МАСШТАБЫ ТЕЧЕНИЙ В КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЕ СОЛНЦА ПО ГЕЛИОСЕЙСМОЛОГИЧЕСКИМ ДАННЫМ

Гетлинг А.В.[1], Косовичев А.Г.[2]
[1]*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия*
[2]*Технологический институт штата Нью-Джерси, Ньюарк, США*

FLOW SCALES IN THE SOLAR CONVECTION ZONE FROM HELIOSEISMOLOGICAL DATA

Getling A.V.[1], Kosovichev A.G.[2]
[1]*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*
[2]*New Jersey Institute of Technology, NJ 07102, USA*

Velocities in the solar convection zone determined using techniques of time–distance helioseismology are used to study the spatial scales of the subsurface flows. The source data were obtained with the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO) from May 2010 to September 2020. Our study is based on the velocity fields in a subphotospheric layer of depth 19 Mm obtained with an 8-hour cadence for latitudes and Stonyhurst longitudes between –60° and +60°. The scales of convective flows are analysed by spherical-harmonic decomposition of the field of the horizontal-velocity divergence. The spatial power spectra demonstrate increases in the characteristic scales of the flows with depth, variously scaled flows coexisting. The largest scales nearly correspond to giant convection cells. In the deepest layers, the degree and order of the main spectral harmonic have similar values, these harmonics thus being close to sectorial ones. This result suggests that meridionally elongated cells can be present.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-87-92

Введение

Многомасштабность солнечной конвекции ставит ряд вопросов, для разрешения которых нужно иметь информацию о поле скоростей в подфотосферной конвективной зоне. В частности, исходя из гидродинамических соображений и из того факта, что на фотосферном уровне более мелкие ячейки переносятся более крупными (в частности, гигантскими [1]), можно ожидать, что в поле конвективных скоростей не просто растут с глубиной характерные масштабы течений, а это поле представляет собой суперпозицию разномасштабных составляющих конвекции. Благодаря успехам гелиосейсмологии появилась возможность прослеживать структуру и эволюцию этих полей в большом диапазоне глубин на протяжении нескольких лет.

Здесь мы рассматриваем масштабы конвективных течений на разных глубинах в конвективной зоне на основе спектральных представлений поля

горизонтальных скоростей, найденного методами пространственно-временной гелиосейсмологии по наблюдениям на инструменте Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) орбитальной обсерватории солнечной динамики (Solar Dynamics Observatory – SDO).

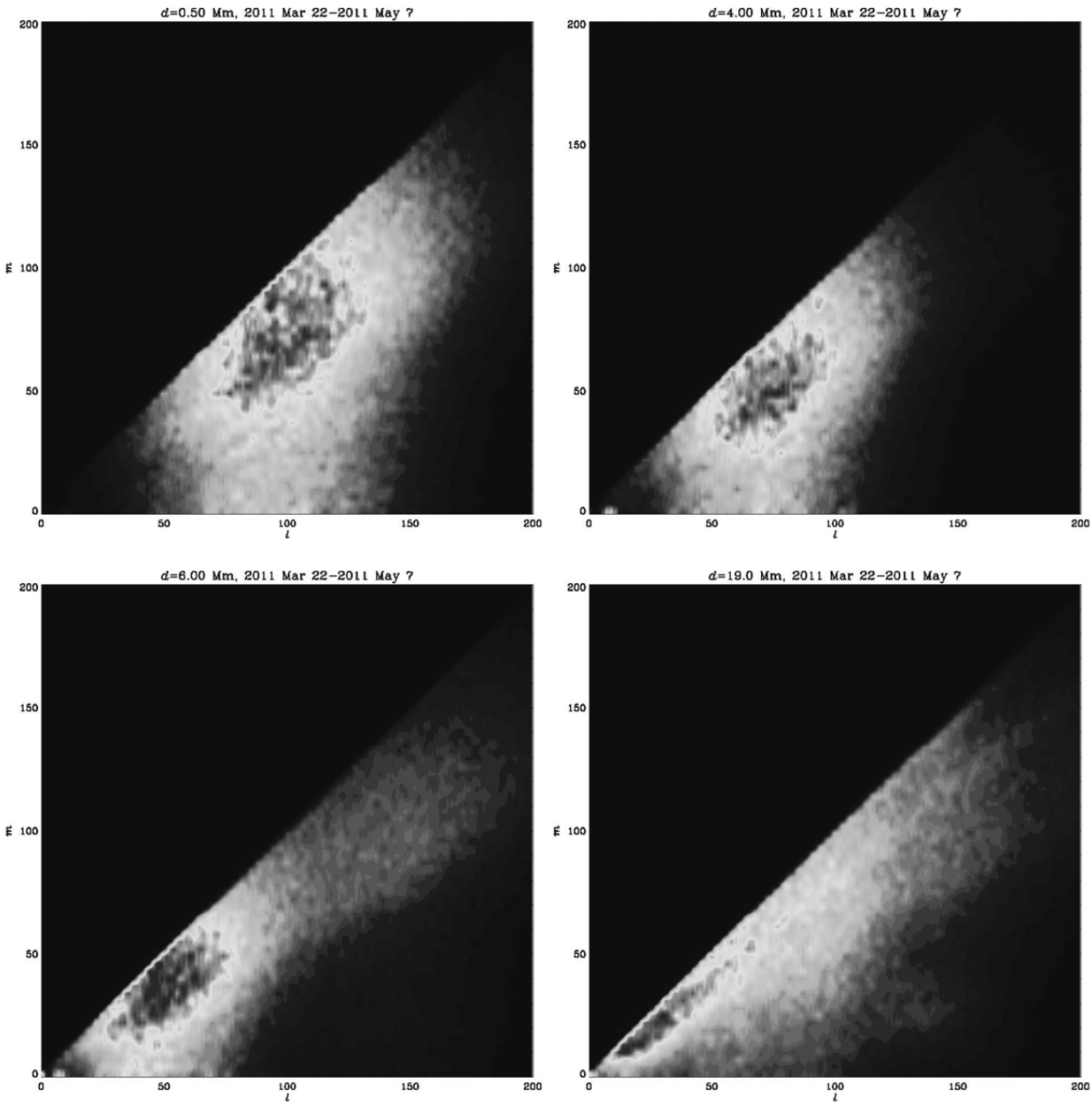

Рис. 1. Пример спектров мощности течения на глубинах d = 0.5, 4, 6, 19 Мм (указаны на каждом рисунке вверху) в координатах l, m. Максимальным значениям соответствуют темные участки, окруженные светлыми полями. Черное поле справа внизу – малые значения, черное поле слева вверху – область $m > l$, где значения не определены.

Данные и их обработка

Рассматриваемые нами поля скоростей представлены значениями их горизонтальных компонент в 1026×1026 точках с шагом 0.12° по гелио-

графической широте и долготе (123°×123°) и временной каденцией 8 ч для 8 подфотосферных слоев, лежащих в интервале глубин d = 0–19 Мм. Толщина этих слоев меняется от 1 Мм для верхнего слоя до 4 Мм для нижнего. В дальнейшем мы будем указывать средние значения d для этих слоев.

Для удобства спектрального анализа перейдем от полей компонент вектора горизонтальной скорости **V** к скалярному полю – дивергенции скорости, которая в сферических координатах имеет вид

$$f(\theta,\varphi) = \operatorname{div}\mathbf{V}(\theta,\varphi) = \frac{1}{R_\odot \sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}(V_\theta \sin\theta) + \frac{1}{R_\odot \sin\theta}\frac{\partial}{\partial\varphi}V_\varphi$$

(θ, φ – полярный и азимутальный углы, $R_\odot$ – радиус Солнца). Дополним найденное поле дивергенции до полного долготного интервала, взяв это поле на интервале длиной 120° и дважды повторив его со сдвигом по долготе на 120° и 240°. Представим поле дивергенции разложением по действительным сферическим функциям

$$f(\theta,\varphi) = \sum_{l=0}^{l_{\max}}\sum_{m}^{l}[A_{lm}Y_{l1}^{m}(\theta,\varphi) + B_{lm}Y_{l2}^{m}(\theta,\varphi)],$$

$$Y_{l1}^{m}(\theta,\varphi)=\sqrt{(2l+1)(2-\delta_{m0})\frac{(l-m)!}{(l+m)!}}P_l^m(\cos\theta)\cos m\varphi,$$

$$Y_{l2}^{m}(\theta,\varphi)=\sqrt{(2l+1)(2-\delta_{m0})\frac{(l-m)!}{(l+m)!}}P_l^m(\cos\theta)\sin m\varphi,$$

$$l = 0,\dots,l_{\max},\quad m = 0,\dots,l.$$

Коэффициенты разложения A_{lm} и B_{lm} определим стандартной процедурой преобразования по сферическим гармоникам.

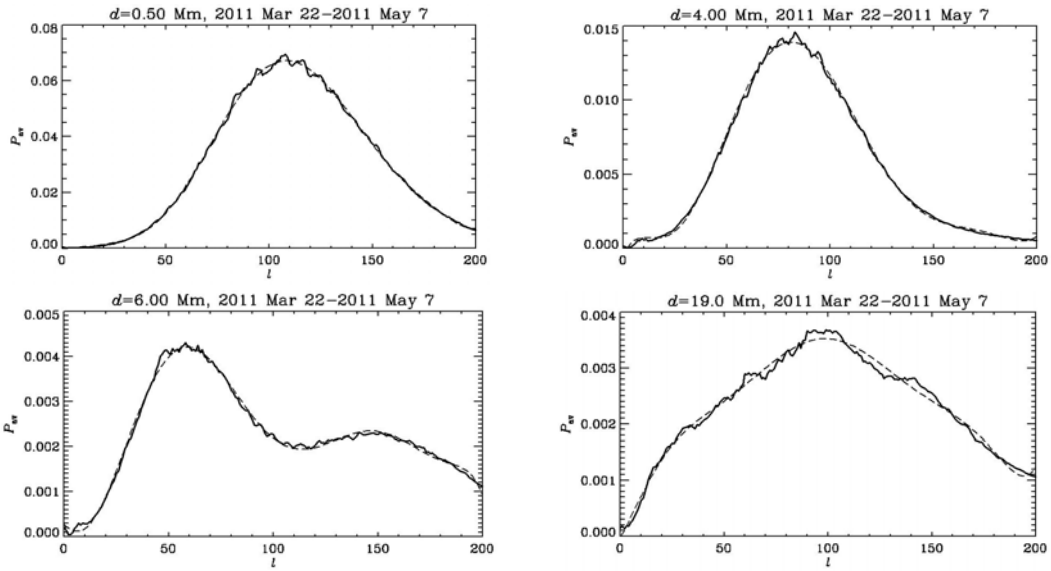

Рис. 2. Те же спектры, усредненные по *m,* и их аппроксимация полиномом 8-й степени.

К спектрам мощности $A_{lm}^2 + B_{lm}^2$ мы применяем процедуру вычисления скользящего среднего по времени с окном 45 суток. Поскольку дополненное поле дивергенции имеет симметрию третьего порядка, спектры содержат ненулевые гармоники только с m, кратными 3, и для лучшей визуальной воспринимаемости спектров мы сглаживаем их с окном, равным 2.

Чтобы составить представление о том, как влияют на спектр полярные шапки $\theta < 28.5°$ и $\theta > 151.5°$, для которых данные отсутствуют, мы провели спектральный анализ поля скоростей, полученного Г. Герреро и А. Стежко [2] путем численного моделирования конвекции. Оказалось, что внесение в это модельное поле такого же размера полярных шапок с нулевыми скоростями приводит к некоторому сужению спектральной полосы (в координатах l, m) в направлении, перпендикулярном линии $l = m$, но качественно форма спектра сохраняется.

Для оценки пространственных масштабов компонент, представленных гармониками данной степени l, будем пользоваться формулой Джинса [3] $\lambda = 2\pi r/\sqrt{l(l+1)}$, положив в ней $r = R_\odot$.

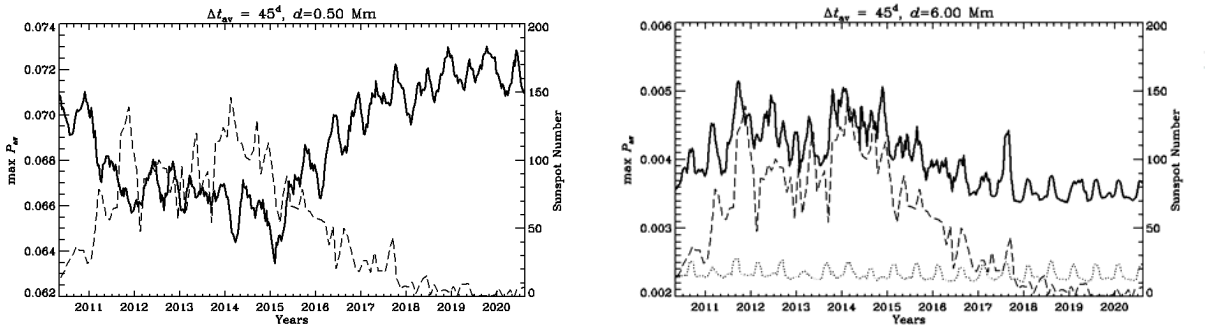

Рис. 3. Временные вариации пиковых значений спектров мощности, усредненных по m. Пунктирная линия на правом рисунке – вариации вторичного максимума. Штриховой линией показаны изменения среднемесячного числа солнечных пятен.

Результаты

Типичная серия спектров мощности для одного и того же 45-суточного интервала усреднения и разных глубин показана на рис. 1. Видно, что полоса спектра соответствует широкому интервалу значений степени l (и масштабов λ). Главный спектральный максимум сильно смещается с глубиной в длинноволновую область. Если в верхних слоях коротковолновая часть области наиболее энергичных гармоник имеет $l \approx 120$ (что соответствует размерам супергранул $\lambda \approx 30$ Мм), то длинноволновая часть на больших глубинах начинается на $l \approx 15$, и λ лежит в области значений 150–300 Мм, что является масштабом гигантских ячеек. Этот масштаб хорошо виден, начиная с середины рассматриваемого интервала глубин; в верхних же слоях он не так заметен из-за присутствия более энергичных течений меньших масштабов. Тем не менее, течения наибольших масштабов имеют сравнимые по порядку величины значения мощности в

верхней части слоя и на больших глубинах. В спектре, усредненном по азимутальным числам m, эффект возрастания характерных λ с d хорошо заметен от фотосферы примерно до d = 8.5 Мм, а на больших глубинах он замывается значительным расширением спектрального пика (рис. 2). Таким образом, суперпозиция разномасштабных течений, особенно заметная на больших глубинах, хорошо видна и из усредненных по m спектров. На глубинах 6–9 Мм спектр демонстрирует двухмодовый характер – имеет два максимума (рис. 2). Еще одна интересная особенность спектра течений состоит в том, что с ростом d спектральный пик приближается в плоскости (l, m) к линии $l = m$, которая соответствует секториальным (не зависящим от θ) гармоникам. Этот факт может указывать на меридиональную вытянутость крупномасштабных ячеек – тенденцию к их бананообразной форме (такая возможность временами обсуждается в литературе).

Отсутствие данных для полярных шапок, как показал упомянутый выше анализ результатов моделирования, сужает спектральные максимумы, и можно ожидать, что реальная ширина этих максимумов для солнечной конвекции еще больше, чем найденная нами.

Вариации спектров в цикле активности можно охарактеризовать изменениями высоты максимума усредненного по m спектра (рис. 3). В верхних слоях эта величина показывает антикорреляцию с числом солнечных пятен. В более глубоких слоях шумовая составляющая мощности сравнима с самой мощностью.

Выводы

- Характерный масштаб конвекции растет с глубиной, показывая признаки присутствия гигантских конвективных ячеек.
- Широкополосность спектра, а также двухмодовые спектры в некотором интервале глубин указывают на наличие суперпозиции разномасштабных течений.
- Наблюдаемое по мере перехода к большим глубинам приближение спектрального пика к линии $l = m$, соответствующей секториальным гармоникам, может отражать тенденцию к меридиональной вытянутости конвективных ячеек.
- В поверхностных слоях мощность антикоррелирует с уровнем солнечной активности, в более глубоких ее вариации скорее носят шумовой характер.
- Ограничение модельного поля полярными шапками несколько сужает спектр конвекции, но сохраняет качественный характер спектра. Поэтому можно ожидать, что при использовании данных по всей сфере полоса спектра будет еще шире.

Литература

1. *Hathaway D.H., Upton L.A.* // Astrophys. J., v. 908, id.160

2. *Guerrero G., Stejko A.* – частное сообщение, 2021.
3. *Jeans J.H.* // Proc. Roy. Soc. London, 1923, v. A102, p. 554.