

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Возможные электромагнитные проявления
сливающихся чёрных дыр

Д.В. Бисикало, А.Г. Жилкин, Е.П. Курбатов

Проведено моделирование отклика аккреционного диска на потерю 5 % массы аккректора, образовавшегося в результате слияния двойной чёрной дыры звёздной массы. Параметры исходной двойной системы соответствовали гравитационно-волновому источнику GW170814. Авторами осуществлена серия расчётов дисков с радиативным и конвективным механизмом переноса тепла, а также с различным темпом аккреции. В моделях учитывались вклад в давление со стороны излучения и адиабатическое расширение диска в вертикальном направлении. Уменьшение массы аккректора из-за излучения гравитационных волн привело к тому, что в диске развилось сильное гидродинамическое возмущение, которое менее чем через 1 с переросло в ударную волну. В результате ударного нагрева светимость конвективных дисков возросла на 3–5 порядков величины, до 10^{43} эрг с^{-1} . Светимость радиативных дисков увеличилась на 1–2 порядка, до 10^{40} эрг с^{-1} . Показано, что для источника, удалённого на расстояние 540 Мпк (как в случае события GW170814), поярчение диска могло быть детектировано рентгеновской обсерваторией XMM-Newton.

Ключевые слова: гравитационные волны, чёрные дыры, двойные звёзды, слияние чёрных дыр, аккреционные диски

PACS numbers: 04.30.Tv, 97.10.Gz, **97.80. – d**

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.04.038591>

Содержание

1. Введение (1213).
2. Постановка задачи (1214).
3. Диск с газовым давлением (1216).
3.1. Автомодельные волны. 3.2. Численная модель и результаты расчётов.
4. Учёт давления излучения (1222).
4.1. Численная модель. 4.2. Результаты расчётов.
5. Учёт вертикального расширения (1224).
5.1. Численная модель. 5.2. Результаты расчётов.
6. Обсуждение и выводы (1227).
- Список литературы (1229).

1. Введение

Как известно, система двух обращающихся гравитирующих тел излучает гравитационные волны (ГВ) [1]. Волны уносят энергию и вследствие анизотропии излучения импульс. В результате компоненты двойной системы сближаются и происходит их слияние. Согласно теоретическим представлениям наибольшей интенсивностью ГВ-излучения обладают двойные чёрные дыры (ЧД) [2], а наибольшую вероятность обнаружения имеют двойные ЧД звёздных масс [3, 4]. Начиная с 2015 г. на детекторах

LIGO (Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory) и Virgo было обнаружено несколько ГВ-событий, сопровождающих слияние пар ЧД (см. [5] и приведённые там ссылки). Пары находились на расстояниях от нескольких сотен до нескольких тысяч Мпк, что соответствует частоте слияний¹ порядка 100 Гпк^{–3} год^{–1}.

Следствием потери энергии двойной системой при излучении гравитационных волн является то, что масса продукта слияния на несколько процентов меньше массы исходной двойной системы [8]. Потеря импульса приводит к тому, что объект получает импульс отдачи (kick) [9], в результате чего приобретает скорость до 1000 км с^{-1} [10].

Если двойная система окружена оболочкой или аккреционным диском, то вещество диска в результате слияния испытывает возмущение. Впервые идея о том, что потеря массы двойной ЧД может привести к дестабилизации аккреционного диска, была высказана в работе [11]. В работе [12] показано, что эффект отдачи ЧД и следующее за этим гравитационное возмущение могут возбуждать в диске ударные волны. Наконец, сами возмущения метрики вызывают в диске механические напряжения, которые могут диссипировать на вязкой шкале времени [13] или превращаться в ударные волны [14]. Эти явления должны приводить к отклику аккреционного диска в виде электромагнитного излучения: увеличению светимости и квазипериодическим вспышкам.

Ранее довольно много работ на эту тему касалось слияния сверхмассивных ЧД в ядрах галактик (см., например, [12, 15–17]). Так, если двойная ЧД с полной

Д.В. Бисикало^(*), А.Г. Жилкин^(†), Е.П. Курбатов^(‡)
Институт астрономии РАН,
ул. Пятницкая 48, 119017 Москва, Российская Федерация
E-mail: ^(*) bisikalo@inasan.ru, ^(†) zhilkin@inasan.ru,
^(‡) kurbatov@inasan.ru

Статья поступила 13 июня 2019 г.

¹ Популяционные модели предсказывают больший темп слияний [3, 6, 7].

массой $10^6 M_\odot$ после слияния теряет 5 % массы, то светимость аккреционного диска возрастает на порядок, до 10^{43} эрг с^{-1} [16]. Эффект импульса отдачи приводит к сравнимому возрастанию светимости, однако его величина существенно зависит от плохо определённых параметров сливающейся двойной [18, 19]. В отношении ЧД звёздных масс были также получены оценки появления аккреционного диска до $10^{42} - 10^{43}$ эрг с^{-1} , с максимумом в рентгеновской части спектра [20].

Сценарий образования диска вокруг сверхмассивной ЧД довольно очевиден: слияние галактик, при котором продукт слияния сохраняет достаточно большой угловой момент для поддержания дисковой морфологии. В случае ЧД звёздной массы можно отметить несколько путей формирования циркумбинарного диска: источником вещества диска могут быть молекулярное облако, ветер от третьей звезды в иерархической системе, остатки звезды, разрушенной приливным воздействием, и т.п. В работе [21] было высказано предположение, что двойная ЧД появляется вследствие ротационной неустойчивости при коллапсе ядра массивной звезды ($> 100 M_\odot$), при этом оболочка звезды становится источником электромагнитного излучения.

В настоящей статье приведены результаты развития наших исследований отклика циркумбинарного аккреционного диска в системе двойной ЧД звёздной массы на потерю 5 % массы аккретора [22]. В дополнение к расчётам аккреционного диска с доминированием газового давления [22] нами разработана численная модель и выполнены две серии расчётов развития возмущений: в аккреционном диске с учётом вклада давления излучения и с учётом адиабатического нагрева и охлаждения диска, обусловленных вертикальным движением вещества. Параметры двойной системы соответствовали событию GW170814 — слиянию двойной ЧД с массами компонентов $30,5^{+5,7}_{-3,0} M_\odot$ и $25,3^{+2,8}_{-4,2} M_\odot$ [23]. Мы провели анализ применимости моделей, рассчитали кривые блеска и спектры электромагнитного излучения в максимуме блеска. Оказалось, что основная часть энергии электромагнитного излучения высвечивается в рентгеновском диапазоне, достигая 10^{43} эрг с^{-1} . Длительность вспышки может достигать нескольких сотен секунд. Вспышка может быть зарегистрирована инструментами, имеющимися в настоящее время.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 кратко описана структура аккреционного диска с радиативным и конвективным механизмом переноса тепла и дана постановка задачи. В разделах 3–5 описаны модели и расчёты для дисков с газовым давлением, с учётом давления излучения, а также с учётом вертикального расширения/сжатия. В разделе 6 обсуждаются результаты.

2. Постановка задачи

На момент подготовки работы [5] обсерваториями LIGO и Virgo было опубликовано описание 10 обнаруженных ими событий слияния двойных ЧД, из которых только пять не имеют артефактов. Эти события представлены в табл. 1 вместе с оценками масс компонентов и доли теряемой массы.

Время жизни двойной ЧД до слияния можно оценить как характерное время потери углового момента тесной двойной системой с круговыми орбитами [7]:

$$\tau_{\text{GWR}} = (10^8 \text{ лет}) \left(\frac{a}{R_\odot} \right)^4 \frac{M_\odot^3}{M_1 M_2 (M_1 + M_2)}, \quad (1)$$

где a — межкомпонентное расстояние, M_1 и M_2 — массы компонентов. Например, для того чтобы двойная ЧД с массами компонентов $30 M_\odot$ и $25 M_\odot$ слилась за хаббловское время, $13,7 \times 10^9$ лет, необходимо, чтобы её начальное межкомпонентное расстояние не превышало $48 R_\odot$.

Радиус внутренней границы диска определяется балансом приливной силы со стороны двойной ЧД и силы вязкого (турбулентного) трения в веществе диска [24]. Снизу эту величину можно оценить как радиус, на котором равны между собой приливное и гравитационное ускорения, от точечного аккретора той же массы:

$$\frac{2GM}{r_{\text{in}}^2} \frac{a/2}{r_{\text{in}}} = \frac{GM}{r_{\text{in}}^2}. \quad (2)$$

Отсюда имеем $r_{\text{in}} > a$. В действительности газодинамические эффекты приводят к увеличению внутреннего радиуса диска, что подтверждается результатами численных расчётов. Так, в работе [24] показано, что для двойной системы с нулевым эксцентриситетом внутренняя граница циркумбинарного диска устанавливается на радиусе $1,8a$. Двойная ЧД начинает сливаться, когда $a \approx 6 r_g$, где $r_g = 2GM/c^2 = (4,2 \times 10^{-6} R_\odot) m$ — гравитационный радиус аккретора. До этого момента компоненты сближаются медленно и благодаря вязкой силе диск успевает подстраиваться к изменяющемуся межкомпонентному расстоянию. Нас интересует состояние аккреционного диска непосредственно на момент слияния, поэтому далее мы будем полагать $r_{\text{in}} \equiv 10 r_g$, что согласуется с результатами [24–26].

За основу мы возьмём стандартную α -модель Шакуры и Сюняева для геометрически тонкого кеплеровского диска [27]. В этой модели скорость аккреции определяется темпом диссипации углового момента, за который ответственна турбулентная вязкость. Интенсивность турбулентности характеризуется параметром α , который обычно не превышает единицы. Темп диссипа-

Таблица 1. Параметры двойных сливающихся ЧД по данным гравитационно-волновых наблюдений. Столбцы, слева направо: название объекта, массы компонентов, относительное изменение массы, расстояние до объекта

Объект	$M_1/M_\odot, M_2/M_\odot$	$\Delta M/(M_1 + M_2), \%$	$D, \text{Мпк}$	Литература
GW150914	$36^{+5}_{-4}, 29^{+4}_{-4}$	3,3–5,2	410^{+160}_{-180}	[47]
GW151226	$14,2^{+8,3}_{-3,7}, 7,5^{+2,3}_{-2,3}$	2,9–5,5	440^{+180}_{-190}	[48]
GW170104	$31,2^{+8,4}_{-6,0}, 19,4^{+8,3}_{-5,9}$	2,3–5,7	880^{+450}_{-390}	[49]
GW170608	$12^{+7}_{-2}, 7^{+2}_{-2}$	2,8–5,1	340^{+140}_{-140}	[50]
GW170814	$30,5^{+5,7}_{-3,0}, 25,3^{+2,8}_{-4,2}$	4,0–5,8	540^{+130}_{-210}	[23]

ции кинетической энергии вращательного движения вещества диска определяет также темп энерговыделения в диске и влияет на его тепловую структуру — распределение плотности и температуры.

Структура диска в α -модели зависит от безразмерной массы аккректора $m \equiv M/M_\odot$, безразмерного темпа аккреции $\dot{m} \equiv \dot{M}/\dot{M}_{\text{cr}}$, параметра турбулентности α и внутреннего радиуса диска r_{in} . Критический темп аккреции $\dot{M}_{\text{cr}}$ определяется эддингтоновской светимостью:

$$\dot{M}_{\text{cr}} = \left(3 \times 10^{-8} \frac{M_\odot}{\text{год}}\right) \frac{0,06}{\eta} m, \quad (3)$$

где η — эффективность высвечивания гравитационной энергии (эффективность аккреции). В случае одиночной невращающейся ЧД $\eta = 0,06–0,08$ [28]. Учёт вращения повышает эффективность стационарной аккреции до $\sim 0,32$ [29, 30]. В сценарии эпизодической аккреции η может достигать величины 0,43 [31]. Некоторые авторы высказывали мнение, что приливное воздействие со стороны двойной системы замедляет аккрецию (см., например, [32]). Однако значение параметра эффективности аккреции в рассматриваемой модели не критично, поскольку определяющую роль играет безразмерный темп аккреции $\dot{m}$. Примем значение $\eta = 0,06$.

Для грубых оценок примем также, что $m \lesssim 10^2$, $\dot{m} \lesssim 1$ и $\alpha \sim 0,01$, тогда характерная плотность во внутренней области диска, в его средней плоскости, $\rho \sim 1 \text{ г см}^{-3}$, температура $T \sim 10^7 \text{ К}$, а полутолщина $H \sim 0,01 r_{\text{in}}$ [22]. При этих параметрах оптическая полутолщина диска $\tau_R \sim [\kappa_R^{\text{ff}} + \kappa^{\text{es}}] \Sigma / 2 \gtrsim 10^5$, где $\kappa_R^{\text{ff}} = 0,11 N / T^{7/2} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ — Росселандов коэффициент непрозрачности, определяемый свободно-свободными (ff) переходами, $\kappa^{\text{es}} = 0,40 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ — коэффициент непрозрачности, определяемый электрон-электронным (ee) рассеянием, $\Sigma \sim 2H\rho$ — поверхностная плотность. Во внешних частях диска основной вклад в непрозрачность будут давать свободно-свободные переходы, оптическая толщина там составит также порядка $10^4–10^5$. Поскольку $\tau_R \gg 1$, поток излучения F_s с единицы поверхности диска и поверхностная температура T_s связаны соотношением

$$\sigma_{\text{SB}} T_s^4 \approx F_s, \quad (4)$$

где $\sigma_{\text{SB}} = 5,67 \times 10^{-5} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ К}^{-4}$. В то же время темп энерговыделения с единицы площади диска в окрестности внутренней границы составит [27]

$$\mathcal{Q} \approx \frac{3\dot{M}}{8\pi} \Omega^2 \Big|_{r_{\text{in}}} = (10^{24} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}) \frac{\dot{m}}{m}, \quad (5)$$

где $\Omega = (GM/r^3)^{1/2}$ — кеплеровское распределение скорости. Если определять поток излучения как темп энерговыделения с одной стороны диска, то $F_s = \mathcal{Q}/2$.

Предположим, что перенос тепловой энергии осуществляется радиативным путём. Тогда исходя из достаточно общих соображений можно утверждать, что плотность потока излучения и температура газа в центре диска T_c соотносятся как [33]

$$\sigma_{\text{SB}} T_c^4 = \left(\frac{3\tau_R}{8} + \frac{1}{2} + \frac{1}{4\tau_P} \right) F_s, \quad (6)$$

где $\tau_P \sim \kappa_P \Sigma / 2$ — полутолщина диска, определяемая по планковскому коэффициенту непрозрачности $\kappa_P^{\text{ff}} = 4,13 N / T^{7/2} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$. При принятых параметрах диска

$\tau_P \gg 1$, следовательно,

$$\sigma_{\text{SB}} T_c^4 \approx \frac{3\tau_R}{8} F_s. \quad (7)$$

С учётом (4) получаем

$$\frac{T_c}{T_s} \approx \left(\frac{3\tau_R}{8} \right)^{1/4}. \quad (8)$$

Из оценок оптической толщины, сделанных выше, находим $T_c \approx 14 T_s$.

В работе [34] показано, что оптически толстый α -диск, структура которого задаётся давлением идеального газа, конвективно устойчив. Это справедливо по меньшей мере в случае, когда непрозрачность диска определяется свободно-свободными переходами либо томсоновским рассеянием, причём вне зависимости от темпа аккреции и массы аккректора. С другой стороны, не исключена возможность развития конвекции даже в дисках, заведомо устойчивых по локальному критерию Шварцшильда [35]. Кроме того, в зависимости от конкретного вида коэффициента турбулентной вязкости как функции параметров газа в диске может развиваться тепловая неустойчивость [32, 36]. Этот вопрос осложняется также возможным наличием магнитного поля, роль которого неясна. С одной стороны, для α -дисков отношение турбулентного давления к газовому порядка $\alpha^2 \ll 1$, поэтому даже небольшое магнитное поле должно влиять на конвекцию, вплоть до полного её подавления при усилении поля. С другой стороны, в дисках со слабым магнитным полем возможна магниторотационная неустойчивость [37], которая приводит к турбулизации диска [38, 39].

Если предположить, что в диске имеется развитая конвекция, то перепад температуры между средним слоем и поверхностью можно оценить как разность соответствующих температур при изоэнтропической вертикальной структуре диска. На шкале высоты радиативного диска температура изменяется более чем на порядок величины, а плотность — приблизительно в два раза [27], следовательно, отношение температур T_c/T_s составило бы $2^{\gamma-1} \approx 1,6$, где $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты для одноатомного газа. Для того чтобы учесть возможность как радиативного теплопереноса, так и развитой конвекции, мы проводим расчёт двух серий моделей, в которых способ теплопереноса параметризуем величиной

$$f_{\text{ht}} = \frac{T_c}{T_s}. \quad (9)$$

Для конвективных дисков примем $f_{\text{ht}} \equiv 2$, для радиативных — $f_{\text{ht}} \equiv 10$.

В общем случае в радиативной модели α -диска можно выделить три характерные зоны, в которых распределение гидродинамических величин зависит от того, преобладает давление газа или излучения и каким процессом определяется непрозрачность. Вертикальная структура диска в этих зонах различается довольно сильно. Однако радиальные зависимости плотности и температуры близки к степенным с примерно одинаковыми показателями степени. Поэтому во всех численных расчётах будем полагать, что температура и плотность в середине равновесного диска распределены по

степенному закону:

$$T_c = T_* \left(\frac{r}{r_*} \right)^{-k_t}, \quad k_t = \frac{9}{10}, \quad (10)$$

$$\rho_c = \rho_* \left(\frac{r}{r_*} \right)^{-k_d}, \quad k_d = \frac{33}{20}. \quad (11)$$

Зависимости (10), (11) соответствуют так называемой зоне В в модели α -диска. В зоне В главный вклад в термодинамическое давление вносит давление газа, а роль давления излучения мала. При этом температура газа достаточно велика для того, чтобы непрозрачность среды определялась лишь томсоновским рассеянием. Характерный масштаб r_* приравняем внутреннему радиусу диска $r_{in} = 10 r_g = (4,2 \times 10^{-5} R_\odot) m$. Масштаб температуры нормируем на темп энерговыделения на внутреннем радиусе диска, согласно (4) и (5)

$$T_* = f_{ht} T_s \Big|_{r_{in}} = (10^7 \text{ K}) f_{ht} \left(\frac{\dot{m}}{m} \right)^{1/4}. \quad (12)$$

Плотность на внутренней границе диска соответствует зоне В [22]:

$$\rho_* = (0,76 \text{ г см}^{-3}) (\dot{m})^{-7/10} m^{2/5}. \quad (13)$$

Распределение углового момента по диску близко к кеплеровскому, а относительный вклад давления в радиальный баланс сил порядка $(H_*/r_{in})^2 \sim 10^{-4}$. На этом основании мы пренебрегаем радиальной скоростью газа в начальной конфигурации диска.

Сформулируем задачу. Дан стационарный аккреционный диск в гравитационном поле точечной массы. Диск имеет степенное распределение температуры и плотности по радиусу. Центробежная сила уравнивает силу гравитации и газового давления, радиальная скорость газа всюду равна нулю. В начальный момент аккреатор теряет 5 % массы. Как следствие, нарушается баланс радиальных сил. Дальнейшая эволюция диска рассчитывается в приближении бездиссипативной газовой динамики. Нас интересует решение в средней плоскости диска. Учёт вертикальных движений газа выполнен в разделе 5.

3. Диск с газовым давлением

Уравнения бездиссипативного радиального осесимметричного течения в эйлеровой формулировке имеют вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \rho v)}{\partial r} = 0, \quad (14)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{L^2}{r^3} + (1 - \xi) \frac{GM}{r^2} = 0, \quad (15)$$

$$\frac{\partial L}{\partial t} + v \frac{\partial L}{\partial r} = 0, \quad (16)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + v \frac{\partial E}{\partial r} + \frac{P}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial (r v)}{\partial r} = 0. \quad (17)$$

Здесь L — угловой момент в расчёте на единицу массы. Уравнение для радиальной проекции скорости содержит параметр ξ — долю начальной массы покоя M аккреатора, теряемую на излучение гравитационных волн.

Будем учитывать только вклад газа в давление, тогда

$$P = A \rho T, \quad E = \frac{A T}{\gamma - 1}. \quad (18)$$

В начальный момент конфигурация равновесна ($\xi = 0$), радиальная скорость равна нулю, распределения температуры и плотности подчинены степенным законам (10) и (11). Из условия радиального равновесия в начальный момент,

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_0}{\partial r} - \frac{L_0^2}{r^3} + \frac{GM}{r^2} = 0, \quad (19)$$

можно получить

$$L_0 = r_* c_* \left[\mu^2 - (k_d + k_t) \left(\frac{r}{r_*} \right)^{1-k_t} \right]^{1/2} \left(\frac{r}{r_*} \right)^{1/2}, \quad (20)$$

где $c_*^2 = A T_*$,

$$\mu = \left(\frac{GM}{r_* c_*^2} \right)^{1/2}. \quad (21)$$

По своему смыслу параметр μ равен числу Маха на радиусе r_* .

Для последующих оценок нам понадобится выражение для полутолщины диска. Определим её как вертикальную шкалу равновесного диска:

$$H = \frac{(A T)^{1/2}}{L/r^2} = r_* \left[\mu^2 \left(\frac{r}{r_*} \right)^{k_t-1} - (k_d + k_t) \right]^{-1/2} \frac{r}{r_*}. \quad (22)$$

3.1. Автомодельные волны

Система уравнений (14)–(17) допускает автомодельное решение, если принять показатели степени в (10) и (11) в равновесном диске равными $k_d = 3/2$ и $k_t = 1$. Тогда начальные распределения примут вид:

$$\rho_0 = \rho_* \left(\frac{r}{r_*} \right)^{-3/2}, \quad (23)$$

$$E_0 = \frac{c_*^2}{\gamma - 1} \left(\frac{r}{r_*} \right)^{-1}, \quad (24)$$

$$L_0 = r_* c_* \left(\mu^2 - \frac{5}{2} \right)^{1/2} \left(\frac{r}{r_*} \right)^{1/2}. \quad (25)$$

Определим гидродинамические величины следующим образом:

$$\rho(t, r) = \rho_0(r) \sigma(\lambda), \quad (26)$$

$$E(t, r) = E_0(r) a(\lambda), \quad (27)$$

$$v(t, r) = \frac{r}{t} u(\lambda), \quad (28)$$

$$L(t, r) = L_0(r) \Lambda(\lambda), \quad (29)$$

где σ , a , u , Λ — автомодельные плотность, энергия, скорость и удельный угловой момент соответственно. Их зависимость от радиальной координаты и времени сводится к зависимости от параметра

$$\lambda = \frac{r/r_*}{(t/t_*)^{2/3}}, \quad (30)$$

где $t_* = r_*/c_*$. Таким образом, имеет место невырожденная автомодельность первого типа [40].

Система уравнений (14)–(17) после подстановки соотношений (26)–(30) сводится к безразмерному виду:

$$\left(u - \frac{2}{3}\right) \frac{d \ln \sigma}{d \ln \lambda} + \frac{du}{d \ln \lambda} + \frac{u}{2} = 0, \quad (31)$$

$$\left(u - \frac{2}{3}\right) \frac{du}{d \ln \lambda} + u(u-1) + \left(\frac{d \ln(\sigma a)}{d \ln \lambda} - \frac{5}{2}\right) \frac{a}{\lambda^3} - \left(\mu^2 - \frac{5}{2}\right) \frac{A^2}{\lambda^3} + \frac{(1-\xi)\mu^2}{\lambda^3} = 0, \quad (32)$$

$$\left(u - \frac{2}{3}\right) \frac{d \ln A}{d \ln \lambda} + \frac{u}{2} = 0, \quad (33)$$

$$\left(u - \frac{2}{3}\right) \frac{3}{2} \frac{d \ln a}{d \ln \lambda} + \frac{du}{d \ln \lambda} + \frac{u}{2} = 0. \quad (34)$$

Параметр автомодельности (30) стремится к бесконечности при $t \rightarrow 0$. Это означает, что для соответствия начальным условиям (23)–(25) должны быть справедливы пределы

$$\sigma \rightarrow 1, \quad a \rightarrow 1, \quad A \rightarrow 1, \quad u \rightarrow 0 \quad \text{при} \quad \lambda \rightarrow \infty. \quad (35)$$

Заметим, что в отсутствие гравитационного возмущения ($\xi = 0$) эти пределы выполняются для всех λ тождественно.

Комбинируя поочерёдно (31) и (33), а затем — (31) и (34), можно получить два алгебраических интеграла:

$$\left(u - \frac{2}{3}\right) \frac{\sigma}{A} = C_1 \equiv \text{const}, \quad (36)$$

$$\left(u - \frac{2}{3}\right) \frac{d \ln(\sigma/a^{3/2})}{d \ln \lambda} = 0. \quad (37)$$

Если $u - 2/3 \neq 0$, то интеграл (37) принимает вид

$$\frac{a}{\sigma^{2/3}} = C_2 \equiv \text{const}. \quad (38)$$

С помощью алгебраических интегралов систему (31)–(34) можно свести к двум уравнениям. Сначала преобразуем (32), исключив угловой момент и энергию:

$$\left(u - \frac{2}{3}\right) \frac{du}{d \ln \lambda} + u(u-1) + \left(\frac{5}{3} \frac{d \ln \sigma}{d \ln \lambda} - \frac{5}{2}\right) \frac{C_2 \sigma^{2/3}}{\lambda^3} - \left(\mu^2 - \frac{5}{2}\right) \left(u - \frac{2}{3}\right)^2 \frac{\sigma^2}{C_1^2 \lambda^3} + \frac{(1-\xi)\mu^2}{\lambda^3} = 0. \quad (39)$$

Затем с помощью (31) исключим производную скорости и окончательно получим уравнение

$$\left[\frac{5}{3} \frac{C_2 \sigma^{2/3}}{\lambda^3} - \left(u - \frac{2}{3}\right)^2\right] \frac{d \ln \sigma}{d \ln \lambda} = -\left(u - \frac{4}{3}\right) u + \frac{5}{2} \frac{C_2 \sigma^{2/3}}{\lambda^3} + \left(\mu^2 - \frac{5}{2}\right) \left(u - \frac{2}{3}\right)^2 \frac{\sigma^2}{C_1^2 \lambda^3} - \frac{(1-\xi)\mu^2}{\lambda^3}, \quad (40)$$

которое надо решать совместно с (31) для начальных условий (35).

Система уравнений (31), (40) обладает по меньшей мере двумя особыми точками:

$$u = \frac{2}{3}, \quad (41)$$

$$\frac{5}{3} \frac{C_2 \sigma^{2/3}}{\lambda^3} = \left(u - \frac{2}{3}\right)^2. \quad (42)$$

Ниже мы увидим, что первая особая точка связана с ударными волнами. Вторая особая точка связана с существованием конечных сингулярностей типа "каустика". На каустиках решение непрерывно, но производные безразмерной плотности, внутренней энергии и скорости испытывают бесконечный разрыв. Можно показать, что безразмерная плотность в окрестности каустики λ_c ведёт себя как $\sigma - \sigma_c \propto -|\lambda - \lambda_c|^\delta$, где $0 < \delta < 1$, $0 < \sigma_c < \infty$.

Для справки выпишем выражение для квадрата адиабатической скорости звука:

$$c_s^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_s = c_*^2 \left(\frac{r}{r_*}\right)^{-1} \frac{5}{3} a. \quad (43)$$

Звуковая точка определяется условием $v^2 = c_s^2$, или в автомодельных величинах

$$u^2 = \frac{5}{3} \frac{a}{\lambda^3}. \quad (44)$$

На рисунке 1 приведён пример численного решения системы (31), (40) при $\mu = 100$ и $\xi = 0,05$. Начальные условия (35) заданы в точке $\lambda = 500$. Каустика располагается примерно в точке $\lambda = 5$. Максимальные значения безразмерных функций возрастают с увеличением параметров μ и ξ .

Решение автомодельной системы за каустикой получить не удалось. Заметим, что автомодельные уравнения (31)–(34) описывают непрерывное течение газа. Однако из общих соображений ясно, что внутренние области диска сильнее подвержены возмущениям, чем его внешние части, поскольку дисбаланс гравитационной и центробежной сил возрастает с уменьшением расстояния до аккректора. В результате такого дисбаланса образуется избыток кинетической энергии газа, некомпенсированный гравитационной энергией. При этом отношение избыточной кинетической энергии к тепловой энергии газа составляет величину порядка $\xi \mu^2 \gg 1$. Это говорит о том, что решение необходимо искать с учётом ударных волн.

Покажем кратко, что если течение описывается уравнениями (14)–(17) и имеет начальную конфигурацию (23)–(25), то ударные волны в таком течении будут автомодельными. Предположим, что траектория ударной волны (УВ) $r_D(t)$ соответствует автомодельному параметру $\lambda = \lambda_D \equiv (r_D/r_*)/(t/t_*)^{2/3}$, тогда скорость УВ

$$D = \frac{dr_D}{dt} = \frac{2}{3} \frac{r_D}{t}. \quad (45)$$

Сравнивая с определением (28), находим, что все УВ имеют одинаковую автомодельную скорость, равную $2/3$.

Отметим индексами 1 и 2 значения величин перед УВ (со стороны внешней части диска) и позади неё соответ-

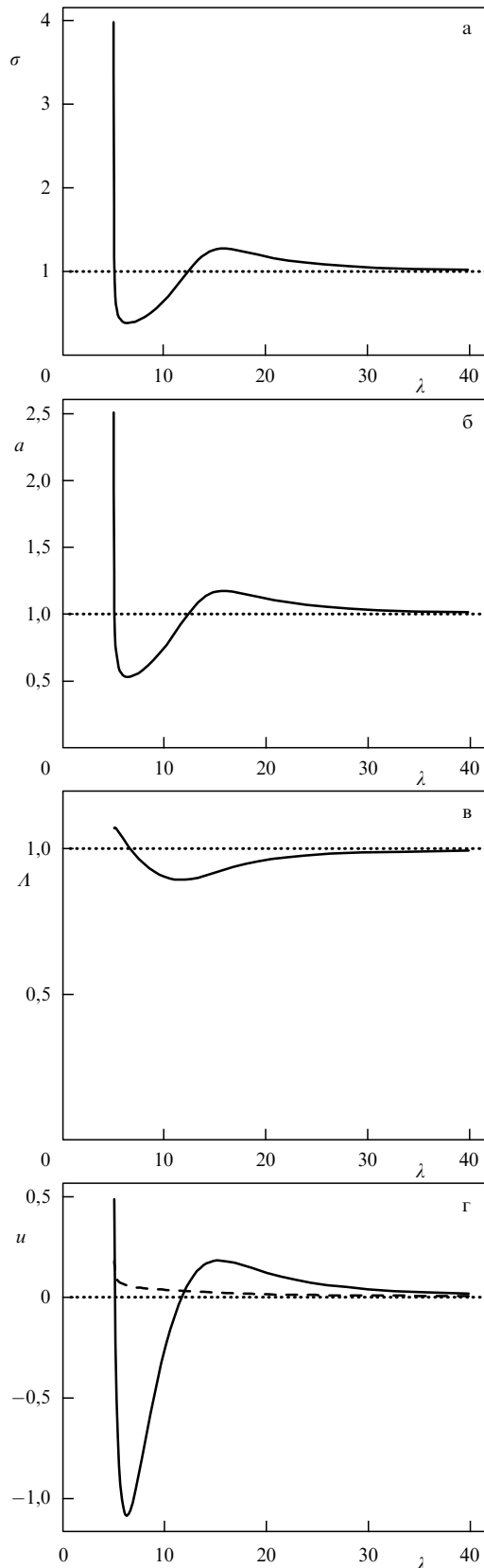


Рис. 1. Решение автомодельных уравнений (31), (40) для $\mu = 100$, $\xi = 0,05$. Пунктирные линии соответствуют решению для невозмущённого диска. Штриховой кривой на рис. г показан профиль безразмерной скорости звука.

ственно. Обозначим скачок газодинамических величин как $[[f]] = f_1 - f_2$. Соотношение величин по разные сто-

роны от разрыва описывается условиями Гюгонио:

$$D[[\rho]] = [[\rho v]], \quad (46)$$

$$D[[\rho v]] = [[\rho v^2 + (\gamma - 1) \rho E]], \quad (47)$$

$$D[[\rho L]] = [[\rho v L]], \quad (48)$$

$$D\left[\left[\rho\left(\frac{v^2}{2} + \frac{L^2}{2r^2} + E\right)\right]\right] = \left[\left[\rho v\left(\frac{v^2}{2} + \frac{L^2}{2r^2} + \gamma E\right)\right]\right]. \quad (49)$$

Определим, по аналогии с (26)–(29), безразмерные величины:

$$\rho_{1,2} = \rho_0(r_D) \sigma_{1,2}, \quad E_{1,2} = E_0(r_D) a_{1,2}, \quad (50)$$

$$v_{1,2} = \frac{r_D}{t} u_{1,2}, \quad L_{1,2} = L_0(r_D) A_{1,2}.$$

В автомодельных переменных условия Гюгонио принимают вид (мы учли то, что $\gamma = 5/3$)

$$\left[\left(u - \frac{2}{3}\right)\sigma\right] = 0, \quad (51)$$

$$\left[\left(u - \frac{2}{3}\right)\sigma u + \frac{\sigma a}{\lambda_D^3}\right] = 0, \quad (52)$$

$$\left[\left(u - \frac{2}{3}\right)\sigma A\right] = 0, \quad (53)$$

$$\left[\left(u - \frac{2}{3}\right)\sigma\left[\frac{u^2}{2} + \left(\mu^2 - \frac{5}{2}\right)\frac{A^2}{2\lambda_D^3}\right] + \frac{5}{2}\frac{\sigma a}{\lambda_D^3}\left(u - \frac{2}{3}\right)\right] = 0. \quad (54)$$

Можно найти решение системы (51)–(54), если известно положение разрыва λ_D :

$$u_2 = \frac{1}{2} + \left(u_1 - \frac{2}{3}\right)^{-1} \frac{5}{4} \frac{a_1}{\lambda_D^3} + \frac{u_1}{4}, \quad (55)$$

$$\sigma_2 = \frac{u_1 - 2/3}{u_2 - 2/3} \sigma_1, \quad (56)$$

$$a_2 = \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \left[\left(u_1 - \frac{2}{3}\right)^2 \frac{3}{4} \lambda_D^3 - \frac{a_1}{4}\right], \quad (57)$$

$$A_2 = A_1. \quad (58)$$

Сравнивая выражение для первой особой точки (41) и скорости разрыва (55), видим, что эта особая точка соответствует скорости газа, равной скорости УВ, чего быть не может. Таким образом, первая особая точка не реализуется.

Вторая особенность, (42), связана со звуковой точкой (44). Непосредственной подстановкой в соотношения (55)–(57) легко убедиться в том, что переход через эту особую точку не сопровождается разрывом или бесконечными значениями гидродинамических величин. С другой стороны, производная по λ от плотности в этой точке обращается в бесконечность. Таким образом, точка (42) представляет собой особенность каустического типа.

Интенсивность УВ зависит от её автомодельной координаты λ_D , которую не удаётся определить аналитически. Температура газа за УВ зависит от автомодельной координаты довольно сильно, $\sim \lambda_D^3$ (см. (57)), поэтому приближённых оценок для автомодельной координаты (например, на основе закона сохранения энергии) явно недостаточно. Исходя из этого был проведён дальнейший численный анализ.

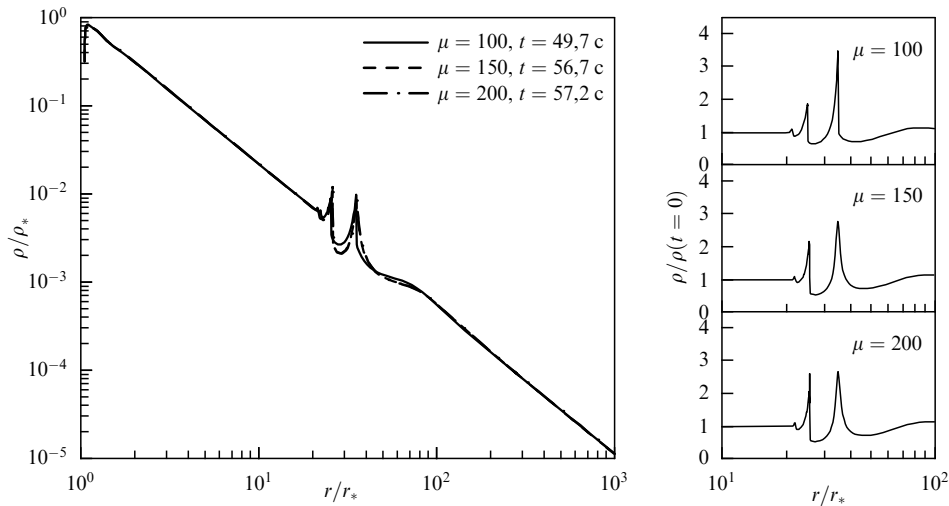


Рис. 2. Радиальное распределение плотности в моделях с различными значениями числа Маха μ . Моменты времени подобраны таким образом, чтобы положения ударной волны совпадали во всех случаях.

3.2. Численная модель и результаты расчётов

В численной модели мы использовали лагранжеву форму уравнений (14)–(17). Вместо радиальной координаты r удобно ввести массовую лагранжеву координату q , которая удовлетворяет соотношению $dq = r\rho dr$. В результате такой замены система уравнений примет следующий вид:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial(rv_r)}{\partial q}, \quad (59)$$

$$\frac{dv_r}{dt} = -r \frac{\partial P}{\partial q} + \frac{v_\phi^2}{r} - (1 - \xi) \frac{GM}{r^2}, \quad (60)$$

$$\frac{dv_\phi}{dt} = -\frac{v_r v_\phi}{r}, \quad (61)$$

$$\frac{dE}{dt} = -P \frac{\partial(rv_r)}{\partial q}, \quad (62)$$

$$\frac{dr}{dt} = v_r. \quad (63)$$

Вместо уравнения для плотности (59) можно использовать эквивалентное ему соотношение

$$\frac{1}{\rho} = r \frac{\partial r}{\partial q}. \quad (64)$$

Кроме того, из выражений (61) и (63) следует закон сохранения углового момента $d(rv_\phi)/dt = 0$.

Величины, входящие в уравнения (59)–(63), приводились к безразмерному виду по следующей схеме: $r/r_* \mapsto r$, $v/c_* \mapsto v$, $t/(r_*/c_*) \mapsto t$, $\rho/\rho_* \mapsto \rho$, $P/(\rho_* c_*^2) \mapsto P$, $E/c_*^2 \mapsto E$, $q/(r_*^2 \rho_*) \mapsto q$. В безразмерной формулировке задача имеет только два параметра: ξ и μ (см. (21)). При этом физическая постановка задачи определяется пятью величинами: параметром турбулентности α , безразмерной массой m , безразмерным темпом аккреции $\dot{m}$, отношением температур в центре и на поверхности диска (механизмом теплопереноса) f_{ht} и долей теряемой массы ξ (см. раздел 2). В реалистичном диапазоне значений параметров, $0,1 < \dot{m} < 1$, $2 < f_{ht} < 10$, при $m = 50$ характерные значения температуры T_* (12) лежат в интервале $4 \times 10^6 - 4 \times 10^7$ К. Этому интервалу соответствует интервал чисел Маха $\mu = 85 - 254$.

Для системы (59)–(63) была построена численная схема на основе метода Самарского и Попова [41, 42], детали которой изложены в работе [22]. Отметим только, что в этой схеме выполняются не только разностные аналоги законов сохранения массы, импульса и энергии, но и дополнительные соотношения, описывающие баланс по определённым видам энергии. Кроме того, в схеме точно выполняется закон сохранения углового момента.

Мы рассчитали три численные модели: $\mu = 100, 150, 200$. В качестве начальных распределений мы взяли степенные профили (10) и (11). Зависимости безразмерной плотности, температуры, радиальной и тангенциальной скоростей от r/r_* при трёх значениях μ приведены на рис. 2–5. Все три расчёта обнаружили качественно схожие свойства течения: в центральной области диска возникает одна или две ударные волны, в зависимости от величины μ . Волна распространяется по диску с замедлением. Плотность на УВ испытывает скачок в три и более раз, температура — примерно в 7,5–27 раз по сравнению с исходным значением (табл. 2). Радиальная скорость осциллирует с амплитудой порядка скорости звука и более. Тангенциальная скорость изменяется слабо. Характеристики течения перед УВ остаются практически постоянными на протяжении времени расчёта.

Таблица 2. Некоторые характеристики дисков: число Маха μ , температура T_* в центральной части невозмущённого диска, скачок температуры $T/T(t=0)$ за ударной волной

μ	T_* , К	$T/T(t=0)$
100	$2,7 \times 10^7$	7,5
150	$1,2 \times 10^7$	15,5
200	$0,43 \times 10^7$	27

Течение газа в возмущённой части диска представляет собой совокупность волн плотности, температуры и радиальной скорости с большой амплитудой. Для $\mu = 200$ и 150 на внешней границе возмущённой области возникает одна УВ с предвестником (каустика на распределении плотности и температуры), при $\mu = 100$ каустика превращается в УВ. Мы также провели расчёты для чисел Маха $\mu = 50$ и $\mu = 10$ (не показаны на рисунках). Инте-

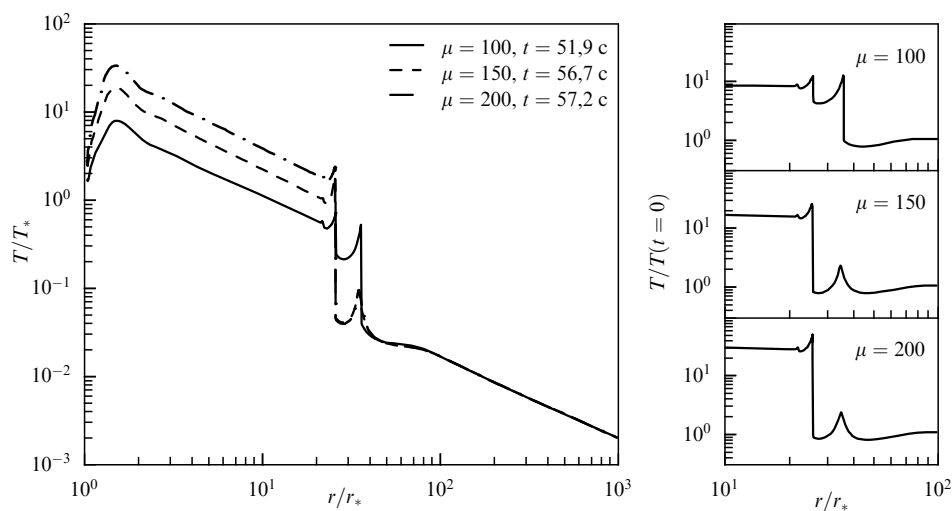


Рис. 3. Радиальное распределение температуры. Обозначения те же, что и на рис. 2.

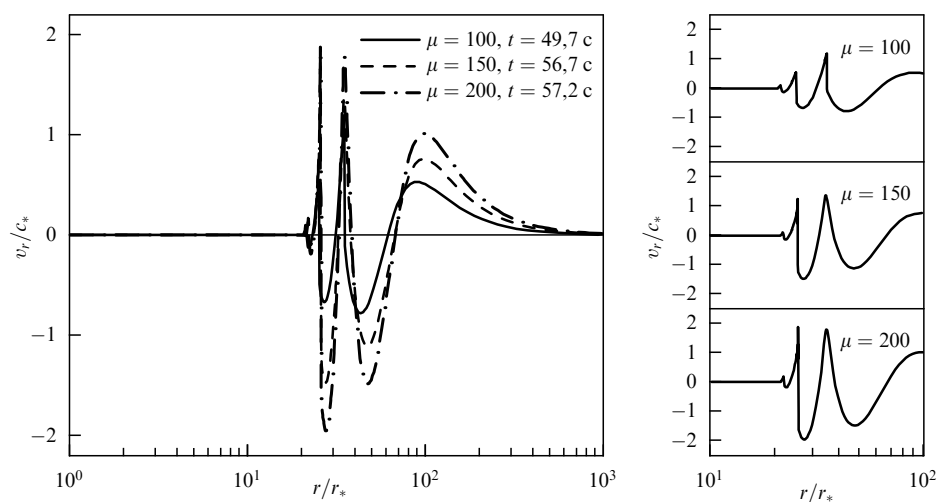


Рис. 4. Радиальное распределение радиальной скорости. Обозначения те же, что и на рис. 2.

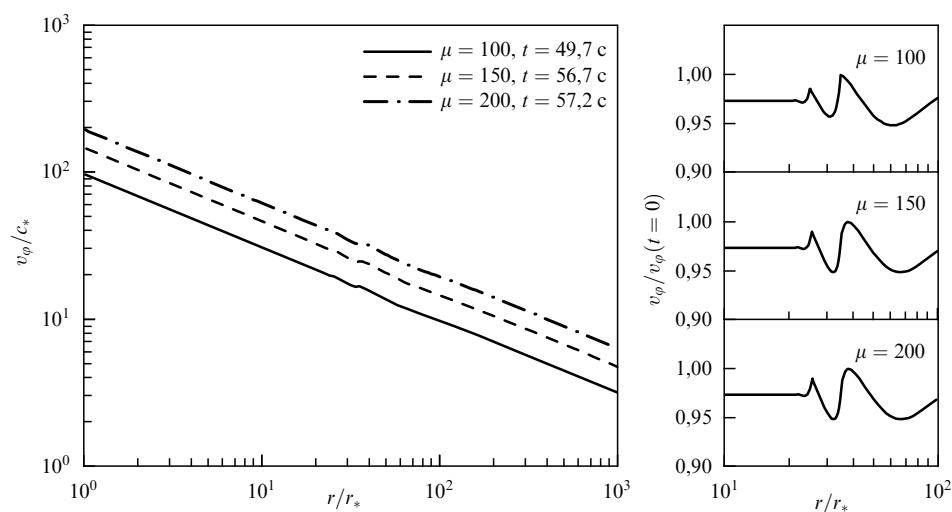


Рис. 5. Радиальное распределение тангенциальной скорости. Обозначения те же, что и на рис. 2.

ресно, что для малых значений μ в диске имеется лишь одна УВ с предвестником.

Оказалось, что положение УВ как функция времени не зависит от числа Маха в диске и допускает простую

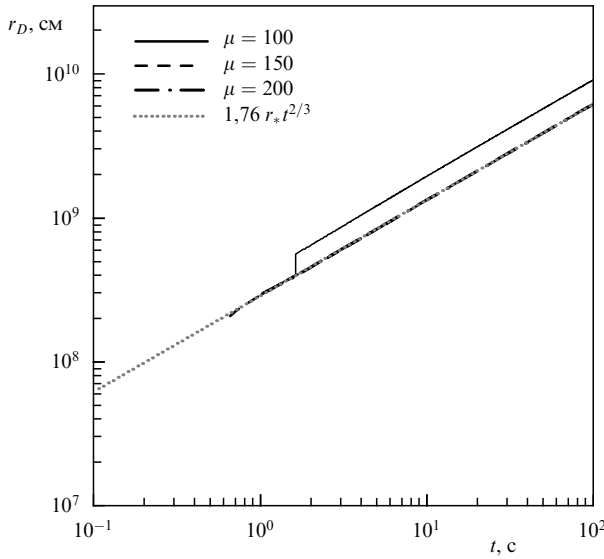


Рис. 6. Положение ударной волны как функция времени. Пунктирной линией показана аппроксимация.

аппроксимацию, которая функционально повторяет автомодельный закон распространения УВ, полученный нами выше:

$$r_D = 1,76 r_* t^{2/3}. \quad (65)$$

Отсюда можно получить выражение для скорости УВ, аналогичное (55),

$$D = \frac{dr_D}{dt} = 1,2 r_* t^{-1/3} = 1,59 r_* \left(\frac{r_D}{r_*} \right)^{-1/2}. \quad (66)$$

На рисунке 6 показаны траектории УВ. Несовпадение графиков для $\mu = 100$ с остальными связано с тем, что в программном коде поиск разрыва осуществляется со стороны правой (внешней) части расчётной области. В то же время для этого значения числа Маха возникают две ударные волны (см. рис. 3), причём траектория внутренней УВ совпадает с траекторией УВ для $\mu = 150$ и $\mu = 200$.

Ударная волна, возникающая в диске, приводит к возрастанию температуры в 7,5–27 раз, в зависимости от числа Маха (см. рис. 3 и табл. 2). В результате газ во внутренней части диска разогревается до температуры 2×10^8 К, что соответствует тепловой энергии в расчёте на одну частицу около 17,2 кэВ. В условиях немагнитного аккреционного диска спектр электромагнитного излучения в этой области энергий определяется двумя процессами [43]: тормозным излучением электронов и комптоновским рассеянием. Последний механизм может приводить к возрастанию энергии фотонов и искажению спектра: снижению интенсивности на частотах планковского максимума и появлению "хвоста" в области высоких энергий [44, 45]. Однако комптонизация спектра эффективна, только если слой, через который проходит излучение, прозрачен [43, 45]. Оценим оптическую толщину диска на частоте излучения ν как $\tau_\nu = (\kappa_\nu^{\text{ff}} + \kappa_\nu^{\text{es}}) \Sigma$. Подставляя выражение для сечений поглощения, например из работы [44], можно показать, что в центральной части диска ($\rho \sim 1 \text{ г см}^{-3}$, $T \sim 10^8$ К, $H \sim 10^6$ см) оптическая толщина во всём спектре много больше единицы и на длинах волн менее 10 нм определяется комптоновским

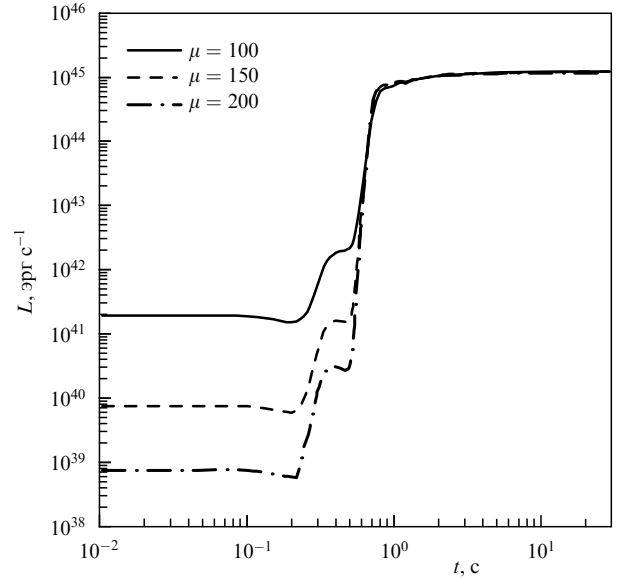


Рис. 7. Болометрические кривые блеска в моделях с различными значениями числа Маха.

рассеянием. Это свойство выполняется и во внешних частях диска. Искажение спектра в оптически тонком слое вблизи поверхности диска также несущественно, поскольку отношение геометрической толщины данного слоя к толщине диска (его можно оценить как τ_ν^{-1}) пренебрежимо мало на всех частотах. Таким образом, можно полагать, что излучение с поверхности диска имеет всюду планковский спектр.

На рисунке 7 показаны кривые изменения болометрической светимости диска во времени, рассчитанной как

$$L(t) = 2\pi \int_{r_*}^{\infty} dr r \sigma_{\text{SB}} T_s^4(t, r). \quad (67)$$

Примечательно, что разные значения параметра μ привели в итоге к одной и той же светимости диска, порядка 10^{45} эрг с $^{-1}$.

Напомним, что в данном разделе мы рассматриваем гидродинамическую модель без учёта радиативных процессов. Из рисунков 3 и 7 видно, что после ударного скачка температура газа практически не изменяется. Это приближение заведомо несправедливо на больших временах, так как процесс радиативного охлаждения должен приводить к остыванию диска после прохождения УВ и постепенному установлению нового равновесного состояния, в котором темп высвечивания энергии равен скорости вязкого нагрева. Оценим время радиативного охлаждения как время диффузии излучения (для $\tau_R \sim \sim 10^5 - 10^6$):

$$t_{\text{rad}} \sim \tau_R \frac{H}{c} \gtrsim 3 - 30 \text{ с}. \quad (68)$$

Более общее выражение имеет вид (при таких температурах сечение κ^{ff} не вносит вклада в поглощение)

$$t_{\text{rad}} = \frac{2\kappa^{\text{es}} \rho_* H_*^2}{c} \left(\frac{r}{r_*} \right)^{3-(k_d+k_t)}. \quad (69)$$

Характерную ширину горячей области за УВ можно оценить как

$$\Delta r_D = D t_{\text{rad}}, \quad (70)$$

где D — скорость УВ (66). Подставив r_D вместо r в выражения (69) и (70), можно увидеть, что ширина горячей области Δr_D слабо зависит от времени (как $t^{-0,075}$) и приближённо выражается как

$$\Delta r_D \approx 42,4 r_* . \quad (71)$$

Это означает, что эффекты радиативного охлаждения не должны сильно изменять распределение температуры, показанное на рис. 3. Время уменьшения температуры до исходного значения оценим следующим образом:

$$t_{\text{cool}} = t_{\text{rad}} \frac{T}{T|_{t=0}} . \quad (72)$$

Если температура за УВ возрастает в 7,5–27 раз, то время спадания кривой блеска составит от 4 до 14 мин. Расчёт болометрических кривых блеска показал, что светимость диска возрастает на 4–6 порядков, до 10^{45} эрг с^{-1} , что соответствует абсолютной звёздной величине $-23,8^m$. Светимость диска определяется температурой газа вблизи внутренней границы. При температуре $\geq 10^8$ К чернотельное излучение сосредоточено в основном в жёстком рентгеновском диапазоне и гамма-диапазоне спектра. Интересно, что болометрическая светимость в этой модели не зависит от начальной температуры диска, а определяется, по-видимому, массой аккректора и долей теряемой массы.

4. Учёт давления излучения

Недостаток модели, рассмотренной в разделе 3.2, заключается в том, что тепловая структура равновесного диска и его динамика зависят только от давления газа, в то время как давление излучения может играть существенную роль. Кроме того, предполагалось, что в вертикальном направлении теплоперенос в диске конвективный, при этом температура равновесного диска нормирована исходя из радиативного механизма теплопереноса, как в оригинальной работе [27]. В результате оценка светимости диска могла оказаться завышенной. Ниже мы попытались корректно учесть вклад давления излучения в динамику диска. Мы провели две серии расчётов: с дисками, имеющими радиативную и конвективную структуры, с различными темпами аккреции.

4.1. Численная модель

Полное давление и внутренняя энергия газа вместе с излучением соответственно выражаются как

$$P = A\rho T + \frac{aT^4}{3} , \quad (73)$$

$$E = \frac{AT}{\gamma - 1} + \frac{aT^4}{\rho} , \quad (74)$$

где A — газовая постоянная, показатель адиабаты $\gamma = 5/3$, $a = 4\sigma_{\text{SB}}/c = 7,56 \times 10^{-15}$ эрг $\text{см}^{-3} \text{К}^{-4}$. Для того чтобы оценить роль давления излучения, введём параметр β , описывающий вклад газового давления в полное давление на внутренней границе диска:

$$P_{g*} = \beta P_* , \quad P_{\text{г}*} = (1 - \beta) P_* , \quad (75)$$

где P_{g*} , $P_{\text{г}*}$ и P_* — соответственно газовое, радиативное и полное давление при $r = r_*$. Положим степенными профили равновесного распределения температуры и плот-

ности газа (см. (10), (11)). Распределение давления и удельного углового момента в начальный момент имеют следующий вид:

$$P_0 = r_* c_*^2 \left[\beta \left(\frac{r}{r_*} \right)^{-k_d - k_t} + (1 - \beta) \left(\frac{r}{r_*} \right)^{1 - 4k_t} \right] , \quad (76)$$

$$L_0 = r_* c_* \left[\mu^2 - (k_d + k_t) \beta \left(\frac{r}{r_*} \right)^{1 - k_t} - 4k_t(1 - \beta) \left(\frac{r}{r_*} \right)^{1 + k_d - 4k_t} \right]^{1/2} \left(\frac{r}{r_*} \right)^{1/2} . \quad (77)$$

Возьмём типичные параметры газа вблизи внутренней границы диска: $\rho = 1 \text{ г см}^{-3}$, $T = 10^7$ К. При этих условиях вклад давления излучения незначителен, $\beta = 0,98$. Однако если температура возрастёт в несколько раз, например, в результате ударного сжатия, то роль излучения в динамике газа станет определяющей. В частности, для $T = 10^8$ К имеем $\beta = 0,06$.

Как и в предыдущей модели [22], где учитывалось только газовое давление, мы провели расчёт адиабатического течения газа в средней плоскости диска. Для решения системы уравнений (59)–(63) с учётом уравнений состояния давления и внутренней энергии в виде (73), (74) была разработана численная схема на основе метода Самарского–Попова [41, 42]. Решение полностью определялось следующими параметрами: показателями начальных профилей $k_t = 9/10$ и $k_d = 33/20$; долей теряемой массы $\xi = 0,05$; параметром давления β и числом Маха на внутренней границе $\mu = [GM/(r_* c_*^2)]^{1/2}$, где $c_*^2 = P_*/\rho_*$. Параметры β и μ зависят от T_* и ρ_* , которые определяются безразмерной массой аккректора m , безразмерным темпом аккреции $\dot{m}$, параметром турбулентности α и перепадом температуры f_{ht} на вертикальной шкале диска, который зависит от механизма переноса тепла (9). Мы провели расчёты для конвективной и радиативной моделей дисков с темпом аккреции $\dot{m} = 0,05$ и $\dot{m} = 1$. Во всех расчётах принимались значения $m = 55$, $\alpha = 0,01$. Значения ключевых параметров и масштабных величин приведены в табл. 3.

Таблица 3. Характеристики численных моделей конвективных дисков (2-я и 3-я колонки, $f_{\text{ht}} = 2$) и радиативных дисков (4-я и 5-я колонки, $f_{\text{ht}} = 10$)*

Параметр	$f_{\text{ht}} = 2$ (конвективный диск)		$f_{\text{ht}} = 10$ (радиативный диск)	
$\dot{m}$	0,05	1,0	0,05	1,0
ρ_* , г см^{-3}	0,35	1,2	0,35	1,2
T_* , К	$3,5 \times 10^6$	$7,4 \times 10^6$	$1,7 \times 10^7$	$3,7 \times 10^7$
c_* , см с^{-1}	$2,4 \times 10^7$	$3,5 \times 10^7$	$5,9 \times 10^7$	$1,0 \times 10^8$
t_* , с	6,8	4,7	2,7	1,6
μ	278	191	112	67
β	0,9982	0,9948	0,8128	0,6034
max T , К	$3,9 \times 10^7$	$5,1 \times 10^7$	$3,9 \times 10^7$	$5,3 \times 10^7$
L , эрг с^{-1}	$3,2 \times 10^{42}$	$9,9 \times 10^{42}$	$5,5 \times 10^{39}$	$1,9 \times 10^{40}$
min β	0,1681	0,2190	0,1634	0,2016

* В верхней части таблицы даны параметры исходных дисков. Остальные параметры одинаковы для всех дисков: $r_* = 1,6 \times 10^8$ см, $2\pi/\Omega_* = 2,4 \times 10^{-2}$ с, $\xi = 0,05$, $\alpha = 0,01$. В трёх нижних строках таблицы указаны максимальная по диску температура, светимость и минимальное значение β на момент окончания расчёта.

4.2. Результаты расчётов

На рисунке 8 представлены результаты расчёта конвективного диска на момент времени примерно 30 с. За малое время (несколько десятых долей секунды) в диске образовалась УВ, за фронтом которой температура возросла более чем на порядок величины. Скачок температуры наиболее чувствителен к величине числа Маха μ , так как сила, вызванная дисбалансом гравитации и вращения, пропорциональна μ^2 (см. уравнение (60)). В радиативном диске скорость звука в несколько раз выше, чем в конвективном (см. табл. 3), поэтому реакция диска на потерю массы акретором проявляется слабее. Так, температура за УВ возрастает в 4–6 раз, в зависимости от темпа аккреции (рис. 9).

Во всех расчётах температура за фронтом УВ увеличивается примерно до $(4-5) \times 10^7$ К (рис. 10). При таком значении температуры и плотности $\rho \lesssim 1 \text{ г см}^{-3}$ давление излучения доминирует над газовым давлением. Относительный вклад газового давления в полное давление в точке максимума температуры составляет около 0,2 (β на рис. 8 и 9). Можно показать, что при этом теплоёмкость "смеси" газа и излучения возрастает. В результате скачок температуры за УВ уменьшается. Если в диске с чисто газовым давлением величина скачка возрастала с увеличением числа Маха как μ^2 [22], то учёт радиативного давления даёт более слабые зависимости: $(\max T)/T_* \propto \mu^{1,28}$ для конвективного диска и $(\max T)/T_* \propto \mu^{0,92}$ для радиативного (см. табл. 3).

При одном и том же темпе аккреции распределение поверхностной температуры у невозмущённого диска одинаково как для конвективного, так и для радиативного механизмов теплопереноса (см. рис. 10). После прохождения УВ у конвективных дисков обнаруживается как большее относительное изменение температуры, так и большее её абсолютное значение. Причина заключается в том, что даже у невозмущённых радиативных дисков давлением излучения нельзя пренебречь (см. рис. 9) и оно сильнее влияет на динамику сжатия газа ударной волной, чем в случае конвективных дисков.

В зависимости от тепловой структуры и темпа аккреции начальная температура внутри дисков, в его самой горячей, центральной, области, различалась в пределах одного порядка величины: от $3,5 \times 10^6$ К у конвективных дисков до $3,7 \times 10^7$ К у радиативных. Однако максимальная температура внутри дисков после прохождения УВ была примерно одинаковой, $(3,9-5,3) \times 10^7$ К (см. табл. 3 и рис. 10). Это означает, что конвективные диски более эффективно переводят энергию возмущения во внутреннюю энергию газа, по-видимому, вследствие того, что их внутренние слои более холодные, чем у радиативных дисков, и в динамике конвективных дисков меньшую роль играет давление излучения. Поэтому в конвективных дисках большая доля энергии возмущения переходит в энергию сжатия газа, что отражается в большем возрастании температуры.

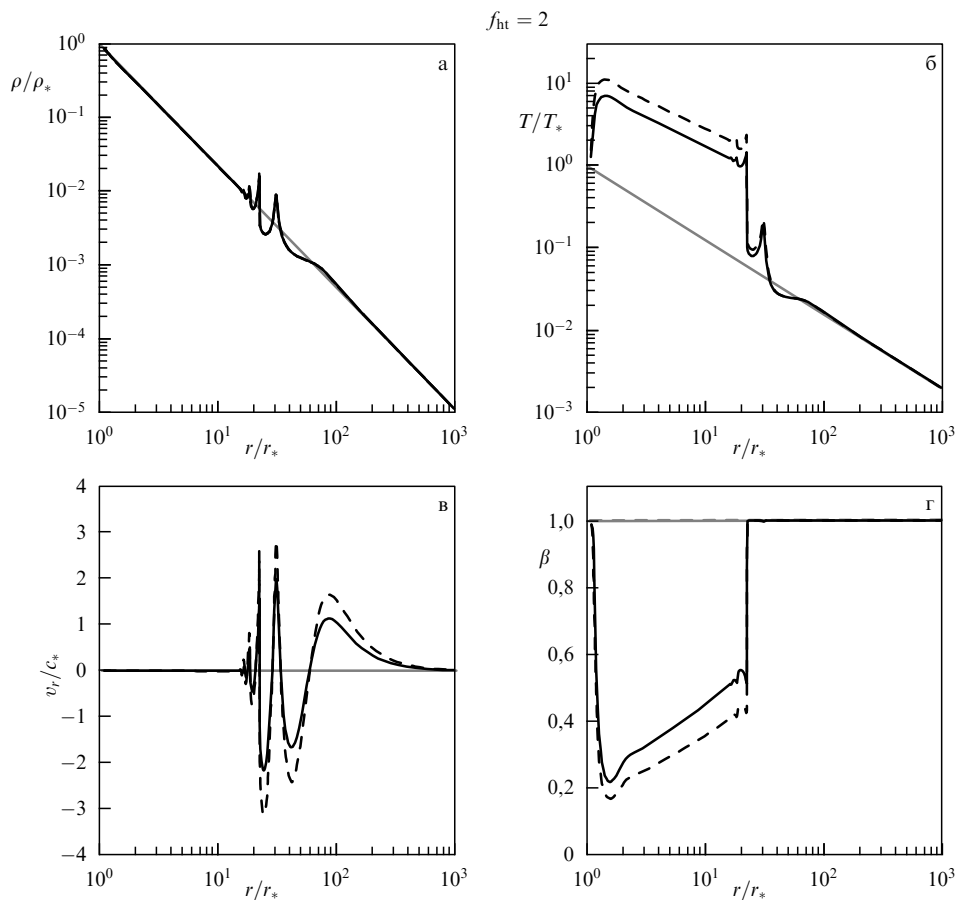


Рис. 8. Распределение плотности (а), температуры (б), радиальной скорости (в) и относительной величины газового давления (г) для двух моделей конвективного диска с учётом давления излучения: $\dot{m} = 1$ (сплошные линии) и $\dot{m} = 0,05$ (штриховые линии) на момент времени $t \approx 30$ с. Серым цветом показаны соответствующие распределения невозмущённых дисков.

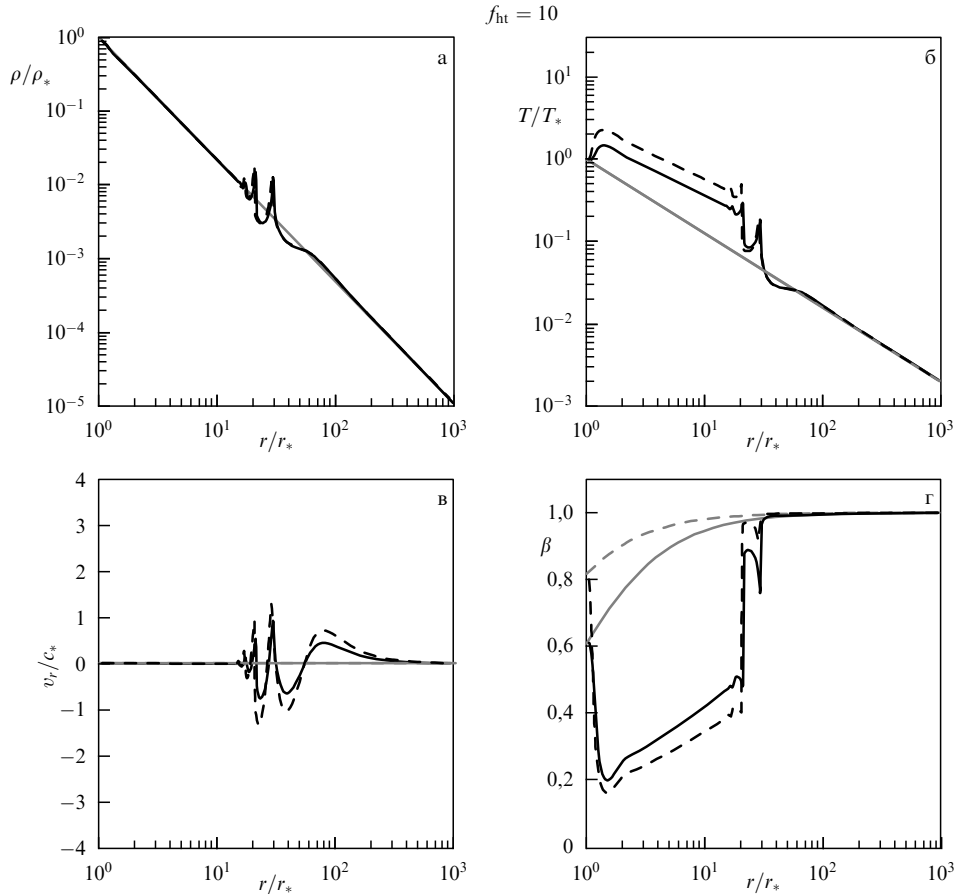


Рис. 9. То же, что и на рис. 8, но для радиативных дисков. Распределения соответствуют моменту $t \approx 26$ с.

По рассчитанным профилям температуры получены кривые блеска (рис. 11). После образования УВ и продвижения её в глубь диска светимость для моделей с конвективным переносом энергии возрастает на 4–5 порядков величины, в зависимости от темпа аккреции, и достигает $3 \times 10^{42} - 10^{43}$ эрг с^{-1} , или абсолютной звёздной величины $-(17,5 - 19)$. Для радиативных моделей светимость возрастает на 1–2 порядка, до $5 \times 10^{39} - 2 \times 10^{40}$ эрг с^{-1} , достигая звёздной величины $-(10,5 - 12)$. Таким образом, при том же темпе аккреции конвективные диски дают большее возрастание светимости (примерно на три порядка величины), чем радиативные.

Спектральная плотность потока излучения (с одной стороны диска) вычислялась по планковской функции:

$$F_v = 2\pi^2 \int_{r_*}^{\infty} dr r B_v[T_s(r)]. \quad (78)$$

На рисунке 12 показаны спектры на момент времени примерно 30 с (как на рис. 10). Потоки даны в абсолютных единицах, а также для источника, удалённого на расстояние $D = 540$ Мпк, соответствующее источнику GW170814 [23] (для этого поток был поделён на D^2).

Как видно из рис. 12, максимум потока излучения радиативных дисков лежит в диапазоне мягкого рентгеновского излучения, $\gtrsim 10^2 - 10^3$ эВ, тогда как значительная часть потока от конвективных дисков лежит в жёстком рентгеновском диапазоне, 5–30 кэВ. Диски с конвективным теплопереносом находятся выше порога

чувствительности инструмента EPIC (European Photon Imaging Camera) обсерватории XMM (X-ray Multi-Mirror)-Newton (показаны уровни 5σ при времени экспозиции 10^3 с) [46]. Для того чтобы можно было наблюдать радиативные диски, расстояние до источника, подобного GW170814, должно быть хотя бы втрое меньше.

В ближнем и среднем ультрафиолетовом диапазонах (частота $\sim 10^{15}$ Гц) поток от конвективного диска возрастает в 2–10 раз. В экстремальном ультрафиолетовом диапазоне (10–100 эВ) поярчение может увеличиться на два порядка.

В модели аккреционного диска, рассматриваемой в этом разделе, не учитывается, что в результате нагрева ударной волной диск может расширяться по вертикали, в результате чего температура газа вследствие адиабатического охлаждения понизится. Оценить эту температуру можно следующим образом. После ударного нагрева равновесная полутолщина диска должна возрасти в два-три раза: $H/H_* \sim [(\max T)/T_*]^{1/2} \approx 2-3$, а в результате адиабатического охлаждения температура должна уменьшиться более чем вдвое: $(H/H_*)^{1-\gamma} \approx 0,5-0,6$. Соответственно, уменьшение светимости должно составить вплоть до порядка величины. В разделе 5 мы рассмотрим, к каким эффектам приводит расширение диска в вертикальном направлении.

5. Учёт вертикального расширения

После слияния двойной ЧД гравитационная сила, которая действует на газ со стороны аккретора, уменьшается,

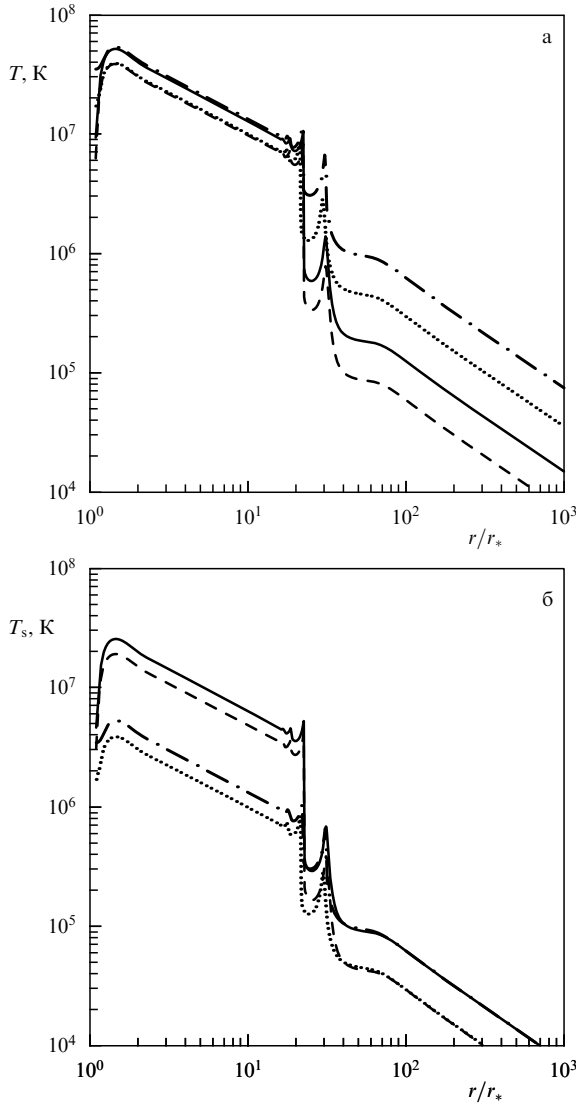


Рис. 10. Распределение температуры для четырёх моделей с учётом давления излучения: в средней плоскости диска (а) и на поверхности диска (б). Сплошная линия — конвективный диск ($f_{\text{ht}} = 2$) с высоким темпом аккреции ($\dot{m} = 1$). Штриховая линия — конвективный диск с низким темпом аккреции ($\dot{m} = 0,05$). Штрихпунктирная линия — радиативный диск ($f_{\text{ht}} = 10$) с высоким темпом аккреции. Пунктирная линия — радиативный диск с низким темпом аккреции.

а температура газа вследствие ударного нагрева возрастает. Это приводит к тому, что прежняя вертикальная шкала диска H_* перестаёт быть равновесной. Релаксация газа в вертикальном направлении до нового равновесного состояния происходит за время порядка звукового, $H_*/c_* \sim \Omega_*^{-1}$, тогда как светимость в диске возрастает в течение гораздо большего времени, порядка $t_* = r_*/c_* = r_*/(H_*\Omega_*) \sim \mu/\Omega_*$. Следствием быстрого расширения газа в вертикальном направлении является адиабатическое охлаждение газа, что должно несколько уменьшить интенсивность электромагнитного отклика аккреционного диска.

5.1. Численная модель

Диски, которые описываются α -моделью, являются геометрически тонкими — отношение полутолщины к радиусу $H/r \sim \mu^{-1} \sim 0,01$ (см. раздел 3). По этой причине подробное описание вертикальной структуры диска вряд

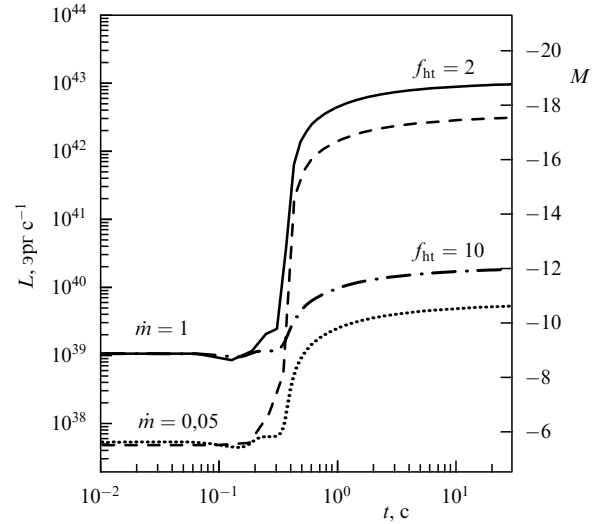


Рис. 11. Кривые блеска для четырёх моделей с учётом давления излучения. Обозначения кривых те же, что и на рис. 10.

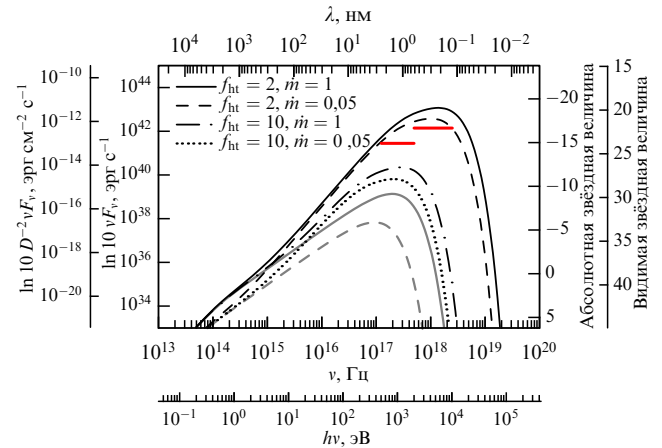


Рис. 12. Спектры электромагнитного излучения для моделей с учётом давления излучения, в единицах светимости на единичный логарифмический интервал частот. Внутренние вертикальные шкалы: светимость (слева) и абсолютная болометрическая звёздная величина (справа). Внешние вертикальные шкалы соответствуют источнику, удалённому на расстояние 540 Мпк: поток через единичную площадку детектора (слева) и видимая звёздная величина (справа). Обозначения чёрных линий те же, что и на рис. 10. Серым цветом показаны спектры невозмущённых дисков. Горизонтальными жирными отрезками отмечены нижние пределы чувствительности детекторов EPIC-MOS и EPIC-PN обсерватории XMM-Newton (уровень 5σ при экспозиции 10^3 с) [46].

ли необходимо для исследования эффектов ударного нагрева и быстрого адиабатического расширения.

В качестве базового предположения примем однородный закон расширения/сжатия газа:

$$v_z(t, r, z) = \psi(t, r) z. \quad (79)$$

С учётом вертикального движения газа изменятся уравнения непрерывности и энергии:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \frac{1}{r} \frac{\partial(rv_r)}{\partial r} - \rho\psi, \quad (80)$$

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{P}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial(rv_r)}{\partial r} - \frac{P}{\rho} \psi. \quad (81)$$

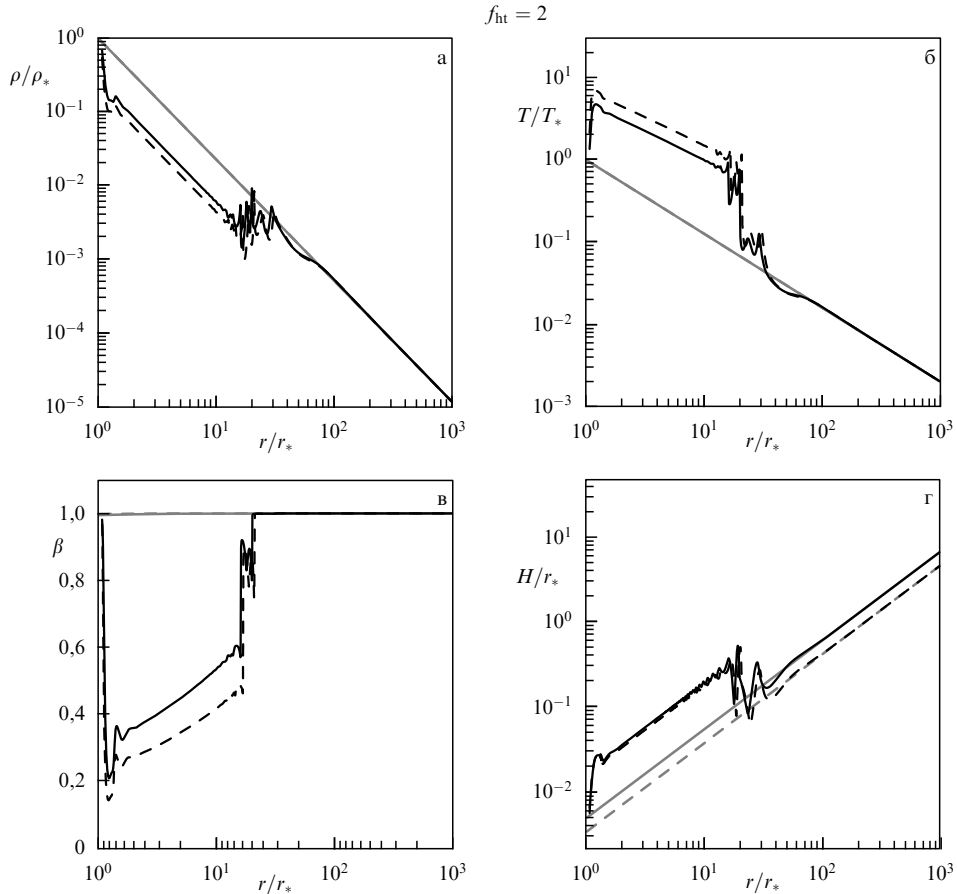


Рис. 13. Распределение плотности (а), температуры (б), относительной величины газового давления (в) и толщины диска (г) для двух моделей конвективного диска с учётом вертикального расширения: $\dot{m} = 1$ (сплошные кривые) и $\dot{m} = 0,05$ (штриховые кривые). Серым цветом показаны соответствующие распределения невозмущённых дисков.

Уравнения Эйлера для радиальной и азимутальной скорости не изменяются:

$$\frac{dv_r}{dt} = -r \frac{\partial P}{\partial q} + \frac{v_\phi^2}{r} - (1 - \xi) \frac{GM}{r^2}, \quad (82)$$

$$\frac{dv_\phi}{dt} = -\frac{v_r v_\phi}{r}, \quad (83)$$

$$\frac{dr}{dt} = v_r. \quad (84)$$

Однако появится уравнение для вертикальной скорости

$$\frac{dv_z}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - (1 - \xi) \frac{GM}{r^3} z, \quad (85)$$

из которого можно получить уравнение для ψ . Для этого запишем

$$\frac{dv_z}{dt} = \frac{d\psi}{dt} z + \psi \frac{dz}{dt} = \left(\frac{d\psi}{dt} + \psi^2 \right) z. \quad (86)$$

С другой стороны, приближённо имеем

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} \approx \frac{P}{\rho H^2} z. \quad (87)$$

Из выражений (85)–(87) получаем

$$\frac{d\psi}{dt} = -\psi^2 + \frac{P}{\rho H^2} - (1 - \xi) \frac{GM}{r^3}. \quad (88)$$

Наконец, полутолщина газового диска на заданном радиусе удовлетворяет соотношению

$$\frac{dH}{dt} = \psi H. \quad (89)$$

В начальный момент $t = 0$ диск находится в равновесии:

$$H|_{t=0} = \left[\frac{r^3}{GM} \frac{P}{\rho} \right]_{t=0}^{1/2}, \quad (90)$$

$$\psi|_{t=0} = 0. \quad (91)$$

Таким образом, эволюция газового диска в этой модели описывается системой уравнений (80)–(84), (88), (89) с начальными условиями (10), (11), (76), (77), (90), (91). Для расчёта модели вновь была разработана численная схема на основе метода Самарского–Попова. Так же как описано в разделе 4, были проведены расчёты для конвективной и радиативной моделей дисков с темпом аккреции $\dot{m} = 0,05$ и $\dot{m} = 1$. Во всех расчётах принимались значения $m = 55$, $\alpha = 0,01$.

5.2. Результаты расчётов

Как и ожидалось, основными следствиями новой модели стали падение плотности газа за УВ и меньшее возрастание температуры после ударного нагрева (рис. 13, 14). В конвективном диске плотность газа уменьшилась

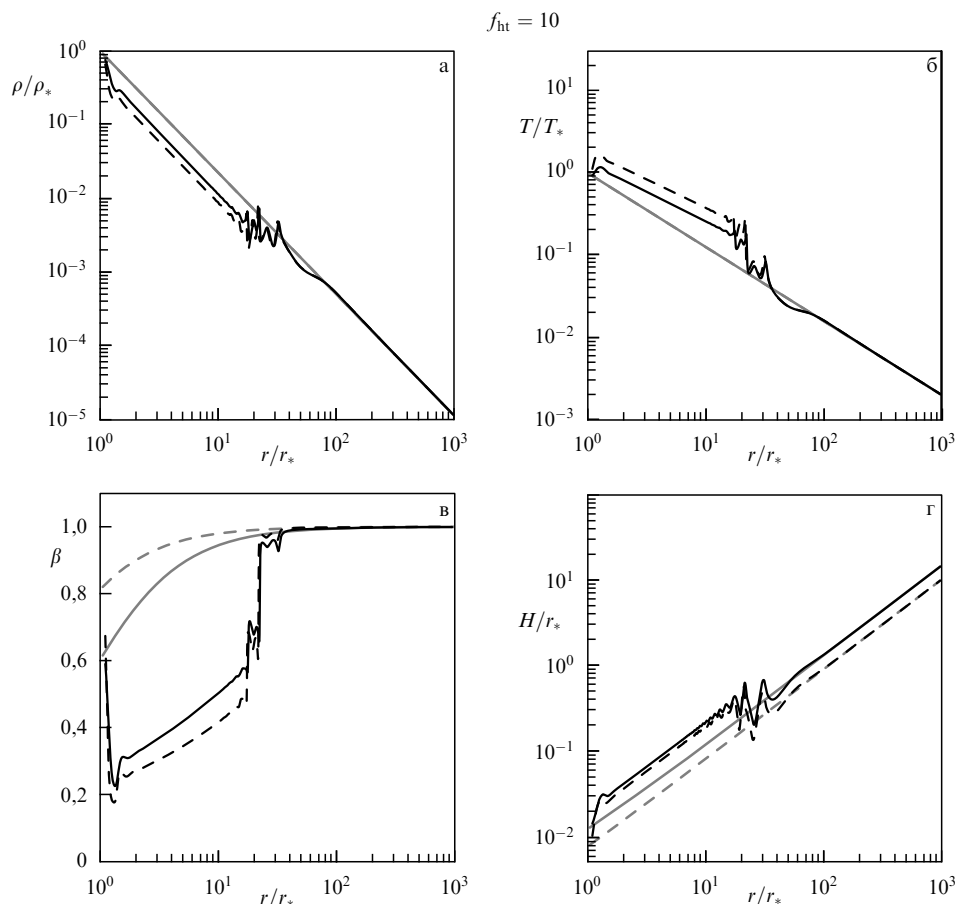


Рис. 14. То же, что и на рис. 13, но для радиативных дисков.

примерно в четыре-пять раз раз по сравнению с равновесным значением, при этом толщина диска возросла в три-пять раз. В радиативном диске плотность уменьшилась в два-три раза. Интересно, что учёт вертикального движения газа не привёл к изменению относительного вклада газового давления.

Пиковое значение температуры внутри диска для всех моделей составило $(3,0-4,5) \times 10^7$ К (рис. 15). Вследствие различия механизмов теплопереноса поверхностная температура в разных моделях различалась более значительно. В конвективных дисках температура достигала 2×10^7 К, светимость возросла примерно на 2,5–3 порядка, до $\geq 2 \times 10^{42}$ эрг с^{-1} ($-16,5^m$). В радиативных дисках температура увеличилась до $(3-4,5) \times 10^6$ К, а светимость возросла на 0,5–1,3 порядка, до 5×10^{39} эрг с^{-1} ($-10,5^m$) (рис. 16).

На рисунке 17 показаны интегральные спектры электромагнитного излучения для всех четырёх моделей (расчёт конвективной модели с субкритической аккрецией выполнен только до момента 10 с). Максимум потока от конвективных дисков лежит в жёстком рентгеновском диапазоне. Если поток скорректировать на расстояние до источника GW170814 [23], 540 Мпк, то излучение от этих дисков будет находиться на пределе чувствительности инструмента EPIC обсерватории XMM-Newton (уровень 5σ , время экспозиции 10^3 с) [46]. Максимум потока от радиативных дисков лежит в мягком рентгеновском диапазоне и для параметров источника GW170814 находится вне диапазона чувствительности EPIC.

6. Обсуждение и выводы

В субкеплеровских дисках радиальная структура определяется главным образом балансом гравитационной и центробежной сил, при этом роль давления незначительна. Уменьшение массы аккректора нарушает этот баланс по всему диску, но наиболее сильно — в его внутренней части. Избыточная энергия вращения переходит в энергию радиального движения газа. По диску начинает распространяться сверхзвуковая волна возмущения, которая представляет собой пуг сжатий и разрежений. В течение короткого времени появляется УВ, которая вызывает нагрев газа и, как следствие, поярчение диска.

Мы провели моделирование реакции аккреционного диска на потерю 5% массы аккректора в результате слияния двойной ЧД. Параметры слияния соответствовали системе GW170814 — исходно двойной ЧД с суммарной массой $55 M_\odot$, удалённой на расстояние 540 Мпк [23]. Расчёты были выполнены для нескольких моделей дисков: радиальная структура соответствовала зоне В в модели α -диска [27], вертикальная тепловая структура дисков соответствовала конвективному или радиативному механизмам переноса энергии, темп аккреции полагался критическим или 5% от критического. В первой серии расчётов в диске учитывалось только газовое давление. Во второй серии расчётов в уравнение состояния вещества входили и давление газа, и давление излучения. В третьей серии расчётов мы учли возможность адиабатического охлаждения (нагрева) газа вслед-

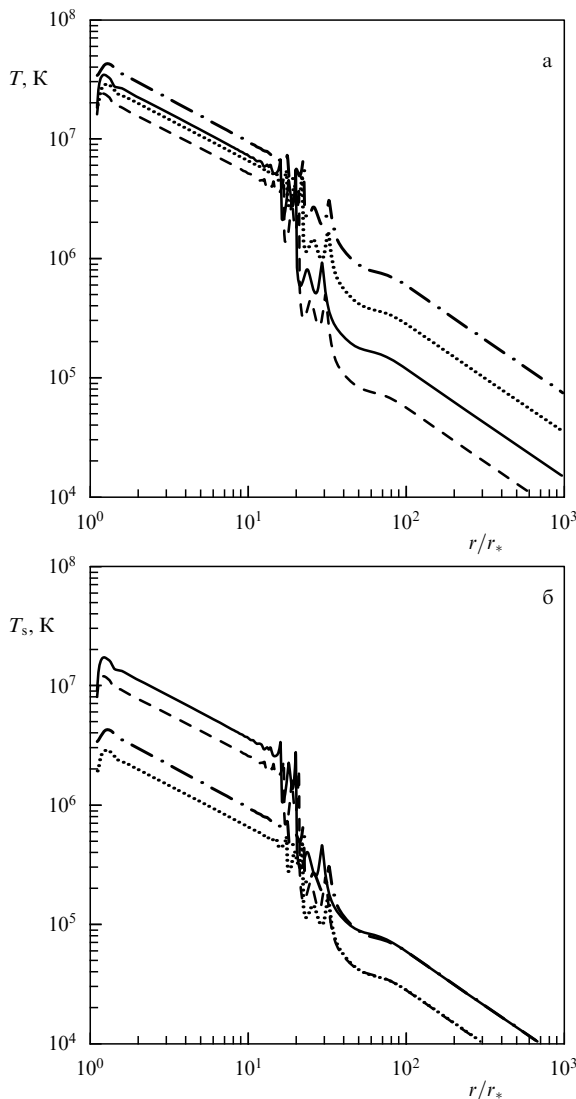


Рис. 15. Распределение температуры для четырёх моделей с учётом вертикального расширения: в средней плоскости диска (а) и на поверхности диска (б). Сплошная линия — конвективный диск ($f_{ht} = 2$) с высоким темпом аккреции ($\dot{m} = 1$). Штриховая кривая — конвективный диск с низким темпом аккреции ($\dot{m} = 0,05$). Штрихпунктирная кривая — радиативный диск ($f_{ht} = 10$) с высоким темпом аккреции. Пунктирная кривая — радиативный диск с низким темпом аккреции.

ствие его расширения (сжатия) в вертикальном направлении.

Все три серии моделей показали качественно схожие эффекты: за время менее 1 с светимость диска возросла до максимального значения, которое составило 10^{45} эрг s^{-1} в модели с газовым давлением и 10^{42} эрг s^{-1} в модели с учётом радиативного давления и вертикального расширения. Для заданной физической модели аккреционного диска и при фиксированных параметрах аккректора численная модель содержала два свободных параметра: перепад температуры между внутренними слоями диска и его поверхностью и темп аккреции. Задавая величину перепада температуры, мы моделировали диски с радиативным переносом тепла либо диски с развитой конвекцией. Температура во внутренних слоях конвективных дисков оказывается существенно ниже температуры радиативных дисков. Это приводит к тому, что конвективный диск оказы-

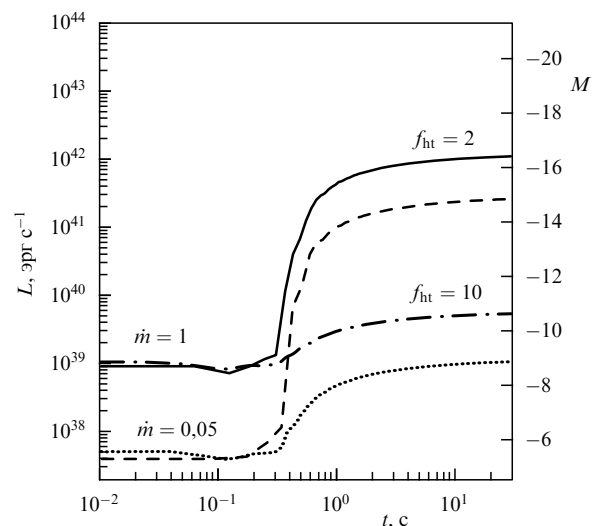


Рис. 16. Кривые блеска для четырёх моделей с учётом вертикального расширения. Обозначения кривых те же, что и на рис. 15.

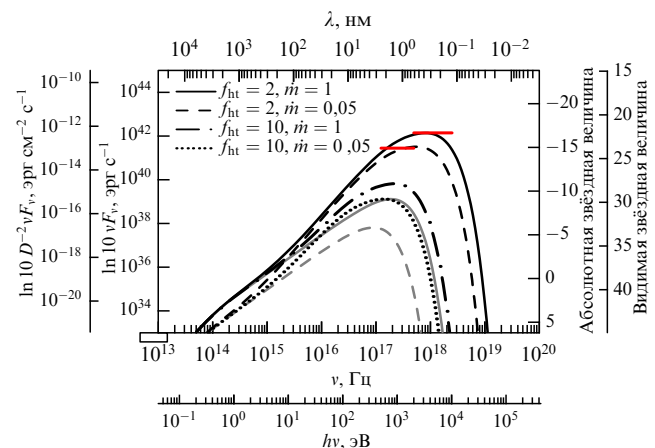


Рис. 17. Спектры электромагнитного излучения для моделей с учётом вертикального расширения, в единицах светимости на единичный логарифмический интервал частот. Внутренние вертикальные шкалы: светимость (слева) и абсолютная болометрическая звёздная величина (справа). Внешние вертикальные шкалы соответствуют источнику, удалённому на расстояние 540 Мпк: поток через единичную площадку детектора (слева) и видимая звёздная величина (справа). Обозначения чёрных линий те же, что и на рис. 15. Серым цветом показаны спектры невозмущённых дисков. Горизонтальными отрезками отмечены нижние пределы чувствительности детекторов EPIC-MOS и EPIC-PN обсерватории XMM-Newton (уровень 5σ при экспозиции 10^3 с) [46].

вается сильнее подверженным ударному сжатию, в нём выше возрастание температуры за УВ и, следовательно, сильнее возрастает светимость.

Расчёты спектров теплового излучения показали, что радиативные модели дисков дают основной поток в диапазоне мягкого рентгеновского излучения, а конвективные модели — и в мягком, и в жёстком рентгеновских диапазонах. Если принять в качестве модельного источника объект GW170814, удалённый на расстояние 540 Мпк, то всплеск светимости от конвективного диска может быть детектирован инструментом EPIC обсерватории XMM-Newton. Наблюдение этого эффекта в радиативных дисках потребует большей чувствительности детектора. При той же чувствительности и том же времени экспозиции (10^3 с) радиативный диск попадёт в область чувствительности детектора мягкого рентгенов-

ского диапазона камеры ЕРИС, если источник будет расположен ближе к нам в 3–10 раз.

В наших расчётах мы не моделировали переноса излучения и, следовательно, не учитывали конечного времени высвечивания при расчёте кривой блеска. Характерное время диффузии излучения вблизи внутреннего радиуса диска можно оценить как $t_{\text{rad}} \sim \tau_R H/c \sim \sim 3-30$ с, где оптическая полутолщина диска $\tau_R \sim \sim 10^5-10^6$, его геометрическая полутолщина $H \sim 10^6$ см. Время радиативного охлаждения тогда составит $t_{\text{cool}} \sim \sim t_{\text{rad}}(\max T)/T_* \sim 30-300$ с, при этом во внешних частях диска это время ещё больше, поскольку оно возрастает с увеличением радиуса (см. (69)). Причём динамическое время (оно же кеплеровское, оно же звуковое) составляет менее 1 с (см. табл. 3). Таким образом, радиативное охлаждение не оказывает влияния на форму кривой блеска в течение нескольких десятков или сотен секунд.

Авторы благодарят за обсуждение А.В. Тутукова (Институт астрономии РАН), Н.И. Шакуру (Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга (ГАИШ) Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (МГУ)) и К.Л. Маланчева (ГАИШ МГУ). Работа выполнена при поддержке программой КП19-270.

Список литературы

- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1988); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Pergamon Press, 1975)
- Clark J P A, Eardley D M *Astrophys. J.* **215** 311 (1977)
- Tutukov A V, Yungelson L R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **260** 675 (1993)
- Липунов В М, Постнов К А, Прохоров М Е *Письма в Астрон. журн.* **23** 563 (1997); Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E *Astron. Lett.* **23** 492 (1997)
- Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.) *Phys. Rev. X* **9** 031040 (2019)
- Богомазов А И, Липунов В М, Тутуков А В *Астрон. журн.* **84** 345 (2007); Bogomazov A I, Lipunov V M, Tutukov A V *Astron. Rep.* **51** 308 (2007)
- Тутуков А В, Черепашук А М *Астрон. журн.* **94** 821 (2017); Tutukov A V, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **61** 833 (2017)
- Misner C W, Thorne K S, Wheeler J A *Gravitation* (San Francisco: W.H. Freeman, 1973)
- Peres A *Phys. Rev.* **128** 2471 (1962)
- Bekenstein J D *Astrophys. J.* **183** 657 (1973)
- Bode N, Phinney S, in *American Physical Society, APS April Meeting, April 14–17, 2007, Abstracts* (Washington, DC: American Physical Society, 2007) S1.010
- Megevand M et al. *Phys. Rev. D* **80** 024012 (2009)
- Kocsis B, Loeb A *Phys. Rev. Lett.* **101** 041101 (2008)
- Черепашук А М *УФН* **186** 1001 (2016); Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **59** 910 (2016)
- O'Neill S M et al. *Astrophys. J.* **700** 859 (2009)
- Corrales L R, Haiman Z, MacFadyen A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **404** 947 (2010)
- Rosotti G P, Lodato G, Price D J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **425** 1958 (2012)
- Fitchett M J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **203** 1049 (1983)
- Pietilä H et al. *Celestial Mech. Dyn. Astron.* **62** 377 (1995)
- de Mink S E, King A *Astrophys. J. Lett.* **839** L7 (2017)
- Loeb A *Astrophys. J. Lett.* **819** L21 (2016)
- Бисикало Д В, Жилкин А Г, Курбатов Е П *Астрон. журн.* **96** 3 (2019); Bisikalo D V, Zhilkin A G, Kurbatov E P *Astron. Rep.* **63** 1 (2019)
- Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **119** 141101 (2017)
- Artymowicz P, Lubow S H *Astrophys. J.* **421** 651 (1994)
- Кайгородов П В и др. *Астрон. журн.* **87** 1170 (2010); Kaigorodov P V et al. *Astron. Rep.* **54** 1078 (2010)
- Сытов А Ю и др. *Астрон. журн.* **88** 862 (2011); Sytov A Yu et al. *Astron. Rep.* **55** 793 (2011)
- Shakura N I, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **24** 337 (1973)
- Lipunov V M *Astrophysics of Neutron Stars* (Berlin: Springer-Verlag, 1992)
- Bardeen J M *Nature* **226** 64 (1970)
- Thorne K S *Astrophys. J.* **191** 507 (1974)
- Li L-X, Paczyński B *Astrophys. J.* **534** L197 (2000)
- Milosavljević M, Phinney E S *Astrophys. J.* **622** L93 (2005)
- Dong R et al. *Astrophys. J.* **823** 141 (2016)
- Malanchev K L, Postnov K A, Shakura N I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **464** 410 (2017)
- Shakura N, Postnov K *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **451** 3995 (2015)
- Lightman A P, Eardley D M *Astrophys. J.* **187** L1 (1974)
- 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)
- Седов Л И *Методы подобия и размерности в механике* 8-е изд. (М.: Наука, 1977); Пер. на англ. яз.: Sedov L I *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics* (Moscow: Mir Publ., 1982)
- Самарский А А, Попов Ю П *Разностные методы решения задач газовой динамики* 2-е изд., испр. и доп. (М.: Наука, 1980)
- Самарский А А, Попов Ю П *Разностные методы решения задач газовой динамики* 3-е изд. доп. (М.: Наука, 1992)
- Гинзбург В Л *Теоретическая физика и астрофизика* (М.: Наука, 1975); Пер. на англ. яз.: Ginzburg V L *Theoretical Physics and Astrophysics* (Oxford: Pergamon Press, 1979)
- Илларионов А Ф, Сюняев Р А *Астрон. журн.* **49** 58 (1972); Illarionov A F, Sunyaev R A *Sov. Astron.* **16** 45 (1972)
- Pavlov G G, Shibano Yu A, Mészáros P *Phys. Rep.* **182** 187 (1989)
- Team XMM Newton Community Support. XMM-Newton Users Handbook. Issue 2.16, https://xmm-tools.cosmos.esa.int/external/xmm_user_support/documentation/uhb/XMM_UHB.html (2018)
- Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.) *Astrophys. J.* **818** L22 (2016)
- Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **116** 241103 (2016)
- Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **118** 221101 (2017)
- Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.) *Astrophys. J.* **851** L35 (2017)

Possible electromagnetic manifestations of merging black holes

D.V. Bisikalo^(*), A.G. Zhilkin^(†), E.P. Kurbatov^(‡)

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, ul. Pyatnitskaya 48, 119017 Moscow, Russian Federation
E-mail: ^(*) bisikalo@inasan.ru, ^(†) zhilkin@inasan.ru, ^(‡) kurbatov@inasan.ru

The accretion disk response to a loss of 5% of the mass of the accretor formed by a stellar-mass binary black hole collision has been simulated. The parameters of the initial binary system correspond to the gravitational-wave source GW170814. We performed a series of simulations of models with radiative and convective heat transfer mechanism, and various accretion rates. The models took into account radiation pressure and adiabatic vertical gas expansion. Reducing the mass of the accretor due to radiation of gravitational waves led to a strong hydrodynamic disturbance of the disk that developed in less than one second into a shock wave. As a result of shock heating, the luminosity of convective disks increased by 3–5 orders of magnitude and reached 10^{43} erg s⁻¹. The luminosity of radiative disks increased by 1–2 orders of magnitude, to 10^{40} erg s⁻¹. If the source is as far as 540 Mpc (as in the case of the GW170814 event), the disk brightening can be detected by the XMM-Newton X-ray observatory.

Keywords: gravitational waves, black holes, binary stars, black hole merging, accretion disks

PACS numbers: 04.30.Tv, 97.10.Gz, **97.80.-d**

Bibliography — 50 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **189** (11) 1213–1229 (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.04.038591>

Received 13 June 2019

Physics – Uspekhi **62** (11) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.04.038591>