

ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА УСРЕДНЕННОЙ МЕРЫ ВРАЩЕНИЯ ДЛЯ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА В ЛОКАЛЬНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

© 2024 г. М. А. Булдаков^{1,*}, А. С. Андрианов¹

¹Астрономический центр Физического института им. П. Н. Лебедева
Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: buldakov@phystech.edu

Поступила в редакцию 13.12.2023 г.

После доработки 04.04.2024 г.

Принята в печать 23.04.2024 г.

Рассматривается временная структура усредненной меры вращения и эволюция энергетических характеристик аккреционного диска в рамках трехмерной модели в локальном приближении (shearing box). Временная структура меры вращения состоит из низкочастотных и высокочастотных знакопеременных осцилляций. Обсуждаются механизмы формирования этих осцилляций и их связь с динамо-эффектом. Проведен анализ двумерных распределений и вертикальной структуры меры вращения и магнитной энергии для моментов времени, соответствующих экстремумам и близким к нулю значениям меры вращения. Показано, что экстремумы меры вращения формируются за счет нескольких отдельных турбулентных структур с высокими амплитудами, которые связаны с магниторотационной неустойчивостью и неустойчивостью Паркера. Области локализации таких структур соответствуют областям с высокими локальными значениями магнитной энергии. Обсуждается возможность оценки периода динамо-эффекта по данным измерений меры вращения, рассматриваются случаи источников Sgr A* и M87*.

Ключевые слова: численное моделирование, магнитная гидродинамика, аккреционные диски, фарадеевское вращение

DOI: 10.31857/S0004629924060015 EDN: JMRJTC

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время считается, что основной механизм переноса массы и момента импульса в аккреционных дисках связан с развитием магнитогидродинамической (МГД) турбулентности [1–6]. В работах Бальбуса и Хоули [7, 8] показано, что МГД турбулентность в дисках появляется за счет магниторотационной неустойчивости (МРН), которая впервые была описана в работах Велихова и Чандрасекара [9, 10]. Условиями развития МРН являются наличие в среде дифференциального вращения и слабого вертикального магнитного поля, таким образом, МРН может развиваться в аккреционных дисках различных типов [7]. Другим возможным механизмом переноса углового момента вещества в диске является турбулентность, связанная с магнитной неустойчивостью Рэлея-Тейлора [11, 12].

Основной наблюдательной величиной для исследования магнитных полей в аккреционных дисках является мера вращения (RM). Наблюдения меры вращения проводятся в миллиметровом и субмилли-

метровом диапазонах и в радиодиапазоне [13–16]. В радиодиапазоне проводятся измерения меры вращения радиогалактик (например, в работе [17] измерялась мера вращения в кластере радиогалактик), квазаров [18], пульсаров [19, 20], меры вращения в межзвездной среде [21, 22] и в джетах активных ядер галактик (например, M87, 3C 111, 3C 120) [23–26]. В миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах измеряются меры вращения аккреционных дисков сверхмассивных черных дыр для источников Sgr A* [27, 28], M87* [14], 3C 84 [29] и некоторых других активных ядер галактик [16]. Вопрос о том, какая область активных ядер галактик отвечает за происхождение наблюдаемого фарадеевского вращения, в настоящее время полностью не решен; существуют модели, в которых основной вклад в меру вращения дают области джета либо области диска и его атмосферы [30, 31]. Например, предполагается, что для Sgr A* область, отвечающая за измеряемую меру вращения, соответствует радиационно-неэффективному течению вокруг черной дыры [27, 28].

Следует также отметить, что в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах проводятся наблюдения протопланетных и протозвездных дисков с помощью телескопа ALMA [32–35]. Ряд работ также посвящен наблюдениям аккреционных дисков в ультрафиолетовом диапазоне [36, 37]. В этих работах исследуют вопросы, связанные с геометрией и вращением дисков, свойствами пыли, физическими условиями в диске и его эволюцией. Такие наблюдения могут дополнять наблюдения меры вращения.

В этой работе нас интересует применение результатов к наблюдениям в миллиметровом и радиодиапазоне. В работе не проводится моделирование джета; мы рассматриваем не глобальные истечения, связанные с джетом, а локальные возмущения в атмосфере диска, которые могут формироваться вследствие развития неустойчивостей. Например, в работах [38–40] показано развитие локальных истечений из диска. Таким образом, в рассматриваемых моделях мера вращения формируется в диске и его атмосфере.

Выявление области происхождения меры вращения (диск или джет) также зависит от разрешения телескопа и луча зрения. При достаточно хорошем разрешении (например, при использовании интерферометра *ngEHT*) можно подобрать параметры эксперимента так, чтобы измерять меру вращения именно в диске. Подробнее вопрос о наблюдениях обсуждается в разделе 6.

Измерения меры вращения могут давать информацию о величине и распределении магнитных полей в наблюдаемых объектах [41–43]. Такая информация может быть получена, например, с помощью методов статистического анализа карт меры вращения [44, 45] или анализа флуктуаций меры вращения [46]. В работах по численному моделированию аккреционных дисков и джетов сравнение модельных значений меры вращения с наблюдательными данными может использоваться в качестве одного из критериев для проверки соответствия модели реальному источнику [15, 25]. Однако следует отметить, что измерения меры вращения проводятся с низким разрешением и усреднением меры вращения по большим объемам. В связи с этим мера вращения может иметь сложную знакопеременную структуру, которая включает в себя большое количество локальных минимумов и максимумов. Для интерпретации наблюдательных данных представляет интерес исследование вопроса о том, связана ли структура и амплитуда локальных экстремумов меры вращения с физическими процессами, происходящими в диске (например, с развитием турбулентности или динамо-эффектом). Работа посвящена исследованию меры

вращения в аккреционном диске в локальном приближении (*shearing box*) и анализу эволюции и свойств меры вращения, усредненной в фрагменте диска. Целью работы является исследование механизмов формирования знакопеременной структуры меры вращения.

Для детального исследования развития турбулентности в диске необходимо провести моделирование процессов, происходящих на малых пространственных масштабах [47]. Такие масштабы возможно исследовать только в локальной модели аккреционного диска с достаточно высоким разрешением [48]. В соответствии с работой [48], минимальное необходимое разрешение сетки для разрешения наиболее неустойчивой МРН моды составляет ≈ 32 точки на единицу характерной высоты диска. Такое разрешение достигается только в локальных моделях. В настоящее время не представляется возможным проведение моделирования глобального аккреционного диска с достаточным разрешением для исследования мелкомасштабных процессов.

В настоящее время в работах по МГД-моделированию аккреционных дисков есть ряд детально не исследованных и нерешенных задач, которые связаны со следующими вопросами: а) механизмы генерации турбулентности и магнитных полей в диске за счет МРН и механизмы перехода диска к турбулентному состоянию [49, 50]; б) влияние динамо-процессов на эволюцию магнитных полей в диске и их соответствие процессам, происходящим в реальных астрофизических объектах [51]; в) сходимость результатов при увеличении разрешения расчетной сетки в локальных моделях дисков [5, 48]; г) зависимость результатов расчетов от параметров модели (например, конфигурации магнитного поля, толщины диска, размера глобального диска по азимутальному углу) [52, 53]; д) информация о состоянии диска, которая может быть извлечена из наблюдательных и модельных данных по мере вращения [16] (этот пункт рассматривается в нашей работе).

В работе используется общепринятая модель аккреционного диска в локальном приближении, основанная на решении стандартных уравнений идеальной МГД [54, 55]. Для моделирования применяется код *Pluto* [56], на основе которого проводилось моделирование аккреционных дисков во многих работах других авторов [57, 58]. В рамках этой модели исследуется поведение средних величин в диске (например, магнитной энергии и α -параметра). Следует отметить, что мера вращения также рассматривается как средняя величина, характеризующая распределение плотности и магнитного поля в диске.

Эта величина может быть рассчитана в модели и измерена в эксперименте. В работе не рассматриваются вопросы, связанные с поляризацией излучения, и не проводится анализ меры вращения как величины, характеризующей угол поворота плоскости поляризации излучения.

Таким образом, исследование проводится на основе анализа распределений и эволюции модельных величин в рамках использования стандартной модели аккреционного диска. Представленное в работе моделирование может относиться к аккреционным дискам сверхмассивных черных дыр и к протопланетным дискам [59]. Локальная модель применяется для моделирования указанных типов дисков в работах других авторов, например, локальные модели аккреционных дисков сверхмассивных черных дыр исследуются в работах [60–62], протопланетных дисков — в работах [63–65]. Преимуществом локальных моделей по сравнению с глобальными является возможность исследования мелкомасштабной турбулентности с большим разрешением [66].

Разрешение современных и будущих телескопов является достаточным для исследования участка аккреционного диска [67]. Наблюдения протопланетных дисков с помощью телескопа ALMA проводятся с разрешением $\lesssim 10$ а.е. [68, 69], а характерный размер диска составляет $L_{\text{PD}} \approx 100 - 1000$ а.е. [70]. Для оценки размера участка диска, соответствующего локальной модели, воспользуемся результатами работы [66], в которой приведено прямое сравнение глобальных и локальных моделей диска. Для этой цели глобальный диск делится на несколько фрагментов («patch»), размер каждого из них соответствует размеру диска в локальной модели, и для каждого фрагмента исследуется эволюция и статистические свойства его характеристик, таких как вертикальный магнитный поток, α -параметр и плазменный параметр β . Предполагается, что свойства каждого из фрагментов соответствуют свойствам участка диска, описываемого локальной моделью. Число таких фрагментов $N_{\text{sub}} = 160$. Как было указано выше, рассматриваемая в работе модель может относиться к протопланетному диску. Можно оценить характерный размер фрагмента такого диска

L_{SB} как $L_{\text{SB}} \approx \sqrt{\frac{L_{\text{PD}}^2}{N_{\text{sub}}}} \approx 8 - 80$ а.е. Таким образом, разрешения телескопа ALMA достаточно для измерения меры вращения, усредненной по площадке рассматриваемого в модели участка диска. Поэтому полученные в работе результаты для локальной модели диска могут быть проверены в будущих наблюдениях.

2. МОДЕЛЬ

Расчеты фрагмента аккреционного диска проводились с помощью кода Pluto [56] в локальном приближении. В этой модели рассматривается локальный фрагмент диска на некотором выбранном радиусе R_0 . Фрагмент имеет линейные размеры, много меньшие R_0 , и вращается со скоростью вращения диска Ω . Уравнения МГД для фрагмента диска записываются в декартовой системе координат, вращающейся вместе с диском, в которой оси X , Y , Z соответствуют радиальному, азимутальному и вертикальному направлениям соответственно. Подробное описание локального приближения приведено в работе [54]. Предполагается, что плазма в области фрагмента диска описывается стандартными уравнениями идеальной МГД [55, 71]. В расчетах используется изотермическое уравнение состояния $P = \rho c_s^2$. Описанные предположения сходны с предположениями, которые использовались в работе [55].

Начальная конфигурация магнитного поля задана в виде вертикального магнитного поля с нулевым суммарным вертикальным магнитным потоком: $B_z(x, y, z, t = 0) = B_{z0} \sin(2\pi x / L_x)$, где L_x — размер расчетной области в направлении X . В используемой модели $L_x = H$, где H — характерная высота диска. Величина B_{z0} определяется следующим образом:

$B_{z0} = \sqrt{8\pi P_0 / \beta_0}$, где P_0 — начальное давление газа в центральной плоскости диска ($z = 0$), $\beta_0 = 8\pi P_0 / B^2$ — начальный плазменный параметр (отношение газового давления плазмы к магнитному давлению) в центральной плоскости диска. Плазменный параметр β_0 задается равным некоторому фиксированному значению; в работе рассмотрены две модели: модель SB3 с параметром $\beta_0 = 1000$ и модель SB2 с параметром $\beta_0 = 100$. Начальный профиль плотности ρ задается в соответствии с условиями гидростатического равновесия, $\rho(z, t = 0) = \exp(-z^2 / H^2)$. Соотношение между величинами Ω и H выбрано следующим образом: $H = \sqrt{2} c_s / \Omega$, где c_s — скорость звука. В коде принята естественная система единиц, в которой $c_s = 1$, $\Omega = 1$, $P_0 = 1$. Для моделирования магниторотационной неустойчивости и инициирования развития турбулентности были добавлены флуктуации компонента скорости v_y с относительной амплитудой порядка 10^{-3} ($\delta v_y \approx 10^{-3} v_y$).

Уравнения МГД решаются на равномерной прямоугольной сетке. Использовалась расчетная область с размерами $-0.5H \leq x \leq 0.5H$, $0 \leq y \leq \pi H$, $-4H \leq z \leq 4H$, и сетка с разрешением $64 \times 192 \times 512$

по осям X, Y, Z соответственно (64 точки на единицу характерной высоты H).

Основными величинами, которые характеризуют развитие турбулентности в диске, являются магнитная энергия и α -параметр [55, 71, 72]. В работе проводится анализ магнитной энергии, усредненной по объему $\langle E_{\text{mag}} \rangle$. Величина α -параметра рассчитывается

следующим образом: $\alpha = \frac{\int (\bar{T}_M(z) + \bar{T}_R(z)) dz}{\int \bar{\rho}(z) c_s^2 dz}$, где

$T_M = -(B_x \cdot B_y) / 4\pi$ — компонент тензора напряжений Максвелла, $T_R = \rho v_x \delta y_y$ — компонент тензора напряжений Рейнольдса. Мера вращения в работе рассчитывается для лучей зрения, перпендикулярных плоскости диска. Мера вращения RM_{XY} для одного луча зрения (в безразмерных единицах кода, которые описаны ниже) определяется как

$$RM_{XY} = \int_{-L_z/2}^{L_z/2} B_z \rho dz, \text{ где } L_z \text{ — размер расчетной об-}$$

ласти в направлении Z , в используемой модели $L_z = 8H$. Мера вращения, усредненная в плоскости (X, Y) , обозначается как RM . Эта величина эквивалентна величине ρB_z , усредненной по объему. В работе также рассмотрены 2D распределения в плоскости (X, Y) величины магнитной энергии, проинтегрированной вдоль вертикальных лучей зрения, перпендикулярных плоскости диска,

$$\bar{E}_{\text{mag}}(x, y) = \int_{-L_z/2}^{L_z/2} E_{\text{mag}}(x, y, z) dz. \text{ Для анализа верти-}$$

кальной структуры меры вращения и магнитной энергии необходим анализ вертикальных профилей величин, усредненных в горизонтальной плоскости ($\rho B_z(z)$ — величина ρB_z , усредненная в горизонтальной плоскости (X, Y) при фиксированном z ; $\bar{E}_{\text{mag}}(z)$ — магнитная энергия, усредненная в горизонтальной плоскости (X, Y) при фиксированном z). В дальнейшем σ_X — стандартное отклонение величины X , интервал значений величины N от x до y обозначается как $(x - y)N$ или $(x, y)N$.

В исследуемой физической системе, основанной на решении уравнений идеальной МГД, отсутствуют потери энергии, и используется масштабирование физических величин. В качестве основных фундаментальных величин рассматриваются плотность, длина и скорость. В коде эти величины приведены к безразмерному виду с помощью фиксированных размерных масштабных коэффициентов ρ_0, L_0, v_0 , которые являются коэффициентами для единиц

плотности, длины и скорости соответственно. Физические величины (в единицах СГС) преобразуются в безразмерные единицы кода следующим образом:

$$\rho = \frac{\rho_{\text{CGS}}}{\rho_0}, L = \frac{L_{\text{CGS}}}{L_0}, v = \frac{v_{\text{CGS}}}{v_0}, \text{ где величины с ин-}$$

дексом CGS соответствуют физическим величинам, величины без индексов соответствуют единицам кода. Остальные величины преобразуются в единицы кода с помощью комбинации трех указанных величин, например, для единиц времени мас-

штабный коэффициент t_0 равен $\frac{L_0}{v_0}$. В работе единице времени соответствует период вращения диска T ; на рисунках такие величины, как плотность, магнитная энергия, мера вращения и магнитное поле, приведены в безразмерных единицах, соответствующих описанным единицам кода.

3. ГЛОБАЛЬНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

На рис. 1 приведены зависимости от времени усредненной по объему магнитной энергии $\langle E_{\text{mag}} \rangle$, α -параметра и RM . Эволюции $\langle E_{\text{mag}} \rangle$, α -параметра и RM сходны для двух моделей. В начале расчета развитие магниторотационной неустойчивости приводит к появлению турбулентности в диске [8, 54]. Начальная эволюция МРН связана с экспоненциальным ростом неустойчивости и резким увеличением усредненной магнитной энергии в начале расчета [72]. Время начального развития МРН обозначим индексом MRI (magnetorotational instability). В момент времени $t_{\text{MRI}} \approx 4T$ для обеих моделей на графиках эволюции магнитной энергии и α -параметра видны значительные пики. Эти пики более явно выражены для модели с большим начальным магнитным полем SB2. Далее турбулентность выходит на квазистационарный режим, величины $\langle E_{\text{mag}} \rangle$, α и RM выходят на насыщение и осциллируют около своих средних значений с момента времени $\approx 10T$. Временная развертка величин $\langle E_{\text{mag}} \rangle$ и α повторяет на качественном уровне результаты моделирования, представленные в работах других авторов [5, 38, 72].

Усредненная мера вращения имеет сложную структуру, которая состоит из высокочастотных и низкочастотных осцилляций. На протяжении всего расчета видны высокочастотные знакопеременные осцилляции около нуля с большим количеством локальных положительных и отрицательных экстремумов. После выхода турбулентности на квазистационарный режим появляются низкочастотные квазипериодические осцилляции со значительным повышением амплитуд локальных экстремумов.

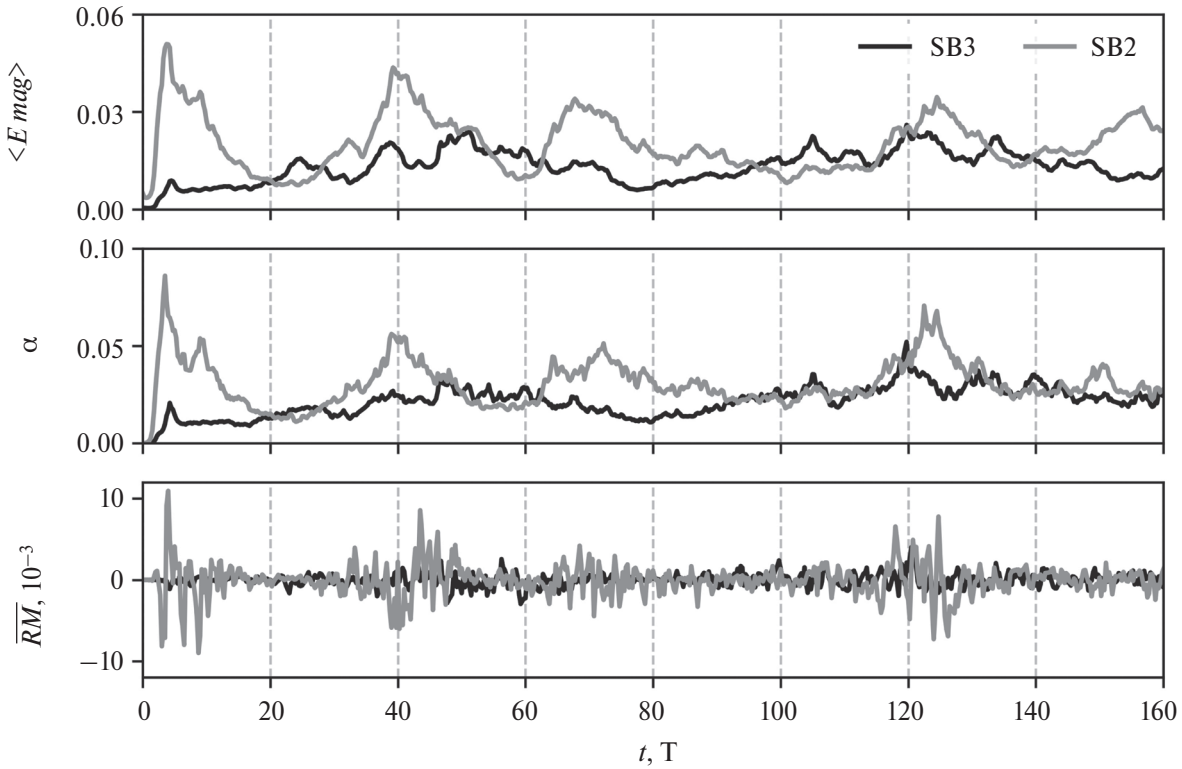


Рис. 1. Эволюция усредненной по объему магнитной энергии $\langle E_{\text{mag}} \rangle$ (верхний график), α -параметра (центральный график) и RM (нижний график) для моделей SB3 (черные линии) и SB2 (серые линии).

Высокочастотные осцилляции имеют период $\lesssim T$ и амплитуды в интервале значений $\approx (0.1 - 10)$. Если рассмотреть огибающую для RM (для значений $RM > 0$ или $RM < 0$), то для нее будут выделяться низкочастотные квазипериодические осцилляции с периодом $(20 - 50)T$, для которых амплитуды огибающей будут достаточно велики ($\gtrsim 3$) и по порядку величины будут близки к максимальному значению $|RM|$ (≈ 10). Например, для модели SB2 максимумы амплитуд таких низкочастотных осцилляций меры вращения достигаются в моменты времени $10T, 40T, 70T, 120T$, и в окрестностях этих максимумов размером $\approx 10T$ величина экстремумов RM составляет ≈ 5 . В дальнейшем для построения рисунков будут рассматриваться моменты времени, соответствующие достаточно большим ($\approx (3 - 5)$) положительным и отрицательным локальным экстремумам RM .

На графике эволюции $\langle E_{\text{mag}} \rangle$ видны пики, соответствующие увеличению средней магнитной энергии (например, в моменты времени $\approx 5T, \approx 40T, \approx 70T, \approx 125T$ для модели SB2). Эти пики имеют квазипериодический характер и соответствуют максимумам средней магнитной энергии, которые связаны с процессами усиления тороидального магнитного поля за счет МРН [38, 73–75]. Будем называть

такие квазипериодические максимумы «выбросами магнитной энергии». Времена достижения больших экстремумов RM , магнитной энергии и α -параметра примерно совпадают. Таким образом, данные указывают на приблизительное соответствие низкочастотных квазипериодических осцилляций для величин усредненной меры вращения и средней магнитной энергии.

Максимумы магнитной энергии и α -параметра более значительны по величине для модели с более низким значением параметра β_0 и более высоким значением величины начальной усредненной магнитной энергии (SB2), чем для модели SB3. Амплитуды и периоды низкочастотных и высокочастотных осцилляций усредненной меры вращения для моделей SB3 и SB2 имеют примерно одну и ту же величину.

На рис. 2 показана зависимость от высоты и от времени горизонтально усредненного компонента магнитного поля $\overline{B}_y$ для модели SB3. Видны квазипериодические осцилляции $\overline{B}_y$ с характерным периодом $\approx 10T$, которые соответствуют динамо-эффекту в диске [71, 76] и выбросам магнитной энергии. Аналогичные осцилляции с тем же характерным периодом видны также и в модели SB2. Развитие

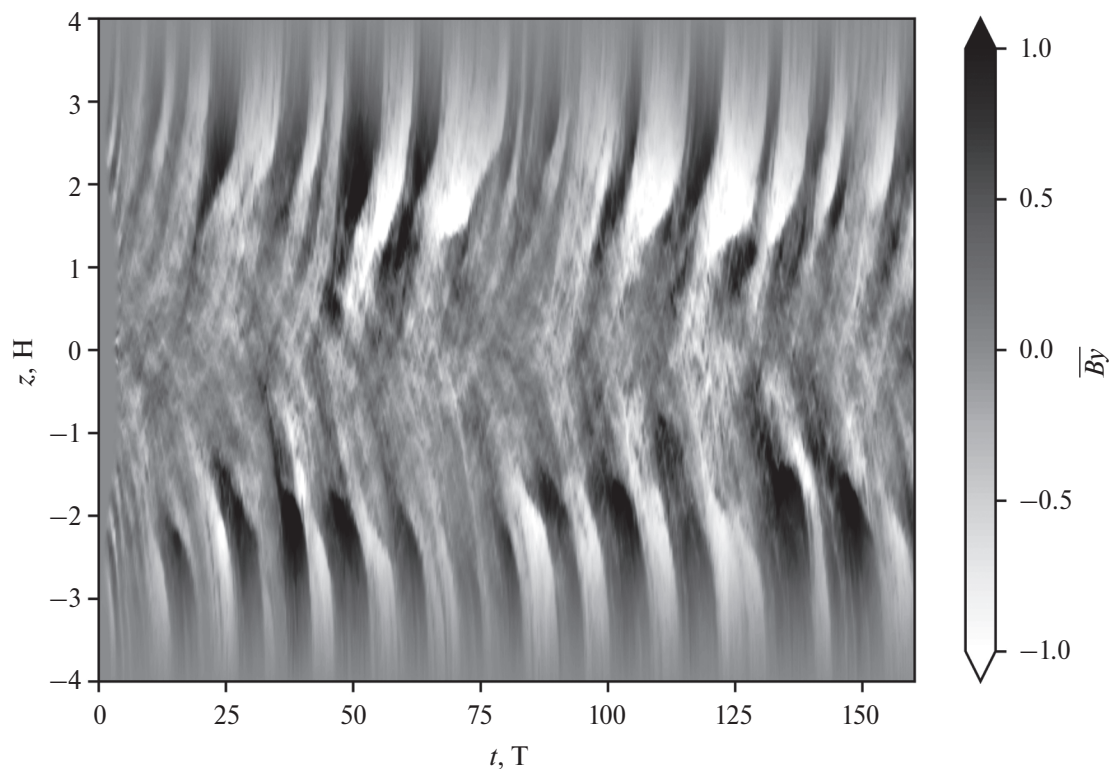


Рис. 2. Зависимость от высоты и от времени горизонтально усредненного компонента магнитного поля $\overline{B}_y$ для модели SB3.

динамо-эффекта типично для локальных моделей диска с высокими значениями плазменного параметра β и соответствует результатам, полученным в работах других авторов [53, 71, 77, 78].

Представляет интерес вопрос о том, каким образом формируется структура высокочастотных осцилляций усредненной меры вращения. Для решения этого вопроса необходимо определить, какие пространственные области вносят наибольший вклад в усредненную меру вращения и какие физические процессы происходят в этих выделенных областях.

4. МЕЛКОМАСШТАБНАЯ «ТОНКАЯ СТРУКТУРА» УСРЕДНЕННОЙ МЕРЫ ВРАЩЕНИЯ

Усредненная мера вращения имеет большое количество пиков (положительных и отрицательных экстремумов), которые связаны с высокочастотными осцилляциями около нуля с периодом $\lesssim T$ в течение всего расчета (см. рис. 1). Множество пиков усредненной меры вращения на малых временных масштабах можно считать ее «тонкой структурой». Видны корреляции между амплитудой осцилляций RM и величиной средней магнитной энергии, то есть

временные интервалы с высокими и низкими значениями магнитной энергии приблизительно совпадают с интервалами, на которых осцилляции усредненной меры вращения имеют высокую и близкую к нулю амплитуду соответственно. Можно предположить, что крупномасштабные процессы в диске, которые приводят к увеличению средней магнитной энергии, также приводят к возрастанию абсолютной величины усредненной меры вращения.

Усредненное значение меры вращения определяется двумерным распределением меры вращения (рассчитанной вдоль вертикальных лучей зрения) в плоскости (X, Y) . Так как мера вращения может принимать как положительные, так и отрицательные значения, распределения меры вращения в плоскости (X, Y) должны отличаться для моментов времени, соответствующих локальным экстремумам RM и значениям RM , близким к нулю (можно ожидать, что для таких моментов времени распределения меры вращения будут асимметричными или симметричными относительно нуля соответственно).

Для исследования вопроса о том, каким образом формируется «тонкая структура» усредненной меры вращения, рассмотрим 2D распределения меры вращения и магнитной энергии в моменты времени,

соответствующие достаточно большим положительным и отрицательным экстремумам меры вращения (обозначим такие моменты времени как t_{extr}), и в моменты времени, в окрестностях которых $RM \approx 0$ (обозначим такие моменты времени как t_{zero}). Для каждой из моделей рассматриваются три момента времени, соответствующие локальному максимуму меры вращения ($RM > 0$, $t_{\text{max1}} = 120.5T$ для модели SB3, $t_{\text{max2}} = 124.75T$ для модели SB2), локальному минимуму меры вращения ($RM < 0$, $t_{\text{min1}} = 59.25T$ для модели SB3, $t_{\text{min2}} = 39.0T$ для модели SB2), а также значению меры вращения, близкому к нулю ($RM \approx 0$, $t_{\text{zero1}} = 80.0T$ для модели SB3, $t_{\text{zero2}} = 95.25T$ для модели SB2). Указанные моменты времени выбирались таким образом, чтобы максимумы и минимумы меры вращения были явно выраженными и были близки к наибольшим положительным и отрицательным значениям меры вращения на всем временном интервале, соответствующем квазистационарному режиму, $\approx (10 - 160)T$. Моменты времени, соответствующие близким к нулю значениям меры вращения, выбирались так, чтобы осцилляции меры вращения были малы в окрестностях этих моментов времени (например, такие моменты времени могут лежать в интервале $(80 - 110)T$ для модели SB3). Выбранные моменты времени обозначим как $\tilde{t}_{\text{extr}}$ (для моментов времени, соответствующих экстремумам RM) и $\tilde{t}_{\text{zero}}$ (для моментов времени, соответствующих близким к нулю значениям RM). Как будет показано в дальнейшем, 2D распределения меры вращения, а также магнитной энергии, для моментов времени, соответствующих положительным и отрицательным экстремумам меры вращения, сходны между собой на качественном уровне (образуются диагональные структуры, сходные по размерам и значениям величин).

На рис. 3 приведены 2D распределения меры вращения (вверху) и магнитной энергии $\tilde{E}_{\text{mag}}$ (внизу), просуммированной вдоль вертикальных лучей зрения, в плоскости (X, Y) для трех указанных выше моментов времени для модели SB3. В плоскости (X, Y) образуются пространственные структуры с высокими абсолютными значениями магнитной энергии $\tilde{E}_{\text{mag}}$ и меры вращения, вытянутые в диагональном направлении. Диагональное направление структур связано со сдвигом компонента скорости v_y . Структуры выражены более явно и имеют большую амплитуду для моментов времени $\tilde{t}_{\text{extr}}$ по сравнению с моментами времени $\tilde{t}_{\text{zero}}$.

На рис. 4 приведены гистограммы для 2D распределений меры вращения для трех выбранных

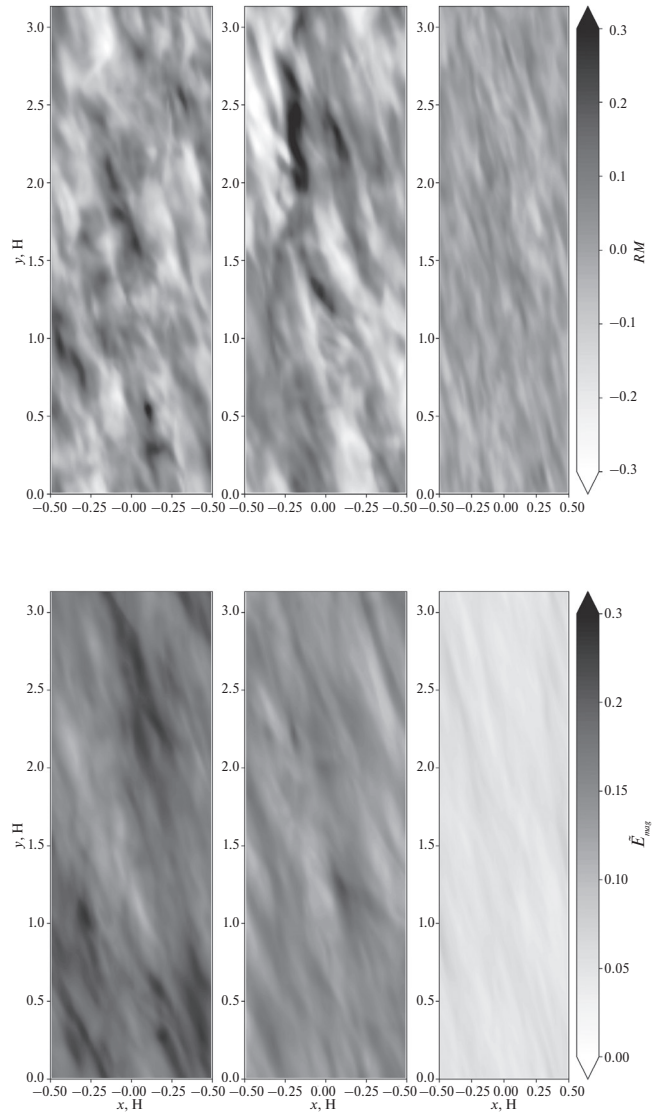


Рис. 3. 2D распределения RM_{XY} (верхний ряд) и магнитной энергии $\tilde{E}_{\text{mag}}$ (нижний ряд) в плоскости (X, Y) для трех моментов времени, соответствующих максимуму RM (слева), минимуму RM (в центре) и близкому к нулю значению RM (справа) для модели SB3.

моментов времени для моделей SB3 и SB2. Стандартное отклонение меры вращения выше для моментов времени $\tilde{t}_{\text{extr}}$, чем для моментов времени $\tilde{t}_{\text{zero}}$, и выше для модели SB2, чем для модели SB3. Распределения меры вращения симметричны для моментов времени $\tilde{t}_{\text{zero}}$ и имеют небольшую асимметрию для моментов времени $\tilde{t}_{\text{extr}}$ для обеих моделей. Это указывает на то, что средние значения RM_{XY} (то есть значения меры вращения, усредненной по объему (RM), эволюция которой приведена на рис. 1) мало отличаются от нуля и малы по сравнению со стандартным отклонением RM_{XY} .

Таблица 1. Средние значения и стандартные отклонения RM_{XY} для трех моментов времени для моделей SB3 и SB2

Момент времени	SB3	SB2
RM (max. RM)	0.0040	0.0078
σ_{RM} (max. RM)	0.084	0.13
RM (min. RM)	−0.0030	−0.0059
σ_{RM} (min. RM)	0.1	0.18
RM (zero RM)	0.00016	−0.00047
σ_{RM} (zero RM)	0.03	0.065

Усредненные в плоскости (X, Y) значения RM_{XY} и значения стандартного отклонения RM_{XY} приведены в табл. 1. Из таблицы видно, что $RM(\tilde{t}_{extr}) \approx 15RM(\tilde{t}_{zero})$, $\sigma_{RM}(\tilde{t}_{extr}) \approx 3\sigma_{RM}(\tilde{t}_{zero})$. Для модели SB2 средние значения и стандартные отклонения RM_{XY} примерно в 2 раза выше, чем для модели SB3. Это связано с тем, что модель SB2 имеет более высокую среднюю магнитную энергию компонента поля B_z . Таким образом, средние значения и стандартные отклонения 2D распределений меры вращения сходны для моментов времени, соответствующих положительным и отрицательным экстремумам RM , и значительно отличаются для моментов времени $\tilde{t}_{extr}$ и $\tilde{t}_{zero}$.

В моменты времени t_{extr} образуются знакопеременные структуры меры вращения с высокой амплитудой и большим значением σ_{RM} , которые при усреднении дают достаточно малые положительные или отрицательные величины RM , которые видны как локальные экстремумы на графике зависимости

RM от времени на рис. 1. В моменты времени t_{zero} также видны знакопеременные структуры меры вращения с малыми значениями σ_{RM} , их амплитуды в несколько раз меньше амплитуд структур для моментов времени t_{extr} , при усреднении такие структуры дают близкую к нулю величину RM .

Свойства 2D распределений магнитной энергии $\tilde{E}_{mag}$ и меры вращения сходны между собой. На рис. 3 показано, что амплитуды диагональных структур $\tilde{E}_{mag}$ значительно выше для моментов времени $\tilde{t}_{extr}$, чем для моментов времени $\tilde{t}_{zero}$.

На рис. 5 приведены гистограммы для 2D распределений $\tilde{E}_{mag}$ для трех выбранных моментов времени для моделей SB3 и SB2. Средние значения и стандартные отклонения $\tilde{E}_{mag}$ в несколько раз выше в моменты времени $\tilde{t}_{extr}$, чем в моменты времени $\tilde{t}_{zero}$ (средние значения и стандартные отклонения $\tilde{E}_{mag}$ приведены в табл. 2). На качественном уровне распределения сходны для обеих моделей. В моменты времени t_{extr} образуются структуры с вы-

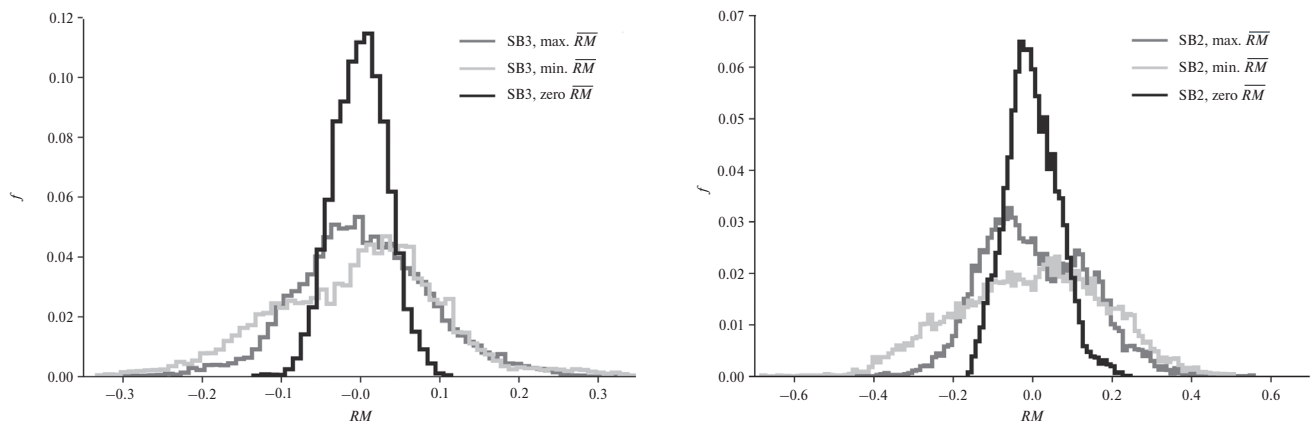
**Рис. 4.** Гистограммы 2D распределений RM_{XY} для трех моментов времени, соответствующих максимуму RM (темно-серые линии), минимуму RM (светло-серые линии) и близкому к нулю значению RM (черные линии) для моделей SB3 (слева) и SB2 (справа).

Таблица 2. Средние значения и стандартные отклонения магнитной энергии $\tilde{E}_{\text{mag}}$ для трех моментов времени для моделей SB3 и SB2

Момент времени	SB3	SB2
$\langle E_{\text{mag}} \rangle$ (max. RM)	0.17	0.27
$\sigma_{E_{\text{mag}}}$ (max. RM)	0.024	0.031
$\langle E_{\text{mag}} \rangle$ (min. RM)	0.14	0.34
$\sigma_{\tilde{E}_{\text{mag}}}$ (min. RM)	0.017	0.044
$\langle E_{\text{mag}} \rangle$ (zero RM)	0.053	0.12
$\sigma_{\tilde{E}_{\text{mag}}}$ (zero RM)	0.0070	0.018

сокими значениями магнитной энергии, которые при усреднении дают большие значения $\langle E_{\text{mag}} \rangle$, которые видны как локальные максимумы на графике зависимости $\langle E_{\text{mag}} \rangle$ от времени на рис. 1.

Таким образом, в моменты времени $\tilde{t}_{\text{extr}}$ флуктуации и средние значения величин RM_{XY} и $\tilde{E}_{\text{mag}}$ значительно возрастают по сравнению с их флуктуациями и средними значениями в моменты времени $\tilde{t}_{\text{zero}}$, и в моменты времени $\tilde{t}_{\text{extr}}$ видны локальные экстремумы усредненных меры вращения и магнитной энергии. В моменты времени, соответствующие локальным экстремумам RM , могут происходить процессы, связанные с выбросами магнитной энергии. Моменты времени, в окрестностях которых значения RM близки к нулю, могут соответствовать слабо возмущенному состоянию плазмы диска, при котором такие процессы не происходят. На это указывают также зависимости RM и $\langle E_{\text{mag}} \rangle$, представленные на рис. 1, значения $RM \approx 0$ соответствуют минимальным значениям магнитной энергии.

Мера вращения определяется произведением плотности на компонент магнитного поля B_z . Проведем оценки уровня флуктуаций плотности в моделях в моменты времени t_{extr} и t_{zero} . На рис. 6 показана структура флуктуаций плотности для модели SB3: зависимость от высоты и от времени горизонтально усредненной плотности $\bar{\rho}$, а также временные эволюции этой величины при трех фиксированных значениях высоты z . Средняя плотность в рассматриваемом фрагменте диска снижается со временем за счет истечения газа через вертикальные границы, но вертикальная структура плотности не меняется значительно со временем. Видны структуры, всплывающие от поверхности диска на большие высоты, связанные с квазипериодическими флуктуациями плотности. Такие флуктуации плотности связаны с развитием потоковых мод [38, 79].

На графиках зависимостей от времени $\bar{\rho}$ при фиксированных значениях высоты z видно, что флуктуации горизонтально усредненной плотности выше в

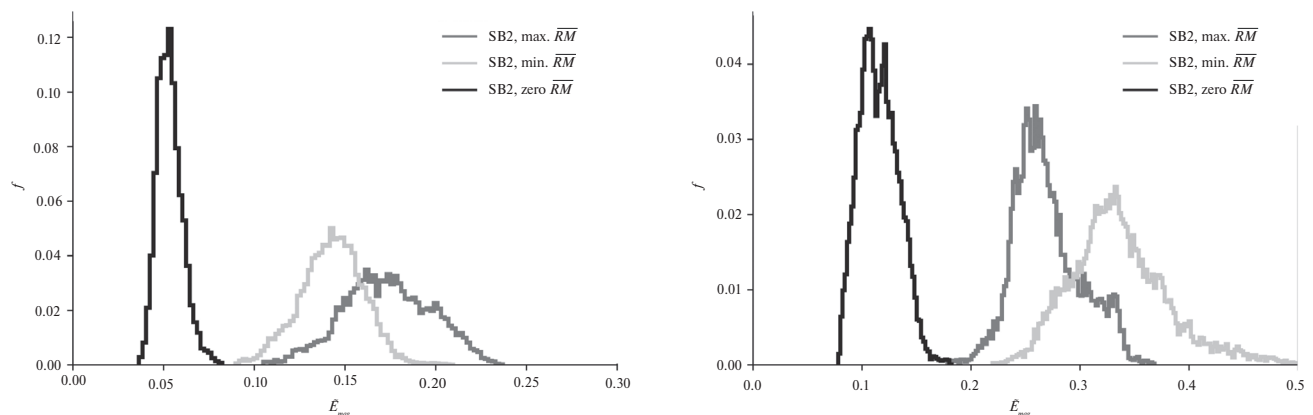


Рис. 5. Гистограммы 2D распределений магнитной энергии $\tilde{E}_{\text{mag}}$ для трех моментов времени, соответствующих максимуму RM (темно-серые линии), минимуму RM (светло-серые линии) и близкому к нулю значению RM (черные линии) для моделей SB3 (слева) и SB2 (справа).

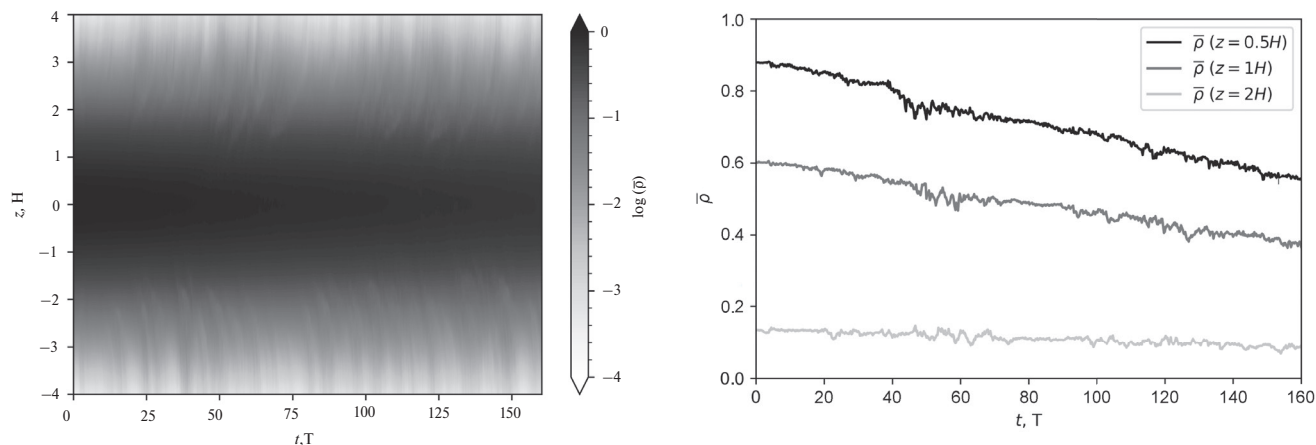


Рис. 6. Зависимость от высоты и от времени горизонтально усредненной плотности $\bar{\rho}$ (слева) и эволюция $\bar{\rho}$ при трех фиксированных значениях высоты z (справа): $z = 0.5H$ (черная линия), $z = 1H$ (темно-серая линия), $z = 2H$ (светло-серая линия) для модели SB3.

моменты времени t_{extr} , чем в моменты времени t_{zero} , величина флуктуаций плотности в моменты времени t_{extr} составляет $\approx 10\%$. Для модели SB2 флуктуации плотности имеют сходную структуру. Если рассмотреть два момента времени с приблизительно одинаковыми флуктуациями B_z в плоскости (X, Y) и с распределениями плотности, отличающимися на 10% , то амплитуды меры вращения для таких распределений будут отличаться приблизительно на 10% . Таким образом, различие амплитуд меры вращения в моменты времени t_{extr} и t_{zero} в 15 раз не может быть связано только с отличием флуктуаций плотности на $\approx 10\%$ в моменты времени t_{extr} и t_{zero} . Это подтверждает предположение о том, что в моменты времени t_{extr} могут происходить процессы, связанные с выбросами и значительными флуктуациями магнитной энергии. На возможность наличия таких процессов указывает также и соответствие времен локальных экстремумов RM временам максимумов усредненной по объему магнитной энергии $\langle E_{\text{mag}} \rangle$ (см. рис. 1). Для выявления таких процессов необходимо провести дополнительный анализ вкладов горизонтальных плоскостей в меру вращения и магнитную энергию. Это позволит выявить наличие выделенных пространственных областей, которые отвечают за увеличение усредненной магнитной энергии в моменты времени t_{extr} , а также определить пространственные и временные масштабы этих областей.

5. ВЕРТИКАЛЬНАЯ СТРУКТУРА МЕРЫ ВРАЩЕНИЯ

Как было показано на рис. 3, мера вращения в плоскости (X, Y) имеет знакопеременную структуру. При этом распределения величин RM_{XY} в плоскости

(X, Y) значительно различаются для моментов времени, соответствующих положительным и отрицательным экстремумам RM и близким к нулю значениям RM . Для исследования вопроса о том, какие пространственные области вносят наибольший вклад в формирование локальных экстремумов усредненной меры вращения, рассмотрим подробнее вертикальную структуру меры вращения.

На рис. 7 показаны 2D распределения плотности в плоскости (Y, Z) в момент времени $t = 80T$ для моделей SB3 и SB2. Плотность максимальна на малых высотах и значительно снижается на больших высотах (в соответствии с вертикальным профилем плотности, для которого плотность экспоненциально падает с высотой). Вертикальная структура плотности остается приблизительно постоянной в течение всего расчета (см. рис. 6) и является сходной для обеих моделей. В областях диска на малых и больших высотах, в которых плотность отличается на 2–3 порядка, величины $\rho B_z(z)$, которые показывают вклад горизонтальной плоскости на высоте z в усредненную меру вращения, могут существенно различаться. Рассмотрим вопрос о том, какие вертикальные области вносят наибольший вклад в RM и о том, выделяются ли пространственные области, отвечающие за образование локальных экстремумов RM .

Рассмотрим зависимость от высоты z вклада отдельных горизонтальных плоскостей (X, Y) в RM . На рис. 8 показаны зависимости от высоты и от времени горизонтально усредненных величин ρB_z и $\bar{E}_{\text{mag}}$ для модели SB3. На левой панели рис. 8 видны квазипериодические осцилляции с большим периодом $((10 - 15)T)$, а также мелкомасштабные осцилляции, распределенные случайным образом по высоте в

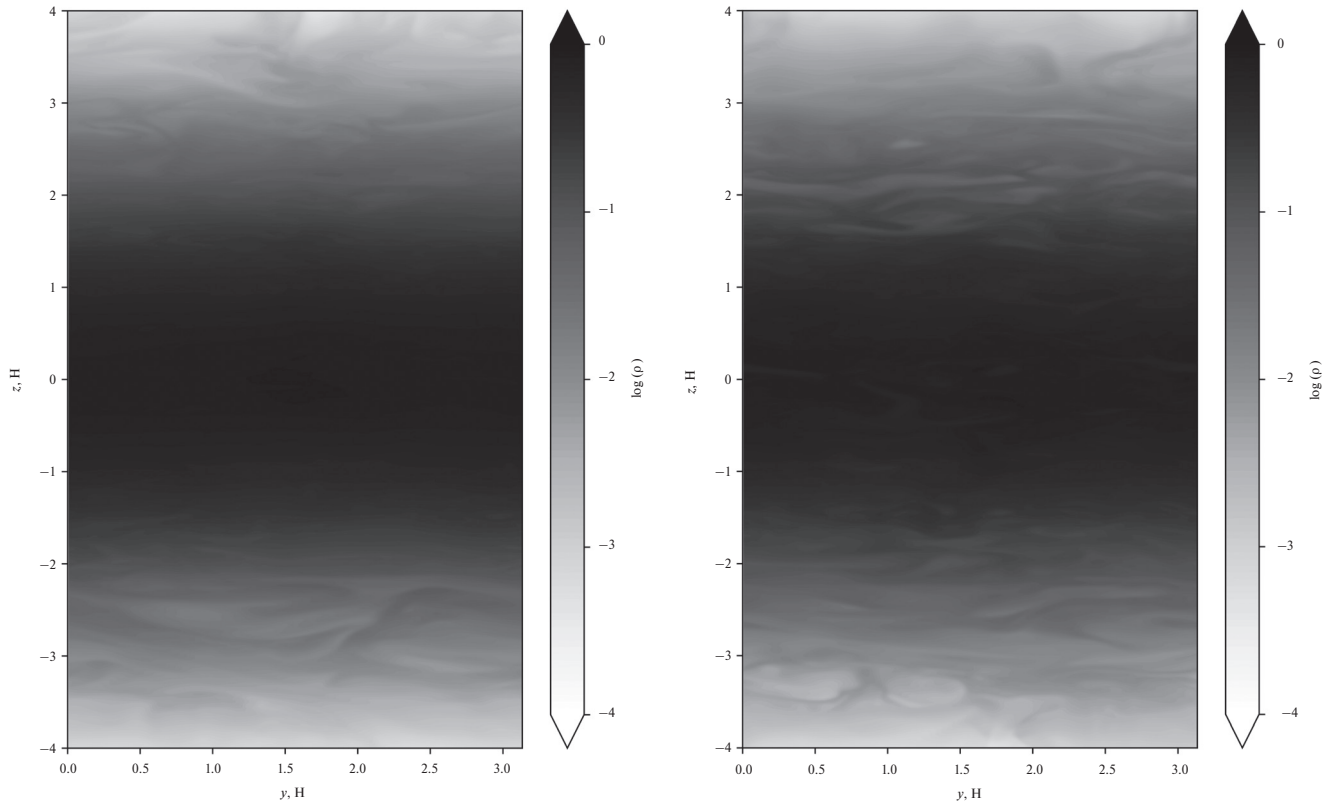


Рис. 7. 2D распределения плотности в плоскости (Y, Z) для момента времени $t = 80T$ для моделей SB3 (слева) и SB2 (справа).

интервале высот $(-2, 2)H$. Мелкомасштабные осцилляции являются знакопеременными и образуют области с положительными и отрицательными значениями величин. Каждая из этих мелкомасштабных структур локализована в определенном интервале высот и имеет время жизни порядка T . На правой панели рис. 8 видны квазипериодические осцилляции с периодом $(10 - 15)T$. Такие осцилляции свя-

заны с динамо-эффектом [71, 80, 81]. Времена, на которых видны локальные максимумы магнитной энергии, соответствуют временам, на которых видны значительные по величине осцилляции $\overline{\rho B_z}$. Мелкомасштабные осцилляции величины $\overline{\rho B_z}$ на высотах $H < |z| < 2H$ могут быть связаны с неустойчивостью Паркера и образованием всплывающих магнитных пузырей [75, 82, 83]. Времена и высоты,

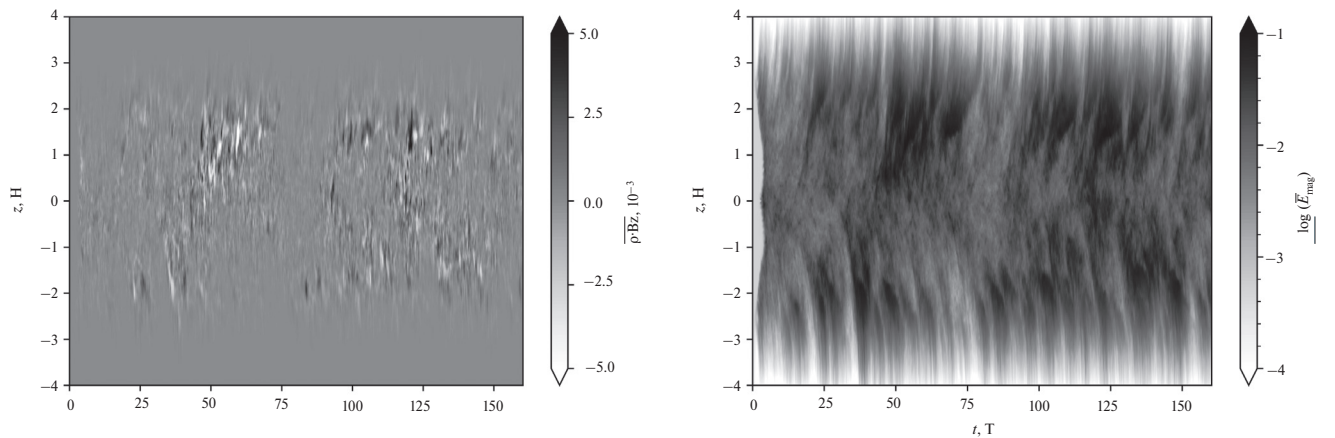


Рис. 8. Зависимости от высоты и от времени величин $\overline{\rho B_z}$ (слева) и $\overline{E_{mag}}$ (справа) для модели SB3.

соответствующие высоким значениям магнитной энергии, коррелируют с временами и высотами, соответствующими значительным мелкомасштабным осцилляциям величины $\overline{\rho B_z}$, но магнитная энергия не несет полную информацию о структуре меры вращения, из анализа распределения магнитной энергии нельзя извлечь информацию о мелкомасштабных знакопеременных осцилляциях. Величина $\overline{\rho B_z}$ несет полную информацию о структуре меры вращения, но при суммировании по высоте эта информация теряется вследствие знакопеременности структур. Но в каждый фиксированный момент времени есть структуры, определяющие значение усредненной меры вращения в данный момент времени. Это наиболее крупные структуры, которые видны в интервале высот $(-2, 2)H$.

Размеры структур в вертикальном направлении составляют $\approx (0.2 - 0.5)H$. На больших высотах также формируются отдельные крупные структуры, размер которых может достигать $\approx H$. Такие крупные структуры являются всплывающими, высота этих структур меняется от $\approx H$ до $\approx 2H$ в течение ≈ 5 оборотов диска. Структуры $\overline{\rho B_z}$ формируются за счет двух основных типов неустойчивостей: МРН и неустойчивость Паркера. МРН может возникать во всех

областях диска, неустойчивость Паркера — в областях диска с достаточно низкими значениями β , в которых магнитное давление сравнимо или больше газового давления [83]. Так как в обеих моделях значение параметра β_0 достаточно велико, то в областях высокой плотности на малых высотах газовое давление должно преобладать над магнитным давлением, и неустойчивость Паркера в областях диска с малыми высотами в рассматриваемых моделях возникать не может. Она может появляться на достаточно больших высотах в областях с низкой плотностью и низкими значениями β и приводит к образованию всплывающих магнитных пузырей. Таким образом, в областях диска с малыми высотами должны присутствовать только осцилляции, связанные с МРН. Образование крупных вертикально протяженных структур на высотах $H < |z| < 2H$ свидетельствует о появлении неустойчивости Паркера и магнитных пузырей в этом интервале высот.

Рассмотрим подробнее вертикальную структуру усредненной меры вращения в моменты времени, соответствующие локальным экстремумам RM и близким к нулю значениям RM . На рис. 9 показаны вертикальные профили горизонтально усредненных величин $\overline{\rho B_z}$ и $\overline{E}_{\text{mag}}$ для трех моментов времени,

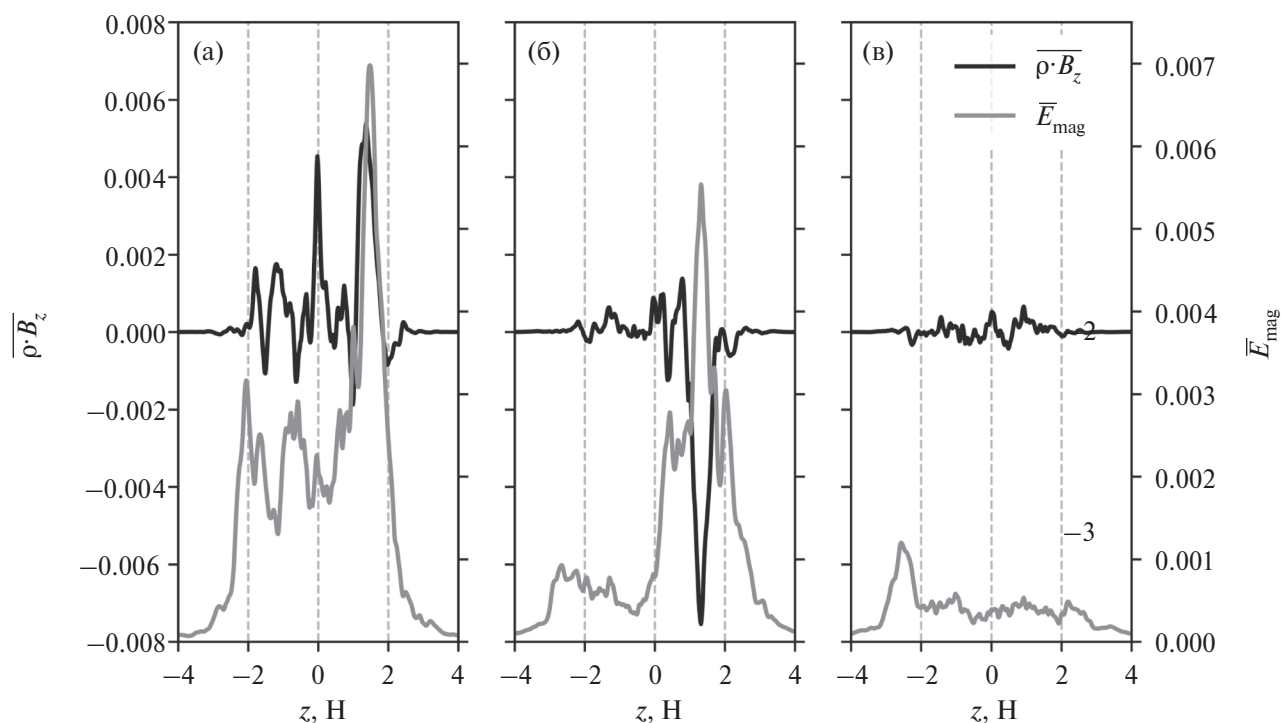


Рис. 9. Вертикальные профили горизонтально усредненных величин $\overline{\rho B_z}$ (черные линии) и $\overline{E}_{\text{mag}}$ (серые линии) для трех моментов времени, соответствующих а) максимуму RM , б) минимуму RM и в) близкому к нулю значению RM для модели SB3.

соответствующих положительному экстремуму меры вращения, отрицательному экстремуму меры вращения и близкому к нулю значению меры вращения для модели SB3. В моменты времени, соответствующие локальным экстремумам RM , видны локальные экстремумы величины ρB_z на отдельных высотах z , которые дают основной вклад в величину RM . Например, локальные экстремумы величины ρB_z , дающие основной вклад в RM , видны на рис. 9 на высотах $z \approx 0$, $z \approx 1.5H$ и $z \approx 1.5H$ для моментов времени, соответствующих положительному и отрицательному экстремуму меры вращения. В моменты времени, соответствующие близким к нулю значениям RM , такие локальные экстремумы величины ρB_z отсутствуют, и значения ρB_z достаточно малы на всех высотах z .

На рис. 9 для моментов времени $\tilde{t}_{\text{ext}}$ на высотах, соответствующих экстремумам ρB_z , видны также максимумы горизонтально усредненной магнитной энергии; для моментов времени $\tilde{t}_{\text{zero}}$ магнитная энергия достаточно мала на всех высотах z . Таким образом, горизонтальные плоскости, дающие значительный вклад в усредненную меру вращения, который отвечает за формирование локального экстремума RM , соответствуют горизонтальным плоскостям, дающим значительный вклад в магнитную энергию. Такие плоскости находятся в интервале высот $(-2, 2)H$. В этом интервале высот формируются осцилляции, связанные с МРН (в областях с малыми высотами) и осцилляции, связанные с неустойчивостью Паркера и образованием магнитных пузырей (в областях с высотами $H < |z| < 2H$). Оба типа осцилляций могут давать существенный вклад в RM и отвечать за формирование экстремумов RM .

Следует отметить, что во временном интервале, соответствующем осцилляциям RM с высокой амплитудой, для любого момента времени присутствуют крупные структуры ρB_z на нескольких отдельных высотах. Это верно, например, для моментов времени в окрестности t_{ext} , в которых мера вращения близка к нулю (то есть мера вращения близка к нулю вследствие того, что крупные структуры ρB_z с положительными и отрицательными знаками компенсируют друг друга). Высоты, на которых видны крупные структуры ρB_z , соответствуют высотам, на которых усредненная магнитная энергия велика. Интервалы времени с большими амплитудами осцилляций RM соответствуют состоянию диска, при котором происходят значительные выбросы магнитной энергии, связанные с динамо-эффектом. Для моментов времени, в окрестностях которых значения RM близки к нулю, величины ρB_z и усредненной магнитной энергии малы на всех высотах,

то есть такие временные интервалы соответствуют состоянию диска, при котором выбросы магнитной энергии отсутствуют.

Таким образом, высокочастотные осцилляции меры вращения формируются за счет мелкомасштабных знакопеременных осцилляций величины ρB_z , которые образуют структуры, локализованные во времени и в пространстве (см. рис. 8). Их характерный пространственный размер составляет $\approx (0.2 - 0.5)H$, время жизни $\sim T$. Образование этих структур связано с неустойчивостями МРН и Паркера. Эти осциллирующие структуры пространственно коррелируют с областями с высокой горизонтально усредненной магнитной энергией. В таких областях образуются структуры с размерами $\sim 2H$ и периодом $(10 - 15)T$, которые связаны с динамо-эффектом (см. рис. 8). Основной вклад в локальные экстремумы RM дают мелкомасштабные структуры ρB_z на нескольких отдельных высотах z , которые находятся в интервале высот $(-2, 2)H$. Они распространяются в вертикальном направлении и связаны с переносом магнитной энергии и вещества на большие высоты до $(1.5 - 2)H$. Давать основной вклад могут как осцилляции, связанные с МРН, так и осцилляции, связанные с неустойчивостью Паркера и образованием магнитных пузырей. Оба типа неустойчивостей дают сравнимые вклады в формирование экстремумов, то есть ни один из типов неустойчивостей не является доминирующим.

Оценим физические размеры структур ρB_z , которые в пределах характерной высоты диска H являются мелкомасштабными. Код Pluto работает с безразмерными единицами, но они могут быть преобразованы в физические единицы. Для этого в коде вводится нормировка, которая определяет характерные масштабы задачи. Она задана таким образом, что для единицы характерной высоты H мы получаем размер $\approx 1.5 \times 10^{13}$ см в физических единицах. Поэтому структуры ρB_z могут иметь размеры порядка $(1 - 5) \times 10^{12}$ см, это составляет $\approx 0.1\%$ характерного размера протопланетного диска $\approx 10^{15}$ см [84].

6. ВОЗМОЖНОСТЬ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ОЦЕНКИ ПЕРИОДА ДИНАМО-ЭФФЕКТА

Полученные результаты могут быть применены для оценки периода динамо-эффекта в реальных аккреционных дисках. Приведенный выше анализ пространственных распределений и вертикальной структуры меры вращения и магнитной энергии показывает, что существуют локальные корреляции между $|RM|$ и магнитной энергией. Из этого следует, что квазипериодические увеличения магнитной

энергии, связанные с динамо-эффектом, соответствуют увеличению амплитуды осцилляций меры вращения. Спокойное состояние плазмы диска, при котором не происходит выбросов магнитной энергии, соответствует близкой к нулю амплитуде осцилляций меры вращения. Таким образом, период низкочастотных осцилляций меры вращения (рассчитанный по огибающей), приблизительно соответствует периоду динамо-эффекта ($\approx 10T$). Выше было показано, что результаты могут применяться к наблюдениям реальных дисков. Следовательно, существует возможность оценки периода динамо-эффекта на основе измерения временной эволюции меры вращения. Такой результат, позволяющий установить связь между теоретической характеристикой динамо процессов в диске и наблюдательной величиной, получен впервые. Такие эксперименты дают возможность проверки соответствия наблюдаемого источника стандартной модели аккреционного диска. Например, если в эксперименте не будут обнаружены низкочастотные осцилляции меры вращения, это может означать, что в источнике подавлен динамо-эффект (например, вследствие наличия значительного ненулевого вертикального магнитного потока [71]) или то, что параметр сдвига $q = -d \ln \Omega / d \ln r$ в диске отличается от кеплеровского значения [85].

Как было указано выше, стандартная модель диска может применяться к аккреционным дискам различных типов, например, к аккреционным дискам сверхмассивных черных дыр и протопланетным дискам. Мы можем применить модели SB2 и SB3 для различных источников, при этом результаты будут отличаться только нормировкой величин (вопрос о нормировке величин был рассмотрен в разделе 2). Основными объектами исследований аккреционных дисков с помощью современных и будущих телескопов являются источники Sgr A* и M87* [86, 87]. Рассмотрим вопрос о применимости результатов работы к этим источникам. Как было указано выше, будем рассматривать наблюдения в миллиметровом и радиодиапазоне. Для измерения периода динамо-эффекта необходимо время наблюдения t_{obs} порядка нескольких периодов, то есть $t_{\text{obs}} \approx 20T$. Измерения должны проводиться на достаточно большом расстоянии от центра черной дыры, так как модели являются нерелятивистскими. Предположим, что наблюдения проводятся на расстоянии $r_{\text{obs}} = 100R_g$ от центра, где R_g — гравитационный радиус. Будем использовать следующие масштабные коэффициенты: в качестве L_0 выбирается R_g ($R_g = 1.25 \times 10^{12}$ см для Sgr A*, $R_g = 1.93 \times 10^{15}$ см

для M87*); в качестве v_0 — величина L_0 / T_{ref} , где T_{ref} — период вращения диска на радиусе r_{obs} ; в качестве ρ_0 — величина B_{ref}^2 / v_0^2 , где B_{ref} — характерная величина магнитного поля в диске, равная 1 Гс. Тогда для Sgr A* $L_0 = 1.25 \times 10^{12}$ см, $v_0 = 3.38 \times 10^6$ см/с, $\rho_0 = 8.75 \times 10^{-14}$ г/см³; в случае M87* $L_0 = 1.93 \times 10^{15}$ см, $v_0 = 3.39 \times 10^6$ см/с, $\rho_0 = 8.7 \times 10^{-14}$ г/см³. Необходимое время наблюдения t_{obs} составляет ≈ 85 дней для Sgr A* и ≈ 360 лет для M87*. Таким образом, для Sgr A* принципиально возможно проведение измерений меры вращения во фрагменте диска в течение 85 дней, однако для M87* необходимое время наблюдений слишком велико и проведение такого эксперимента не представляется возможным.

Такие наблюдения Sgr A* могут быть проведены, например, с помощью телескопа ngEHT, запуск которого планируется приблизительно в 2030 г. [88]. Разрешение телескопа составит ($\approx 10 \mu\text{as}$ [89], размер изображений будет составлять приблизительно 20×20 пикселей. По результатам наблюдений возможно получение данных об эволюции меры вращения в одном из этих пикселей. Таким образом, существует принципиальная возможность измерения эволюции меры вращения в Sgr A* в будущих наблюдениях ngEHT.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен анализ временной эволюции усредненной меры вращения и ее «тонкой» мелко-масштабной структуры. «Тонкая структура» — это множество пиков усредненной меры вращения на малых временных масштабах. Были проанализированы двумерные распределения в плоскости (X , Y) и вертикальная структура меры вращения и магнитной энергии для трех выбранных моментов времени, соответствующих положительному и отрицательному экстремумам RM и значению усредненной меры вращения, близкому к нулю. Показано, что существует принципиальная возможность проведения эксперимента по измерению эволюции RM в небольшом фрагменте реального диска.

Основные полученные результаты и выводы формулируются следующим образом:

1. Значение усредненной меры вращения определяется пространственным распределением мелко-масштабных знакопеременных структур ρB_z . Вследствие их суммирования величины RM оказываются достаточно малыми и информация о распределении структур теряется. Однако в моменты времени, соответствующие локальным экстремумам

RM , в распределениях $\overline{\rho B_z}$ присутствуют несколько наиболее крупных структур, дающих основной вклад в RM , с характерными пространственными размерами $\approx (0.2 - 0.5)H$ и временами жизни $\sim T$. Они связаны с двумя типами неустойчивостей (МРН и Паркера), ни один из которых не является доминирующим. Локальные значения $\overline{\rho B_z}$ коррелируют с локальными значениями горизонтально усредненной магнитной энергии $\overline{E}_{\text{mag}}(z)$.

2. Временные интервалы в окрестностях t_{extr} , в которых происходят осцилляции RM с высокой амплитудой, связаны с квазипериодическими крупномасштабными выбросами усредненной магнитной энергии вследствие динамо-эффекта. Это подтверждается наличием крупных локальных структур $\overline{\rho B_z}$ и $\overline{E}_{\text{mag}}(z)$. В окрестностях t_{zero} величины $\overline{\rho B_z}$ и $\overline{E}_{\text{mag}}(z)$ малы на всех высотах z , это указывает на состояние диска, при котором усредненная магнитная энергия мала и ее выбросы отсутствуют. Таким образом, амплитуда осцилляций меры вращения дает информацию о величине усредненной магнитной энергии в диске. Из этого следует, что измерения меры вращения в течение достаточно продолжительного временного интервала позволяют оценить период динамо-эффекта.

3. Измерение меры вращения в локальном участке диска принципиально возможно, например, с помощью телескопа ngEHT. Для проведения экспериментов с целью оценки периода динамо-эффекта минимальное необходимое время наблюдений для источников Sgr A* и M87*, представляющих наибольший интерес, можно оценить как ≈ 85 дней и ≈ 360 лет соответственно. Из этого следует, что экспериментальная проверка полученных результатов возможна для Sgr A*, но неосуществима для M87*. Полученные результаты могут применяться не только к аккреционным дискам сверхмассивных черных дыр, но и к дискам других типов, например, протопланетным дискам.

Применимость результатов работы к наблюдениям ограничивается рассмотренной стандартной моделью диска с конфигурацией магнитного поля с нулевым вертикальным потоком. Представляет интерес исследование структуры меры вращения также в случае конфигурации магнитного поля с ненулевым вертикальным потоком, так как в этом случае величина поля может влиять на период динамо-эффекта при достаточно большом вертикальном потоке [71]. Такая конфигурация поля будет исследована в дальнейшей работе.

Также следует отметить, что в работе RM рассматривается как простой интеграл величины $B_z \rho$ вдоль луча зрения. Такое рассмотрение является упрощенным. В экспериментальных работах меру вращения измеряют с помощью более сложных методов RM синтеза [90, 91]. Для более корректного сравнения результатов работы с наблюдательными данными необходимо моделирование синтетических наблюдений RM , которое включает в себя применение методов RM синтеза и учет технических характеристик реальных телескопов. Проведение такого моделирования выходит за рамки этой работы и планируется в будущих работах.

В работе было показано, что структуры $\overline{\rho B_z}$ связаны с неустойчивостями МРН и Паркера. Это соответствует теоретическим работам по исследованию этих двух типов неустойчивостей в аккреционном диске и их связи с динамо-эффектом [83]. Однако не был предложен метод, позволяющий надежно идентифицировать тип неустойчивости в произвольном заданном фрагменте диска. Исследования возможности предложить такой метод предполагают более подробный статистический анализ структур, который выходит за рамки работы. Этот вопрос также является целью будущих работ.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают признательность Е. О. Васильеву за помощь в постановке задачи, полезное обсуждение результатов и помощь в подготовке рукописи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* 24, 337 (1973).
2. D. Lynden-Bell and J. E. Pringle, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 168, 603 (1974).
3. S. A. Balbus and J. F. Hawley, *Rev. Modern Physics* 70(1), 1 (1998).
4. M. C. Begelman, N. Scepi, and J. Dexter, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 511(2), 2040 (2022).
5. B. R. Ryan, C. F. Gammie, S. Fromang, and P. Kestener, 840(1), id. 6 (2017).
6. U. Das, M. C. Begelman, and G. Lesur, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 473(2), 2791 (2018).
7. S. A. Balbus and J. F. Hawley, 376, 214 (1991).
8. J. F. Hawley and S. A. Balbus, 376, 223 (1991).
9. E. P. Velikhov, *JETP* 9, 995 (1959).
10. S. Chandrasekhar, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* 46(2), 253 (1960).

11. J. C. McKinney, A. Tchekhovskoy, and R. D. Blandford, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 423(4), 3083 (2012).
12. M. D. Marshall, M. J. Avara, and J. C. McKinney, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 478(2), 1837 (2018).
13. R. Wielebinski, *J. Astron. History and Heritage* 15(2), 76 (2012).
14. C. Y. Kuo, K. Asada, R. Rao, M. Nakamura, et al., *Astrophys. J. Letters* 783(2), id. L33 (2014).
15. Y.-P. Li, F. Yuan, and F.-G. Xie, 830(2), id. 78 (2016).
16. A. Ricarte, B. S. Prather, G. N. Wong, R. Narayan, C. Gammie, and M. D. Johnson, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 498(4), 5468 (2020).
17. F. Govoni, K. Dolag, M. Murgia, L. Feretti, et al., *Astron. and Astrophys.* 522, id. A105 (2010).
18. G. B. Taylor, J. Ge, and C. P. O'Dea, *Astron. J.* 110, 522 (1995).
19. J. L. Han, R. N. Manchester, W. van Straten, and P. Demorest, *Astrophys. J. Suppl.* 234(1), id. 11 (2018).
20. J. M. Weisberg, J. M. Cordes, B. Kuan, K. E. Devine, J. T. Green, and D. C. Backer, *Astrophys. J. Suppl.* 150(1), 317 (2004).
21. C. L. Van Eck, J. C. Brown, A. Ordog, R. Kothes, et al., *Astrophys. J. Suppl.* 253(2), id. 48 (2021).
22. N. C. Raycheva, M. Haverkorn, S. Ideguchi, J. M. Stil, et al., *Astron. and Astrophys.* 663, id. A170 (2022).
23. R. T. Zavala and G. B. Taylor, 566(1), L9 (2002).
24. J. Park, K. Hada, M. Kino, M. Nakamura, H. Ro, and S. Trippie, 871(2), id. 257 (2019).
25. F. Yuan, H. Wang, and H. Yang, 924(2), id. 124 (2022).
26. R. D. Nan, H. Y. Zhang, D. C. Gabuzda, J. S. Ping, R. T. Schilizzi, W. W. Tian, and M. Inoue, *Astron. and Astrophys.* 357, 891 (2000).
27. G. C. Bower, M. C. H. Wright, H. Falcke, and D. C. Backer, 588(1), 331 (2003).
28. D. P. Marrone, J. M. Moran, J.-H. Zhao, and R. Rao, 654(1), L57 (2007).
29. J.-Y. Kim, T. P. Krichbaum, A. P. Marscher, S. G. Jorstad, et al., *Astron. and Astrophys.* 622, id. A196 (2019).
30. R. L. Plambeck, G. C. Bower, R. Rao, D. P. Marrone, et al., 797(1), id. 66 (2014).
31. M. Wielgus, S. Issaoun, I. Marti-Vidal, R. Emami, M. Mosci-brodzka, C. D. Brinkerink, C. Goddi, and E. Fomalont, *Astron. and Astrophys.* 682, id. A97 (2024).
32. M. Villenave, F. Ménard, W. R. F. Dent, G. Duchêne, et al., *Astron. and Astrophys.* 642, id. A164 (2020).
33. J. Hashimoto, T. Muto, R. Dong, Y. Hasegawa, N. van der Marel, M. Tamura, M. Takami, and M. Momose, 908(2), id. 250 (2021).
34. F. Louvet, C. Dougados, S. Cabrit, A. Hales, et al., *Astron. and Astrophys.* 596, id. A88 (2016).
35. T.-H. Hsieh, N. Hirano, A. Belloche, C.-F. Lee, Y. Aso, and S.-P. Lai, 871(1), id. 100 (2019).
36. S. Richling and H. W. Yorke, 539(1), 258 (2000).
37. A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, I. S. Savanov, M. E. Sachkov, et al., *Astron. Rep.* 60(1), 1 (2016).
38. Y. Io and T. K. Suzuki, 780(1), id. 46 (2014).
39. C. J. Bambi, E. Quataert, and M. W. Kunz, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 527(2), 2895 (2024).
40. T. K. Suzuki, M. Ogihara, A. Morbidelli, A. Crida, and T. Guillot, *Astron. and Astrophys.* 596, id. A74 (2016).
41. P. C. Tribble, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 250, 726 (1991).
42. J. A. Eilek, *Astron. J.* 98, 244 (1989).
43. J. A. Eilek, *Astron. J.* 98, 256 (1989).
44. M. S. Nakwacki, G. Kowal, R. Santos-Lima, E. M. de Gouveia Dal Pino, and D. A. Falceta-Gonçalves, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 455(4), 3702 (2016).
45. R. Santos-Lima, E. M. de Gouveia Dal Pino, D. A. Falceta-Gonçalves, M. S. Nakwacki, and G. Kowal, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 465(4), 4866 (2017).
46. A. Y. L. On, J. Y. H. Chan, K. Wu, C. J. Saxton, and L. van Driel-Gesztelyi, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 490(2), 1697 (2019).
47. H. N. Latter, S. Fromang, and O. Gressel, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 406(2), 848 (2010).
48. J. F. Hawley, S. A. Richers, X. Guan, and J. H. Krolik, 772(2), id. 102 (2013).
49. G. Lesur and P.-Y. Longaretti, *Astron. and Astrophys.* 504(2), 309 (2009).
50. K. Hirai, Y. Katoh, N. Terada, and S. Kawai, 853(2), id. 174 (2018).
51. A. Riols, F. Rincon, C. Cossu, G. Lesur, G. I. Ogilvie, and P.-Y. Longaretti, *Astron. and Astrophys.* 598, id. A87 (2017).
52. J. D. Hogg and C. S. Reynolds, 861(1), id. 24 (2018).
53. P. Dhang and P. Sharma, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 482(1), 848 (2019).
54. J. F. Hawley, C. F. Gammie, and S. A. Balbus, 440, 742 (1995).
55. G. Bodo, F. Cattaneo, A. Mignone, and P. Rossi, *Astrophys. J. Letters* 787(1), id. L13 (2014).
56. A. Mignone, G. Bodo, S. Massaglia, T. Matsakos, O. Tesileanu, C. Zanni, and A. Ferrari, *Astrophys. J. Suppl.* 170(1), 228 (2007).
57. L. E. Held and G. Mamatsashvili, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 517(2), 2309 (2022).
58. G. Bodo, F. Cattaneo, A. Mignone, and P. Rossi, 761(2), id. 116 (2012).
59. A. S. Hales, S. Pérez, C. Gonzalez-Ruilova, L. A. Cieza, et al., 900(1), id. 7 (2020).
60. F. Bacchini, L. Arzamasskiy, V. Zhdankin, G. R. Werner, M. C. Begelman, and D. A. Uzdensky, 938(1), id. 86 (2022).
61. Y.-F. Jiang, S. W. Davis, and J. M. Stone, 827(1), id. 10 (2016).
62. Y.-X. Chen, Y.-F. Jiang, J. Goodman, and E. C. Ostriker, 948(2), id. 120 (2023).
63. F. Pucci, K. Tomida, J. Stone, S. Takasao, H. Ji, and S. Okamura, 907(1), id. 13 (2021).

64. *R. Yellin-Bergovoy, O. M. Umurhan, and E. Heifetz*, *Geophys. and Astrophys. Fluid Dyn.* 115(5-6), 674 (2021).
65. *J. B. Simon, G. Lesur, M. W. Kunz, and P. J. Armitage*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 454(1), 1117 (2015).
66. *K. A. Sorathia, C. S. Reynolds, J. M. Stone, and K. Beckwith*, 749(2), id. 189 (2012).
67. *D. W. Pesce, D. C. M. Palumbo, R. Narayan, L. Blackburn, et al.*, 923(2), id. 260 (2021).
68. *K. I. Öberg, V. V. Guzmán, C. Walsh, Y. Aikawa, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* 257(1), id. 1 (2021).
69. *T. Tsukagoshi, H. Nomura, T. Muto, R. Kawabe, et al.*, 928(1), id. 49 (2022).
70. *M. Ansdell, J. P. Williams, L. Trapman, S. E. van Terwisga, et al.*, 859(1), id. 21 (2018).
71. *X.-N. Bai and J. M. Stone*, 767(1), id. 30 (2013).
72. *J. M. Stone, J. F. Hawley, C. F. Gammie, and S. A. Balbus*, 463, 656 (1996).
73. *K. Sai, Y. Katoh, N. Terada, and T. Ono*, 767(2), id. 165 (2013).
74. *M. C. Begelman and J. E. Pringle*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 375(3), 1070 (2007).
75. *K. A. Miller and J. M. Stone*, 534(1), 398 (2000).
76. *O. Gressel*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 405(1), 41 (2010).
77. *O. Gressel and M. E. Pessah*, 810(1), id. 59 (2015).
78. *M. Flock, N. Dzyurkevich, H. Klahr, N. J. Turner, and Th. Henning*, 735(2), id. 122 (2011).
79. *T. K. Suzuki and S. Inutsuka*, *Astrophys. J. Letters* 691(1), L49 (2009).
80. *J. Walker and S. Boldyrev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 470(3), 2653 (2017).
81. *P. Bhat, F. Ebrahimi, and E. G. Blackman*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 462(1), 818 (2016).
82. *A. E. Dudorov and S. A. Khaibrakhmanov*, *Astron. Astrophys. Trans.* 29(4), 429 (2016).
83. *L. H. S. Kadowaki, E. M. De Gouveia Dal Pino, and J. M. Stone*, 864(1), id. 52 (2018).
84. *J. R. Najita and E. A. Bergin*, 864(2), id. 168 (2018).
85. *F. Nauman and E. G. Blackman*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 446(2), 2102 (2015).
86. *M. D. Johnson, K. Akiyama, L. Blackburn, K. L. Bouman, et al.*, *Galaxies* 11(3), 61 (2023).
87. *V. L. Fish, M. Shea, and K. Akiyama*, *Adv. Space Research* 65(2), 821 (2020).
88. *S. Doeleman, L. Blackburn, J. Dexter, J. L. Gomez, et al.*, *Bull. Amer. Astron. Soc.* 51(7), id. 256 (2019).
89. *A. Chael, M. D. Johnson, and A. Lupsasca*, 918(1), id. 6 (2021).
90. *M. A. Brentjens and A. G. de Bruyn*, *Astron. and Astrophys.* 441(3), 1217 (2005).
91. *G. Heald, in Cosmic Magnetic Fields: From Planets, to Stars and Galaxies, Proc. of the IAU, edited by K. G. Strassmeier, A. G. Kosovichev, J. E. Beckman, IAU Symposium 259, 591 (2009).*

TIME STRUCTURE OF THE AVERAGE ROTATION MEASURE FOR ACCRETION DISK IN SHEARING BOX APPROXIMATION

M. A. Buldakov^{1,*}, A. S. Andrianov¹

¹*Astro Space Center, P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^{*}*E-mail: buldakov@phystech.edu*

Temporal structure of the average rotation measure and the evolution of energetic characteristics of accretion disk in a shearing box approximation are considered. The temporal structure of rotation measure consists of both low- and high-frequency alternating sign oscillations. The mechanisms responsible for these oscillations and their connection with the disk dynamo are discussed. The 2D distributions and the vertical structure of rotation measure and magnetic energy are analysed for times corresponding to extrema and close to zero values of rotation measure. It is shown that the extrema of rotation measure are formed on account of several individual turbulent structures with large amplitudes that are related to magnetorotational and Parker instabilities. It is found that the spatial locations of these structures correspond to areas with high local magnetic energy. The possibility of estimating the period of disk dynamo using measurements of rotation measure is discussed. Cases of Sgr A* and M87* are considered.

Keywords: numerical modeling, magnetohydrodynamics, accretion disks, Faraday rotation