01

Новый подход к проблеме формирования солнечного ветра

© Ю.В. Вандакуров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 21 октября 2004 г.)

Обсуждается гипотеза, что наблюдаемые на Солнце 11-летние вариации активности обусловлены необходимостью регуляризации конвективного теплопереноса. Не исключено, что такая регуляризация нарушалась в период маундеровского минимума солнечной активности, когда, по всей вероятности, имел место хаотический перенос тепла. Рассматриваются также те затруднения, которые возникают из-за резкого уменьшения плотности среды при переходе к самым верхним слоям конвективной зоны. Гипотеза о формировании солнечного ветра в этих слоях представляется единственно возможной.

Введение

В недавней нашей работе [1] рассматривалась проблема нахождения распределения скорости вращения солнечной конвективной зоны путем представления этой скорости в виде ряда по полной системе ортогональных функций. Коэффициенты ряда определялись путем минимизации среднего расхождения между теоретической скоростью вращения и той скоростью, которая может быть рассчитана на основании современных гелиосейсмических данных [2]. Существенно, что цитированные расчеты проводились в рамках гипотетической стационарной модели, причем дополнительное условие симметрии вращения относительно экваториальной плоскости в общем случае не принималось во внимание.

В результате выяснилось, что согласие между теоретическими и экспериментальными данными в рамках стандартной модели с симметричным относительно экватора вращением среды возможно только в каких-то отдельных случаях, например на относительных глубинах солнечной конвективной зоны, равных приблизительно 0.84 или 0.925, а также на всех глубинах, если широта равна приблизительно 42°. Последняя широта близка к той, равной 41°, при которой на Солнце не возбуждаются крутильные волны, выражающиеся в периодически повторяющихся малых вариациях скорости вращения (см., например, [3]). Поскольку упомянутые волны наблюдаются на всех других широтах практически по всей конвективной зоне, гипотеза о важной роли нестационарных процессов на Солнце представляется наиболее вероятной. Мы предполагаем, что эти процессы необходимы для регуляризации конвективного теплопереноса.

Тот факт, что в немагнитной конвективной зоне любое радиальное перемещение конвективного элемента с генерацией несбалансированной азимутальной силы, уже обсуждался в работе автора [4]. В случае, когда могут возбуждаться зависящие от долготы (т.е. долготные моды), достижение баланса сил становится возможным, но для осуществления самих процессов возбуждения долготных мод необходимо присутствие соответствующего осесимметричного тороидального магнитного поля. Если речь идет о наинизшей моде упомянутого поля, то величина поля в случае подножия солнечной конвективной зоны будет равна 110 kGs.

Таким образом, мы предполагаем, что само вращение среды формируется в соответствии с условием самовозбуждения движений, необходимых для регуляризации конвективного теплопереноса, причем распределение вращения может быть близким к симметричному относительно экватора. Не исключены также нарушения процессов упорядочения конвективного теплопереноса с переходом к какому-то хаотическому переносу тепла. Возможно, это имело место в периоды типа маундеровского минимуму солнечной активности. Известно, что в такие периоды уровень активности Солнца сильно понижался [5].

Задача нахождения состояния вращающейся намагниченной конвективной зоны с учетом малых вариаций во времени скорости вращения и других параметров приводится к сложной системе уравнений. Более простая ситуация имеет место в некоторых предельных случаях. Так, вблизи верхней границы солнечной конвективной зоны происходит резкое изменение плотности среды, из-за чего задача становится приблизительно одномерной. Мы изучаем эту ситуацию в разделе 2. Краткие выводы сформулированы в заключительном разделе.

1. Условия равновесия вблизи верхней границы конвективной зоны

Общее представление уравнений равновесия в виде разложения по полной системе ортогональных векторных сферических гармоник рассматривалось в [6]. Например, в случае произвольного вектора $\mathbf{U}$ такое представление записывается в виде

$$\mathbf{U} = \sum_{\lambda JM} U_{JM}^{(\lambda)} \mathbf{Y}_{JM}^{(\lambda)}, \tag{1}$$

где $\mathbf{Y}_{JM}^{(-1)} = \mathbf{i}_r Y_{JM}$, $\mathbf{Y}_{JM}^{(+1)} = (r/d_J)\nabla_\perp Y_{JM}$, $\mathbf{Y}_{JM}^{(0)} = -i(r/d_J)\mathbf{i}_r \times \nabla_\perp Y_{JM}$. Здесь $\nabla_\perp$ — горизонтальная

составляющая оператора градиента; Y_{JM} — сферическая функция; $d_J = \left[J(J+1)\right]^{1/2}$; $\lambda = 0$, или 1, или -1, причем целый индекс $J \geq 0$, $M = -J, -J+1, \ldots, J$. Суммирование в формуле (1) производится по λ, J и M.

В рассматриваемом случае с осевой симметрией $M = 0$ и азимутальные уравнения равновесия, как вытекает из уравнений, обсуждавшихся в работах [4,7], имеют вид

$$r\,\frac{\partial}{\partial t} v_{J0}^{(0)} = -\frac{1}{(2J+1)^{1/2}} \sum_{J_1 J_2} C_{J_1 0 J_2 0}^{J0}\, E_{J_1 J_2}^{J}$$

$$\times \left[I_{J_2} Z_{JJ_1}^{J_2} \left(v_{J_2 0}^{(-1)} \frac{\partial}{\partial r}\, r v_{J_1 0}^{(0)} - \frac{1}{4\pi\rho}\, B_{J_2 0}^{(-1)} \frac{\partial}{\partial r}\, r B_{J_1 0}^{(0)} \right) \right.$$

$$\left. - J_1(J_1+1) Z_{JJ_2}^{J_1} \left(v_{J_1 0}^{(0)} v_{J_2 0}^{(+1)} - \frac{1}{4\pi\rho}\, B_{J_1 0}^{(0)} B_{J_2 0}^{(+1)} \right) \right];$$

$$J = 1, 3, \ldots, \tag{2}$$

$$r\,\frac{\partial}{\partial t} B_{J0}^{(0)} = -\frac{1}{(2J+1)^{1/2}} \sum_{J_1 J_2} C_{J_1 0 J_2 0}^{J0}\, E_{J_1 J_2}^{J}$$

$$\times \left[\frac{\partial}{\partial r}\, r \left(I_{J_1} Z_{JJ_2}^{J_1} v_{J_1 0}^{(-1)} B_{J_2 0}^{(0)} - I_{J_2} Z_{JJ_1}^{J_2} v_{J_1 0}^{(0)} B_{J_2 0}^{(-1)} \right) \right.$$

$$\left. + J(J+1) Z_{J_1 J_2}^{J} \left(v_{J_1 0}^{(+1)} B_{J_2 0}^{(0)} - v_{J_1 0}^{(0)} B_{J_2 0}^{(+1)} \right) \right];$$

$$J = 2, 4, \ldots, \tag{3}$$

где в соответствии с уравнениями непрерывности и потока магнитной индукции

$$v_{J0}^{(+1)} = \frac{1}{r\rho\left[J(J+1)\right]^{1/2}}\, \frac{\partial}{\partial r}\, r^2 \rho v_{J0}^{(-1)}, \tag{4}$$

$$B_{J0}^{(+1)} = \frac{1}{r\rho\left[J(J+1)\right]^{1/2}}\, \frac{\partial}{\partial r}\, r^2 B_{J0}^{(-1)}, \tag{5}$$

причем

$$E_{J_1 J_2}^{J} = \left[\frac{(2J_1+1)(2J_2+1)}{4\pi} \right]^{(1/2)} \frac{1}{2 d_J d_{J_1} d_{J_2}}\, C_{J_1 0 J_2 0}^{J0}, \tag{6}$$

$C_{J_1 M_1 J_2 M_2}^{JM}$ — коэффициент Клебша–Гордона, $Z_{ab}^{c} = [a(a+1) + b(b+1) - c(c+1)]$ и $I_a = [a(a+1)]^{1/2}$.

Величины $v_{J_k 0}^{(J0)}$ и $B_{J_k 0}^{(J0)}$ определяют распределение скорости и магнитного поля. Заметим, что в уравнении непрерывности (4) нами не учитываются возможные изменения во времени скорости меридиональной циркуляции. В случае симметричного относительно экватора состояния коэффициенты J в уравнениях (2) и (3) имеют разную четность, причем в первом из этих уравнений J нечетное. В правых частях тех же уравнений сумма коэффициентов $J + J_1 + J_2$ является четной.

В численных расчетах, проводившихся ранее [1], изучалась возможность существования стационарной немагнитной модели. Как уже упоминалось, условия стационарности и симметрии вращения относительно экватора могут быть согласованы с гелиосейсмическими данными Скоу и др. [2] только в исключительных случаях, вообще же говоря, при построении модели солнечной конвективной зоны необходимо учитывать зависящие от времени процессы. Ниже мы ограничимся исследованием верхних слоев упомянутой зоны, для которых $r/R \geq 0.99$, где $R = R_{\odot}$. Эта зона в работе [1] не изучалась. На самой же границе $r/R = 0.99$ (при условии симметрии вращения относительно экватора) отношения скоростей вращения на широтах 0, 30, 45 и 60° равны соответственно 1.02, 0.974, 0.903 и 0.81, что находится в пределах данных, цитированных в [2]. Здесь мы несколько уточняем те результаты расчетов, которые приводились на рисунке в работе [1].

В приповерхностной зоне $r/R \geq 0.99$ плотность среды резко уменьшается с увеличением r. Фактически в этой области формируется истечение вещества, обусловленное вращением среды. В самом грубом приближении следует учитывать лишь радиальную зависимость равновесных величин, так что в уравнении (2) основным будет член, содержащий коэффициент $v_{00}^{(-1)}$. Тогда получим, что $v_{00}^{(+1)} = 0$ и

$$r^2 \rho v_{00}^{(-1)} = \text{const}, \tag{7}$$

$$r\,\frac{\partial}{\partial t}\, v_{J0}^{(0)} + \frac{1}{(4\pi)^{1/2}}\, v_{00}^{(-1)}\, \frac{\partial}{\partial r}\, r v_{J0}^{(0)} = 0, \tag{8}$$

$$r\,\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{r\rho}\, B_{J0}^{(0)} \right) + \frac{1}{(4\pi)^2}\, v_{00}^{(-1)}\, \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r\rho}\, B_{J0}^{(0)} \right] = 0. \tag{9}$$

Уравнение (8) вытекает также из уравнений равновесия в одномерном приближении.

В случае рассчитанной Гюнтером и др. [8, табл. 3B] модели солнечной конвективной зоны в самых верхних слоях этой зоны относительный радиальный градиент плотности порядка 4000 и этот градиент становится меньше почти в два раза при уменьшении относительного радиуса всего лишь на 0.1%. В связи с таким резким убыванием плотности с ростом r возникает сложная проблема описания тех существенных изменений скорости вращения, которые должны происходить в обсуждаемых самых верхних слоях конвективной зоны.

Согласно уравнению (8), скорость вращения в упомянутых поверхностных слоях могла бы быть приблизительно постоянной, если бы выполнялось условие $r v_{J0}^{(0)} \approx \text{const}$. Однако детальные гелиосейсмические измерения [9–11], проводившиеся на глубинах до двадцати тысяч километров, показывают, что на этих глубинах формируется некоторое зависящее как от времени, так и от радиуса, сложное несимметричное относительно экватора состояние вращения. Ясно, что такое сложное равновесное состояние не может описываться приведенной выше простой формулой. Трудности будут возникать при сравнении с наблюдениями любых решений уравнений (7), (8).

В связи со сказанным наиболее вероятной представляется гипотеза, что в верхних солнечных слоях происходит расслоение среды, приводящее к формированию

потоков, движущихся с различными скоростями. Иначе говоря, мы предполагаем, что средняя скорость радиального движения среды описывается формулой (8), но в рассматриваемых слоях всегда присутствуют какие-то группы быстро движущихся заряженных частиц (ионов), средняя радиальная скорость которых устанавливается в соответствии с уравнением переноса тепла. Фактически существенными могут быть затраты энергии на ускорение упомянутых быстрых ионов. Гелиосейсмические данные [9–11] свидетельствуют даже о формировании асимметричных относительно экваториальной плоскости течений среды. В результате мы сталкиваемся с фундаментальным отличием звездной конвекции от лабораторной.

Сформулированная гипотеза могла бы объяснить как нагрев солнечной хромосферы, так и появление ускоренных ионов в короне. Обсуждение этих проблем проводилось, например, в работах [5,12,13], в которых предполагалось, что источник нагрева упомянутых зон расположен в каких-то высоко расположенных атмосферных слоях. Наши расчеты свидетельствуют в пользу того, что быстрые ионы появляются в самых верхних слоях конвективной зоны.

Заметим, кстати, что вследствие истечения быстрых ионов будет происходить также замедление вращения Солнца. Тот факт, что звезды типа Солнца вращаются медленнее, чем это вытекает из простой теории, является общеизвестным (см. обсуждение проблемы в [14]). Наши расчеты подтверждают существование такого замедления вращения.

2. Краткие выводы

Если не касаться проблемы солнечного тахоклина, то солнечные активные явления, связанные с намагниченной, дифференциально вращающейся конвективной зоной, можно условно разделить на три группы. Во-первых, происходит самовозбуждение неустойчивости, возникающей в присутствии как осесимметричного тороидального магнитного поля, так и меридиональной циркуляции вещества. Характерное время развития неустойчивости зависит также от величины радиального градиента угловой скорости вращения [15,16]. Эта неустойчивость, по-видимому, является причиной появления на Солнце всплывающих магнитных полей.

Другая группа активных явлений обусловлена необходимостью регуляризации конвективного теплопереноса. Как уже упоминалось, радиальное перемещение конвективных элементов (двигающихся не вдоль оси вращения) возможно лишь в присутствии зависящих от долготы (долготных) мод, которые являются нейтрально устойчивыми, если в среде присутствует соответствующее тороидальное магнитное поле (порядка 10^5 Gs). Важную роль играют также крутильные волны, способствующие поддержанию необходимого распределения средней скорости вращения среды. Для нахождения такого теоретического распределения скорости вращения еще необходимо проведение соответствующих расчетов.

Особая ситуация возникает в самых верхних слоях конвективной зоны. Проблема состоит в том, что вытекающее из условия теплового равновесия изменение скорости вращения оказывается неприемлемо сильным. Формирование быстро движущихся пучков, состоящих из различных ускоренных ионов, является возможным решением возникающей проблемы. В этом случае появляются перспективы решения таких проблем, как нагрев хромосферы, присутствие солнечного ветра и быстрое замедление вращения звезд, имеющих конвективную оболочку.

Список литературы

[1] *Вандакуров Ю.В.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 10. С. 35–39. (*Vandakurov Yu.V.* // Technical Phys. 2004. Vol. 49. N 10.)

[2] *Schou J., Howe R., Basu S., Christensen-Dalsgaard J., Corbard T., Hill F., Komm R., Larsen R.M., Rabello-Soares M.C., Thompson M.J.* // Astrophys. J. 2002. Vol. 567. P. 1234–1249.

[3] *Vorontsov S.V., Christensen-Dalsgaard J., Schou J., Strakhov V.N., Thompson M.J.* // Science. 2002. Vol. 296. P. 101–103.

[4] *Вандакуров Ю.В.* // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 3. С. 23–27. (*Vandakurov Yu.V.* // Technical Phys. 2003. Vol. 48. N 3. P. 298–302.)

[5] *Витинский Ю.И.* Солнечная активность. М.: Наука, 1983.

[6] *Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К.* Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975.

[7] *Вандакуров Ю.В.* // Астрон. журн. 1999. Т. 76. Вып. 1. С. 29–44. (*Vandakurov Yu.V.* // Astronomy Rep. 1999. Vol. 43. N 1. P. 24–37.)

[8] *Guenther D.B., Demarque P., Kim Y.-C., Pinsonneault M.H.* // Astrophys. J. 1992. Vol. 387. P. 372–393.

[9] *Basu S., Antia H.M., Tripathy S.C.* // Astrophys. J. 1999. Vol. 512. P. 458–470.

[10] *Haber D.A., Hindman B.W., Toomre J., Bogart R.S., Larsen R.M., Hill F.* // Astrophys. J. 2002. Vol. 570. P. 855–864.

[11] *Zhao J., Kosovichev A.G.* // Astrophys. J. 2004. Vol. 603. P. 776–784.

[12] *Паркер Е.* Динамические процессы в межпланетной среде. М.: Мир, 1965. (*Parker E.N.* Interplanetary Dynamical Processes. New York: Intersci. Publ. 1963.)

[13] *Брант Дж.* Солнечный ветер. М.: Мир, 1973. (*Brant J.C.* Introduction to the Solar Wind. San Francisco: W.H. Freeman and Co. 1970.)

[14] *Тассуль Дж.* Теория вращающихся звезд. М.: Мир, 1982. (*Tassoul J. L.* Theory of Ratating Stars. Princeton: Princeton Univercity Press. 1978.)

[15] *Вандакуров Ю.В.* // Письма в Астрон. журн. 2001. Т. 27. Вып. 9. С. 700–713. (*Vandakurov Yu.V.* // Astronomy Lett. 2001. Vol. 27. N 9. P. 596–607.)

[16] *Вандакуров Ю.В.* // Изв. вузов, Радиофизика 2001. Т. 44. № 9. С. 735–743. (*Vandakurov Yu.V.* // Radiophys. and Quant. Electron. 2001. Vol. 44. N 9. P. 678.)