

УДК 523.942

### **М. И. Стодилка**

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

## **Отражение акустических волн в реальной атмосфере Солнца**

*Из воспроизведенных по наблюдательным данным пространственно-временных вариаций скорости мы выделили акустические волны, распространяющиеся в верхние слои атмосферы. При отражении акустические десятиминутные волны проникают в эванесцентные слои фотосферы вплоть до слоев температурного минимума; пятиминутные волны при отражении достигают слоев нижней хромосферы.*

*ВІДБИВАННЯ АКУСТИЧНИХ ХВИЛЬ В РЕАЛЬНІЙ АТМОСФЕРІ СОНЦЯ, Стодилка М. І. — Из відтворених за спостережуваними даними просторово-часових варіацій швидкості ми виділили акустичні хвилі, які поширюються у верхні шари атмосфери. При відбиванні акустичні десятихвилинні хвилі проникають в еванесцентні шари фотосфери аж до шарів температурного мінімуму; п'ятихвилинні хвилі при відбиванні досягають шарів нижньої хромосфери.*

*REFLECTION OF ACOUSTIC WAVES IN THE REAL SOLAR ATMOSPHERE, by Stodilka M. I. — Using spatial-time variations of the velocity which were reproduced by observation data we extracted acoustic waves propagating into upper atmosphere layers. When reflected, acoustic ten-minute waves penetrate into photosphere evanescent layers right up to temperature minimum layers; five-minute waves during reflection reach lower chromosphere layers.*

### **ВВЕДЕНИЕ**

Возбуждение осцилляций, их распространение и взаимодействие с неоднородной структурой определяют наблюдаемое волновое поле атмосферы Солнца. Даже в случае простого моделируемого фотосфер-

ного поля волновое поле хромосферных слоев сильно усложняется дополнительным преломлением, отражением и интерференцией разных мод [3].

Наблюдаемые на поверхности Солнца глобальные акустические колебания есть захваченными модами акустического резонатора, нижний предел которого, вследствие возрастания скорости звука к центру Солнца, определяется точкой поворота волны, а верхний предел размещен вблизи поверхности Солнца и обусловлен в основном градиентом плотности. Положение верхнего предела при заданной частоте колебаний определяется граничной акустической частотой. В фотосфере граничная акустическая частота достигает максимума 5.5 мГц чуть ниже температурного минимума, что порождает для частот меньше 5.5 мГц фотосферный барьер конечной ширины. Волны средних и низких частот отражаются от этого барьера и захватываются внутренним резонатором [5, 7].

Теория позволяет четко определить положение пределов резонатора, но только в случае однородной атмосферы. В условиях реальной фотосферы Солнца положение верхней стенки барьера существенно размывается грануляционной структурой. К тому же квазипериодическая турбулентная структура грануляции не может не воздействовать на распространение волн в солнечной атмосфере. И наконец, поскольку длины волн (средние и низкие частоты) превышают размеры грануляционных структур и шкалы высот (в фотосфере  $H \approx 180$  км), то волны, отражаясь, могут частично заходить в область атмосферного барьера.

Распространение акустических волн в 3D-моделях солнечной атмосферы рассмотрено в работе [9]. В работе [11] проведено моделирование распространения акустических волн в верхней конвективной зоне для исследования взаимодействия волн с пространственными неоднородностями. Исследования [2] выявили, что многократное отражение акустических волн обеспечивает минимальное затухание осцилляций в пятиминутном диапазоне. В работе [6] рассмотрено распространение и просачивание глобальных акустических волн в многомерной замагниченной атмосфере Солнца; при моделировании выявлено, что волны с частотой, превышающей граничную акустическую частоту, распространяются в верхние слои атмосферы с незначительным отражением, тогда как волны меньшей частоты захватываются нижними слоями атмосферы. При этом имеет место некоторое просачивание волн через переходную область; для пятиминутных колебаний наблюдается четкое наличие стоячих волн, захваченных нижними слоями атмосферы.

В работе [8] исследовано влияние мелкомасштабных магнитных трубок на распространение пятиминутных осцилляций в солнечной атмосфере. Исследование отражения акустико-гравитационных волн в солнечной атмосфере на границе раздела двух слоев с разной температурой выполнено в работе [10].

В работе [14] также показано, что на всех глубинах (правда, нестратифицированной) атмосферы осуществляется частичное отражение волн, причем падающие и отраженные волны взаимосвязаны. Это вполне естественно, так как скорость звука зависит от высоты в атмосфере.

Результаты моделирования показывают, что отражение волн, их взаимодействие с падающими волнами и неоднородной структурой оказывают существенное влияние на волновое поле солнечной атмосферы. Действительно, наблюдаемые фазовые зависимости в фотосфере и нижней хромосфере можно объяснить только после учета частичного отражения, обусловленного температурным градиентом [4].

В условиях реальной солнечной атмосферы колебания распространяются в стратифицированной квазипериодической среде. Влияние периодической горизонтальной структуры на колебания в солнечной атмосфере рассмотрено в работе [14]: в периодической нестратифицированной среде возникают три основные моды колебаний: акустические волны, вибрационные волны (порождаемые локальными осцилляциями конвективных элементов), турбулентный звук (возбуждаемый динамическим давлением). Периодические флуктуации температуры и скорости порождают в  $k$ -представлении колебаний соответствующие зоны Бриллюэна. Однако пока неизвестно, какое же влияние оказывает квазипериодическая грануляционная структура на спектральные свойства колебаний в условиях реальной атмосферы.

Итак, ввиду большой сложности задача влияния неоднородностей структуры атмосферы Солнца на распространение акустических волн решена не полностью. неизвестно также положение фотосферного акустического барьера. Мы предлагаем решение поставленной задачи путем выделения соответствующих акустических волн из воспроизведенных нами (по спектральным наблюдениям [9]) пространственно-временных вариаций поля скоростей солнечной фотосферы с последующим изучением их распространения в реальной атмосфере.

#### МЕТОДИКА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Пространственно-временные вариации температуры и поля скоростей определяются различными типами движений. Спектральные особенности вариаций позволяют разделить их на конвективную и волновую составляющие. Для разделения разных типов движений в солнечной атмосфере используют многомерный фурье-анализ пространственно-временных вариаций [9]. При этом  $k$ -фильтрация данных служит для диагностики акустических и конвективных движений. В нашем исследовании волновые движения также выделены с помощью  $k$ -преобразования воспроизведенных параметров. Такое преобразование позволяет с помощью линии  $\omega^2 = v_s^2 k_x^2$  или гиперконуса Лэмба ( $\omega^2 = v_s^2 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$ ) выделить волновой компонент: области

фурье-образа  $v_s^2 k_x^2$  соответствуют звуковые колебания. Здесь  $v_s$  — скорость звука,  $k_x, k_y, k_z$  — проекции волнового вектора. Волны, распространяющиеся вдоль поверхности Солнца со скоростью  $v_x = v_s$ , это горизонтальные волны. В то же время для волн, распространяющихся вверх, имеем  $|v_x| > v_s$ . Эта особенность распространения волновых процессов позволяет выделять волны, распространяющиеся в верхние слои атмосферы под определенным углом к горизонтали:  $|v_x| = v_s / \cos \theta$ . Выделение из фурье-образа соответствующих волновых движений по заданному интервалу проекции фазовой скорости будем называть  $k$ - $V$ -фильтрацией; такую фильтрацию мы применяли для выделения волн, распространяющихся в верхние слои атмосферы.

В нашем исследовании  $k$ - $V$ -фильтрацию будем применять только для лучевой скорости по следующим причинам: 1) для волн, распространяющихся в верхние слои атмосферы, возрастает  $z$ -проекция амплитуды колебаний скорости; 2) структура акустических колебаний скорости в фотосфере более однородная, чем колебаний температуры.

Наблюдаемое волновое поле существенно усложняется наложением противоположно распространяющихся волн. Поэтому исследование особенностей распространения волновых движений мы проводили для волн, распространяющихся в одном направлении ( $k_x > 0$ , или  $k_x < 0$ ): такое волновое поле мы получали путем соответствующей  $k$ - $V$ -фильтрации.

## ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В условиях солнечной атмосферы температурный градиент оказывает существенное влияние на предельную акустическую частоту: грануляционная структура осуществляет горизонтальную модуляцию температурного градиента, что в свою очередь приводит к модуляции предельной частоты. Так, согласно [12]

$$f_t^2 = f_0^2 + \frac{f_0}{2 v_s} \frac{d(v_s^2)}{dz},$$

где  $f_0$  — предельная частота для изотермичной атмосферы,  $d(v_s^2)/dz = dT/dz$ .

Высотная стратификация  $f_t$  представлена на рис. 1, где сплошная линия —  $f_t$ , точки — предельная акустическая частота для изотермической атмосферы, штриховые линии  $f_{t1}, f_{t2}$  определяют возмущение  $f_t$  солнечной грануляцией (модели грануляции получены нами по результатам с пространственным разрешением 0.5"). Итак, пятиминутные колебания в слоях выше 100 км эванесцентны, десятиминутные колебания эванесцентны в слоях  $h > 30$  км. Грануляционная структура размывает переходный слой в режим эванесцентных колебаний —

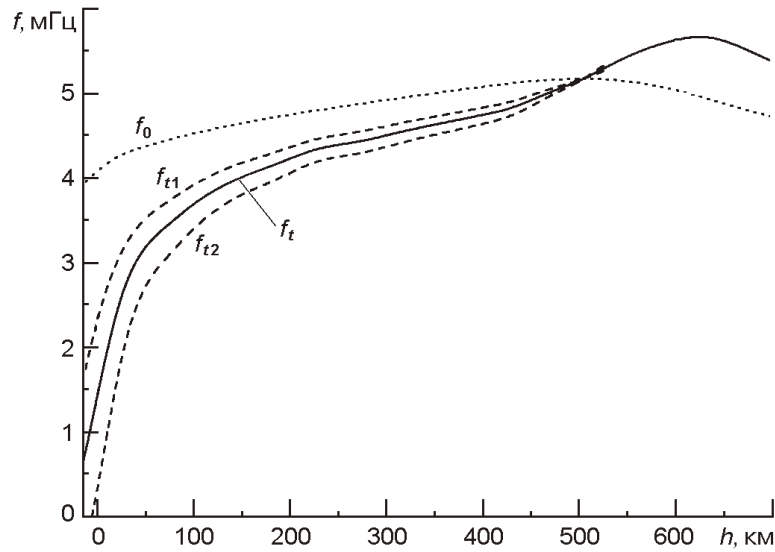


Рис. 1. Высотная зависимость акустической граничной частоты

ширина переходного слоя в нижней фотосфере порядка 50 км, в средней — 100 км; для пятиминутных колебаний ширина этого переходного слоя составляет 100 км, для десятиминутных — около 30 км. Использование моделей грануляции с субтелескопическим пространственным разрешением приводит к еще большему размыванию температурными неоднородностями положения отражающего слоя.

Более того, согласно [8] наличие мелкомасштабных магнитных трубок существенно уменьшает предельную частоту для фотосферных пятиминутных осцилляций, за счет чего они могут просачиваться даже в хромосферные слои солнечной атмосферы.

При распространении в верхние слои акустические волны частично отражаются за счет температурного градиента [10]. Более того, поскольку длина рассматриваемых волн существенно превышает фотосферную шкалу высот, волны могут туннелировать в верхние слои фотосферы, а согласно [10] в области эванесцентных волн в случае отрицательного температурного градиента при частотах, близких к предельной частоте коэффициент отражения будет резко увеличиваться к единице.

Описанным выше подходом ( $k$ - $V$ -фильтрацией) нам удалось выделить из акустического волнового поля глобальные волны, распространяющиеся в верхние слои атмосферы. В верхние слои могут распространяться волны разных частот, но условия распространения различны.

Рассмотрим сначала десятиминутные колебания ( $k$ -фильтрация отсекает конвективный компонент вариаций). Эти колебания гораздо слабее пятиминутных, но их структура при отражении проявляется более отчетливо, так как в нашем случае они распространяются из более нижних слоев и под небольшим углом к нормали. Конфигурация



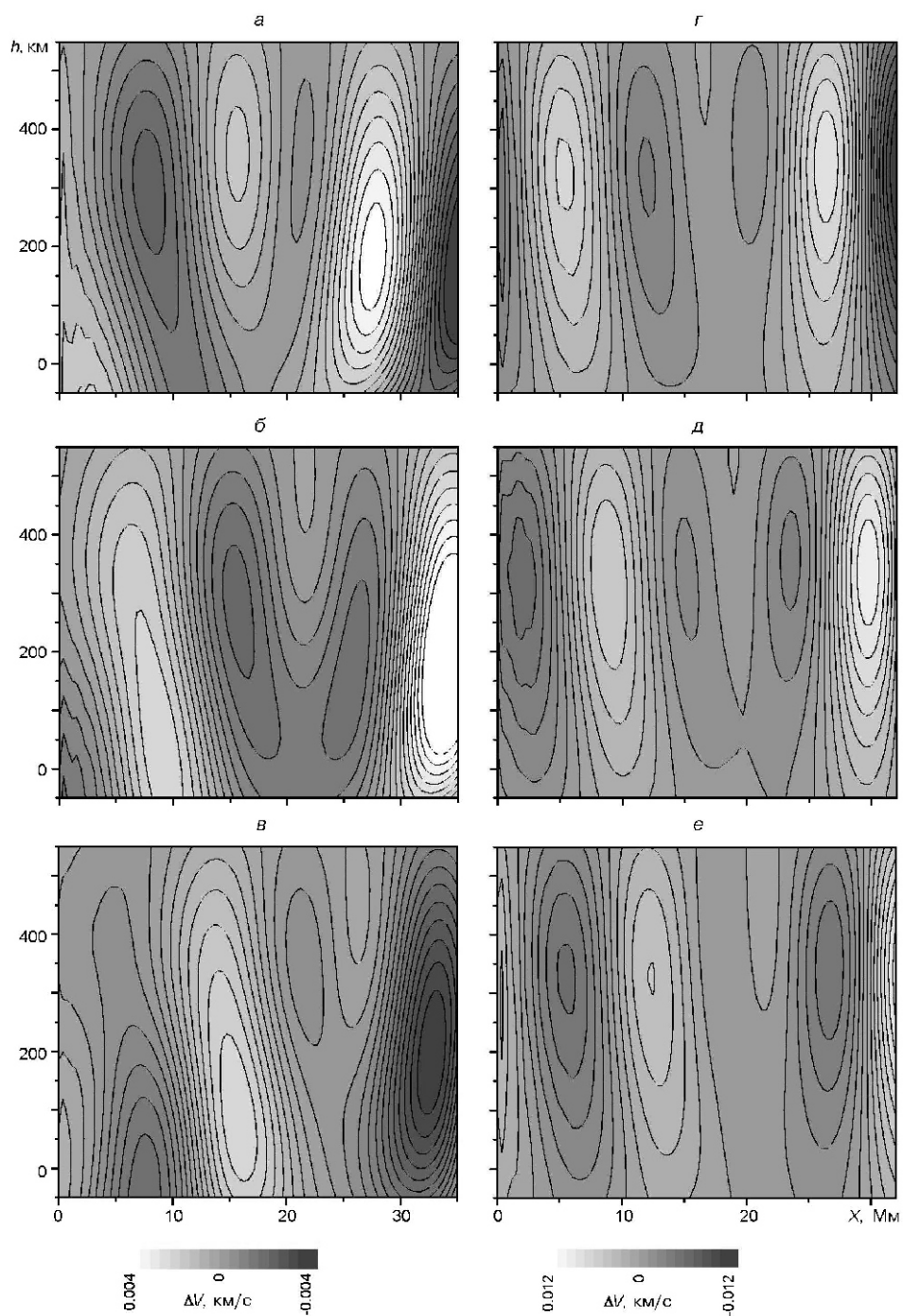


Рис. 2. Структура десятиминутных (*a*, *б*, *в* — три последовательные моменты времени  $t = 3.1$  мин) и пятиминутных (*г*, *д*, *е* — три последовательные моменты времени  $t = 1.24$  мин) акустических волн лучевой скорости в области отражения от верхних слоев

волнового пакета десятиминутных колебаний ( $T = 8 \dots 10$  мин) в три последовательных момента времени ( $t = 3.1$  мин) показана на рис. 2, который отчетливо демонстрирует отражение распространяющегося вверх волнового пакета.

Итак, на рис. 2, *а, б* положительная полуволна при  $X = 16$  Мм перемещается в верхние слои, а на рис. 2, *в* она после отражения распространяется в нижние слои атмосферы.

По перемещению волновых поверхностей мы оценили проекцию фазовой скорости на горизонтальную ось:  $V_{p,x} = 35 \dots 40$  км/с. Рассматриваемые волны распространяются из подфотосферных слоев в верхние слои атмосферы почти вертикально под углом  $10^\circ$  к нормали (оценка сделана по наклону волновой поверхности) и отражаются от слоев температурного минимума, порождая отраженную волну, причем коэффициент отражения близок к единице, а сама фаза волны при отражении не претерпевает существенных изменений.

Кроме того, амплитуда отраженной волны несколько больше амплитуды падающей. Возможно, в данном случае осуществляется фазовая фокусировка частично отраженных от фотосферных слоев волн и волн, отраженных от слоев температурного минимума. Увеличение амплитуды колебаний при отражении было выявлено в работе [2] при исследовании отражения и рассеивания пятиминутных акустических волн в спокойной изотермической атмосфере.

К сожалению, из-за ограниченной чувствительности используемой нами спектральной линии мы не можем исследовать проходящую волну, возникающую в слоях выше температурного минимума.

По перемещению максимумов волнового пакета мы оценили скорость их вертикального перемещения  $V_z = 1$  км/с, что позволило путем экстраполяции перемещения в верхние слои при известном временном запаздывании оценить высоты залегания отражающих слоев. Для десятиминутных колебаний отражающий слой находится на высоте  $h = 550$  км.

Далее, среди пятиминутных колебаний также встречаются волны, распространяющиеся в верхние слои. В отличие от десятиминутных, пятиминутные колебания становятся эванесцентными в более высоких слоях (рис. 1), а отражающий слой также залегает, по-видимому, несколько выше температурного минимума. На рис. 2, *з—е* показаны аналогично выделенные пятиминутные колебания в разные, но гораздо более близкие моменты времени ( $t = 1.24$  мин). Выделенные нами пятиминутные колебания распространяются вверх по более наклоненным траекториям, но достигают при отражении более высоких слоев. Акустические волны распространяются слева направо. В средней части рисунка ( $X = 15 \dots 22$  Мм) волновые поверхности резко искривляются и волна распространяется вверх (рис. 2, *з*), отражается от слоев температурного минимума и возвращается в фотосферные слои атмосферы (рис. 2, *д, е*). Аналогично мы оценили скорость вертикального пе-

ремещения ( $V_z = 4$  км/с) и высоту залегания отражающего слоя:  $h$

700 км. Точка поворота для выделенных пятиминутных колебаний лежит в фотосферных слоях.

Итак, глубина проникновения рассмотренных нами волн в эванесцентную среду составляет 500...600 км, т. е. не превышает четверти длины волны ( $\lambda_5 = 2400$  км,  $\lambda_{10} = 4800$  км).

Полученные значения высот проникновения акустических волн в эванесцентные слои позволяют сделать следующие выводы: распространяющиеся вверх акустические пятиминутные колебания отражаются от слоев нижней хромосферы, прилегающих к температурному минимуму, десятиминутные колебания — от слоев температурного минимума. Наши результаты согласуются с выводами, полученными при моделировании [6, 10].

## ВЫВОДЫ

Грануляционная структура солнечной фотосферы существенно размывает переходной слой в режим эванесцентных колебаний.

Путем  $k$ - $V$ -фильтрации пространственно-временных вариаций лучевой скорости полученных нами моделей неоднородной фотосферы Солнца мы выделили глобальные десятиминутные акустические волны, распространяющиеся из подфотосферных слоев в верхние слои солнечной атмосферы; выделенные нами глобальные пятиминутные осцилляции распространяются преимущественно в фотосферных слоях. Исследовано отражение акустических колебаний при их наклонном распространении в эванесцентной среде. При отражении акустические десятиминутные волны проникают в эванесцентные слои фотосферы вплоть до слоев температурного минимума; пятиминутные волны при отражении достигают слоев нижней хромосферы ( $h = 700$  км).

1. Костык Р. И., Хоменко Е. В. Влияние звуковых волн на профили спектральных линий в атмосфере Солнца: наблюдения и теория // *Астрон. журн.*—2002.—**46**, № 12.—С. 925—931.
2. Осипов С. Н. Отражение и рассеивание пятиминутных акустических волн в спокойной изотермической солнечной атмосфере // *Кинематика и физика небес. тел.*—2001.—**17**, № 3.—С. 184—193.
3. Carlsson M., Stein R. F. Wave processes in the solar upper atmosphere // *SOLMAG 2002: Proceedings of the Magnetic Coupling of the Solar Atmosphere Euro-conference and IAU Colloquium 188*, 11—15 June 2002, Santorini, Greece / Ed. by H. Sawaya-Lacoste. — Noordwijk, Netherlands: ESA Publications Division, 2002.—P. 293—300.
4. Deubner F.-L., Fleck B., Schmitz F., Straus Th. Dynamics of the solar atmosphere. V. Partial reflection and forced oscillation, and their signature in phase diagrams // *Astron. and Astrophys.*—1992.—**266**, N 1.—P. 560—567.



5. *Dzhalilov N. S., Staude J., Arlt K.* Influence of the solar atmosphere on the p-mode eigenoscillations // *Astron. and Astrophys.*—2000.—**361**, N 1.— P.1127—1142.
6. *Erdelyi R., Fedun V., Malins Ch., Pinter B.* Trapped eigenoscillations in the lower solar atmosphere: Is there a resonant coupling? // *ASP Conf. Ser.*—2007.—**368**.— P. 187.—(The Physics of Chromospheric Plasmas / Ed. by P. Heinzel, I. Dorotovic, R. J. Rutten: Proceedings of the conference held 9—13 October, 2006 at the University of Coimbra in Coimbra, Portugal).
7. *Karoff C.* High-frequency modes in solar-like stars // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2007.—**381**, N 3.—P. 1001—1008.
8. *Khomenko E., Centeno R., Collados M., Trujillo Bueno J.* Channeling 5 minute photospheric oscillations into the solar outer atmosphere through small-scale vertical magnetic flux tubes // *Astrophys. J.*—2008.—**676**, N 1.—P. L85—L88.
9. *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.
10. *Marmolino C., Severino G., Deubner F.-L., Fleck B.* Phases and amplitudes of acoustic-gravity waves. 2. The effects of reflection // *Astron. and Astrophys.*—1993.—**278**, N 2.—P. 617—626.
11. *Parchevsky K. V., Kosovichev A. G.* Numerical simulations of solar acoustic field // American Geophysical Union, Fall Meeting 2005.—Abstract #SH41A-1118.
12. *Worrall G.* Oscillations in the solar atmosphere — The 5-min peak as a consequence of wave reflection at the photosphere // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1991.—**251**, N 1.—P. 427—437.
14. *Zhugzhda Y., Stix M.* Comments on the «analytic theory of P modes» by Dzhalilov and Staude // *Astron. and Astrophys.*—1997.—**322**, N 1.—P. 982—984.
13. *Zhugzhda Y. D.* Waves in a convective atmosphere: 1D periodical model // *Astron. and Astrophys.*—1998.—**332**, N 1.—P. 314—324.

Поступила в редакцию 16.02.09