

ГЕНЕРАЦИЯ ОБЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗВЕЗД
КОНВЕКТИВНЫМИ ОБОЛОЧКАМИ С НЕПОЛНОЙ
ИОНИЗАЦИЕЙ. I.

Э. М. ДРОБЫШЕВСКИЙ

Получена 18 июля 1968

Пересмотрена 17 ноября 1969

Рассматривается генерация общего магнитного поля вращающихся звезд конвективными оболочками с частичной ионизацией в результате возникновения инерционных ЭДС при кориолисовом ускорении конвективных потоков. В предположении, что обмен количеством движения между конвективными элементами осуществляется только благодаря их гидродинамическому взаимодействию (как показано, последнее способно обеспечить необходимую величину кориолисовых сил), вычисляется напряженность магнитного поля H_p на полюсах Солнца. Вычисления произведены с учетом влияния кориолисовых сил на параметры частично ионизованной плазмы в пределах конвективных элементов. Получено значение $H_p \approx 5 \cdot 10^{-4}$ эрстед, что значительно меньше величины (~ 1 эрстед), приписываемой в настоящее время напряженности общего магнитного поля Солнца в приполярных областях. Такое расхождение может служить указанием на негидродинамическую природу кориолисовых сил или на существование некоего механизма усиления поля.

1. В предыдущей работе [1] была произведена оценка напряженности общего магнитного поля, генерируемого азимутальными токами инерционного происхождения во внешних конвективных зонах горячих вращающихся звезд главной последовательности. Результаты расчета магнитных полей для звезд ранних спектральных классов (начиная с A5) неплохо согласуются с измерениями [2]. Для звезд более поздних классов расчет дает значения меньше наблюдаемых, причем расхождение возрастает по мере уменьшения эффективной температуры звезды. Поскольку ошибка измерений составляет обычно величину порядка 100 эрстед [2], из-за чего слабые магнитные поля не могут быть обнаружены, то отмеченное расхождение можно попытаться объяснить наблюдательной селекцией.

С другой стороны, как было указано в [1], учет неполной ионизации газа во внешних слоях мог бы увеличить расчетные значения магнитного поля. Действительно, повышение степени ионизации газа в горячих восходящих конвективных потоках и уменьшение ее в холодных нисходящих должно, на первый взгляд, привести к увеличению результирующего азимутального тока.

В настоящей работе рассматривается генерация магнитного поля конвективными зонами с частичной ионизацией газа, причем уделяется внимание выяснению природы сил, сообщающих конвективным потокам кориолисово ускорение. Попутно проводится более детальное рассмотрение основных предположений. Гидромагнитные явления и процессы, связанные с достижением стационарного состояния, не принимаются во внимание.

2. Величина инерционной ЭДС в частично ионизованной плазме определяется выражением [3]:

$$\vec{E}^i = \frac{1}{e(\alpha_{in} + \alpha_{en})} \left[(\alpha_{in} m_e - \alpha_{en} m_i) \frac{d\vec{V}_i}{dt} + \right. \\ \left. + \frac{\rho}{n_0} \frac{\alpha_{en} - \alpha_{in} f_{ei}}{x(1 + f_{ei}) + (1 - x)f_{ni}} \frac{d\vec{V}}{dt} \right]. \quad (1)$$

Здесь подстрочные индексы n, i, e относятся к нейтральной, ионной и электронной компонентам; n — концентрация частиц ($n_e = n_i$; $n_0 = n_n + n_i$); $\rho = n_i m_i + n_e m_e$ — плотность плазмы; $x = n_i/n_0$ — степень ионизации; m — масса отдельной частицы; \vec{V} и \vec{V}_i — среднemasовые скорости газа и ионной компоненты; f_{ei} и f_{ni} — отношение ускоряющей силы, приходящейся в среднем на одну частицу (на электрон или нейтральный атом), к силе, действующей на ион (имеются в виду силы любой природы, кроме трения между компонентами); комплекс α_{en} определяется через частоту столкновений ν_{en} электрона с нейтральными атомами: $\alpha_{en} = \nu_{en}(m_e m_n)/(m_e n_e + m_n n_n)$.

В рассматриваемых условиях с большой точностью $d\vec{V}_i/dt = d\vec{V}/dt$, $\alpha_{en} m_i \gg \alpha_{in} m_e$, и можно считать $m_n = m_i$; при $x \leq 1/2$ $\alpha_{in} \gg \alpha_{en}$, а при $x \approx 1$ $\alpha_{en} \gg \alpha_{in}$.

Имея это в виду, нетрудно видеть, что благодаря наличию нейтральной компоненты инерционная ЭДС гораздо сильнее, нежели в двухкомпонентной плазме, зависит от природы приводящих ее в дви-

жение сил. Если при изменении f_{ei} от 1 до ∞ величина E^i в двухкомпонентной плазме увеличивается только вдвое и становится равной

$$\vec{E}^i = -\frac{m_i}{e} \frac{d\vec{V}^*}{dt}, \quad (2)$$

то в плазме с нейтральным газом инерционная ЭДС изменяется от

$$\vec{E}^i = -\frac{m_n}{1+x} \frac{1}{e} \frac{d\vec{V}}{dt} \quad (3)$$

в случае $f_{ei} = 1$ и $f_{ni} = 1$ до

$$\vec{E}^i = -\frac{m_n}{x} \frac{1}{e} \frac{d\vec{V}}{dt}, \quad (4)$$

при $f_{ei} = \infty$ и $f_{ni} = 1$; таким образом, при малой степени ионизации ЭДС могут отличаться на несколько порядков (\sim в $1/x$ раз).

Отсюда следует не критичность выполненных в [1] оценок напряженности магнитного поля горячих вращающихся звезд по отношению к природе кориолисовых сил и, наоборот, возможность выяснения природы последних, а тем самым механизма обмена количеством движения в зоне конвекции, путем вычисления и сравнения с наблюдаемыми величинами магнитных полей более холодных звезд.

3. Чтобы выяснить, какие силы могут сообщать конвективным элементам кориолисово ускорение, рассмотрим отдельный поднимающийся объем. Благодаря действию инерции он должен проскальзывать относительно окружающей среды в азимутальном направлении, и его траектория будет отклоняться от вертикали к западу. Скорость проскальзывания Δv_{φ} не будет слишком большой хотя бы вследствие гидродинамического сопротивления окружающей среды.

Достаточна ли сила гидродинамического сопротивления для сообщения конвективному элементу азимутального ускорения, равного $2\Omega V_r \cos \vartheta$ (угол ϑ — широта)? Предположим, что конвективный элемент поднимается со скоростью V_r в однородной турбулизованной среде, вращающейся с постоянной угловой скоростью Ω . Плотности элемента и среды отличаются слабо. Турбулентная вязкость среды

* При вычислении магнитных полей звезд в [1] величина ЭДС определялась именно с помощью этого выражения.

$\eta = \chi \rho V_r h$ [4]; здесь h — высота однородной атмосферы $\left(h = \frac{1}{\rho} \int_r^{\infty} \rho dr, \right.$

$h \ll r$), характеризующая масштаб турбулентности в конвективной зоне (размер конвективного элемента приблизительно равен h) [5, 6]; χ — безразмерный коэффициент ($0.1 < \chi \leq 1$). Действующая на элемент в азимутальном направлении инерционная кориолисова сила

$$F_{\text{кор.}} = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{h}{2} \right)^3 \rho 2V_r \left(\Omega - \frac{\Delta v_\varphi}{r \cos \vartheta} \right) \cos \vartheta$$

уравновешивается силой сопротивления $F_{\text{сопр.}} = 6 \pi \eta (h/2) \Delta v_\varphi$. Поскольку число Рейнольдса, вычисленное для скорости проскальзывания Δv_φ по турбулентной вязкости, оказывается меньше единицы, используется формула Стокса. Отметим, что она дает меньшую по сравнению с прочими (например, формулой Озеена) величину сопротивления [4, 7]; возможное отличие формы конвективного элемента от сферической несколько меняет в ней численный коэффициент.

Из равенства $F_{\text{кор.}} = F_{\text{сопр.}}$ с учетом $r \gg h$ получается

$$\frac{\Delta v_\varphi}{V_\varphi} = \frac{\Delta v_\varphi}{\Omega r \cos \vartheta} = \frac{h}{9 \chi r} \ll 1.$$

Отсюда следует, что сила сопротивления достаточна, чтобы сообщить конвективному элементу ускорение, с большой точностью равное $(d\vec{V}/dt)_\varphi = 2V_r \Omega \cos \vartheta$. Это тем более верно, поскольку поднимающиеся элементы движутся не в покоящейся среде, а окружены опускающимся газом, из-за чего удваивается относительная величина скорости проскальзывания и соответственно растет сила $F_{\text{сопр.}}$.

Таким образом, восходящие и нисходящие конвективные потоки имеют возможность приобретать азимутальное кориолисово ускорение за счет гидродинамического взаимодействия. Как известно [4, 7], треть величины сопротивления, даваемого формулой Стокса, обусловлена распределением давления по поверхности тела, остальное — трением о поверхность. Трение в данном случае есть следствие турбулентного обмена объемами, меньшими, но сравнимыми по величине с самими конвективными элементами, так что сопротивление движению таких объемов также, в свою очередь, складывается из сил давления и „вязких“ сил и т. д. Молекулярная вязкость играет ничтожную роль в передаче импульса по сравнению с градиентами давления, возникающими при турбулентном перемешивании, и поэтому можно счи-

тать, что кориолисово ускорение конвективных потоков осуществляется градиентами давлений*

$$\left(\frac{d\vec{V}}{dt}\right)_\varphi = 2\Omega V_r \cos \theta = -\frac{1}{\rho} \text{grad}_\varphi p. \quad (5)$$

Полный массовый расход через поверхность произвольного радиуса равен нулю, и избыточные давления в восходящих и нисходящих потоках на данном радиусе в среднем уравниваются

$$\left(\int \text{grad}_\varphi p d\varphi\right)_{V_r > 0} + \left(\int \text{grad}_\varphi p d\varphi\right)_{V_r < 0} = 0.$$

Для вычисления величины кориолисова ускорения необходимо знать зависимость $\Omega(r)$. Обычно считается (см., например, [10]), что в пределах конвективных зон вращающихся звезд угловая скорость постоянна ввиду очень сильного перемешивания. Именно это предположение и использовалось выше при оценках. Существует, однако, мнение, что реализуется отличающийся от $\Omega = \text{const}$ закон вращения. Это может быть, например, следствием анизотропии турбулентной вязкости, обусловленной турбулентным переносом [11]. Проведенное Киппенханом рассмотрение [12] показало, что лучшее согласие с наблюдениями (имеется в виду экваториальное ускорение Солнца) дает предположение о большей величине горизонтальных компонент тензора вязкости по сравнению с вертикальной компонентой. Такая анизотропия приводит к закону $\Omega = \text{const} \cdot r^q$ (где $q > 0$). К заключению о падении угловой скорости с глубиной или, по крайней мере, ее постоянстве в подфотосферных слоях приходит на основе анализа баланса углового момента Рубашев [13]. Поскольку эти выводы носят предварительный характер, далее везде принято $\Omega = \text{const}$.

4. Чтобы определить радиальные компоненты скорости и отыскать осредненные электрические параметры среды, можно воспользоваться двухсоставной моделью конвекции, которая для солнечной грануляции дает неплохое согласие с наблюдениями [5]. Нагретый газ поднимается в виде отдельных „пузырей“, беспорядочно расположенных в среде охлажденного опускающегося газа (или наоборот). Параметры первого обозначены индексом 1, второго — индексом 2. Обо-

* Впервые на возможность генерации азимутального электрического тока градиентами давления, возникающими под действием кориолисовых сил, указал Каулинг [8, 9], который для величины генерируемого таким образом магнитного поля Солнца получил значение около 10^{-6} эрстед. Вычисления выполнялись в предположении существования конвективного ядра.

значения, относящиеся к осредненным на данном радиусе величинам, даны без индекса; поэтому, например, $T_1 > T > T_2$. Считается, что $T_1 - T_2 \ll T_1 + T_2$. Доля объема, занимаемая движущимся вверх более горячим газом, составляет ξ .

Обычно принимается, что давление на данном радиусе постоянно [5]. Однако, поскольку конвективные элементы, как было показано, могут приобретать кориолисово ускорение под действием азимутальных градиентов давления, следует выяснить, насколько велики флуктуации давления в направлении вращения по сравнению со средним давлением на данном радиусе и как их существование отразится на величине инерционной ЭДС и других электрических параметрах. Так как основной вклад в генерацию магнитного поля дают относительно тонкие внешние слои конвективной зоны [1], то в приводимых ниже оценках используются характерные для указанных слоев величины.

На длине конвективного элемента ($\sim h$) перепад давления $\Delta_{\varphi} p$ будет

$$\Delta_{\varphi} p \approx h \operatorname{grad}_{\varphi} p = -2h\rho\Omega V_r \cos \vartheta,$$

а полное давление $p = g \int_r^{\infty} \rho dr$ (g — ускорение силы тяжести; $g \approx \text{const}$).

Вспоминая определение высоты однородной атмосферы h , имеем

$$\frac{\Delta_{\varphi} p}{p} = \frac{2\Omega V_r}{g} \cos \vartheta,$$

что в конвективных оболочках звезд главной последовательности ($\Omega \lesssim 10^{-4}$ 1/сек; $g \approx 10^4$ см/сек²) составляет не более 0.01, а в большинстве случаев гораздо меньше.

Флуктуации давления приводят к появлению градиентов температуры в пределах отдельного конвективного элемента. Эффект максимален в случае адиабатического процесса с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$:

$$\Delta_{\varphi} T = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{T}{p} \Delta_{\varphi} p = \frac{\gamma - 1}{\gamma} T \frac{2\Omega V_r}{g} \cos \vartheta.$$

Разность температур между восходящими и нисходящими потоками $T_1 - T_2$ и скорость конвекции V_r определяются выражениями [5]

$$T_1 - T_2 \approx \frac{1}{2} (\nabla - \nabla_{\text{ад}}) T, \quad V_r^2 \approx gh \frac{T_1 - T_2}{T},$$

где $\nabla - \nabla_{\text{ад}}$ — разность структурного и адиабатического логарифми-

ческих градиентов температуры. В наружных слоях конвективных оболочек $\gamma - \gamma_{\text{эл}} \geq 0.01$ [14, 15], $h \approx 10^7 + 10^8$ см и

$$\frac{\Delta_z T}{T_1 - T_2} = 2\sqrt{2} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \Omega \left[\frac{h}{g(\gamma - \gamma_{\text{эл}})} \right]^{1/2} \cos \theta \leq 0.1.$$

Поэтому при сравнении параметров восходящих и нисходящих потоков можно не учитывать изменений, обусловленных наличием кориолисовых сил, полагая $p_1 = p_2 = p$, а T_1 и T_2 и связанные с ними величины постоянными в пределах конвективных элементов.

Однако если рассматриваемая величина зависит от градиента некоторого параметра в пределах отдельного конвективного элемента, то указанные изменения необходимо принимать во внимание. Это касается, в первую очередь, вычисления инерционной ЭДС, а именно, параметра f_{ni} , который в данном случае определяется выражением

$$f_{ni} = \frac{\frac{1}{n_n} \text{grad}_z p_n}{\frac{1}{n_i} \text{grad}_z p_i} = \frac{x}{1-x} \frac{1-x^2-2p \frac{dx}{dp}}{x(1+x) + p \frac{dx}{dp}}. \quad (6)$$

Поскольку плазма предполагается термически равновесной и однократно ионизованной, то $p_i = p_e$ и $f_{ni} \equiv 1$.

Для отыскания производной dx/dp можно воспользоваться уравнением состояния газа и уравнением Саха [16], определяющим степень ионизации в условиях термодинамического равновесия. Кроме того, следует сделать некие предположения о характере процесса сжатия газа кориолисовыми силами.

Ввиду большой оптической толщины конвективных элементов в большей части конвективной зоны допустимо считать, что изменения параметров газа в них происходят адиабатически [5]. Тогда при малых степенях ионизации $(dx/dp)_{\text{эл}} > 0$, а это значит, что благодаря гидродинамическому взаимодействию восходящих и нисходящих потоков имеет место увеличение градиента парциального давления плазменной компоненты за счет уменьшения такового для нейтральной компоненты, т. е. падение величины параметра f_{ni} и возрастание инерционной ЭДС. С ростом x значение $(dx/dp)_{\text{эл}}$ уменьшается, проходит через ноль (когда $dx/dp = 0$, $f_{ni} = 1$), становится отрицательным, но при $x \rightarrow 1$ снова стремится к 0.

Адиабатичность процесса может нарушаться только в самых внешних слоях конвективной зоны, где конвективный перенос энергии

становится малым по сравнению с радиационным переносом. В предельном случае изотермического процесса, когда кориолисовы градиент давления (5) совершенно не влияет на температуру газа в пределах конвективной ячейки (что фактически не реализуется, пока существует конвекция), $f_{nt} \equiv 2$.

5. В восходящих и нисходящих конвективных элементах действуют противоположно направленные кориолисовы ЭДС. Для вычисления результирующего азимутального электрического тока следует воспользоваться какой-либо конкретной моделью конвекции, например, упоминавшейся выше двухсоставной моделью. При этом необходимо несколько конкретизировать модель, приписывая беспорядочно расположенным восходящим элементам определенную форму, например, сферическую. Пользуясь формальной аналогией между электростатикой диэлектриков и теорией постоянного электрического тока [17, 18], когда диэлектрическая проницаемость сопоставляется с проводимостью, можно определить усредненную электропроводность такой среды [17—20], а также результирующий ток, если известны значения ЭДС, действующих в отдельных элементах.

Численный анализ показывает, что при изменении параметров в интересующих нас пределах ($0.1 \lesssim E_1^i/E_2^i \lesssim 10.0$; $1.0 < \sigma_1/\sigma_2 \lesssim 10.0$; $0.5 \lesssim \xi \lesssim 0.6$) найденная вышеупомянутым способом средняя плотность тока имеет значение, промежуточное между значениями тока в двух предельных случаях слоистых моделей.

Модели эти таковы, что плоские слои одного вещества чередуются со слоями другого вещества, и электродвижущие силы в одном случае действуют параллельно слоям, а в другом — нормально им. В первом случае („экваториальная“ модель) средняя плотность азимутального тока будет

$$j_{\varphi \text{ экв}} = \xi \sigma_1 E_{\varphi 1} + (1 - \xi) \sigma_2 E_{\varphi 2}. \quad (7)$$

Во втором случае („меридиональная“ модель)

$$j_{\varphi \text{ мер}} = \frac{\xi E_{\varphi 1} + (1 - \xi) E_{\varphi 2}}{\frac{\xi}{\sigma_1} + \frac{1 - \xi}{\sigma_2}}. \quad (8)$$

Истинный средний ток в конвективной зоне j_{φ} будет

$$j_{\varphi} = i j_{\varphi \text{ экв}} + (1 - i) j_{\varphi \text{ мер}}, \quad (9)$$

где i лежит в пределах $1/2 \lesssim i \lesssim 3/4$; если $j_{\text{экв.}}/j_{\text{мер}} = 2.5$, что имеет

место при рассмотрении конвекции сильно ионизованной плазмы [1], то $i \approx 2/3$.

Азимутальная составляющая инерционной ЭДС (кориолисова ЭДС) E_φ в восходящих и нисходящих конвективных потоках будет вычисляться по формуле

$$E_\varphi = -\frac{m_n}{e} \frac{2\Omega V_r}{2x + (1-x)f_{ni}} \cos \vartheta, \quad (10)$$

которая получается из (1) для частично ионизованного газа ($x \leq 1/2$) при $m_n = m_i$, $f_{ni} = 1$. Выражение (10) применимо и к более глубоким слоям конвективной зоны, где $x > 1/2$, поскольку при $x > 1/2$ оно дает очень слабо отличающееся от истинного значение, которое при $x = 1$ совпадает с точным. Можно также добавить, что в рассмотренном ниже примере основной вклад в генерацию поля дают именно слои с $x \leq 1/2$.

Проводимость σ определяется частотой столкновений ν электронов с ионами ($\nu_{ei} = \frac{e^2}{4\pi m_e} \frac{ni}{T^{3/2}}$; $\kappa = 3 \cdot 10^7$ СГСЕ — постоянная, включающая кулоновский логарифм [21]) и нейтральными атомами водорода ($\nu_{en} = q_{en} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}}$; $q_{en} = 32 \pi a_0^2 = 2.8 \cdot 10^{-15}$ см² — сечение взаимодействия электрона с атомом водорода при $T \approx 0.7$ эв [22])

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e (\nu_{ei} + \nu_{en})}. \quad (11)$$

Необходимы также условие равенства нулю потока массы через поверхность произвольного радиуса

$$\xi \rho_1 V_{r1} + (1 - \xi) \rho_2 V_{r2} = 0 \quad (12)$$

и уравнение конвективного переноса энергии

$$\pi F_k = \frac{aL}{4\pi r^2} = \xi \rho_1 V_{r1} \int_0^{T_1} c_p dT + (1 - \xi) \rho_2 V_{r2} \int_0^{T_2} c_p dT \quad (13)$$

с учетом (12)

$$\pi F_k = \xi \rho_1 V_{r1} \int_{T_2}^{T_1} c_p dT = \xi \rho_1 V_{r1} \left[c_p + \frac{1}{2} \frac{dc_p}{dT} (\Delta T_1 - \Delta T_2) \right] (T_1 - T_2). \quad (14)$$

Второй член в квадратных скобках, как показывают оценки, мал по сравнению с предыдущим членом, и поэтому его можно опустить.

Здесь L — светимость звезды; α — доля энергии, переносимой конвекцией; c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении; πF_k — осредненный поток энергии, переносимый конвекцией; $\Delta T_1 = T_1 - T$; $\Delta T_2 = T - T_2$.

После подстановки в (7) и (8) величины кориолисовой ЭДС (10) из полученных выражений с учетом (12) и уравнения состояния $\rho = (m_p p)/(1+x)kT$ выносится общий множитель $\xi_{p_1} V_{r_1}$. Оставшиеся в числителе разности разлагаются в ряд по степеням ΔT_1 и ΔT_2 , и члены второго и более порядка относительно ΔT опускаются. Знаменатель в выражении (8) также следует разложить в ряд по степеням ΔT ; в результате он принимает вид $\frac{1}{\sigma} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left[(1-\xi) \frac{\Delta T_2}{T} - \xi \frac{\Delta T_1}{T} \right] \zeta \right\}$, где ζ монотонно изменяется от 3, в случае полностью ионизованной плазмы, до $(3/2 + eV_j/kT)$ — для слабо ионизованной. Как показывают оценки (численные значения для T_1 и T_2 можно найти, например, в [5]; $\xi \approx 0.5$), абсолютная величина второго слагаемого в фигурных скобках едва ли достигает $0.2 \div 0.3$, и поэтому оно также опускается.

Окончательно плотности токов для обеих моделей с учетом (14) выражаются через величину конвективного потока энергии и осредненные для данного уровня конвективной зоны параметры:

$$j_{\tau \text{эки}} = -\frac{2k}{e} \frac{\alpha L}{4\pi r^2} \frac{\Omega}{\rho c_p} \frac{d}{dT} \left[\frac{T\sigma(1+x)}{2x + (1-x)f_{nl}} \right]_p \cos \vartheta, \quad (15)$$

$$j_{\text{мер}} = -\frac{2k}{e} \frac{\alpha L}{4\pi r^2} \frac{\Omega}{\rho c_p} \sigma \frac{d}{dT} \left[\frac{T(1+x)}{2x + (1-x)f_{nl}} \right]_p \cos \vartheta. \quad (16)$$

Производные в (15) и (16) легко вычислить, если воспользоваться (6) и уравнением Саха.

Напряженность магнитного поля на полюсе звезды вычисляется по формуле [1]:

$$H_p = \frac{8\pi}{3c} \frac{1}{R^3} \int_{R_1}^{R_k} j_{\tau} \frac{r^2 dr}{\cos \vartheta}, \quad (17)$$

где c — скорость света, R — радиус звезды, R_1 — внутренний радиус конвективной зоны, R_k — внешний радиус конвективной зоны.

6. Для звезд поздних спектральных классов, настолько холодных, чтобы внешние слои были слабо ионизованы, пока отсутствуют сведения относительно величины их магнитных полей. Поэтому вычисление напряженности общего магнитного поля, генерируемого рассматриваемым механизмом, было произведено для Солнца, хотя его едва ли можно считать магнитной звездой. Действительно, измеряемое среднее приполярное магнитное поле его довольно мало (~ 1 эрстед) не только по сравнению с известными полями других звезд и его собственных активных областей ($\sim 10^3$ эрстед), но и по сравнению с хаотическими полями, коррелирующими с солнечной грануляцией (~ 10 эрстед) [23]. Последнее, отчасти, давало повод к сомнению в существовании у Солнца общего магнитного поля названной величины [9, 24].

В расчетах использовалась модель водородной конвективной зоны, приведенная в [14]. Конвекция в этой модели имеет место вплоть до оптической глубины $\tau_k = 0.8$ (геометрическая глубина $Z_k = R - R_k = 505$ км; $T = 6200$ °К; $\rho = 1.1 \cdot 10^5$ дин/см²; $\rho_s = 36.8$ дин/см²). Так как вблизи этого слоя происходит переход от конвективного переноса энергии к лучистому, то принималось, что $\alpha = 1$ при $Z > Z_k = 505$ км и $\alpha = 0$ при $Z < Z_k$. Более тщательный учет изменения α вблизи $Z = Z_k$ не имеет смысла, так как здесь же происходит резкое уменьшение плотности тока, вызванное падением электропроводности газа.

На рисунке представлены зависимости величины азимутального тока j_φ от глубины Z в диапазоне от $Z_k = 505$ км до $Z \approx 1000$ км, где протекают токи, дающие более половины вклада в генерацию магнитного поля. Плотности токов вычислены для экваториальных и меридиональных моделей при $f_{ni} = \text{var}$ (в адиабатическом приближении), $f_{ni} = 2$ (в изотермическом приближении), а также при $f_{ni} = 1$ (случай, когда влияние кориолисовых сил на параметры газа не учитывается).

Общим для всех кривых является наличие сильного максимума приблизительно в 100 км от внешней границы конвективной зоны, что является следствием, с одной стороны, быстрого нарастания скорости конвективных движений из-за падения плотности газа, а с другой стороны, более резкого падения электропроводности из-за малой ионизации.

Положительный знак $j_{\varphi \text{ мер}}$ при $f_{ni} = \text{var}$ объясняется большей величиной инерционной ЭДС E_φ в холодных конвективных потоках вследствие меньшего значения в них f_{ni} по сравнению с горячими потоками во внешних слабоионизованных слоях (см. (10)). Этим же

объясняется быстрое падение с увеличением глубины после достижения максимума плотности тока для экваториальной модели $j_{\text{экв}}$ ($f_{nl} = \text{var}$).

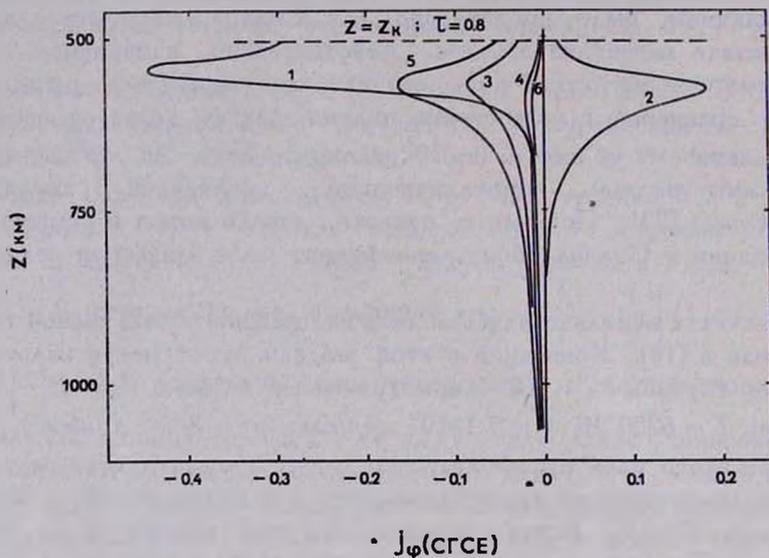


Рис. 1. Распределение плотности азимутального тока j_{ϕ} в водородной конвективной зоне Солнца для „экваториальной“ (кривые 1, 3, 5) и „меридиональной“ (кривые 2, 4, 6) моделей с учетом и без учета влияния кориолисовых сил на параметры газа в конвективных потоках (1 и 2 — $f_{nl} = \text{var}$ — адиабатический процесс; 3 и 4 — $f_{nl} = 2$ — изотермический процесс; 5 и 6 — $f_{nl} = 1$ — степень ионизации в пределах конвективного элемента постоянна).

На большой глубине, где газ сильно ионизован, различие в значениях f_{nl} перестает сказываться, влиянием кориолисовых сил на параметры газа можно полностью пренебречь, и величина азимутального тока для экваториальной модели в 2.5 раза превосходит величину, соответствующую меридиональной модели, что совпадает с картиной, имеющей место в конвективных зонах горячих звезд [1].

Результаты вычислений напряженности магнитного поля на полюсе, выполненных по формуле (17) для всех приведенных на рисунке распределений плотности тока, сведены в таблицу. Истинная величина H_p , как отмечалось [9], равна или больше среднего арифметического $H_{p, \text{ср}}$ из величин, вычисленных с помощью экваториальной и меридиональной моделей. Значения $H_{p, \text{ср}}$ также приведены в таблице, причем во всех

трех рассмотренных случаях она практически одинакова и равна $H_p \approx -5 \cdot 10^{-4}$ эрстед.

Величина эта слишком мала, хотя и превосходит почти на три порядка значение, полученное Каулингом [8, 9].

Таблица 1

f_{nl}	H_p экв (эрстед)	H_p мер (эрстед)	H_p ср (эрстед)
var	$-1.35 \cdot 10^{-3}$	$+3.3 \cdot 10^{-4}$	$-5.1 \cdot 10^{-4}$
2	$-8.0 \cdot 10^{-4}$	$-3.0 \cdot 10^{-4}$	$-5.5 \cdot 10^{-4}$
1	$-1.06 \cdot 10^{-3}$	$-2.5 \cdot 10^{-4}$	$-6.5 \cdot 10^{-4}$

Учитывая совпадение теории с наблюдениями для более горячих магнитных звезд [1], следует, по-видимому, принимать во внимание силы иного, негазодинамического, происхождения, которые могли бы сообщать конвективным потокам кориолисово ускорение.

Не исключено, что существенную роль в генерации общего магнитного поля в рассмотренных случаях могут играть кориолисовы силы, возникающие в крупномасштабных меридиональных течениях, о которых, к сожалению, пока известно слишком мало (приводимые в литературе значения скорости меридиональных течений для Солнца отличаются очень сильно: от 10^{-9} см/сек — эддингтоновы перетекания [11] до ~ 200 м/сек [25]; чаще всего называется значение $3 \div 5$ м/сек, определяемое по широтному дрейфу пятен [5]).

Возможно, наконец, что общее магнитное поле Солнца, как упоминалось выше, имеет в полярных областях напряженность гораздо меньшую, чем ~ 1 эрстед, или действует некий эффективный механизм усиления поля.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

GENERATION OF STELLAR MAGNETIC FIELD BY PARTIALLY IONIZED CONVECTIVE ENVELOPES. I.

E. M. DROBISHEVSKY

Generation of magnetic field of rotating stars with partially ionized convective envelopes is considered. The generation occurs under the influence of the inertial EMF produced by Coriolis accele-

ration of convective streams. Under the assumption that the impulsive exchange between the convective elements includes purely hydrodynamical interactions (this process is able to provide sufficient value of the Coriolis force) the polar magnetic field strength H_p is calculated for the Sun. In these calculations, the influence of the Coriolis forces on parameters of partially ionized plasma inside the convective elements is taken into account. The value $H_p \approx 5 \cdot 10^{-4}$ oe of the magnetic field is obtained which is much less than $H_p \approx 1$ oe accepted as traditional value of the polar field at present. Such discordance may imply the nonhydrodynamical nature of the Coriolis forces or existence of some mechanism of field amplification.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Э. М. Дробышевский, *Астрофизика*, 4, 537, 1968.
2. Н. В. Вавскок, in „Stellar Atmospheres“, ed. J. L. Greenstein, The University of Chicago Press, 1960 (русс. пер.: Звездные атмосферы, под ред. Дж. Л. Гринштейна, ИЛ, М., 1963).
3. Э. М. Дробышевский, *ЖТФ*, 38, 1610, 1968.
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Механика сплошных сред*, ГИТТЛ, М., 1953.
5. К. де Ялер, *Строение и динамика атмосферы Солнца*, ИЛ, М., 1962.
6. С. Б. Пикельнер, *Основы космической электродинамики*, Наука, М., 1966.
7. Л. Г. Лойцянский, *Механика жидкости и газа*, ГИТТЛ, М., 1957.
8. T. G. Cowling, *M. N.*, 105, 166, 1945.
9. T. G. Cowling, in „The Sun“, ed. G. P. Kuiper, The University of Chicago Press (русс. пер.: Солнце, под ред. Дж. Койпера, ИЛ, М., 1957).
10. I. W. Roxburgh, *M. N.*, 128, 237, 1964.
11. С. Б. Пикельнер, *УФН*, 88, 505, 1966.
12. R. Kippenhahn, *Ap. J.*, 137, 664, 1963.
13. Б. М. Рубашев, *Изв. ГАО*, 24, № 180, 11, 1966.
14. K. Kohl, *Z. Astrophys.*, 64, 472, 1966.
15. V. Castellani, A. Renzini, *Ap. and Space Sci.*, 3, 283, 1969.
16. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, ИЛ, М., 1960.
17. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Физматгиз, М., 1959.
18. В. Р. Бурсиан, *Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке*, ч. I, ГТТИ, М.-Л., 1933.
19. А. Хиппель, *Диэлектрики и волны*, ИЛ, М., 1960.
20. У. Д. Кингери, *Введение в керамику*, 2 изд., Стройиздат, М., 1967.
21. Л. Спитцер, *Физика полностью ионизованного газа*, ИЛ, М., 1957.
22. В. Н. Колесников, В. В. Обухов-Денисов, *ЖЭТФ*, 42, 1001, 1962.
23. А. Б. Северный, *УФН*, 88, 3, 1966.
24. Г. Альвен, К.-Г. Фельтхаммар, *Космическая электродинамика*, Мир, М., 1967.
25. L. White Martin, *Kim Koo Sun*, A. J., 71, 876, 1966.