J S *Astrophys. J.* **574** L139 (2002)
- van der Klis M, in *X-Ray Binaries* (Cambridge Astrophysics Series, No. 26, Eds W H G Lewin, J van Paradijs, E P J van den Heuvel) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995) p. 252
- van der Klis M et al. *Nature* **316** 225 (1985)
- van der Klis M *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **38** 717 (2000)
- Stella L, Vietri M *Phys. Rev. Lett.* **82** 17 (1999)
- Gilfanov M, Revnivtsev M, Molkov S *Astron. Astrophys.* **410** 217 (2003)
- Revnivtsev M G, Gilfanov M R *Astron. Astrophys.* **453** 253 (2006)
- Sunyaev R, Revnivtsev M *Astron. Astrophys.* **358** 617 (2000)
- Giacconi R et al. *Astrophys. J.* **167** L67 (1971)
- Gnedin Yu N, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **25** 233 (1973)
- Basko M M, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **42** 311 (1975)
- Баско М М, Сюняев Р А *Астрон. журн.* **53** 950 (1976) [Basko M M, Sunyaev R A *Sov. Astron.* **20** 537 (1976)]
- Липунов В М *Астрофизика нейтронных звезд* (М.: Наука, 1987) [Lipunov V M *Astrophysics of Neutron Stars* (Berlin: Springer-Verlag, 1992)]
- Ghosh P *Rotation and Accretion Powered Pulsars* (Hackensack, N.J.: World Scientific, 2007)
- Сюняев Р А, Шакура Н И *Письма в Астрон. журн.* **12** 286 (1986) [Syunyaev R A, Shakura N I *Sov. Astron. Lett.* **12** 117 (1986)]
- Lorenz C P, Ravenhall D G, Pethick C J *Phys. Rev. Lett.* **70** 379 (1993)
- Сибгатуллин Н Р, Сюняев Р А *Письма в Астрон. журн.* **26** 813 (2000) [Sibgatullin N R, Sunyaev R A *Astron. Lett.* **26** 699 (2000)]
- Kluźniak W, Wilson J R *Astrophys. J.* **372** L87 (1991)
- Suleimanov V, Poutanen J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369** 2036 (2006)
- Özel F, Baym G, Güver T *Phys. Rev. D* **82** 101301(R) (2010)
- Shimura T, Takahara F *Astrophys. J.* **445** 780 (1995)
- Sunyaev R A, Titarchuk L G *Astron. Astrophys.* **86** 121 (1980)
- Sunyaev R A, Titarchuk L, in *Proc. of the 23rd ESLAB Symp. on Two Topics in X Ray Astronomy, Bologna, Italy, 13–20 September 1989* Vol. 1 (ESA SP, No. 296, Eds J Hunt, B Battrick) (Paris: European Space Agency, 1989) p. 627
- Gilfanov M, Churazov E, Revnivtsev M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **316** 923 (2000)
- Gilfanov M *Lecture Notes Phys.* **794** 17 (2010)
- Churazov E, Gilfanov M, Revnivtsev M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **321** 759 (2001)
- Orosz J A et al. *Astrophys. J.* **742** 84 (2011)
- Shakura N I, Sunyaev R A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **175** 613 (1976)
- Narayan R, Yi I *Astrophys. J.* **428** L13 (1994)
- Garcia M R et al. *Astrophys. J.* **553** L47 (2001)
- Левич Е В, Сюняев Р А *Астрон. журн.* **48** 461 (1971) [Levich E V, Syunyaev R A *Sov. Astron.* **15** 363 (1971)]
- Abramowicz M A et al. *Astrophys. J.* **332** 646 (1988)
- Paczynski B, Wiita P J *Astron. Astrophys.* **88** 23 (1980)
- Pringle J E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **178** 195 (1977)
- Pringle J E, Savonije G J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **187** 777 (1979)
- Tylenda R *Acta Astron.* **31** 267 (1981)
- Meyer F, Meyer-Hofmeister E *Astron. Astrophys.* **221** 36 (1989)
- Bisnovaty-Kogan G S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **269** 557 (1994)
- Popham R, Narayan R *Astrophys. J.* **442** 337 (1995)
- Popham R, Sunyaev R *Astrophys. J.* **547** 355 (2001)
- Иногамов Н А, Сюняев Р А *Письма в Астрон. журн.* **36** 896 (2010) [Inogamov N A, Sunyaev R A *Astron. Lett.* **36** 848 (2010)]
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Гидродинамика* (М.: Наука, 1986) [Landau L D, Lifshitz E M *Fluid Mechanics* (Oxford: Pergamon Press, 1987)]
- Belyaev M A, Rafikov R R *Astrophys. J.* **752** 115 (2012)
- Belyaev M A, Rafikov R R, Stone J M *Astrophys. J.* **770** 67 (2013)
- Липидус И И, Сюняев Р А, Титарчук Л Г *Письма в Астрон. журн.* **12** 918 (1986) [Lapidus I I, Syunyaev R A, Titarchuk L G *Sov. Astron. Lett.* **12** 383 (1986)]
- Велихов Е П *ЖЭТФ* **36** 1398 (1959) [Velikhov E P *Sov. Phys. JETP* **9** 995 (1959)]
- Chandrasekhar S *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **46** 253 (1960)
- Balbus S A, Hawley J F *Astrophys. J.* **376** 214 (1991)

66. Hawley J F, Balbus S A *Astrophys. J.* **376** 223 (1991)
67. Jiang Y-F, Stone J M, Davis S W *Astrophys. J.* **778** 65 (2013)
68. Mitsuda K et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **36** 741 (1984)

Radiation-dominated boundary layer between accretion disc and neutron star surface: theory and observations

M.R. Gilfanov, R.A. Sunyaev

*Space Research Institute, Russian Academy of Sciences,
ul. Profsoyuznaya 84/32, 117997 Moscow, Russian Federation*

E-mail: gilfanov@iki.rssi.ru

*Max-Planck-Institut für Astrophysik,
Karl-Schwarzschild-Str. 1, 85748 Garching, Germany*

Observations of low-mass X-ray binaries in our and external galaxies have drawn attention to the accretion disc boundary layer where the accreting matter is slowed down from its Keplerian orbital velocity of about half of the speed of light to the neutron star's rotational velocity and in which it releases about half of its gravitational energy. Correspondingly, a hot spectral component appears in the emission of accreting neutron stars, which is absent in accreting black holes. We review different approaches to the problem of the radiation-dominated boundary layer. In particular, we consider the theory of levitating spreading layer, which assumes the accreting matter to slow down while spreading over the neutron star surface.

PACS numbers: 97.10.Gz, 97.60.Jd, **97.80. – d**

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404e.0409

Bibliography — 68 references

Received 17 January 2014, revised 24 February 2014

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **184** (4) 409–422 (2014)

Physics – Uspekhi **57** (4) (2014)