

ФОРМИРОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР В АККРЕЦИОННЫХ ЗВЕЗДНЫХ ДИСКАХ

© 2023 г. З. Д. Ливенец^{1,2}, А. Ю. Луговский^{3,*}

¹Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

²ФГУП Всероссийский научно-исследовательский ин-т автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

³Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша, Москва, Россия

*E-mail: alex_lugovsky@mail.ru

Поступила в редакцию 05.07.2023 г.

После доработки 07.10.2023 г.

Принята к публикации 23.10.2023 г.

Объяснение причин переноса углового момента в аккреционных звездных дисках является важной астрофизической задачей, поскольку именно этот процесс определяет темп аккреции вещества на центральное гравитирующее тело. Ранее в рамках двумерного подхода было показано, что внесение возмущений малой амплитуды в поток вещества диска приводит к возникновению сдвиговой неустойчивости. Данный процесс сопровождается развитием крупномасштабных вихревых структур. Их движение и эволюция приводят к перераспределению углового момента в аккреционном диске. Действие описанного механизма было численно исследовано ранее только в рамках двумерного приближения, поэтому целью текущей работы является проведение полномасштабного трехмерного моделирования. Исследуемые процессы описываются в рамках системы уравнений идеальной газовой динамики. В статье кратко изложен метод их численного интегрирования, который основан на консервативной конечно-разностной схеме и решении задачи Римана о распаде произвольного разрыва. В качестве начальных данных используется стационарное газовое состояние тороидальной формы, окруженное веществом с низкой плотностью и давлением. На следующем шаге вносятся малые возмущения одной из газодинамических переменных. Проведенное моделирование и анализ результатов численных расчетов показывают возникновение вихревых структур в сдвиговом течении трехмерного аккреционного диска. Их движение сопровождается перераспределением вещества и углового момента в объеме диска, приводящим к аккреции вещества на центральное тело.

Ключевые слова: аккреционные диски, сдвиговая неустойчивость, крупномасштабные вихревые структуры, перенос углового момента, аккреция вещества

DOI: 10.31857/S0004629923120058, **EDN:** CYIMRC

1. ВВЕДЕНИЕ

Данная работа посвящена изучению происходящих в аккреционных звездных дисках процессов. Подобные объекты встречаются повсеместно во Вселенной. Среди них диски в рентгеновских двойных системах, диски вокруг сверхмассивных черных дыр, диски в активных ядрах галактик, диски квазаров, протопланетные и галактические диски и др. Аккреционные диски формируются, когда газ с большим моментом импульса захватывается гравитационным полем другого тела.

Теоретические модели предполагают существование стационарных аккреционных дисков разных конфигураций. Например, в плоском диске с изотропным распределением плотности и давления сила тяготения, приложенная к конечному объему газа, уравнивается центробежной силой. Из-за этого вещество движется по замкнутым круговым орбитам, и распределение уг-

ловой скорости определяется законом Кеплера. В трехмерном случае в диске возникает градиент давления, который также участвует в уравнивании силы тяжести и вызывает отклонение в распределении угловой скорости от кеплеровского. Подробный анализ можно найти в работе [1]. Похожий подход к построению равновесных состояний используется в [2].

Тем не менее описанные выше конфигурации имеют общие особенности, распределение угловой скорости газа в диске близко к кеплеровскому, газ с орбитами меньшего радиуса обладает большей угловой скоростью по сравнению с внешними частями газового облака. Таким образом, течение в аккреционном диске является сдвиговым и обладает значительной кинетической энергией.

Астрономические наблюдения говорят о высокой динамичности происходящих в аккреци-

онных дисках процессов. Исследуемые объекты проявляют себя мощными выбросами энергии, всплески электромагнитного излучения могут быть следствием резкого торможения вещества при его падении (аккреции) на центральный объект. Таким образом происходит трансформация кинетической энергии в другие формы.

Процесс аккреции играет фундаментальную роль в аккреционных дисках, так как именно он является источником видимой энергии в упомянутых ранее объектах. Однако для изменения траектории движения и возникновения радиального компонента скорости веществу необходимо изменить свой угловой момент. Поэтому в дисках должны происходить процессы, которые приводят к перераспределению углового момента. Усилия научного сообщества в области изучения природы аккреционных дисков в том числе направлены на поиск подобных механизмов. Объяснение причин аккреции вещества является важной астрофизической проблемой.

Логично предположить, что в аккреционном диске происходит трение соседних слоев вещества друг о друга. Вследствие этого угловая скорость газа снижается, и он переходит на более низкую орбиту. Однако молекулярная вязкость водородной плазмы в диске очень мала, и характерное время протекания аккреционного процесса, вызванного ею, превосходит период существования самой астрофизической системы.

Чтобы решить обозначенную проблему, была предложена модель турбулентной вязкости [3]. Данная концепция предполагает наличие сильного мелкомасштабного турбулентного движения в течении аккреционного диска. Высокая степень корреляции флуктуаций скорости приводит к возникновению существенной эффективной вязкости, которая обеспечивает перераспределение углового момента в диске. При этом характерное время аккреции снижается до наблюдаемых величин. Подобный подход является феноменологическим и не объясняет причин возникновения турбулентности в диске.

В аккреционном диске возможно возникновение магнитогидродинамической турбулентности [4], которая является следствием развития в диске магниторотационной неустойчивости, впервые предложенной Е.П. Велиховым в работе [5] и в дальнейшем используемой многими другими авторами, например, в работе [6]. Однако такое явление может происходить только в горячем аккреционном диске с достаточным уровнем ионизации вещества. Подобные условия обеспечивают необходимую замороженность магнитного поля в плазму. Перечисленными свойствами не обладают, например, протопланетные диски. Для возникновения неустойчивости требуется выполнение и других условий.

Когда энергия магнитного поля больше кинетической энергии движущегося газа, структура течения определяется линиями напряженности, и турбулентные структуры не возникают. Кроме того, магнитное поле не наблюдается в ряде астрофизических систем.

Также было установлено, что ламинарное течение аккреционного диска становится турбулентным из-за развития бароклинной неустойчивости [7]. Такой процесс возможен, например, в дисках с радиальным градиентом энтропии. Этот механизм использует определенные термодинамические свойства течения.

Описанные выше механизмы переноса углового момента требуют предположений о свойствах течения в газовом облаке или работают только в определенных внешних условиях. Гидродинамические же свойства аккреционных дисков универсальны. Поэтому использующий данный факт подход к объяснению причин перераспределения углового момента имел бы сравнительное преимущество. В качестве такого подхода может быть использован процесс развития крупномасштабной турбулентности в свободном сдвиговом течении. Процесс развития крупномасштабной турбулентности в различных сдвиговых течениях: между двумя пластинками, между двумя цилиндрами и в других конфигурациях был исследован ранее в работе [8]. Поток вещества в аккреционном диске также, как и перечисленные выше течения, является сдвиговым. Поэтому предположение о том, что возникновение крупномасштабной турбулентности возможно и в астрофизических объектах, является оправданным. Впервые подобный механизм в аккреционном диске представлен Белоцерковским [9]. Данный механизм использует возможность развития сдвиговой неустойчивости из-за нелинейного взаимодействия возмущений и потока вещества диска. Впоследствии возникают крупномасштабные вихревые структуры, благодаря которым и происходит перераспределение углового момента.

Моделирование процесса развития сдвиговой неустойчивости в аккреционном диске уже было проведено в ряде работ [8, 10–15]. В них показано, что появление крупномасштабных вихревых структур приводит к перераспределению углового момента в диске. Приведенные исследования и многие другие работы используют двумерное приближение. В рамках этого подхода в качестве начального состояния рассматривается не объемное газовое распределение аккреционного диска, а его проинтегрированный по высоте аналог. По этой причине текущее исследование ставит своей целью проведение полномасштабного трехмерного моделирования для подтверждения или опровержения гипотезы о переносе углового

момента в диске крупномасштабными вихревыми структурами, а также возможности обоснованного использования результатов двумерных расчетов.

2. УРАВНЕНИЯ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ

Исследуемый в данной работе механизм переноса углового момента опирается на универсальные свойства сдвигового течения во всех аккреционных дисках. Поэтому выбор астрофизической системы, в рамках которой проводится исследование процесса развития неустойчивости, не имеет особого значения. Тем не менее используемое газовое распределение соответствует наблюдаемым в реальности аккреционным дискам вокруг компактных объектов (нейтронные звезды, белые карлики). Масса центрального тела M составляет половину массы Солнца:

$$M = 0.5 M_{\odot} = 10^{30} \text{ кг.}$$

Пространственные масштабы аккреционного диска сопоставимы с радиусом Солнца:

$$R_{\odot} = 6.957 \times 10^8 \text{ м.}$$

Для оценки скорости вращения вещества можно использовать закон Кеплера:

$$v_{\phi} = \sqrt{\frac{GM}{r}}.$$

Приведем величину гравитационной постоянной:

$$G = 6.6743 \times 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг с}^2).$$

Тогда оценка скорости дает величину, равную нескольким сотням километров в секунду:

$$v_{\phi} = \sqrt{\frac{GM_{\odot}}{2R_{\odot}}} = 310 \text{ км/с.}$$

Приведем также оценку числа Рейнольдса в сдвиговом течении аккреционного диска. Данная величина является безразмерной комбинацией пространственных масштабов течения r , характерной скорости течения v и кинематической вязкости вещества ν :

$$Re = \frac{rv}{\nu}.$$

Примерная величина кинематической вязкости водородной плазмы аккреционных дисков известна:

$$\nu = 10 \text{ м}^2/\text{с.}$$

Тогда число Рейнольдса составляет:

$$Re = \frac{R_{\odot} v_{\phi}}{\nu} = 2 \times 10^{13}.$$

Полученное значение существенно превосходит критические величины, при которых происходит переход к турбулентности в сдвиговых течениях на Земле. Ожидается, что и в аккреционном диске появляются крупномасштабные вихревые структуры. Они являются результатом развития возмущений конечной амплитуды.

В работе предполагается, что течение аккреционного диска описывается системой уравнений идеальной газовой динамики Эйлера. Подобное приближение обосновано, так как при больших числах Рейнольдса инерционные члены в уравнении Навье—Стокса значительно превосходят силы вязкого трения. И, как следствие, учет вязкостных слагаемых не требуется.

Также можно утверждать, что при расчете крупномасштабной структуры турбулентности кинематическая вязкость течения не играет существенной роли. Вихри в потоке формируются благодаря действию конвекционных слагаемых. Действительно, в ситуации, когда в потоке жидкости присутствует большой градиент тангенциальных компонентов скорости, динамические слагаемые вносят наибольший вклад, а вязкость слабо влияет на скорость роста возмущений.

Результатом развития возмущений является возникновение крупномасштабной структуры турбулентного течения. Потом происходит нелинейное взаимодействие вихрей, и формируются высокие частоты спектра турбулентности. Данный этап уже требует учета вязкостных слагаемых и рассмотрения уравнения Навье—Стокса, потому что происходит диссипация кинетической энергии в тепловую. Более подробное описание используемого подхода может быть найдено в [9].

Отметим, что в рамках данной работы происходит исследование первого этапа, а именно формирование крупномасштабных вихрей. Их движение и эволюция приводят к перераспределению углового момента в объеме аккреционного диска. По крайней мере, об этом говорят результаты двумерного моделирования [8, 10–15]. Проведение полномасштабных трехмерных расчетов даст более общую картину и ответит на вопрос о правомерности двумерного подхода.

Приведем запись системы уравнений идеальной газовой динамики Эйлера в векторной форме:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial r} + \frac{\partial \mathbf{G}}{r \partial \phi} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} \mathbf{S}.$$

Согласно принятым обозначениям: $\mathbf{U}$ — вектор консервативных переменных, $\mathbf{F}$ — вектор потока вдоль r , $\mathbf{G}$ — вектор потока вдоль ϕ , $\mathbf{H}$ — вектор потока вдоль z , $\mathbf{S}$ — вектор источника. Запишем

явный вид компонентов векторов в цилиндрической системе координат:

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho v_r \\ \rho v_\phi \\ \rho v_z \\ E \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho v_r \\ \rho v_r^2 + p \\ \rho v_r v_\phi \\ \rho v_r v_z \\ v_r(E + p) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho v_\phi \\ \rho v_\phi v_r \\ \rho v_\phi^2 + p \\ \rho v_\phi v_z \\ v_\phi(E + p) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{H} = \begin{pmatrix} \rho v_z \\ \rho v_z v_r \\ \rho v_z v_\phi \\ \rho v_z^2 + p \\ v_z(E + p) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} -\frac{\rho v_r}{r} \\ -\frac{\rho v_r^2 + p}{r} + \frac{p}{r} + \frac{\rho v_\phi^2}{r} + \rho g_r \\ -\frac{\rho v_\phi v_r}{r} - \frac{\rho v_r v_\phi}{r} + \rho g_\phi \\ -\frac{\rho v_z v_r}{r} + \rho g_z \\ -\frac{v_r(E + p)}{r} + \rho(v_r g_r + v_\phi g_\phi + v_z g_z) \end{pmatrix}.$$

Вектор источника $\mathbf{S}$ содержит связанные с цилиндрической геометрией слагаемые и учитывает внешнее гравитационное поле $\mathbf{g} = \{g_r, g_\phi, g_z\}$. Выражение для полной энергии имеет вид:

$$E = \rho \epsilon + \frac{\rho(v_r^2 + v_\phi^2 + v_z^2)}{2}.$$

Для замыкания системы уравнений используется уравнение состояния идеального газа с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$:

$$p = p(\rho, \epsilon) = (\gamma - 1)\rho \epsilon.$$

Тогда выражение для полной энергии принимает вид:

$$E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho(v_r^2 + v_\phi^2 + v_z^2)}{2}.$$

Следующий раздел содержит описание подхода к численному решению данной системы уравнений.

3. МЕТОД ЧИСЛЕННОГО ИНТЕГРИРОВАНИЯ

Уравнения газовой динамики нелинейны, для их решения необходимо применять методы численного интегрирования. При этом выбор кон-

кретного подхода зависит от особенностей поставленной задачи. В рассматриваемых аккреционных дисках течение может быть сверхзвуковым, а числа Маха много больше единицы, поэтому численная схема должна корректно описывать разрывные решения. Появление возмущений в сверхзвуковом течении может привести к появлению ударных волн и контактных разрывов.

Для интегрирования основной системы уравнений была выбрана консервативная конечно-разностная схема Годуновского типа. Такой метод включает в себя описание нелинейных взаимодействий явным образом. Численная схема корректно описывает разрывные течения благодаря решению задачи Римана о распаде произвольного разрыва для нахождения потоков между ячейками сетки.

Сначала на расчетной области Ω ,

$$\Omega = (r_0 \leq r \leq r_1)(\phi_0 \leq \phi \leq \phi_1)(z_0 \leq z \leq z_1),$$

вводится равномерная пространственная сетка, а r_i, ϕ_j, z_k обозначают центры расчетных ячеек:

$$r_i = r_0 + dr/2 + idr, \quad i = (0 \dots N_r - 1),$$

$$\phi_j = \phi_0 + d\phi/2 + jd\phi, \quad j = (0 \dots N_\phi - 1),$$

$$z_k = z_0 + dz/2 + kdz, \quad k = (0 \dots N_z - 1).$$

Параметры разбиения определяются следующим образом:

$$dr = \frac{(r_1 - r_0)}{N_r}, \quad d\phi = \frac{(\phi_1 - \phi_0)}{N_\phi}, \quad dz = \frac{(z_1 - z_0)}{N_z}.$$

Замена производных в системе уравнений газовой динамики их конечно-разностными аналогами дает консервативную схему:

$$\mathbf{U}_{i,j,k}^{n+1} = \mathbf{U}_{i,j,k}^n + \frac{(-\tau)}{dr} (\mathbf{F}_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - \mathbf{F}_{i-1/2,j,k}^{n+1/2}) +$$

$$+ \frac{(-\tau)}{r_j d\phi} (\mathbf{G}_{i,j+1/2,k}^{n+1/2} - \mathbf{G}_{i,j-1/2,k}^{n+1/2}) +$$

$$+ \frac{(-\tau)}{dz} (\mathbf{H}_{i,j,k+1/2}^{n+1/2} - \mathbf{H}_{i,j,k-1/2}^{n+1/2}) + \tau \mathbf{S}_{i,j,k}^n.$$

Отметим, что полуцелые пространственные индексы $i + 1/2$ обозначают границы ячеек, а верхние индексы n и $n + 1/2$ соответствуют шагу интегрирования и усреднению по времени соответственно. При этом потоки консервативных величин вычисляются согласно процедуре кусочно-параболического метода (The Piecewise Parabolic Method (PPM)) [16]. Данная модификация обеспечивает третий порядок аппроксимации по пространству и второй по времени.

Для проведения расчетов газодинамических течений был создан программный комплекс на основе описанной выше численной схемы. При этом использовался Python, однако основные расчетные модули написаны на FORTRAN. Та-

кой подход позволяет совместить удобство программирования языка высокого уровня и эффективность вычислений низкого.

Полномасштабное трехмерное моделирование требует значительных вычислительных ресурсов. Тем не менее представленные расчеты были выполнены за несколько десятков часов на средне-статистическом компьютере с многоядерным процессором. Этот результат достигнут благодаря распараллеливанию вычислений, для которого применялась библиотека multiprocessing, доступная по умолчанию в Python.

4. НАЧАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Аккреционный диск является газовым облаком, которое обладает большим моментом импульса и вращается вокруг гравитационного центра. Большие числа Рейнольдса позволяют использовать уравнения идеальной газодинамики для описания течения вещества. Приведем законы сохранения массы и импульса для сплошной среды:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) = 0,$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla) \mathbf{v} + \frac{1}{\rho} \nabla p = \mathbf{g}.$$

В правой части уравнения Эйлера учтено, что гравитационное поле центрального объекта придает веществу аккреционного диска ускорение $\mathbf{g}$. Используя цилиндрическую систему координат (r, ϕ, z) , запишем поле от точечного источника:

$$\mathbf{g} = \begin{pmatrix} g_r \\ g_\phi \\ g_z \end{pmatrix}, \quad g_r = -\frac{GM r}{(r^2 + z^2)^{3/2}}, \quad g_\phi = 0,$$

$$g_z = -\frac{GM z}{(r^2 + z^2)^{3/2}}.$$

В дальнейшем, при численном интегрировании системы уравнений идеальной газодинамики, внешнее поле также учитывается.

Приведенная выше система уравнений имеет ряд стационарных, симметричных по углу аналитических решений, которые могут быть найдены с учетом политропной зависимости давления газа от плотности ($p = k \rho^\gamma$, $k = \text{const}$, $\gamma = 5/3$) и описываются следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial \phi} = 0, \quad v_r = v_z \equiv 0,$$

$$v_\phi = v_\phi(r), \quad p = p(r, z), \quad \rho = \rho(r, z).$$

Подробный математический анализ приведенной системы и вывод различных равновесных конфигураций могут быть найдены в статьях [1, 14, 15].

Одно из возможных решений, аналогичных рассматриваемым в работах [10, 12, 13], использовалось в данной работе в качестве начального распределения газа в аккреционном диске. Аналитические формулы его задания можно посмотреть в работе [1]. Используемое равновесное газовое облако имеет тороидальную форму. Граница распределения задается кривой $z = Z(r)$ в плоскости координат (r, z) :

$$Z(r) = \alpha r e^{-\beta(r-r')^2}, \quad \alpha = 0.2,$$

$$\beta = 9/R_\odot^2, \quad r' = 0.8 R_\odot.$$

При этом аналитическое решение определено только в области $\hat{\Omega}$:

$$\hat{\Omega} = \{(r, z) : r > 0, z^2 < Z(r)^2\}.$$

В данном стационарном решении основная масса газа находится в ограниченном объеме. Поэтому в расчетах возможно использовать область Ω , которая полностью включает в себя аккреционный диск $\hat{\Omega}$.

В целях экономии вычислительных ресурсов расчетная область Ω ограничивается по радиусу и высоте и только слегка превосходит масштабные параметры торообразного аккреционного диска $\hat{\Omega}$. При таком подходе важную роль играет выбор подходящих граничных условий. На границах при r_1 , z_0 , z_1 устанавливается запрет на втекание и разрешено свободное вытекание вещества. Азимутальные углы ϕ_0 , ϕ_1 соединяются при помощи периодических граничных условий. А на внутреннем участке при координате r_0 установлены свободные граничные условия. Подобный подход позволяет минимизировать влияние границ расчетной области на моделирование процессов в аккреционном диске.

Отметим, что необходимые граничные условия реализуются путем добавления фиктивных слоев ячеек. Свободные условия соответствуют переносу параметров среды с граничного слоя на фиктивный, а при запрете втекания или вытекания нормальный компонент скорости в фиктивных ячейках имеет противоположный знак.

Важно отметить еще одну особенность постановки задачи. Область $\hat{\Omega}$, на которой задается стационарное распределение аккреционного диска, занимает расчетную область Ω не полностью. Поэтому предполагается, что фон $\bar{\Omega}$ ($\Omega = \bar{\Omega} \cup \hat{\Omega}$) заполнен газом с плотностью ρ_0 и дав-

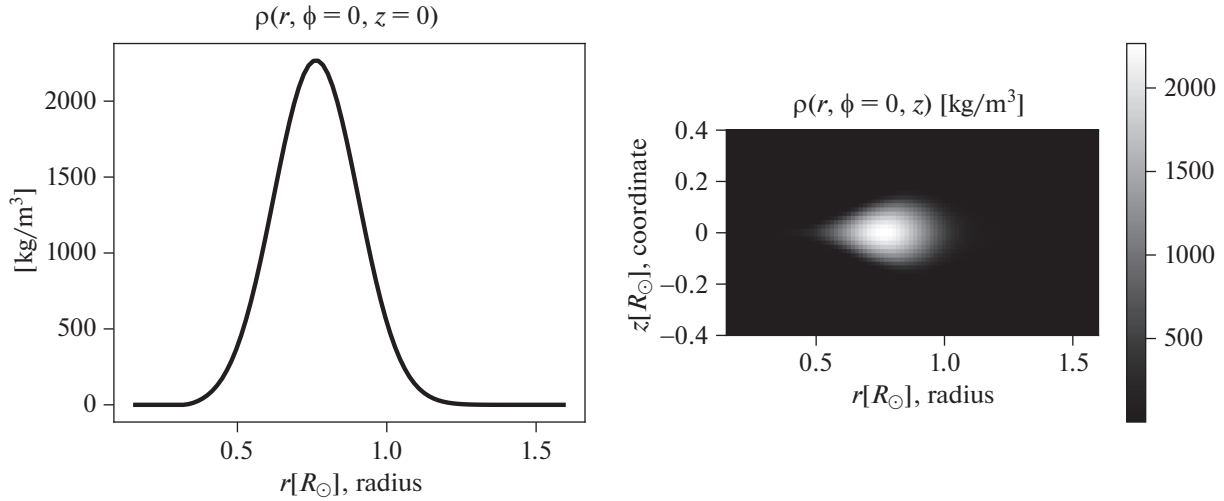
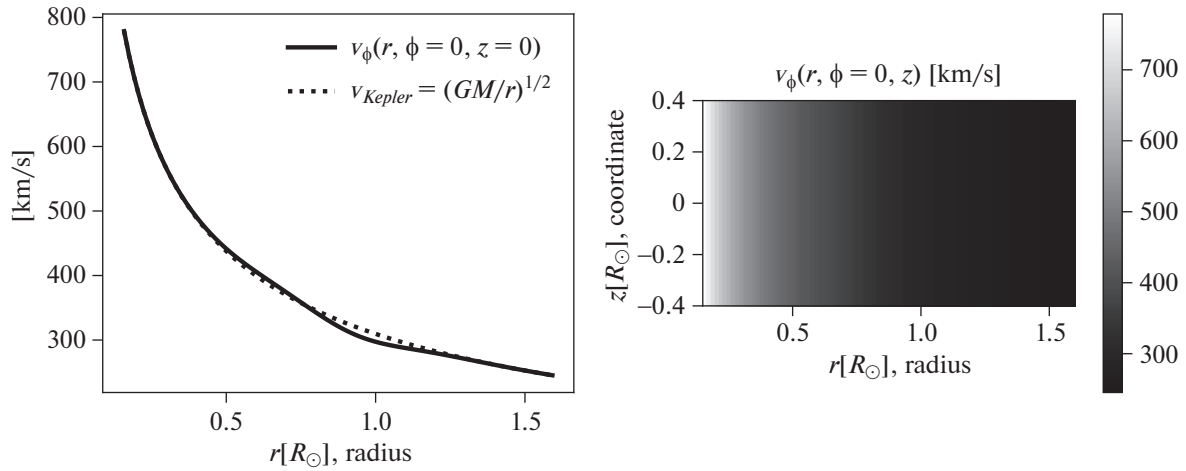


Рис. 1. Начальное распределение плотности в аккреционном диске.


 Рис. 2. Начальное распределение угловой скорости v_ϕ в аккреционном диске.

лением p_0 , соответствующим параметрам газа на краях равновесного состояния и несколькими порядками меньше средних значений этих параметров в равновесном состоянии диска аналогично работам [10, 12, 13].

Таким образом, начальное распределение физических переменных в расчетной области имеет следующий вид:

$$\rho = \begin{cases} \rho(r, z), & (r, z) \in \hat{\Omega}, \\ \rho_0, & (r, z) \in \bar{\Omega}, \end{cases}$$

$$p = \begin{cases} p(r, z), & (r, z) \in \hat{\Omega}, \\ p_0, & (r, z) \in \bar{\Omega}, \end{cases}$$

$$v_\phi = v_\phi(r, Z(r)) = v_\phi(r), \quad (r, z) \in \Omega.$$

На рис. 1 представлено распределение плотности газа в расчетной области в начальный момент времени вдоль оси r и в плоскости (r, z) при $\phi = 0$. Давление в газовом облаке задается политропным законом, поэтому вид распределения этой переменной качественно повторяет плотность.

Изобразим графики угловой скорости v_ϕ в аккреционном диске (рис. 2). Распределение этой величины не зависит от координаты z . Кроме того, угловая скорость задана веществу во всей расчетной области, а не только в основном объеме аккреционного диска. Полезно сравнить данную функцию с законом распределения угловых скоростей Кеплера. В основном, эти две величины совпадают. Однако угловая скорость в центре диска немного меньше Кеплеровского значения. Это происходит из-за существенного градиента

давления, который также играет роль в равновесии диска и уменьшает значение центробежного потенциала.

Опираясь на заданную угловую скорость, можно рассчитать время, за которое диск делает один оборот в области максимальной толщины $r' = 0.8R_\odot$ следующим образом:

$$t_0 = \frac{2\pi r'}{v_\phi(r')} = 2.85 \text{ ч.}$$

Этот интервал показывает характерное время протекания динамических процессов в аккреционном диске. Количество оборотов диска используется в качестве временной шкалы при представлении результатов моделирования развития сдвиговой неустойчивости. С другой стороны, при визуализации ротора скорости используется другой масштабный множитель:

$$T = \sqrt{\frac{R_\odot^3}{GM}} = 7.5 \text{ мин.}$$

Момент импульса измеряется в величинах:

$$L_0 = \sqrt{GM^3 R_\odot} = 2.16 \times 10^{44} \text{ кг м}^2/\text{с.}$$

Характерный масштаб энергии:

$$E_0 = \frac{GM^2}{R_\odot} = 9.6 \times 10^{40} \text{ Дж.}$$

5. ПРОВЕРКА УСТОЙЧИВОСТИ НАЧАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА

В рамках данной работы рассматривается стационарное газовое распределение, которое вращается вокруг центрального компактного объекта, при этом газовое облако окружает вращающийся газ низкой плотности и давления. Предполагается, что такая постановка соответствует аккреционному звездному диску. В работе [10] рассматривалось аналогичное трехмерное равновесное газовое распределение, и была численно показана его устойчивость, правда использовался другой численный метод. Здесь также перед проведением сложных трехмерных расчетов развития сдвиговой неустойчивости необходимо быть уверенным в правильности программной реализации применяемых алгоритмов. Для верификации численного метода нужно убедиться, действительно ли равновесное газовое облако аккреционного диска остается стационарным в течение длительного времени. Поэтому на первом этапе исследования рассмотрим эволюцию на-

чальных данных. Расчет проводился в области Ω следующего размера:

$$\Omega = (0.15 \leq r \leq 1.6) \times (0 \leq \phi < 2\pi) \times (-0.4 \leq z \leq 0.4).$$

При таких параметрах границы находятся на достаточно большом расстоянии от района сосредоточения основной массы диска и не должны оказывать влияния на течение вещества. Количество ячеек на равномерной сетке устанавливалось следующим:

$$(N_r, N_\phi, N_z) = (90, 256, 50).$$

Используемые граничные условия описаны в предыдущем параграфе.

На рис. 3 изображены карты плотности в сечениях $(r, \phi, z = 0)$ и $(r, \phi = 0, z)$. Они показывают, как изменилось начальное равновесное распределение диска за 28.5 ч, т.е. в течение десяти оборотов в области максимальной толщины. При численном интегрировании исходное распределение газа практически не изменяется, стационарное решение сохраняется достаточно долго. Данный факт говорит об отсутствии ошибок в программной реализации выбранного метода и низкой численной вязкости.

Анализ распределения плотности не показывает существенной динамики газа. Однако также стоит рассмотреть карты логарифма отношения плотности $\rho(r, 0, z)$ к ее минимальной величине ρ_0 . Соответствующие изображения для разных моментов времени приведены на рис. 4. Аккреционный диск начинает расширяться в окружающее его пространство, этот процесс происходит преимущественно изотропно во всех направлениях и со временем замедляется. Несмотря на то, что данное расширение крайне мало и незаметно при анализе величин гидродинамических параметров диска, важно, что не происходит увеличения плотности фонового газа. Подобное достигается корректным выбором граничных условий, приходящее в движение фоновое вещество может свободно покинуть расчетную область. Незначительное расширение начального равновесного состояния и выход на новый, но очень близкий по величинам к начальному стационар, отмечены во многих работах, использующих равновесное состояние из работы [1].

Использование консервативной разностной схемы обеспечивает выполнение основных законов сохранения, но, поскольку объектом нашего исследования является угловой момент, выполнение закона сохранения углового момента также очень важно. Убедиться в этом можно, проследив за изменением углового момента в указанном расчете эволюции стационарного аккреционного диска. На рис. 5 приведен график момента им-

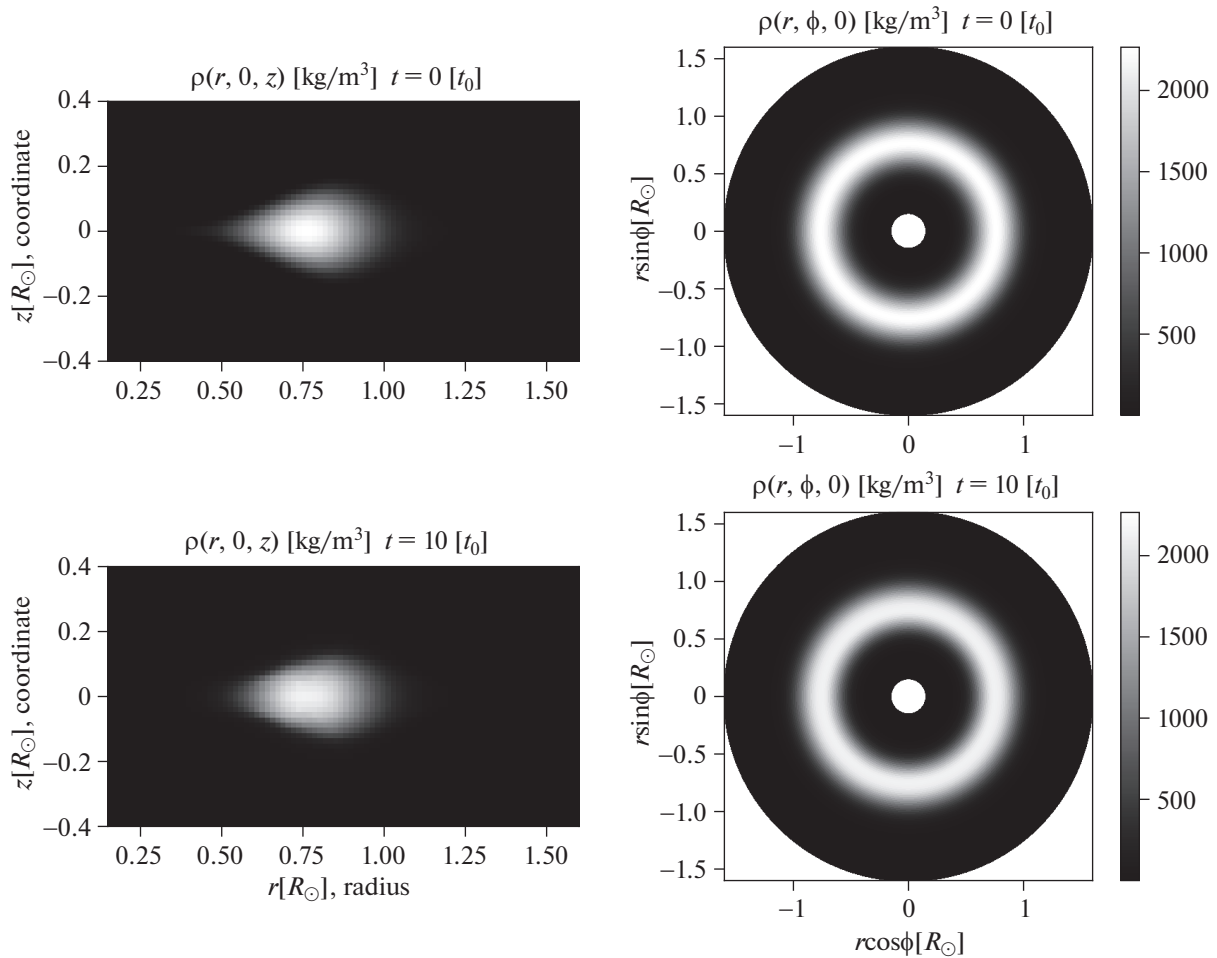


Рис. 3. Карты плотности в начальный момент времени и через время, которое соответствует 10 оборотам диска.

пульса $L = rmv_\phi$. Видно, что распределение данной величины меняется незначительно за 10 оборотов диска. Максимальное значение L в аккреционном диске уменьшается лишь на 4%, что говорит о ненулевой численной вязкости в схеме. Однако на временных масштабах моделирования развития сдвиговой неустойчивости влияние диссипации численной схемы достаточно мало, момент импульса в системе сохраняется.

Описанный в параграфе расчет позволяет убедиться в корректности постановки задачи. Модельная система обладает основными гидродинамическими свойствами реальных объектов, а на стационарный диск не воздействуют какие-либо внешние факторы, связанные, например, с особенностями реализации граничных условий. На следующем этапе можно исследовать появление неустойчивости в аккреционном диске и то, как этот процесс влияет на эволюцию газового облака.

6. МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В СДВИГОВОМ ТЕЧЕНИИ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА

В аккреционном диске газ вращается по круговым орбитам со скоростью, определяемой законом Кеплера. При радиальном движении происходит изменение скорости вращения и, как следствие, момента импульса. Цель данной работы заключается в исследовании возможных механизмов, действие которых приводит к аккреции вещества.

В нашем случае предполагается, что в диске должен происходить переход ламинарного течения в нестационарное состояние. Предполагается, что данный процесс развития крупномасштабной турбулентности в сдвиговом течении аккреционного диска сопровождается перераспределением углового момента и последующим радиальным движением вещества в объеме газового облака. Необходимо провести моделирование описанного процесса и устано-

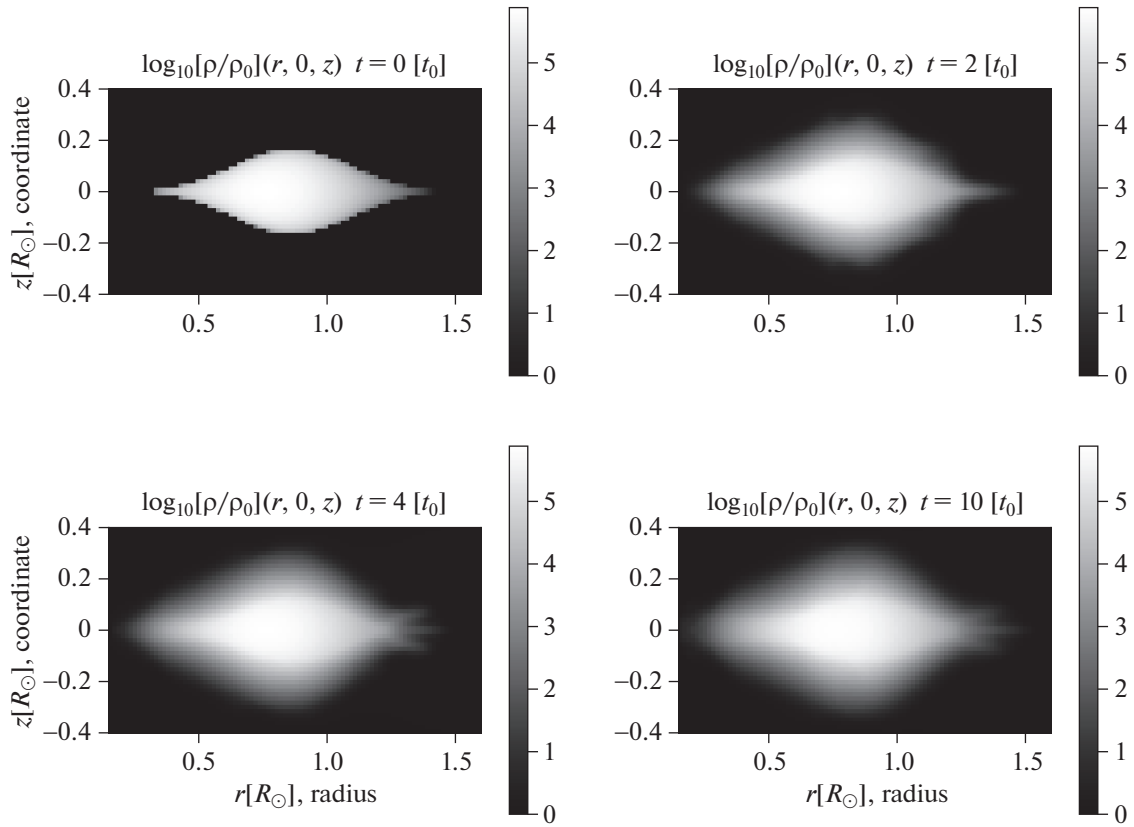


Рис. 4. Карты логарифма отношения плотности к минимальной величине ρ_0 для различных моментов времени.

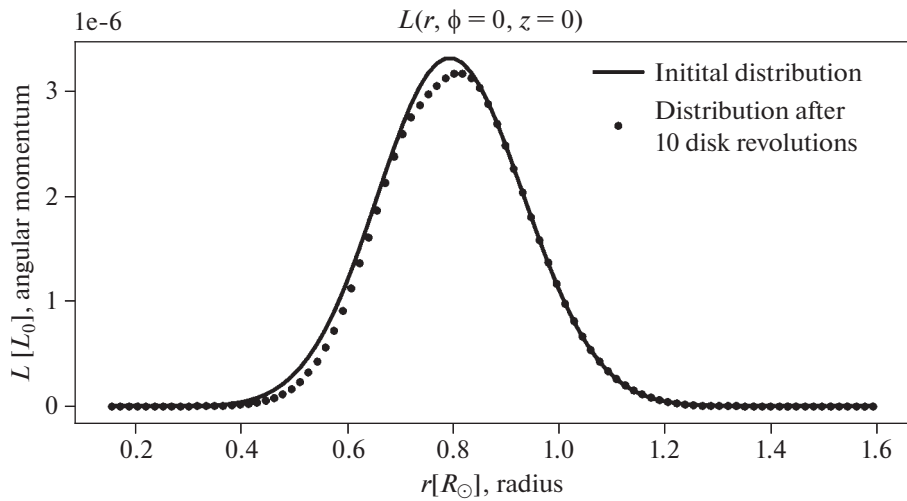


Рис. 5. Распределение момента импульса в аккреционном диске вдоль прямой ($r, \phi = 0, z = 0$) в начальный момент времени (сплошная линия) и через 10 оборотов (точки).

вить возможность образования вихревых структур. Их движение и эволюция должны приводить к перераспределению момента импульса.

Как уже было отмечено, аналогичные исследования проводились и ранее [9, 11–15]. Они под-

тверждают существование механизма перераспределения углового момента крупными вихревыми структурами, возникающими в сдвиговом течении аккреционного диска. Однако необходимое моделирование развития крупномасштабной

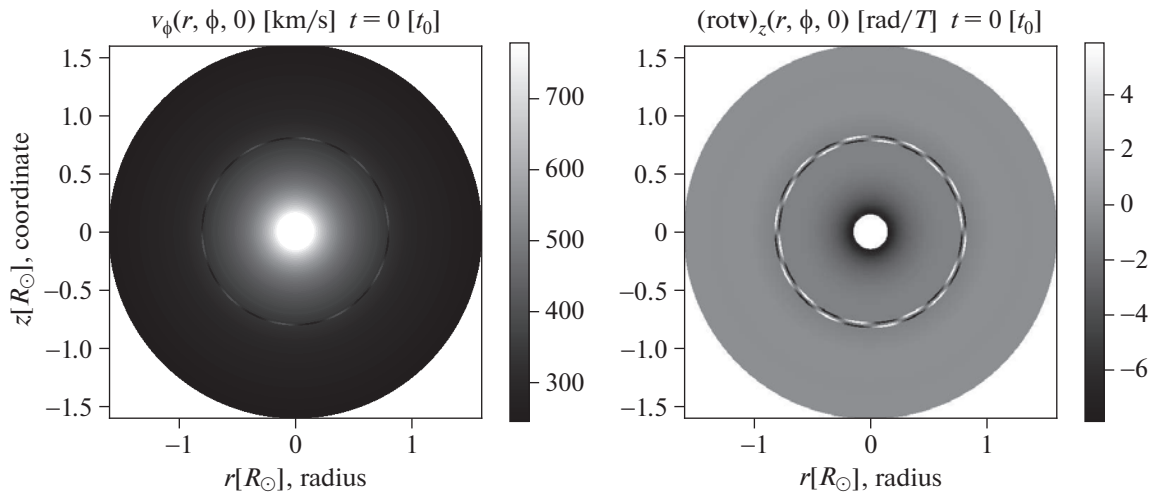


Рис. 6. Распределение угловой скорости в аккреционном диске с учетом внесенных возмущений (слева) и визуализация z -компонента ротора данного поля (справа).

турбулентности осуществлялось в рамках двумерного приближения в полярных координатах (r, ϕ) . Поэтому текущая работа направлена на обобщение на трехмерный случай полученных ранее результатов о роли вихревых структур в перераспределении углового момента.

Инициализация развития неустойчивости осуществляется путем внесения синусоидальных возмущений малой амплитуды в околокеплеровское распределение угловой скорости в аккреционном диске. Аналитически переопределение функции $v_\phi(r, \phi, z)$ выглядит следующим образом:

$$v_\phi(r, \phi, z) = v_\phi(r) [1 + A \sin(n\phi) \delta(r - r') \delta(z - 0)],$$

где

$$r' = 0.8R_\odot, \quad A = 0.2, \quad n = 10.$$

Аналитическая формула выражает внесение возмущений в бесконечно тонкий объем по высоте и радиусу. Однако при численной реализации изменения происходят в единичных ячейках по соответствующим координатам. Амплитуда возмущений выбрана аналогично расчетам, представленным в работах [11–13] по двумерному моделированию. В работе [13] указано, что амплитуда $A = 0.2$ соответствует энергии возмущения в 0.3% от общей начальной кинетической энергии. Более того, там же указано, что качественно результаты не меняются и при амплитуде в 1% ($A = 0.01$), что соответствует возмущению по энергии в 0.001%.

Итоговое распределение угловой скорости в начальный момент времени с учетом внесенного возмущения изображено на рис. 6. Рядом также

приводится визуализация z -компонента ротора поля скорости $(\text{rot } \mathbf{v})_z$:

$$(\text{rot } \mathbf{v})_z = \frac{\partial v_\phi}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{r \partial \phi}.$$

При численном расчете данной величины дифференциальные операторы заменялись на конечно-разностные аналоги:

$$(\text{rot } \mathbf{v})_z = \frac{(v_\phi)_{i+1,j} - (v_\phi)_{i-1,j}}{2dr} - \frac{(v_r)_{i,j+1} - (v_r)_{i,j-1}}{2r_i d\phi}.$$

Правая часть рис. 6 более наглядно демонстрирует внесенные изменения в конфигурацию потока вещества.

Дальнейшая эволюция во времени внесенных возмущений определяется путем интегрирования системы уравнений идеальной газодинамики. Соответственно, были проведены расчеты, аналогичные описанному в предыдущем разделе, для проверки равновесного состояния. Граничные условия, размер области Ω и количество ячеек на сетке не изменялись. Разница заключалась только во внесении возмущений в сдвиговое течение аккреционного диска.

Перейдем к описанию результатов численных расчетов. Динамика развития неустойчивости лучше всего видна на картах возмущения физических величин. Но нагляднее приводить не просто физическую величину, а разницу с эволюцией равновесного состояния. Например, вместо построения графиков углового момента $L(r, \phi, z, t) = m v_\phi r$ для разных моментов времени можно проводить визуализацию переменной $L'(r, \phi, z, t) = L(r, \phi, z, t) - L_{\text{eq}}(r, \phi, z, t)$. Здесь, $L_{\text{eq}}(r, \phi, z, t)$ — это момент импульса, полученный

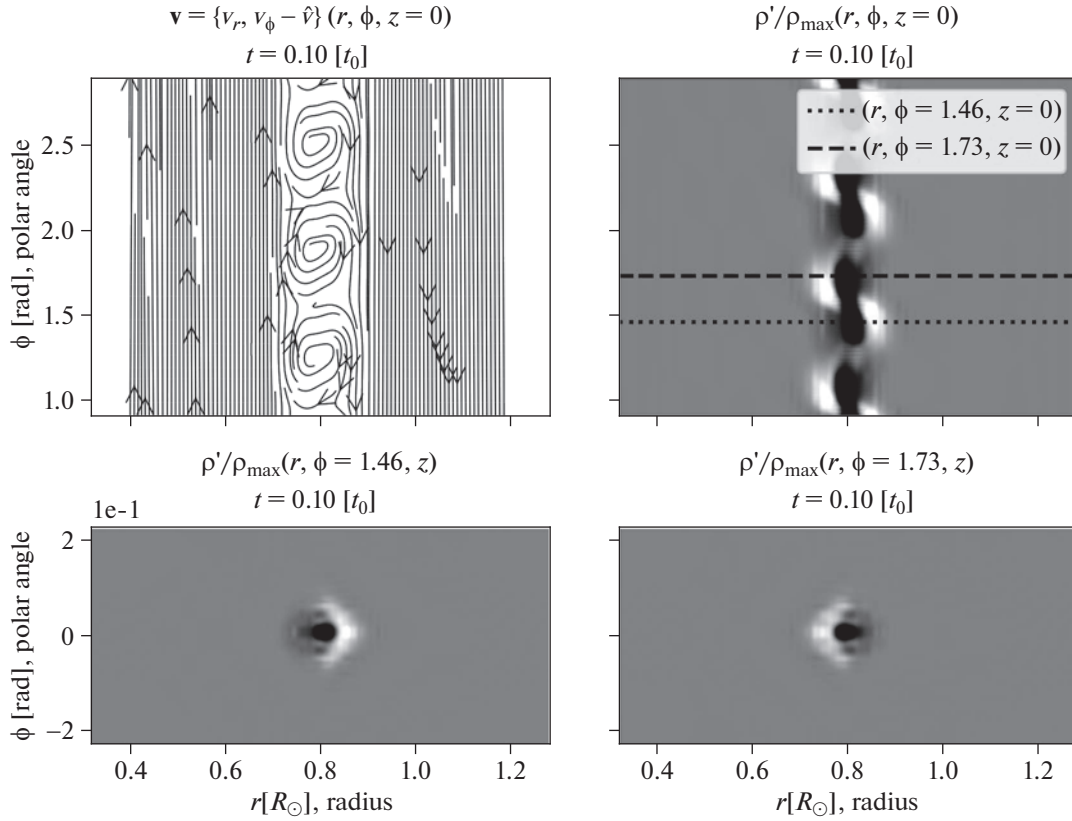


Рис. 7. Линии тока вектора скорости $\mathbf{v}$ после перехода в систему координат, которая вращается с Кеплеровской скоростью орбиты $r = 0.8R_\odot$ (вверху слева). Также представлены карты относительного возмущения плотности в сечениях $(r, \phi, z = 0)$, $(r, \phi = 1.46, z)$ и $(r, \phi = 1.73, z)$.

при расчете эволюции аккреционного диска без внесения возмущений. Приведем общую формулу:

$$f' = f - f_{\text{eq}}, \quad f \equiv \rho, L, (\text{rot } \mathbf{v})_z, \dots$$

В выражении выше используются обозначения: f' – возмущение величины f , f – результат расчета с внесением возмущений, f_{eq} – эволюция стационарного аккреционного диска.

В аккреционном диске вещество движется по замкнутым круговым орбитам. А распределение угловой скорости и момента импульса известно из закона Кеплера. Таким образом, каждому стационарному слою соответствует определенное значение L .

В проведенной работе в сдвиговое течение аккреционного диска вносятся изменения угловой скорости v_ϕ . Как следствие, в возмущенном вращающемся слое возникают области, где значение момента импульса или превосходит, или меньше значения L , которое соответствует стационарной орбите. В случае синусоидальных возмущений такие районы периодически чередуются, что видно на рис. 6.

Естественно, описанная выше конфигурация течения уже нестационарна. Часть газа с пониженной угловой скоростью начинает двигаться к внутренней части диска, так как гравитационное ускорение начинает превосходить градиент центробежного потенциала. В областях повышенной v_ϕ происходит обратная ситуация. Именно так начинается образование крупномасштабной вихревой структуры. Более наглядно это демонстрируется на рис. 7, где представлены линии тока векторного поля

$$\mathbf{v} = \{v_r, v_\phi - \hat{v}\}, \quad \hat{v} = \sqrt{\frac{GM}{0.8R_\odot}}.$$

Изображенные рядом карты возмущения плотности $\rho'(r, \phi, z = 0)$, $\rho'(r, \phi = 1.46, z)$, $\rho'(r, \phi = 1.73, z)$, отнесенной к максимальной величине в начальный момент времени ρ_{max} , позволяют представить структуру вихрей в трехмерном пространстве.

В сечении $(r, \phi, z = 0)$ видно описанный выше переход газа на более низкие и высокие орбиты. При этом относительные возмущения плотности

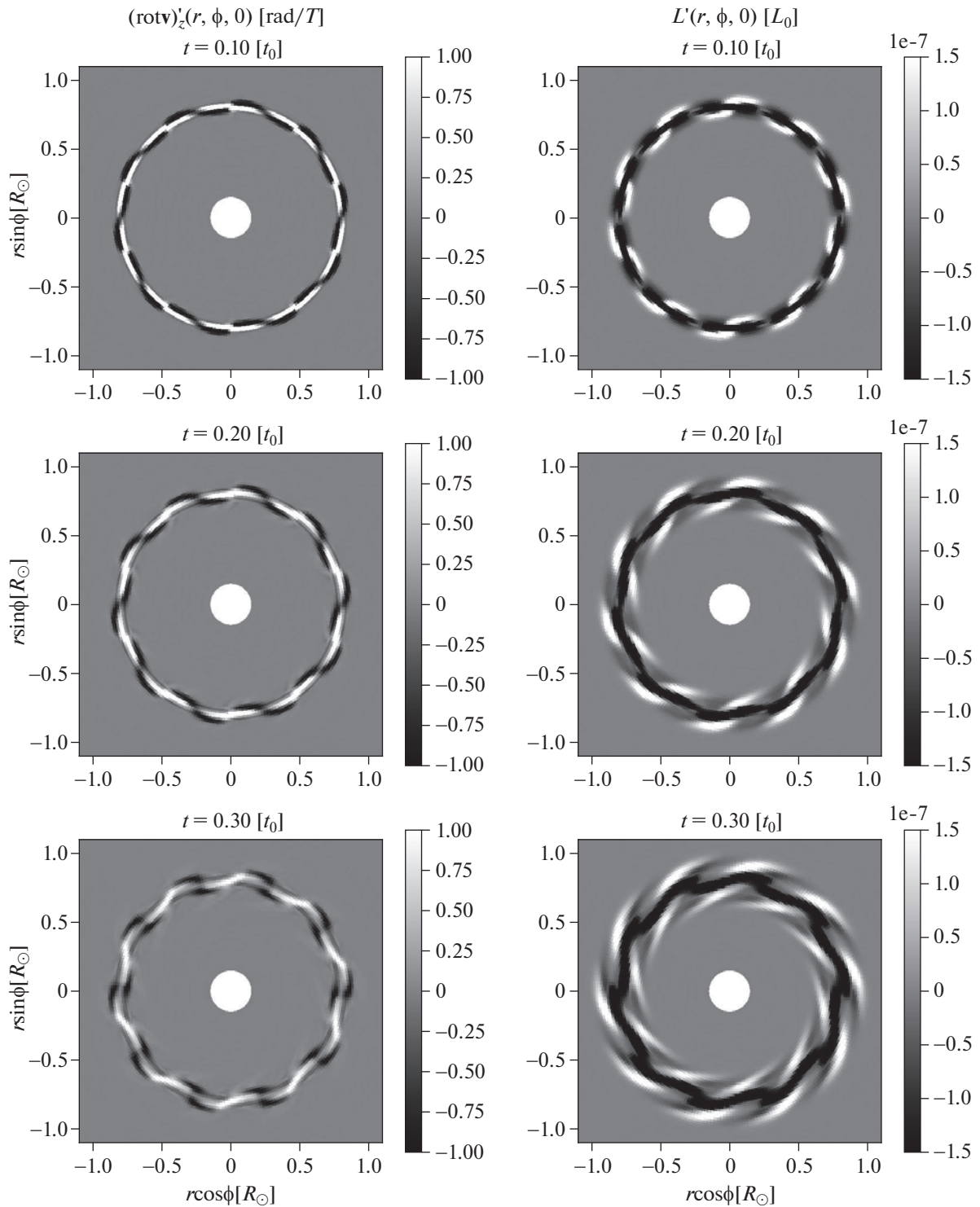


Рис. 8. Распределение возмущений z -компонента ротора поля скорости (слева) и возмущений углового момента (справа).

в $(r, \phi = 1.46, z)$ и $(r, \phi = 1.73, z)$ показывают, что основная динамика происходит именно в экваториальной плоскости вращения диска.

На рис. 8 приведены карты распределения возмущения z -компонента ротора скорости $(\text{rot } \mathbf{v})'_z$ и возмущения углового момента L' для моментов

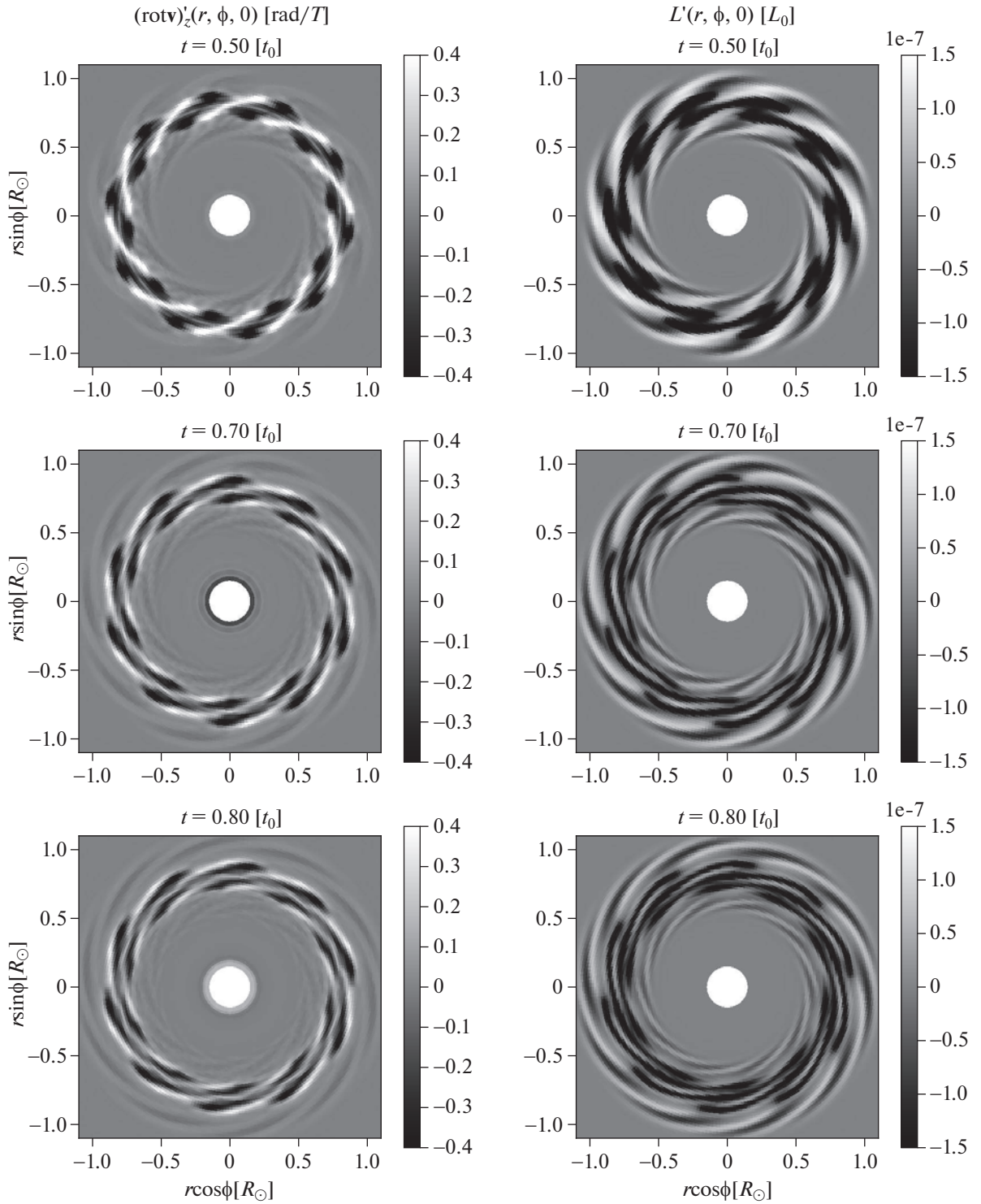


Рис. 9. Распределение возмущений z -компонента ротора поля скорости (слева) и возмущений углового момента (справа).

времени, которые соответствуют начальному этапу развития сдвиговой неустойчивости.

Приведенные изображения показывают, что внесенные возмущения со временем развиваются

в крупномасштабные вихревые структуры. Данный процесс сопровождается перераспределением момента импульса. Об этом говорят карты L' в зависимости от времени. Наблюдается возникно-

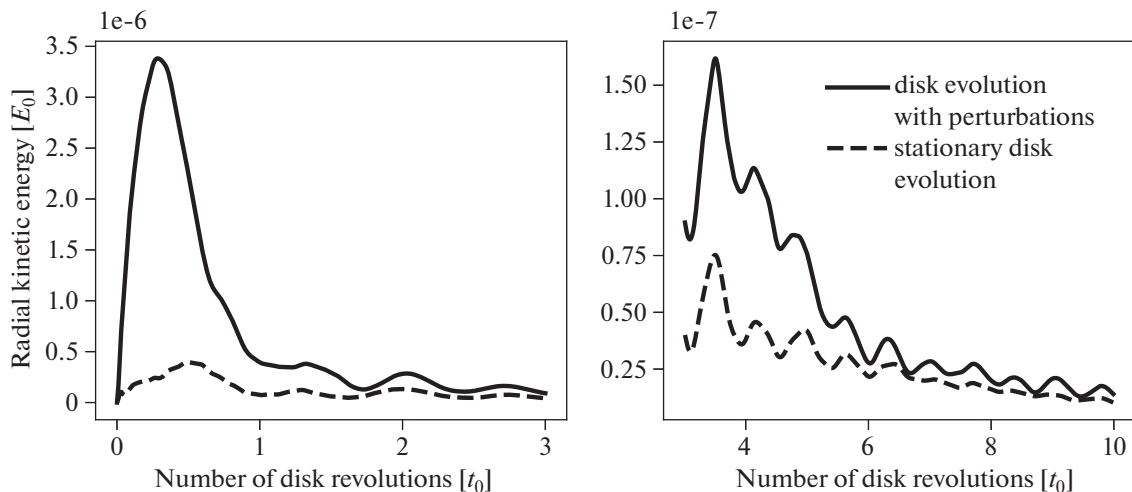


Рис. 10. Суммарная кинетическая энергия радиального движения в зависимости от времени.

вление областей черного цвета, где момент импульса уменьшается. Данные районы характеризуются высоким завихрением. В этом можно убедиться, сопоставив карты $(\text{rot } \mathbf{v})'_z$ и L' . В то же время распределение возмущения момента импульса показывает участки белого цвета. В них наблюдается избыток L . Момент импульса переносится к внешней и внутренней границе аккреционного диска из области внесения возмущений. Данные результаты полностью соответствуют результатам двумерных расчетов, полученных, например, в работах [13, 15].

Распространяясь по экваториальной плоскости, вихревые структуры взаимодействуют между собой и с течением диска. Вихревое движение распространяется по всему объему диска вследствие дифференциального вращения вещества. Об этом можно судить, анализируя возмущения z -компонента ротора скорости, представленные на рис. 9. Аналогичный процесс наблюдается и на картах возмущения углового момента. Переносимые угловой момент вихревые структуры закручиваются в спирали.

Отметим, что амплитуда возмущения ротора и углового момента уменьшается со временем, как и в двумерных расчетах в работах [10–15]. Данный факт определяется по яркости карт распределения L' . Для более контрастной визуализации $(\text{rot } \mathbf{v})'_z$ диапазон изменения этой величины уменьшался до 0.4 рад/Т.

Приведенные ранее изображения показывают процесс перераспределения момента импульса в аккреционном диске при развитии крупномасштабных вихревых структур. Однако для создания более общей картины необходимо оценить эффективность переноса с точки зрения какой-нибудь интегральной характеристики. В качестве

такого параметра может использоваться суммарная кинетическая энергия радиального движения в расчетной области:

$$E = \sum_{ijk} \frac{(mv_r^2)_{ijk}}{2}.$$

График зависимости данной величины от времени представлен на рис. 10. Приведенные кривые соответствуют расчету эволюции аккреционного диска с внесением возмущений и без них. Видно, что в первом случае присутствует значительно более интенсивное радиальное движение. Со временем величина энергии затухает, но течение при этом подвергается значительной перестройке (рис. 11). Данный факт, несомненно, оказывает влияние на дальнейшую эволюцию диска. Заметим, что в стационарном состоянии радиальная кинетическая энергия пропадает. Несмотря на существенное падение величины кинетической энергии вихревого движения со временем, колебания энергии, связанные с эволюцией вихревого течения, сохраняются продолжительное время. Эти результаты согласуются с анализом поведения энергии радиального движения, проведенным в работе [13] в двумерном случае.

Изображение, приведенное на рис. 10, показывает характерное время формирования крупномасштабной турбулентности в диске. Энергия радиального движения при развитии неустойчивости во много раз превосходит данную величину по сравнению со стационарной эволюцией в течение нескольких оборотов диска. Далее амплитуда процесса переноса уменьшается, что согласуется с показанными ранее картами возмущения углового момента и ротора скорости, а также с результатами двумерного моделирования.

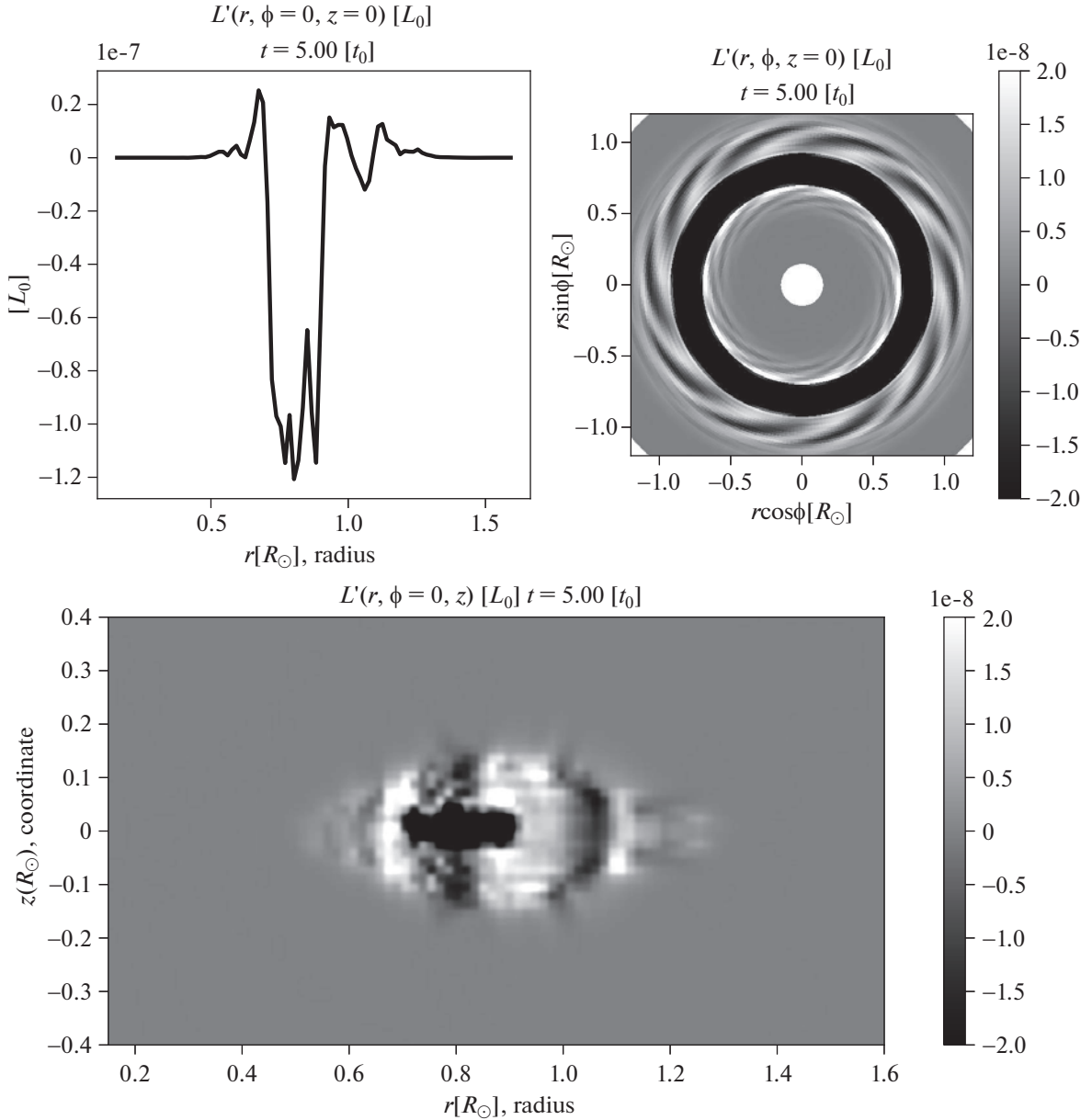


Рис. 11. Распределение возмущений момента импульса.

Процесс развития крупномасштабного вихревого движения происходит преимущественно в плоскости вращения аккреционного диска и не симметричен по азимутальному углу. Этап перестройки течения происходит примерно за время, которое соответствует нескольким оборотам диска. Далее интенсивность развития вихревого движения значительно уменьшается, крупномасштабные вихревые структуры остаются видны у границ облака, и их амплитуда постепенно снижается.

На рис. 11 представлено распределение возмущения момента импульса после пяти оборотов

диска. Карта распределения $L'(r, \phi, 0)$ и график $L'(r, 0, 0)$ вдоль радиуса показывают область пониженного момента импульса в центре газового облака. Именно в это место ранее вносились возмущения угловой скорости. В то же время $L'(r, 0, z)$ выявляет районы, окрашенные белым. Там наблюдается избыток углового момента по сравнению со стационарной эволюцией. Таким образом, возникающие вихревые структуры перераспределяют угловой момент во всем объеме аккреционного диска, а не только в экваториальной плоскости.

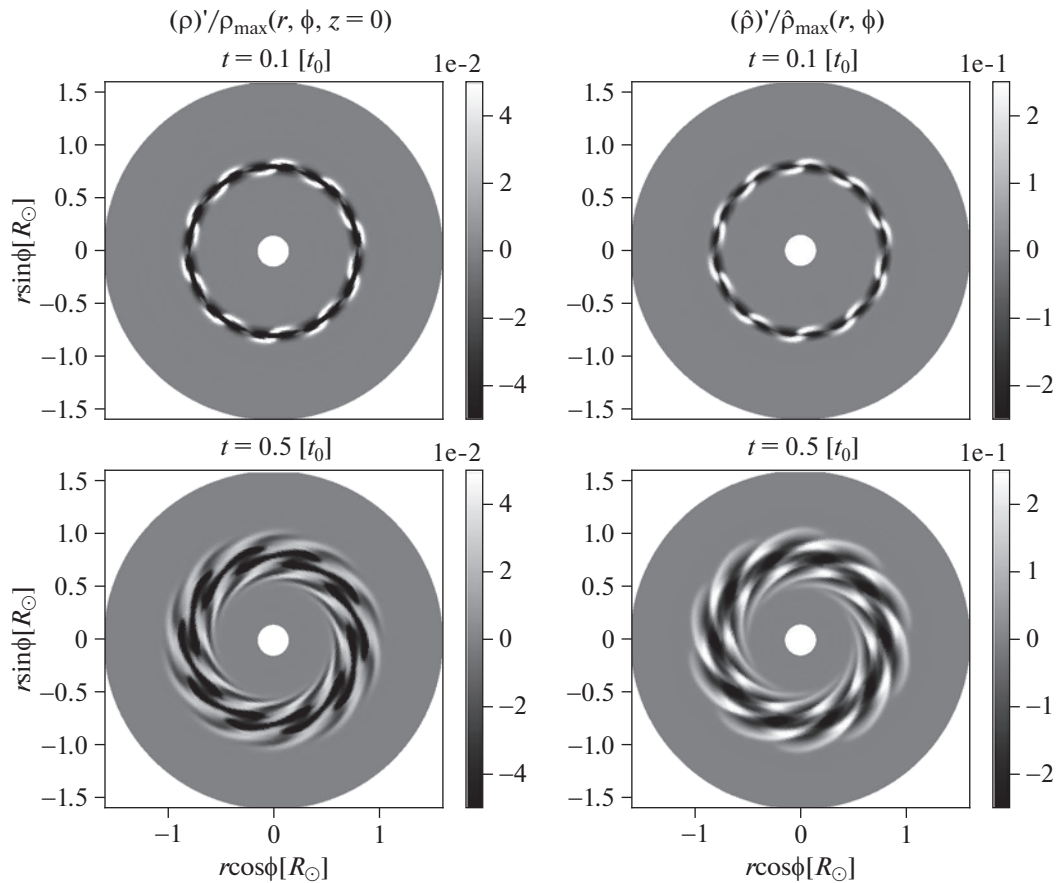


Рис. 12. Карты возмущения плотности в разные моменты времени для трехмерного расчета (слева) и полученные в двумерном приближении (справа).

Отметим также, что прохождение вихревых структур через вещество аккреционного диска и процесс переноса момента импульса не приводят к разрушению и деформации газового облака. При этом течение остается вихревым даже после 10 оборотов диска. Об этом свидетельствует график зависимости кинетической энергии радиального движения от времени. Вихревые структуры также остаются видны на картах $L'(r, \phi, 0)$, но их амплитуда достаточно мала.

Несмотря на то, что в тексте статьи мы постоянно ссылаемся при сравнении на работы с результатами двумерных вычислений и говорим о качественном сходстве полученных результатов, приведем в явном виде подтверждение качественного соответствия между представленными трехмерными расчетами и вычислениями, которые выполнены с использованием двумерного приближения.

В трехмерном расчете в качестве начальных данных используются распределения $\rho(r, \phi, z)$ и $p(r, \phi, z)$, при этом граница газового облака задается функцией $Z(r)$, описанной в разделе 4. В

рамках двумерного приближения расчеты проводились в полярных координатах (r, ϕ) , а начальное состояние аккреционного диска $\hat{\rho}(r, \phi)$ и $\hat{p}(r, \phi)$ определялось следующим образом:

$$\hat{\rho}(r, \phi) = \int_{-Z(r)}^{Z(r)} \rho(r, \phi, z) dz, \quad \hat{p}(r, \phi) = \int_{-Z(r)}^{Z(r)} p(r, \phi, z) dz.$$

Подробное описание процедуры получения двумерного стационарного состояния по заданному трехмерному можно найти в работе [1]. Распределение угловой скорости $v_\phi(r)$ не изменяется и задается во всей расчетной области по аналогии с трехмерной постановкой.

Эволюция двумерного аккреционного диска после внесения возмущений качественно совпадает с динамикой развития сдвиговой неустойчивости в трехмерном случае. Об этом можно судить, сравнивая карты относительного возмущения плотности $(\rho)'/\rho_{\max}(r, \phi, z = 0)$ и $(\hat{\rho})'/\hat{\rho}_{\max}(r, \phi)$ в различные моменты времени. Соответствующие изображения приведены на рис. 12.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель данной работы заключалась в изучении в рамках трехмерного математического моделирования одного из возможных механизмов перераспределения углового момента в аккреционном звездном диске, предложенного ранее и изученного в двумерном случае. Предполагается, что перенос момента происходит вследствие развития крупномасштабной турбулентности в сдвиговом течении. Подобный подход к объяснению явления аккреции опирается на универсальные гидродинамические свойства течений всех дисков. Для подтверждения гипотезы было проведено трехмерное моделирование процесса развития неустойчивости.

Большие числа Рейнольдса в астрофизических течениях позволяют описывать движение вещества в рамках эйлеровой системы уравнений идеальной газовой динамики. В качестве начальной конфигурации аккреционного диска использовалось равновесное состояние, являющееся решением уравнения Эйлера в рамках политропного приближения. Выбранное аксиально-симметричное равновесное газовое облако имеет тороидальную форму и поэтому полностью включено в расчетную область. Данная конфигурация выбрана специально, поскольку основная масса вещества такой конфигурации сосредоточена вдали от границ, что позволяет исключить влияние граничных условий на происходящие в аккреционном диске процессы.

Расчеты показали, что внесение изначально малых возмущений угловой скорости в аккреционный диск приводит к возникновению крупномасштабных вихревых структур. Карты распределения возмущения момента импульса и z -компонента ротора скорости говорят о значительной перестройке течения газового облака. В вихревых областях момент импульса существенно снижается и начинает перераспределяться в сторону внешней и внутренней границы аккреционного диска. Активная перестройка течения происходит за время нескольких оборотов диска. Далее крупномасштабные вихревые структуры значительно ослабевают, течение переходит на более мелкие масштабы. Тем не менее после 10 вращений на картах $L(r, \phi, 0)$ все еще присутствуют спиральные вихревые структуры, хотя их амплитуда довольно низкая. Аккреционный диск сохраняет свою форму после прохождения вихревых структур по его объему.

Выполненное в рамках данной работы исследование обобщает результаты работ [9–15], которые были получены с использованием двумерного приближения. Развитие крупномасштабной турбулентности может служить механизмом,

обеспечивающим перенос углового момента. Данный факт подтверждается проведенным трехмерным моделированием соответствующего процесса в аккреционном диске.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М. В. Абакумов, С. И. Мухин, Ю. П. Попов, В. М. Четкин, *Астрон. журн.* **73** (3), 407 (1996).
2. O. A. Kuznetsov, R. V. E. Lovelace, M. M. Romanova, and V. M. Chechetkin, **514** (2), 691 (1999).
3. Н. И. Шакура, *Астрон. журн.* **49** (5), 921 (1972).
4. J. F. Hawley, **528** (1), 462 (2000).
5. Е. П. Велихов, *ЖЭТФ* **36** (5), 1398 (1959).
6. S. A. Balbus and J. F. Hawley, **376**, 214 (1991).
7. Н. Н. Klarh and P. Bodenheimer, **582** (2), 869 (2003).
8. O. M. Belotserkovskii, V. M. Chechetkin, S. V. Fortova, A. M. Oparin, Yu P. Popov, A. Yu. Lugovsky, and S. I. Mukhin, *Astron. Astrophys. Trans.* **25** (5–6), 419 (2006).
9. O. M. Belotserkovskii, A. M. Oparin, and V. M. Chechetkin, *Turbulence: new approaches* (Cambridge Intern. Sci. Pub., 2005).
10. А. Ю. Луговский, Ю. П. Попов, *Журн. вычисл. мат. и мат. физики* **55** (8), 1444 (2015).
11. А. Ю. Луговский, В. М. Четкин, *Астрон. журн.* **89** (2), 120 (2012).
12. А. Ю. Луговский, С. И. Мухин, Ю. П. Попов, В. М. Четкин, *Астрон. журн.* **85**(10), 901 (2008).
13. Е. П. Велихов, А. Ю. Луговский, С. И. Мухин, Ю. П. Попов, В. М. Четкин, *Астрон. журн.* **84** (2), 177 (2007).
14. Т. Г. Елизарова, А. А. Злотник, М. А. Истомина, *Астрон. журн.* **95** (1), 11 (2018).
15. Т. Г. Елизарова, М. А. Истомина, *Квазигазодинамический алгоритм для полярной системы координат и пример численного моделирования неустойчивостей в аккреционном диске*, Препринт ин-та прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН № 92 (2016).
16. P. Collela and P. R. Woodward, *J. Comput. Phys.* **54** (1), 174 (1984).

THE FORMATION AND THE EVOLUTION OF LARGE-SCALE VORTEX STRUCTURES IN STELLAR ACCRETION DISKS

Z. D. Livenets^{a,b} and A. Yu. Lugovsky^c

^a*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia*

^b*The Federal State Unitary Enterprise Dukhov Automatics Research Institute, Moscow, Russia*

^c*Keldysh Institute of Applied Mathematics of the RAS, Moscow, Russia*

Explaining the causes of angular momentum transfer in accretion stellar disks is an important astrophysical problem, since it is the process that determines the rate of accretion of matter onto the central gravitating body. Previously, within the framework of a two-dimensional approach, it was shown that the introduction of small perturbations into the flow of disk matter leads to the appearance of shear instability. This process is accompanied by the development of large-scale vortex structures. Their movement and evolution lead to a redistribution of angular momentum in the accretion disk. The action of the described mechanism was previously studied numerically only within a two-dimensional approximation, so the goal of the current work is to carry out full-scale three-dimensional modeling. The processes under study are described within the framework of the system of equations of ideal gas dynamics. The article briefly describes the method for their numerical integration, which is based on a conservative finite-difference scheme and the solution of the Riemann problem. The initial data is a stationary toroidal gas state surrounded by a matter with low density and pressure. At the next step, small perturbations of one of the gas-dynamic variables are introduced. The modeling and analysis of the results of numerical calculations show the emergence of vortex structures in the shear flow of a three-dimensional accretion disk. Their movement is accompanied by a redistribution of matter and angular momentum in the volume of the disk, leading to accretion of matter onto the central body.

Keywords: accretion disks, shear instability, large-scale vortex structures, transfer of an angular momentum, accretion