

УДК 523.9

Е. В. Хоменко

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
03680, Киев ГСП, ул. Академика Заболотного, 27

Локальные осцилляции и их модификация в неоднородной солнечной атмосфере

Исследованы свойства локальных 5-минутных осцилляций, обусловленные их взаимодействием с конвективными движениями. На большом статистическом материале наблюдений SOHO/MDI подтверждены выводы о том, что характер колебаний над гранулами и межгранульными промежутками различен. Мощные колебания могут возникать не только над межгранульными промежутками, но и над гранулами. Показано, что моделирование колебаний в неоднородной атмосфере с учетом скоростей грануляционных движений и отражения волн позволяет качественно объяснить наблюдаемые зависимости, без привлечения дополнительных предположений о разной эффективности возбуждения колебаний в гранулах и межгранульных промежутках.

ЛОКАЛЬНІ ОСЦИЛЯЦІЇ ТА ЇХНЯ МОДИФІКАЦІЯ В НЕОДНОРІДНІЙ СОНЯЧНІЙ АТМОСФЕРІ, Хоменко О. В. — Проведено дослідження властивостей локальних п'ятихвилинних коливань, зумовлених їхньою взаємодією з конвективними рухами. На великому статистичному матеріалі спостережень SOHO/MDI підтверджено висновки про те, що характер коливань над гранулами та міжгранульними проміжками різний. Потужні коливання можуть виникати не тільки над міжгранульними проміжками, але і над гранулами. Показано, що моделювання коливань в неоднорідній атмосфері з урахуванням швидкості конвективних рухів та відбиття хвиль дозволяє якісно пояснити спостережені залежності, без використання додаткових допущень про різну ефективність збудження коливань в гранулах та міжгранульних проміжках.

LOCAL OSCILLATIONS AND THEIR MODIFICATION IN INHOMOGENEOUS SOLAR ATMOSPHERE, by Khomenko E. V. — Properties of the local 5-minute oscillations caused by their interaction with convective motions are studied. We use a vast statistical material of SOHO/MDI observations. We confirm that oscillations above granules and intergranular lanes are different. Powerful oscillations occur not only above intergranular lanes but above granules as well. We show that the model for oscillations in the inhomogeneous atmosphere which takes into account the velocities of granular motions and reflection of waves allows the observed dependencies to be

explained qualitatively without any assumption about different rate of excitation of oscillations in granules and lanes.

ВВЕДЕНИЕ

Данная работа продолжает наши исследования связи между конвективными и осцилляционными движениями в фотосфере Солнца (Р. И. Костык, Е. В. Хоменко и Н. Г. Щукина [2, 15—18, 20, 21]). Их цель — выявить статистические закономерности, описывающие различия свойств локальных осцилляций (их амплитуд, фаз, периодов) над гранулами и межгранульными промежутками и выполнить их интерпретацию.

Можно считать установленным тот факт, что колебания ведут себя по-разному над гранулами и межгранульными промежутками, однако детали этих различий до сих пор являются предметом дискуссий. Наблюдения с высоким пространственным разрешением показывают, что амплитуда колебаний как скорости, так и интенсивности спектральных линий в среднем увеличивается над межгранулами [8, 12, 13, 32]. В то же время в работах [18—20] было обнаружено, что мощные осцилляции скорости могут возникать и над гранулами, хотя и с другим периодом, что противоречит предыдущему выводу. Кроме того, различна фаза колебаний: сдвиг фаз между колебаниями скорости и интенсивности уменьшается над межгранульными промежутками и увеличивается над гранулами [2, 16, 17]. Результаты, приведенные в работах [2, 15—18, 20, 21], были получены с помощью спектральных наблюдений с высоким пространственным и временным разрешением, однако продолжительность серии составляла всего 30 мин, что соответствует лишь шести периодам 5-минутных колебаний. Эти результаты требуют дополнительной проверки на большем статистическом материале, что является одной из целей настоящей работы.

Вышеперечисленные результаты относятся к локальным осцилляциям, которые возбуждаются локально в подфотосферных слоях и распространяются от источника [22]. Как было замечено Хукзема и др. [14], изучение локальных колебаний затруднено наличием на тех же частотах глобальных p -мод, имеющих большую мощность. Локальный анализ, т. е. анализ сравнительно коротких временных серий каждой точки по пространству в отдельности при использовании одномерных по пространству спектральных наблюдений, не обеспечивает достаточного объема статистических данных. С другой стороны, использование фурье-преобразования данных, охватывающих большое пространство и длинные ряды, приводит к статистически стабильным результатам, но за счет смешивания режимов локальных колебаний и глобальных p -мод. Поэтому для изучения локальных феноменов данные нужно рассматривать отдельно для каждой точки по пространству и искать компромисс между длиной ряда и большим временным усреднением. Ниже мы будем использовать локальный подход для анализа наблюдений и двумерные по пространству фильтровые наблюдения SOHO/MDI, представляющие собой огромный массив данных.

Для интерпретации свойств локальных колебаний было предложено несколько механизмов. Первый подход основывается на теоретических исследованиях, которые предполагают, что волны, видимые как 5-мин осцилляции, возбуждаются стохастически турбулентной конвекцией вблизи поверхности [9—11, 23, 29, 38]. Эффективность генерации колебаний зависит от скорости турбулентных конвективных движений. Поскольку турбулентные скорости в межгранульных промежутках больше, предполагается, что и эффективность генерации там должна быть выше [6, 38]. Соответственно в межгранулах должны находиться источники колебаний,

от которых они начинают распространяться, до того как превратиться в захваченные p -моды. Действительно, в работах [12, 31, 41], использующих наблюдения с высоким пространственным разрешением, было подтверждено существование бегущих волн, распространяющихся от источника. Из такого механизма возбуждения волн следует, что различия колебаний над гранулами и межгранулами должны увеличиваться с глубиной в атмосфере Солнца. Однако наши наблюдения показывают противоположное поведение [18], а именно, разница амплитуд колебаний максимальна на высоте 500 км, там, где грануляция слабо выражена. Это свидетельствует в пользу того, что различная эффективность генерации колебаний не является единственным механизмом, обуславливающим их поведение над гранулами и межгранульными промежутками.

Второй подход основывается на предположении, что свойства колебаний изменяются в зависимости от того, в какой среде колебания распространяются — в относительно горячих гранулах с поднимающимися потоками вещества или в холодных опускающихся межгранулах [17—19, 27, 33, 39, 40, 43]. Стикс [39] при помощи упрощенной периодической модели атмосферы показал, что амплитуда колебаний может как увеличиваться, так и уменьшаться над межгранулами, в зависимости от частоты колебаний. Кроме того, учет влияния неоднородностей среды на распространяющиеся колебания позволяет качественно объяснить разницу сдвигов частот рассчитанных p -мод по сравнению с наблюдаемыми [27, 33, 40]. Моделирование распространения колебаний в 3D-модели атмосферы, проведенное в работе [18], позволяет объяснить разницу амплитуд скорости в гранулах и межгранулах с высотой, а также тенденцию изменения фазы колебаний в зависимости от контраста. Однако ход рассчитанных амплитуд колебаний интенсивности с высотой в глубоких слоях не согласуется с наблюдаемым.

С. Н. Осиповым [1] было показано, что отражение волн играет важную роль при рассмотрении колебаний в стратифицированной атмосфере. Ниже мы попытаемся исследовать, как влияет учет отражения волн на результирующие характеристики колебаний над гранулами и межгранулами. В отличие от работы [1], мы рассматриваем распространение колебаний в движущейся среде.

НАБЛЮДЕНИЯ

Мы использовали серию фильтрограмм, полученных прибором MDI [34] на борту международной орбитальной станции SOHO 11 октября 1999 г. в ходе наблюдательной программы «Line Profile Study». Наблюденная область размером $160'' \times 160''$ (256×256 ПЗС-пикселей) находилась вблизи центра диска Солнца вне активных областей. Пространственное разрешение в данном режиме MDI составляло $0.625''/\text{пкл}$. Наблюдения представляет собой 58-минутную временную серию, состоящую из последовательности 10 фильтрограмм для пяти положений по длине волны (F_0 — F_4) в спектральной линии Ni I λ 676.8 нм, а также левой и правой круговых поляризациях, повторяемых каждую минуту. Фильтрограммы F_0 — F_4 сделаны с шагом 7.65 пм, F_0 соответствует положению в континууме линии. В среднем промежуток времени между отдельными фильтрограммами составлял 3 с, промежуток между сериями из 10 фильтрограмм равнялся 30 с.

Для дальнейшего анализа мы усреднили фильтрограммы, сделанные в одной длине волны, но с разными круговыми поляризациями. Затем мы сконструировали из них так называемые MDI-параметры, т. е. аппроксимации скорости, интенсивности спектральной линии и континуума (α , I_{depth} , I_c), аналогично тому, как это делается на борту SOHO во время стандартных

наблюдательных программ [30, 34]:

$$\alpha = \frac{F_1 + F_2 - F_3 - F_4}{F_1 - F_3}, \quad (1)$$

если $F_1 + F_2 - F_3 - F_4 > 0$, и

$$\alpha = \frac{F_1 + F_2 - F_3 - F_4}{F_4 - F_2}, \quad (2)$$

если $F_1 + F_2 - F_3 - F_4 < 0$. Положительные значения α означают направление скорости от наблюдателя (т. е. к центру Солнца).

$$I_{\text{depth}} = \sqrt{2[(F_1 - F_3)^2 + (F_2 - F_4)^2]}, \quad (3)$$

$$I_c = 2F_0 + \frac{I_{\text{depth}}}{2} + \frac{F_1 + F_2 + F_3 + F_4}{4}. \quad (4)$$

Мы повторили эту процедуру для каждой точки изображения $x = 1, \dots, 256$, $y = 1, \dots, 256$ и каждого момента времени $t = 1, \dots, 58$. Таким образом, мы получили три массива размерами $256 \times 256 \times 58$ для α , I_{depth} и I_c с пространственным разрешением $0.625''/\text{пкл}$ и временным — 30 с. Из-за вращения Солнца наблюдаемая область смещается, и мы вынуждены были изъять 15 пиксельных колонок, которые постепенно уходят из поля зрения.

Эти наблюдения имеют значительное преимущество по сравнению с наземными спектральными наблюдениями, использованными, например, в работе [18] из-за существенно большего объема данных. Если в работе [18] исследуемая область составляла всего около $90''$ вдоль щели спектрографа, то здесь мы имеем изображения размерами $160'' \times 160''$, а продолжительность наблюдений в два раза больше. Пространственное разрешение используемой серии $0.625''$ уступает $0.38''$ в [18], однако это компенсируется отсутствием искажений из-за вариации прозрачности земной атмосферы. Недостатком является то, что пользуясь фильтровыми наблюдениями, мы не имеем возможности проследить изменение свойств колебаний с высотой. Согласно данным [30] параметр α соответствует лучевой скорости на высоте в атмосфере около 100 – 200 км над уровнем образования континуума, в то время как I_{depth} соответствует вариациям интенсивности линии Ni I λ 676.8 нм в более глубоких слоях. Мы будем относить исследуемые колебания α и I_{depth} к высотам порядка 100 км.

Как и в работе [18], мы разделили волновую и конвективную составляющую вариаций α , I_{depth} и I_c при помощи k – ω -диаграммы. Волновые движения были ограничены в области $1.4 \leq \omega \leq 5.7$ мГц (по временной частоте) и $k_x \leq 0.35$ Мм⁻¹ (по пространственной частоте). Конвективная составляющая — в области $\omega < 2$ мГц и $k_x \leq 0.88$ Мм⁻¹.

На рис. 1 показаны примеры отфильтрованных таким образом конвективной составляющей интенсивности в континууме I_c и волновой составляющей α . Обращаем внимание на разный пространственный размер, характерный для обоих изображений.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ: АМПЛИТУДЫ, ФАЗЫ, ПЕРИОДЫ

В первую очередь нас интересовало, как зависят амплитуды колебаний α и I_{depth} над гранулами и межгранульными промежутками от их контраста. Для каждой точки пространства ($x = 1, \dots, 241$, $y = 1, \dots, 256$) мы нашли максимальное за 58 мин абсолютное значение контраста грануляции I_c^{max} и измерили значение волновой составляющей α и I_{depth} в момент времени, в который оно достигается. Далее мы будем использовать термин «амплитуда» для обозначения значения волновой составляющей α или I_{depth} в данный

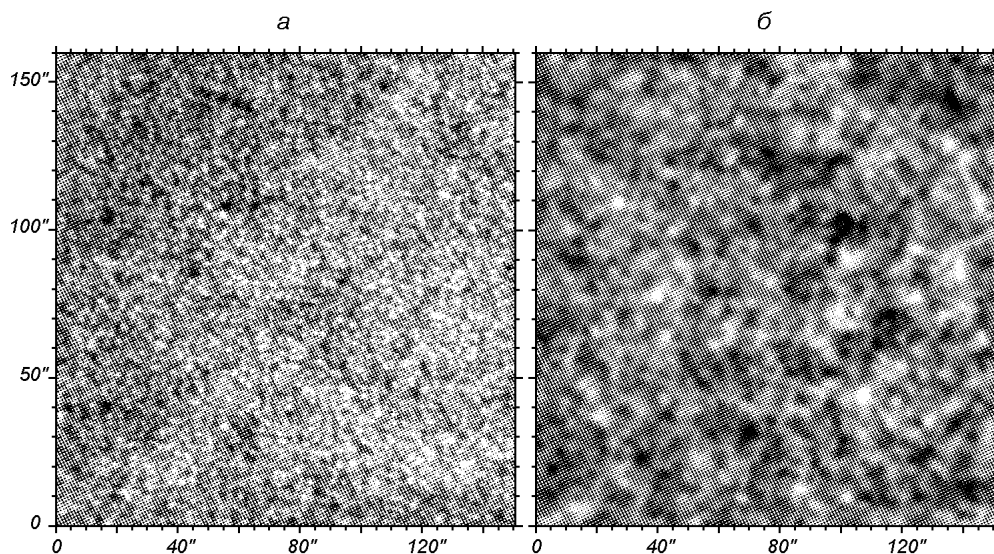
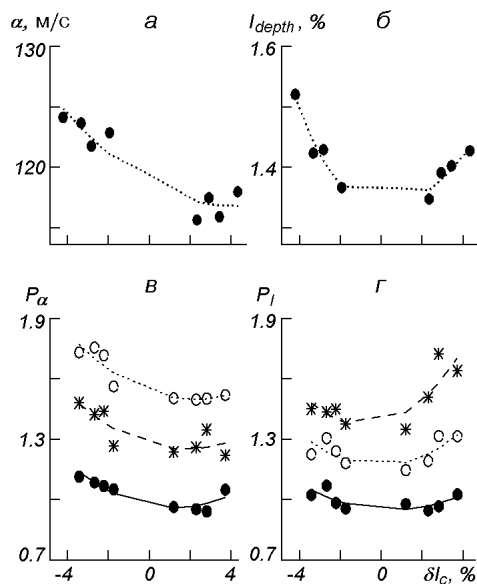


Рис. 1. Отфильтрованные данные: *а* — вариации конвективной составляющей интенсивности в континууме по пространству для произвольно выбранного момента времени; *б* — вариации волновой составляющей скорости.

Рис. 2. Амплитуды колебаний скорости α (*а*) и интенсивности I_{depth} (*б*) над гранулами и межгранульными промежутками с максимальным контрастом, а также мощности (в произвольных единицах) колебаний скорости P_α (*в*) и интенсивности P_I (*г*) над долгоживущими гранулами и межгранульными промежутками. Точки — период 375 с, кружки — период 300 с, звездочки — период 250 с



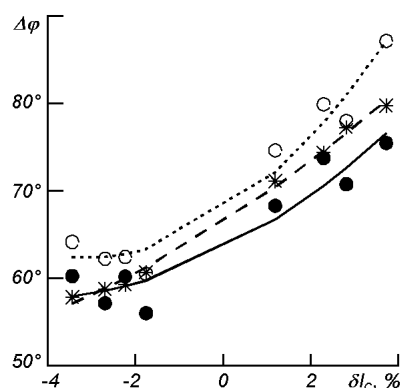
момент времени. Мы разбили значения I_c^{max} на восемь интервалов по контрасту с равным количеством точек (около 7700) и усреднили значения α и I_{depth} внутри каждого интервала. Усредненные значения α и I_{depth} представлены на рис. 2, *а*, *б*. Здесь и далее значения α пересчитаны в единицы скорости согласно стандартным таблицам (см., например, [30]). Вариации δI_{depth} определены как $\delta I_{\text{depth}} = (I_{\text{depth}}(x, y) - \bar{I}_{\text{depth}}) / \bar{I}_{\text{depth}} \cdot 100 \%$, где \bar{I}_{depth} — среднее значение за все время наблюдений. Аналогично, грануляционный контраст $\delta I_c = (I_c(x, y) - \bar{I}_c) / \bar{I}_c \cdot 100 \%$.

Зависимости, представленные на рис. 2, *а*, *б*, аналогичны приведенным в [18] (рис. 5). Они показывают, что мощные колебания возникают не только над межгранульными промежутками, но и над гранулами. Амплитуда колебаний скорости имеет тенденцию увеличиваться в межгранульных

промежутках, в то время как амплитуда колебаний интенсивности увеличивается в зависимости от абсолютной величины контраста, а не от его знака. Последний вывод отличается от результатов [18], согласно которым над гранулами увеличивается мощность колебаний скорости. Такое отличие может быть вызвано несколькими причинами. Во-первых, исследуемые колебания относятся к различной высоте в атмосфере: около 500 км в работе [18] и 100 км здесь. Во-вторых, различен характер наблюдений и исследуемые величины: спектральные и фильтровые, интенсивность, измеренная методом λ -метра [36], и I_{depth} . Величина I_{depth} не строго соответствует интенсивности, но также зависит и от скорости нелинейным образом [30], что в случае сильных скоростей может вести к увеличению различий между интенсивностью и I_{depth} . В третьих, объем выборки в работе [18] меньше, кроме того, физические условия в исследуемых областях могут быть различны. Поскольку наблюдаемая область имеет довольно большую площадь, она включает в себя области супергрануляционной сетки, где есть сильные магнитные поля, изменяющие природу колебаний. Акустико-гравитационные волны, вызывающие 5-мин колебания, могут трансформироваться в магнито-акустические в атмосфере с магнитным полем [5]. Колебания в магнитных областях имеют иные свойства. С другой стороны, наличие магнитных полей уширяет магниточувствительную линию Ni I λ 676.8 нм, что может изменить характеристики измеряемых амплитуд колебаний I_{depth} . Используемая нами наблюдаемая серия включает фильтрограммы в правой и левой круговых поляризациях, поэтому мы имели возможность сконструировать магнитограммы и, определив местоположение областей с относительно сильным магнитным полем, исключить их из анализа. Однако области вблизи супергрануляционной сетки с более слабым полем незаметны на магнитограммах. Эти области не были исключены, поэтому возможно, что магнитные поля в небольшой степени влияют на наши результаты. Несмотря на это, данные рис. 2, а и б не изменяют вывода о том, что мощные колебания могут возникать как над гранулами, так и над межгранульными промежутками.

Рассмотрим теперь зависимость мощности колебаний α и I_{depth} от контраста грануляции. Такие зависимости для некоторых периодов колебаний, наблюдаемых в спектре, представлены на рис. 2, в и г. Для их построения мы использовали спектры мощности колебаний над долгоживущими гранулами и межгранулами. Среднее время существования гранул равно восемь минут [42], однако спектр времени существования гранул достаточно широк. Так, в наших наблюдениях около 24 % гранул существовали более 20 мин и около 7 % — более 25 мин. Для анализа мы выбрали около 4200 гранул и межгранульных промежутков со временем жизни более 25 мин. Мы измеряли максимальный контраст, достигаемый каждой долгоживущей гранулой (межгранульным промежутком) на протяжении 25 мин и разделили весь спектр значений на 8 интервалов по контрасту. Мощности колебаний были найдены отдельно для каждого интервала I_c . Как видно из рисунка, диаграммы мощность — контраст различны для колебаний скорости и интенсивности и для разных периодов колебаний. В случае колебаний скорости максимум в спектре мощности приходится на период 300 с, и самые мощные колебания с этим периодом возникают над наиболее темными межгранулами. Колебания с периодами 250 и 375 с имеют меньшую мощность, и для периода 375 с мощность имеет тенденцию увеличиваться как над межгранулами, так и над гранулами. В случае колебаний интенсивности наибольшую мощность имеют колебания с периодом 250 с, их мощность максимальна над наиболее яркими гранулами. Мощность колебаний яркости с периодами 300 и 375 с увеличивается с увеличением

Рис. 3. Сдвиг фаз между колебаниями скорости и интенсивности над долгоживущими гранулами и межгранулами. Заполненные кружки — период 375 с, незаполненные кружки — период 300 с, звездочки — период 250 с. Принято, что положительное направление скорости — к наблюдателю



абсолютной величины контраста.

Сдвиг фаз между колебаниями скорости и интенсивности над долгоживущими гранулами и межгранулами также зависит от их контраста. Как видно из рис. 3, при изменении контраста с отрицательного на положительный сдвиг фаз постепенно увеличивается. Сдвиг фаз над самыми яркими гранулами почти на 30° больше, чем над самыми темными межгранулами. Это находится в согласии с выводами [18]. Зависимости для разных периодов одинаковы, однако значения сдвига фаз несколько больше для колебаний с периодом 300 с.

Как было отмечено во введении, в фотосфере нелегко разделить локальные колебания и повсеместные p -моды глобальных колебаний, не применяя каких-либо дополнительных допущений. Используемый нами локальный подход для анализа данных позволяет усилить вес локальных колебаний, однако, вероятнее всего, исследуемые нами колебания являются суперпозицией локальных и p -мод. Несмотря на утверждение [14] о том, что глобальные p -моды в фотосфере для периодов около 5 мин доминируют и «замывают» локальные свойства колебаний, в наших результатах четко видна разница в колебаниях над гранулами и межгранульными промежутками. Последнее справедливо как для амплитуд, так и для фаз колебаний.

В случае сдвига фаз между колебаниями скорости и интенсивности Дюбнером [7] был обнаружен т. н. режим плато, т. е. отрицательные сдвиги фаз на $l-\nu$ -диаграмме в промежутках между риджами. При этом сдвиги фаз практически не зависят от порядка l , а лишь от высоты в атмосфере. Сдвиги фазы в промежутках между риджами отрицательные до 3.3 мГц и положительные после 4 мГц. Конечное спектральное разрешение по частоте или по орбитальному числу l должно приводить к смешиванию положительных значений фаз, характерных для риджей p -мод и отрицательных, характерных для режима плато, взвешенных с соответствующей мощностью. Моретти и др. [26] высказали предположение, что поскольку риджи обусловлены глобальными p -модами, то локальные колебания лучше всего изучать, локализуя области с отрицательным сдвигом фаз. Местоположение таких областей в их наблюдениях коррелирует с местоположением областей с пониженной мощностью колебаний скорости, что на $l-\nu$ -диаграмме должно соответствовать областям между риджами. В то же время сдвиг фаз в местах локации колебаний с наибольшей амплитудой по знаку такой же, как и на риджах p -мод. Наши наблюдения также показывают значения сдвига фаз по знаку и порядку величины совпадающему с характерным для риджей p -мод, что не удивительно, так как при усреднении наибольший вклад дают участки с повышенной амплитудой колебаний. Однако, если следовать логике [26], должна существовать положительная корреляция между амплитудой и сдвигом фаз, т. е. при повышении амплитуды колеба-

ний сдвиг фаз должен увеличиваться. Поскольку амплитуда колебаний в среднем больше над межгранулами, сдвиг фаз там должен быть больше. Наши же наблюдения показывают противоположную тенденцию. Это означает, что изменение сдвига фаз с контрастом нельзя объяснить тем, что сигнал с наибольшей мощностью доминируется глобальными p -модами, а сигнал с наименьшей мощностью — локальными колебаниями. Можно предположить, что предложенный в [26] механизм проявляет себя в том, что сдвиг фаз для всех интервалов по контрасту максимален для периода 300 с, имеющего наибольшую мощность в спектре колебаний скорости, в то время как для периода 375 с он наименьший. Однако с помощью этого механизма нельзя объяснить зависимость сдвигов фаз от контраста.

МОДЕЛЬ

Мы будем рассматривать колебания локально, как распространяющиеся волны, следуя идеологии [18], основанной на работе Д. Михалас и Б. Михалас [25]. Мы представляем атмосферу как последовательность изотермических гравитационно стратифицированных слоев с постоянной конвективной скоростью в каждом из них. В каждом слое уравнения неразрывности, движения и закон сохранения энергии в общепринятых обозначениях имеют вид

$$\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\nabla P + \mathbf{g}\rho, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla(\rho \mathbf{V}), \quad (6)$$

$$\frac{dQ}{dt} = c_v \frac{dT}{dt} - \frac{RT}{\rho} \frac{d\rho}{dt}. \quad (7)$$

Уравнение закона сохранения энергии содержит слагаемое, учитывающее затухание колебаний из-за высвечивания (по закону охлаждения Ньютона), существенное в глубоких слоях, где время релаксации температурных неоднородностей сравнимо с периодом волны. Среда описывается уравнением состояния, не учитывающем эффекты ионизации: $P = \rho RT$. Мы будем рассматривать распространение колебаний в движущейся среде, и поэтому при линеаризации будем учитывать, что вертикальная составляющая скорости V_{0z} не равна нулю:

$$T = T_0 + T_1, \quad P = P_0 + P_1, \quad \rho = \rho_0 + \rho_1, \quad V = V_{0z} + V_1, \quad (8)$$

при этом мы ограничимся рассмотрением распространения волн в одном вертикальном направлении, т. е. $V_1 = V_{1z}$. Примем, что вариации скорости и термодинамических параметров имеют вид

$$V_1, T_1, P_1, \rho_1 \propto \exp[i(\omega t - V_{0z}k_z t + k_z z)]. \quad (9)$$

После линеаризации основных уравнений (5)—(7) и подстановки в них решения (9) дисперсионное уравнение для вертикального волнового числа k_z имеет вид

$$k_z^2 C_*^2 - ik_z g + \frac{i\omega(i\omega + V_{0z}/H)}{\gamma^*} = 0, \quad (10)$$

где $C_* = \sqrt{P_0/\rho_0}$ — изотермическая скорость звука, H — шкала высот, комплексный показатель адиабаты $\gamma^* = (i\omega\gamma + 1/\tau_r + \gamma V_{0z}/H)/(i\omega + 1/\tau_r + V_{0z}/H)$ совпадает с обычным показателем γ при адиабатическом процессе распространения волн, т. е. при $\tau_r \rightarrow \infty$. Дисперсионное уравнение (10) имеет два комплексных решения — k_{zu} и k_{zd} — для волн, распространяю-

щихся вверх и вниз. Вариации плотности и давления связаны с вариациями скорости следующими комплексными соотношениями:

$$\rho_1 = \rho_0 \tilde{R} V_1, \quad \tilde{R} = \frac{1}{i\omega + V_{0z}/H} \left(\frac{-1}{H} - ik_z \right), \quad (11)$$

$$P_1 = P_0 \tilde{P} V_1, \quad \tilde{P} = \frac{1}{i\omega + V_{0z}/H} \left(\frac{-1}{H} - ik_z^* \right). \quad (12)$$

Идущая вверх волна испытывает частичное отражение при пересечении границы каждого изотермического слоя из-за скачкообразного изменения параметров атмосферы.

На границе между слоями выполняются условия непрерывности скорости и давления [24]:

$$V_l(d) = V_u(d), \quad (13)$$

$$P_l(d) + \frac{dP_l}{dz} \xi(d) + P_{1l}(d) = P_u(d) + \frac{dP_u}{dz} \xi(d) + P_{1u}(d), \quad (14)$$

где индексами l и u обозначены параметры, относящиеся к нижнему и верхнему слою соответственно; $\xi = V_1/(i\omega - iV_{0z}k_z)$ — вертикальное смещение на границе. В нижнем слое поле волн состоит из падающей и отраженной волн, в верхнем — из падающей, отраженной и пропущенной волн. Мы будем учитывать только первичные отражения, пренебрегая отражениями уже однажды отразившихся волн. Опуская промежуточные выкладки, запишем выражения для коэффициентов отражения и пропуска на границе слоев:

$$Ref = \frac{V_{1r}}{V_{1i}} = \frac{(\tilde{P}_t - \tilde{P}_i) - ig \left[\frac{\rho_u}{\omega - V_u k_t} - \frac{\rho_l}{\omega - V_l k_i} \right]}{(\tilde{P}_r - \tilde{P}_i) - ig \left[\frac{\rho_u}{\omega - V_u k_t} - \frac{\rho_l}{\omega - V_l k_r} \right]}, \quad (15)$$

$$Tra = 1 + Ref, \quad (16)$$

индексами i , r и t обозначены значения величин для падающей, отраженной и пропущенной волн, k_i и k_t — вертикальные волновые числа для падающей и пропущенной волн (решение k_{zu} дисперсионного уравнения (10)), k_r — то же для отраженной волны (решение k_{zd}); V_l и V_u — значения вертикальной составляющей конвективной скорости на нижнем и верхнем уровнях (равные между собой на границе), $\tilde{P}_{i,r,t}$ — комплексный коэффициент, связывающий вариации давления и скорости, определяемый уравнением (12). Подобные выражения для коэффициентов отражения и пропуска, однако без учета скорости, используются в работах С. Н. Осипова [1] и Мармолино с сотрудниками [24]. Мы рассчитали результирующие колебания скорости как суперпозицию пропущенной волны и волн, отраженных от каждого слоя. Затем были рассчитаны вариации давления и плотности соответствующие суперпозиции волн, используя соотношения (11)—(12).

Мы использовали 3D-модель атмосферы, полученную Асплундом и др. [3] при численном моделировании солнечной конвекции. Подробнее параметры и условия расчета модели описаны в работах [4, 28, 37]. Размеры области моделирования составляют $6.0 \times 6.0 \times 3.8$ Мм³, при этом около 1.0 Мм по высоте находится выше уровня образования континуума $\tau_5 = 1$. Пространственное разрешение по горизонтали в интерполированной модели — 120 км, шаг по высоте — около 10 км. Для расчетов мы использовали модель, взятую для одного момента времени, и рассматривали ее как набор одномерных гранульных и межгранульных моделей атмосфер.

Высотная зависимость коэффициентов отражения и пропускания имеет особенности. Не на всех высотах волны отражаются одинаково. Зависимость коэффициентов отражения и пропускания от высоты была исследована С. Н. Осиповым [1]. Особенность распространения волн в стратифицированной атмосфере состоит в том, что волна с периодом 5 мин, распространяющаяся из подфотосферных слоев, дважды пересекает высоту, на которой ее частота равна частоте обрезания $\omega = \omega_c$, — в фотосфере и в хромосфере. При пересечении этой высоты в фотосфере она из распространяющейся превращается в эванесцентную (нераспространяющуюся). При этом коэффициент пропускания сначала становится больше единицы, а затем меньше, т. е. волна сначала увеличивает свою амплитуду, а затем уменьшает. Однако для гранульной и межгранульной моделей атмосфер и при расчете коэффициентов Ref и Tra с учетом V_{oz} эта зависимость изменяется. В случае межгранульной модели уровень с $\omega = \omega_c$ смещается в более глубокие слои по сравнению с гранульной атмосферой из-за более низкой температуры. Кроме того, коэффициент пропускания для гранульной модели на высотах около уровня $\omega = \omega_c$ остается все время меньше единицы, т. е. волна эффективно отражается, в то время как для межгранульной модели коэффициент Tra близок к единице. Такое изменение по сравнению со случаем без учета скорости, по всей видимости, вызвано доплеровским смещением частоты волны, распространяющейся в движущейся среде.

Результаты моделирования: влияние различных предположений. Для сравнения результатов моделирования с наблюдениями мы рассчитали временные серии профилей линии Ni I λ 676.8 нм для 100 гранульных/межгранульных моделей атмосфер (с наложенными на них осцилляциями), взятых из двух горизонтальных срезов 3D-модели. Мы использовали формальное решение уравнения переноса излучения с учетом коэффициентов отклонения от ЛТР, полученных при совместном решении уравнений статистического равновесия и переноса для данных моделей. Детали НЛТР-расчетов описаны в работе Н. Г. Шукиной и Трухильо Буэно [35]. Начальная амплитуда колебаний скорости на нулевой высоте бралась равной 80 м/с для всех моделей, период волны — 300 с. Результаты расчетов представлены на рис. 4 и 5.

Рис. 4 показывает поведение амплитуд и фаз колебаний над гранулами и межгранулами при различных предположениях. Мы восстановили колебания интенсивности и скорости на различных уровнях рассчитанных профилей линии Ni I λ 676.8 нм (соответствующих различным высотам в атмосфере) для средней гранульной и межгранульной модели атмосфер, используя метод [18, 36]. Рассматривались четыре случая: *a* — при значении вертикальной составляющей скорости $V_{oz} \neq 0$ учитывается отражение волн; *b* — при $V_{oz} \neq 0$ отражение не учитывается; *v* — при $V_{oz} = 0$ отражение не учитывается; *z* — при $V_{oz} = 0$ отражение учитывается. В случаях *a* и *b* амплитуда колебаний скорости над межгранулами больше на всех высотах, для случаев *v* и *z* (без учета V_{oz} различие амплитуд мало). Амплитуды интенсивности также слабо отличаются при $V_{oz} = 0$ и, кроме того, амплитуда над гранулами в глубоких слоях больше, чем над межгранулами. Случай *b* также дает увеличение амплитуды интенсивности над гранулами в глубоких слоях, и только с учетом отражения (случай *a*) амплитуда над межгранулами остается больше на всех высотах. Это связано с особенностями высотной зависимости коэффициентов отражения и пропускания, а именно с тем, что волна более эффективно отражается в глубоких слоях в гранулах, уменьшая тем самым свою амплитуду. Случай *b* идентичен используемому в работе [18]. Наблюдаемое отличие от кривых,

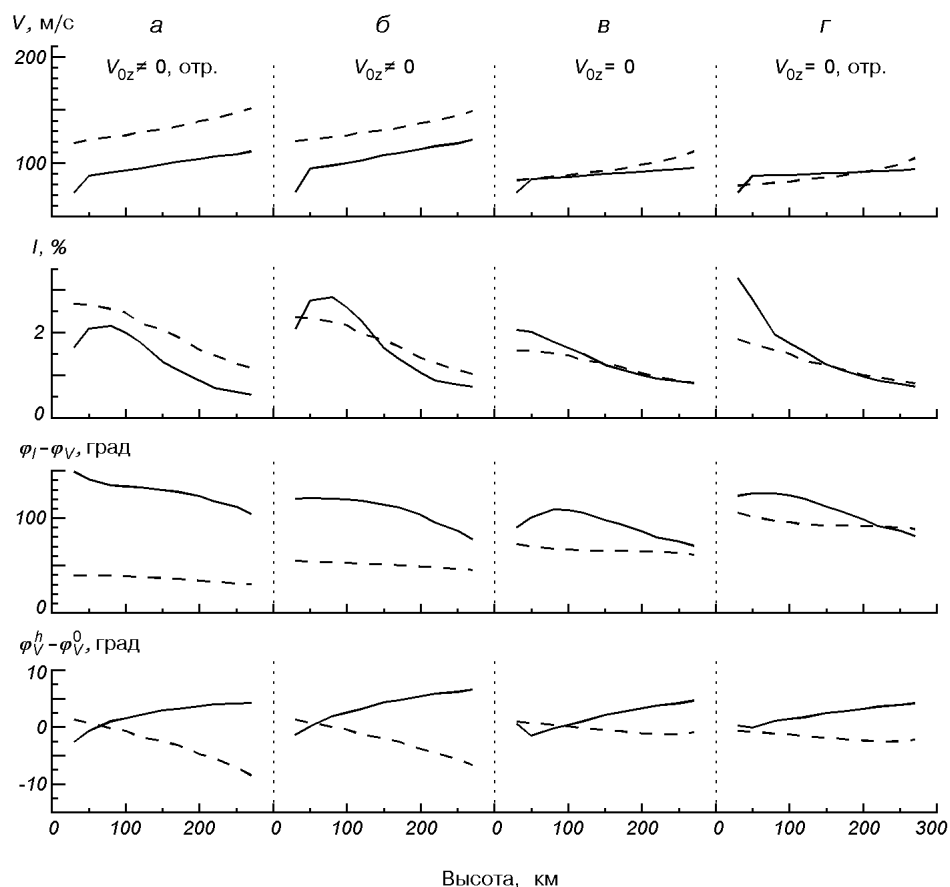


Рис. 4. Теоретические зависимости от высоты амплитуды колебаний скорости V , интенсивности I , сдвига фаз $\varphi_I - \varphi_V$ между колебаниями скорости и интенсивности, сдвига фаз $\varphi_V^h - \varphi_V^0$ между колебаниями скорости на самом глубоком уровне и всеми остальными уровнями для гранульной и межгранульной модели атмосфер. Сплошная линия — гранулы, штриховая линия — межгранулы. Случай a — при $V_{Z0} \neq 0$ учитывалось отражение волн; $б$ — при $V_{Z0} \neq 0$ отражение не учитывалось; $в$ — при $V_{Z0} = 0$ отражение не учитывалось; $г$ — при $V_{Z0} = 0$ учитывалось отражение. Положительные значения сдвига фаз означают, что первая величина опережает вторую. Направление скорости к наблюдателю считается положительным

приведенных в [18], можно объяснить следующим. Во-первых, ранее мы использовали другую зависимость решения V_1 , T_1 , P_1 , $\rho_1 \propto \exp[z(1 - k_1)] \exp[-i(\omega t - V_{0z}k_z t - k_z z)]$ вместо зависимости (9), использованной здесь. Во-вторых, в работе [18] усреднялись колебания, рассчитанные для 50 гранульных/межгранульных моделей, тогда как здесь мы сначала усреднили модели, а затем рассчитали колебания. С сожалением, фильтровые наблюдения с MDI не позволяют анализировать изменения колебаний с высотой. Зависимость амплитуд колебаний от высоты исследована нами в работе [18]. Моделирование для случая a показывает хорошее согласие с результатами [18], улучшая картину для колебаний интенсивности тем, что амплитуды больше над межгранулами на всех высотах.

Те же выводы касаются и фазы колебаний. В наблюдениях [18] фаза колебаний скорости над гранулами слабо изменяется с высотой, в то время как над межгранулами она характерна для распространяющейся вверх волны. Моделирование $в$ и $г$ не показывает такой тенденции, но учет скорости действительно приводит к тому, что над гранулой волна почти

стоячая, а над межгранулой — бегущая вверх. Однако учет отражения дает очень большую разницу сдвига фаз между скоростью и интенсивностью. В наблюдениях эта разница несколько меньше.

Таким образом, учет скорости V_{oz} является необходимым условием при моделировании колебаний над гранулами и межгранулами. Учет отражения волн позволяет улучшить согласие амплитуды колебаний интенсивности в глубоких слоях с наблюдениями.

Результаты моделирования: MDI-параметры. На рис. 5 представлена зависимость мощностей и сдвига фаз колебаний MDI-параметров от контраста. Параметры α и I_{depth} были рассчитаны по формулам (1)—(3) с использованием фильтровых функций MDI, аналогично наблюдениям. Значения δI_c для 100 спектров мы разбили на шесть интервалов по контрасту. Приводятся усредненные значения в пределах каждого интервала. Вариации контраста и значения мощности колебаний больше, чем для наблюдений, что можно объяснить лучшим пространственным разрешением модели (120 км против 500 км в наблюдениях). Как видно из рисунка, теория дает увеличение мощности колебаний α и I_{depth} и уменьшение сдвига фаз между ними над межгранулами. Качественно это находится в согласии наблюдениями (рис. 2 и 3), а также с результатами наших предыдущих исследований. Разница значений сдвига фаз над гранулами и межгранулами 20° близка к наблюдаемой (рис. 3). Представленные диаграммы мощность — контраст соответствуют периоду колебаний 300 с, характер зависимости для других периодов существенно не отличается. Наша модель дает увеличение мощности колебаний I_{depth} также и над гранулами. Такое поведение для рассчитанных колебаний может быть связано с тем, что параметры α и I_{depth} не всегда хорошо воспроизводят скорость и интенсивность.

При больших конвективных скоростях происходит сильное смещение линии, в результате чего положение фильтровых функций по отношению к несмещенной длине волны становится сильно несимметричным. Мы обнаружили, что при этом восстанавливаемые колебания α имеют заниженную амплитуду по сравнению с той, которая действительно соответствует колебаниям скорости на высоте 100—200 км (рис. 4). В особенности это касается межгранул, так как там скорости по абсолютной величине наибольшие. С другой стороны, при больших положительных значениях контраста измеряемое среднее значение I_{depth} относится к области профиля линии ближе к континууму, т.е. к более глубоким слоям в атмосфере. Рис. 4, а показывает, что амплитуда интенсивности для моделируемых колебаний увеличивается с глубиной. Соответственно, увеличение амплитуды I_{depth} над гранулами вызвано тем, что она относится к несколько более глубоким слоям.

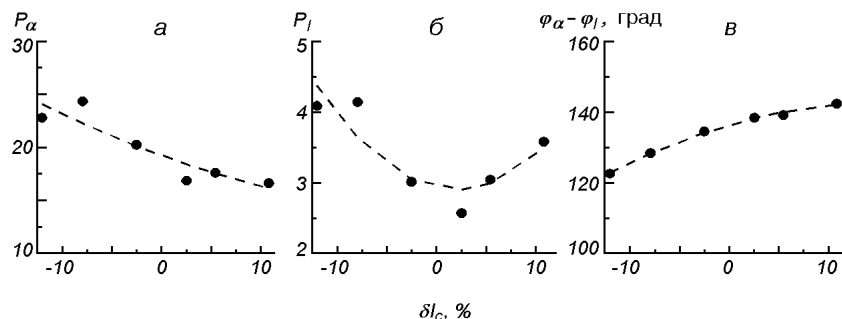


Рис. 5. Теоретические зависимости мощности и фазы колебаний α и I_d от грануляционного контраста: а — мощность колебаний α (в произвольных единицах), б — мощность колебаний I_d , в — сдвиг фаз $\varphi_\alpha - \varphi_l$

Как сильно данные эффекты могут исказить колебания, измеряемые MDI? В наблюдениях из-за меньшего пространственного разрешения контраст грануляции и смещения линии не так велики, как в 3D-модели. По этой причине искажения в наблюдаемых колебаниях должны быть меньше. Может ли смещение уровня, на котором вариации I_{depth} соответствуют вариациям интенсивности, в более глубокие слои над гранулами вызывать также и полученное из наблюдений увеличение амплитуды I_{depth} над ними (рис. 2, *з*)? Результаты [18] показывают, что амплитуда колебаний интенсивности в наблюдениях линии Fe I λ 532.4 нм не увеличивается с глубиной, а остается практически постоянной. Если предположить, что данная величина для линии Ni I λ 676.8 нм ведет себя подобным образом, то этот эффект не будет вызывать увеличения амплитуды. Возможно, увеличение амплитуды над гранулами в наблюдениях вызвано другими причинами, чем в модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование свойств колебаний над гранулами и межгранулами с помощью наблюдений SOHO/MDI, а также их моделирование приводят к следующим результатам.

- В среднем наибольшая амплитуда колебаний α и I_{depth} наблюдается над межгранулами.
- Амплитуда I_{depth} увеличивается также и над гранулами, в зависимости от периода колебаний.
- Сдвиг фаз α и I_{depth} над межгранулами на 20° меньше, чем над гранулами.
- Моделирование колебаний в неоднородной атмосфере с учетом V_{0z} и отражения позволяет качественно воспроизвести наблюдаемые зависимости.

Эти результаты, полученные на основе большого массива статистических данных, подтверждают выводы наших предыдущих работ. Моделирование колебаний показывает, что влиянием вариаций локальных параметров атмосферы на распространяющиеся волны нельзя пренебречь. Многие наблюдаемые особенности в колебаниях над гранулами и межгранулами можно воспроизвести без предположения о разной эффективности генерации в них колебаний. Например, при рассмотрении колебаний, возбуждаемых подфотосферным локализованным источником, волны, распространяющиеся от источника, идентифицируют по большому изменению фазы с высотой, в то время как для глобальных колебаний, образующих стоячую волну, изменения фазы с высотой малы [12, 32, 41]. Изменение фазы с высотой в межгранульных промежутках наибольшее. Данный результат в работах [12, 32, 41] объясняют наличием там эффективных источников колебаний. Результаты нашего моделирования с учетом V_{0z} также дают слабое изменение фазы волны в грануле и более сильное в межгрануле (рис. 4). Однако этот эффект возникает из-за модуляции распространяющейся волны атмосферой.

Исследование взаимодействия волн и конвекции, проведенное Стиксом [39], показало, что модуляция амплитуды колебаний неодинакова для разных периодов. Было получено, что для волн с периодами 2—3 мин наибольшая амплитуда колебаний скорости должна наблюдаться над межгранулами, а для волн с периодом 4—8 мин — над гранулами, но в последнем случае модуляция менее выражена. Частота, на которой происходит переход между одним и другим сценарием, составляет 5 мГц. Это согласуется с результатами [14], однако не согласуется с результатами наших (рис. 2, *в*) и большинства других исследований [8, 12, 18, 32].

Возможно, в реальных солнечных условиях переход происходит на меньшей частоте, чем в схематичной модели [32].

Наблюдения увеличения амплитуды над гранулами не противоречат идее возбуждения колебаний турбулентной конвекцией. Штайн и Нордлунд [38] показали, что эффективность возбуждения зависит от работы стохастических неадиабатических флуктуаций давления. Последние коррелируют со скоростью и максимальны в межгранулах, однако увеличиваются также и над наиболее яркими гранулами [38, рис. 13].

Таким образом, яркие гранулы могут также являться источником колебаний, что нашло подтверждение в работе [19]. Однако не все особенности волновых движений можно объяснить наличием источников колебаний в межгранульных и ярких гранульных областях. Учитывая все сказанное выше, мы делаем вывод, что модуляция волн атмосферой является дополнительным или альтернативным механизмом при интерпретации различий свойств колебаний над гранулами и межгранульными промежутками.

Автор благодарен А. Косовичеву и А. Нортон за помощь с обработкой наблюдений и расчетом MDI-параметров, М. Асплунду за предоставленную модель атмосферы, Н. Щукиной за помощь в расчете синтетических спектров, Р. Костику и С. Осипову за полезные дискуссии. Работа выполнена при частичной поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований (грант 02.07/00044) и гранта INTAS 00-00084.

1. *Осипов С. Н.* Отражение и рассеяние 5-минутных акустических волн в изотермической спокойной солнечной атмосфере // Кинематика и физика небес. тел.—2001.—17, № 3.—С. 249—261.
2. *Хоменко Е. В.* Фазовые характеристики локальных пятиминутных колебаний Солнца // Кинематика и физика небес. тел.—1999.—15, № 2.—С. 145—148.
3. *Asplund M., Nordlund E., Trampedach R., et al.* Line formation in solar granulation. I. Fe line shapes, shifts and asymmetries // *Astron. and Astrophys.*—2000.—359, N 1.—P. 729—742.
4. *Asplund M., Nordlund E., Trampedach R., Stein R. F.* 3D hydrodynamical model atmospheres of metal-poor stars. Evidence for a low primordial Li abundance // *Astron. and Astrophys.*—1999.—346, N 1.—P. L17—L20.
5. *Bogdan T. J.* Sunspot oscillations: a review // *Solar Phys.*—2000.—192, N 1.—P. 373—394.
6. *Brown T. M.* Excitation of the solar p-modes by turbulent stress // *Astrophys. J.*—1991.—371, N 1.—P. 396—401.
7. *Deubner F. L.* Waves and Oscillations in the Non-Magnetic Photosphere // *The Solar Photosphere: Structure, Convection and Magnetic Fields* / Ed. J.-O. Stenflo. — Kluwer: Dordrecht, 1990.—P. 217—228—(IAU Symp. 138).
8. *Espagnet O., Muller R., Roudier T., et al.* Spatial relation between the 5-minute oscillations and granular patterns // *Astron. and Astrophys.*—1996.—313, N 1.—P. 297—305.
9. *Goldreich P., Keeley D. A.* Solar seismology. I. The stability of the solar p-mode // *Astrophys. J.*—1977.—211, N 2.—P. 934—942.
10. *Goldreich P., Kumar P.* The interaction of acoustic radiation with turbulence // *Astrophys. J.*—1988.—326, N 1.—P. 462—468.
11. *Goldreich P., Murray N., Kumar P.* Excitation of solar p-modes // *Astrophys. J.*—1994.—424, N 1.—P. 466—479.
12. *Goode P. R., Strous L. H., Rimmele T. R., Stebbins R. T.* On the origin of solar oscillations // *Astrophys. J.*—1998.—495, N 1.—P. L27—L30.
13. *Hoekzema N. M., Brandt P. N., Rutten R. J.* Small scale topology of solar atmosphere dynamics III. Granular persistence and photospheric wave amplitudes // *Astron. and Astrophys.*—1998.—333, N 1.—P. 322—332.
14. *Hoekzema N. M., Rutten R. J., Brandt P. N., and Shine R. A.* Small scale topology of solar atmosphere dynamics I. Wave sources and wave diffraction // *Astron. and Astrophys.*—1998.—329, N 1.—P. 276—290.
15. *Khomenko E.* The local five-minute oscillations in granules and intergranular lanes: observations and theory // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies. Suppl. Ser.* / Ed. Ya. S. Yatskiv.—2001.—200.—P. 456—457.—(ASTRONOMY IN UKRAINE — 2000 AND BEYOND (Impact of International Cooperation)).
16. *Khomenko E.* Phases of the 5-min photospheric oscillations above granules and intergranular

- lanes // *The Dynamic Sun* / Eds A. Hanslmeier, M. Messerotti, A. Veronig. — Dordrecht: Kluwer, 2001.—P. 275—278.—(Summer school «The dynamic Sun»).
17. *Khomenko E.* Simulation of the wave propagation in the 3D solar atmosphere // *Helio- and Astroseismology at the Dawn of the Millenium: Proc. Conf.* / Ed. A. Wilson. — ESA SP.—2001.—**464**.—P. 456—457.—(Soho-10/GONG 2000 Workshop).
 18. *Khomenko E. V., Kostik R. I., Shchukina N. G.* Five-minute oscillations above granules and intergranular lanes // *Astron. and Astrophys.*—2001.—**369**, N 2.—P. 660—671.
 19. *Kiefer M., Stix M., Balthasar H.* Wave modulation and wave sources in the solar convective zone // *Astron. and Astrophys.*—2000.—**359**, N 2.—P. 1175—1184.
 20. *Kostik R., Shchukina N.* Local 5-min oscillations above solar granules and intergranular space // *Astron. Lett.*—1999.—**25**, N 10.—P. 678—687.
 21. *Kostik R., Shchukina N., Khomenko E.* Interaction of Granulation with 5-min Photospheric Oscillations // *Magnetic Fields and Solar Processes* / Ed. A. Wilson — ESA-SP.—2000.—**448**.—P. 319—324.—(9th European Meeting on Solar Physics).
 22. *Kumar P.* Properties of acoustic sources in the Sun // *Astrophys. J.*—1994.—**428**, N 2.—P. 827—836.
 23. *Kumar P., Goldreich P.* Nonlinear interactions among solar acoustic modes // *Astrophys. J.*—1989.—**342**, N 1.—P. 558—575.
 24. *Marmolino C., Severino G., Deubner F.-L., Fleck B.* Phases and amplitudes of acoustic—gravity waves. II. The effect of reflection // *Astron. and Astrophys.*—1993.—**278**, N 2.—P. 617—626.
 25. *Mihalas D., Mihalas B. W.* *Foundations of Radiation Hydrodynamics.* — New York: Oxford Univ. Press, 1984.—718 p.
 26. *Moretti P. F., Cacciani A., Hanslmeier A., et al.* The source of the solar oscillations: Convective or magnetic? // *Astron. and Astrophys.*—2001.—**372**, N 2.—P. 1038—1047.
 27. *Murawski K., Penelovski E. N.* The effect of random flow on solar acoustic waves // *Astron. and Astrophys.*—2000.—**359**, N 2.—P. 759—765.
 28. *Nordlund Ë., Stein R. F.* 3-D simulations of solar and stellar convection and magnetoconvection // *Comput. Phys. Commun.*—1990.—**59**.—P. 119—125.
 29. *Nordlund Ë., Stein R. F.* Solar Oscillations and Convection. I. Formalism for Radial Oscillations // *Astrophys. J.*—2001.—**546**, N 2.—P. 576—584.
 30. *Rasmussen L. P.* *Measuring Doppler velocities with the MDI.* — Institute of Physics and Astronomy, Aarhus University, 1999. — 76 p.
 31. *Restaino S. R., Stebbins R. T., Goode P. R.* Observation of impulsive acoustic events and the excitation of solar oscillations // *Astrophys. J.*—1993.—**408**, N 2.—P. L57—L60.
 32. *Rimmele T. R., Goode P. R., Harold E., and Stebbins R. T.* Dark lanes in granulations and the excitation of solar oscillations // *Astrophys. J.*—1995.—**444**, N 3.—P. L119—L122.
 33. *Rosenthal C. S., Christensen-Dalsgaard J., Nordlund Ë., et al.* Convective contributions to the frequencies of solar oscillations // *Astron. and Astrophys.*—1999.—**351**, N 2.—P. 689—700.
 34. *Scherrer P. H., Bogart R. S., J. T. Hoeksema R. I. B., et al.* The solar oscillations investigation — Michelson Doppler imager // *Solar Phys.*—1995.—**162**, N 1.—P. 129—188.
 35. *Shchukina N. G., Trujillo Bueno J.* The iron line formation problem in three-dimensional hydrodynamic models of solar-like photospheres // *Astrophys. J.*—2001.—**550**, N 2.—P. 970—990.
 36. *Stebbins R. T., Goode P. R.* Waves in the solar photosphere // *Solar Phys.*—1987.—**110**, N 1.—P. 237—253.
 37. *Stein R. F., Nordlund Ë.* Topology of convection beneath the solar surface // *Astrophys. J.*—1989.—**342**, N 2.—P. L95—L98.
 38. *Stein R. F., Nordlund Ë.* Solar oscillations and convection. II. Excitation of radial oscillations // *Astrophys. J.*—2001.—**546**, N 2.—P. 585—603.
 39. *Stix M.* Modulation of acoustic waves by solar convection // *Solar Phys.*—2000.—**196**, N 1.—P. 19—27.
 40. *Stix M., Zhugzhda Y. D.* Waves in structured media: non-radial solar p-modes // *Astron. and Astrophys.*—1998.—**335**, N 2.—P. 685—690.
 41. *Strous L. H., Goode P. R., Rimmele T. R.* The Dynamics of the Excitation of Solar Oscillations // *Astrophys. J.*—2000.—**535**, N 3.—P. 1000—1013.
 42. *Title A. M., Tarbell T. D., Topka K. P., et al.* Statistical properties of solar granulation derived from the SOUP instrument on Spacelab 2 // *Astrophys. J.*—1989.—**336**, N 1.—P. 475—494.
 43. *Zhugzhda Y. D.* Waves in a convective atmosphere: 1D periodical model // *Astron. and Astrophys.*—1998.—**332**, N 1.—P. 314—324.