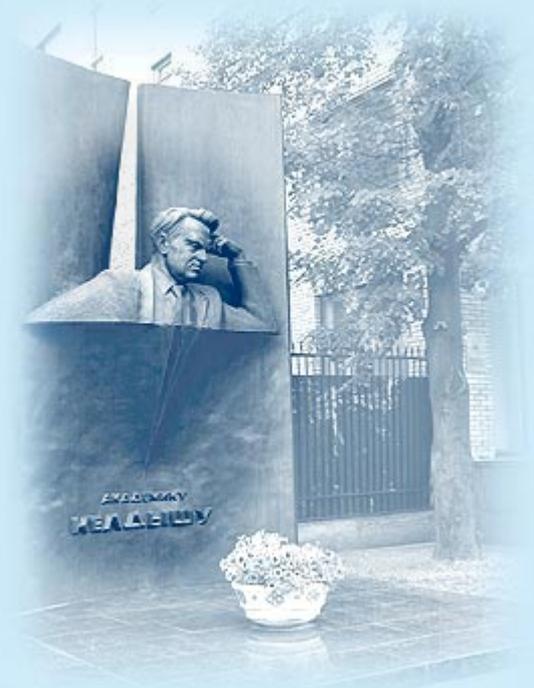




ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • Электронная библиотека

Препринты ИПМ • Препринт № 77 за 2024 г.



ISSN 2071-2898 (Print)
ISSN 2071-2901 (Online)

**А.Г. Аксенов, А.А. Баранов,
А.А. Филина, В.М. Чечеткин**

**О возможности
нуклеосинтеза при аккреции
на компактную звезду**

Статья доступна по лицензии
[Creative Commons Attribution 4.0 International](https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/)



Рекомендуемая форма библиографической ссылки: О возможности нуклеосинтеза при аккреции на компактную звезду / А.Г. Аксенов [и др.] // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2024. № 77. 20 с. <https://doi.org/10.20948/prepr-2024-77>
<https://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2024-77>

О р д е н а Л е н и н а
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
имени М.В.Келдыша
Российской академии наук

**А.Г. Аксенов, А.А. Баранов, А.А. Филина,
В.М. Чечеткин**

**О возможности нуклеосинтеза при
аккреции на компактную звезду**

Москва — 2024

А.Г. Аксенов, А.А. Баранов, А.А. Филина, В.М. Чечеткин

О возможности нуклеосинтеза при аккреции на компактную звезду

При построении количественной модели дисковой аккреции на нейтронную звезду мы получаем высокие значения плотности и температуры, интересные для рассмотрения нуклеосинтеза. Целью исследований является представление двух механизмов торможения вращающегося аккрецирующего вещества вокруг нейтронной звезды: кеплеровский диск с развитием крупномасштабных вихревых структур за счет приливных эффектов и пограничный слой с втеканием массы в ходе развития мелкомасштабной неустойчивости. Для полученных параметров падающего вещества мы обсуждаем возможность осуществления нуклеосинтеза.

Ключевые слова: Аккреционные диски, нуклеосинтез, нейтронные звезды, черные дыры

Aleksey Gennadievich Aksenov, Andrey Alekseevich Baranov, Anastasia Alekseevna Filina, Valery Mikhailovich Chechetkin

On possibility of nucleosynthesis during accretion on a compact star

Constructing a quantitative model of disk accretion on a neutron star, we obtain high densities and temperatures that are interesting for considering nucleosynthesis. The aim of the research is to present two mechanisms of deceleration of rotating accreting matter around a neutron star: a Kepler disk with the development of large-scale vortex structures due to tidal effects and a boundary layer with mass influx during the development of small-scale instability. For the parameters obtained for the accreting matter, we discuss the possibility of nucleosynthesis.

Key words: Accretion disks, Nucleosynthesis, Neutron Stars, Black Holes

Введение

Аккреция на компактную звезду типа нейтронной звезды (НЗ) или черную дыру (ЧД) представляет собой интересный объект исследования из-за получения уникальных параметров энергии вещества за счет работы сил гравитации. За счет усиления эффектов вращения при уменьшении характерных размеров падающего вещества при сохранении момента импульса вещество при аккреции принимает форму тонкого диска. Вращение – естественный процесс, т.к. половина звезд относится к двойным системам. Для определенности мы ориентируемся на гравитирующее тело в виде типичной НЗ максимальной массы $1.4M_{\odot}$ с минимальным радиусом 10 км. При увеличении массы нейтронной звезды ее радиус уменьшается, и, соответственно, в близкой двойной системе даже компактных НЗ менее массивная НЗ будет донором массы. А уж тем более когда вторая звезда более рыхлый белый карлик. Первая космическая скорость вращающегося газа на поверхности НЗ сравнима со скоростью света, а температура при нагреве и торможении достигает значений более 10^8 К. Помимо высокой температуры и, возможно, высокой плотности энергии вещества интерес к задаче об аккреции можно объяснить еще двумя причинами: малым числом параметров задачи и не до конца понятным механизмом потери момента импульса. Параметров очевидно два: масса гравитирующей звезды и темп аккреции массы. А проблема физико-математической модели состоит в малой физической вязкости падающего вещества (это прежде всего водород), недостаточной для объяснения потери момента импульса и получения нужного темпа аккреции и наблюдаемых рентгеновских источников излучения. Количественные подробности будут разъяснены в постановке задачи. Здесь просто укажем, что для НЗ существует так называемая Эддингтоновская светимость $\sim 10^{38}$ эрг \cdot с $^{-1}$, выше которой компактная звезда будет разрушаться.

В самых первых одномерных моделях аккреции стали привлекать турбулентную вязкость, выдвигая гипотезу о наличии неустойчивости, эффективно приводящей к многократному усилению молекулярной вязкости протонов [1, 2, 3, 4]. В 1D модели тензор вязкости заявляется ниже давления газа. Поскольку мы относим себя к физикам и частично к математикам, то должны придерживаться количественных показателей. Суть наших исследований моделей аккреционных дисков состоит в следующем. Мы имеем физико-математическую модель газовой динамики с учетом вязкости для исследования движения плазмы в многомерной постановке с учетом, если требуется, кинетических эффектов – обмена энергиями между компонентами и переносом излучения в рамках диффузии с ограничением потоков [5]. Мы закладываем в расчеты турбулентную вязкость, многократно превосходящую молекулярную, и хотим продемонстрировать возникновение неустойчивостей течения, способного эффективно увеличить молекулярную вязкость. В противном случае газодинамическая модель аккреции неприменима,

и необходимо привлекать в рассмотрение магнитную газовую динамику, а может быть, переходить к рассмотрению кинетических уравнений Больцмана для функций распределения частиц разреженного газа. Математическая задача об устойчивости должна начинаться с построения стационарной модели. При наличии неустойчивостей должна проявляться самая быстрорастущая мода за счет задания небольших случайных возмущений течения либо наличия ошибок округления при расчете на конечной сетке.

В работе [5] был представлен и протестирован математический аппарат, пригодный для решения газодинамических задач с количественным учетом вязкости и диффузии излучения в многомерной геометрии. В качестве стационарной модели, мы исследовали устойчивость кеплеровских дисков, в которых ведущую роль в поддержании равновесия играет центробежная сила. Конфигурации для исследования выбирались двух типов: эллипсоидальное распределение плотности (монотонно возрастает при приближении к нейтронной звезде (НЗ)) и тороидальное распределение (диск касается поверхности НЗ). Начальное построенное равновесие было точным. При введении турбулентной вязкости вещество у поверхности НЗ тормозилось и растекалось, торможения вышележащих слоев диска и их движения к поверхности не происходило, эллипсоидальное распределение плотности перестраивалось в тороидальное, возмущения от погранслоя у поверхности НЗ в диск не распространялись. Кеплеровские диски продемонстрировали устойчивость, и принципиальной разницы между двумя начальными моделями не обнаружилось. При трении внутренних частей эллипса о НЗ росла температура и образовывался дефицит плотности, основной вклад в давление обеспечивало излучение, получалось квазистационарное состояние типа тора. Сдвиговой неустойчивости (мелкомасштабные неустойчивости в области с большим градиентом тангенциальной скорости) на поверхности НЗ не наблюдалось из-за дефицита вещества у поверхности. Захвата вышележащих слоев газа нижележащими с отбором момента импульса не происходило. Был продемонстрирован вероятный способ эффективного увеличения молекулярной вязкости за счет роста крупномасштабных возмущений в азимутальном направлении, возникающих, очевидно, из-за действия приливных возмущений при аккреции. Возмущения приводили к радиальным пульсациям и обеспечивали поставку свежего вещества к поверхности НЗ, на которой торможение происходило за счет прилипания к поверхности. Скорость потери момента за счет небольших возмущений выросла на несколько порядков. Такая нестационарная аккреция благодаря приливным эффектам, при которой куски диска придвигаются, тормозятся и падают на поверхность нейтронной звезды, и привела к идее нуклеосинтеза при аккреции. Из-за введения незначительных азимутальных возмущений для характерной плотности кеплеровского диска $\sim 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ температуры на поверхности НЗ получились небольшими $\sim 10^8 \text{ К}$, собственно, как и предсказывают оценки (см. далее постановку задачи).

В работе [6] было проверено предположение, что монотонное увеличение плотности при приближении к поверхности НЗ можно получить при задании угловой скорости втекающего на внешней границе вещества со скоростью строго ниже кеплеровской, так, чтобы вблизи поверхности НЗ из-за усиления эффектов вращения при уменьшении цилиндрического радиуса угловая скорость жидкой частицы приближалась к кеплеровской. И такое решение продемонстрировало возникновение сдвиговой неустойчивости в простейшем случае цилиндрической 2D геометрии. Граничное условие включает торможение угловой скорости (как и должно быть на НЗ) и свободное протекание на внутренней границе (непрерывны нормальная компонента скорости и давление), что математически эквивалентно исключению прилипшего к поверхности НЗ вещества из расчетной области. Характерная плотность втекающего холодного газа также выбиралась небольшой $\sim 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, а температура горячего газа на некотором расстоянии от НЗ из-за расширения области торможения при развитии неустойчивости также понижалась до значений $\sim 10^8 \text{ К}$.

В западной литературе нуклеосинтез, сопутствующий аккреции, впервые был предложен для аккреции на ЧД [7]. Либо рассматривается при формировании НЗ при взрыве сверхновой и сверхкритической аккреции [8], либо в гамма-всплесках, предположительно являющихся сливающимися компактными звездами [9, 10, 11, 12]. В этих работах богатый нуклосинтез вплоть до образования радиоактивного никеля [13] обязан высоким температурам $\gg 10^9 \text{ К}$ и плотностям. Поскольку модели аккреционных дисков имеют ряд свободных параметров, было принято решение посмотреть влияние увеличения плотности втекающего вещества на температуру в области торможения. Нас интересуют сохранение турбулентности и возможность получения высокой температуры в такой области при повышении плотности в потоке падающего вещества. Сама нейтронная звезда имеет атмосферу тоньше 1 см в силу большой гравитации на ее поверхности, состоящей из обычного вещества ядер и электронов. С одной стороны, НЗ может рассматриваться как непроницаемая стенка, к которой прилипает вещество аккреционного диска даже с высокой плотностью. А с другой стороны, из-за томсоновского рассеяния чернотельного излучения на электронах температура при торможении вещества диска не должна быть слишком большой, чтобы НЗ не разрушалась выносом вещества из-за давления излучения, превышающим гравитацию. Наш диск тонкий по сравнению с радиусом нейтронной звезды, и, вероятно, предел эддингтоновской светимости надо соотносить к способности НЗ излучать со всей поверхности без разрушения.

Физико-математическая модель

Коротко напомним основные физические параметры задачи. Внутренний радиус расчетной области определяется компактным астрофизическим объектом типа НЗ, $r_{\text{NS}} = 10$ км [14]. Для ее типичной массы $M_{\text{NS}} = 1.4M_{\odot}$ [15] имеем кеплеровскую скорость при падении $\sqrt{GM_{\text{NS}}/r_{\text{NS}}} = 1.36 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1} = 0.45c$, сравнимую со скоростью света c . Если торможение происходит прямо на поверхности НЗ, то соответствующая температура смеси протонов, электронов, чернотельного излучения

$$T = \sqrt[4]{\rho/(\text{г см}^{-3})} \cdot 2.5 \cdot 10^8 \text{ К} = \sqrt[4]{\rho/(\text{г см}^{-3})} \cdot 25 \text{ кэВ} \quad (1)$$

слабо зависит от плотности и отвечает рентгеновскому излучению. При невысокой плотности основной вклад во внутреннюю энергию заторможенного газа обеспечивает излучение (см. подробнее уравнение состояния (6) в постановке задачи). И поскольку корень четвертой степени означает слабую зависимость температуры излучения от плотности падающего вещества, то эффективность переработки гравитационной энергии может быть оценена как [5]

$$\dot{E} = \frac{v_{\phi}^2}{2} \dot{M} = 0.1c^2 \dot{M}. \quad (2)$$

Характерная температура много меньше $m_e c^2 = 511$ кэВ, значит, электроны нерелятивистские. Однако температура достаточно высокая, чтобы кинетическая энергия электронов оказалась много больше их энергии Ферми $\epsilon_{\text{F}} = k_{\text{B}} T_{\text{F}} = (3\pi^2 \hbar^3 \rho / m_p)^{2/3} / (2m_e)$. Таким образом электроны невырожденные, уравнение состояния электронов и протонов – это идеальный газ.

Рассмотрим сдвиговую вязкость и преобладающую роль в вязкости производных угловой скорости. Будем считать $|v_r| \ll |v_{\phi}|$ и производные v_r малыми в тензоре вязкости. Пренебрежем также при расчете вязкости дивергенцией скорости $\text{div} \mathbf{v}$. Тогда в 2D цилиндрических координатах (r, ϕ) остается компонент вязкого тензора $\sigma_{r\phi} = \eta r \partial \Omega / \partial r$, где угловая скорость $\Omega \equiv v_{\phi} / r$. Для записи уравнений газовой динамики [16] с вязкими членами в криволинейных цилиндрических координатах необходимо учесть единообразную нормировку всех компонент физических векторов, в отличие от математики [17], см., например, приложения в [18, 19]. Закон сохранения массы:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \rho v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho v_{\phi})}{\partial \phi} = 0.$$

Для наглядности представления вязких членов мы вместо законов сохранения

импульса и энергии далее выписываем уравнения движения:

$$\rho \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\phi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \phi} \right) - \frac{\rho v_\phi^2}{r} + \frac{\partial P}{\partial r} = \rho g_r, \quad (3)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_\phi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + \frac{v_\phi}{r} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \phi} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \eta \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right), \quad (4)$$

и уравнение для внутренней энергии

$$\rho \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + v_r \frac{\partial \epsilon}{\partial r} + \frac{v_\phi}{r} \frac{\partial \epsilon}{\partial \phi} \right) + P \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r v_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} \right) = \eta r^2 \left(\frac{\partial \Omega}{\partial r} \right)^2. \quad (5)$$

Уравнение состояния включает в себя идеальные газы протонов, электронов и чернотельное излучение:

$$P(\rho, T) = 2 \frac{\rho}{m_p} k_B T + \frac{1}{3} \cdot \frac{\pi^2}{15 (c \hbar)^3} (k_B T)^4. \quad (6)$$

При невысокой плотности $\rho = 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ давление излучения сравнивается с давлением протон-электронного газа уже при температуре $T = 2.79 \cdot 10^7 \text{ К}$. Оценим также длину, на которой происходит поглощение фотонов при комптоновском рассеянии фотонов на электронах

$$l = \frac{1}{\sigma_T \rho / m_p} = \frac{2.5 \text{ см}}{\rho / (\text{г} \cdot \text{см}^{-3})},$$

где томсоновское сечение $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$. Можно принять диск оптически плотным с равными температурами протонов, электронов, чернотельного излучения.

Вместо физической молекулярной вязкости протонов [20, 21] принято использовать много большую турбулентную вязкость [3]

$$\eta_t = 0.1 \rho c_s \Delta_t, \quad (7)$$

где скорость звука $c_s = \sqrt{\Gamma P / \rho}$ с размерным коэффициентом характерной длины $[\Delta_t] = \text{см}$, равной характерной толщине переходной области, например толщине диска. В проведенных расчетах на использованной расчетной сетке в пределах 1000 интервалов на толщину $0.2 r_{\text{NS}} = 2 \cdot 10^5 \text{ см}$ мы смогли разрешить вязкость с характерной длиной не ниже $\Delta_t = 10^3 \text{ см}$. В расчетах самого коэффициента вязкости мы учитываем скорость звука только газодинамической части $c_s = \sqrt{5/3 \cdot 2\rho/m_p T}$. При высоких температурах давление излучения много больше давления газа протонов и электронов, вряд ли целесообразно

излучение учитывать в вязкости.

Так же как для кеплеровских стационарных дисков [5], мы используем торможение тангенциальной скорости о поверхность НЗ, однако принимаем свободное протеканием вещества через внутреннюю границу $dv_r/dr = 0$, $dP/dr = 0$ типа решения для черной дыры (ЧД) [22]. Формально условие свободного протекания эквивалентно перестройке сетки и исключению из расчетов заторможенного вещества. Граничные условия на внутренней границе дают возможность задать потоки массы и момента импульса на внешней границе для получения стационарного решения, пригодного для исследования неустойчивости в многомерной постановке. Можно сделать более сильное утверждение. Поскольку даже турбулентная вязкость мала в основной области течения с умеренными градиентами угловой скорости, торможение начнется на поверхности НЗ, когда там сформируется максимальный градиент угловой скорости. Таким образом со свободным протеканием можно стационарное начальное решение специально не получать, отключая вязкость, а получать выход на квазистационар с пиком угловой скорости на НЗ с постоянным учетом турбулентной вязкости. Если бы мы выбрали на поверхности НЗ прилипание вещества для исследования сдвиговой неустойчивости, то предварительное построение стационарной модели с отключением вязкости и с протеканием обязательно. Собственно, так мы первоначально и делали, используя меньшую вязкость и более грубую расчетную сетку. Для стационарного начального условия в виде протекания включали прилипание вещества на НЗ, а вопрос ограничения радиальных возмущений решали путем введения релаксации температуры к постоянной величине 10^8 К, объясняя это потерями на излучение. Мелкомасштабная неустойчивость воспроизводилась и в таком расчете тоже.

Имея эволюционный код газовой динамики, выбрав небольшую радиальную скорость втекания вещества на внешней границе и приняв произвольное начальное состояние газа в расчетной области, мы обнаружили существование верхнего предела угловой скорости втекающего вещества. Оказывается, угловую скорость, равную локальной кеплеровской на внешней границе, задавать нельзя. Стационарные решения получались только при меньшем значении момента импульса втекающего вещества. Это становится понятным из приближенного сохранения момента импульса и сохранения энергии жидкой частицы при ее движении к центру:

$$\Omega r^2 \approx \text{const}, \quad (8)$$

$$\frac{(\Omega r)^2}{2} - \frac{GM}{r} + \frac{v_r^2}{2} \approx \text{const}. \quad (9)$$

Слова «приближенное сохранение» означают пренебрежение градиентом давления в сравнении с гравитацией и центробежной силой. Иначе говоря,

удельная внутренняя энергия падающего вещества много меньше кинетической энергии кеплеровского вращения при выходе на квазистационарное течение, пока не произойдет перестройка решения из-за торможения тангенциальной скорости. Физическая причина наличия максимальной угловой скорости на внешней границе для стационарного течения состоит в резком увеличении центробежной силы при уменьшении радиуса по сравнению с гравитацией. Для получения ограничения на угловую скорость втекающего газа достаточно в первом члене закона сохранения энергии (9) использовать значение $\Omega(r)$ из закона сохранения импульса (8), считать радиальную скорость втекания на внешней границе малой, а на внутренней границе потребовать неотрицательный квадрат радиальной скорости. Максимальная допустимая для стационарного решения угловая скорость на внешней границе получается зависящей только от массы и радиуса аккрецирующей звезды

$$\Omega_b^2 \leq \frac{GM}{r_{NS}^3} \frac{2r_{NS}^2}{r_b^2} \frac{1 - r_{NS}/r_b}{(r_b/r_{NS})^2 - 1} = \frac{GM}{r_{NS}^3} \frac{r_{NS}^4}{r_b^4} \frac{2}{1 + r_{NS}/r_b}. \quad (10)$$

Примечательная особенность такого стационарного решения (см. рис. 2) заключается в угловой скорости на поверхности НЗ выше локальной кеплеровской скорости. Радиальная скорость падения вещества при приближении к НЗ сначала увеличивается по направлению к центру, пока угловая скорость вещества не достигнет локальной кеплеровской, а потом, при превышении локальной кеплеровской скорости, радиальная скорость вещества уменьшается за счет избытка центробежной силы. Примечательная особенность стационарного решения заключается не только в большой плотности на поверхности звезды, но даже в ее увеличении при приближении к поверхности, т.к. поток массы через сферу радиусом r постоянный, $\rho v_r 4\pi r^2 = \text{const}$, а величина $|v_r| 4\pi r^2$ при приближении к поверхности звезды даже уменьшается.

Расчеты проводятся в области $r_{NS} < r < r_b = 1.20r_{NS}$, $0 < \phi < \pi/2$ на равномерной сетке 800×150 конечно-разностным методом сквозного счета [23], адаптированным нами для учета газа с вязкостью [5], а также с возможностью рассмотрения многотемпературного газа с табличным уравнением состояния [24, 21, 18, 19]. Схемы высокого порядка точности гудоновского типа позволяют обходиться без явного выделения контактных разрывов в расчетах и при этом, оказывается, способны обеспечить отличное сохранение момента импульса при отсутствии вязкости, являясь консервативными только для массы, импульса, энергии. Это важное свойство, т.к. даже турбулентная вязкость в основной расчетной области невелика.

Задается произвольное начальное распределение газа в расчетной области $r_{NS} < r < 1.2r_{NS}$, $0 < \phi < \pi/2$. Для угла ϕ задается периодическое граничное условие. На внутренней границе (на НЗ) тангенциальная скорость тормозится $v_\phi \equiv \Omega r = 0$, выбрано свободное протекание вещества ($\partial P/\partial r, \partial v_r/\partial r = 0$).

Заданию произвольных значений потока массы, импульса, энергии на внешней границе препятствуют очень большая угловая скорость и слишком большая кинетическая энергия по сравнению с внутренней, к тому же с усилением роли вращения при сжатии. Вместо задания потоков на внешней границе мы задаем примыкание к этой границе газа с постоянной плотностью $\rho = 10^5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ с небольшой отрицательной радиальной скоростью $v_r = -10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ с малым давлением $4 \cdot 10^{17} \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2}$, а в угловую скорость, выбираемую немного ниже предела (10): $v_\phi(r = r_B, \phi) = 0.98 \sqrt{2/(1 + r_{\text{NS}}/r_b)} (r_{\text{NS}}/r_b)^4 \sqrt{GM_{\text{NS}}/r_{\text{NS}}^3} \cdot r_b \cdot (1 + 2 \cdot 10^{-4} \cos(8\phi))$, закладываем два малых возмущения по азимутальному углу в рассматриваемой расчетной области $0 \leq \phi < \pi/2$. Возмущения могут быть связаны, например, с воздействием приливных сил от компаньона аккрецирующей звезды [25]. Возмущения нужны как затравки возможных неустойчивостей. Потоки массы, импульса, энергии на внешней границе определяются из решения задачи о распаде разрыва на внешней границе. Непосредственно на внешней границе получаются постоянные по времени значения: плотности $\rho = 1.3 \cdot 10^4 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, температуры $T = 5.22 \cdot 10^8 \text{ К}$, радиальной $v_r = -7.3 \cdot 10^8 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, угловой скоростью $v_\phi(r = r_B, \phi) = 9.69 \cdot 10^9 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ и низкая температура $5.03 \cdot 10^7 \text{ К}$ с еще заметным вкладом в давление газовой компоненты в сравнении с излучением, $\Gamma = 1.4 > 4/3$.

Решение задачи вблизи угла $\phi = 0$ представлено на рис. 1, 2. Поначалу за характерное время протекания вещества с характерной скоростью $10^9 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ через расчетную область толщиной $2 \cdot 10^5 \text{ см}$ к моменту времени 0.309 мс , которое согласуется с газодинамическим временем для толщины расчетной области и характерной радиальной скорости, мы получаем стационарное решение. Плотность и температура газа меняются слабо по расчетной области на рис. 1. Рис. 2 для квазистационарного состояния в момент времени t_1 показывает достижение веществом локальной кеплеровской скорости $\Omega_{\text{Kerler}}(r) = \sqrt{GM_{\text{NS}}/r^3}$ внутри расчетной области и замедление скорости падения при превышении угловой скоростью кеплеровской.

Торможения угловой скорости в момент t_1 на НЗ на рис. 2 нет. Для наглядности представления стационарного решения мы отключили вязкость и торможение газа о НЗ до момента времени 0.5 мс . В реальности при постоянном учете торможения угловой скорости с начала расчетов торможение пренебрежимо мало, пока профиль угловой скорости не выйдет на острый пик вблизи внутренней границы примерно в этот момент времени 0.5 мс . Благодаря параболичности уравнения для угловой скорости при разрешении вязкости сеткой пик угловой скорости на НЗ размывается до нуля, время размытия острого пика нулевой угловой скорости на НЗ нулевое. В данных расчетах мы были вынуждены выбирать не слишком малую характерную длину $\Delta_t = 10^3 \text{ см}$ в уравнении для коэффициента турбулентной вязкости (7) даже на подробной сетке $\Delta r = 2 \cdot 10^5/800 = 250 \text{ см}$.

При длительном расчете до моментов времени $t_2 = 0.527 \text{ мс}$, $t_3 = 0.935 \text{ мс}$

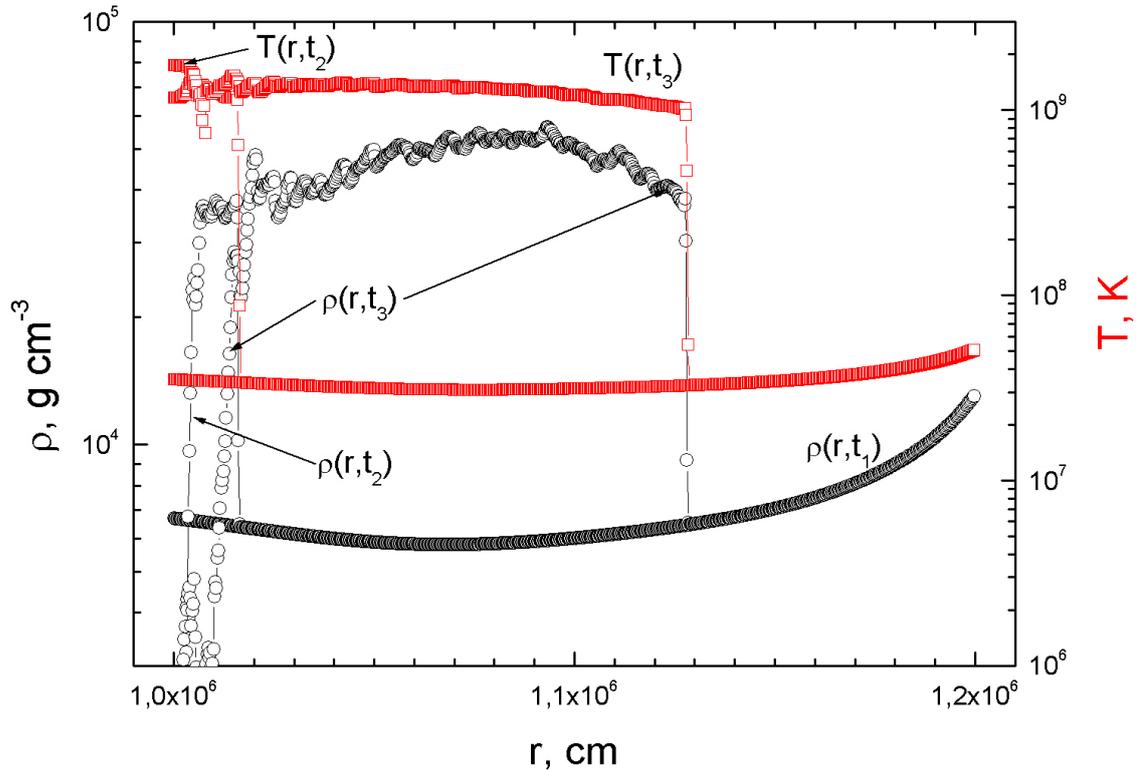


Рис. 1. Профили плотности (кружки) и температуры (квадраты) в 2D задаче об аккреции для угла $\phi = 0$. Прилипание для тангенциальной скорости обеспечивает торможение. Выход на стационарное решение в момент времени $t_1 = 0.310$ мс, в моменты времени $t_2 = 0.527$ мс начало развития неустойчивости, а в момент $t_3 = 0.935$ мс явно наблюдается мелкомасштабная неустойчивость в области торможения угловой скорости.

мы наблюдаем торможение угловой скорости, переход кинетической энергии вращения во внутреннюю энергию, в основном в излучение при температуре выше 10^8 К. И поскольку плотность вещества в области торможения в данном случае осталась достаточно высокой в сравнении с кеплеровским диском, сдвиговая мелкомасштабная неустойчивость при прохождении ударной волны (УВ) наружу (рис. 1,2) наблюдается на рис. 3 при рассмотрении линий уровня логарифма плотности в разные моменты времени. Мелкомасштабные возмущения возникают из небольших длинноволновых возмущений угловой скорости втекающего вещества.

С введением торможения тангенциальной скорости о звезду нам не пришлось закладывать в модель чрезмерную турбулентную вязкость (7), тензор которой сравним с давлением, как в моделях Шакуры, Сюняева [26]. Вязкость эффективно увеличивается во внутренней области благодаря развитию 2D неустойчивости.

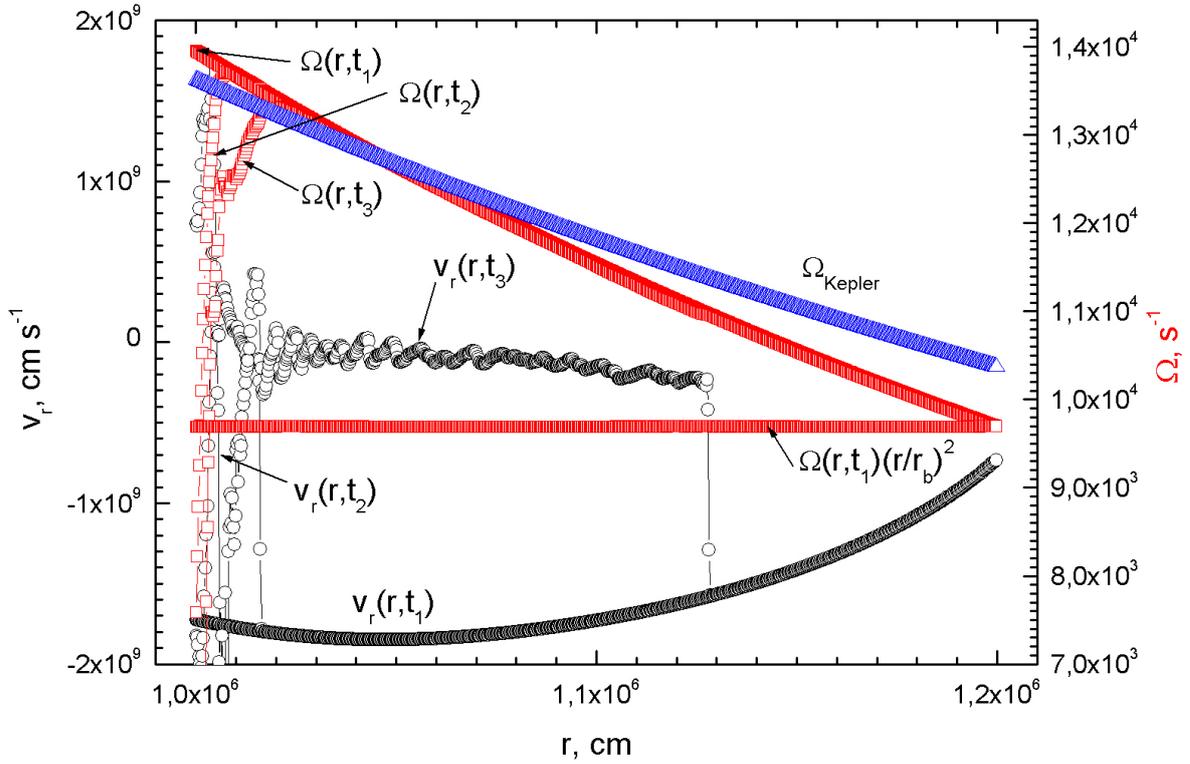


Рис. 2. Профили радиальной скорости (кружки) и угловой (квадраты) в 2D задаче для угла $\phi = 0$. Торможение гораздо менее эффективное, чем при прилипанию скорости к поверхности, угловая скорость при приближении к НЗ не падает из-за поступления вещества. Выход на стационарное решение в момент времени $t_1 = 0.310$ мс, в моменты времени $t_2 = 0.527$ мс, $t_3 = 0.935$ мс наблюдается развитие неустойчивости. При достижении равновесия угловая скорость вещества во внешних слоях ниже локальной угловой скорости Кеплера (Ω_{Kepler}) (треугольники), здесь вещество ускоряет падение, т.к. давление мало в сравнении с гравитацией и центробежной силой. Во внутренней области угловая скорость вещества превышает Кеплер, падение вещества тормозится, в точке равенства угловых скоростей производная $\partial v_r / \partial r$ меняет знак, т.к. давление мало. Также для стационарного решения показано сохранение момента импульса жидкой частицы при аккреции

$$\Omega(r, t_1) (r/r_b)^2 = \text{const.}$$

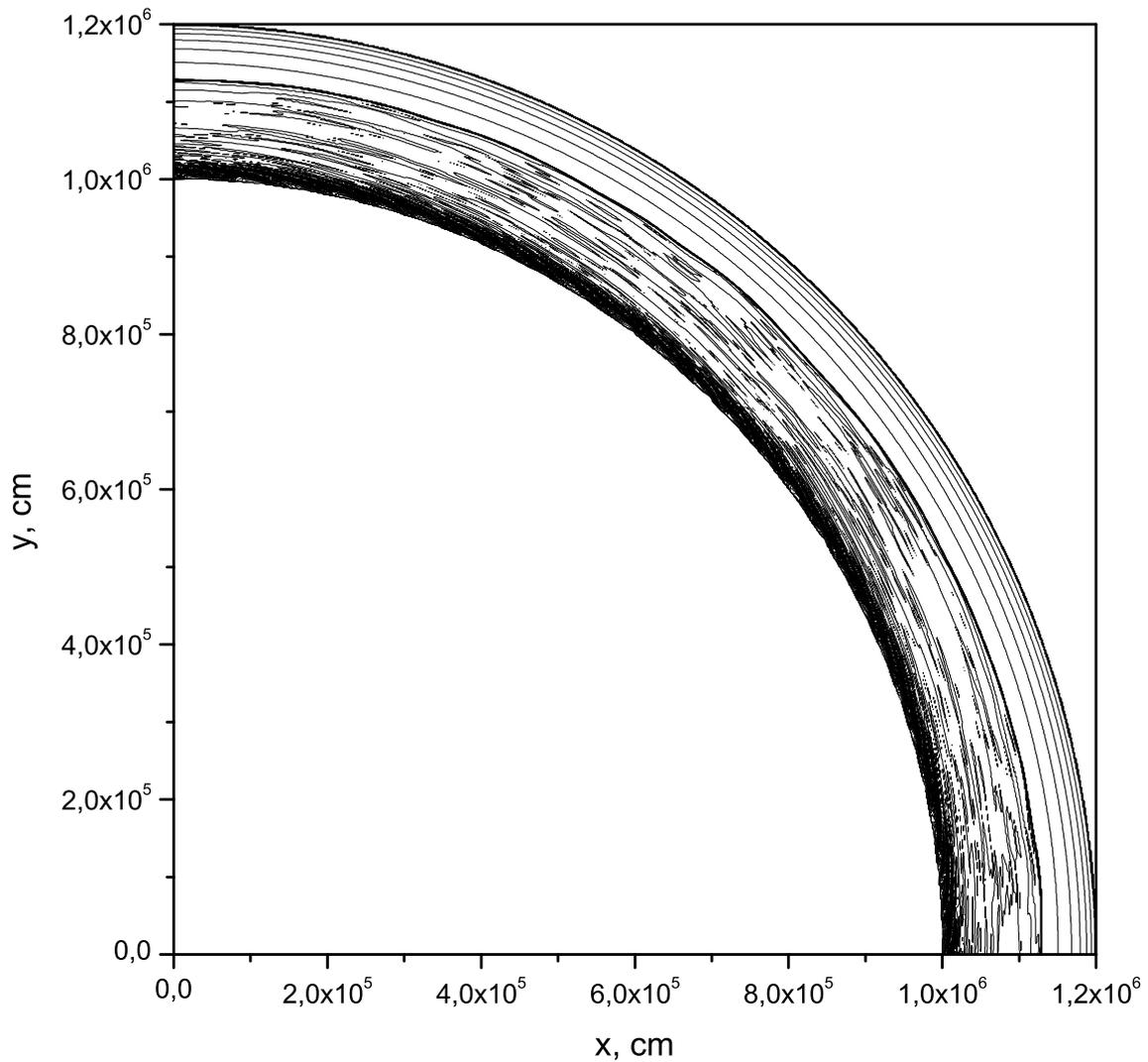


Рис. 3. Линии уровня логарифма плотности в плоскости $(x = r \cos \phi, y = r \sin \phi)$ ($\lg \rho_{\min} = 3, \lg \rho_{\max} = 5, \Delta \lg \rho = 0.05$) в момент $t_3 = 0.935$ мс демонстрируют развитие мелкомасштабной сдвиговой неустойчивости в области торможения угловой скорости.

Таким образом, в рамках газовой динамики с искусственно завышенной вязкостью относительно молекулярной мы продемонстрировали возникновение турбулентности для выбранной аккреции. И поскольку в такой области из-за мелкомасштабных возмущений действительно резко возрастает молекулярная вязкость до турбулентной, область торможения расширяется, источник излучения будет находиться в области удаленной от поверхности НЗ и оценки температуры уходящего излучения (1) и эффективности переработки кинетической энергии в излучение (2) претерпевают некоторое изменение. На рис. 2 переходная область торможения $\Omega(r)$ в момент времени t_3 мс находится на расстоянии $2 \cdot 10^4$ см от НЗ, а УВ отошла на расстояние $1.4 \cdot 10^5$ см. Мы и получили на УВ на рис. 1 температуру порядка 10^9 К в несколько раз ниже оценки температуры торможения непосредственно на НЗ. Но эта температура на порядок выше расчетов [6] за счет выбора плотности втекающего вещества на четыре порядка больше.

Результаты расчетов с высокой плотностью привели к тому же результату для скоростей (рис. 2) и тех же мелкомасштабных сдвиговых неустойчивостей (рис. 3), что и в работе [6]. Разница заключается только в больших плотности и температуре. Остается оценить возможность существования аккреции с такой большой плотностью (на четыре порядка выше расчетов [6]). В данных расчетах на границе плотность потока втекающей массы $\rho_B v_{rB} = -9.5 \cdot 10^{12}$ г/(см² с) вместо $-7.2 \cdot 10^8$ г/(см² с). Итого, темп аккреции энергии $\dot{M}c^2 \sim 6 \cdot 10^{40}(d/\text{см})$ эрг/с, где d есть толщина диска. И если учесть снижение температуры излучения на ударной волне в 3 раза в сравнении с температурой, достижимой при торможении на НЗ, то эффективность переработки энергии в излучение вместо коэффициента 0.1 может оказаться 10^{-3} , т.е. излучение может находиться вблизи эддингтоновского предела для нейтронной звезды $\sim 10^{38}$ эрг \cdot с⁻¹ в случае тонкого диска. Ввиду слабой зависимости температуры от плотности, как корень четвертой степени, верхний предел температуры 10^9 К в области торможения за УВ можно считать установленным.

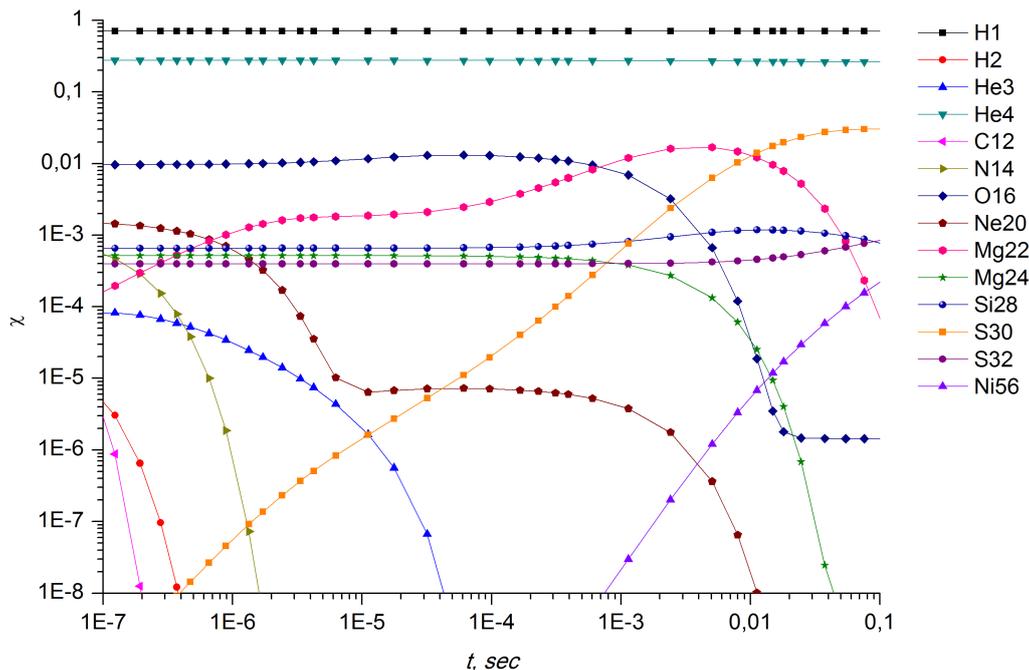


Рис. 4. Массовая доля изотопов χ для начального состава вещества, эквивалентного солнечному.

Оценки нуклеосинтеза

Получившиеся в ходе газодинамических расчетов значения температуры и плотности достигают величин, при которых скорость ядерных реакций возрастает по сравнению со стабильным горением в недрах звезд. При температурах $T > 10^9$ K от реакций слияния легких ядер, горение переходит к rp - и α -процессам и приводит к образованию тяжелых элементов [27]. Возникающий при аккреции нуклеосинтез может давать свой вклад в обогащение химического состава межзвездного пространства. Особый интерес представляют конфигурации, когда скорость аккреции близка к критической (эддингтоновской), и падающее вещество выбрасывается из двойной системы под сильным давлением излучения.

Другой возможный эффект, представляющий интерес для исследований, может проявиться, если сложатся условия для взрывного нуклеосинтеза. Это может приводить к возможным вспышкам, которые могут служить отличительной наблюдаемой чертой таких систем и позволят определять количественные характеристики и их химический состав.

Для оценки темпов горения и образования тяжелых элементов мы провели расчеты цепочек ядерного горения для полученных значений температуры и плотности. Для расчета мы использовали ограниченную цепочку реакций для 34 изотопов, включающую реакции горения водорода, CNO-цикл, rp -процессы и α -процессы. В качестве начальных условий мы рассмотрели две конфигурации. В первом случае взяли химический состав, аналогичный Солнечной атмосфере [28]. Во втором случае второй звездой-донором вещества для диска выступает

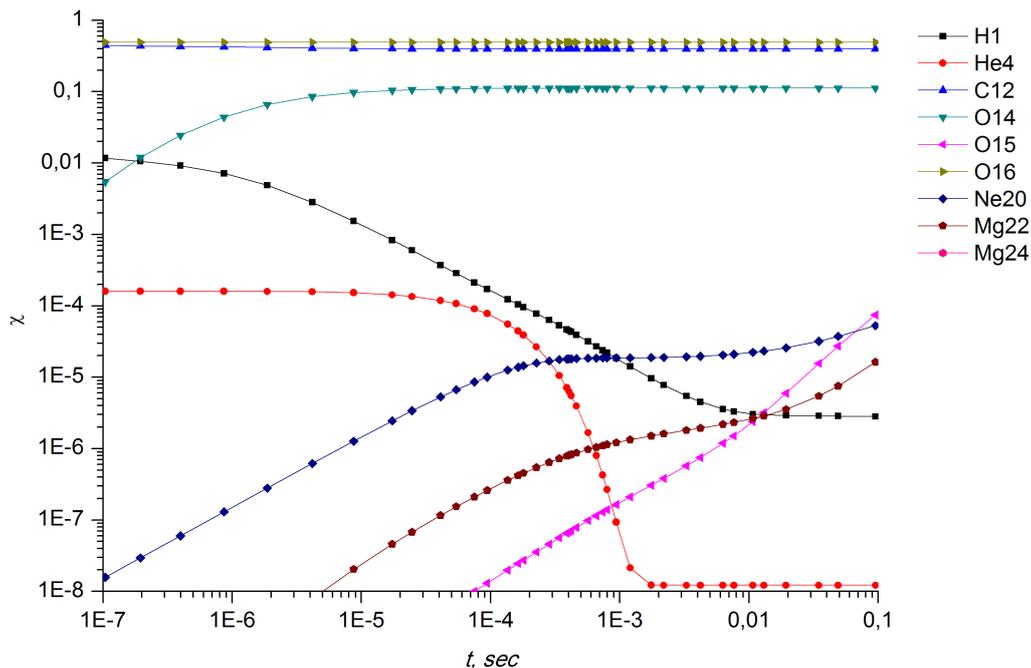


Рис. 5. Массовая доля изотопов χ для начального состава вещества белого карлика (углеродно-кислородная смесь).

белый карлик. Химический состав вещества представляет собой смесь углерода (C12) и кислорода (O16) с небольшой примесью гелия (He4) и водорода (H1) [29].

Результаты расчетов представлены на рис. 4 и рис. 5. В случае солнечного начального химического состава видно, что условия достаточны для того, чтобы реакции вышли за пределы CNO-цикла и перешли в горение альфа-цепочки с образованием тяжелых элементов – в перспективе вплоть до Ni56.

Для кислородно-углеродной смеси нуклеосинтез также дает заметное изменение химического состава на временах, сопоставимых с гидродинамическими. Однако в обоих случаях получившиеся скорости реакций недостаточны для взрывного горения и появления вспышки.

Заключение

В модели аккреции с граничным условием торможения угловой скорости и свободного протекания мы смогли построить стационарную модель и продемонстрировать мелкомасштабную сдвиговую неустойчивость в рамках самосогласованной модели газовой динамики погранслоя с турбулентной вязкостью. При возникновении неустойчивости область торможения расширяется, и задание граничных условий становится неважным. Полученный таким образом результат может быть применим и к НЗ, и к ЧД.

Задавая произвольные потоки массы на границе, мы приходим к оценке температуры в области торможения аккреционного диска в пределах 10^9 К.

Произведенные затем оценки термоядерного горения показывают, что

при аккреции вещества на нейтронную звезду вблизи поверхности могут складываться условия для нуклеосинтеза. Температуры недостаточно высоки, чтобы произвести вспышку или вызвать заметное возмущение (характерное время горения больше, чем гидродинамическое время). Однако это может быть одним из источников обогащения химического состава межзвездного пространства.

Скорости реакций очень чувствительны к температуре и зависят от химического состава аккреционного диска (от состава звезды-донора в двойной системе) и от параметров втекающего вещества (плотности). Более детальное количественное исследование данной задачи представляет собой предмет наших будущих работ.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда по проекту 20-11-20165-П.

Библиографический список

1. Shakura N. I. Disk Model of Gas Accretion on a Relativistic Star in a Close Binary System // *Soviet Ast.* 1973. Vol. 16. P. 756.
2. Shakura N. I., Sunyaev R. A. Black holes in binary systems. Observational appearance // *A&A.* 1973. Vol. 24. P. 337–355.
3. Bisnovatyı-Kogan G. S., Lovelace R. V. E. Advective accretion disks and related problems including magnetic fields // *New A Rev.* 2001. Vol. 45, no. 11-12. P. 663–742. [arXiv:astro-ph/0207625](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0207625).
4. Бисноватый-Коган Г. С. Релятивистская астрофизика и физическая космология. Москва: Красанд, 2011.
5. Aksenov A. G., Chechetkin V. M. Gas-Dynamical Model of Accretion on a Neutron Star with Viscosity and the Influence of Large-Scale Vortices on the Transmission of Angular Momentum // *Astronomy Reports.* 2024. Vol. 68, no. 5. P. 438–452.
6. Aksenov A. G., Chechetkin V. M. Gas-dynamic instabilities in a two-dimensional boundary layer during accretion onto a compact star // *Astronomy Reports* (submitted to the press). 2025.
7. Jin Liping, Arnett W. David, Chakrabarti Sandip K. Nucleosynthesis inside Thick Accretion Disks around Black Holes. II. Results for Massive Black Holes // *ApJ.* 1989. Vol. 336. P. 572.

8. Fujimoto Shin-ichirou, Hashimoto Masa-aki, Koike Osamu et al. p-Process Nucleosynthesis inside Supernova-driven Supercritical Accretion Disks // *ApJ*. 2003. Vol. 585, no. 1. P. 418–428. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0211171](#).
9. Pruet Jason, Woosley S. E., Hoffman R. D. Nucleosynthesis in Gamma-Ray Burst Accretion Disks // *ApJ*. 2003. Vol. 586, no. 2. P. 1254–1261. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0209412](#).
10. Surman Rebecca, McLaughlin Gail C. Neutrinos and Nucleosynthesis in Gamma-Ray Burst Accretion Disks // *ApJ*. 2004. Vol. 603, no. 2. P. 611–623. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0308004](#).
11. Fujimoto Shin-ichirou, Hashimoto Masa-aki, Arai Kenzo, Matsuba Ryuichi. Nucleosynthesis inside an Accretion Disk and Disk Winds Related to Gamma-Ray Bursts // *ApJ*. 2004. Vol. 614, no. 2. P. 847–857. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0405510](#).
12. Surman R., McLaughlin G. C., Hix W. R. Nucleosynthesis in the Outflow from Gamma-Ray Burst Accretion Disks // *ApJ*. 2006. Vol. 643, no. 2. P. 1057–1064. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0509365](#).
13. Surman R., McLaughlin G. C., Sabbatino N. Nucleosynthesis of Nickel-56 from Gamma-Ray Burst Accretion Disks // *ApJ*. 2011. Vol. 743, no. 2. P. 155. [arXiv:astro-ph.HE/1112.2673](#).
14. Shapiro S. L., Teukolsky S. A. Black holes, white dwarfs, and neutron stars: The physics of compact objects. 1983.
15. Nomoto K., Hashimoto M. Presupernova evolution of massive stars. // *Phys. Rep.*. 1988. Vol. 163. P. 13–36.
16. Landau L. D., Lifshits E. M. Fluid Mechanics (Course of Theoretical Physics). Pergamon, New York, 1987.
17. Raschewski P. K. Riemannsche Geometrie und Tensoranalysis. 2. unveränd. Aufl. edition. Frankfurt am Main: Verlag Harri Deutsch, 1995. ISBN: 3-8171-1366-8.
18. Vereshchagin Gregory V., Aksenov Alexey G. Relativistic Kinetic Theory. 2017.
19. Aksenov A. G., Chechetkin V. M. The Physics of Supernovae and Their Mathematical Models. World Scientific, 2024.
20. Shafranov V. D. Electromagnetic Waves in a Plasma // *Reviews of Plasma Physics*. 1967. Vol. 3. P. 1.

21. Aksenov A. G., Tishkin V. F., Chechetkin V. M. Godunov-Type Method and Shafranovs Task for Multi-Temperature Plasma // *Mathematical Models and Computer Simulations*. 2019. Vol. 11. P. 360–373.
22. Artemova Yulia V., Bisnovaty-Kogan Gennadi S., Igumenshchev Igor V., Novikov Igor D. Black Hole Advective Accretion Disks with Optical Depth Transition // *ApJ*. 2006. Vol. 637, no. 2. P. 968–977. [arXiv:astro-ph/0410249](#).
23. Colella P., Glaz H. M. Efficient solution algorithms for the Riemann problem for real gases // *Journal of Computational Physics*. 1985. Vol. 59. P. 264–289.
24. Aksenov A. G. Computation of shock waves in plasma // *Computational Mathematics and Mathematical Physics*. 2015. Vol. 55, no. 10. P. 1752–1769.
25. Kurbatov E. P., Bisikalo D. V., Kaygorodov P. V. On the possible turbulence mechanism in accretion disks in nonmagnetic binary stars // *Physics Uspekhi*. 2014. Vol. 57, no. 8. P. 787–798. [arXiv:astro-ph.SR/1409.8492](#).
26. Shakura N. I., Sunyaev R. A. A theory of the instability of disk accretion on to black holes and the variability of binary X-ray sources, galactic nuclei and quasars // *MNRAS*. 1976. Vol. 175. P. 613–632.
27. Wallace R. K., Woosley S. E. Explosive hydrogen burning // *ApJS*. 1981. — feb. Vol. 45. P. 389–420.
28. Lodders Katharina. Solar Elemental Abundances // *arXiv e-prints*. 2019. — dec. P. [arXiv:1912.00844](#). [arXiv:astro-ph.SR/1912.00844](#).
29. Saumon Didier, Blouin Simon, Tremblay Pier-Emmanuel. Current challenges in the physics of white dwarf stars // *Phys. Rep.*. 2022. — nov. Vol. 988. P. 1–63. [arXiv:astro-ph.SR/2209.02846](#).

Оглавление

Введение	3
Физико-математическая модель	6
Оценки нуклеосинтеза	15
Заключение	16
Библиографический список	17