

Определение спиральности астрофизических магнитных полей по статистическим характеристикам радиоизлучения

А. А. Волегова, Р. А. Степанов¹⁾

Институт механики сплошных сред Уральского отд. РАН, 614013 Пермь, Россия

Поступила в редакцию 29 сентября 2009 г.

Рассматривается обратная задача определения спиральных свойств турбулентного магнитного поля по наблюдаемым интегральным характеристикам. Предлагается принципиальное решение проблемы, устанавливающее связь между величиной магнитной спиральности и уровнем коррелированности меры фарадеевского вращения со степенью поляризации синхротронного излучения. Эффект деполяризации играет решающую роль и позволяет проводить диагностику магнитной спиральности в определенном диапазоне длины волны наблюдаемого радиоизлучения. Показано, что предлагаемый метод наиболее чувствителен к крупномасштабной составляющей магнитного поля.

PACS: 41.60.Ap, 52.30.Cv, 78.20.Ls, 94.05.Lk

1. Введение. Магнитные поля существуют не только у компактных астрофизических объектов, таких как планеты и звезды, но также наблюдаются повсюду во Вселенной, в межзвездном пространстве, и могут быть свойственны галактикам и галактическим кластерам [1]. Происхождение и эволюция космических магнитных полей в основном объясняется теорией динамо [2]. Существенной особенностью динамики магнитногидродинамических (МГД) систем является турбулентный характер движения среды. Теория среднего поля [3] предсказывает генерацию магнитного поля как результат действия α -эффекта, который может возникать при наличии спиральных турбулентных движений. Как следствие, магнитное поле \mathbf{V} становится тоже спиральным [4] и характеризуется магнитной спиральностью $H = \mathbf{A} \cdot \mathbf{V}$, где \mathbf{A} – векторный потенциал магнитного поля $\mathbf{V} = \text{rot } \mathbf{A}$.

В последнее время отмечается особая роль магнитной спиральности в процессах генерации и эволюции космических магнитных полей [5]. Полная спиральность системы является интегралом движения и сохраняется в бездиссипативном пределе. Результаты теоретических и численных работ показывают, что магнитная спиральность может накапливаться в системе и приводить к подавлению механизмов генерации [6]. Это поставило под вопрос саму возможность турбулентного динамо и потребовало построения адекватной модели, описывающей динамику H . Модель динамо в галактическом диске была дополнена уравнениями, описывающими выброс магнитной спиральности, что позволило преодолеть процессы катастрофического подавления дина-

мо-процессов [7]. Так, в [8] рассматривались механизмы динамо Солнца и было показано, что учет спиральности мелкомасштабных магнитных полей имеет решающее значение в ограничении роста энергии генерируемого крупномасштабного магнитного поля. Используя результаты [7], автор работы [9] доказывает необходимость корональных выбросов для генерации сильного крупномасштабного магнитного поля Солнца.

Развитие моделей, описывающих эволюцию магнитной спиральности, требует понимания нелинейных процессов в многомасштабных системах, а также представления о распределении магнитной энергии и спиральности по спектру, степени неоднородности и анизотропности распределения по пространству. Представляется крайне важным иметь фактический материал, подтверждающий как само присутствие спиральности, так и ее взаимосвязь с другими компонентами среды. Наблюдения спиральности в конвективной зоне Солнца указывают на существование зависимости между интенсивностью токовой спиральности и динамо-процессами [10]. Изучение МГД турбулентности в лабораторных условиях крайне затруднительно (для обзора см. [11]). Единичные успешные эксперименты, направленные на измерение турбулентных магнитных полей [12], существенно отличаются по характерным параметрам, прежде всего по величине магнитного числа Рейнольдса. Анализ астрофизических наблюдений остается наиболее перспективным направлением исследований в данном вопросе. В современных астрофизических исследованиях нет единого подхода к определению спиральности межзвездных магнитных полей. В работе [13] доказывается, что магнитную спиральность

¹⁾ e-mail: rodion@icmm.ru

можно определить по флуктуациям реликтового излучения. В некоторых случаях [14] сведения о спиральности можно почерпнуть из свойств космических лучей, если источник их известен. Авторами отмечается, что их подходы требуют наличия высокоточных наблюдательных данных, которые на данный момент практически отсутствуют, – поэтому применение на практике этих подходов ограничено. Новое поколение радиотелескопов (SKA и LOFAR) открывает широкие возможности [15], так как в скором времени будут доступны новые данные о космическом магнетизме, обладающие высокой точностью и разрешением. Магнитные поля в межзвездной среде являются наиболее подходящим объектом для определения свойств МГД турбулентности. Благодаря относительно большим масштабам, можно пренебречь вкладом регулярных магнитных полей, звезд и планет и считать, что сплошная электропроводящая межзвездная среда находится в состоянии турбулентного движения, возбуждаемого взрывами сверхновых [16]. Другая значительная особенность межзвездной среды заключается в ее “прозрачности”, то есть распределение источников радиоизлучения по глубине позволяет проводить анализ во всех трех измерениях. Цель работы состоит в том, чтобы показать возможность обнаружения магнитной спиральности в ионизированной межзвездной плазме путем статистической обработки радиополяризационных наблюдений. Предлагается рассмотреть модельные распределения магнитного поля с заданными свойствами и установить связь уровня магнитной спиральности со степенью корреляции между фарадеевской мерой вращения и степенью поляризации радиоизлучения.

2. Модель межзвездной среды. Область моделирования представляет собой куб со стороной L . Пусть координаты x, y определяют плоскость наблюдения, направление оси z соответствует лучу зрения, направленному от наблюдателя. Для генерации искусственных распределений поляризованного радиоизлучения необходимо задаться некоторыми распределениями составляющих межзвездной среды: магнитным полем \mathbf{B} , плотностью релятивистских n_c и тепловых электронов n_e . Индикатором магнитного поля в межзвездной среде является синхротронное излучение, возникающее в результате движения релятивистских электронов в магнитном поле.

На первом этапе работы рассчитывалось трехмерное распределение однородного и изотропного магнитного поля. Задаваемыми управляющими параметрами модели были спектральный закон распределения магнитной энергии α , энергонесущий масштаб турбулентности l и уровень магнитной спиральности.

Также полученное магнитное поле должно быть соленоидальным, то есть $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. Указанные требования удобнее всего удовлетворить, используя фурье-представление магнитного поля $\hat{\mathbf{B}}$, выраженное через векторный потенциал \mathbf{A} :

$$\hat{\mathbf{B}}(\mathbf{k}) = i\mathbf{k} \times \hat{\mathbf{A}}(\mathbf{k}), \quad \hat{\mathbf{A}}(\mathbf{k}) = \frac{\mathbf{c}}{|\mathbf{k} \times \mathbf{c}|} |\mathbf{k}|^{\alpha/2-1}, \quad (1)$$

где \mathbf{k} – волновой вектор, $\mathbf{c} = \mathbf{a} + i\mathbf{b}$ – случайный комплексный вектор, распределение которого задает уровень магнитной спиральности. Если случайные векторы \mathbf{a} и \mathbf{b} имеют равномерное распределение, то среднее значение спиральности $\langle H \rangle$ будет близко к нулю. Если же выбирать только те пары векторов, которые дают один и тот же знак $\mathbf{k} \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{b})$, то $\langle H \rangle$ будет положительно либо отрицательно, соответственно. Экстремальный уровень магнитной спиральности при заданной магнитной энергии будет получаться, если

$$\mathbf{b} = \pm \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{a}}{|\mathbf{k} \times \mathbf{a}|} |\mathbf{a}|. \quad (2)$$

Число турбулентных ячеек в одном измерении определяется выражением $N = [Lk_0]$, где $k_0 = l^{-1}$ – длина волнового вектора, до которого магнитная энергия равна нулю. Начиная с k_0 , спектр энергии подчиняется колмогоровскому закону $\alpha = -5/3$.

Следующий этап решения задачи заключается в вычислении искусственных карт наблюдений поляризованного радиоизлучения. Интенсивность синхротронного излучения определяется выражением

$$I(x, y) = \int_0^L \epsilon(x, y, z) dz, \quad (3)$$

где $\epsilon(x, y, z)$ – плотность синхротронного излучения. При некоторых упрощенных представлениях о спектральном распределении n_c можно считать $\epsilon \sim n_c (B_x^2 + B_y^2)$. Синхротронное излучение изначально имеет некоторую степень поляризации γ , при этом угол поляризации определяется перпендикулярным направлением к \mathbf{B} в плоскости (x, y) . Начальный угол поляризации в точке излучения (x, y, z) определяется выражением

$$\psi_0(x, y, z) = \arctan(B_y/B_x) + \pi/2. \quad (4)$$

При прохождении синхротронного излучения через плазму с магнитным полем плоскость поляризации поворачивается в результате эффекта Фарадея. Таким образом, угол поляризации излучения в некоторой точке с учетом фарадеевского вращения задается в виде

$$\psi(x, y, z) = \psi_0(x, y, z) + \lambda^2 \text{RM}(x, y, z), \quad (5)$$

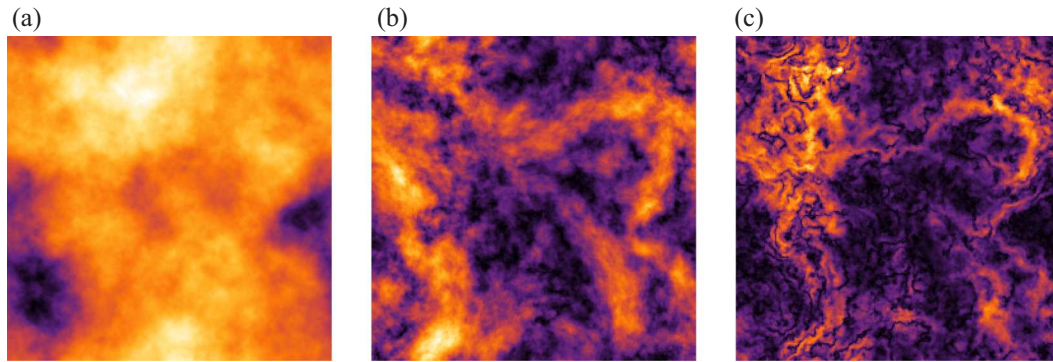


Рис.1. Радиокарты. Распределения представлены в плоскости наблюдения (x, y) : (a) распределение фарадеевской меры вращения $RM(x, y, z = L)$, (b) степень поляризации p при $\lambda = 0.05$ м и (c) при $\lambda = 0.2$ м. Разрешение изображений 256×256 точек. Черный цвет соответствует минимальному значению, а белый – максимальному

где λ – длина волны наблюдаемого радиоизлучения, а RM – мера фарадеевского вращения, которая определяется интегралом с переменным верхним пределом

$$RM(x, y, z) = K \int_0^z n_e B_z(x, y, z') dz'. \quad (6)$$

Отметим, что фарадеевское вращение плоскости поляризации зависит от составляющей магнитного поля вдоль луча зрения, в то время как интенсивность и начальный угол определяются перпендикулярной компонентой. Наблюдаемые параметры Стокса Q и U можно использовать для определения комплексной интенсивности поляризованного излучения $P = Q + iU$, которая задается в виде

$$P(x, y) = \gamma \int_0^L \epsilon(x, y, z) \exp \{2\psi(x, y, z)\} dz. \quad (7)$$

В результате наложения волн с различными углами поляризации происходит деполяризация так, что наблюдаемая степень поляризации $p = |P|/I$ изменяется в пределах от 0 до γ . Деполяризация может быть обусловлена не только физическими причинами, но и конечными размерами диаграммы направленности луча радиотелескопа. В данной работе инструментальные особенности не рассматриваются.

Физический размер расчетной области $L = 0.5$ кпк (1 килопарсек $\approx 3 \cdot 10^{19}$ м), что соответствует полутолщине диска нашей Галактики. Размерная константа в (6) $K = 0.81$ при измерении λ в метрах, z в парсеках, а n_e в см^{-3} . Типичными значениями для межзвездной среды принимаются величина магнитной индукции $B = 1$ мкГс, а для плотности электронов $n_e = 1 \text{ см}^{-3}$. На рис. 1 показан характерный вид расчетных распределений фарадеевской меры и степени поляризации для длин волн излучения 0.05 и 0.2 м. Эти распределения радиоданных содержат информацию о всех компонентах

магнитного поля. Изменение деталей распределения p при больших λ объясняется деполяризацией за счет эффекта Фарадея. На рис.1с в областях, соответствующих наибольшим значениям фарадеевской меры, можно видеть образование тонких черных структур, характерных для реальных астрофизических наблюдений. Анализ этих структур, называемых “каналами”, позволяет судить о некоторых свойствах межзвездной турбулентности [17]. Отмеченное возникновение каналов отражает в определенной степени факт реалистичности выбранной модели межзвездной среды.

3. Статистический анализ. На рис.2 представлены функции распределения вероятностей значений RM для трех уровней магнитной спиральности. Эти

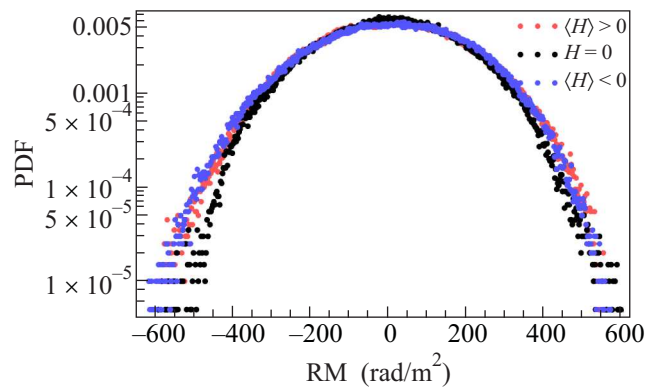


Рис.2. Функция распределения плотности вероятностей меры фарадеевского вращения для различных значений магнитной спиральности

распределения имеют симметричный вид и достаточно точно описываются нормальным законом. Отличие распределений настолько незначительно, что не может использоваться для диагностики спиральности.

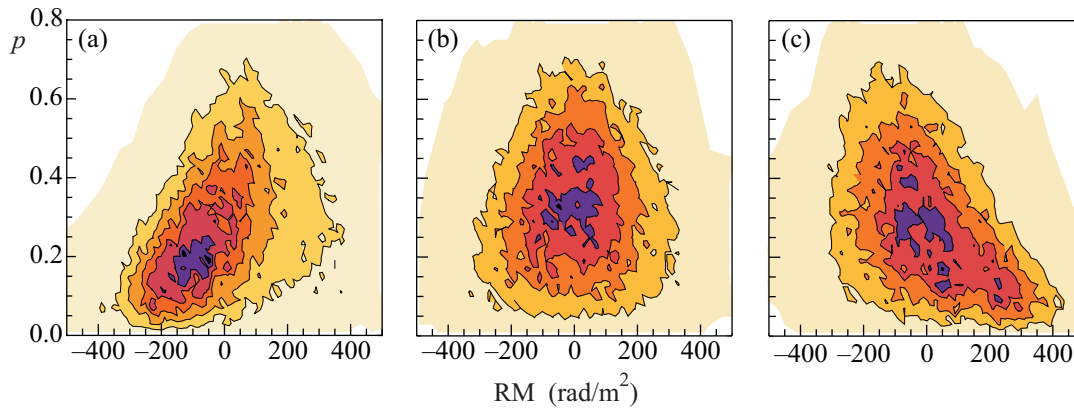


Рис.3. Распределение совместной вероятности пары RM и p для трех уровней магнитной спиральности: (а) положительный, (б) нулевой, (с) отрицательный

Ситуация принципиально меняется при рассмотрении условных вероятностей. Плотность распределения совместной вероятности значений RM и p в зависимости от знака магнитной спиральности показана на рис.3. Магнитная спиральность приводит к нарушению симметрии функции распределения. При $\langle H \rangle > 0$ (рис.3а) низкая степень поляризации наиболее вероятно соответствует отрицательным значениям RM , а при $\langle H \rangle < 0$ (рис.3с) – положительным. Количественная оценка выявленной статистической особенности может быть получена с помощью коэффициента корреляции

$$C = \frac{\langle RMp \rangle - \langle RM \rangle \langle p \rangle}{\sqrt{(\langle RM^2 \rangle - \langle RM \rangle^2)(\langle p^2 \rangle - \langle p \rangle^2)}}, \quad (8)$$

где среднее значение берется в плоскости наблюдения (x, y) при $z = L$. Многократным расчетом реализаций случайных магнитных полей с заданным уровнем магнитной спиральности определялась функция распределения вероятностей значений C . Для построения результатов, показанных на рис.4, использовалось 300 реализаций соответственно каждому значению магнитной спиральности. Видно, что области вероятных значений C , соответствующих различным значениям $\langle H \rangle$, практически не пересекаются, что позволяет достаточно точно идентифицировать знак магнитной спиральности. Как уже отмечалось ранее, основной причиной, связывающей RM и p , может являться эффект деполяризации, вызываемый фарадеевским вращением. Это подтверждает полученная зависимость среднего значения корреляции \bar{C} от длины волны λ (см. рис.5). На длинах волн меньше 6 см фарадеевская деполяризация настолько слаба, что \bar{C} практически равна нулю. Наиболее удачной при заданных параметрах модели межзвездной среды является $\lambda \approx 15$ см, где наблюдается

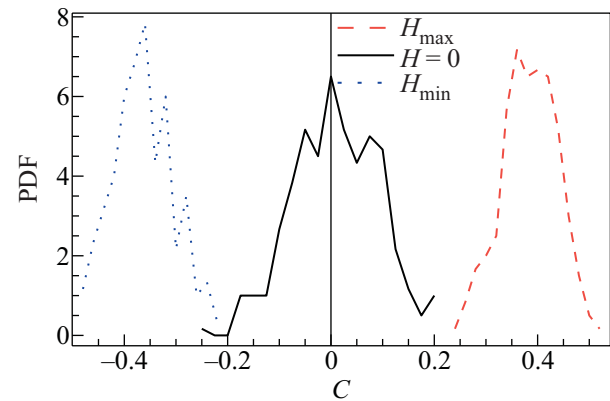


Рис.4. Плотность распределения вероятностей значений C при $\lambda = 0.2$ м для трех уровней спиральности

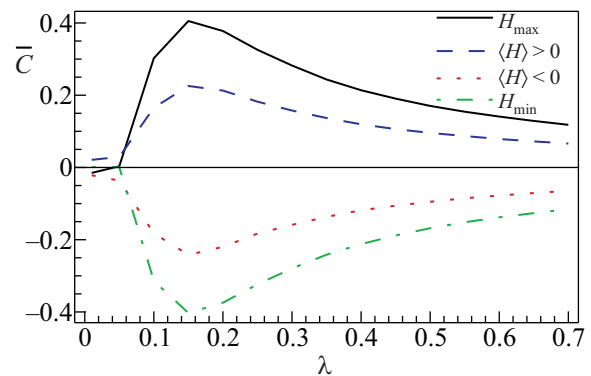


Рис.5. Математическое ожидание значений корреляции \bar{C} в зависимости от длины волны λ для различных уровней магнитной спиральности

экстремум \bar{C} . Также исследовалась зависимость \bar{C} от числа турбулентных ячеек N вдоль луча наблюдения. Проведенные расчеты показывают, что значение \bar{C} резко уменьшается с ростом числа турбулентных ячеек (см. рис.6).

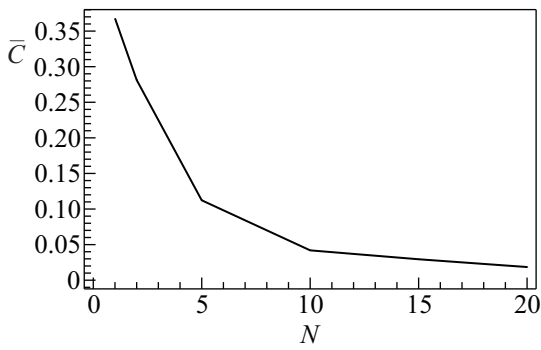


Рис.6. Математическое ожидание значений \bar{C} в зависимости от числа турбулентных ячеек N вдоль луча наблюдения при $\lambda = 0.2$ м

Результаты математического моделирования показывают, что магнитная спиральность вызывает корреляцию степени поляризации и меры фарадеевского вращения. При этом максимальное значение корреляции порядка 0.4 достигается на определенной длине волны. Оптимальная для наблюдений длина волны будет зависеть от параметров межзвездной среды: масштабов области L , величины магнитной индукции B , плотности тепловых электронов n_e . Однако было установлено, что для максимального эффекта межзвездная среда должна обеспечивать характерное фарадеевское вращение, поворот плоскости поляризации на угол 2π . Тогда соотношение

$$RM \lambda^2 \approx K L B n_e \lambda^2 \approx 2\pi \quad (9)$$

может использоваться в качестве критерия выбора длины наблюдения λ . Падение корреляции с ростом числа турбулентных ячеек вдоль луча зрения означает, что предлагаемая методика диагностики магнитной спиральности крайне чувствительна к крупномасштабной компоненте магнитного поля. Шум, возникающий в процессе проведения радиополяризационных измерений, скорее всего также приведет к снижению достоверности определения спиральности. Такое влияние может быть оценено в рамках предлагаемой модели, но это имеет смысл делать, уже

имея в распоряжении реальные данные с известным отношением сигнал-шум и другими особенностями.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 08-02-92881-ННИО и # 07-01-96007-р-урал) и Международного научно-технического центра (проект # 3726). Авторы признательны А.М. Шукурову, Д.Д. Соколову и П.Г. Фрику за полезное обсуждение результатов.

1. E. G. Zweibel and C. Heiles, *Nat* **385**, 131 (1997).
2. E. N. Parker, *Cosmical magnetic fields: Their origin and their activity*, 1979.
3. F. Krause and K.-H. Rädler, *Mean-field magnetohydrodynamics and dynamo theory*, 1980.
4. A. Brandenburg, *ApJ* **550**, 824 (2001).
5. D. Sokoloff, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **49**, 447 (2007).
6. P. D. Mininni, *Phys. Rev. E* **76**, 026316 (2007).
7. A. Shukurov, D. Sokoloff, K. Subramanian, and A. Brandenburg, *Astron. Astrophys.* **448**, L33 (2006), arXiv:astro-ph/0512592.
8. В. В. Пипин, *Астрономический журнал* **84**, 461 (2007).
9. A. Brandenburg, *Highlights of Astronomy* **14**, 291 (2007), arXiv:astro-ph/0701056.
10. H. Zhang, D. Sokoloff, I. Rogachevskii, and N. Kleeorin, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **365**, 276 (2006), arXiv:astro-ph/0503651.
11. F. Stefani, A. Gailitis, and G. Gerbeth, *Zamm-Zeitschrift fur Angewandte Mathematik und Mechanik* **88**, 930 (2008).
12. С. А. Денисов, В. И. Носков, Р. А. Степанов, П. Г. Фрик, *Письма в ЖЭТФ* **88**, 198 (2008).
13. T. Kahniashvili, *New Astronomy Review* **50**, 1015 (2006), arXiv:astro-ph/0605440.
14. T. Kahniashvili and T. Vachaspati, *Phys. Rev. D* **73**, 063507 (2006).
15. R. Beck, *Advances in Radio Science* **5**, 399 (2007).
16. А. А. Рузмайкин, Д. Д. Соколов, А. М. Шукуров, *Магнитные поля галактик*, М.: Наука, 1988.
17. A. Fletcher and A. Shukurov, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **371**, L21 (2006).