ЛИТЕРАТУРА

[1] Анисимова Е. П., Белов Ю. Н., Никитина Е. А., Сперанская А. А.//Изв. АН СССР, ФАО. 1983. 19, № 9. С. 981. [2] Гинзбург А. И., Зацепин А. Г., Федоров К. Н.//Мезомасштабная изменчивость поля температуры в океане. М., 1977. С. 109. [3] Гинзбург А. И., Федоров К. Н.//Изв. АН СССР, ФАО. 1978. 14, № 4. С. 433. [4] Грачев А. А.//Там же. 1989. 25, № 2. С. 179. [5] Бортковский Р. С.//Тр. ГГО. 1981. Вып. 454. С. 3. [6] Грачев А. А., Ярошевич М. И.//Изв. АН СССР, ФАО. 1989. 25, № 8. С. 887. [7] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., 1954. [8] Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость сжимаемой жидкости. М., 1972. [9] Анисимова Е. П., Иванов В. Н., Милехин Л. И., Сперанская А. А.//Изв. АН СССР, ФАО. 1985. 21, № 10. С. 1118.

Поступила в редакцию
26.06.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 2

АСТРОНОМИЯ

УДК 524.726

РОЛЬ РАДИАЛЬНЫХ ДВИЖЕНИЙ И ИЗГИБОВ ДИСКА В ГАЛАКТИЧЕСКОМ ДИНАМО

Б. Г. Зинченко, О. В. Пилипенко

(кафедра математики; кафедра физики Земли)

На основе теории возмущений рассмотрено влияние изгибов диска и радиальных течений на динамо в тонком диске. На примере Галактики, а также спиральных галактик M51 и M81 выяснено, что роль обоих факторов невелика. Слабое влияние радиальных потоков объясняется характером их зависимости от радиуса. Роль изгибов диска в основном сводится к эффективному изменению кривой вращения.

Введение

В последнее десятилетие появились сравнительно твердые представления о происхождении крупномасштабных магнитных полей в ближайших спиральных галактиках [1, 2]. Происхождение поля объясняется действием динамо в осесимметричном дифференциально вращающемся турбулентном диске межзвездного газа [3, 4]. Результаты теории динамо хорошо согласуются со многими особенностями наблюдаемых полей. Однако в реальных галактиках имеются отклонения от этой упрощенной модели. Крупномасштабное движение газа в них не сводится к дифференциальному вращению ввиду наличия радиальных скоростей, направленных обычно к центру диска. Также сама форма диска отклоняется от осесимметричной, в частности из-за изгибов, вызванных, возможно, приливными взаимодействиями с соседними галактиками. В настоящей работе исследовалось влияние радиальных течений и изгибов диска, не учтенных ранее в стандартной модели, на генерацию крупномасштабных магнитных полей.

Уравнения динамо

Основой для построения теории галактических полей является механизм турбулентного динамо. Уравнение для крупномасштабного магнитного поля в турбулентном потоке имеет вид

$$\partial \mathbf{B}/\partial t = \mathrm{rot}\,[\mathbf{VB}] + \mathrm{rot}\,\alpha\mathbf{B} + \beta\Delta\mathbf{B}, \qquad (1)$$

где $\mathbf{V}$ — средняя скорость межзвездного газа, α — коэффициент спиральности, β — коэффициент турбулентной магнитной диффузии. Члены этого уравнения соответствуют трем основным факторам, влияющим на генерацию поля. Так, член $\mathrm{rot}[\mathbf{VB}]$ описывает эволюцию вмороженных магнитных линий в потоке идеально проводящей среды; $\mathrm{rot}\alpha\mathbf{B}$ представляет собой генерацию за счет нарушения зеркальной симметрии турбулентных течений; наконец, $\beta\Delta\mathbf{B}$ описывает турбулентную диффузию поля.

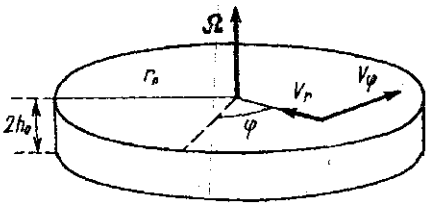

Рис. 1. Структура тонкого диска и радиальные скорости газа (Ω — угловая скорость)

Одно из известных решений (1) строится в приближении тонкого диска [4], т. е. радиус симметричной кольцевой области локализации полей считается значительно большим, чем ее полутолщина ($\lambda=h_0/r_0\ll 1$, см. рис. 1), что хорошо согласуется с геометрией газового диска обычных спиральных галактик. Считается, кроме того, что средняя скорость имеет лишь одну ненулевую компоненту V_φ в полярных координатах (r, φ, z), связанных с плоскостью галактики. В дальнейшем удобно перейти к безразмерным переменным (R, φ, Z) и времени T:

$$R=r/r_0,\ Z=z/h_0,\ T=t\beta/h_0^2.$$

Введем также безразмерные угловую скорость и спиральность:

$$\omega=\Omega/\Omega_0,\ \alpha^*=\alpha/\alpha_0.$$

В качестве масштабов, характерных для спиральных галактик, можно принять следующие значения:

$$h_0=400\ \text{пк};\ r_0=10\ \text{кпк};\ h_0^2/\beta=5\cdot 10^8\ \text{лет};\ \Omega_0=10^{-15}\ \text{с}^{-1};\ \alpha_0=1\ \text{км/с}.$$

Процесс генерации магнитного поля характеризуется безразмерными числами

$$R_\alpha=\alpha_0 h_0/\beta,\ R_\omega=\Omega_0 h_0^2/\beta.$$

Учитывая, что для интересующих нас решений производные имеют порядок $\partial/\partial R\sim\lambda^{-1/2}$, $\partial/\partial z\sim\lambda^0=1$, раскроем (1), оставляя члены до второго порядка по λ. При этом оказывается, что уравнение для компоненты B_z отщепляется от системы и может решаться независимо. Для двух других компонент получаем систему

$$\begin{aligned}\frac{\partial B_r}{\partial T}+R_\omega\omega\frac{\partial B_r}{\partial\varphi}&=-R_\alpha\frac{\partial}{\partial Z}(\alpha^*B_\varphi)+\frac{\partial^2 B_r}{\partial Z^2}+\lambda^2\frac{\partial}{\partial R}\left[\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}(RB_r)\right],\\ \frac{\partial B_\varphi}{\partial T}+R_\omega\omega\frac{\partial B_\varphi}{\partial\varphi}&=R_\omega R\frac{\partial\omega}{\partial R}B_r+\frac{\partial^2 B_\varphi}{\partial Z^2}+\lambda^2\frac{\partial}{\partial R}\left[\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}(RB_\varphi)\right].\end{aligned}\qquad(2)$$

Поле ищется в виде

$$\mathbf{B}=\mathbf{B}(R, Z)\exp\{\Gamma T+im\varphi\},$$

где $\mathrm{Re}\,\Gamma$ — скорость роста поля, $\mathrm{Im}\,\Gamma$ — частота его колебаний, m — азимутальное волновое число.

Радиальные скорости

В спиральных галактиках помимо сильного дифференциального вращения с характерной скоростью порядка 200 км/с присутствуют радиальные движения межзвездного газа, скорость которых на порядок меньше. Причиной таких движений могут быть вязкие силы в сдвиговом течении, диссипация энергии на спиральных ударных волнах и т. п. (см. обсуждение в работе [5]). Естественно, что радиальные течения межзвездного газа могут заметно влиять на генерацию магнитных полей. В результате их действия созданное ранее магнитное поле может быть вынесено из области его генерации в области, где такая генерация невозможна. Кроме того, сближая или отдаляя друг от друга линии поля в среде, они могут влиять и на рост полей.

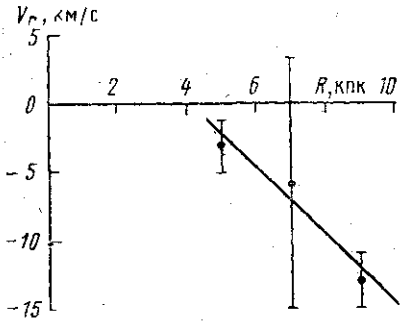

Рис. 2. Зависимость средней по азимуту радиальной скорости газа в галактике M81 от расстояния до центра галактики по данным из [6]

Выделение систематической, усредненной по азимуту радиальной компоненты из наблюдаемого поля скоростей газа представляет собой сложную задачу и не может быть выполнено с большой точностью ввиду наличия значительной хаотической составляющей. В качестве характерного случая мы приведем пример галактики M81. В ней имеется радиальное движение газа от периферии к центру галактики со скоростью 5—15 км/с [16], которую в пределах ошибок измерений можно считать линейно зависящей от радиуса (рис. 2). Такой характер потоков показывает, что они приносят энергию извне и должны способствовать генерации, так как сжатие вмороженного поля вызывает концентрацию магнитной энергии в меньшем объеме, а значит, усиление поля.

Ввиду того что наблюдаемые значения радиальных скоростей примерно вдесятеро меньше азимутальной скорости, их влияние можно рассматривать как малую добавку и применить теорию возмущений. Теория возмущений для галактического динамо рассматривалась в работе [7]. Поправка к скорости роста моды $\Delta\Gamma$ в первом порядке определяется интегралом по объему диска:

$$\Delta\Gamma = \int (\mathbf{B}^T)^* \hat{W} \mathbf{B} dv, \tag{3}$$

где $\mathbf{B} = \begin{pmatrix} B_r \\ B_\varphi \end{pmatrix}$ и $\mathbf{B}^T = (B_r, B_\varphi)$ — невозмущенное решение, $\hat{W}$ — оператор возмущения [8].

Введем безразмерную радиальную скорость v_r, нормированную на ее характерное значение $V_{r0} = 10$ км/с. Возмущение, связанное с радиальной скоростью, описывает член вида

$$\hat{W} = V_{r0} \operatorname{rot}(\mathbf{v}_r \mathbf{B})$$

в уравнении (1). С учетом условия $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$ этот член дает следующую матрицу возмущения:

$$\widehat{W}=R_V\lambda\begin{pmatrix}\frac{v_r}{R}\frac{\partial}{\partial R}(R\times\cdot) & 0\\ 0 & \frac{\partial}{\partial R}(v_r\times\cdot)\end{pmatrix}, \tag{4}$$

где обозначено $R_V=V_{r0}h_0/\beta$ и предполагается, что $\partial v_r/\partial Z=\partial v_r/\partial\varphi=0$. Отметим, что условие несжимаемости $\operatorname{div}\mathbf{V}=0$, автоматически выполненное в присутствии лишь угловой составляющей скорости V_φ, при появлении радиальной компоненты, вообще говоря, нарушается. Поэтому будем считать, что уравнение непрерывности в стационарном течении $\operatorname{div}\rho V=0$ выполнено за счет соответствующего распределения плотности газа. Итак, интеграл поправки первого порядка принимает вид

$$\Delta\Gamma=-2\pi R_V\lambda\left[\int B_r v_r\frac{\partial}{\partial R}(RB_r)\,dRdZ+\int B_\varphi\frac{\partial}{\partial R}(v_rB_\varphi)\,RdRdZ\right]=$$
$$=-\pi R_V\lambda\int(B_r^2-B_\varphi^2)\frac{\partial}{\partial R}\left(\frac{v_r}{R}\right)R^2dRdZ, \tag{5}$$

где проведено интегрирование по частям с учетом граничных условий $B_r(0,Z)=B_\varphi(0,Z)=0$. Из соотношения (5) можно оценить характерное значение поправки $\Delta\Gamma$. При $R_V=-10$ и $\lambda=0{,}04$ получаем $\Delta\Gamma\sim1$, если $|B_\varphi/B_r|>1$ и $\frac{\partial}{\partial R}\left(\frac{v_r}{R}\right)<0$. Заметим, что невозмущенные значения скоростей роста порядка 10 для осесимметричного поля $m=0$ и около 3 для $m=1$. Таким образом, радиальные скорости могут заметно изменить условия генерации поля, и их роль нуждается в количественном исследовании. Тем не менее величина поправки $\Delta\Gamma$ существенно зависит от распределения радиальной скорости вдоль R. Мы использовали квадратичную аппроксимацию зависимости v_r от радиуса:

$$v_r=aR^2+bR+c.$$

Результаты расчетов для галактик M51 и M81 сведены в таблицу.

Скорость роста и поправка к ней	M51		M81	
	$m=0$	$m=1$	$m=0$	$m=1$
		Для $v_r=1$		
$\Delta\Gamma$ ($\times5\cdot10^6$ лет)	18,2	14,1	15,1	11,3
		Для $v_r=R^2$		
	0,41	0,50	0,57	0,75
Γ ($\times5\cdot10^8$ лет)	9,4	2,7	9,6	3,0

При $v_r=R$ комбинация $\frac{\partial}{\partial R}\left(\frac{v_r}{R}\right)$, а с ней и вся поправка, обращается в нуль. Этот результат можно было бы ожидать заранее. Действительно, поместим наблюдателя в любую точку такой линейно-сжимающейся среды. В локально сопутствующей системе координат движение будет представлять собой точно такое же сжатие (известный эффект Хаббла). Поэтому эволюция полей будет независимой от их локализации и одинаковой для любых структур. Сравнивая $\Delta\Gamma$ с невозмущенными значениями Γ, мы видим, что в галактиках M51 и M81 влияние рассмотренных поправок несущественно.

Изгиб диска

Рассмотрим теперь роль изгиба диска в галактическом динамо. Хорошие данные о деформации диска межзвездного газа для Галактики содержатся в [9]. Такая деформация может быть описана специально заданным полем скоростей газовой среды. Кроме того, необходимо учесть деформацию области, занятой течением. При этом мы будем считать, что деформация всех слоев диска одинакова, и он изгибается целиком, не изменяя своей толщины. Амплитуду отклонения срединной плоскости диска от ее невозмущенного положения опишем функцией $\varepsilon f(R)$, где $\varepsilon \ll 1$, $f(R)=O(1)$, а зависимость от угла—простым законом $\sin\varphi$ (рис. 3). В качестве оценки ε положим

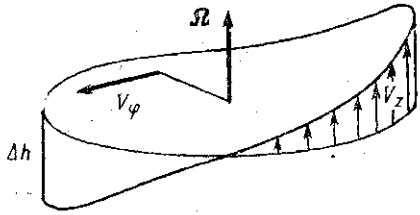

Рис. 3. Изгиб срединной плоскости Галактики. Скорости газа в диске

$$\varepsilon=\Delta h/h_0 \sim 0{,}08,$$

где $\Delta h=30$ пк — амплитуда отклонения на радиусе 10 кпк. Для анализа динамо в изогнутом диске перейдем в систему криволинейных координат (R', φ', Z'), связанных с цилиндрическими координатами (R, φ, Z) соотношениями

$$R'=R; \quad \varphi'=\varphi; \quad Z'=Z+\varepsilon f(R)\sin\varphi. \tag{6}$$

Естественно, что заданная форма диска неоднозначно определяет вид возмущенного поля скорости. Поэтому предположим, что формы всех линий тока повторяют форму диска и жидкая частица сохраняет азимутальную компоненту скорости. Тогда дифференцирование соотношений (5) дает компоненты скорости в цилиндрической системе координат:

$$V_r=0; \quad V_\varphi=\omega R; \quad V_z=\varepsilon\omega f(R)\cos\varphi. \tag{7}$$

Это течение несжимаемо, но его кинетическая энергия не равна кинетической энергии исходного течения. В качестве другой аппроксимации течения в изогнутом диске мы рассмотрим также течение, полученное из дифференциального вращения с помощью деформации (6) при условии сохранения кинетической энергии (до второго порядка по ε):

$$V_r=0; \quad V_\varphi=\omega R-\frac{\varepsilon^2}{2}\frac{\omega}{R}f^2(R)\cos^2\varphi, \tag{8}$$

$$V_z=\varepsilon\omega f(R)\cos\varphi-\frac{\varepsilon^2}{2}\frac{\omega}{R^2}f^2(R)Z\sin 2\varphi.$$

Процедура построения возмущенного решения в диске, деформированном согласно (6), с полем скорости (7) или (8) такова. Перейдем в системе уравнений (2) к возмущенным переменным (R', φ', Z'), определяемым соотношениями (6). При этом мы можем рассматривать уравнения (2) как систему двух скалярных дифференциальных уравнений. Другими словами, коэффициенты оператора уравнения динамо (1) записываются в деформированной системе координат, но в уравнения входят компоненты магнитного поля в цилиндрической системе координат. Простые, но громоздкие выкладки показывают, что основной вклад в $\Delta\Gamma$ дает возмущение скорости, а не возмущение границы диска. Ока-

зывается, кроме того, что действие части оператора возмущения, включающей скорость, на исходное решение не затрагивает угловой зависимости последнего. Поэтому при интегрировании по φ поправка первого порядка (3) обращается в нуль для возмущенного течения вида (7), а для течения (8) ненулевой вклад связан только с поправкой к V_φ, пропорциональной $\varepsilon^2\cos^2\varphi=(\varepsilon^2/2)(1+\cos 2\varphi)$. Таким образом, изгиб диска в Галактике приводит к поправке $\Delta\Gamma$ порядка $(\varepsilon^2/2)R_\odot\sim 0{,}03$, которая мала по сравнению с Г. В других галактиках, где величина отклонения диска порядка его полутолщины, этот эффект может быть сравним с Г. Однако в любом случае он приводит в основном к возмущению дифференциального вращения. Это значит, в частности, что изгиб диска не может изменить симметрии преобладающих полей [4]. Другие поправки, связанные с изгибом, пропорциональны λ и всегда малы.

Итак, рассмотренные эффекты слабо влияют на магнитные поля в M51, M81, а также в Галактике и с учетом известных на сегодня наблюдений не могут, по-видимому, кардинально изменить структуру поля в каких-либо других спиральных галактиках.

Авторы благодарны Ю. С. Крашенинниковой, Д. Д. Соколову и А. М. Шукурову за большую помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Sofue Y., Fujimoto M., Wielebinski R.//Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1986. **24**. P. 459. [2] Interstellar magnetic fields. Observation and theory/Eds. R. Beck, R. Gräve. Heidelberg: Springer-Verlag, 1987. [3] Краузе Ф., Рэдлер К.-Х. Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. М., 1984. [4] Рузмайкин А. А., Соколов Д. Д., Шукуров А. М. Магнитные поля галактик. М., 1988. [5] Lacey C. G., Fall S. M. Rreprint Princeton Univ., 1989. [6] Сахибов Ф. Х., Смирнов М. А.//Астрон. журн. 1989. **66**. С. 921. [7] Krasheninnikova Y., Ruzmaikin A., Sokoloff D., Shukurov A.//Astron. Astrophys. 1989. **213**. P. 19. [8] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1989. [9] Klemens D. P., Sanders D. B., Sanders D. B., Scoville N. Z.//Astrophys. J. 1988. **327**. P. 139.

Поступила в редакцию
20.04.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 2

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 621.372.325

СТРУКТУРНЫЕ ДЕФЕКТЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ФТОРИДОВ ЛАЗЕРНОГО ПРИМЕНЕНИЯ

Н. Б. Брандт, Л. И. Девяткова, Е. В. Ралко

(кафедра физики низких температур)

Показано, что механизмы структурообразования во фторидных матрицах BaY_2F_8 и $LiYF_4$ различны при введении активирующих ионов Yb^{3+} и Er^{3+}, принадлежащих правой подгруппе ряда лантаноидов. Существенным для оптического применения данных кристаллов является установление двух типов микродвойниковых структур, соответствующих двум типам полиморфного перехода, а также обнаружение активных центров в кристаллах с примесью Er^{3+}, определяющих формирование структуры, принципиально отличной от структуры матрицы, активированной Yb^{3+}.

В последнее десятилетие интенсифицировались исследования в области ультрафиолетового (УФ) и вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) диапазонов частот [1—7]. Проведенные исследования выполнены на