

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 537.612.2

ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВО ВНЕШНИХ ОБЛАСТЯХ ГАЛАКТИК

Е. А. Михайлов^{1,2}, Т. Т. Хасаева², Ж. Чжан^{2,3}, С. Лю^{2,3}

Крупномасштабные магнитные поля на умеренных расстояниях от центра галактик (вплоть до 8–10 кпк) обусловлены действием механизма динамо средних полей, а их существование подтверждается измерениями фарадеевского вращения. Вместе с тем, возникает вопрос о возможности существования полей во внешних областях, где действие динамо должно быть заметно подавлено. Это говорит о том, что на передний план должны выходить другие механизмы генерации магнитного поля. В настоящей работе с помощью спектрального анализа изучен вопрос о поведении возмущений крупномасштабного магнитного поля. Получены показатели роста поля и их типичные профили. Также обсуждается роль магниторотационной неустойчивости в процессе распространения поля из центральных областей на периферию галактики. Наконец, делаются оценки для мелкомасштабного поля, которое хотя и имеет среднее значение, близкое к нулю, может обладать энергией, сопоставимой с кинетической энергией турбулентных движений в среде.

Ключевые слова: магнитное поле, галактики, динамо, магниторотационная неустойчивость, турбулентность.

Введение. В большом количестве спиральных галактик присутствуют регулярные магнитные поля величиной порядка нескольких микрогаусс [1, 2]. Их существование на-

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: ea.mikhajlov@physics.msu.ru.

² МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Россия, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2.

³ Северо-Восточный Нормальный Университет, Китай, Чанчунь, 5268 Ренмин.

дежно подтверждается наблюдениями: измерениями – в первую очередь, связанными с исследованием мер фарадеевского вращения поляризованных радиоволн. С теоретической точки зрения возникновение подобных магнитных полей, как правило, связывают с действием механизма динамо. Он связан с двумя основными эффектами. Во-первых, в галактиках присутствует дифференциальное вращение, связанное с убыванием угловой скорости вращения галактик по мере удаления от центра. Во-вторых, в них имеет место ненулевая спиральность турбулентных движений: их завихренность имеет ненулевую среднюю проекцию на вектор скорости. Им противодействует турбулентная диффузия, которая стремится разрушить крупномасштабные структуры магнитного поля. Как правило, в широком диапазоне расстояний до центра действие альфа-эффекта и дифференциального вращения оказывается более интенсивным, чем диссипативные механизмы, поэтому можно говорить о возможности генерации магнитных полей.

Вместе с тем, большой интерес представляет исследование магнетизма на больших расстояниях от центра, составляющих величины порядка 15–20 кпк от центра. В данных областях присутствуют достаточно интенсивные турбулентные движения межзвездного газа. При этом там существенно снижена активность звездообразования и небольшое количество взрывов сверхновых, которые могли бы “размешивать” мелкомасштабные течения. Наиболее логичным объяснением структуры турбулентности могло бы служить магнитное поле.

Тем не менее, простые оценки показывают [3], что интенсивность динамо во внешних областях галактик будет относительно невысокой. Так, динамо-число, которое включает в себя основные кинематические характеристики среды и описывает возможность роста магнитного поля, оказывается ниже порога генерации, что должно говорить о его затухании. При этом, численный расчет неожиданно показывает, что магнитные поля могут проникать во внешние области галактик на расстояния вплоть до 15–20 кпк от центра, хотя и имеют там существенно меньшие значения. Все это требует гораздо более подробного анализа механизмов возбуждения крупномасштабных магнитных полей. Кроме того, генерация магнитного поля может быть обусловлена другими механизмами.

Так, одним из способов возбуждения магнитного поля во внешних областях вращающихся объектов является магниторотационная неустойчивость. Она возникает при любой неоднородности угловой скорости и может объяснять возникновение магнитного поля на большом расстоянии от центра галактического диска [4, 5]. Исследование

возможности роста магнитного поля в таком случае, как правило, сводится к решению задачи на собственные значения.

Наконец, не стоит забывать о том, что магнитные поля галактик определяются не только крупномасштабной составляющей (являющейся результатом усреднения по масштабам 50–100 пк), но и мелкомасштабными полями, которые подчиняются стохастическим закономерностям [6] и сосредоточены в достаточно малых областях, сопоставимых с размерами турбулентных ячеек. Хотя они имеют средние значения, близкие к нулю, их энергия оказывается сопоставимой с кинетической энергией турбулентных движений, и они могут оказывать существенное влияние на газодинамику течений в области своей локализации.

В настоящей работе анализируются различные возможные механизмы генерации магнитного поля во внешних областях галактики. Обсуждаются собственные значения для крупномасштабного динамо, типичные масштабы для магниторотационной неустойчивости и действие мелкомасштабного динамо.

Собственные функции для крупномасштабного магнитного поля. Эволюция крупномасштабного магнитного поля в галактиках описывается с помощью уравнения Штеенбека–Краузе–Рэдлера, в которое входит альфа-эффект, крупномасштабные движения и диссипативное слагаемое. Его решение оказывается достаточно сложным как с аналитической, так и с вычислительной точки зрения. По этой причине, как правило, используются различные приближенные модели для магнитных полей, так или иначе принимающие во внимание те или иные свойства исследуемого объекта. В случае галактик широкое распространение получило планарное приближение, разработанное для тонких астрофизических дисков. Хотя первые работы предполагали его использование для численного исследования магнитных полей, впоследствии было показано, что его уравнения предусматривают достаточно эффективный теоретический анализ.

Следуя предшествующим работам, можно ввести функцию $y = B_r \sqrt{-r \frac{d\Omega}{dr}} - B_\varphi \frac{l\sqrt{\Omega}}{h^2}$, где B_r и B_φ – радиальная и азимутальная компоненты магнитного поля (в рамках планарного приближения составляющая, перпендикулярная к диску, считается пренебрежимо малой), Ω – угловая скорость вращения, r – расстояние до центра галактики, l – масштаб турбулентности, h – полутолщина галактического диска. Данная функция описывает поведение магнитного поля и подчиняется уравнению:

$$\frac{\partial y}{\partial t} = y \frac{4l \sqrt{-r \Omega \frac{d\Omega}{dr}} - \pi^2 v}{4h^2(r)} + v \left(\frac{\partial^2 y}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial y}{\partial r} - \frac{y}{r^2} \right)$$

с граничными условиями $y|_{r=0} = y|_{r_{\max}} = 0$, где r_{\max} – некоторое максимальное значение

(обычно бралось около 20–30 кпк, поскольку при дальнейшем увеличении собственные функции и собственные значения меняются мало). Возможность генерации магнитного поля можно описать [7], предполагая, что $y(r, t) = Y(t) \exp(\lambda t)$. Тогда все сводится к задаче на поиск собственных значений λ :

$$\lambda Y = Y \frac{4l \sqrt{-r \Omega \frac{d\Omega}{dr} - \pi^2 v}}{4h^2(r)} + v \left(\frac{\partial^2 Y}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial Y}{\partial r} - \frac{Y}{r^2} \right);$$

$$Y(0) = Y(r_{\max}) = 0.$$

Точный поиск собственных значений оказывается достаточно сложным. Поэтому можно воспользоваться методами теории возмущений, которая приводит к следующему выражению для собственных функций

$$Y_n(r) = J_1 \left(\frac{\pi r}{r_{\max}} \left(n + \frac{1}{4} \right) \right).$$

Собственные значения могут быть найдены с помощью методов теории возмущений [7]. Результаты их вычисления для брандтовской кривой вращения $\Omega(r) = \frac{\Omega_0}{\sqrt{1 + \frac{r^2}{r_\omega^2}}}$ показаны в табл. 1. В свою очередь, интерес представляют старшие собственные функции $Y_1(r)$ для разных величин Ω_0 и r_ω , показанные на рис. 1. Отметим, что интерес представляет не только самая старшая собственная функция и соответствующее ей собственное значение, но и две последующих, поскольку они характеризуют возможность возникновения полей, меняющих свое направление по мере удаления от центра (см. напр., инверсии магнитного поля). Можно отметить, что собственные значения положительны (что говорит о возможности роста магнитного поля), а собственные функции, хотя и убывают на большом расстоянии от центра – имеют конечные значения даже на достаточно большом расстоянии от центра диска.

Т а б л и ц а 1

Собственные значения для крупномасштабного динамо

Собственное значение, млрд.лет ⁻¹	$\Omega_0 = 15$ км/с·кпк; $r_\omega = 2$ кпк	$\Omega_0 = 20$ км/с·кпк; $r_\omega = 2$ кпк	$\Omega_0 = 15$ км/с·кпк; $r_\omega = 4$ кпк	$\Omega_0 = 20$ км/с·кпк; $r_\omega = 4$ кпк
γ_1	1.96	2.35	2.02	1.89
γ_2	1.77	2.23	1.96	1.69
γ_3	1.70	2.12	1.90	1.58

Магниторотационная неустойчивость. Другим способом возбуждения магнитного поля во внешних областях галактик может служить магниторотационная неустойчивость. Она обусловлена его переносом за счет неоднородности угловой скорости вращения объекта. Для исследования возможности возникновения поля удобно искать его в виде $\vec{B} \propto \exp[-i(\omega t + kz)]$. Тогда для радиальной компоненты магнитного поля B_r можно получить следующее уравнение [8, 9]:

$$\left[\frac{\omega^2}{k^2} - c_A^2 \right]^2 \left\{ \frac{\partial^2 B_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial B_r}{\partial r} - \frac{B_r}{r^2} - k^2 B_r \right\} = 2\Omega \left[c_A^2 r \frac{d\Omega}{dr} - \frac{\kappa^2 \omega^2}{2k^2 \Omega} \right].$$

Нас будет интересовать случай, когда поле переходит из действительной области в мнимую. Поэтому иметь значение будет значение $\omega = 0$, при котором получается задача на собственные значения для функции $\psi = r^{1/2} B_r$:

$$k^2 \psi = \psi'' + \left[\frac{2V^2}{r^2 c_A^2} - \frac{3}{4r^2} \right] \psi;$$

$$\psi|_{r=0} = \psi|_{r=r_{\max}} = 0.$$

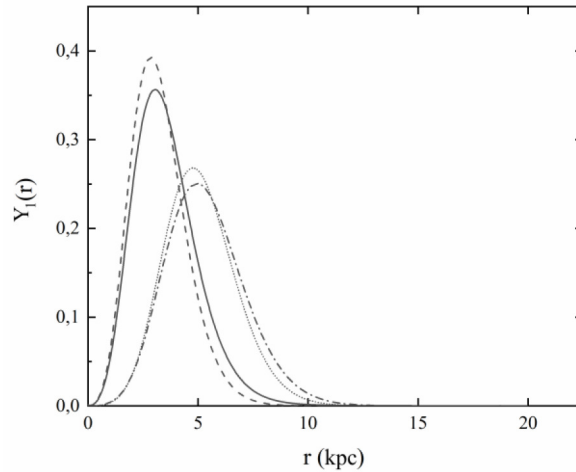


Рис. 1: Старшие собственные функции для крупномасштабного динамо. Сплошная линия показывает $\Omega_0 = 15$ км/с·кпк и $r_\omega = 2$ кпк; пунктирная — $\Omega_0 = 20$ км/с·кпк и $r_\omega = 2$ кпк; штрихпунктирная — $\Omega_0 = 15$ км/с·кпк и $r_\omega = 4$ кпк; штриховая — $\Omega_0 = 20$ км/с·кпк и $r_\omega = 4$ кпк.

Если мы предположим, что на большом расстоянии от центра линейная скорость постоянна и составляет величину V , то точно также с помощью методов теории возмущений можно получить собственные функции

$$\psi_n(r) = \sin \left(\frac{\pi n r}{r_{\max}} \right),$$

и собственные значения, которые можно также найти с помощью методов теории возмущений [9]. Для вертикального масштаба поля можно получить $H_n = 2\pi/kn$.

В свою очередь, собственные функции для поля будут выглядеть так:

$$B_n(r) = r^{-1/2} \sin\left(\frac{\pi nr}{r_{\max}}\right).$$

Старшие значения H_n представлены в табл. 2. Можно отметить, что масштаб поля сопоставим с полутолщиной галактического диска. Тем не менее, также как и в случае с крупномасштабным динамо, собственные функции убывают с расстоянием по закону $r^{-1/2}$.

Мелкомасштабное динамо. Кроме механизмов, описанных выше, существенную роль может играть действие мелкомасштабного динамо, которое ассоциируется с турбулентными ячейками. Оно описывается статистическими характеристиками.

Для его энергии $W \propto \langle B^2 \rangle$ можно получить следующее уравнение [6, 10]:

$$\frac{dW}{dt} = 2\gamma W - \frac{10v_m}{l^2} W,$$

где v_m – магнитная вязкость, а для показателя роста магнитного поля можно использовать нелинейный закон, приведенный в [6] и переходящий при малых значениях полей к $\gamma_0 \sim \frac{u}{l}$, где u – типичная скорость.

Результаты для среднеквадратичного поля показаны на рис. 2. Можно отметить, что поле, в том числе и во внешних областях, достигает уровня равномерного распределения, что заметно выше, чем может быть достигнуто за счет крупномасштабного динамо или магниторотационной неустойчивости.

Заключение. Изучен вопрос о возможности генерации магнитного поля во внешних областях галактики с помощью различных механизмов: крупномасштабного динамо, магниторотационной неустойчивости и мелкомасштабного динамо. Показано, что действие первых двух механизмов возможно, хотя поле и убывает обратно пропорционально квадратному корню расстояния до центра галактики. В свою очередь, мелкомасштабное динамо позволяет достигать значений, сопоставимых с уровнем равномерного распределения. Представляется, что оно будет играть наиболее существенную роль за счет механизмов, описанных в [11, 12]. Это дает возможность получить поле, которое будет играть значимую роль и влиять на свойства турбулентности. Отдельно хотелось бы упомянуть возможность взаимодействия разных видов динамо, которое в случае Солнца было описано в [13].

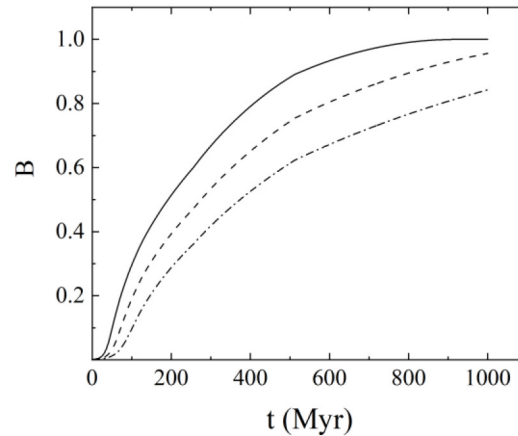


Рис. 2: Зависимость среднеквадратичного магнитного поля для мелкомасштабного динамо в единицах равномерного распределения. Сплошная линия – $u = 10$ км/с, $l = 200$ пк; пунктирная – $u = 10$ км/с, $l = 100$ пк; штрихпунктирная – $u = 7$ км/с, $l = 100$ пк.

Т а б л и ц а 2

Вертикальный масштаб для магниторотационной неустойчивости

Масштаб, кпк	$V = 180$ км/с	$V = 220$ км/с
H_1	0.23	0.30
H_2	0.28	0.34
H_3	0.31	0.38

В то же время, среднее значение мелкомасштабного магнитного поля близко к нулю, и исследовать его с помощью измерений фарадеевского вращения достаточно сложно (если не учитывать того факта, что в реальности число турбулентных ячеек N конечно, и можно ожидать того, что среднее поле будет иметь величину порядка $BN^{-1/2}$). Наблюдательно исследовать мелкомасштабные поля можно было бы, например, с помощью изучения спектра синхротронного излучения. По этой причине с точки зрения наблюдений важно понимать, какую структуру может иметь поле, созданное за счет действия крупномасштабного динамо и магниторотационной неустойчивости.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] R. Beck, A. Brandenburg, D. Moss, et al., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **34**, 155 (1996). DOI: 10.1146/annurev.astro.34.1.155.

- [2] T. G. Arshakian, R. Beck, M. Krause, D. Sokoloff, *Astron. Astrophys.* **494**, 21 (2009). DOI: 10.1051/0004-6361:200810964.
- [3] E. Mikhailov, A. Kasparova, D. Moss, et al., *Astron. Astrophys.* **568**, A66 (2014). DOI: 10.1051/0004-6361/201323341.
- [4] Е. П. Велихов, *ЖЭТФ* **36**, 1398 (1959).
- [5] S. Chandrasekhar, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **46**, 253 (1960). DOI: 10.1073/pnas.46.2.253.
- [6] A. A. Schekochihin, S. C. Cowley, S. F. Taylor, et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 084502 (2004). DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.084504.
- [7] E. Mikhailov, T. Khasaeva, *Mathematics* **14**, 308 (2026). DOI: 10.3390/math14020308.
- [8] Н. И. Шакура, К. А. Постнов, Д. А. Колесников, Г. В. Липунова, *УФН* **193**(12), 1340 (2023). DOI: 10.3367/UFNe.2023.09.039554.
- [9] E. Mikhailov, T. Khasaeva, *Mathematics* **12**, 760 (2024). DOI: 10.3390/math12050760.
- [10] A. Schekochihin, S. Cowley, J. Maron, L. Malyshkin, *Phys. Rev. E* **65**, 016305 (2001). DOI: 10.1103/PhysRevE.65.016305.
- [11] С. И. Вайнштейн, Я. Б. Зельдович, *УФН* **106**(3), 431 (1972). DOI: 10.3367/UFNr.0106.197203b.0431.
- [12] A. A. Schekochihin, S. A. Boldyrev, R. M. Kulsrud, *Astrophys. J.* **567**, 828 (2002). DOI: 10.1086/338697.
- [13] B. B. Karak, A. Brandenburg, *Astrophys. J.* **816**, 38 (2016). DOI: 10.3847/0004-637X/816/1/28.

Поступила в редакцию 18 февраля 2026 г.

После доработки 5 марта 2026 г.

Принята к публикации 6 марта 2026 г.