

УДК 524.63-77

## СТРУКТУРА И ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ИНВЕРСИЙ ГАЛАКТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

© 2020 г. Р. Р. Андреасян<sup>1</sup>, Е. А. Михайлов<sup>2, \*</sup>, А. Р. Андреасян<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А. Амбарцумяна НАН РА, Бюракан, Армения

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

\*E-mail: ea.mikhajlov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 06.08.2019 г.

После доработки 22.11.2019 г.

Принята к публикации 22.11.2019 г.

В настоящее время надежно установлено, что в Галактике существуют крупномасштабные поля, имеющие индукцию в несколько микрогаусс. На сегодняшний день существуют многочисленные аргументы в пользу того, что магнитное поле обнаруживает так называемые инверсии, связанные с изменением его направления при переходе от одной области к другой. Подобные конфигурации предусматриваются в рамках нелинейных уравнений теории динамо, которая описывает эволюцию крупномасштабного магнитного поля. В настоящей работе проведено моделирование инверсий с использованием так называемого планарного приближения, исходящего из того, что галактический диск достаточно тонкий. Показано, что возможна генерация магнитных полей, которые демонстрируют как однократную, так и двукратную смену знака по мере удаления от центра. С наблюдательной точки зрения одним из основных методов изучения магнитных полей является измерение меры фарадеевского вращения радиоволн, приходящих к нам от пульсаров. Ее величина может характеризовать интегральное значение магнитного поля, а знак – его направление. Представлено исследование распределения пульсаров с большими ( $|RM| > 200$  рад/м<sup>2</sup>) мерами фарадеевского вращения. Полученные результаты свидетельствуют о том, что в Галактике выделяется область  $4.8 \text{ кпк} < r < 7.3 \text{ кпк}$ , в пределах которой магнитное поле направлено против часовой стрелки. На границах этого кольца магнитное поле меняет свое направление на противоположное. Данные результаты хорошо согласуются как с теоретическими представлениями, так и с другими работами, посвященными наблюдениям структуры магнитного поля Галактики.

DOI: 10.31857/S0004629920030019

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия твердо установлено и не вызывает сомнений, что Млечный Путь, как и ряд других галактик, обладает магнитными полями величиной несколько микрогаусс [1, 2]. Первые предположения о наличии магнитных полей в Галактике были сделаны в середине прошлого века на основании исследований космических лучей несолнечного происхождения и их пространственного распределения [3]. Кроме того, об их существовании говорит характер нетеплового излучения Млечного Пути в радиодиапазоне. Как было показано Гинзбургом [4], оно является синхротронным излучением, а его спектр объясняется магнитным полем Галактики, ориентированным преимущественно в экваториальной плоскости. Наконец, в последнее время наиболее часто исследование галактических магнитных полей проводится с помощью меры фара-

деевского вращения поляризованного радиоизлучения [5–8].

С теоретической точки зрения существование крупномасштабных магнитных полей объясняется с помощью так называемого механизма динамо [9, 10]. Он связан с переходом энергии турбулентных движений в энергию магнитного поля, и характеризуется с помощью действия двух различных эффектов: дифференциального вращения и альфа-эффекта, характеризующего закрученность турбулентных движений [2]. Как правило, данный процесс описывается при помощи уравнения динамо среднего поля, которые являются результатом усреднения уравнений магнитной гидродинамики по масштабам, соответствующим турбулентным ячейкам [11]. В случае галактик они чаще всего решаются с использованием так называемого планарного приближения [12, 13], которое использует тот факт, что галактический диск достаточно тонкий, поэтому задачу

можно свести к решению пары уравнений для компонентов магнитного поля, лежащих в плоскости диска. Учет насыщения роста магнитного поля при приближении к равномерному для коэффициента, отвечающего за альфа-эффект, делает эти уравнения нелинейными.

Данные уравнения предусматривают два устойчивых стационарных решения [14]. Они соответствуют магнитным полям, величины которых близки к равномерному, а направления противоположны друг к другу. Согласно теории контрастных структур, известной в математической физике, в таком случае возможно существование различных областей, магнитное поле в которых будет иметь противоположные направления [15, 16]. Их будут разделять узкие области, в которых поле имеет большой градиент и меняет знак. Данное явление известно в астрофизике как инверсия магнитного поля [17]. Ширина переходных слоев оказывается пропорциональна коэффициенту турбулентной диффузии, входящему в систему уравнений после усреднения.

Существование инверсий в Млечном Пути позволило также наблюдательные подтверждения [18]. Основным методом их исследования является изучение фарадеевского вращения плоскости поляризации радиоволн, приходящих к нам от пульсаров. Известно, что пульсары, для которых получены многочисленные и разнородные наблюдательные данные, можно считать зондами для изучения межзвездной среды.

В частности, для изучения магнитного поля Галактики очень важное значение имеют данные о мерах дисперсий ( $DM$ ), которые известны практически для всех известных пульсаров, и о мерах фарадеевского вращения ( $RM$ ) (около 1150 пульсаров [19]). Эти данные непосредственно находятся из наблюдений пульсаров, а теоретически они выражаются через электронную концентрацию  $n_e$  в межзвездной среде, сквозь которую проходит поляризованное радиоизлучение пульсара, и проекцию на луч зрения индукции магнитного поля  $B_L$  (в Гс) в этой среде:

$$DM = \int n_e dL \quad (1)$$

$$RM = \alpha \int n_e B_L dL, \quad (2)$$

$$\alpha = 8.1 \times 10^5 \text{ рад/м}^2.$$

В этих формулах интегрирование проводится по всему пройденному пути излучения ( $L$  в парсеках) от пульсара до наблюдателя. Формула (1) дает возможность определить расстояние до пульсара при известном распределении электронной концентрации в Галактике, а формула (2) вместе с формулой (1) позволяет определить среднюю проекцию индукции межзвездного маг-

нитного поля на луч зрения  $[B_L]$  в микрогауссах (мкГс):

$$[B_L] = \frac{1}{\alpha} \frac{RM}{DM} = 1.23 \frac{RM}{DM}. \quad (3)$$

Данные о значениях  $RM$  и  $DM$  были использованы для изучения структуры и величины магнитного поля Галактики, начиная с семидесятых годов прошлого века, когда меры вращений были известны всего для 3–4 десятков пульсаров [6, 21]. По мере увеличения количества данных  $RM$  были проведены более детальные исследования и предлагались разные модели для плоской составляющей галактического магнитного поля [22–24], а также для магнитного поля в гало Галактики [25–27]. В частности, в работе Андреасяна и Макарова [25] на основе данных о мерах вращений пульсаров и внегалактических радиоисточников была предложена модель двухкомпонентного магнитного поля нашей Галактики, в рамках которой магнитное поле плоского компонента спиральных рукавов как бы погружено в магнитное поле, находящееся в галактическом гало.

За несколько десятилетий наблюдений различные модели для магнитного поля, указанные в упомянутых выше работах, заметно менялись и уточнялись в соответствии с новыми наблюдательными данными. Тем не менее надо отметить, что большинство авторов, хотя и исходят из несколько разных представлений, говорят о том, что плоский компонент магнитного поля Галактики имеет противоположные направления в разных частях Млечного Пути. В частности, Валлии [24] было показано, что в общем галактоцентрическом магнитном поле, которое направлено по часовой стрелке, в основном выделяется направленное против часовой стрелки магнитное поле в кольце с галактоцентрическим расстоянием 5–7 кпк. Были также предложены модели, в которых спиральная структура магнитного поля примерно совпадает с межрукавными областями Галактики [28, 29].

Дело в том, что наблюдаемое нами поляризованное излучение далеких пульсаров проходит сквозь несколько спиральных рукавов и несет суммарную информацию о магнитном поле этих рукавов. Этими данными пользуются для построения вышеупомянутых моделей плоского компонента Галактического магнитного поля. Если учесть тот факт, что погрешность определения расстояний далеких пульсаров в направлениях ближе к центру Галактики из-за принятой модели электронной концентрации может достигать десятков процентов [30], а также принять во внимание наличие мелкомасштабных флуктуаций магнитного поля, величина которых может достигать тех же значений, что и для регулярных полей, или даже превосходить их, становится ясным, что за-

дача однозначного выбора между вышеупомянутыми моделями магнитного поля затруднена.

Основной целью настоящей работы является исследование структуры инверсий галактического магнитного поля, соответствующей наблюдательным данным. Стоит отметить, что на наш взгляд, особый интерес представляет изучение распределения пульсаров с большими мерами фарадеевского вращения, поскольку речь идет о тех из них, которые находятся на больших расстояниях от Солнца. Кроме того, важно построить теоретическую модель, которая воспроизводила бы результаты для магнитного поля в Млечном Пути. Наконец, немаловажно изучить процесс формирования инверсии и предсказать ее дальнейшую эволюцию со временем. В частности, важно ответить на вопрос о том, может ли положение инверсии в Млечном Пути меняться со временем в соответствии со временем, что допускает асимптотическая теория контрастных структур [20].

## 2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И АНАЛИЗ ИХ РЕШЕНИЙ

Эволюция магнитных полей галактик описывается с помощью механизма динамо, который связан с совместным действием альфа-эффекта и дифференциального вращения. Альфа-эффект характеризует переход углового компонента галактического магнитного поля в радиальный, а дифференциальное вращение соответствует росту углового компонента поля за счет радиального. Им противодействует турбулентная диффузия, которая стремится разрушить крупномасштабные структуры поля. Достаточно часто эволюция магнитных полей описывается с помощью так называемого планарного приближения [13, 31]. В его рамках предполагается, что галактический диск достаточно тонкий. Как правило, в таком случае используется цилиндрическая система координат  $r - \varphi - z$ , где  $r$  — расстояние до оси вращения галактики,  $\varphi$  — позиционный угол,  $z$  — расстояние до экваториальной плоскости. В рамках планарного приближения  $z$ -компонент магнитного поля достаточно мал, а поле в основном определяется радиальной и угловой составляющими ( $B_r$  и  $B_\varphi$ ). В плоскости диска для них можно записать в осесимметричном случае следующие уравнения (см., например, работы [32, 33]):

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = -\frac{\alpha}{h} B_\varphi \left( 1 - \frac{B_r^2 + B_\varphi^2}{B^{*2}} \right) + \eta \left\{ -\frac{\pi^2 B_r}{4h^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) \right) \right\}; \quad (4)$$

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = r \frac{\partial \Omega}{\partial r} B_\varphi - \frac{\pi^2 B_r}{4} + \eta \left\{ -\frac{\pi^2 B_r}{4h^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi) \right) \right\}, \quad (5)$$

где  $h$  — полутолщина галактического диска,  $\eta$  — коэффициент турбулентной диффузии,  $\alpha$  — коэффициент, отвечающий за альфа-эффект (связанный с закрученностью турбулентных движений),  $\Omega$  — угловая скорость вращения галактики,  $B^*$  — поле, соответствующее равномерному распределению.

Как правило, в теории динамо (см., например, [34]) записывают уравнения в безразмерных переменных:

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = -R_\alpha B_\varphi (1 - B_r^2 - B_\varphi^2) - \frac{\pi^2 B_r}{4} + \lambda^2 \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) \right); \quad (6)$$

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = -R_\omega B_\varphi - \frac{\pi^2 B_r}{4} + \lambda^2 \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) \right). \quad (7)$$

В данной системе уравнений предполагается, что времена измеряются в единицах  $h^2/\eta$ , расстояния — в единицах радиуса галактики  $R$ , магнитное поле — в единицах равномерного распределения  $B^*$ . (Отметим, что для Млечного Пути и подобных ему объектов  $R \sim 10$  кпк, единица времени соответствует 500–800 млн. лет,  $B^* \sim 1$  мкГс.) Кроме того, введен ряд безразмерных коэффициентов, характеризующих поведение магнитного поля.

Так, коэффициент  $\lambda = \frac{h}{R}$  характеризует соотношение между полутолщиной диска и его радиусом. Слагаемые, заключенные в фигурные скобки в исходных уравнениях (4)–(5), характеризуют диффузию, препятствующую образованию крупномасштабных структур. Первое из них связано с диссипацией в вертикальном направлении, второе — в плоскости диска. При приведении системы уравнений к безразмерному виду перед ними возникает множитель  $\lambda^2$ , который, по сути, характеризует соотношение между диффузией в разных направлениях. Коэффициент  $R_\alpha = \frac{\alpha h}{\eta}$  связан с альфа-эффектом и характеризует закрученность турбулентных движений, а коэффициент  $R_\omega = \frac{r \frac{d\Omega}{dr} h^2}{\eta}$  — дифференциальное вращение.

Как правило, принято полагать, что  $\lambda \sim 10^{-2}$ ,  $R_\alpha \sim 1$ ,  $R_\omega \sim 10$ . Данные оценки могут быть получены, если явно подставить в выражения для коэффициентов значения параметров, характерных

для галактик (см., например, раздел 3 в работе Мосса [13]).

Линейный анализ при малых значениях магнитных полей и при  $\lambda \rightarrow 0$  показывает, что компоненты магнитного поля будут вести себя по закону

$$B_{r,\varphi} \propto \exp(\gamma t), \quad (8)$$

где введена скорость роста  $\gamma = -\frac{\pi^2}{4} \pm \sqrt{D}$ , а  $D = R_\alpha R_\omega$  — динамо-число. Можно отметить, что рост магнитного поля, соответствующий положительным значениям  $\gamma$ , возможен в случае  $D > D_{\text{cr}}$ , где  $D_{\text{cr}}$  — некоторое критическое значение. В рамках данных простых представлений  $D_{\text{cr}} = \frac{\pi^4}{16} \approx 6$ . Более аккуратные исследования показывают, что для большинства галактик  $D_{\text{cr}} \approx 7$  [35].

Альфа-эффект характеризует закрученность турбулентных движений, которая убывает по мере удаления от центра галактики. Разумно полагать, что она обратно пропорциональна расстоянию до центра:

$$R_\alpha = \frac{R_{\alpha 0}}{r}, \quad (9)$$

где  $R_{\alpha 0}$  — некоторое характерное значение коэффициента. Отметим, что при применении данной формулы расстояния должны измеряться в единицах радиуса галактики и представлять собой безразмерную величину. Кроме того, можно было бы взять немного более сложную модель для коэффициента в центральной части, ограничив его рост. Но здесь надо отметить, что в малой окрестности центра галактики свойства среды в принципе заметно отличаются от других частей, поэтому центральные 100–150 пк в целом находятся на границе применимости используемой модели динамо средних полей, и вряд ли стоит уточнять выражение для области, для которой результаты по принципиальным причинам носят довольно грубый характер.

Коэффициент, связанный с дифференциальным вращением, меняется пропорционально  $r \frac{\partial \Omega}{\partial r}$ . В задачах галактического динамо, как правило, используют брандтовскую кривую вращения [13], поэтому разумно брать для него следующую модель:

$$R_\omega = \frac{R_{\omega 0}}{r_\omega^3 \left( 1 + \left( \frac{r}{r_\omega} \right)^2 \right)^{3/2}}, \quad (10)$$

где можно полагать, что  $r_\omega = 0.2$  [13],  $R_{\omega 0}$  — характерное значение коэффициента.

Найдем стационарные (не зависящие от времени) решения для магнитного поля, соответствующие предельно малой полутолщине диска ( $\lambda \rightarrow 0$ ). В таком случае система уравнений (6)–(7) сведется к двум алгебраическим равенствам:

$$0 = -R_\alpha B_\varphi (1 - B_r^2 - B_\varphi^2) - \frac{\pi^2}{4} B_r; \quad (11)$$

$$0 = -R_\omega B_r - \frac{\pi^2}{4} B_\varphi. \quad (12)$$

Им соответствуют нулевые значения магнитного поля ( $B_r = B_\varphi = 0$ ), а также следующие решения:

$$B_r^{\text{st}} = \pm \frac{\pi^2}{4} \left( \frac{16 R_\alpha R_\omega - \pi^4}{R_\omega R_\alpha (16 R_\omega^2 + \pi^4)} \right)^{1/2}; \quad (13)$$

$$B_\varphi^{\text{st}} = \mp \sqrt{\frac{R_\omega}{R_\alpha}} \left( \frac{16 R_\alpha R_\omega - \pi^4}{16 R_\omega^2 + \pi^4} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

Один из случаев (знак “+” в (13) и “–” в (14)) соответствует магнитному полю, ориентированному преимущественно по часовой стрелке (под небольшим углом, характеризуемым соотношением  $B_r/B_\varphi$ ). Второй случай (знак “–” в (13) и “+” в (14)) характеризует поле, которое направлено против часовой стрелки. Можно показать (пользуясь, например, теоремой об устойчивости по первому приближению), что конфигурации, соответствующие данным выражениям, могут существовать достаточно долго. Рассмотрим случай, когда компоненты магнитного поля отличаются от стационарного значения на небольшие величины  $\Delta B_r = B_r - B_r^{\text{st}}$  и  $\Delta B_\varphi = B_\varphi - B_\varphi^{\text{st}}$ . Тогда, учитывая только слагаемые, линейные по  $\Delta B_r$  и  $\Delta B_\varphi$ , и пренебрегая слагаемым, связанным с диссипацией в плоскости диска, уравнения (6)–(7) могут быть приведены к виду:

$$\frac{d(\Delta B_r)}{dt} = \left( -\frac{\pi^2}{4} + 2 R_\alpha B_r^{\text{st}} (1 - B_r^{\text{st}} - B_\varphi^{\text{st}}) \right) \Delta B_r + R_\alpha (1 - B_r^{\text{st}} - B_\varphi^{\text{st}}) (2 B_\varphi^{\text{st}} - 1) \Delta B_\varphi \quad (15)$$

$$\frac{d(\Delta B_\varphi)}{dt} = -R_\omega \Delta B_\varphi - \frac{\pi^2}{4} \Delta B_\varphi. \quad (16)$$

В работах [36, 37] был проведен подробный анализ решений таких уравнений и показано, что при выполнении условия генерации магнитного поля  $\Delta B_r \rightarrow 0$ ,  $\Delta B_\varphi \rightarrow 0$  при  $t \rightarrow 0$ .

Таким образом, нестационарные решения являются устойчивыми. Они связаны с насыщением роста магнитного поля, когда магнитному полю и турбулентным движениям соответствует примерно одинаковая плотность энергии. Как правило, у большинства галактик, для которых получены наблюдательные данные о магнитных

полях, они соответствуют именно одному из двух указанных случаев. Тем не менее не исключена ситуация — это определяется в первую очередь начальными условиями — когда в одной части галактики магнитное поле в ходе эволюции выйдет на стационарное значение, связанное с направлением по часовой стрелке, а в другой — против. В таком случае на границе между этими областями образуется узкий переходный слой, в котором компоненты магнитного поля будут менять знак. Подобные явления принято называть инверсиями магнитного поля.

С точки зрения математической физики [15] такие решения хорошо известны под названием контрастных структур, которые возникают в нелинейных параболических уравнениях с малым параметром (к которым относятся и уравнения для магнитных полей галактик). Исследование таких структур для системы уравнений (такой, как, например (6)–(7)) является достаточно сложным и, скорее всего, возможно только численно. Поэтому имеет смысл рассмотреть этот механизм с качественной точки зрения, заменив систему уравнений на единственное уравнение. Отметим, что подобная замена проводилась в работах [14, 32, 38, 39], где было показано, что, хотя она исходит из достаточно наивных представлений о свойствах магнитного поля, это позволяет получить для контрастных структур аналитические оценки, близкие к результатам численного решения полной задачи, описываемой системой уравнений (6)–(7).

Опишем основную суть используемого подхода. Вид стационарных решений (13)–(14) показывает, что галактическое магнитное поле ориентировано преимущественно в азимутальном направлении (таким образом,  $B_\phi$  существенно превышает  $B_r$ ). Кроме того, компоненты магнитного поля приблизительно связаны друг с другом соотношением (в линейном приближении это можно показать точно [40]) соотношением

$$B_r \approx -B_\phi \sqrt{\frac{R_\alpha}{R_\omega}}. \quad (17)$$

Кроме того, на больших расстояниях от центра галактики оператор Лапласа сводится с большой точностью ко второй производной по расстоянию до центра. Поэтому пренебрегая в уравнении (6) квадратом радиальной составляющей магнитного поля, и заменяя  $B_r$  с помощью формулы (17), мы можем получить уравнение, которое ранее также использовалось с целью качественного анализа различных эффектов в галактическом динамо [38, 39]:

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = \gamma B_\phi (1 - B_\phi^2) + \lambda^2 \frac{\partial^2 B_\phi}{\partial r^2}, \quad (18)$$

$$\text{где } \gamma = \sqrt{R_\alpha R_\omega} - \frac{\pi^2}{4}.$$

В работе [41] была доказана лемма, из которой следует, что если начальные условия в подобной задаче таковы, что  $B_\phi < 0$  при  $r < r^*$  и  $B_\phi > 0$  при  $r > r^*$  ( $r^*$  — некоторое значение, связанное с выбором начальных условий), то, за исключением весьма малой окрестности самой точки  $r^*$  при  $t \rightarrow \infty$

$$B_\phi(r, t) \rightarrow B_\phi^{\text{st}}(r) + O(\lambda), \quad (19)$$

причем слева решение описывается отрицательным стационарным решением, а справа — положительным. Эти два решения разных знаков соединяются достаточно узким переходным слоем.

Методы теории контрастных структур позволяют построить функцию  $\mathcal{B}(r)$  для данного переходного слоя, которая довольно близко описывает поведение решения в окрестности точки  $r^*$  (естественно, что на больших расстояниях от нее магнитное поле будет определяться другими выражениями). Подробное исследование этого вопроса проводилось в работе [14], приведем здесь основные идеи. Сначала необходимо найти решение стационарной модификации уравнения с учетом диссипации в окрестности точки локализации переходного слоя  $r^*$ :

$$0 = \gamma \mathcal{B}(1 - \mathcal{B}^2) + \lambda^2 \frac{\partial^2 \mathcal{B}}{\partial r^2}. \quad (20)$$

Чтобы удовлетворить условиям леммы из работы [41], необходимо отдельно решить уравнение при  $r > r^*$ , удовлетворяющее условиям:

$$\mathcal{B}|_{r=r^*} = 0, \quad \mathcal{B}|_{r \rightarrow \infty} = 1, \quad (21)$$

а при  $r < r^*$ ,

$$\mathcal{B}|_{r=r^*} = 0, \quad \mathcal{B}|_{r \rightarrow -\infty} = -1. \quad (22)$$

Кроме того, из физических соображений желательна гладкость решения, т.е. по крайней мере функция  $\mathcal{B}$  и ее первая производная должны не иметь разрывов при переходе через точку  $r^*$ . Всем этим условиям удовлетворяет решение в виде гиперболического тангенса:

$$\mathcal{B}(r) \equiv \text{th} \left( \frac{(r - r^*)}{\lambda \sqrt{2}} \right). \quad (23)$$

Можно показать [14], что со временем данная структура движется, и при убывании характерной скорости роста магнитного поля при удалении от центра галактики решение ведет себя по закону

$$B_\phi(r, t) = \mathcal{B}(r - ct), \quad (24)$$

где

$$c \sim \lambda^2 \left( \frac{d\gamma}{dt} / \gamma \right). \quad (25)$$

Более аккуратные аналитические оценки оказываются достаточно сложными, при этом в любом случае требуют использования тех или иных приближений. Поэтому имеет смысл рассмотреть численный пример. Чтобы были выполнены условия леммы из работы [41], необходимо, чтобы в галактике четко выделялись области с различными направлениями начального поля. Отметим, что в принципе этого можно добиться [17], задавая случайные начальные условия. Это соответствует начальным условиям, связанным с мелкомасштабным полем разных турбулентных ячеек, которое ориентировано случайным образом, но ввиду конечности их числа можно говорить о некотором ненулевом среднем по определенной крупной области или по всей галактике [2]. По крайней мере, для некоторых, пусть и не очень часто встречающихся случайных реализаций в одних частях будет превалировать магнитное поле, направленное по часовой стрелке, в других — против часовой [17]. Однако можно упростить задачу и добиться примерно того же, взяв для системы уравнений (6)–(7) пример детерминированного поля, в структуре которого четко выделяются области с разными направлениями

$$B_r|_{r=0} = 0; \quad (26)$$

$$B_\varphi|_{r=0} = -B_0 r^2 (r - r_0)(r - 1); \quad (27)$$

где  $B_0$  и  $r_0$  — некоторые постоянные. В частности, мы брали  $r_0 = 0.5$ ,  $B_0 = 0.01$ , что соответствует типичной проекции магнитного поля на какое-либо направление при усреднении по большому числу турбулентных ячеек [2].

Численное решение уравнений (6)–(7) проводилось с помощью явной конечно-разностной схемы. Область решения разбивалась на 1000 точек (соответствует  $\Delta r = 10^{-3}$ ), что является вполне достаточным для одного измерения в подобных задачах [42]. Данная схема обеспечивает аппроксимацию порядка  $O(\Delta t + \Delta r^2)$  и является устойчивой при шаге по времени  $\Delta t \lesssim \Delta r^2 / \lambda^2$  [43]. В нашем случае  $\lambda \sim 10^{-2}$ , поэтому используемое значение шага по времени  $\Delta t = 10^{-5}$  является вполне достаточным.

Результаты для магнитного поля при  $t = 10$  показаны на рис. 1. Можно видеть, что образуется инверсия, соответствующая  $r^* \approx 0.6$ . Слева и справа от нее магнитное поле близко описывается выражениями (13)–(14), с учетом различных знаков. Кроме того, на рисунке приведено “каче-

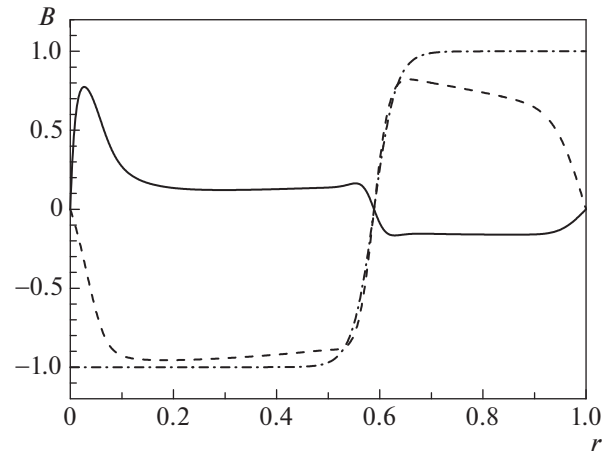


Рис. 1. Зависимость компонентов магнитного поля от расстояния до центра галактики в простейшем случае. Сплошная линия показывает  $B_r$ , штриховая —  $B_\varphi$ , штрих-пунктирная —  $B$ .

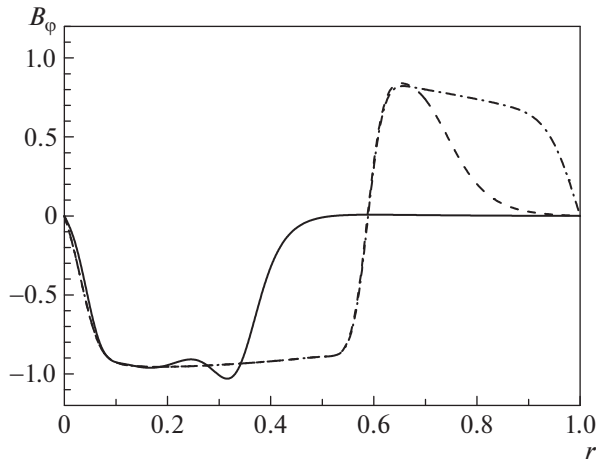
ственное” решение  $\mathcal{B}$ , которое ранее было построено в качестве приближения для углового компонента магнитного поля. В целом можно говорить о том, что оно принципиально верно описывает поведение решения в окрестности точки инверсии, хотя и есть некоторые количественные отличия, связанные с довольно грубым характером модели. На рис. 2 показана эволюция структуры магнитного поля со временем: видно, что сначала растет магнитное поле в левой (более близкой к центру) области, затем генерируется магнитное поле справа. После этого, за счет более интенсивной генерации магнитного поля в центральной части, происходит смещение положения инверсии в противоположном от центра направлении. Это — хорошо известный в математической физике эффект Колмогорова-Петровского-Пискунова [44]. Он встречается в задачах галактического динамо [32].

Определенный интерес представляет случай, когда магнитное поле дважды меняет свое направление. Для этого необходимо рассмотреть начальные условия:

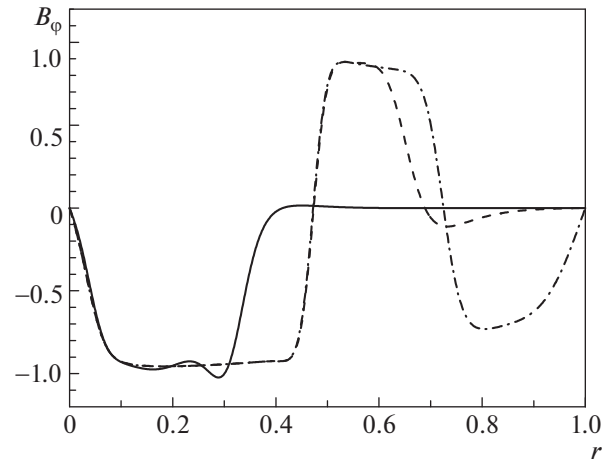
$$B_r|_{r=0} = 0; \quad (28)$$

$$B_\varphi|_{r=0} = B_0 r^2 (r - r_1)(r - r_2)(r - 1), \quad (29)$$

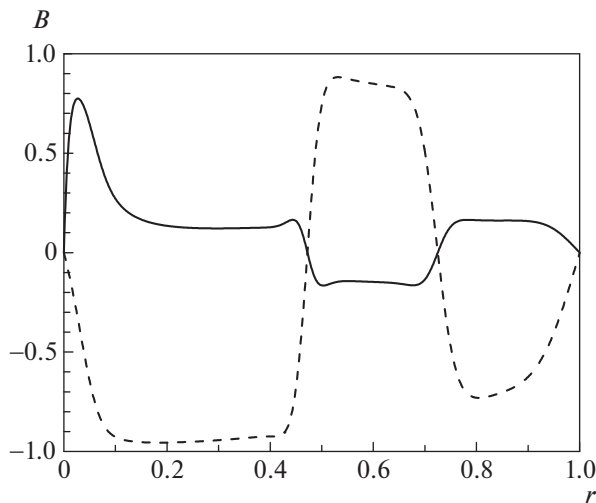
где  $B_0 = 0.01$ ,  $r_1 = 0.36$ ,  $r_2 = 0.59$ . Данные значения выбирались с целью наибольшего соответствия итогового распределения магнитного поля результатам наблюдений (см. следующий раздел). Эволюция инверсии магнитного поля показана на рис. 3. Сначала во внутренней области возникает магнитное поле, направленное по часовой стрелке, потом в промежуточном кольце — поле, направленное против часовой, и наконец, в са-



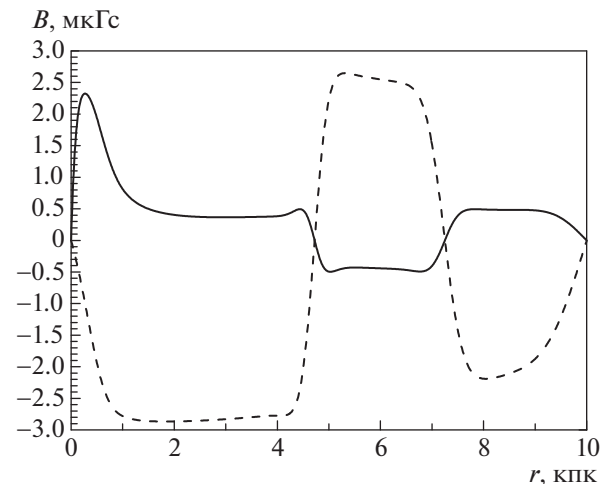
**Рис. 2.** Зависимость компонента  $B_\phi$  магнитного поля от расстояния до центра галактики в простейшем случае. Сплошная линия показывает момент времени  $t = 2$ , штриховая –  $t = 5$ , штрих-пунктирная –  $t = 10$ .



**Рис. 3.** Зависимость компонента  $B_\phi$  магнитного поля от расстояния до центра галактики в случае двукратного изменения магнитного поля. Сплошная линия показывает момент времени  $t = 2$ , штриховая –  $t = 5$ , штрих-пунктирная –  $t = 10$ .



**Рис. 4.** Зависимость компонентов магнитного поля от расстояния до центра галактики в простейшем случае (безразмерные переменные). Сплошная линия показывает компонент  $B_r$ , штриховая – компонент  $B_\phi$ .



**Рис. 5.** Зависимость компонентов магнитного поля от расстояния до центра галактики в простейшем случае (физические переменные). Сплошная линия показывает компонент  $B_r$ , штриховая – компонент  $B_\phi$ .

мый последний период – поле во внешней области, направленное по часовой. Конфигурация магнитного поля, соответствующая моменту времени  $t = 10$ , показана на рис. 4. Численный расчет показывает, что в дальнейшем она практически никак не меняется – последующий рост ограничен нелинейными слагаемыми в уравнениях (6)–(7), и все изменения могут быть связаны лишь с очень медленным дрейфом переходных слоев. На рис. 5 данный результат приведен к значению поля равномерного распределения  $B^* = 3$  мкГс,  $R = 10$  кпк.

Можно ожидать, что подобная модель соответствует наблюдениям магнитного поля в Млечном Пути.

### 3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗНАКОВ МЕР ВРАЩЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ В ПЛОСКОСТИ ГАЛАКТИКИ

В настоящей работе для изучения магнитного поля в областях внутри солнечного круга мы будем использовать пульсары с большими мерами



вращения, которые в основном сосредоточены при значениях галактической долготы в пределах

$\pm 90^\circ$  от центра Галактики. Мы считаем, что многочисленные данные пульсаров с небольшими значениями  $|RM|$  и со значительными ошибками в расстояниях загромождают графики, из-за которых могут быть потеряны некоторые очевидные и важные детали распределения магнитного поля. В работе использованы данные из каталога пульсаров ATNF [19]. Используются данные 199 пульсаров с  $|RM| > 300$  рад/м<sup>2</sup>, а также данные 300 пульсаров с  $|RM| > 200$  рад/м<sup>2</sup>, выбранные из 1133 пульсаров с известными мерами вращения. Оказывается, что пульсары с большими значениями  $|RM|$  в основном сконцентрированы на расстоянии до 500 пк от экваториальной плоскости. На рис. 6 приведен график распределения мер фарадеевского вращения по галактической долготе  $l$ . При построении графика были использованы почти все пульсары с  $|RM| > 300$  рад/м<sup>2</sup>. Для компактности рисунка из рассмотрения были исключены 6 пульсаров с  $|RM| > 2000$  рад/м<sup>2</sup>, а также 6 пульсаров, которые находятся в направлениях галактической долготы  $90^\circ > l > 270^\circ$  (в направлении антицентра). На рисунке галактические долготы  $-90^\circ < l < 0^\circ$  соответствуют координатам  $(360^\circ - l)$ .

Из рис. 6 видно, что величины мер вращения распределены по галактическим координатам довольно хаотично. Иногда пульсары с угловыми расстояниями меньше одного-двух градусов имеют меры вращения, отличающиеся даже знаком. Таких примеров в списке использованных пульсаров и на графике больше двадцати. У многих пространственно близких пульсаров, если даже знаки фарадеевского вращения совпадают, то их величины иногда отличаются в несколько раз. Сказанное может означать, что такие меры вращения не могут образоваться в крупномасштабном магнитном поле Галактики, и можно предположить, что очень большая мера вращения пульсара, вероятно, обусловлена влиянием одного близлежащего (относительно пульсара) объекта, который обладает большими электронными концентрациями, а может быть, также большим значением средней индукции магнитного поля. Такие объекты (H II области, молекулярные облака и др.) проектируются на пульсары, и поляризованное излучение пульсаров, проходя сквозь них, приобретает большое фарадеевское вращение разного знака и величины в зависимости от магнитного поля и плотности электронов в этих объектах. Магнитные поля в этих облаках, вероятно, могут быть сориентированы вдоль направления крупномасштабного поля Галактики или могут быть деформированным продолжением галакти-

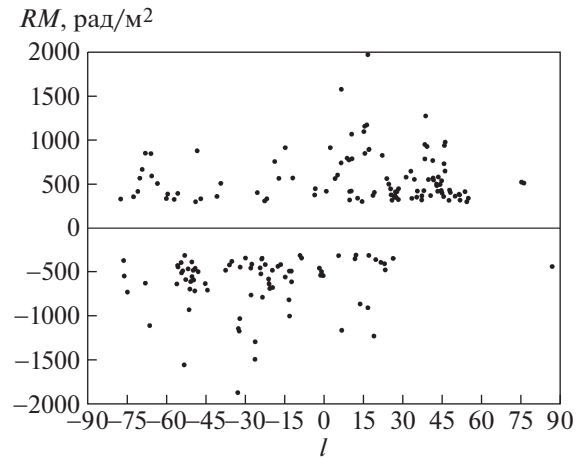
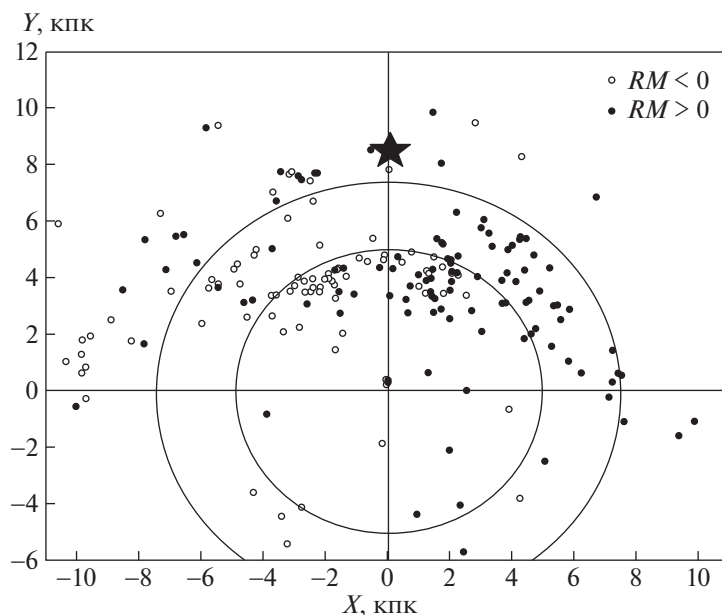


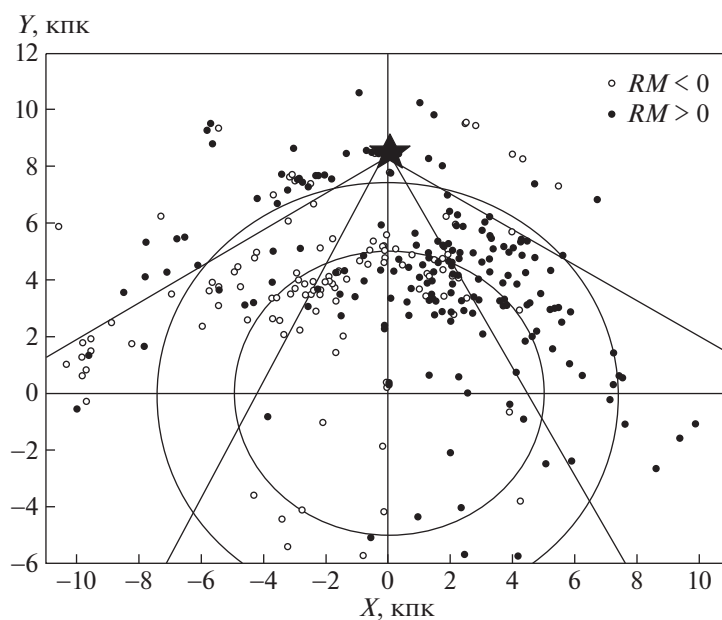
Рис. 6. Распределение мер вращений пульсаров с  $|RM| > 300$  рад/м<sup>2</sup> по галактической долготе  $l$ .

ческого поля. Следовательно, данные о пульсарах с большими  $|RM|$  могут содержать информацию о галактическом магнитном поле и быть полезны для изучения крупномасштабного магнитного поля Галактики. Данные пульсаров с большими фарадеевскими вращениями были использованы для построения рис. 7, где приведено распределение 199 пульсаров с  $|RM| > 300$  рад/м<sup>2</sup> на плоскости Галактики. Оси координат проходят через центр Галактики. Координаты Солнца соответствуют точке (0 кпк, 8.5 кпк), а само оно обозначено звездочкой. Пульсары обозначены кружками. Черные кружки соответствуют пульсарам с положительными значениями  $RM$  (проекция магнитного поля направлена на наблюдателя), а белые кружки — пульсарам с отрицательными значениями  $RM$  (магнитное поле направлено от наблюдателя). На рисунке хорошо видно кольцо, расположенное между галактоцентрическими кругами с радиусами  $r$  около 5 и 7 кпк. В этом кольце почти все пульсары с правой стороны имеют фарадеевские вращения с положительным знаком, а с левой стороны, за исключением 4 пульсаров, все остальные имеют  $RM$  с отрицательным знаком. Это распределение знаков  $RM$  пульсаров превосходным образом соответствует направлению магнитного поля против часовой стрелки в кольце с  $5 \text{ кпк} < r < 7 \text{ кпк}$  (случай 4 пульсаров, которые являются исключением из этой схемы, можно исследовать отдельно). Интересно, что неопределенность расстояний пульсаров из-за модели электронной концентрации Галактики не изменит вывод, вытекающий из рис. 7, потому что  $RM$  пульсаров, которые могут смещаться из внешних областей в кольцо с  $5 \text{ кпк} < r < 7 \text{ кпк}$  в основном имеют соответствующие знаки. Сказанное хорошо видно также из рис. 8. На рис. 8





**Рис. 7.** Распределение мер вращения пульсаров в плоскости Галактики. Черными кружками обозначены пульсары у которых  $RM > 300$  рад/м<sup>2</sup> (проекция магнитного поля на луч зрения направлена к наблюдателю), а белыми кружками –  $RM < -300$  рад/м<sup>2</sup> (проекция магнитного поля направлена от наблюдателя).



**Рис. 8.** Распределение мер вращения пульсаров с  $|RM| > 200$  рад/м<sup>2</sup> в плоскости Галактики.

приводится распределение знаков мер вращения 300 пульсаров с  $|RM| > 200$  рад/м<sup>2</sup>. На этой картине вместе с кольцами 5 и 7 кпк мы также приводим линии, которые разделяют симметричные области относительно центра галактики. Как мы видим, в области между галактическими долготами  $\approx 25^\circ$  и  $\approx 55^\circ$  меры вращения имеют в основ-

ном положительные значения. Это означает, что крупномасштабное магнитное поле направлено на наблюдателя. В области же между галактическими долготами  $\approx 305^\circ$  и  $\approx 335^\circ$  меры вращения имеют в основном отрицательные значения, а крупномасштабное магнитное поле направлено от наблюдателя. Мы считаем, что такое распре-

ление Галактического магнитного поля соответствует модели крупномасштабного магнитного поля с инверсиями. Расположение же пульсаров вне области кольца, имеющих знаки  $RM$ , соответствующие магнитному полю в кольце, частично можно объяснить с неопределенностью расстояний пульсаров. Отметим, что в работе [24] была предложена круговая модель магнитного поля Галактики, направленного по часовой стрелке, с однократным изменением направления поля в галактоцентрическом кольце с  $5 \text{ кпк} < r < 7 \text{ кпк}$ , где магнитное поле направлено против часовой стрелки. Таким образом, наш анализ данных пульсаров с  $|RM| > 300 \text{ рад/м}^2$  и  $|RM| > 200 \text{ рад/м}^2$  частично соответствует модели магнитного поля Галактики, предложенной в [24]. Для области  $r < 5 \text{ кпк}$  трудно выделить крупномасштабную область с достаточно четко обозначенным направлением магнитного поля. Вероятно, это можно объяснить тем, что в направлении центра Галактики, где луч зрения проходит сквозь несколько галактических рукавов, погрешность определения расстояний пульсаров намного больше.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В нашем исследовании были изучены инверсии магнитного поля Галактики как с точки зрения теории, так и со стороны наблюдений. Показано, что оба подхода дают близкие результаты — удается с помощью используемой теоретической модели получить конфигурацию, крайне близкую к наблюдательным данным. Продемонстрирована возможность существования в Млечном Пути трех областей с противоположными направлениями магнитного поля. Показано, каковы должны быть начальные значения полей для формирования подтверждаемой наблюдениями структуры. Важно указать, что доминирование в той или иной области магнитного поля определенного направления является, судя по всему, результатом случайного процесса (связанного с тем, как именно ориентировано магнитное поле в турбулентных ячейках). Мы не ставили перед собой задачу ответить на вопрос, почему была сформирована та или иная конфигурация в начальный момент времени, и целью нашей работы было скорее показать возможность генерации того поля, которое можно получить из наблюдений, и предложить допустимые для этого начальные данные. Таким образом, в каком-то смысле предложенный механизм является скорее описанием, а не объяснением представленной картины.

Отметим, что наличие инверсий хорошо согласуется с результатами ряда работ, содержащих как наблюдательные исследования, так и теоретические оценки [8, 42, 46]. Тем не менее каждая

из этих работ представляет собой либо отдельное теоретическое, либо отдельное наблюдательное исследование, в то время как в настоящей работе ставилась цель возможно более точно воспроизвести теоретически имеющиеся наблюдательные данные и показать, при каких параметрах модели возможно наличие магнитного поля, которое наблюдается в Млечном Пути. Кроме того, важно отметить, что результаты были обоснованы не только с помощью результатов компьютерного моделирования, но и с позиций асимптотической теории контрастных структур (в то время как большинство других работ в настоящее время написаны с “численных позиций”), аналитически обосновано типичное поведение магнитного поля в области переходного слоя. Было также показано, что, в отличие от принятых в настоящее время моделей, данные пульсаров, имеющих меру вращения  $|RM| > 200 \text{ рад/м}^2$  пульсаров, более отчетливо свидетельствуют в пользу модели магнитного поля внутри Солнечного круга Галактики с двумя инверсиями.

В дальнейшем представляет интерес изучение влияния случайных флуктуаций на генерацию инверсий. Вполне возможно, что они могут сформироваться не только на основе начальных условий, но и за счет случайных возмущений магнитного поля, связанных, к примеру, со звездообразованием [17, 45]. Кроме того, представляет интерес исследование инверсий с точки зрения других моделей, например, с помощью тех из них, которые учитывают вертикальную структуру магнитного поля [47, 48]. С наблюдательной точки зрения было бы интересно подробное исследование магнитного поля вне области кольца  $4.8 \text{ кпк} < r < 7.3 \text{ кпк}$ , т.е. во внешней области и внутренней области кольца, а также в области гало Галактики. Для этого предполагается использование данных фарадеевского вращения как пульсаров, так и внегалактических радиоисточников.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 18-11-00042).

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны создателям каталога пульсаров ATNF (ATNF Pulsar Catalog, <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat>). Авторы также выражают благодарность анонимному рецензенту за комментарии, позволившие значительно улучшить работу.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. Beck, A. Brandenburg, D. Moss, A. Shukurov, and D. Sokoloff, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **34**, 155 (1996).
2. T. Arshakian, R. Beck, M. Krause, and D. Sokoloff, *Astron. and Astrophys.* **494**, 21 (2009).
3. С. Б. Пикельнер, *Физика межзвездной среды* (М.: Академия наук, 1959).
4. V. L. Ginzburg, *IAU Symposium* **9**, 589 (1959).
5. D. Morris and G. Berge, *Astrophys. J.* **139**, 1388 (1964).
6. R. N. Manchester, *Astrophys. J.* **172**, 43 (1972).
7. Р. Р. Андреасян, А. Н. Макаров, *Астрофизика.* **30**, 170 (1989).
8. J. Xu and J. L. Han, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **486**, 4275 (2019).
9. E. N. Parker, *Astrophys. J.* **163**, 252 (1971).
10. С. А. Молчанов, А. А. Рузмайкин, Д. Д. Соколов, *УФН.* **145**, 593 (1985).
11. Ф. Краузе, К.-Х. Рэдлер *Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо* (М.: Мир, 1984).
12. K. Subramanian and L. Mestel, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **265**, 69 (1993).
13. D. Moss, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* **275**, 191 (1995).
14. Е. А. Михайлов, *Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия.* **2**, 27 (2015).
15. В. Ф. Бутузов, *Дифференциальные уравнения.* **29**, 833 (1993).
16. Ю. В. Божевольнов, Н. Н. Нефедов, *Журнал вычислительной математики и математической физики.* **50**, 276 (2010).
17. D. Moss and D. Sokoloff, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* **107**, 497 (2013).
18. C. L. Van Eck, J. C. Brown, J. M. Stil, K. Rae I, S. A. Mao, B. M. Gaensler, A. Shukurov, A. R. Taylor, M. Haverkorn, P. P. Kronberg, and N. M. McClure-Griffiths, *Astrophys. J.* **728**, 97 (2011).
19. R. N. Manchester, G. B. Hobbs, and A. Teoh, M. Hobbs, *Astron. J.* **129**, 1993 (2005).
20. E. Mikhailov and T. Khasaeva, *Bulgarian Astron. J.* **31**, 39 (2019).
21. A. A. Ruzmaikin and D. D. Sokoloff, *Astrophys. Space Sci.* **52**, 375 (1977).
22. R. J. Rand, A. G. Lyne, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **268**, 497 (1994).
23. J. L. Han and G. J. Qiao, *Astron. and Astrophys.* **288**, 759 (1994).
24. J. P. Vallee, *Astrophys. J.* **619**, 297 (2005).
25. Р. Р. Андреасян, А. Н. Макаров, *Астрофизика.* **28**, 419 (1988).
26. J. L. Han, R. N. Manchester, E. M. Berkhuijsen, and R. Beck, *Astron. and Astrophys.* **322**, 98 (1997).
27. J. L. Han, R. N. Manchester, A. G. Lyne, G. J. Qiao, and W. van Straten, in *ATNF Proposal*, **642**, 868 (2006).
28. C. Indrani and A. A. Deshpande, *New Astronomy* **4**, 33 (1999).
29. D. Moss, R. Stepanov, M. Krause, R. Beck, and D. Sokoloff, *Astron. and Astrophys.* **578**, A94 (2015).
30. J. Cordes, T. Lazio, S. Chatterjee, Z. Arzoumanian, and D. Chernoff, in *34th COSPAR Scientific Assembly, The Second World Space Congress*, **34**, E2305 (2002).
31. A. Phillips, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* **94**, 135 (2001).
32. E. Mikhailov, A. Kasparova, D. Moss, R. Beck, D. Sokoloff, and A. Zasov, *Astron. and Astrophys.* **568**, A66 (2014).
33. D. Moss, E. Mikhailov, O. Silchenko, D. Sokoloff, C. Horrelou, and R. Beck, *Astron. and Astrophys.* **592**, A44 (2016).
34. D. Moss, R. Beck, D. Sokoloff, R. Stepanov, M. Krause, and T. G. Arshakian, *Astron. and Astrophys.* **556**, A147 (2013).
35. А. А. Рузмайкин, Д. Д. Соколов, А. М. Шукуров, *Магнитные поля галактик* (М.: Наука, 1988).
36. Е. А. Михайлов, *Magnetohydrodynamics* **52**, 117 (2016).
37. Е. А. Михайлов, *Magnetohydrodynamics* **53**, 357 (2017).
38. D. Moss, A. Shukurov, D. Sokoloff, *Geophysical and Astrophys. Fluid Dynamics* **89**, 285 (1998).
39. А. П. Петров, *Математическое моделирование*, **14**, 95 (2002).
40. Е. А. Михайлов, *Магнитная гидродинамика и теория динамо* (М.: Физический факультет МГУ, 2018).
41. В. Т. Волков, Н. Е. Грачев, А. В. Дмитриев, Н. Н. Нефедов, *Математическое моделирование* **22**, 109 (2010).
42. D. Moss, R. Stepanov, T. G. Arshakian, R. Beck, M. Krause, D. Sokoloff, *Astron. and Astrophys.* **537**, A68 (2012).
43. Н. Н. Калиткин, *Численные методы* (СПб.: БХВ-Петербург, 2011).
44. А. Н. Колмогоров, И. Г. Петровский, Н. С. Пискунов, *Бюллетень МГУ. Сер. А. Математика и механика.* **1**, 6 (1937).
45. Е. А. Михайлов, В. В. Пушкарев, *Астрофизический бюллетень* **73**, 4, 496 (2018).
46. R. Beck, *Astron. and Astrophys. Rev.* **24**, 4 (2015).
47. E. A. Mikhailov and V. V. Pushkarev, in *11th PAMIR International Conference. Fundamental and Applied MHD, Conf. Proc.*, 53 (2019).
48. A. Shukurov, L. F. S. Rodrigues, P. J. Bushby, J. Hollins, and J. P. Rachen, *Astron. and Astrophys.* **623**, A113 (2019).