

М. И. Стодилка

Астрономическая обсерватория
Львовского национального университета имени Ивана Франко
ул. Кирилла и Мефодия 8, Львов, 79005
sun@astro.franko.lviv.ua

Диагностика поля горизонтальных скоростей в атмосфере Солнца: линия $Ba\ II$ 455.403 нм

Предложен метод диагностики горизонтальных скоростей по спектральным 2D-наблюдениям в центре диска Солнца с высоким пространственным разрешением. Суть метода состоит в построении (обратная задача переноса излучения) полуэмпирических моделей солнечной атмосферы с последующим воспроизведением поля горизонтальных скоростей с помощью уравнений гидродинамики. Выполнено тестовое исследование диагностических возможностей линии $Ba\ II$ 455.403 нм с учетом сверхтонкой структуры и изотопического расщепления для изучения поля горизонтальных скоростей неоднородной атмосферы Солнца.

ДІАГНОСТИКА ПОЛЯ ГОРИЗОНТАЛЬНИХ ШВИДКОСТЕЙ В АТМОСФЕРІ СОНЦЯ: ЛІНІЯ $Ba\ II$ 455.403 нм, Стодилка М. І. — Запропоновано метод діагностики горизонтальних швидкостей за спектральними 2D-спостереженнями в центрі диска Сонця з високим просторовим розділенням. Суть методу полягає у побудові (обернена задача переносу випромінювання) напівемпіричних моделей атмосфери Сонця з подальшим відтворенням поля горизонтальних швидкостей за допомогою рівнянь гідродинаміки. Проведено тестове дослідження діагностичних можливостей лінії $Ba\ II$ 455.403 нм з урахуванням надтонкої структури та ізотопічного розщеплення для вивчення поля горизонтальних швидкостей неоднорідної атмосфери Сонця.

DIAGNOSTICS OF HORIZONTAL VELOCITIES FIELD IN THE SOLAR ATMOSPHERE: LINE $Ba\ II$ 455.403 nm, by Stodilka M. I. — We proposed the method for diagnostics of the horizontal velocities field based on 2D observations at the center of the solar disk with high spatial and temporal resolution. The method consists in semiempirical modeling of the solar atmosphere by solving inverse radiative transfer problem and subsequent receiving horizontal velocities by solution of the corresponding

hydrodynamics equations. We investigated the diagnostic possibilities of the line Ba II 455.403 nm (considering hyperfine structure and isotope splitting) for studying horizontal velocity field of the solar atmosphere.

ВВЕДЕНИЕ

Поле горизонтальных скоростей предоставляет ценную информацию о структуре и динамике конвективных и волновых движений в атмосфере Солнца. Теоретические исследования [7, 12, 22] показывают, что на краю гранул газовые потоки могут ускоряться до сверхзвуковых горизонтальных скоростей и возбуждать таким образом волновые процессы в атмосфере Солнца. Согласно выводам Чунг и др. [9] вспышке магнитного потока порождает интенсивные расходящиеся потоки в гранулах. Этот факт, наряду с другими подходами, можно использовать в качестве индикатора появления активной области. Наблюдательные данные о структуре и динамике солнечной конвекции, о возбуждении, распространении волн в неоднородной солнечной атмосфере получены преимущественно по доплеровским измерениям вертикальных скоростей, так как данные о горизонтальных скоростях отсутствуют. Поскольку в центре диска невозможно проводить доплеровские измерения горизонтальных потоков, были развиты разные подходы для измерения собственных горизонтальных движений в атмосфере Солнца.

Эти методы можно разделить на следующие классы.

1. Метод локального корреляционного отслеживания (Local Correlation Tracking — LCT) и его модификации. Векторы перемещений определяются путем нахождения взаимной корреляции малых областей в последовательных 2D-образах временной серии наблюдений. Этот метод был разработан Лис и др. [11], а впервые применен для решения задач солнечной физики в работе [13].

2. Метод отслеживания особенностей (Feature tracking — FT) предложен Строусом [23]. Используя подходы распознавания образов, выделяют по заданным критериям особенности и отслеживают на временной серии данных 2D-наблюдений их перемещение.

3. Пространственно-временная гелиосейсмология [10]. Измерение временных задержек и фазовых сдвигов для поверхностной (фундаментальной) f-моды, распространяющейся вдоль поверхности Солнца, часто используют при изучении приповерхностных потоков в фотосфере Солнца — супергрануляционные потоки, потоки вокруг активных областей.

4. Метод поплавков (corks method). Тестовые «частицы» (поплавки) расставляют равномерно по поверхности моделируемой области диска Солнца. Эти «частицы» переносятся потоками вещества и за промежуток времени, равный нескольким временам жизни гранул, проявляется тенденция к локализации в долгоживущих междугра-

нульных слоях. Таким образом обнаруживают места конвергенции или же дивергенции горизонтальных скоростей [8, 16, 18, 19, 21]. К сожалению, метод поплавков предназначен только для моделируемой грануляции.

Реторд и др. [17] использовали LCT- и FT-методы для тестовой обработки образов фотосферы Солнца, полученных путем чисельного моделирования солнечной атмосферы. Оказалось, что оба подхода не работают при воспроизведении горизонтальных скоростей на пространственных масштабах менее 2500 км и временных масштабах короче 30 мин. Полученные значения скоростей зависят от внутренних параметров алгоритмов обработки. Более того, воспроизведенные с помощью этих методов горизонтальные скорости в среднем в три раза меньше заданных (согласно модели) пространственно усредненных скоростей, а соответствующий коэффициент корреляции не превышает 0.57 [24]. Таким образом, корреляционные подходы не всегда дают корректные значения скоростей горизонтальных потоков и перестают работать уже на грануляционных пространственно-временных масштабах.

Поле горизонтальных скоростей можно исследовать, используя наблюдения на краю солнечного диска. Примером может служить работа Витаса и др. [25], в которой спектральные наблюдения при разных положениях на диске Солнца были использованы для изучения сверхзвуковых горизонтальных потоков. Однако такой подход имеет ряд недостатков:

- уменьшение из-за сферичности поверхности пространственного разрешения на краю диска;
- на краю диска глубины образования линий сдвигаются в верхние слои;
- при наблюдениях на краю диска вертикальная скорость и обе составляющие горизонтальной скорости проектируются на направление вдоль луча зрения. Поэтому при таком подходе трудно различить чисто горизонтальную скорость.

Анализ вышеупомянутых работ показывает, что на данный момент нет метода изучения горизонтальных скоростей даже на грануляционных (а тем более на меньших) пространственно-временных масштабах.

В рассматриваемой работе мы предлагаем метод, который позволяет воспроизвести поле вертикальных (V_z) и горизонтальных скоростей (V_x, V_y) на грануляционных и субгрануляционных масштабах по наблюдениям центра диска Солнца с высоким пространственно-временным разрешением.

Мы располагаем высококачественными наблюдениями в линии Ва II 455.403 нм, предоставленными нам Р. И. Костыком. На примере этой линии мы исследовали диагностические возможности предлагаемого метода при воспроизведении поля горизонтальных скоростей по данным наблюдений центра диска Солнца с высоким пространст-

венным разрешением. Мы не учитывали шумы, инструментальные эффекты и пространственное замывание, поскольку пространственная дискретизация используемой модели близка к предельной разрешающей способности современных больших телескопов.

МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Наш подход к воспроизведению поля горизонтальных скоростей по спектральным наблюдениям солнечного диска состоит из двух этапов:

- построение 3D-моделей солнечной атмосферы (кубы данных термодинамических и кинематических параметров) по данным спектральных 2D-наблюдений путем решения обратной задачи переноса излучения;
- решение соответствующих уравнений гидродинамики.

Обратная задача переноса излучения. Модели неоднородной атмосферы Солнца были воспроизведены путем решения обратной задачи переноса излучения. Обратная задача принадлежит к числу некорректных задач, поскольку есть определенное множество решений, удовлетворяющих используемому критерию, по которому находят решения. Мы предлагаем для обеспечения гладкости и устойчивости решений при рассмотрении обратной задачи использовать так называемые тихоновские стабилизаторы, которые модифицируют целевую функцию [3]:

$$J_{reg}^2(x) = J^2(x) + \frac{\alpha}{2} S(x), \quad (1)$$

где J^2 — стандартная целевая функция, описывающая отклонение рассчитанного профиля линии от наблюдаемого, α — параметр регуляризации, $S(x)$ — тихоновский стабилизатор, учитывающий *a priori* информацию о решении x : тип зависимости, физику процесса, совокупность определенных ограничений и т. п., а α — безразмерный параметр модели. Параметр регуляризации α определялся из следующих условий: a — наилучшее воспроизведение параметров заданной модели, b — решения не зависят от начальных оценок и c — отсутствуют осцилляции решений.

Поправки к текущим значениям параметров модели можно получить, исходя из условия минимума целевой функции (1):

$$\mathbf{x} = \mathbf{x}_0 - \frac{\mathbf{D}(\mathbf{x}_0)^{-1} \nabla J(\mathbf{x}_0)}{\mathbf{D}(\mathbf{x}_0)^{-1} \mathbf{H}(\mathbf{x}_0)}. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{D} — матрица Гессе, \mathbf{H} — матричное представление стабилизатора. Сам вид стабилизаторов и коэффициенты регуляризации были подобраны с помощью тестовой задачи воспроизведения моделей по профилям выбранной линии. В качестве такой модели была использована гидродинамическая 3D-модель Асплунда [5].

Как начальное приближение сетки моделей мы использовали модель атмосферы спокойного Солнца [5]. Для каждого приближения модели мы решали прямую задачу неравновесного переноса излучения. Полученные неЛТР-параметры использовались в качестве параметров в обратной задаче. Ее решение дает уточненную модель атмосферы, причем при любом изменении температуры или вертикальной скорости мы заново рассчитывали стратификацию газового давления, используя уравнение гидродинамического равновесия (z -проекция уравнения для потока импульса):

$$\frac{p}{z} + g - \frac{V_z}{t} = (\mathbf{V} \cdot \nabla) V_z \quad (3)$$

с граничным условием горизонтального баланса полного давления на нижней границе моделируемой области. Здесь p — давление, ρ — плотность газа, g — ускорение свободного падения, V — скорость движения вещества. Остальные обозначения в уравнении стандартные.

Вычислительный процесс итерационно повторялся до достижения критерия сходимости решения. Более подробно наш инверсный код описан в работах [3, 4].

Воспроизведение горизонтальных скоростей. Горизонтальные скорости можно, в частности, воспроизвести путем решения уравнений сохранения потока массы (уравнение неразрывности) и сохранения потока импульса (x - и y -проекции этого уравнения; z -проекция (3) используется нами в обратной задаче для нахождения стратификации давления). Так как модель атмосферы представлена значениями параметров в фиксированных пространственных узлах, соответствующие уравнения следует записывать в эйлеровых координатах. Поскольку уравнение сохранения потока импульса нелинейно относительно V , его решают путем линеаризации относительно скоростей V_x и V_y . При этом вертикальная скорость V_z получена заранее при решении обратной задачи переноса. Отметим, что такой подход требует наличия достаточно хорошей оценки неизвестных скоростей в качестве начального приближения.

Наш опыт решения обратной задачи переноса излучения показывает, что чем проще модель, тем выше устойчивость ее решений. Поэтому мы решили использовать уравнение неразрывности и уравнение, которое накладывает некоторое ограничение на решение. Уравнение сохранения потока массы в дифференциальной форме имеет вид

$$\frac{1}{t} \operatorname{div}(\mathbf{V}) = 0. \quad (4)$$

Далее мы предположили, что в горизонтальных плоскостях отсутствуют вихревые движения:

$$\frac{\partial V_x}{\partial z} - \frac{\partial V_z}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial V_y}{\partial z} - \frac{\partial V_z}{\partial y} = 0. \quad (5)$$

Оба уравнения линейны относительно неизвестных V_x и V_y . Второе уравнение не ограничивает циркуляционные движения в вертикальных плоскостях.

Таким образом, для каждой горизонтальной плоскости с N_x N_y узлами получаем $2N_x N_y$ уравнений с $2N_x N_y$ неизвестными и с периодическими граничными условиями. Систему уравнений можно записать в матричном виде: $\mathbf{A}\mathbf{y} = \mathbf{b}$, где \mathbf{A} — матрица линейных уравнений, \mathbf{b} — известный вектор, \mathbf{y} — вектор неизвестных скоростей (V_x, V_y). Для решения линейной системы уравнений был использован итерационный метод минимизации невязок [2]:

$$\mathbf{y}_{k+1} = \mathbf{y}_k - \frac{(\mathbf{A}\mathbf{y}_k - \mathbf{b})}{(\mathbf{A}\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_k)},$$

где $\mathbf{r}_k = (\mathbf{A}\mathbf{y}_k - \mathbf{b})$, $\mathbf{r}_k = \mathbf{A}\mathbf{y}_k - \mathbf{b}$. Индекс k обозначает номер итерации, а в качестве начального приближения выберем $\mathbf{y}_1 = 0$.

Модель атома бария. Модель атома бария заимствована из работ [14, 20]. Мы использовали новые данные для сил осцилляторов из базы данных VALD [<http://vald.astro.uu.se>]. Атом представлен 40 уровнями, из них два уровня для Ba I. Модель включает 99 связанно-связанных и 39 связанно-свободных переходов.

Сечения фотоионизации для уровней с низким орбитальным квантовым числом ($l = s, p, d, f$) были рассчитаны на основании метода квантового дефекта [6, 15], для остальных уровней Ba II — в водородоподобном приближении. Следуя работе [1], скорости ударных связанно-связанных разрешенных переходов мы рассчитывали по формуле Режермортера, для запрещенных переходов использовалось полуклассическое определение сечения через силу электронного удара ($\beta = 1$), скорости ионизации в результате электронных столкновений описывались соотношением Лотца.

Резонансная линия Ba II 455.403 нм имеет сложную структуру. Согласно базе данных атомных спектров NIST [<http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>] барий имеет семь стабильных изотопов. Из них только изотопы Ba¹³⁵ и Ba¹³⁷ имеют ненулевой спин ядра, что приводит к расщеплению нижнего и верхнего уровней перехода. В результате из-за наличия сверхтонкой структуры и изотопических сдвигов линия Ba II 455.403 нм состоит из 17 собственных компонентов [14].

Модель солнечной атмосферы. В данной работе мы использовали гидродинамическую 3D-модель солнечной атмосферы Асплунда и др. [5] для пяти моментов времени ($t = 1$ мин). Моделируемая область имеет размер 50 × 50 точек сетки в горизонтальной плоскости с разрешением $x = y = 120$ км и высоту 800 км с шагом $h = 20$ км (41 точка по высоте). Модель состоит из заданных в узлах значений термодинамических и кинематических параметров. Мы использовали только верхнюю часть модели атмосферы. Дно используемой нами модели расположено ниже уровня формирования континуума для линии 455.403 нм.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При расчетах мы пренебрегали эффектами горизонтального переноса излучения, поэтому данную модель для каждого момента времени рассматривали как набор 2500 одномерных моделей. Для исследования диагностических возможностей линии Ва II 455.403 нм мы сперва решили многоуровневую (неЛТР) задачу переноса излучения в линиях бария для каждой из этих 1D-моделей. В результате мы получили набор неЛТР-профилей линии Ва II 455.403 нм для центра диска Солнца. Последние были использованы в качестве входных данных при решении обратной задачи переноса излучения. В результате мы получили модель неоднородной атмосферы Солнца. Полученные параметры модели (вертикальная скорость и плотность) позволили воспроизвести поле горизонтальных скоростей. Отметим, что в уравнения (4) и (5) для нахождения поля скоростей входят производные от неизвестных V_x , V_y и полученных на этапе решения обратной задачи величин. Мы рассматривали производные как дифференцирующий фильтр, состоящий из пяти элементов. Поэтому минимальное число точек по времени равно пяти, а полученные горизонтальные скорости представлены для третьего момента времени модели.

Каждое слагаемое уравнения непрерывности содержит плотность вещества, поэтому ее достаточно знать с точностью до некоторого квазилокального фактора, что существенно уменьшает требования к реконструкции самой плотности. Таким образом, точность воспроизведенных горизонтальных скоростей определяется в основном точностью определения вертикальных скоростей, которая, в свою очередь, определяется точностью решения обратной задачи переноса излучения. Мы дополнительно рассмотрели диагностические возможности линии бария 455.403 нм для воспроизведения лучевых скоростей. В этом случае коэффициент корреляции между заданными (согласно модели) и воспроизведенными значениями лучевых скоростей на высотах $h = 0, 200, 400, 600$ км составляет 0.97, 0.94, 0.92, 0.90 соответственно. Высокая точность воспроизведения лучевых скоростей предоставляет возможность изучать горизонтальные скорости по данным спектральных наблюдений.

Воспроизведенные горизонтальные скорости ($V_h = \sqrt{V_x^2 + V_y^2}$) и первоначальные (согласно модели Асплунда) показаны на рис. 1. Результаты приведены для двух высот солнечной атмосферы: $h = 0$ и 200 км. Светлым тонам соответствуют максимальные значения скоростей, темным — близкие к нулю скорости. Для обеих высот структура горизонтальных потоков воспроизводится как в области гранул, так и для междугранул. Однако мелкие детали воспроизводятся хуже.

Рис. 1 дает качественное представление соответствия восстановленных горизонтальных скоростей реальным значениям.

На рис. 2 мы приводим зависимости между модельными (первоначальными) значениями горизонтальных скоростей и восстановленными

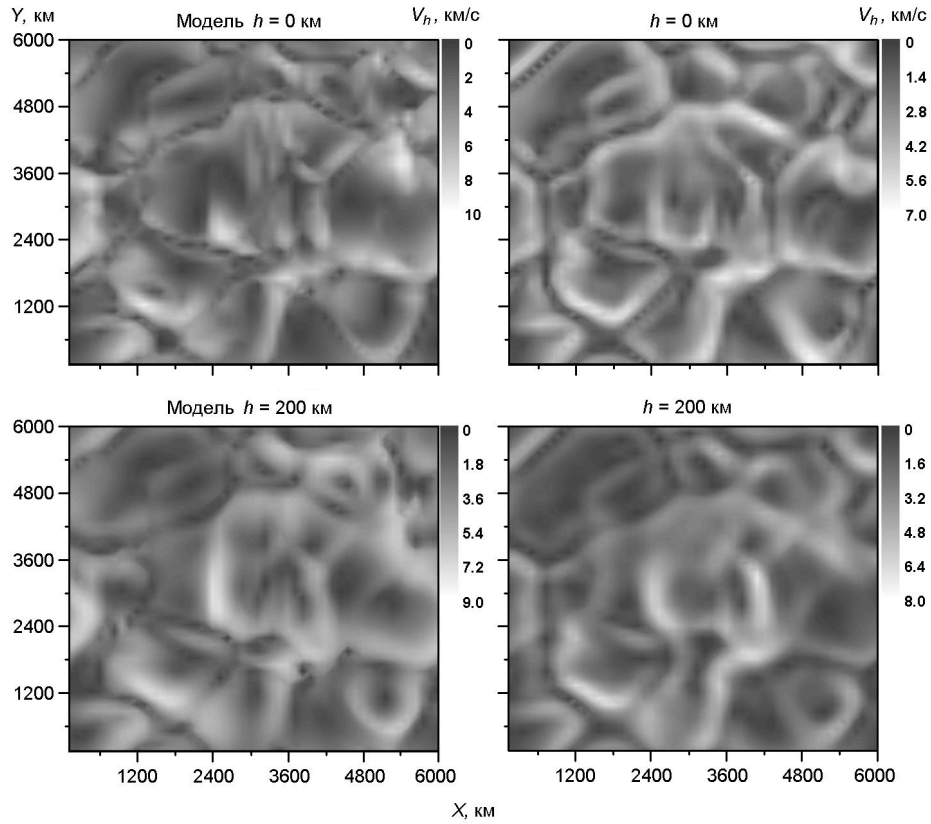


Рис. 1. Первоначальные (модель Асплунда) и воспроизведенные (справа) пространственные вариации горизонтальной скорости на двух высотах солнечной фотосферы: $h = 0$ и 200 км. Справа указан диапазон изменения скоростей

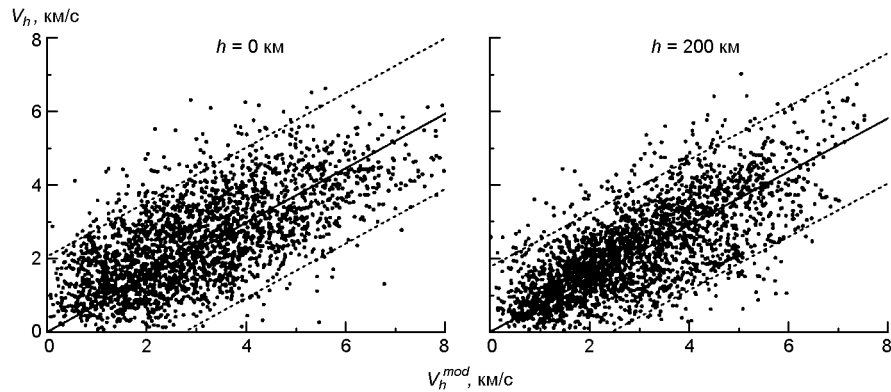


Рис. 2. Зависимости между восстановленными значениями горизонтальной скорости и первоначальными значениями (модель Асплунда) на высотах $h = 0$ и 200 км

ми значениями. Эти зависимости дают количественную оценку корреляции, причем без разделения на гранулы и междугранулы. Какая-либо кластеризация на зависимостях не проявляется. Сплошная средняя линия — линейная регрессионная зависимость между модельными и воспроизведенными значениями горизонтальной скорости, а верхняя

Коэффициенты корреляции между известными (V_x^{mod} и V_h^{mod}) и воспроизведенными (V_x и V_h) значениями скоростей

h , км	0	200	400
$V_x^{mod} \setminus V_x$	0.78	0.87	0.56
$V_h^{mod} \setminus V_h$	0.66	0.72	0.47

и нижняя линии — соответствуют доверительному интервалу 95 %. Для обеих высот имеет место недооценка значений горизонтальных скоростей — приблизительно на 26 % (уравнение линии регрессии: $y = 0.74x$ для $h = 0$ км и $y = 0.73x$ для $h = 200$ км).

Коэффициенты корреляции между модельными и воспроизведенными значениями горизонтальных скоростей представлены в таблице. Корреляция проекций горизонтальных скоростей больше, чем корреляция самих горизонтальных скоростей, так как ошибка V_h определяется ошибками V_x и V_y .

Как видим, результаты воспроизведения горизонтальных скоростей на высотах $h > 400$ км неудовлетворительны. Возможными причинами, влияющими на качество воспроизведения горизонтальных скоростей, могут быть следующие. В первую очередь необходимо учесть тот факт, что V_h в нашем подходе определены по восстановленным V_z и V_y , которые сами определены с ошибкой. Кроме того, в уравнение неразрывности входят производные от этих параметров. А производные, как известно, усиливают шумы. По этой причине мы в качестве производных использовали малошумящие дифференцирующие фильтры.

Есть еще одна немаловажная проблема — привязка к геометрической шкале высот. В уравнение гидродинамического равновесия (3), по которому рассчитывается стратификация давления, входят слагаемые, которые определяются ускорением g свободного падения на поверхности Солнца, z -проекцией ускорения движения вещества (V_z / t) и выражением, описывающим давление, вызванное движением вещества ($(\mathbf{V} \cdot \nabla) V_z$). В частности, при ламинарном течении ($\nu = 0$) последнее слагаемое определяет скорость изменения гидродинамического давления в вертикальном направлении. Ошибка воспроизведения газового давления вызвана, в первую очередь, неточностями горизонтальных скоростей, и она увеличивается в верхних слоях атмосферы. А ошибки в стратификации газового давления вызывают ошибки глубин образования излучения. Следует упомянуть еще один источник ошибок, обусловленный используемым приближением ($\nu = 0$). Мы выполнили в рамках модели Асплунда расчет V_z . Оказывается, области с повышенным значением V_z сосредоточены преимущественно в междугранулах и с высотой V_z уменьшается. На рис. 3 приведена зависимость усредненной по моделируемой площадке величины $|V_z^-|$ от высоты h .

Усредненная величина $|V_z^-|$ уменьшается до высот температурного минимума, а потом снова увеличивается. Отметим, что максимум ус-

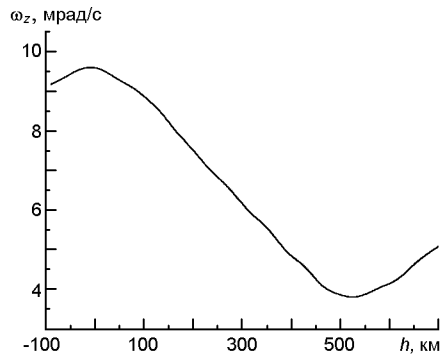


Рис. 3. Зависимость усредненной $|\bar{\omega}_z|$ от высоты

редненной ω_z лежит в области нижней фотосферы, и ему соответствуют десятиминутные вихревые движения. Так как с высотой величина ω_z уменьшается, используемое нами условие $\omega_z = 0$ накладывает ограничение на вихревые движения преимущественно в нижних фотосферных слоях.

Итак, необходимо усовершенствование предлагаемого метода при исследовании горизонтальных скоростей в верхних слоях солнечной фотосферы. В частности, можно использовать данные одновременных наблюдений в нескольких линиях, что существенно уменьшит ошибки вертикальных, а соответственно и горизонтальных скоростей.

Оценим верхний предел ошибок, когда известны только лучевые скорости. При этом дополнительно предположим, что $V_z / z = 0$. Распределение плотности с высотой можно взять из 1D-модели атмосферы спокойного Солнца (например модели Асплунда [5]). В таком случае уравнение непрерывности существенно упрощается и приобретает вид

$$\frac{V_x}{x} = \frac{V_y}{y} = V_z \frac{1}{z}.$$

Поле горизонтальных скоростей, полученное при таком упрощенном подходе, показано на рис. 4.

Как видим, грануляционная структура горизонтальных потоков размыта, но воспроизводится в основном корректно, за исключением

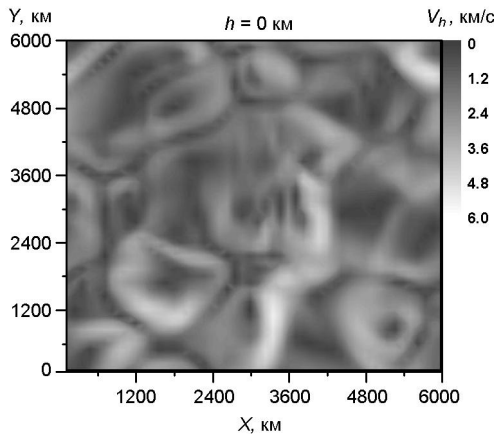


Рис. 4. Воспроизведенные пространственные вариации горизонтальной скорости на высоте солнечной фотосферы $h = 0$ км при упрощенном подходе

мелких деталей. Наилучшее воспроизведение скоростей в самых нижних слоях: на высоте $h = 0$ км коэффициент корреляции составляет 0.53, и с высотой он уменьшается. Последнее связано с увеличением вклада плохо воспроизводимого динамического компонента давления, а также усилением роли градиентов плотности и скорости движения вещества, что не учтено в упрощенном подходе.

ВЫВОДЫ

Решена прямая и обратная задача неравновесного переноса излучения в линиях бария с использованием стабилизаторов Тихонова.

Предложен метод исследования поля горизонтальных скоростей на грануляционных и субгрануляционных пространственно-временных масштабах по спектральным 2D-наблюдениям центра диска Солнца. Суть метода состоит в построении (обратная задача переноса излучения) полуэмпирических моделей солнечной атмосферы с последующим воспроизведением в рамках полученных моделей на основе уравнений гидродинамики поля горизонтальных скоростей.

В рамках 3D-моделей неоднородной атмосферы Солнца исследованы диагностические возможности резонансной линии ионизированного бария Ba II 455.403 нм при изучении поля горизонтальных скоростей. Показано, что линия бария 455.403 нм может служить одним из диагностических инструментов при исследовании инверсными методами поля горизонтальных скоростей на грануляционных и субгрануляционных масштабах в фотосфере Солнца. В области температурного минимума (верхняя фотосфера) результаты воспроизведения горизонтальных скоростей неудовлетворительны.

Авторы благодарны М. Асплунду за предоставленные 3D-модели солнечной атмосферы и Д. Романову за полезные консультации.

1. *Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А.* Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. — М: Наука, 1979.—320 с.
2. *Самарский А. А.* Введение в теорию разностных схем. — М.: Наука, 1971.—552 с.
3. *Стодилка М. И.* Тихоновские стабилизаторы в инверсных задачах спектральных исследований // Кинематика и физика небес. тел.—2003.—**19**, № 4.—С. 334—343.
4. *Стодилка М. И.* Інверсна задача для дослідження неоднорідностей атмосфери Сонця та зір // Журн. фіз. досліджень.—2002.—**6**, № 4.—С. 435—442.
5. *Asplund M., Ludwig H. G., Nordlund A., Stein R. F.* The effects of numerical resolution on hydrodynamical surface convection simulations and spectral line formation // *Astron. and Astrophys.*—2000.—**359**, N 2.—P. 669—681.
6. *Burgess A., Seaton M. J.* A general formula for the calculation of atomic photo-ionization cross-sections // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1960.—**120**.—P. 121—151.
7. *Cattaneo F., Hurlburt N. E., Toomre J.* Supersonic convection // *Astrophys. J. Lett.*—1990.—**349**.—P. L63—L66.
8. *Cattaneo F., Lenz D., Weiss N.* On the origin of the solar mesogranulation // *Astrophys. J.*—2001.—**563**.—P. L91—L94.

9. *Cheung M. C. M., Schüssler M., Moreno-Insertis F.* Magnetic flux emergence in granular convection: radiative MHD simulations and observational signatures // *Astron. and Astrophys.*—2007.—**467**.—P. 703—719.
10. *Gizon L., Cameron R., Jackiewicz J., et al.* Helioseismology at MPS // *Modern solar facilities-advanced solar science: Proceedings / Eds F. Kneer, K. G. Puschmann, A. D. Wittmann.*—Universitätsverlag Göttingen, 2007.—P. 89—102.
11. *Leese J. A., Novak C. S., Clark B. B.* An automated technique for obtaining cloud motion from geosynchronous satellite data using cross correlation // *J. Appl. Meteorol.*—1971.—**10**.—P. 118—132.
12. *Malagoli A., Cattaneo F., Brummell N. H.* Turbulent supersonic convection in three dimensions // *Astrophys. J. Lett.*—1990.—**361**.—P. L33—L36.
13. *November L. J., Simon G. W.* Precise proper-motion measurement of solar granulation // *Astrophys. J.*—1988.—**333**.—P. 427—442.
14. *Olshchukii V. L., Shchukina N. G., Vasileva I. E.* NLTE formation of the resonance Ba II line 455.4 nm in the solar atmosphere // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies.*—2008.—**24**, N 3.—P. 145—158.
15. *Peach G.* A revised general formula for the calculation of atomic photoionization cross sections // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1967.—**71**.—P. 13—27.
16. *Ploner S. R. O., Solanki S. K., Gadun A. S.* Is solar mesogranulation a surface phenomenon? // *Astron. and Astrophys.*—2000.—**356**.—P. 1050—1054.
17. *Rieutord M., Roudier T., Ludwig H.-G., et al.* Are granules good tracers of solar surface velocity fields? // *Astron. and Astrophys.*—2001.—**377**.—P. L14—L17.
18. *Rieutord M., Roudier T., Malherbe J. M., Rincon F.* On mesogranulation, network formation and supergranulation // *Astron. and Astrophys.*—2000.—**357**.—P. 1063—1072.
19. *Roudier T., Lignieres F., Rieutord M., et al.* Families of fragmenting granules and their relation to meso- and supergranular flow fields // *Astron. and Astrophys.*—2003.—**409**.—P. 299—308.
20. *Shchukina N. G., Olshchukii V. L., Khomenko E. V.* The solar Ba II 4554 Å line as a Doppler diagnostic: NLTE analysis in 3D hydrodynamical model // *Astron. and Astrophys.*—2009.—**506**.—P. 1393—1404.
21. *Simon G. W., Title A. M., Weiss N. O.* Modeling mesogranules and exploders on the solar surface // *Astrophys. J.*—1991.—**375**.—P. 775—788.
22. *Stein R. F., Nordlund A.* Simulations of solar granulation. I. General properties // *Astrophys. J.*—1998.—**499**.—P. 914—933.
23. *Strous L. H.* Feature tracking: deriving horizontal motion and more // *Proceedings of the Fourth SOHO Workshop — Helioseismology: ESA Special Publ. / Ed. B. Battrock.*—1995.—**376**.—P. 213—217.
24. *Verma M., Steffen M., Denker C.* Evaluating local correlation tracking using CO5BOLD simulations of solar granulation // *Astron. and Astrophys.*—2013.—**555**.—P. A136—A146.
25. *Vitas N., Fischer C. E., Vögler A., Keller C. U.* Fast horizontal flows in a quiet Sun MHD simulation and their spectroscopic signatures // *Astron. and Astrophys.*—2011.—**532**.—P. A110—A120.

Статья поступила в редакцию 18.09.15