

БАТАРЕЙНЫЙ МЕХАНИЗМ БИРМАНА И СТРУКТУРА НАЧАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ГАЛАКТИКАХ

© 2021 г. Е. А. Михайлов^{1, 3, 4, *}, Р. Р. Андреасян²

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

² Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А. Амбарцумяна НАН РА, Бюракан, Армения

³ Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия

⁴ Московский Центр фундаментальной и прикладной математики, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 22.03.2021 г.

После доработки 17.04.2021 г.

Принята к публикации 30.04.2021 г.

В достаточно большом количестве галактик присутствуют регулярные магнитные поля с индукцией в несколько микрогаусс. Процесс их генерации объясняется за счет динамо, связанного со структурой движений межзвездной среды в соответствующих объектах. Рост магнитного поля происходит по экспоненциальному закону и стабилизируется при значениях, соответствующих равнораспределению по энергии между магнитным полем и турбулентными движениями. Вместе с тем для начала действия данного механизма необходимо наличие некоторых начальных “затравочных” полей, которые не объясняются в рамках самой теории динамо. Одним из подходов, позволяющих объяснить наличие магнитных полей в галактиках, является так называемый батарейный механизм Бирмана. Он связан с потоками протонов и электронов из центральной части объекта, которые подхватываются вращательными движениями среды. Это приводит к возникновению круговых токов, которые ввиду отличающейся массы будут различаться для разных видов частиц. Суммарный ток оказывается ненулевым, порождая магнитное поле. Ранее делались простые оценки величины данного поля. В настоящей работе построена самосогласованная модель и приведено интегральное уравнение, позволяющее не только определить порядок величины начального магнитного поля, но и детально исследовать его пространственную структуру.

Ключевые слова: механизм Бирмана, магнитное поле, Галактика

DOI: 10.31857/S000462992109005X

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящий момент твердо установлено, что как в Млечном Пути, так и в десятках других галактических объектах присутствуют крупномасштабные магнитные поля. Их индукция может различаться в зависимости от конкретных условий, но в целом, как правило, имеет величину порядка 1 мкГс [1]. Первые предположения о существовании галактических магнитных полей были сделаны в работах, посвященных изучению космических лучей. Их пространственное распределение и характерные значения интенсивности потока было затруднительно объяснить в случае отсутствия магнитного поля в Млечном Пути [2]. Другим свидетельством наличия галактического магнетизма является форма спектра синхротронного излучения.

Одна из первых оценок величины магнитного поля была предложена Ферми еще в середине прошлого века, и его результаты оказались доста-

точно близки к современным представлениям [3]. Вместе с тем в настоящее время магнитные поля галактик в основном изучаются путем измерений фарадеевского вращения у радиоволн [4]. Как известно, при прохождении поляризованной волны через среду с магнитным полем данная плоскость поворачивается на угол, пропорциональный квадрату длины волны и составляющей поля, направленной вдоль луча зрения [5]. В случае, если мы имеем возможность измерить поляризацию для различных длин волн (желательно, чтобы их было достаточно много и они не были кратны друг другу: последнее, впрочем, не всегда выполняется ввиду технических характеристик радиотелескопов), то это позволяет восстановить данные о структуре магнитных полей [6]. В случае Млечного Пути подобные исследования проводятся на протяжении нескольких десятилетий, и основную роль играют пульсары, служащие своеобразными “зондами”, пронизывающими межзвездную среду.

Первые работы были связаны с изучением поляризации радиоволн всего лишь от нескольких десятков объектов [7], тем не менее, они позволили в целом правильно оценить как величину, так и пространственную структуру крупномасштабных полей, присутствующих в межзвездной среде [8]. Постепенно количество изученных объектов росло, что позволяло уточнять данные о структуре магнитных полей [9, 10]. В настоящий момент существует информация о более чем 1000 объектов [11], что дает возможность исследовать магнитное поле с достаточно высокой точностью [12]. Также немаловажную роль играют внегалактические источники поляризованного радиоизлучения [13, 14]. Они позволяют как исследовать поля в других галактиках [15, 16], так и уточнить оценки, сделанные для Млечного Пути [17].

В работах теоретического характера процесс возникновения регулярных магнитных полей, как правило, связывают с работой крупномасштабного динамо [18]. Оно функционирует за счет одновременного присутствия дифференциального вращения (характеризующего нетвердотельную природу вращения объекта), и альфа-эффекта (который характеризует закрученность турбулентных движений в галактическом диске). Это приводит к экспоненциальному росту магнитного поля, который замедляется по мере приближения его величины к уровню равномерного распределения, соответствующего равенству плотностей энергий магнитного поля и движений межзвездной среды, обусловленных турбулентностью [1, 15]. Теория динамо позволяет описать возникновение структур, которые соответствуют наблюдаемым данным [19]. Так, можно отметить результаты, связанные с генерацией инверсий магнитного поля, характеризующих резкую смену его направления на границе между различными областями галактик [12].

Вместе с тем одной из очевидных проблем является то, что для возбуждения роста магнитного поля с помощью механизма динамо средних полей требуется наличие некоторых “затравочных” полей [20]. Достаточно разумно считать, что для крупномасштабного магнитного поля они могут быть сгенерированы с помощью мелкомасштабного динамо. Оно связано с движениями среды, сосредоточенными в турбулентных ячейках, и описывает возникновение достаточно интенсивных, хотя и локальных магнитных полей. При этом их направление меняется от ячейки к ячейке и является случайным. Поскольку характерный размер турбулентной ячейки на 2–3 порядка меньше диаметра галактики, оказывается, что среднее поле является отличным от нуля [1, 21]. Это вполне может служить затравкой для генерации крупномасштабного магнитного поля. Тем не менее мелкомасштабное динамо также требует

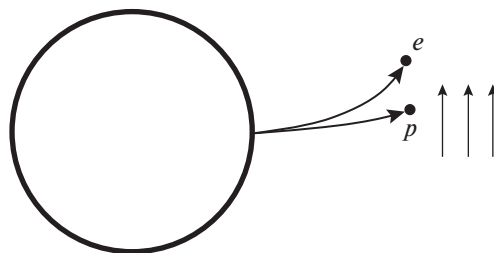


Рис. 1. Распространение частиц и их взаимодействие с вращающейся средой.

своих начальных полей, и проблема, по сути, переносится на предыдущую стадию.

Возможный выход из данной ситуации был предложен Бирманом [22] и в дальнейшем развит Гаррисоном [23], Мишустиным и Рузмайкинским [24]. Так, в случае наличия потоков частиц (протонов и электронов) из центральных областей галактики они будут увлекаться вращательными движениями среды (рис. 1). При этом важно учитывать, что абсолютная величина их заряда одинакова, а массы и сечения взаимодействия со средой существенно отличаются. Это будет приводить к различной скорости движения, а значит и к возникновению ненулевых круговых токов. Они порождают магнитное поле, которое и может возбуждать действие динамо [21]. Один из вариантов описания данного процесса был предложен Лешем и др. [25] (отметим, что там также был изучен процесс формирования магнитного поля для галактики M 82).

Ранее был исследован характер движения частиц и структуры магнитного поля, которое соответствует их движению [26]. Сделаны оценки типичных магнитных полей и времени их роста. Вместе с тем, есть необходимость учесть своеобразное “насыщение” данного процесса. По мере того, как круговые токи начинают создавать магнитное поле, оно начинает влиять на характер движения частиц и заметно менять его структуру. Оценка влияния уже существующего магнитного поля на круговые токи была также сделана в одной из предшествующих работ [27]. Вместе с тем необходимо построить самосогласованную модель, дающую детальную структуру поля, сгенерированного в рамках бирмановского батарейного механизма.

Одна из подобных попыток была предпринята Дэвисом и Видроу [28], которые решали уравнения гидродинамики, предполагая, что величина магнитного поля пропорциональна завихренности движений. Вместе с тем мы предлагаем несколько иной подход, не требующий данного предположения. Мы вычислили величину магнитного поля, созданного круговыми токами, и построили интегральное уравнение, описывающее его влияние на

движение остальных частиц. Решение подобного уравнения дает возможность определить структуру магнитного поля, порожденного с помощью батареи Бирмана. Мы представляем характерные решения данной задачи при типичных значениях параметров, соответствующих различным астрофизическим объектам.

2. МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ

Рассмотрим движение частицы, имеющей массу m и заряд q . Ее движение описывается с помощью следующего уравнения [27]:

$$m\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{F} + \mathbf{f} + \frac{q}{c}[\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B}], \quad (1)$$

где \mathbf{F} – сила, связанная с притяжением к центру и давлением излучения, \mathbf{f} – сила сопротивления среды, \mathbf{B} – индукция магнитного поля.

Сила \mathbf{F} имеет радиальное направление, а для сопротивления \mathbf{f} мы можем записать в цилиндрической системе координат $(r; \varphi; -z)$ следующее равенство (предполагая, что среда вращается с угловой скоростью Ω):

$$\mathbf{f} = -\frac{m}{\tau}(\dot{\mathbf{r}} - r\Omega\mathbf{e}_\varphi),$$

где τ – характерное время взаимодействия.

Если мы введем обозначение $V = \dot{r}$, то в проекции на направление φ уравнение (1) можно будет записать в форме:

$$r\dot{\varphi} + 2V\dot{\varphi} + \frac{r}{\tau}(\dot{\varphi} - \Omega) + \frac{qVB}{mc} = 0. \quad (2)$$

Оценим характерные времена происходящих процессов. Так, для времени столкновений можно использовать следующее приближенное соотношение [29]:

$$\tau = \frac{m^2 V^3}{16\pi q^4 N \ln \Lambda}, \quad (3)$$

где N – плотность числа частиц, $\ln \lambda_c$ – кулоновский логарифм. Плотность частиц может достаточно существенно меняться, но по порядку величины для горячего газа в центральной области возможно считать, что $N = 10^3 \text{ см}^{-3}$, а для кулоновского логарифма $\ln \Lambda \approx 20$. Характерную величину скорости будем оценивать как $V = 3 \times 10^8 \text{ см/с}$. Для протонов, имеющих массу $m = 1.7 \times 10^{-24} \text{ г}$ и заряд $q = 4.8 \times 10^{-10} \text{ ед. СГСЭ}$, время составляет величину $\tau = 1.4 \times 10^9 \text{ с}$. Оно составляет несколько десятков лет и является крайне малым по галактическим масштабам [15]; отметим также, что для электронов данное время имеет величину на несколько порядков меньше.

Предполагая, что $r \sim 10^{21} \text{ см}$, мы можем заключить, что характерное время изменения расстояния до центра $r/v \sim 10^{13} \text{ с}$, и оно существенно превышает время взаимодействия частиц со средой. Это означает, что вполне возможно считать, что r меняется достаточно медленно, поэтому его можно заменить постоянным значением $r = R$. Тогда для угловой скорости частицы $\omega = \dot{\varphi}$ можно переписать уравнение (2) в форме:

$$\dot{\omega} + \frac{1}{\tau} \left(1 + 2 \frac{V\tau}{R} \right) \omega = \frac{\Omega}{\tau} - \frac{qVB}{mcR}. \quad (4)$$

Решение (4) записывается так [30]:

$$\omega = \omega_q \left\{ 1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \left(1 + 2 \frac{V\tau}{R} \right) \right) \right\},$$

где

$$\omega_q = \Omega \left(1 - \frac{q\tau VB}{mcR\Omega} \right) \left(1 + 2 \frac{V\tau}{R} \right)^{-1}.$$

Можно отметить, что $\frac{V\tau}{R} \ll 1$, поэтому угловая скорость выходит на “устойчивое” значение за время порядка τ . Поэтому будем полагать, что она имеет значение, которое приближенно представимо в виде:

$$\omega \cong \omega_q \cong \Omega - \frac{V\tau}{R} \left(2\Omega + \frac{qB}{mc} \right).$$

Данному движению соответствует круговой ток силой:

$$I_q = \frac{q\omega_q}{2\pi}.$$

Отметим, что для пары “протон-электрон” ток представляется в виде:

$$I = I_e + I_p,$$

где I_e – ток, соответствующий электрону, I_p – протону. Суммарная сила тока записывается в форме

$$I = -\frac{e}{2\pi} \left\{ \Omega - \frac{V\tau_e}{R} \left(2\Omega - \frac{eB}{m_e c} \right) \right\} + \frac{e}{2\pi} \left\{ \Omega - \frac{V\tau_p}{R} \left(2\Omega + \frac{eB}{m_p c} \right) \right\},$$

где e – элементарный заряд, τ_e и τ_p – время столкновений для электронов и протонов соответственно, а m_e и m_p – их массы. Учитывая, что $\tau_e \ll \tau_p$, для кругового тока мы можем получить, что [27]

$$I \cong -\frac{eV\tau_p}{\pi R} \left(\Omega + \frac{1}{2} \frac{eB}{m_p c} \right). \quad (5)$$

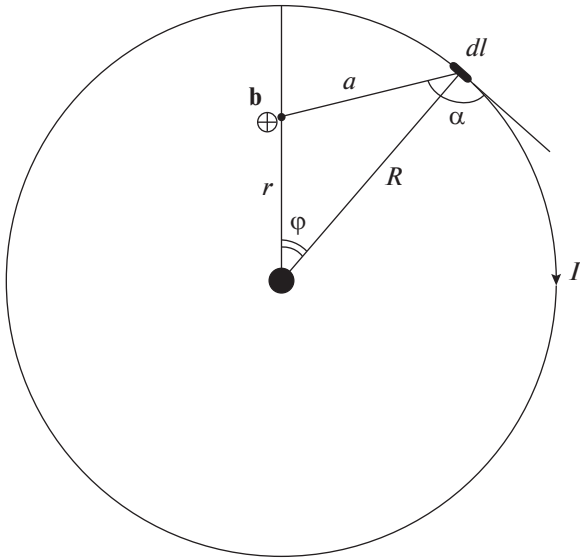


Рис. 2. Магнитное поле, создаваемое круговым током.

3. ИНТЕГРАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим ток, соответствующий паре “протон-электрон” на расстоянии R . Определим, какое магнитное поле создает круговой ток силы I на расстоянии r от центра. Для начала определим по закону Био-Савара-Лапласа [31] индукцию, связанную с элементом тока длины dl (см. рис. 2):

$$db = \frac{I dl \sin \alpha}{c a^2},$$

где

$$a = \sqrt{r^2 + R^2 - 2rR \cos \varphi}$$

– расстояние от исследуемой точки до места локализации тока. Для синуса, стоящего в числителе, выполняется соотношение:

$$\sin \alpha = \frac{R}{a} \left(1 - \frac{r}{R} \cos \varphi \right).$$

Учитывая, что $dl = R d\varphi$, выражение для дифференциально малого магнитного поля приводится к виду

$$db = \frac{I}{c} \frac{R^2 \left(1 - \frac{r}{R} \cos \varphi \right) d\varphi}{\left(r^2 + R^2 - 2rR \cos \varphi \right)^{3/2}}.$$

Тогда магнитное поле можно получить с помощью интеграла

$$b = \frac{2I}{c} \int_0^\pi \frac{R^2 \left(1 - \frac{r}{R} \cos \varphi \right) d\varphi}{\left(r^2 + R^2 - 2rR \cos \varphi \right)^{3/2}}.$$

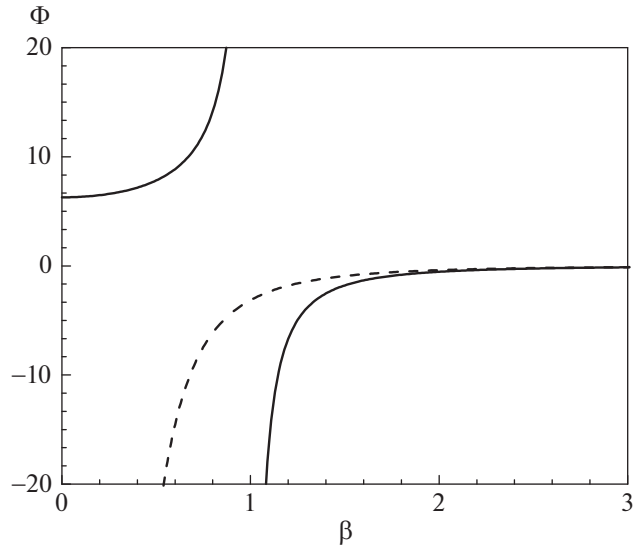


Рис. 3. Характерный вид функции Φ . Сплошная линия показывает функцию Φ , пунктирная – формулу для поля магнитного диполя.

Введем вспомогательную функцию:

$$\Phi(\beta) = 2 \int_0^\pi \frac{(1 - \beta \cos \varphi) d\varphi}{(1 + \beta^2 - 2\beta \cos \varphi)^{3/2}}.$$

Данный интеграл не вычисляется в элементарных функциях. Вместе с тем, табличные значения данной функции могут быть вычислены численно.

Тогда магнитное поле представляется в форме:

$$b = \frac{I}{cR} \Phi\left(\frac{r}{R}\right).$$

Важно отметить, что при $r = 0$ данная формула должна переходить в хорошо известную формулу

для поля в центре витка с током $b = \frac{2\pi I}{cR}$, т.е. при $\beta = 0$ мы должны получать $\Phi = 2\pi$. В свою очередь, при больших значениях r мы должны получить формулу для поля магнитного диполя

$b = \frac{\pi I R^2}{c r^3}$, т.е. $\Phi(\beta) = -\frac{\pi}{\beta^3}$. Результат численного вычисления данной функции представлен на рис. 3, демонстрирующего, что как при малых, так и при больших значениях аргумента функция соответствует ожиданиям.

Рассмотрим теперь большое количество пар “протон-электрон”, связанных с инъекцией частиц со стороны центрального объекта и имеющих плотность n (в простейших случаях можно считать ее постоянной, но в целом модель допускает и произвольный закон распределения). Предполагая, что диск имеет достаточно небольшую полутолщину h , кольцо частиц, располо-

женное в пределах от R до $R + dR$, создает на расстоянии r от центра магнитное поле:

$$dB(r) = \frac{4\pi I n h}{c} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) dR. \quad (6)$$

Для плотности частиц истекающей плазмы можно воспользоваться приближенным законом [26]

$$n(R) = n_0 \frac{R_{\min}^2}{R^2},$$

где n_0 связана со скоростью истечения плазмы из центра.

Учитывая (3) и предполагая, что плотность вращающейся среды меняется по закону $N(R) = N(R_{\min}) \frac{R_{\min}}{R}$, мы можем также представить зависимость времени столкновений от расстояния:

$$\tau_p(R) = \tau_p(R_{\min}) \frac{R}{R_{\min}}.$$

Тогда уравнение (6) преобразуется к виду:

$$dB(r) = -\frac{4nheV\tau_p\Omega}{cR} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) dR - \frac{2nhe^2V\tau_p}{m_p c^2 R} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) dR. \quad (7)$$

Проинтегрируем обе части данного равенства по диапазону $R_{\min} < R < R_{\max}$. Тогда

$$B(r) = -\frac{4n_0 R_{\min} h e V \tau_p (R_{\min}) \Omega}{c} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) \frac{dR}{R^2} - \frac{2n_0 h e^2 V \tau_p (R_{\min}) R_{\min}}{m_p c^2 R_{\max}} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) \frac{dR}{R^2}.$$

Достаточно удобно измерять расстояния в единицах R_{\max} , а магнитные поля — в единицах $\frac{4n_0 R_{\min} h e V \tau_p (R_{\min}) \Omega}{c R_{\max}}$. Тогда данное уравнение можно переписать в форме:

$$B(r) = -\int_{R_{\min}}^1 \Phi\left(\frac{r}{R}\right) \frac{dR}{R^2} - \mu \int_{R_{\min}}^1 \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) \frac{dR}{R^2},$$

где $\mu = \frac{2n_0 h e^2 V \tau_p (R_{\min}) R_{\min}}{m_p c^2 R_{\max}}$.

Для удобства введем функции

$$F(r) = -\int_{R_{\min}}^1 \Phi\left(\frac{r}{R}\right) \frac{dR}{R^2},$$

$$Q(r, R) = -\frac{1}{R^2} \Phi\left(\frac{r}{R}\right).$$

Тогда мы получим интегральное уравнение:

$$B(r) = \mu \int_{R_{\min}}^1 Q(r, R) B(R) dR + F(r), \quad (8)$$

которое будет описывать распределение магнитного поля в результате действия бирманновского механизма.

4. АНАЛИЗ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ

Уравнение (8) относится к уравнениям Фредгольма второго рода [32, 33]. В случае достаточно малых μ оно может решаться с помощью стандартных методов, таких как метод простых итераций, разложение ядра и т.д. Однако надо учитывать, что в случае реальных объектов параметр μ обычно оказывается достаточно большим. Это значит, что интеграл в правой части заметно превышает то, что будет находиться в левой. Таким образом, по сути свойства уравнения скорее соответствуют уравнению Фредгольма первого рода (включая все присущие ему трудности решения), которое можно получить с помощью следующей замены:

$$L(r, R) = \frac{1}{\mu(1 - R_{\min})} - Q(r, R).$$

В таком случае оно приводится к виду:

$$\int_{R_{\min}}^1 L(r, R) B(R) dR = \frac{1}{\mu} F(r).$$

Данное уравнение представляет собой типичный пример некорректно поставленной задачи. Для ее решения можно воспользоваться методом регуляризации Тихонова. С этой целью рассмотрим минимизацию тихоновского функционала [34], который для нашей задачи выглядит так:

$$M[B] = \int_{R_{\min}}^1 \left(\int_{R_{\min}}^1 L(r, R) B(R) dR - \frac{1}{\mu} F(R) \right)^2 dr + \alpha \left(\int_{R_{\min}}^1 B^2(R) dR + \int_{R_{\min}}^1 B'^2(R) dR \right),$$

где α — так называемый параметр регуляризации. Можно показать [34], что его экстремаль достаточно хорошо приближает необходимую нам функцию $B(R)$.

Решение данной задачи при различных значениях параметров представлено на рис. 4. В данном случае мы использовали значение $R_{\min} = 0.05$. Можно видеть, что с ростом μ решение уменьшается. Исходя из того, как вводилось выражение для μ , это означает, что магнитное поле тем меньше, чем выше концентрация частиц в галактике, что можно объяснить большим сопро-

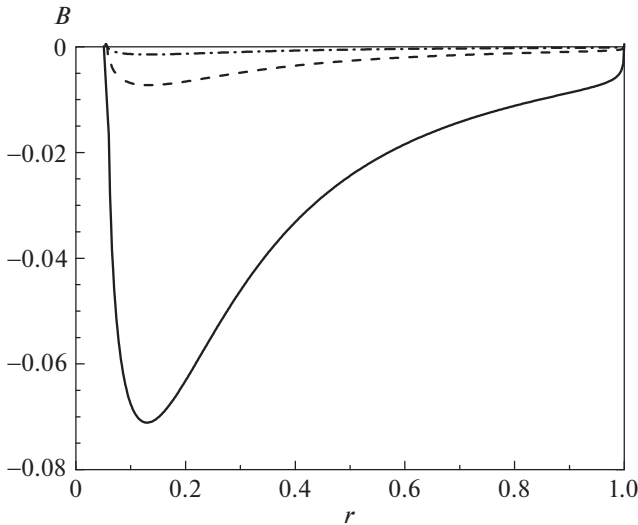


Рис. 4. Зависимость магнитного поля от расстояния до центра при разных значениях параметра μ : $\mu = 10$ (сплошная линия), 100 (штриховая), 500 (штрихпунктирная).

тивлением движению частиц, инжектируемых со стороны центрального объекта и обусловливающих действие механизма Бирмана.

Оценим магнитное поле, которое генерируется в случае типичной галактики. Ранее было показано, что концентрация числа протонов и электронов в истекающем веществе в единице объема пропорциональна темпу истечения. Для нее можно взять приближенное значение $n_0 = 10^2 \text{ см}^{-3}$. Для полутолщины диска можно взять $h = 500 \text{ пк} = 1.5 \times 10^{21} \text{ см}$. Радиус центрального объекта примем равным $R_{\min} = 10 \text{ пк} = 3 \times 10^{19} \text{ см}$, а полный радиус галактики — $R_{\max} = 10 \text{ кпк} = 3 \times 10^{22} \text{ см}$. Угловую скорость будем считать равной $\Omega = 5 \times 10^{-15} \text{ с}^{-1}$, а для времени столкновений около центрального объекта можно получить $\tau_p(R_{\min}) = 1.4 \times 10^9 \text{ с}$. Тогда для “единицы измерения” магнитного поля мы получим значение $B_0 = 2 \times 10^4 \text{ Гс}$.

Определим теперь значение μ , которое соответствует задаче. Предполагая, что $N_0 = 10^3 \text{ см}^{-3}$ [26], мы можем получить значение $\mu = 1.99 \times 10^{23}$. Данное значение является исключительно большим и заметно затрудняет процесс точных вычислений. Вместе с тем можно заметить, что в таком случае для ядра интегрального оператора с исключительно высокой точностью выполнено соотношение:

$$L(r, R) = -Q(r, R) = -\frac{1}{R} \Phi\left(\frac{r}{R}\right).$$

Тогда уравнение сводится к виду:

$$-\mu \int_{R_{\min}}^1 -\frac{1}{R} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) dR = \int_{R_{\min}}^1 -\frac{1}{R^2} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) dR.$$

Магнитное поле в таком случае можно приближенно оценить с помощью выражения:

$$B = \frac{B_0}{\mu}.$$

Тогда получаем $B = 1.0 \times 10^{-19} \text{ Гс}$.

5. УЧЕТ ИОНИЗАЦИИ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ СРЕДЫ

В случае высокой степени ионизации вращающейся среды (когда для плотности частиц данной среды имеем выражение $\kappa \gg n$) может быть необходимым учет влияния возникающего за счет батареи Бирмана магнитного поля на движение протонов и электронов, входящих в ее состав.

Отметим, что в таком случае протоны будут приобретать дополнительную отрицательную угловую скорость $-\frac{eB}{2m_p c}$, а электроны — дополни-

тельную положительную угловую скорость $\frac{eB}{2m_e c}$.

Каждая из пар будет связана с током:

$$I' = -\frac{e^2 B}{4\pi m_p c} - \frac{e^2 B}{2\pi m_e c} = -\frac{e^2 B}{4\pi m_e c} \left(1 + \frac{m_e}{m_p}\right).$$

С учетом того, что $m_e \ll m_p$, приближенно можно записать, что

$$I' = -\frac{e^2 B}{4\pi m_e c}.$$

Подобные токи в дифференциально тонком кольце радиуса R создают на расстоянии r от центра магнитное поле:

$$dB_{ion}(r) = \frac{4\pi I' \kappa h}{c} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) dR = -\frac{\kappa h e^2}{m_e c^2} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) dR.$$

Совокупный эффект будет даваться с помощью суммы

$$dB(r) = dB_{inj}(r) + dB_{ion}(r),$$

где dB_{inj} определяется формулой (7). Это означает, что

$$dB(r) = -\frac{4nheV\tau_p\Omega}{cR} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) dR - \frac{2nhe^2V\tau_p}{m_p c^2 R} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) dR - \frac{\kappa h e^2}{m_e c^2} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) dR.$$

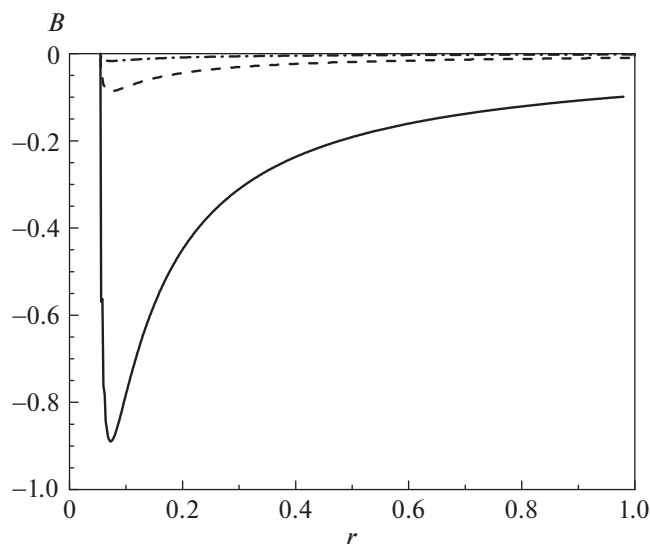


Рис. 5. Зависимость магнитного поля от расстояния до центра в модели с учетом ионизации среды при разных значениях параметра λ : $\lambda = 10$ (сплошная линия), 100 (штриховая), 500 (штрихпунктирная).

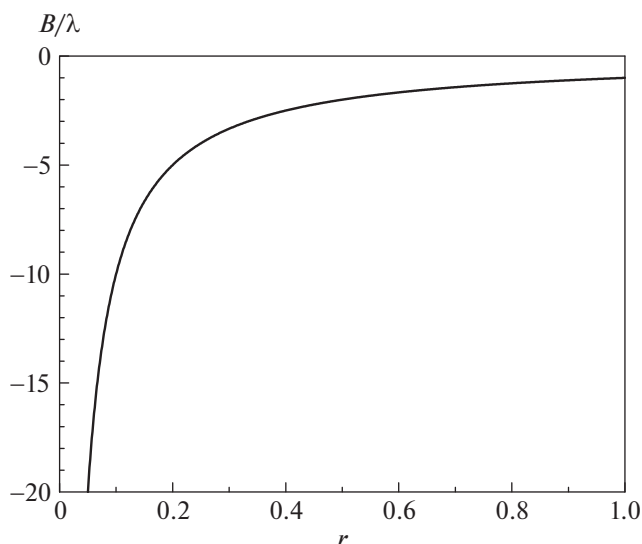


Рис. 6. Поведение магнитного поля при больших λ в модели с учетом ионизации среды.

Отметим, что учитывая тот факт, что $\kappa \gg n$, с большой точностью можно считать, что

$$dB(r) \cong -\frac{4nheV\tau_p\Omega}{cR} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) dR - \frac{\kappa he^2}{m_e c^2} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) dR. \quad (9)$$

Поскольку количество ионов во вращающейся среде пропорционально числу частиц, мы можем считать, что оно обратно пропорционально расстоянию до центра [35, 36]:

$$\kappa(R) = \kappa_0 \frac{R_{\min}}{R}.$$

Тогда можно переписать (9) в форме:

$$dB(r) \cong -\frac{4n_0 R_{\min} heV\tau_p(R_{\min})\Omega}{cR^2} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) dR - \frac{\kappa N_0 R_{\min} he^2}{m_e c^2 R} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) dR. \quad (10)$$

Данное равенство можно также привести к интегральному уравнению:

$$B(r) = -\frac{4n_0 R_{\min} heV\tau_p(R_{\min})\Omega}{c} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) \frac{dR}{R^2} - \frac{\kappa N_0 R_{\min} he^2}{m_e c^2} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) \frac{dR}{R}.$$

Используя те же безразмерные единицы, мы перепишем уравнение в таком виде:

$$B(r) = \lambda \int_{R_{\min}}^1 K(r, R) B(R) dR + F(R), \quad (11)$$

где

$$K(r, R) = -\frac{1}{R} \Phi\left(\frac{r}{R}\right),$$

$$\lambda = \frac{\kappa_0 he^2 R_{\min}}{m_e c^2}.$$

Используя те же подходы, мы можем получить решения для различных λ , представленные на рис. 5.

Предполагая, что $\kappa_0 = 10^3 \text{ см}^{-3}$, мы получим $\lambda = 1.31 \times 10^{31}$. В таком случае ядро интегрального оператора сводится к виду:

$$L(r, R) = -K(r, R) = -\frac{1}{R} \Phi\left(\frac{r}{R}\right),$$

а уравнение запишется так:

$$-\lambda \int_{R_{\min}}^1 \frac{1}{R} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) dR = \int_{R_{\min}}^1 -\frac{1}{R^2} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) dR.$$

Данному уравнению очевидно удовлетворяет в безразмерных переменных решение $B(R) = -\frac{1}{\lambda R}$. В свою очередь, при переходе к стандартным еди-

ницам измерения решение для магнитного поля представляется в форме (рис. 6):

$$B(r) = \frac{B_0 R_{\max}}{\lambda r}.$$

Наибольшее значение магнитного поля будет соответствовать минимальному расстоянию до центра $r = R_{\min}$, т.е. поле будет достигать значений порядка $B = 1.5 \times 10^{-27}$ Гс.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе была получена модель для магнитных полей галактик на начальном этапе их эволюции. Генерация данного магнитного поля обусловлена так называемой батареей Бирмана. Показано, что заряженные частицы (протоны и электроны) достаточно быстро приобретают скорость, которая связана только с расстоянием до оси вращения объекта, что обуславливает наличие круговых токов. Они приводят к возникновению магнитного поля, которое будет слабо зависеть от времени. Его пространственную структуру можно определить, сформулировав и решив соответствующее интегральное уравнение. В зависимости от того, какова степень ионизации среды и насколько возникает необходимость учета влияния сгенерированного магнитного поля на движение частиц, величина поля может варьироваться в пределах от 10^{-27} Гс до 10^{-19} Гс.

Отметим, что в предшествующих работах были сделаны оценки, близкие к данному диапазону. Так, в классической работе Мишустина и Рузмайкина [24] для поля в протогалактике получено значение порядка $10^{-18..17}$ Гс. Гаррисоном было установлено, что магнитное поле, связанное с механизмом Бирмана, в зависимости от конкретного примера может составлять величину от 10^{-28} Гс до 10^{-26} Гс [23]. Пудритц и Силк [37] предсказывают, что магнитные поля, обусловленные батарейными эффектами, могут достигать значений порядка 10^{-19} Гс. Дэвис и Видроу [28] предполагают поля величиной около 10^{-17} Гс. Ксу и соавт. [38] получили оценки магнитных полей с использованием космологических МГД-симуляций, которые предсказывают величины полей около 10^{-18} Гс для раннего этапа эволюции галактики.

Отметим, что хотя разброс данных величин достаточно велик, полученное поле в любом случае будет достаточно малым. Тем не менее оно может являться источником начальных магнитных полей для механизма динамо [37]. Можно предполагать, что первоначально данное значение усиливается с помощью мелкомасштабного динамо [1]. Оценим темп роста магнитного поля за счет дан-

ного эффекта. Показатель экспоненциального роста имеет порядок величины $\gamma \sim \frac{l}{v}$, где l – масштаб турбулентности, v – типичная скорость турбулентных движений. Предполагая, что $v \sim 10$ км/с, мы получим типичное значение $\gamma \sim 10$ млн. лет. Это означает, что за время около 300 млн. лет магнитное поле величины 10^{-19} Гс достигнет уровня равномерного распределения, составляющего 10^{-6} Гс. В случае, если рост поля начинается с величины 10^{-27} Гс, то для достижения данного значения потребуется время порядка 500 млн. лет. Таким образом, к эпохе $Z \approx 3$, когда в галактиках уже генерируется крупномасштабное магнитное поле, в них уже будет присутствовать достаточно сильный мелкомасштабный компонент, который может послужить начальным условием для работы крупномасштабного динамо [1, 39]. В свою очередь, среднее магнитное поле, связанное с мелкомасштабным динамо, может являться источником генерации магнитных полей в рамках крупномасштабного динамо. Вместе с тем нельзя исключать, что в возникновении начальных полей наравне с батареей Бирмана играют роль такие механизмы, как вайбелевская неустойчивость [40] или космологические возмущения [41].

Также можно предполагать, что подобный механизм может объяснять генерацию магнитных полей в других небесных объектах, обладающих схожей геометрией. Так, ранее было показано, что характер эволюции полей в аккреционных дисках в целом схож с тем, что имеет место в галактиках [42, 43]. Поэтому вполне возможно предположить, что использованные подходы будут также актуальны и для подобных объектов.

Авторы выражают благодарность анонимному рецензенту за внимательное ознакомление с работой и высказанные замечания, которые дали возможность внести в нее ряд улучшений. Работа выполнена при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования России (соглашение 075-15-2019-1621).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *T. Arshakian, R. Beck, M. Krause, and D. Sokoloff, Astron. and Astrophys.* **494**, 21 (2009).
2. *Н. Г. Бочкарев, Магнитные поля в космосе* (М.: Наука, 2011).
3. *E. Fermi, Phys. Rev.* **75**, 1169 (1949).
4. *В. Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме* (М.: Наука, 1960).
5. *Я. Б. Зельдович, А. А. Рузмайкин, Д. Д. Соколов. Магнитные поля в астрофизике* (Москва-Ижевск: "Регулярная и хаотическая динамика", 2006).

6. *P. Frick, D. Sokoloff, R. Stepanov, and R. Beck*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **414**, 2540 (2011).
7. *R. N. Manchester*, Astrophys. J. **172**, 43 (1973).
8. *Р. Р. Андреасян, А. Н. Макаров*, Астрофизика **28**, 419 (1988).
9. *J. L. Han and G. J. Qiao*, Astron. and Astrophys. **288**, 759 (1994).
10. *P. P. Kronberg*, Nature **370**, 179 (1994).
11. *А. Р. Андреасян, Р. Р. Андреасян, Г. М. Паронян*, Астрофизика **59**, 65 (2016).
12. *Р. Р. Андреасян, Е. А. Михайлов, А. Р. Андреасян*, Астрон. журн. **97**, 179 (2020).
13. *N. Oppermann, H. Junklewitz, and G. Robbers*, Astron. and Astrophys. **542**, 93 (2011).
14. *M. Hansen, W. Zhao, A. M. Frejsel, P. D. Naselsky, J. Kim, and O. V. Verkhodanov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **426**, 57 (2012).
15. *R. Beck, A. Brandenburg, D. Moss, A. Shukurov, and D. Sokoloff*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **34**, 155 (1996).
16. *M. L. Bernet, F. L. Miniati, S. J. Lilly, P. P. Kronberg, and M. Dessauges-Zavadsky*, Nature **454**, 302 (2008).
17. *N. Oppermann, H. Junklewitz, G. Robbers, and T. A. Ensslin*, Astron. and Astrophys. **530**, id. A89 (2012).
18. *Д. Д. Соколов*, Успехи физ. наук **185**, 643 (2015).
19. *D. Moss*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **275**, 191 (1995).
20. *D. Moss and D. Sokoloff*, Astron. Astrophys. Trans. **27**, 139 (2012).
21. *А. А. Рузмайкин, Д. Д. Соколов, А. М. Шукуров*, Магнитные поля галактик (М.: Наука, 1988).
22. *L. Biermann and A. Schluter*, Phys. Rev. **82**, 863 (1951).
23. *E. R. Harrison*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **147**, 279 (1970).
24. *I. N. Mishustin and A. A. Ruzmaikin*, Sov. J. Experim. Theoret. Phys. **34**, 233 (1972).
25. *H. Lesch, A. Crusius, R. Schlickeiser, and R. Wielebinski*, Astron. and Astrophys. **217**, 99 (1989).
26. *Р. Р. Андреасян*, Астрофизика **39**, 111 (1996).
27. *Е. А. Mikhailov and R. R. Andreyan*, Comm. Byurakan Astrophys. Observ. **67**, 281 (2020).
28. *G. Davies and L. M. Widrow*, Astrophys. J. **540**, 755 (2000).
29. *Г. Альвен, К.-Г. Фельтхаммар*, Космическая электродинамика (М.: Наука, 1967).
30. *Л. Э. Эльсгольц*, Дифференциальные уравнения (М.: Наука, 2008).
31. *И. Е. Тамм*, Основы теории электричества (М.: Физматлит, 2003).
32. *А. Б. Васильева, А. Н. Тихонов*, Интегральные уравнения (М.: "Лань", 2004).
33. *В. Т. Волков, А. Г. Ягола*, Интегральные уравнения. Вариационное исчисление (М.: МГУ, 2008).
34. *А. Н. Тихонов, А. В. Гончарский, В. В. Степанов, А. Г. Ягола*, Численные методы решения некорректных задач (М.: Наука, 1990).
35. *G. J. Ferland and H. Netzer*, Astrophys. J. **264**, 105 (1983).
36. *W. Forman, C. Jones, and W. Tucker*, Astrophys. J. **293**, 102 (1985).
37. *R. E. Pudritz and J. Silk*, Astrophys. J. **342**, 650 (1989).
38. *H. Xu, B. W. O'Shea, D. C. Collins, M. L. Norman, H. Li, and S. Li*, Astrophys. J. **688**, L57 (2008).
39. *L. F. S. Rodrigues, L. Chamandy, A. Shukurov, C. M. Baugh, and A. R. Taylor*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **483**, 2424 (2019).
40. *M. V. Medvedev, L. O. Silva, M. Fiore, R. A. Fonseca, and W. B. Mori*, J. Korean Astron. Soc. **37**, 533 (2004).
41. *K. Takahashi, K. Ichiki, H. Ohno, H. Hanayama, and N. Sugiyama*, Astron. Nachricht. **327**, 410 (2006).
42. *D. Moss, D. Sokoloff, and V. Suleimanov*, Astron. and Astrophys. **588**, id. A18 (2016).
43. *D. Boneva, E. Mikhailov, and M. Pashentseva*, in Fifteenth Intern. Conf. "Space, Ecology, Safety" (SES-2019), held 6–8 November 2019 (Sofia, Bulgaria: Space Research and Technology Institute Bulgarian Academy of Sciences, 2019), p. 57 (2019).