ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2006, том 32, № 4, с. 288–294

УДК 524.387;524.3-735

АККРЕЦИЯ ГЕЛИЯ И БОГАТОГО МЕТАЛЛАМИ ГАЗА НА НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ И ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ, СОПРОВОЖДАЕМАЯ ВЫСОКОЙ СВЕТИМОСТЬЮ

Й. Дункель[1*], Й. Хлуба[1], Р. А. Сюняев[1,2]**

[1] *Институт астрофизики Общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия*

[2] *Институт космических исследований РАН, Москва*

Поступила в редакцию 18.07.2005 г.

Сверхъяркие рентгеновские источники, питаемые звездными ветрами от звезд Вольфа–Райе, и рентгеновские барстеры в очень тесных двойных звездных системах, в которых одна из звезд является гелиевым или углеродным белым карликом, имеют аккреционные диски, свойства которых могут существенно отличаться от свойств чисто водородных аккреционных α-дисков. Поэтому в масштабные соотношения Шакуры–Сюняева для основных параметров диска включены зависимости от заряда атомного ядра Z и от среднего молекулярного веса $\mu_{e,\mathrm{I}}$. Кроме того, рассматривается случай псевдоньютоновского потенциала Пачинского–Вииты. Эти масштабные соотношения могут оказаться полезными, например, при оценке эффективности облучения внешних частей диска. Также рассматриваются изменения в структуре пограничного (растекающегося) слоя, который расположен между поверхностью нейтронной звезды и внутренним краем обедненного водородом аккреционного диска.

Ключевые слова: аккреционные диски, химический состав, пульсары, черные дыры, нейтронные звезды.

ACCRETION OF HELIUM AND METAL-RICH GAS ONTO NEUTRON STARS AND BLACK HOLES AT HIGH LUMINOSITIES, *by J. Dunkel, J. Chluba, and R. A. Sunyaev*. Ultraluminous X-ray sources fed by Wolf–Rayet star winds and X-ray bursters in ultracompact binaries with He or C white dwarfs have accretion disks whose properties may differ significantly from those of pure Hα-accretion disks. Therefore, we have included the dependence on charge number Z and mean molecular weights $\mu_{e/I}$ in the Shakura and Sunyaev (1973) scaling relations for the key parameters of the disk. Furthermore, we also consider the case of the pseudo-Newtonian potential of Paczyński and Wiita (1980). These scaling relations might become useful, e.g., when estimating the illumination efficiency of the external parts of the disk. We also address the changes in the structure of the boundary (spreading) layer on the surface of neutron stars that occurs in the case of H-depleted accretion disks.

PACS numbers : `98.35.Mp`

Key words: accretion disks, chemical composition, black holes, neutron stars.

ВВЕДЕНИЕ

Недавние наблюдения галактик с рентгеновской космической обсерватории CHANDRA подтверждают существование компактных сверхъярких рентгеновских источников, светимость которых существенно больше эддингтоновского предела светимости нейтронных звезд и черных дыр со звездными массами 1–15 $M_\odot$ (Лиу, Мирабель, 2005; Робертс и др., 2004а, б). Наиболее впечатляющие результаты были получены с космического рентгеновского телескопа CHANDRA при наблюдениях галактик с областями активного звездообразования (Гримм и др., 2003), где в большом диапазоне светимостей $L = 10^{36}$–10^{40} эрг/с соответствующая функция светимости для массивных двойных рентгеновских систем хорошо описывается единым степенным законом с резким завалом при $L \sim \sim 10^{40.5}$ эрг/с, что более чем на два порядка превышает эддингтоновскую светимость нейтронной звезды солнечной массы. Так как функция светимости таких массивных двойных систем не пока-

[*] Электронный адрес: `dunkel@MPA-Garching.MPG.DE`

[**] Электронный адрес: `sunyaev@hea.iki.rssi.ru`

зывает изменения наклона или каких-либо других особенностей в области несколько выше эддингтоновского предела черных дыр звездной массы, то есть основания предполагать, что сверхъяркие рентгеновские источники представляют собой продолжение популяции "обычных" массивных двойных рентгеновских систем с массами 10–15 $M_{\odot}$ в область больших масс и высоких темпов аккреции (Кинг, 2002; Гримм и др., 2002; Гильфанов, 2004).

Эти новые результаты наблюдений активизируют интерес к вопросу, может ли светимость аккрецирующего объекта превзойти эддингтоновский предел или это реальный верхний предел светимости для аккрецирующих объектов. В настоящее время не существует общепринятой модели для сверхъярких рентгеновских источников и в принципе можно обсудить несколько различных механизмов, приводящих к сверхэддингтоновской светимости. Например, молодые пульсары, энергетика которых обусловлена их быстрым вращением, или джеты, направленные на нас, могут существенно увеличить наблюдаемый рентгеновский поток. Другие возможные варианты: аккреционные slim-диски — диски, которые имеют умеренную толщину даже при сверхэддингтоновском темпе аккреции (Абрамович и др., 1988), или аккреционные диски, у которых возникают неоднородности в областях с доминирующей ролью давления излучения (Бегельманн, 2002). Напротив, многие наблюдатели и теоретики считают, что высокая светимость сверхъярких рентгеновских источников вызвана аккрецией на черные дыры промежуточной массы 10^2–$10^4 M_{\odot}$ (Кубота и др., 2002; Миллер, Колберт, 2004).

С другой стороны, также существует несколько "второстепенных" эффектов (например, связанных с наклоном диска или химическим составом), каждый из которых способен в принципе увеличить наблюдаемую светимость аккрецирующего объекта в два-три раза. Из-за вышеупомянутой однородности функции светимости массивных двойных рентгеновских систем стоит тщательно пересмотреть вклад этих "второстепенных" эффектов, хотя они известны теоретикам уже более 30 лет. В настоящей статье мы хотим сфокусировать наше внимание на случае, когда химический состав аккрецирующего вещества сильно отличается от стандартного. Естественно, в этом случае масса, приходящаяся на каждый электрон аккрецирующего газа, будет больше, чем в чисто водородной плазме или в газе стандартного космического химического состава. Хорошо известно, что в полностью ионизованной плазме, состоящей из гелия, углерода, кислорода, азота или магния (He, C, O, N, Mg), число электронов, приходящихся на один барион, вдвое меньше, а эддингтоновская светимость вдвое выше, чем в случае чисто водородной плазмы.

Существуют наблюдательные свидетельства того, что при определенных условиях аккрецирующий газ в двойных системах может полностью состоять из химических элементов, более тяжелых, чем водород (Хаммер и др., 2005). Например, ряд наблюдений *рентгеновских источников в сверхтесных двойных системах* выявили нейтронные звезды, на которые аккрецирует вещество с гелиевого, углеродного, кислородного, неонового или даже магниевого белого карлика (Джуетт, Чакрабарти, 2003; Нелеманс и др., 2004; Шульц и др., 2001).

Необычный химический состав влияет как на количество энергии, выделяемой при ядерных взрывах на поверхности нейтронной звезды, которые могут наблюдаться в виде рентгеновских вспышек, так и на продолжительность и частоту этих вспышек.

Задачу с нестандартным химическим составом также уместно рассматривать в случае аккреции на черные дыры в массивных двойных рентгеновских системах, находящихся в *областях галактик с активным звездообразованием*. В этом случае в большинстве массивных рентгеновских двойных систем аккреция обеспечивается звездным ветром. Особенно в этом отношении интересен сценарий, когда донором является звезда Вольфа–Райе. Такие звезды могут терять в процессе эволюции значительную часть своей богатой водородом оболочки, и тогда в звездном ветре начинают преобладать другие химические элементы: гелий, а в некоторых случаях даже углерод или азот (Аббот и др., 2004; Кроутер и др., 2002; Хаманн, Коестерке, 2000; ван дер Хухт, 2001).

Например, интенсивный высокоскоростной ветер от звезды-компаньона Вольфа–Райе является источником аккреции для одного из ярчайших рентгеновских источников Млечного Пути — Лебедя X-3 (ван Кервик и др., 1992; Ломмен и др., 2005).

В случае аккреции на черную дыру плотность плазмы в области основного энерговыделения в стандартном водородном аккреционном диске недостаточно высока для формирования чернотельного излучения внутри диска (Шакура, Сюняев, 1973). Более того, в предельном случае, когда $\dot{M}/\dot{M}_{\rm E} \to 1$ и $\alpha \to 1$, оптическая толща становится небольшой (здесь, как обычно, символом $\dot{M}_{\rm E}$ мы обозначаем темп аккреции, соответствующий эддингтоновской светимости, а параметр α характеризует вязкость вещества в аккреционном диске). Поэтому цель нашей статьи состоит в том, чтобы изучить, как плотность, температура и оптическая толща диска зависят от химического состава вещества аккреционного диска в предельном случае, когда диск практически не содержит водорода. Используя подход Шакуры, Сюняева (1973), мы покажем, что при таких специфических условиях возрастает плотность электронов и атомных ядер, что приводит к эффективному росту оптической толщи. Это может повысить устойчивость диска по отношению к переходу в двухтемпературный режим аккреции (Шапиро и др., 1976).

Недавно Хаммер и др. (2005) выполнили численные расчеты структуры внешних областей аккреционных (гелиевых, кислородных, неоновых) дисков в очень тесных двойных системах (детальное рассмотрение модели в отсутствие локального термодинамического равновесия содержится в работе Нагель и др., 2004). Их первоочередной задачей было объяснить особенности оптического спектра этих систем с учетом бланкирования линий металлов и облучения центральным источником. Однако несмотря на значительный теоретический интерес к свойствам аккреционных дисков, обедненных водородом (Мену и др., 2002), мы не смогли найти в литературе простого аналитического результата, описывающего степенными законами масштабные соотношения основных параметров стандартного аккреционного диска с учетом его химического состава для предельного случая, когда аккрецирующее вещество обеднено водородом и даже гелием. Поэтому формулы, приведенные ниже и полученные первоначально как часть более сложного исследования, возможно, окажутся полезными при интерпретации данных наблюдений и для выведения простых аналитических оценок. И, наконец, стоит упомянуть, что высокое процентное содержание гелия или более тяжелых элементов не только уменьшает примерно вдвое высоту диска, но также изменяет ширину и поверхностную яркость пограничного (растекающегося) слоя на поверхности нейтронной звезды. Таким образом, в промежутках между рентгеновскими вспышками аккреция более тяжелых элементов приводит к нагреву внешних частей диска рентгеновским излучением, которое выходит наружу как из центральных областей диска (это применимо и к случаю аккреции на черную дыру), так и с поверхности нейтронной звезды (Лютый, Сюняев, 1976).

СТРУКТУРА АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ, СОСТОЯЩИХ ПРЕИМУЩЕСТВЕННО ИЗ ГЕЛИЯ И МЕТАЛЛОВ

Гидродинамические уравнения, рассмотренные Шакурой и Сюняевым (1973), явным образом не зависят от химического состава диска. Точнее, в этой модели химический состав входит только через термодинамические соотношения для давления и плотности энергии газа

$$P_{\rm g} = \frac{\rho k T}{\mu m_p}, \qquad \epsilon_{\rm g} = \frac{3}{2}\frac{\rho k T}{\mu m_p} \tag{1а}$$

и через усредненные по Росселанду непрозрачности для томсоновского рассеяния и свободно-свободных переходов

$$\kappa_{\rm T} = \frac{\sigma_{\rm T}}{\mu_e m_p} = \frac{0.398}{\mu_e}\ \text{см}^2\ \text{г}^{-1}, \tag{1б}$$

$$\kappa_{\rm ff} = 0.12\frac{Z^2}{\mu_e \mu_{\rm I}}\left(\frac{\rho\text{см}^3}{m_p}\right)\left(\frac{T}{\rm K}\right)^{-7/2}\ \text{см}^2\ \text{г}^{-1}. \tag{1в}$$

Здесь Z — заряд ионов, ρ — плотность вещества, k — постоянная Больцмана, $\sigma_{\rm T}$ — сечение томсоновского рассеяния, T — температура, m_p — масса протона, $\mu_{e,{\rm I}}$ — средний молекулярный вес электронов и ионов соответственно, $\mu^{-1} = \mu_e^{-1} + \mu_{\rm I}^{-1}$. Выражения для толщины диска, поверхностной плотности и т.д. даются ниже формулами (4)–(6), которые были получены с использованием уравнений (1) и подхода Шакуры, Сюняева (1973). В частности, соотношения (4)–(6) получены с использованием ньютоновского потенциала $\Phi = -GM/(R^2+z^2)^{1/2}$, где R — цилиндрический радиус. Однако нетрудно видеть, что масштабные соотношения с учетом химического состава (см. таблицу) остаются справедливыми и при включении в расчеты релятивистских поправок в форме псевдоньютоновского потенциала Пачинского, Вииты (1980). Это явно следует из результатов, приведенных в Приложении. Удобно представить результаты, используя безразмерные величины: $m = M/M_\odot$, $\dot m = \dot M/\dot M_{\rm E}$, $r = R/r_0$ и $s = 1 - r^{-1/2}$, где $r_0 = 3r_{\rm G} = 6GM/c^2 = m8.86$ км. Полная светимость бесконечного α-диска, простирающегося от r_0 до ∞, может быть представлена как $L_\infty = \zeta \dot M c^2$ с эффективностью $\zeta = 1/12$ в случае ньютоновского потенциала и $\zeta \approx 0.06$ для шварцшильдовской черной дыры. Критическая эддингтоновская светимость, являющаяся верхним пределом для случая сферически-симметричной аккреции, может быть записана в виде

$$L_{\rm E} = \mu_e L_{\rm E,H} = \mu_e\frac{2\pi r_{\rm G} m_p c^3}{\sigma_{\rm T}} = \mu_e m(1.26\times10^{38}\ \text{эрг с}^{-1}), \tag{2}$$

здесь и ниже величины, помеченные индексом H, относятся к случаю полностью ионизованной чисто водородной плазмы. Из условия $L_\infty = L_{\rm E}$ получаем соответствующий критический темп аккреции:

$$\dot M_{\rm E} = \mu_e \dot M_{\rm E,H} = \mu_e\zeta^{-1} m(2.22\times10^{-9} M_\odot\ \text{год}^{-1}). \tag{3}$$

Для внутренней зоны диска зона (A), где доминирующую роль играет давление излучения, $P_{\rm g} \ll P_\gamma$ и $\kappa_{\rm T} \gg \kappa_{\rm ff}$, находим

$$H = \zeta^{-1} m \dot m s(2.2\ \text{км}), \tag{4}$$

$$\Sigma = \zeta\mu_e\alpha^{-1}\dot m^{-1}r^{3/2}s^{-1}(9.9\times10^2\ \text{г см}^{-2}),$$
$$\rho_\text{c} = \zeta^2\mu_e\alpha^{-1}m^{-1}\dot m^{-2}r^{3/2}s^{-2}(2.2\times10^{-4}\ \text{г см}^{-3}),$$
$$n_\text{ec} = \zeta^2\alpha^{-1}m^{-1}\dot m^{-2}r^{3/2}s^{-2}(1.3\times10^{20}\ \text{см}^{-3}),$$
$$\bar v_R = \zeta^{-2}\alpha\dot m^2 r^{-5/2}s(-2.5\times10^3\ \text{км с}^{-1}),$$
$$\epsilon_{\gamma\text{c}} = \mu_e\alpha^{-1}m^{-1}r^{-3/2}(3.1\times10^{15}\ \text{эрг см}^{-3}),$$
$$P_\text{c} = \mu_e\alpha^{-1}m^{-1}r^{-3/2}(1.0\times10^{15}\ \text{эрг см}^{-3}),$$
$$T_\text{c} = \mu_e^{1/4}\alpha^{-1/4}m^{-1/4}r^{-3/8}(2.5\times10^7\ \text{K}),$$
$$\tau_\text{c} = Z\zeta^2\mu_e^{1/16}\mu_\text{I}^{-1/2}\alpha^{-17/16}\times$$
$$\times\, m^{-1/16}\dot m^{-2}r^{93/32}s^{-2}(1.4\times10^{-2}),$$

где мы ввели обозначение $\dot m = \dot m_\text{H}/\mu_e$. Здесь индексом “c” помечены величины, относящиеся к плоскости симметрии диска, H — толщина диска, Σ — поверхностная плотность, $\bar v_R$ — радиальная скорость (усредненная по толщине диска), $\epsilon_{\gamma\text{c}}$ — плотность лучистой энергии, $n_\text{ec} = \rho_c/(\mu_e m_p)$ — количество электронов в единице объема, $\tau = (\kappa_\text{T}\kappa_\text{ff})^{1/2}\,\Sigma/2$ — эффективная оптическая толща (Шакура, Сюняев, 1973).

Подобным же образом для промежуточной зоны (зоны B), где $P_\text{g} \gg P_\gamma$ и $\kappa_\text{T} \gg \kappa_\text{ff}$, имеем

$$H = \zeta^{-1/5}\mu^{-2/5}\mu_e^{1/10}\alpha^{-1/10}\times \tag{5}$$
$$\times\, m^{9/10}\dot m^{1/5}r^{21/20}s^{1/5}(1.0\times10^{-1}\ \text{км}),$$
$$\Sigma = \zeta^{-3/5}\mu^{4/5}\mu_e^{4/5}\alpha^{-4/5}m^{1/5}\times$$
$$\times\, \dot m^{3/5}r^{-3/5}s^{3/5}(4.7\times10^4\ \text{г см}^{-2}),$$
$$\rho_\text{c} = \zeta^{-2/5}\mu^{6/5}\mu_e^{7/10}\alpha^{-7/10}\times$$
$$\times\, m^{-7/10}\dot m^{2/5}r^{-33/20}s^{2/5}(2.3\ \text{г см}^{-3}),$$
$$n_\text{ec} = \zeta^{-2/5}\mu^{6/5}\mu_e^{-3/10}\alpha^{-7/10}\times$$
$$\times\, m^{-7/10}\dot m^{2/5}r^{-33/20}s^{2/5}(1.4\times10^{24}\ \text{см}^{-3}),$$
$$\bar v_R = \zeta^{-2/5}\mu^{-4/5}\mu_e^{1/5}\alpha^{4/5}\times$$
$$\times\, m^{-1/5}\dot m^{2/5}r^{-2/5}s^{-3/5}(-5.3\ \text{км с}^{-1}),$$
$$\epsilon_{\gamma\text{c}} = \zeta^{-8/5}\mu^{4/5}\mu_e^{4/5}\alpha^{-4/5}\times$$
$$\times\, m^{-4/5}\dot m^{8/5}r^{-18/5}s^{8/5}(1.5\times10^{18}\ \text{эрг см}^{-3}),$$
$$P_\text{c} = \zeta^{-4/5}\mu^{2/5}\mu_e^{9/10}\alpha^{-9/10}\times$$
$$\times\, m^{-9/10}\dot m^{4/5}r^{-51/20}s^{4/5}(2.3\times10^{16}\ \text{эрг см}^{-3}),$$
$$T_\text{c} = \zeta^{-2/5}\mu^{1/5}\mu_e^{1/5}\alpha^{-1/5}\times$$
$$\times\, m^{-1/5}\dot m^{2/5}r^{-9/10}s^{2/5}(1.2\times10^8\ \text{K}),$$
$$\tau_\text{c} = Z\zeta^{-1/10}\mu^{21/10}\mu_e^{-1/5}\mu_\text{I}^{-1/2}\alpha^{-4/5}\times$$
$$\times\, m^{1/5}\dot m^{1/10}r^{3/20}s^{1/10}(4.5\times10^1),$$

Относительные количественные изменения по сравнению с чисто водородным, полностью ионизованным аккреционным диском с $\mu_\text{I} = \mu_e = Z = 1$ и одних и тех же значениях параметров α, M, $\dot M$.

I^{Z+}	He^{2+}	C^{6+}	N^{7+}	O^{8+}	Mg^{12+}
Z	2	6	7	8	12
μ	4/3	12/7	14/8	16/9	24/13
μ_e	2	2	2	2	2
μ_I	4	12	14	16	24
$\dot M_\text{E}/\dot M_\text{E, H}$	2	2	2	2	2
Зона A					
H/H_H	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
Σ/Σ_H	4	4	4	4	4
$\rho_\text{c}/\rho_\text{c, H}$	8	8	8	8	8
$n_\text{ec}/n_\text{ec, H}$	4	4	4	4	4
$\bar v_R/\bar v_{R,\text{ H}}$	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25
$\epsilon_{\gamma\text{c}}/\epsilon_{\gamma\text{c, H}}$	2	2	2	2	2
$P_\text{c}/P_\text{c, H}$	2	2	2	2	2
$T_\text{c}/T_\text{c, H}$	1.19	1.19	1.19	1.19	1.19
$\tau_\text{c}/\tau_\text{c, H}$	4.18	7.23	7.81	8.35	10.23
$t_\text{Co}/t_\text{Co, H}$	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
Зона B					
H/H_H	0.63	0.57	0.57	0.56	0.55
Σ/Σ_H	2.51	3.08	3.13	3.17	3.27
$\rho_\text{c}/\rho_\text{c, H}$	3.99	5.40	5.54	5.64	5.90
$n_\text{ec}/n_\text{ec, H}$	2.00	2.70	2.77	2.82	2.95
$\bar v_R/\bar v_{R,\text{H}}$	0.40	0.32	0.32	0.32	0.31
$\epsilon_{\gamma\text{c}}/\epsilon_{\gamma\text{c, H}}$	1.26	1.54	1.56	1.58	1.63
$P_\text{c}/P_\text{c, H}$	1.59	1.75	1.77	1.78	1.81
$T_\text{c}/T_\text{c, H}$	1.06	1.11	1.12	1.12	1.13
$\tau_\text{c}/\tau_\text{c, H}$	2.27	5.13	5.66	6.15	7.84
$t_\text{Co}/t_\text{Co, H}$	0.79	0.65	0.64	0.63	0.61
Зона C					
H/H_H	0.64	0.64	0.64	0.64	0.65
Σ/Σ_H	2.24	2.42	2.42	2.42	2.39
$\rho_\text{c}/\rho_\text{c, H}$	3.34	3.76	3.76	3.76	3.69
$n_\text{ec}/n_\text{ec, H}$	1.67	1.88	1.88	1.88	1.84
$\bar v_R/\bar v_{R,\text{ H}}$	0.45	0.41	0.41	0.41	0.42
$\epsilon_{\gamma\text{c}}/\epsilon_{\gamma\text{c, H}}$	2.02	4.03	4.38	4.69	5.73
$P_\text{c}/P_\text{c, H}$	1.50	1.56	1.56	1.55	1.54
$T_\text{c}/T_\text{c, H}$	1.19	1.41	1.45	1.47	1.55
$\tau_\text{c}/\tau_\text{c, H}$	1.50	2.21	2.30	2.38	2.61
$t_\text{Co}/t_\text{Co, H}$	0.50	0.25	0.23	0.21	0.17

Примечание. Внутренняя зона A: $P_\text{g} \ll P_\gamma$ и $\kappa_\text{T} \gg \kappa_\text{ff}$. Промежуточная зона B: $P_\text{g} \gg P_\gamma$ и $\kappa_\text{T} \gg \kappa_\text{ff}$. Внешняя зона C: $P_\text{g} \gg P_\gamma$ и $\kappa_\text{T} \ll \kappa_\text{ff}$. Все величины относятся к дискам, состоящим из ионов только одного вида. Такие же результаты для псевдоньютоновского потенциала (Пачинский, Виита, 1980) даны в Приложении.

а также для внешней зоны (зоны C), где $P_\mathrm{g} \gg P_\gamma$ и $\kappa_\mathrm{T} \ll \kappa_\mathrm{ff}$:

$$H = Z^{1/10}\zeta^{-3/20}\mu^{-3/8}\mu_e^{1/10}\mu_\mathrm{I}^{-1/20}\alpha^{-1/10} \times \times m^{9/10}\dot{m}^{3/20}r^{9/8}s^{3/20}(6.1 \times 10^{-2}\ \text{км}), \tag{6}$$

$$\Sigma = Z^{-1/5}\zeta^{-7/10}\mu^{3/4}\mu_e^{4/5}\mu_\mathrm{I}^{1/10}\alpha^{-4/5} \times \times m^{1/5}\dot{m}^{7/10}r^{-3/4}s^{7/10}(1.3 \times 10^5\ \text{г см}^{-2}),$$

$$\rho_\mathrm{c} = Z^{-3/10}\zeta^{-11/20}\mu^{9/8}\mu_e^{7/10}\mu_\mathrm{I}^{3/20}\alpha^{-7/10} \times \times m^{-7/10}\dot{m}^{11/20}r^{-15/8}s^{11/20}(1.0 \times 10^1\ \text{г см}^{-3}),$$

$$n_{e\mathrm{c}} = Z^{-3/10}\zeta^{-11/20}\mu^{9/8}\mu_e^{-3/10}\mu_\mathrm{I}^{3/20}\alpha^{-7/10} \times \times m^{-7/10}\dot{m}^{11/20}r^{-15/8}s^{11/20}(6.3 \times 10^{24}\ \text{см}^{-3}),$$

$$\bar{v}_R = Z^{1/5}\zeta^{-3/10}\mu^{-3/4}\mu_e^{1/5}\mu_\mathrm{I}^{-1/10}\alpha^{4/5} \times \times m^{-1/5}\dot{m}^{3/10}r^{-1/4}s^{-7/10}(-2.0\ \text{км с}^{-1}),$$

$$\epsilon_{\gamma\mathrm{c}} = Z^{4/5}\zeta^{-6/5}\mu\mu_e^{4/5}\mu_\mathrm{I}^{-2/5}\alpha^{-4/5} \times \times m^{-4/5}\dot{m}^{6/5}r^{-3}s^{6/5}(2.7 \times 10^{16}\ \text{эрг см}^{-3}),$$

$$P_\mathrm{c} = Z^{-1/10}\zeta^{-17/20}\mu^{3/8}\mu_e^{9/10}\mu_\mathrm{I}^{1/20}\alpha^{-9/10} \times \times m^{-9/10}\dot{m}^{17/20}r^{-21/8}s^{17/20}(3.8 \times 10^{16}\ \text{эрг см}^{-3}),$$

$$T_\mathrm{c} = Z^{1/5}\zeta^{-3/10}\mu^{1/4}\mu_e^{1/5}\mu_\mathrm{I}^{-1/10}\alpha^{-1/5} \times \times m^{-1/5}\dot{m}^{3/10}r^{-3/4}s^{3/10}(4.3 \times 10^7\ \text{К}),$$

$$\tau_\mathrm{c} = Z^{3/10}\zeta^{-9/20}\mu^{7/8}\mu_e^{-1/5}\mu_\mathrm{I}^{-3/20}\alpha^{-4/5} \times \times m^{1/5}\dot{m}^{9/20}r^{-3/8}s^{9/20}(1.5 \times 10^3).$$

Зоны диска обозначены A, B и C так же, как в работе Шакуры, Сюняева (1973). Численные значения, полученные из приведенных выше формул, для различных типов чистой, полностью ионизованной плазмы даются в таблице. Например, в таблице показано, что по сравнению с чисто водородным диском с такими же значениями параметров $\alpha, M, \dot{M}$ диск становится примерно вдвое тоньше, если он состоит из более тяжелых элементов. Проверка на основании уравнения Саха (Ландау, Лившиц, 2003) показывает, что рассмотрение полностью ионизованных гелия, углерода, магния и т.д. является хорошим приближением в случае сверхтесных двойных звездных систем, имеющих горячие аккреционные диски малых размеров.

В дополнение к величинам из уравнений (4)–(6) мы включили в таблицу относительные изменения характерных времен комптонизации (Поздняков и др., 1983)

$$t_\mathrm{Co} = \frac{3}{8}\frac{m_e c}{\sigma_\mathrm{T}\epsilon_{\gamma\mathrm{c}}}. \tag{7}$$

Другое важное характерное время — это время установления равновесия в результате обмена энергией между быстрыми электронами и медленными ионами (Спитцер, 1965)

$$t_\mathrm{eq} = \frac{A}{Z^2 \ln \Lambda}\left(\frac{\text{см}^{-3}}{n_\mathrm{Ic}}\right) \times \times \left(\frac{kT_\mathrm{c}}{m_e c^2}\right)^{3/2}(1.1 \times 10^{17}\ \text{с}) = = \frac{A\mu_\mathrm{I}}{Z^2 \ln \Lambda}\left(\frac{\text{г см}^{-3}}{\rho_\mathrm{c}}\right)\left(\frac{kT_\mathrm{c}}{m_e c^2}\right)^{3/2}(1.9 \times 10^{-7}\ \text{с}), \tag{8}$$

где $n_\mathrm{Ic} = \rho_c/(\mu_I m_p)$ — число ионов в единице объема в плоскости симметрии диска. Величины t_eq и t_Co можно сравнить с характерным временем радиального движения $t_R = R/\bar{v}_R$ или, напротив, с характерным временем вращения $t_\Omega = 2\pi R/\Omega$. Стоит заметить, что в противоположность величинам t_eq, t_Co, t_R характерное время вращения t_Ω не зависит от химического состава. Двухтемпературный режим аккреции может развиваться в горячей внутренней части диска, если эта часть становится оптически тонкой и если выполняется условие $t_\mathrm{eq} \gg t_\Omega$ (Шапиро и др., 1976).

РАСТЕКАЮЩИЙСЯ ПО ПОВЕРХНОСТИ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

Главное различие между аккрецией на черные дыры и на нейтронные звезды обусловлено тем фактом, что на поверхности нейтронной звезды кинетическая энергия аккрецирующего вещества трансформируется в энергию излучения, а в случае черной дыры энергия полностью поглощается. Существует несколько различных моделей пограничного слоя, возникающего вблизи поверхности нейтронных звезд (Сюняев, Шакура, 1986; Попхам, Сюняев, 2001). В модели слоя, растекающегося по поверхности медленно вращающейся звезды, появляются два ярких, равноудаленных от экватора пояса, которые излучают в соответствии с локальным эддингтоновским потоком

$$q_\mathrm{E}(\theta) = \frac{L_\mathrm{E}}{4\pi R_*^2}\left[1 - \left(\frac{v_\phi(\theta)}{v_\mathrm{K}}\right)^2\right] = = \mu_e \frac{GM}{R_*^2}\frac{m_p c}{\sigma_\mathrm{T}}\left[1 - \left(\frac{v_\phi(\theta)}{v_\mathrm{K}}\right)^2\right], \tag{9}$$

где R_* — радиус нейтронной звезды, θ — широта ($\theta = 0$ соответствует "экваториальной" плоскости симметрии диска), $v_\mathrm{K} = (GM/R_*)^{1/2}$ — кеплеровская скорость, v_ϕ — скорость вращения на поверхности звезды, ее можно найти из решения уравнений для пограничного слоя (Иногамов, Сюняев, 1999). Локальный эддингтоновский поток $q_\mathrm{E}(\theta)$

определяется разностью силы тяготения и центробежной силы, которая обусловлена вращением аккрецирующего вещества на поверхности звезды. Следовательно, так как $L_\mathrm{E} = \mu_e L_\mathrm{E,H}$, в формуле (9) подразумевается, что поток лучистой энергии, который может быть испущен с поверхности нейтронной звезды, увеличивается пропорционально μ_e (малые отклонения от этой простой пропорциональности могут быть вызваны слабой зависимостью v_ϕ от химических параметров μ_e и μ). Поэтому в случае гелиевых или богатых металлами аккреционных дисков поток лучистой энергии увеличивается примерно вдвое (при одном и том же темпе аккреции $\dot M$) по сравнению с чисто водородными дисками. Более того, подобно толщине диска H, меридиональная высота H_sl пограничного (растекающегося) слоя, которая может быть оценена из энергетического баланса (Иногамов, Сюняев, 1999)

$$\frac{\dot M v_\mathrm{K}^2}{2} = L_\mathrm{sl} = L_\mathrm{E}\frac{H_\mathrm{sl}}{R_*} = \mu_e L_\mathrm{E,H}\frac{H_\mathrm{sl}}{R_*}, \tag{10}$$

уменьшается при одной и той же величине $\dot M$, если диск состоит их химических элементов, более тяжелых, чем водород.

Авторы благодарны Н.И. Шакуре за интерес к работе и замечания.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ПОТЕНЦИАЛ ПАЧИНСКОГО–ВИИТЫ

Как обсуждается в работе Пачинского, Вииты (1980), эффекты общей теории относительности могут быть смоделированы, используя замену ньютоновского потенциала $\Phi = -GM/r$ модифицированным потенциалом

$$\hat\Phi(R,z) = -\frac{GM}{r - r_\mathrm{G}}, \tag{11}$$

с фактором эффективности энерговыделения $\zeta = 1/16$ в противоположность Ньютоновскому значению $\zeta = 1/12$. Для упрощения последующих формул удобно ввести три безразмерных поправочных множителя

$$\chi_0 \equiv \frac{R}{R - r_\mathrm{G}} = \frac{r}{r - 1/3}, \tag{12}$$

$$\chi_1 \equiv \frac{3}{2} - \frac{R + \sqrt{3Rr_\mathrm{G}}}{2(R - r_\mathrm{G})} = \frac{3}{2} - \frac{r + \sqrt{r}}{2(r - 1/3)},$$

$$\chi_2 \equiv \frac{R(3R - r_\mathrm{G})}{6(R - r_\mathrm{G})^3}\left(2R - \sqrt{3Rr_\mathrm{G}} - 3r_\mathrm{G}\right) = \frac{r(3r - 1/3)}{6(r - 1/3)^3}\left(2r - \sqrt{r} - 1\right).$$

Эти множители показывают, что релятивистские поправки важны только в самых центральных (внутренних) частях диска. Поэтому мы ограничимся представлением результатов только для зон A и B.

Зона A. В случае доминирования давления излучения, $P_\mathrm{g} \ll P_\gamma$, и преобладания томсоновского рассеяния, $\kappa_\mathrm{T} \gg \kappa_\mathrm{ff}$, можно получить:

$$\begin{aligned}
\hat H(R) &= \chi_0^{-2}\chi_2 H, \\
\hat\Sigma(R) &= \chi_0^2\chi_1\chi_2^{-2}\Sigma, \\
\hat\rho_\mathrm{c}(R) &= \chi_0^4\chi_1\chi_2^{-3}\rho_\mathrm{c}, \\
\hat n_{e\mathrm{c}}(R) &= \chi_0^4\chi_1\chi_2^{-3}n_{e\mathrm{c}}, \\
\hat{\bar v}_R(R) &= \chi_0^{-2}\chi_1^{-1}\chi_2^2\bar v_R, \\
\hat\epsilon_{\gamma\mathrm{c}}(R) &= \chi_0^2\chi_1\chi_2^{-1}\epsilon_{\gamma\mathrm{c}}, \\
\hat P_\mathrm{c}(R) &= \chi_0^2\chi_1\chi_2^{-1}P_\mathrm{c} \\
\hat T_\mathrm{c}(R) &= \chi_0^{1/2}\chi_1^{1/4}\chi_2^{-1/4}T_\mathrm{c}, \\
\hat\tau_\mathrm{c}(R) &= \chi_0^{25/8}\chi_1^{17/16}\chi_2^{-49/16}\tau_\mathrm{c},
\end{aligned} \tag{13}$$

где в правые части должны быть вставлены результаты из соотношений (4) (здесь и ниже величины, не помеченные значком “ˆ”, относятся к выражениям, выведенным для случая ньютоновского потенциала).

Зона B. В случае доминирования газового давления, $P_\mathrm{g} \gg P_\gamma$, и преобладания томсоновского рассеяния, $\kappa_\mathrm{T} \gg \kappa_\mathrm{ff}$, можно получить:

$$\begin{aligned}
\hat H(R) &= \chi_0^{-1}\chi_1^{1/10}\chi_2^{1/10}H, \\
\hat\Sigma(R) &= \chi_1^{4/5}\chi_2^{-1/5}\Sigma, \\
\hat\rho_\mathrm{c}(R) &= \chi_0\chi_1^{7/10}\chi_2^{-3/10}\rho_\mathrm{c}, \\
\hat n_{e\mathrm{c}}(R) &= \chi_0\chi_1^{7/10}\chi_2^{-3/10}n_{e\mathrm{c}}, \\
\hat{\bar v}_R(R) &= \chi_1^{-4/5}\chi_2^{1/5}\bar v_R, \\
\hat\epsilon_{\gamma\mathrm{c}}(R) &= \chi_1^{4/5}\chi_2^{4/5}\epsilon_{\gamma\mathrm{c}}, \\
\hat P_\mathrm{c}(R) &= \chi_0\chi_1^{9/10}\chi_2^{-1/10}P_\mathrm{c}, \\
\hat T_\mathrm{c}(R) &= \chi_1^{1/5}\chi_2^{1/5}T_\mathrm{c}, \\
\hat\tau_\mathrm{c}(R) &= \chi_0^{1/2}\chi_1^{4/5}\chi_2^{-7/10}\tau_\mathrm{c},
\end{aligned} \tag{14}$$

где в правые части уравнения нужно вставить результаты из соотношений (5).

Безразмерный радиус перехода r_AB, разделяющий зоны A и B, может быть определен из условий $\hat T^\mathrm{A}(r_\mathrm{AB}) = \hat T^\mathrm{B}(r_\mathrm{AB})$; т.е. r_AB получается из решения уравнения

$$r^{21/16}s^{-1}\chi_0^{5/4}\chi_1^{1/8}\chi_2^{-9/8} = 47.3\zeta^{-1}\mu^{1/2}\mu_e^{-1/8}\alpha^{1/8}m^{1/8}\dot m. \tag{15}$$

Функция в левой части уравнения достигает своего *минимального* значения 14.8 при $r = 2.54$. Следовательно, зона A существует, только если

$$0.02 < \mu^{1/2}\mu_e^{-1/8}\alpha^{1/8}m^{1/8}\dot{m}, \qquad (16)$$

где мы использовали фактор эффективности $\zeta = 1/16$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аббот и др. (J.B. Abbott, P.A. Crowther, L. Drissen *et al.*), MNRAS **350**, 552 (2004).
2. Абрамович и др. (M.A. Abramowicz, B. Czerny, J.P. Lasota, *et al.*), Astrophys. J. **332**, 646 (1988).
3. Бегельманн (M.C. Begelmann), Astrophys. J. **568**, L97 (2002).
4. ван дер Хухт (K.A. van der Hucht), New Astron. Rev. **45**, 135 (2001).
5. ван Керквик и др. (M.H. van Kerkwijk, P.A. Charles, T. R. Geballe, *et al.*), Nature **355**, 703 (1992).
6. Гильфанов (M. Gilfanov), Prog. Theor. Phys. Suppl. **155**, 49 (2004).
7. Гримм и др. (H.-J. Grimm, M. Gilfanov, and R.A. Sunyaev), Astron. Astrophys. **392**, 923 (2002).
8. Гримм и др. (H.-J. Grimm, M. Gilfanov, and R.A. Sunyaev), MNRAS, **339**, 793 (2003).
9. Джуетт, Чакрабарти (A.M. Juett and D. Chakrabarty), Astrophys. J. **599**, 498 (2003).
10. Иногамов Н.А., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. **25**, 323 (1999).
11. Кинг (A.R. King), MNRAS **335**, L13 (2002).
12. Кроутер и др. (P.A. Crowther, L. Dessart, D.J. Hillier, *et al.*), Astron. Astrophys. **392**, 653 (2002).
13. Кубота и др. (A. Kubota, C. Done, and K. Makishima), MNRAS **337**, L11 (2002).
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., *Статистическая физика* (М.: Наука, 2003).
15. Лиу, Мирабель (Q.Z. Liu and I.F. Mirabel), Astron. Astrophys. **429**, 1125 (2005).
16. Ломмен и др. (D. Lommen, L. Yungelson, E. van den Heuvel, *et al.*), Astron. Astrophys., in press (2005); astro-ph/0507304.
17. Лютый В.М., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. **20** (1976).
18. Мену и др. (K. Menou, R. Perna, and L. Hernquist), Astrophys. J. **564**, L81 (2002).
19. Миллер, Колберт (M.C. Miller and E.J.M. Colbert), Int. J. Mod. Phys. D **13**, 1 (2004).
20. Нагель и др. (T. Nagel, S. Dreizler, T. Rauch, *et al.*), Astron. Astrophys. **428**, 109 (2004).
21. Нелеманс и др. (G. Nelemans, P.G. Jonker, T.R. Marsh, *et al.*), MNRAS **348**, L7 (2004).
22. Пачинский, Виита (B. Paczyńsky and P.J. Wiita), Astron. Astrophys. **88**, 23 (1980).
23. Поздняков и др. (L.A. Pozdnyakov, I.M. Sobol, and R.A. Sunyaev), Sov. Sci. Rev. Sec. E: Astrophys. Space Phys. Rev. **2**, 189 (1983).
24. Попхам, Сюняев (R. Popham and R.A. Sunyaev), Astrophys. J. **547**, 355 (2001).
25. Робертс и др. (T.P. Roberts, R.S. Warwick, M.J. Ward, *et al.*), MNRAS **349**, 1193 (2004a).
26. Робертс и др. (T.P. Roberts, R.S. Warwick, M.J. Ward, *et al.*), MNRAS **350** (1536 (2004б).
27. Сибгатуллин Н.Р., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. **26**, 899 (2000).
28. Спитцер Л., *Физика полностью ионизованного газа* (М.: Мир, 1965).
29. Сюняев Р.А., Шакура Н.И., Письма в Астрон. журн. **12**, 286 (1986).
30. Хаманн, Коестерке (W.-R. Hamann and L. Koesterke), Astron. Astrophys. **360**, 647 (2000).
31. Хаммер и др. (N.J. Hammer, D.-J. Kusterer, T. Nagel, *et al.*), ASP Conf. Ser. **330**, 333 (2005).
32. Шакура, Сюняев (N.I. Shakura and R.A. Sunyaev), Astron. Astrophys. **24**, 337 (1973).
33. Шапиро и др. (S.L. Shapiro, A.P. Lightman, and D.M. Eardley), Astrophys. J. **204**, 187 (1976).
34. Шульц и др. (N.S. Schulz, D. Chakrabarty, H.L. Marshall, *et al.*), Astrophys. J. **563**, 941 (2001).