

УДК 523.9

М. И. Стодилка

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

Пространственная структура волн гравитации в фотосфере Солнца

По результатам наблюдений в линии Fe I воспроизведены пространственно-временные вариации давления в солнечной фотосфере. Путем соответствующей фильтрации выделены локальные внутренние волны гравитации, которые представляют собой квазипериодические в пространстве (на грануляционных и мезогрануляционных масштабах) и времени структуры, распространяющиеся вдоль наклонных траекторий с дозвуковыми скоростями. Для выделенных волновых цугов фазовая и групповая скорости ортогональны и имеют z-проекции противоположного знака.

ПРОСТОРОВА СТРУКТУРА ХВИЛЬ ГРАВИТАЦІЇ У ФОТОСФЕРІ СОНЦЯ, Стодилка М. І. — За результатами спостережень в лінії Fe I відтворено просторово-часові варіації тиску в сонячній фотосфері. Шляхом відповідної фільтрації виділено локальні внутрішні хвилі гравітації, які є квазіперіодичними у просторі (на грануляційних і мезогрануляційних масштабах) та у часі структурами, що поширюються вздовж похилих траєкторій з дозвуковими швидкостями. Для виділених хвильових цугів фазова і групова швидкості ортогональні та мають z-проекції протилежного знаку.

SPATIAL STRUCTURE OF GRAVITY WAVES IN THE SOLAR PHOTOSPHERE, by Stodilka M. I. — Using observation data in the Fe I line, some spatial-time variations of the pressure in the solar photosphere are reproduced and local internal gravity waves are extracted through the corresponding filtration. Internal gravity waves are quasi-periodic in space (on granulation and mesogranulation scales) and time structures spreading along inclined trajectories with subsonic velocities. For the extracted wave trains, the phase and group velocities are orthogonal and their z-projections are of opposite signs.

ВВЕДЕНИЕ

В условиях атмосферы звезды внутренние волны гравитации (ВВГ) появляются в области низких частот и средних пространственных масштабов, тогда как акустические волны — в области высоких частот и больших пространственных масштабов [18—20].

Теоретические исследования волн гравитации в работах [10, 11, 19, 20, 24, 25, 28] показали, что в условиях фотосферы Солнца волны гравитации распространяются по наклонным траекториям. Это дает незначительные доплеровские сдвиги, длины их волн короче, чем длины волн p -мод, и соизмеримы с грануляционной структурой, что вносит определенные трудности при попытках их разделения, из-за чего наличие ВГВ трудно выявить прямыми наблюдениями. Гравитационные волны могут возбуждаться в конвективно устойчивых стратифицированных слоях фотосферы и хромосферы [29]. Однако в солнечной фотосфере флуктуации температуры, вызванные прохождением волн, сглаживаются переносом излучения между более горячими и холодными областями, т. е. осуществляется радиационная релаксация — основной механизм диссипации волн в фотосфере Солнца. Правда, в оценках эффектов радиационного затухания есть значительные расхождения. В случае долгопериодических колебаний радиационное сглаживание ведет к изотермическому режиму колебаний; при таком режиме могут распространяться только акустические колебания. Влияние радиационного затухания на распространение волн резко уменьшается с высотой, наряду с этим в верхних слоях хромосферы из-за частичной ионизации водорода стабильность волн гравитации падает [1].

О наличии волн гравитации свидетельствуют более чем 20-летние наблюдения. Однако нет полной уверенности, что наблюдаемые волны соответствуют волнам гравитации. Часто единственным критерием выступает частота Брента — Вэйсяля, так как волнам гравитации соответствуют колебания с длинными периодами. При исследовании k -спектров вариации интенсивности и доплеровских сдвигов спектральных линий появляются некоторые особенности: увеличение мощности в области низких частот, определенные фазовые сдвиги между интенсивностью и вертикальной скоростью и др. Эти особенности приписывают волнам гравитации. Все же есть наблюдения [8, 9, 15, 31], результаты которых убедительно свидетельствуют о наличии волн гравитации в фотосфере Солнца. В частности, пространственно-временные исследования колебаний выявляют в фотосфере Солнца квазистационарные структуры промежуточных масштабов: больше, чем гранулы, и меньше, чем супергранулы. В работе [31] при исследовании фазовых разностей выявлено два типа волн гравитации в средней фотосфере: волны, которые распространяются горизонтально (средние пространственные и временные частоты) и волны, которые почти не распространяются горизонтально. А согласно [27] УФ-фон

излучения Солнца на мезомасштабах определяется именно волнами гравитации. В работе [26] показано, что в области проникающей конвекции изменяется структура неоднородностей, это изменение вызвано как грануляцией, так и волнами гравитации, особенно в верхней фотосфере, где доминирует их интерференция. Соответствующее моделирование выполнено в работе [17]. К сожалению, роль волн гравитации в формировании структуры атмосферных слоев Солнца так и не удалось выяснить. Отклик атмосферы Солнца на возмущения проникающей конвекции исследован в работе [34]; получено наличие резонансно подобного отклика для фиксированной частоты и узкого диапазона l , решением являются g -моды, захваченные атмосферным резонатором.

В работе [29] проведено сравнение теоретических моделей ВВГ с наблюдаемыми флуктуациями интенсивности и скорости. Предварительные результаты подтверждают наличие ВВГ в атмосфере Солнца (использованы наблюдения с помощью приборов MDI/SOHO, GONG и TRACE). В работе [4] волны гравитации выделены путем k -фильтрации воспроизведенных по наблюдениям пространственно-временных вариаций температуры, исследованы волны, захваченные грануляционной структурой, локализованы источники g -волн в солнечной фотосфере. Позже по результатам численного моделирования и наблюдений в работах [12, 32, 33] был определен поток энергии внутренних волн гравитации в нижних слоях солнечной атмосферы. Было показано, что волны гравитации переносят в верхние слои значительно больше механической энергии, чем высокочастотные акустические волны, вследствие чего необходим пересмотр роли гидродинамических волн при нагреве солнечной хромосферы. К тому же при наличии сильно наклоненных магнитных полей волны гравитации трансформируются в хромосферных слоях (где альвеновская и звуковая скорости совпадают) в акустические или же альвеновские волны [22, 23]; последнее может быть альтернативным механизмом переноса энергии в высокие слои атмосферы Солнца. В случае почти вертикальных магнитных полей происходит отражение волны гравитации, но уже как медленной МГД-волны. Калькоффен и др. [13], моделируя распространение акустических волн, пришли к противоположному выводу: поток энергии в верхние слои определяется акустическими волнами, поэтому 3-мин фотосферные волны могут подогреть ячейки супергранул в хромосферных слоях. Оценки высокочастотного акустического потока по наблюдениям в линии железа [6, 7] дают величину высокочастотного акустического потока, соизмеримую с потоком волн гравитации.

Несколько раньше [30] автору удалось выделить в температурном поле (воспроизведенном по наблюдениям) структуры, которые по своим свойствам соответствуют волнам гравитации. Однако небольшое время наблюдений (31 мин) не позволило получить аргументированные выводы о свойствах волн гравитации.

Хотя наличие внутренних волн гравитации в солнечной атмосфере подтверждено как экспериментально, так и теоретически, однако до сих пор слабо исследована сама структура волн гравитации, не выяснена роль ВВГ в формировании структуры атмосферных слоев Солнца. Насколько нам известно, на данное время не удалось выделить из наблюдений сами волны гравитации. Следовательно, не ясны свойства ВВГ в условиях неоднородной атмосферы Солнца, не обоснованы оценки переносимого ими потока механической энергии.

Ниже представлены результаты исследования пространственной структуры локальных волн гравитации в фотосферных слоях Солнца.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

В данном исследовании использованы результаты наблюдений в линии 639.360 нм Fe I центра диска спокойного Солнца на телескопе VTT (Канарские острова), выполненные Н. Г. Щукиной с высоким пространственным и временным разрешением ($t = 10 \text{ с}$, $X = 252 \text{ км}$) [16]. Пространственно-временные вариации термодинамических и кинематических параметров (температура, плотность, давление, поле скоростей) неоднородной атмосферы Солнца воспроизведены по профилям этой линии путем решения инверсной задачи неравновесного переноса излучения с использованием стабилизаторов Тихонова [3]. Сам вид стабилизаторов и коэффициенты регуляризации были подобраны на тестовой задаче воспроизведения моделей по профилям этой линии, полученным в рамках ГД-моделей Асплунда [5]. В инверсной задаче переноса излучения роль стабилизаторов Тихонова существенна: а) решения получаются гладкими; б) существенно уменьшаются ложные осцилляции решений; в) решения слабо зависят от стартовых значений воспроизводимых параметров; г) в случае неравновесной задачи осуществляется быстрая сходимость итерационной процедуры; при отсутствии стабилизаторов сходимость в лучшем случае очень медленная. Наш инверсный код описано в работах [2, 3]. Более того, в высоких слоях, где линия не чувствительна к вариациям среды, стабилизаторы дополнительно приближали воспроизведенные стратификации скоростей к скоростям, полученным методом τ -метра [16] по смещениям центра линии, а стратификации температуры — к соответствующей стратификации для модели спокойного Солнца (в нашем случае VAL80-C [35]), что снимает проблему наличия ложных узких пиков в воспроизведенных стратификациях параметров модели.

После обработки всех профилей инверсной процедурой мы получили данные о температуре, плотности, давлении и поле скоростей, что позволяет изучать динамику неоднородной атмосферы Солнца. В нашем исследовании время наблюдения составляло 2.6 ч, длина наблюдаемого участка 64.4 Мм вдоль поверхности Солнца, диапазон воспроизводимых по линии 639.360 нм Fe I высот: 25 км h 525 км.

Структура фотосферы Солнца определяется как волновыми, так и конвективными движениями. Спектральные особенности вариаций излучения Солнца дают возможность разделить их на конвективную и волновую составляющие [14]. Многомерное преобразование Фурье пространственно-временных вариаций позволяет с помощью линии $\omega = V_s k_x$ или гиперконуса Лемба $\omega^2 = V_s^2(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$, где V_s — скорость звука, выделить соответствующую составляющую. Действительно, области фурье-образа $\omega > V_s k_x$ отвечают звуковые колебания, а области $\omega < V_s k_x$ — внутренние волны гравитации и конвективные движения. Конвективные движения можно выделить аналогично: $\omega < V_{conv} k_z$ или $\omega^2 < V_{conv}^2(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$, где V_{conv} — максимальная (наблюдаемая или воспроизведенная) скорость конвективных движений.

Применив к соответственно выделенной части фурье-образа обратное преобразование Фурье, легко получить пространственно-временные вариации исследуемых величин, вызванные конвективными движениями или чисто волнами гравитации.

Так как фазовая скорость волн гравитации меньше звуковой, мы рассматриваем только возмущения с фазовой скоростью $0 < V_{ph} < V_s$. Акустические колебания (сверхзвуковые скорости) и медленные конвективные движения ($V < 0.2$ км/с) устранены путем k -фильтрации. Внутренние волны гравитации мы выделяли в несколько этапов:

— выделение движений, направленных вниз (фазовая скорость направлена вниз): при распространении волновых поверхностей вниз разница фаз вдоль волнового луча меньше нуля: $\phi_i(\omega, k) - \phi_{i-1}(\omega, k) < 0$, где $\phi_i(\omega, k) = \arctg[\text{Im}F_i(\omega, k)/\text{Re}F_i(\omega, k)]$, а $F_i(\omega, k)$ — фурье-образ соответствующих данных для i -й высоты; мы не выявили волн гравитации, фазовая скорость которых направлена вверх;

— фазовая фильтрация; для волн гравитации фазовые сдвиги между вертикальной скоростью движения вещества, температурой, плотностью и давлением удовлетворяют соотношениям [19, 20]; в частности, фазовый сдвиг между плотностью и давлением положителен, причем в верхних слоях, где осуществляется адиабатический режим колебаний, $\phi_{\rho, p} \approx \pi/2$, тогда как в нижних слоях, где существенны эффекты радиативного затухания, этот фазовый сдвиг уменьшается. А на высотах, близлежащих к конвективно неустойчивым слоям, он резко уменьшается к нулю. Поэтому мы выделяли только такие участки фурье-образов плотности и давления, для которых $0 < \phi_{\rho, p} < \pi/2$, остальные были исключены. На этот интервал фазового сдвига, как показывают наши расчеты, припадает большая часть мощности пространственно-временных вариаций плотности и давления;

— чтобы исключить эффекты интерференции волн, распространяющихся в противоположных направлениях, мы из рассматриваемых фурье-образов полученных данных выделяли волны, распространяющиеся вдоль одного направления (например $k_x > 0$).

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Итак, по результатам анализа наблюдений с высоким разрешением мы получили модели солнечной грануляции, которые представляют собой пространственно-временные вариации термодинамических и кинематических параметров. В дальнейшем мы будем привлекать для анализа преимущественно возмущения давления (к тому же последние определяют переносимый волнами поток энергии).

Поскольку распространяющиеся волны проходят под разными углами наблюдаемую через щель область поверхности Солнца, то возникает большой разброс проекций фазовых скоростей на направление выбранной пространственной X -координаты. Поэтому во избежание наложения волн мы при выделении отдельных волновых пакетов дополнительно путем k -фильтрации ограничивали область изменения фазовых скоростей.

Достаточно большое время наблюдений и высокое пространственно-временное разрешение используемых данных наблюдений позволяет выполнить соответствующее исследование в области как низких, так и средних частот. В нашем исследовании мы рассматриваем отдельно колебания периодов 10—20 мин (0.8—1.7 мГц) и периодов 30—40 мин (0.4—0.6 мГц). Исследование более высоких и более низких частот ограничено пространственным разрешением и временем наблюдения соответственно. Ниже мы рассматриваем группы выделенных волн гравитации в представлении вариаций давления для двух интервалов частот в фиксированный момент времени, диапазон высот воспроизведения: $-25...525$ км, длины участков на рис. 1, *a* и *б* одинаковы — 27 Мм. Выделенные нами соответствующей фильтрацией структуры показаны на рис. 1, они квазипериодические в пространстве и времени. Светлым тонам соответствуют положительные возмущения давления, темным — отрицательные. Вариации давления нормированы на давление на нижней границе, амплитуда колебаний примерно $0.0025 p_N$ для первого интервала периодов и примерно $0.0005 p_N$ для второго интервала периодов, здесь p_N — давление на нижней границе атмосферы. Для значений вариаций вне этого интервала происходит насыщение контраста, что лучше воспроизводит структуру волновых пакетов. Это касается всех представленных ниже рисунков.

Показанные волны распространяются справа налево вдоль оси X со скоростями 2—3.5 км/с, т. е. волновые поверхности перемещаются в нижние слои ($V_{ph,x} < 0$), причем в случае меньшей частоты (рис. 1, *б*) волновые поверхности более отклонены от вертикали, что качественно согласуется с теоретической зависимостью угла между направлением распространения волны и осью z от частоты. В обоих случаях волновое возмущение среды, сгенерированное у начала области проникающей конвекции, доходит до слоев температурного минимума.

Рассмотрим пространственно-временные развертки вариаций давления волн гравитации на фиксированных высотах. Такие зависимос-

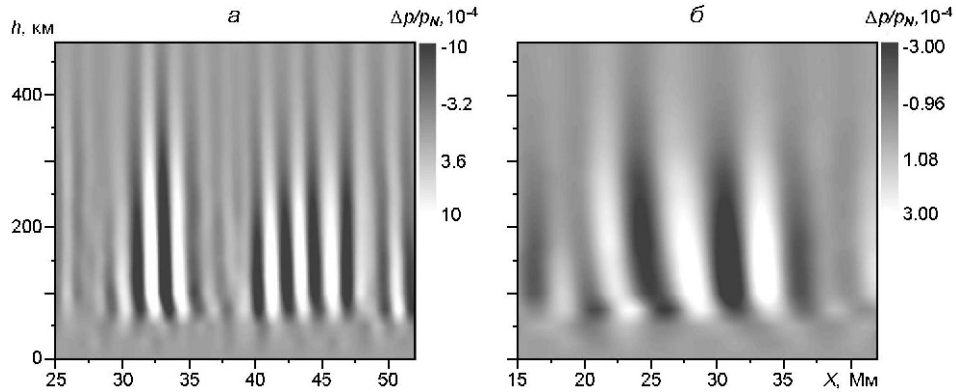


Рис. 1. Гравитационные волны в представлении вариаций давления: *a* — для $T = 10 \dots 20$ мин, *б* — для $T = 30 \dots 40$ мин

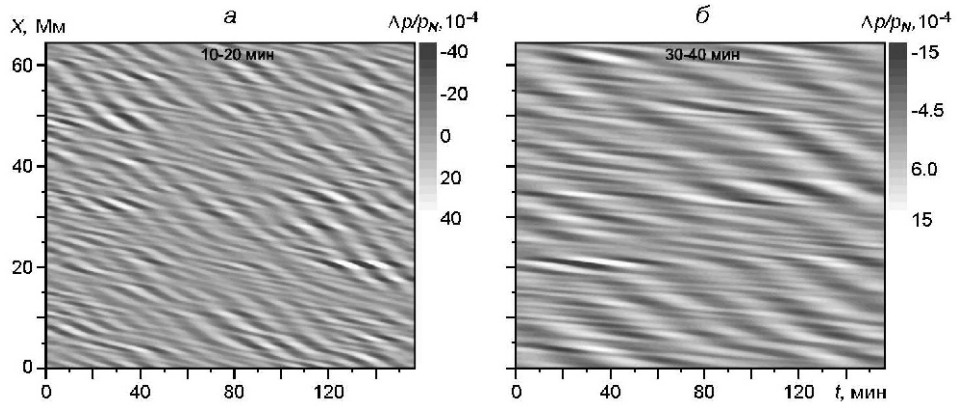


Рис. 2. Пространственно-временные сечения вариаций давления волн гравитации: *a* — для $T = 10 \dots 20$ мин; *б* — для $T = 30 \dots 40$ мин

ти позволяют оценить время, длину распространения волн, их фазовые скорости.

На рис. 2 представлены разрезы на высоте $h = 200$ км пространственно-временных вариаций давления для двух интервалов периодов; волны распространяются в одном направлении вдоль щели спектрографа, скорость $V_{ph,x}$ распространения возбуждений ограничена скоростью звука (от 0 до V_s). Здесь отчетливо выделяются пересекающиеся фазовые поверхности волн, проходящих под разными углами щель спектрографа, т. е. распространяющихся с разными скоростями вдоль оси X ; напомним, что $V_{ph,x} = V_{ph}$, и в нашем случае ограничена скоростью звука. Как видно из рис. 2, длины волн гравитации порядка грануляционных и мезогрануляционных масштабов.

Возбуждение волн гравитации носит случайный характер. Согласно полученным результатам на фоне наложения волн, распространяющихся с разными скоростями, часто на протяжении небольшого временного интервала наблюдается локальное увеличение контраста, вы-

званное как прохождением мощной волны (рис. 2, a : $X = 20...22$ Мм, $t = 115...157$ мин), так и наложением двух близких по своим характеристикам волн (рис. 2, a : $X = 47...51$ Мм, $t = 20...45$ мин, например). Горизонтальная протяженность областей с увеличенной амплитудой до 7 Мм, а временная — около 40 мин для первого и 70 мин для второго интервалов рассматриваемых периодов.

В то же время на рис. 2 отчетливо проявляются слабоконтрастные фазовые поверхности, которые к тому же несколько слабее затухают, за счет чего время их жизни больше. Время распространения возбуждения — до 80 мин (начало на $X = 58$ Мм, например для периодов $T = 10...20$ мин) и порядка времени наблюдений (157 мин) (начало на $X = 18$ Мм, например для периодов $T = 30...40$ мин); а максимальное прохождение вдоль оси X за время прохождения возбуждения порядка 5 Мм для обеих интервалов периодов. Эти колебания малой амплитуды не могут быть резонансными волнами гравитации. Так, в нашем исследовании не наблюдаются волны гравитации, которые после отражения от верхней стенки резонатора должны распространяться в нижние слои атмосферы. Поэтому стоячие волны гравитации не наблюдаются.

Линии минимального наклона порождены прохождением волн гравитации почти вдоль щели спектрографа. Так как $V_{ph,x}$ определяется наклоном фазовой поверхности к временной оси, то из представленных рисунков легко получить оценки горизонтальной составляющей фазовой скорости как минимального значения $V_{ph,x}$. Согласно полученным результатам минимальный наклон фазовых поверхностей уменьшается с увеличением периода колебаний волн гравитации, и это отчетливо видно на рис. 2; следовательно, с уменьшением частоты горизонтальная проекция фазовой скорости уменьшается.

Одним из наиболее сильных критериев детектирования ВВГ есть ортогональность фазовой и групповой скоростей и противоположность знаков их z -проекций. Групповая скорость характеризует скорость перемещения области максимальной амплитуды волнового пакета и определяет поток переносимой энергии. Для волн гравитации она перпендикулярна к фазовой скорости [19]. Увидеть перемещение максимума сложно по следующим причинам: a — в фотосферных слоях есть распространяющиеся в противоположные стороны волновые процессы, и при определенных условиях возникает их конструктивная интерференция, которая порождает локальное увеличение амплитуды колебаний; b — амплитуда осцилляций из-за затухания волны изменяется с высотой; c — толщина рассматриваемого слоя всего 550 км. Поэтому мы рассмотрели волны, распространяющиеся в одном направлении ($k_x > 0$, или $k_x < 0$), а также выполнили коррекцию на поглощение (при отсутствии поглощения среднее значение вариаций давления должно слабо уменьшаться с высотой, поэтому для высот выше слоя, где сосредоточены источники волн гравитации: $h > h_0$, мы осуществили коррекцию на поглощение — выравнивание вариаций давления умножением на $p_{rms}(h_0) / p_{rms}(h)$). Результат такой дополнительной об-

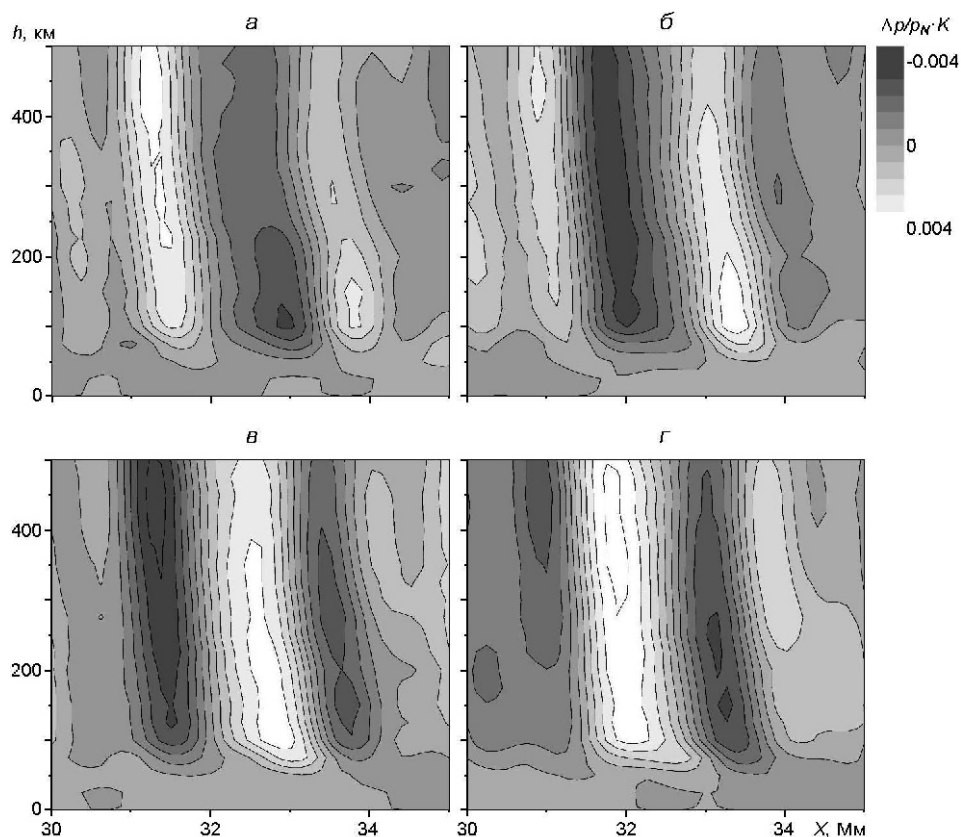


Рис. 3. Пространственно-временные вариации давления волн гравитации, $T = 10...20$ мин, $t = 200$ с

работки приведен на рис. 3, представляющем возмущения давления в четыре последовательные момента времени с интервалом 3.3 мин. Насыщение цвета пропорционально возмущению давления. Волновой пакет перемещается справа налево, этот пакет наблюдается на протяжении 40 мин, перемещаясь при этом на 5 Мм ($X = 30...35$ Мм, $t = 10...50$ мин, на рис. 2, а). Светлые тона соответствуют положительным возмущениям, темные — отрицательным. Проведенные изолинии позволяют локализовать области волн с максимальной амплитудой. Как видно из рис. 3, области максимальной амплитуды волновых пакетов (по смещению этих областей опережают групповую скорость) перемещаются в верхние слои фотосферы вдоль фазовых поверхностей и выходят за пределы воспроизводимых высот ($h > 525$ км), тогда как сами фазовые поверхности двигаются в сторону нижних слоев. Иными словами, фазовая скорость перпендикулярна к групповой скорости, и их проекции на ось Z имеют противоположные знаки.

Таким образом, в конвективно устойчивых фотосферных слоях проявляются стабильные пространственно-временные квазипериодические структуры со следующими характеристиками: длина волны ле-

жит в области грануляционных и мезогрануляционных масштабов, скорость распространения меньше звуковой, распространяются они по наклонным траекториям, фазовая скорость перпендикулярна к групповой скорости, z -проекции фазовой и групповой скоростей имеют противоположные знаки. Такие характеристики свойственны внутренним волнам гравитации.

Выделенные нами соответствующей фильтрацией долгопериодические структуры наблюдаются в устойчивых фотосферных слоях, распространяются в верхние слои атмосферы. Мы не обнаружили волн гравитации, распространяющихся из верхних в нижние слои солнечной атмосферы.

ВЫВОДЫ

По данным наблюдений солнечной грануляции с высоким пространственным разрешением мы воспроизвели пространственно-временные вариации возмущений давления в фотосфере Солнца. Выделенные нами соответствующей фильтрацией структуры представляют квазипериодические в пространстве и времени волновые пакеты. По своим свойствам и поведению они соответствуют внутренним волнам гравитации:

- распространяются по наклонным траекториям с дозвуковыми скоростями,
- фазовая скорость перпендикулярна к групповой скорости,
- z -проекции фазовой и групповой скоростей имеют противоположные знаки,
- длина волны соизмерима с грануляционными и мезогрануляционными масштабами,
- период колебаний $T > 5$ мин.

1. Дубов Э. Е. Колебания и волны в атмосфере Солнца // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Астрономия.—1978.—**14**.—С. 148—266.
2. Стодилка М. І. Інверсна задача для дослідження неоднорідностей атмосфери Сонця та зір // Журн. фіз. досліджень.—2002.—**6**, № 4.—С. 435—442.
3. Стодилка М. І. Тихонівські стабілізатори в інверсних задачах спектральних досліджень // Кинематика и физика небес. тел.—2003.—**19**, № 4.—С. 334—343.
4. Стодилка М. І. Діагностика внутрішніх гравітаційних хвиль у фотосфері Сонця // Кинематика и физика небес. тел.—2005.—**21**, № 3.—С. 197—208.
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. Bello Gonzalez N., Flores Soriano M., Kneer F., Okunev O. Acoustic waves in the solar atmosphere at high spatial resolution // Astron. and Astrophys.—2009.—**508**, N 2.—P. 941—950.
7. Bello Gonzalez N., Flores Soriano M., Kneer F., et al. Acoustic waves in the solar atmosphere at high spatial resolution. II. Measurement in the Fe I 5434 Å line // Astron. and Astrophys.—2010.—**522**.— id.A31.

8. *Bonet J. A., Marquez I., Vazquez M., Woehl H.* Asymmetries and shifts of the solar K I 7699 Å line and possible evidence for gravity waves in the quiet photosphere // *Astron. and Astrophys.*—1991.—**244**, N 2.—P. 492—500.
9. *Deubner F.-L., Fleck B.* Dynamics of the solar atmosphere. I—Spatio-temporal analysis of waves in the quiet solar atmosphere // *Astron. and Astrophys.*—1989.—**213**, N 1-2.—P. 423—428.
10. *Dintrans B., Brandenburg A., Nordlund A., Stein R. F.* Stochastic excitation of gravity waves by overshooting convection in solar-type stars // *Astrophys. and Space Sci.*—2003.—**284**, N 1.—P. 237—240.
11. *Dintrans B., Brandenburg A., Nordlund A., Stein R. F.* Spectrum and amplitudes of internal gravity waves excited by penetrative convection in solar-type stars // *Astron. and Astrophys.*—2005.—**438**, N 1.—P. 365—376.
12. *Fleck B., Straus T., Jefferies S., Scherrer P.* Estimating the energy flux of acoustic-gravity waves in the solar atmosphere from SDO/HMI Data // *American Geophysical Union, Fall Meeting 2010, abstract #SH11A-1602.*
13. *Kalkofen W., Rossi P., Bodo G., Massaglia S.* Acoustic waves in a stratified atmosphere. IV. Three-dimensional nonlinear hydrodynamics // *Astron. and Astrophys.*—2010.—**520**.—id.A100.
14. *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.
15. *Komm R., Mattig W., Nesis A.* The decay of granular motions and the generation of gravity waves in the solar photosphere // *Astron. and Astrophys.*—1991.—**252**, N 2.—P. 827—834.
16. *Kostik R. I., Shchukina N. G., Khomenko E. V.* Fine structure of wave motions in the solar photosphere: Observations and theory // *AstrRep.*—2006.—**50**, N 7.—P. 588—600.
17. *Leenaarts J., Wedemeyer-Bohm S.* DOT tomography of the solar atmosphere. III. Observations and simulations of reversed granulation // *Astron. and Astrophys.*—2005.—**431**.—P. 687—692 .
18. *Lou Yu-Qing.* Gravito-acoustic wave transformation in stellar atmospheres // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1995.—**276**, N 3.—P. 769—784.
19. *Mihalas B. W., Toomre J.* Internal gravity waves in the solar atmosphere. I.—Adiabatic waves in the chromosphere // *Astrophys. J.*—1981.—**249**, part 1.—P. 349—371.
20. *Mihalas B. W., Toomre J.* Internal gravity waves in the solar atmosphere. II. Effects of radiative damping // *Astrophys. J.*—1982.—**263**, part 1.—P. 386—408.
21. *Nesis A., Hanslmeier A., Hammer R., et al.* Dynamics of the solar granulation. 2. A quantitative approach // *Astron. and Astrophys.*—1993.—**279**, N 2.—P. 599—609.
22. *Newington M., Cally P.* Reflection and conversion of magnetogravity waves in the solar chromosphere: windows to the upper atmosphere // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2010.—**402**, N 1.—P. 386—394.
23. *Newington M., Cally P.* How to turn gravity waves into Alfvén waves and other such tricks // *J. Phys. Conf. Ser.*—2011.—**271**, N 1.—P. 012037.
24. *Pinter B.* Modelling solar atmospheric gravity oscillation modes // *Astron. Nachr.*—2008.—**329**, N 5.—P. 503—507.
25. *Rogers T. M., Glatzmaier G. A.* Gravity waves in the Sun // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2005.—**364**, N 4.—P. 1135—1146.
26. *Rutten R. J., de Wijn A. G., Sutterlin P.* DOT tomography of the solar atmosphere II. Reversed granulation in Ca II H // *Astron. and Astrophys.*—2004.—**416**, N 1.—P. 333—340.

27. *Rutten R. J., Krijger J. M.* Dynamics of the solar chromosphere IV. Evidence for atmospheric gravity waves from TRACE // *Astron. and Astrophys.* —2003.—**407**, N 2.—P. 735—740.
28. *Schmieder B.* Linear hydrodynamical equations coupled with radiative transfer in a non-isothermal atmosphere. I. Method // *Solar Phys.*—1977.—**54**.—P. 269—288.
29. *Severino G., Oliviero M., Straus Th., Ulrich R. K.* Atmospheric gravity waves // *Mem. Soc. astron. ital.*—2003.—**74**.—P. 595—598.
30. *Stodilka M.* On the detection of internal gravity waves in the solar photosphere // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. Letters.*—2008.—**390**, N 1.—P. L83—L87.
31. *Straus Th., Bonaccini D.* Dynamics of the solar photosphere. I. Two-dimensional spectroscopy of mesoscale phenomena // *Astron. and Astrophys.*—1997.—**324**, N 2.—P. 704—712.
32. *Straus T., Fleck B., Jefferies S., et al.* The energy flux of internal gravity waves in the lower solar atmosphere // *Astrophys. J.*—2008.—**681**, N 2.—P. L125—L128.
33. *Straus T., Fleck B., Jefferies S., et al.* On the role of acoustic-gravity waves in the energetics of the solar atmosphere // *ASP Conf. Ser.*—2009.—**145**.— P. 95—98.— (The Second Hinode Science Meeting).
34. *Ulrich R. K.* Proceedings of the GOLF/SOHO meeting, Saclay, Nov. 15, 1999.
35. *Vernazza J., Avrett E., Loezer R.* Structure of the solar chromosphere. III. Models of the EUV brightness components of the quiet sun // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1981.—**45**, N 4.—P. 635—725.

Поступила в редакцию 21.06.11