

УДК 521.2

## Признаки распространения волн в атмосфере Солнца по наблюдениям в радиодиапазоне

*Л.И. Цветков<sup>1</sup>, Ю.Ф. Юровский<sup>1</sup>, Ю.Ю. Юровский<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> НИИ Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Научный, Крым, Украина

<sup>2</sup> Черноморское отделение Московского государственного университета им.Ломоносова, 99001. г. Севастополь, ул. Героев Севастополя, д.7, Крым, Украина  
e-mail: litsv@mail.ylt.crimea.com

Поступила в редакцию 5 апреля 2005 г.

**Аннотация.** С целью изучения проблемы нагрева солнечной короны акустическими волнами исследовались записи радиоизлучения Солнца на волнах 2.0, 2.3 и 3.5 см, полученные 7 октября 2002 г. с помощью радиотелескопа РТ-22 НИИ КрАО. Так как из-за турбулентности солнечной атмосферы колебания случайны, то они исследовались с помощью специально разработанного алгоритма вейвлет-анализа динамических систем, разлагающего исходную функцию на компоненты по координатам *it* период-время-интенсивность. Измерена эффективная температура излучающих областей, оказавшаяся равной  $114 \cdot 10^3$  К на волне 2.0 см и  $850 \cdot 10^3$  К на волне 3.5 см. По этим оценкам определена высота расположения источников радиоизлучения  $(2.0 - 5.5) \cdot 10^3$  км и  $(5.5 - 13) \cdot 10^3$  км соответственно. Вейвлет-анализ позволил установить, что колебания с периодом 1750 с ( $\approx 30$  мин.) на более длинной волне 3.5 см запаздывали на  $78 \pm 10$  с относительно колебаний на волне 2.0 см. Показано, что такое запаздывание характерно для распространяющихся в солнечной хромосфере акустических волн. Таким образом, в работе получено экспериментальное подтверждение существования в хромосфере Солнца распространяющихся волн.

DETECTION OF WAVE PROPAGATION IN SOLAR ATMOSPHERE BY RADIO OBSERVATIONS, by *L.I. Tsvetkov, Yu.F. Yurovsky and Yu.Yu. Yurovsky*. With the purpose of analysis of a problem of heating of a solar corona by acoustic waves the records of radio emission of the Sun on wavelengths 2.0, 2.3 and 3.5 cm obtained October 7, 2002 with the help of the radio telescope RT-22 of SRI CrAO were studied. The oscillations of flux are accidental due to a turbulence of solar atmosphere. Because of this they were investigated with the help of specially designed algorithm of the wavelet-analysis of dynamic systems decomposing an assumed function to components on coordinates period-time-intensity. Effective temperature of the emitting regions have appeared equal  $114 \cdot 10^3$  K on wavelengths 2.0 cm and  $850 \cdot 10^3$  K on wavelengths 3.5 cm. By these estimations the altitude of position of radio sources  $(2.0 - 5.5) \cdot 10^3$  km and  $(5.5 - 13) \cdot 10^3$  km is determined accordingly. The wavelet-analysis has allowed to establish that the oscillations with period 1750 s ( $\approx 30$  min) at more lengthy wavelength 3.5 cm delayed on  $78 \pm 10$  s rather oscillations at wavelength 2.0 cm. Is snowed that such delay is characteristic for acoustic waves distributed in solar chromosphere. Thus in article the experimental corroboration of the propagated waves in chromosphere of the Sun is obtained.

**Ключевые слова:** колебания радиоизлучения Солнца, модель хромосферы, магнитно-акустические волны

---

## 1 Введение

Общепризнанно (Шкловский, 1962), что энергия, которую излучает Солнце, выделяется в его центральной зоне и затем распространяется наружу. Температура видимой солнечной поверхности составляет около 5800 К, а температура солнечной короны превышает миллион градусов. В связи с этим одной из сложных, окончательно не решенных задач астрофизики является проблема нагрева короны.

Наибольшее распространение получила гипотеза нагрева за счет рассеяния энергии волн сжатия, возбуждаемых конвективным движением вещества в верхних слоях фотосферы и распространяющихся вверх (Шварцшильд, 1948; Шкловский, 1962; де Ягер, 1962, Мензел, 1963; Прист, 1985 и др). Грануляция солнечной поверхности рассматривается как результат всплытия горячих областей газа из нижележащих слоев на видимую поверхность Солнца. Размеры гранул составляют в среднем 750 км, а время их существования лежит в пределах 1 – 5 мин (Шкловский, 1962). Часть кинетической энергии гранулы сжимает вышележащий газ и в нем возникает распространяющаяся наружу волна сжатия (“звуковая” волна). По мере падения плотности атмосферы с высотой скорость волны увеличивается, она переходит в ударную волну и затем диссипирует в верхних слоях, так как в вакууме волны сжатия существовать не могут. Оценки показывают, что этой “акустической” энергии вполне достаточно для нагрева короны до миллиона градусов (Шкловский, 1962; де Ягер, 1962). В присутствии магнитного поля в атмосфере Солнца могут возникать магнитно-гидродинамические (МГД) волны, которые также могут нагревать корону (Каплан и др., 1977; Прист, 1985).

Измерения интенсивности излучения и скорости перемещения газа на уровне фотосферы указывают на их изменение с периодом 3 – 5 мин. (Лайтес, 1992). Колебания интенсивности излучения с периодом 1 – 5 мин обнаруживаются также в радиодиапазоне на волнах сантиметрового диапазона (Гельфрейх и др., 1999; Шибасаки, 2001). Однако эти результаты свидетельствуют о существовании колебаний, а не о распространении волн. В качестве причины возникновения колебаний рассматриваются как вариации напряженности магнитного поля (Ниндос и др., 2002), так и вариации температуры и плотности, вызванные распространением акустической волны (Шибасаки, 2001). В связи с этим обратим внимание на следующее обстоятельство: если колебания связаны с распространением волн, т.е. с перемещением возмущения в солнечной атмосфере, то должен существовать сдвиг фазы колебаний в отстоящих точках пространства. Радиоизлучение выходит с тем большей высоты над фотосферой, чем длиннее волна наблюдений (Железняков, 1964). Следовательно, одновременные наблюдения на разных длинах волн могут содержать интересующую нас информацию о характере колебаний на уровнях, соответствующих высоте излучающего слоя на каждой длине волны. Попытка обнаружить предполагаемое запаздывание была сделана ранее в (Гельфрейх и др., 2004). Было обнаружено, что колебания с периодом 17 мин отстают по фазе на более длинной волне наблюдений на 2 – 10 мин. Однако значительная погрешность измерения не позволила сделать однозначные выводы о наличии или отсутствии распространяющихся волн.

Таким образом, задачей данного исследования явился поиск и уточнение величины взаимного запаздывания колебаний интенсивности радиоизлучения на разных частотах наблюдений. Выбор диапазона частот и данные наблюдений обсуждаются во втором разделе. Так как предполагаемые колебания возникают в случайные моменты времени и имеют, вероятно, различный период, то наиболее приемлемым методом их исследования является вейвлет-анализ, разлагающий исходную функцию времени на компоненты по координатам период-время-интенсивность, основные положения которого обсуждаются в третьем разделе. В четвертом разделе приведены результаты применения вейвлет-анализа для обработки наблюдений Солнца. Астрофизическое применение полученных численных величин изложено в пятом разделе. В заключении приводятся краткие выводы проведенного исследования.

## 2 Данные наблюдений

Согласно теоретическим оценкам (Шкловский, 1962, стр. 438) волны сжатия превращаются в ударные на высоте примерно 4000 км и затем быстро затухают, передавая свою энергию на нагрев газа.

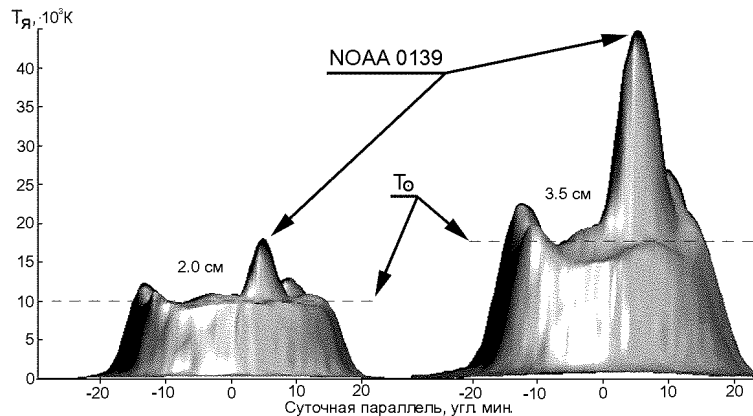


Рис. 1. Распределение интенсивности по диску Солнца на волнах 2.0 и 3.5 см.

На высоте около 10000 км над фотосферой температура уже приближается к  $10^6$  К и затем с дальнейшим ростом высоты изменяется незначительно. Следовательно, наиболее перспективно искать волны сжатия в диапазоне высот от фотосферы до 10 000 км. С этих высот в радиодиапазоне выходит излучение на длинах волн от 1 до 5 см (Железняков, 1964). Это определяет диапазон длин волн, наблюдения на которых можно использовать для решения поставленной задачи. Поэтому исследовались записи радиоизлучения Солнца за 7 октября 2002 г. на волнах 2.0, 2.3 и 3.5 см. Выбор этого дня наблюдений объясняется также тем, что в этот день проводились одновременные согласованные наблюдения на радиотелескопе РАТАН-600 и на радиогелиографе Бадары (ССРТ) РАН. Наши наблюдения выполнялись на Большом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории с диаметром зеркала 22 метра. Ширина диаграммы направленности радиотелескопа составляла 3.6, 4.1 и 6 угл. минут на волнах 2.0, 2.3 и 3.5 см. При вычислении яркостной температуры радиоисточников по наблюдаемой антенной температуре необходимо учитывать отличие телесного угла  $\Omega_i$ , занимаемого источником, от телесного угла  $\Omega_a$  диаграммы направленности:  $T_b = T_a \Omega_a / \Omega_i$ . По измерениям на РАТАН-600 с разрешением  $15''$  размеры излучающей области над NOAA 1039 составляли 1.45 угл.мин. на волне 3.2 см (Гельфрейх и др., 2004). Сравнение с данными гелиографа ССРТ показало, что размеры источника на волне 5 см также были близки к 1.5 угл.мин. В соответствии с приведенными величинами в нашем случае были приняты следующие значения поправок:  $T_b(2.0 \text{ см}) = 5.7 \cdot T_a$ ,  $T_b(2.3 \text{ см}) = 7.5 \cdot T_a$ ,  $T_b(3.5 \text{ см}) = 16 \cdot T_a$ . Перед началом наблюдений проводилось радиокартографирование диска Солнца для определения координат источников повышенного излучения (рис. 1). Полученная радиокарта свидетельствует о том, что на диске Солнца 7.10.2002 г. находилось несколько радиоисточников разной интенсивности. Радиотелескоп был направлен на наиболее интенсивный из них и в течение 6 часов 30 минут с 6:25 по 12:55 UT сопровождал этот локальный радиоисточник, где по данным (Internet) находилась активная область NOAA 0139. Яркостная температура невозмущенного Солнца была определена с помощью эмпирического выражения  $T_{b\odot} = 1.5 \cdot 10^3 \lambda$  К, где  $\lambda$  – длина волны в см (Железняков, 1964), и составила  $10 \cdot 10^3$  К на волне 2.0 см и  $17.5 \cdot 10^3$  К на волне 3.5 см. Полагая, что радиоисточники непрозрачные (оптически толстые) (Железняков, 1964) и учитывая поправки на ширину диаграммы направленности радиотелескопа, по данным картографирования на рис.1 находим яркостную температуру радиоисточников  $T_b(2.0 \text{ см}) = 114 \cdot 10^3$  К и  $T_b(3.5 \text{ см}) = 850 \cdot 10^3$  К. Найденные значения удовлетворительно согласуются с измерениями на РАТАН-600 этой же активной области на 7 длинах волн в диапазоне от 2 до 5 см (Гельфрейх и др., 2004).

Регистрация текущего значения потока радиоизлучения проводилась в цифровом виде с частотой отсчетов 1 Гц по каждому каналу, сигнал квантовался на 4096 уровней. Антенная температура после наведения радиотелескопа на выбранный источник компенсировалась с помощью шумового генератора, что давало возможность увеличить усиление радиометров и таким образом “растянуть”

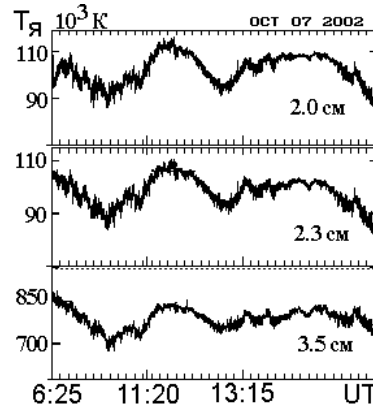


Рис. 2. Записи радиоизлучения Солнца на трех длинах волн 07.10.2002 г.

шкалу до пределов, обеспечивающих уверенную запись флуктуаций сигнала. На каждой длине волны регистрировалась интенсивность и разность круговых поляризаций (параметры Стокса I и V).

На рис. 2 показан общий вид записей интенсивности на трех длинах волн. Приемные каналы имели независимые радиометры, поэтому можно полагать, что собственные шумы аппаратуры на записях были некоррелированными. Можно заметить, что вариации уровня записи на всех волнах приблизительно синхронны и их амплитуда увеличивается по мере увеличения продолжительности колебаний. На волнах 2.0 и 2.3 см. записи почти идентичны из-за малой разницы длин волн. Поэтому далее будут рассматриваться только наиболее различающиеся друг от друга волны 2.0 и 3.5 см.

### 3 Методика обнаружения колебаний

Интенсивность колебаний излучения локального источника изменяется со временем (Ниндос и др., 2002). Они начинаются довольно быстро, а затухают медленнее. Возможно, колебания затухают полностью и потом возникают вновь, но не исключено, что они просто ослабевают и становятся ниже уровня обнаружения, а затем снова усиливаются. В течение своего существования колебания имеют довольно стабильное положение на диске Солнца и приблизительное постоянство фазы. Суммарная продолжительность колебаний составляет около 17% всего времени наблюдений.

Наиболее подходящим методом исследования данных, эволюционирующих во времени, является относительно недавно разработанный вейвлет-анализ временных рядов (Гроссман, Морле, 1984). Теоретические основы анализа изложены, например, в (Астафьева, 1996), а рекомендации практического характера по составлению алгоритма расчета можно найти в (Витязев, 2002). Однако из-за большого разнообразия свойств вейвлетов и способов отображения результатов расчета необходимо уточнить конкретные виды вейвлет-разложений, которыми мы будем далее пользоваться.

#### 3.1 Выявление периодических колебаний с помощью вейвлета Морле

Для выявления кратковременных пиков периодических колебаний в составе сигнала рекомендуется (Витязев, 2002) использовать вейвлет Морле. Он представляет собой фрагмент синусоиды, модулированной гауссианой, и описывается выражениями  $\Psi(t) = e^{-t^2/\alpha^2} e^{j2\pi t}$ ,  $\Psi'(F) = \alpha\sqrt{\pi} e^{-\alpha^2(2\pi - \Omega)^2/4}$ . При  $\alpha = \sqrt{2}$  вейвлет состоит из  $\approx 6$  периодов гармонических колебаний текущей (анализируемой) частоты  $F_{tek} = 1/P_{tek}$  и его полный размер по оси времени составляет  $Dw_{tek} \approx 6 \cdot P_{tek}$ . Однако из-за уменьшения амплитуды колебаний на краях вейвлета его эффективный радиус локализации несколько меньше и равен  $2\Delta_{tek} \approx \sqrt{2}Dw_{tek} = 4.2P_{tek}$  (Витязев, 2001). Ширина полосы частот вейвлета переменная по диапазону исследуемых частот и на уровне 0.5 равна для рассматриваемого вейвлета  $\Delta F_{tek} \approx 0.22 F_{tek}$ .

Суть вейвлет-преобразования с помощью вейвлета Морле состоит в следующем. Вейвлет текущего размера  $Dw_{tek}$  помещается на расстоянии  $Dw_{tek}/2 = 3P_{tek}$  от начала реализации данных и затем вычисляется спектральная плотность на этом участке данных протяженностью  $Dw_{tek}$ . Оценкой спектральной плотности средней мощности такого участка исходного процесса является периодограмма, определяемая как квадрат модуля комплексной спектральной функции  $G(F) = |S(j2\pi F)|^2 / Dw_{tek}$  (Тихонов, 1982). Результаты наблюдений радиоизлучения Солнца в цифровой форме представляют собой на длине вейвлета  $Dw = N_w \cdot \Delta t$  дискретную функцию времени  $f(t_i)$ , состоящую из  $N_w$  отсчетов (точек) в моменты  $t_i$ , равноудаленные на расстояние  $\Delta t$  друг от друга. Поэтому при вычислениях дискретных данных интегрирование заменяется суммированием и формула для расчета спектральной плотности на длине вейвлета, центр которого расположен на оси времени в точке  $t_{tek}$ , выглядит следующим образом:

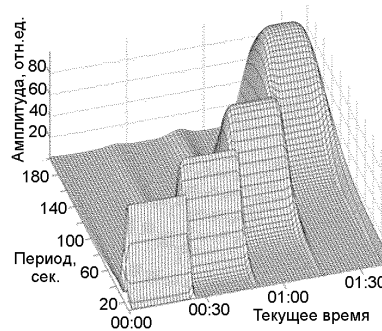
$$G(F, t_i, t_{tek}) = \frac{Dw}{\pi^2 N_w^2} \left\{ \left[ \sum_{i=1}^{N_w} f(t_i - t_{tek}) \cos(2\pi F(t_i - t_{tek})) \right]^2 + \left[ \sum_{i=1}^{N_w} f(t_i - t_{tek}) \sin(2\pi F(t_i - t_{tek})) \right]^2 \right\}.$$

Вычисленное значение заносится в матрицу, затем вейвлет смещается по времени в новую точку  $t_{tek}$  и вычисления повторяются уже для следующего участка исходной функции. Чтобы при вычислениях спектра в диапазоне  $P_{min} - : -P_{max}$  не пропустить кратковременный компонент сигнала, шаг смещения по времени  $b$  нужно выбирать из условия  $b \leq 3P_{min}$ , что соответствует смещению самого короткого вейвлета по оси времени на половину его длительности. Вычисления повторяются до тех пор, пока вейвлет при смещении к концу реализации еще полностью уместится на ней. По известной длине реализации данных  $Dr$  можно найти общее количество шагов расчета по времени:  $N_b = (Dr - Dw_{min})/b$ .

По окончании расчета одной строки матрицы длина вейвлета увеличивается, соответственно увеличивается период колебаний  $P_{tek}$  внутри него. Теперь центр вейвлета будет располагаться дальше от начала реализации. Вычисления будут достоверными только в том случае, если вейвлет полностью помещается на реализации данных. Поэтому на спектре возникают области величиной  $3P_{tek}$ , в которых вычисления могут иметь погрешность, и в соответствующие узлы матрицы приходится либо заносить нули, либо рассматривать эти области лишь как качественные свойства вейвлет-разложения. По мере увеличения текущего периода  $P_{tek}$  эти области увеличиваются и образуют на спектре “треугольник достоверности”. В вершине треугольника вейвлет занимает всю длину реализации и на спектре оказывается только одно достоверное значение плотности спектра. Следовательно, максимально возможный достоверный период колебаний на спектре определяется длиной реализации и равен  $P_{max} = Dr/6$ . Величина минимально возможного исследуемого периода зависит от частоты дискретизации данных. Если формально полагать, что синусоида внутри вейвлета полностью определяется двумя отсчетами за период (частота Найквиста), то минимальный доступный период оказывается равным  $P_{min} = 2\Delta t$ . Чтобы не пропустить узкополосный спектральный компонент в исходных данных, шаг по периоду  $a$  должен выбираться с учетом полосы используемого вейвлета:  $a \leq 0.22/P_{max}$ . Тогда количество шагов по периоду будет равно  $N_a = (P_{max} - P_{min})/a$ . Общее количество узлов матрицы равно произведению  $N_a \times N_b$ .

Результатом расчета является двумерная матрица, каждый узел которой на пересечении строки и столбца матрицы соответствует определенному текущему времени и содержит усредненное на длине вейвлета и в пределах его полосы частот значение спектральной плотности. Средняя по каждой строке величина является оценкой глобального спектра энергии и представляет собой аналог спектра Фурье (Витязев, 2001).

Для визуализации вейвлет-спектра значения узлов матрицы представляют либо в виде поверхности в трехмерном пространстве координат время/период/спектр, либо в виде плоской топографической карты этой поверхности (в виде контурной карты). Получающуюся трехмерную поверхность можно уподобить горному массиву. Однако широкие контуры линий близких по частоте (периоду) компонент иногда мешают проследить за эволюцией этих компонент во времени. Чтобы избавиться от влияния контуров, выделяют те узлы матрицы, в которых она имеет максимумы по переменным период/время, и полученную таким образом новую матрицу называют скелетоном (Витязев, 2001).



**Рис. 3.** Спектр амплитуд 4-х синусоид

Продолжая сравнение с горным массивом, можно сказать, что скелетон изображает направление горных хребтов, игнорируя долины и склоны.

Изложенные принципы вейвлет-преобразования позволили создать реальный алгоритм (программу) расчета вейвлет-спектра на языке MatLab-6. Программа “читает” исходные данные из файла, анализирует их и в диалоговом режиме предлагает выбрать тип вейвлета, вычисляемый вид спектра (спектр амплитуд или спектральную плотность мощности), диапазон исследуемых периодов, другие параметры разложения и способ графического отображения результатов (трехмерная поверхность, контурная карта, скелетон и т.д.)

### 3.2 Разложение модельных функций с помощью вейвлета Морле

Для правильной интерпретации вычисленных спектров реальных данных полезно знать, как выглядят спектры известных функций. Для примера рассмотрим вейвлет-спектры некоторых искусственных сигналов. 1. Сигнал, состоящий из 4-х последовательных фрагментов синусоиды одинаковой амплитуды 100 о.е. с периодами 20, 50, 100 и 180 с. В этом случае наглядно проявляется преимущество вейвлет-анализа по сравнению с обычным Фурье-разложением. Фурье-спектр выявит 4 частоты независимо от того, происходили ли они одновременно или последовательно во времени, а вейвлет-спектр (рис. 3) ясно показывает, в каком интервале времени происходили колебания сигнала, каков был их период и амплитуда.

2. “Синусоида” переменной частоты. Инжекция частиц в магнитную петлю активной области приводит к увеличению массы “вмороженного” газа и, как следствие, к уменьшению частоты магнитно-звуковых колебаний (Зайцев и Степанов, 1987). Фактически такой сигнал не содержит колебаний какой-либо частоты, так как первый полупериод каждой “синусоиды” длиннее ее второго полупериода. Если же предполагать, что частота в течение периода изменяется незначительно, то в этом случае сигнал будет содержать “все частоты”. Поэтому с точки зрения Фурье-анализа это сигнал с непрерывным спектром. Однако вейвлет-анализ выявляет изменение “частоты” со временем, т.е. более адекватно отражает свойства исследуемого сигнала (рис. 4). 3. Одиночный “дельта”-импульс. Вейвлет-анализ дает представление о развитии изучаемого явления в спектральном и временном измерениях. Другими словами, по вейвлет-спектру можно судить о том, на какой частоте появилась повышенная интенсивность сигнала и в какой момент времени это произошло. Однако при этом следует учитывать некоторые особенности обычного графического представления трехмерных вейвлет-спектров. Пусть исследуется одиночный “дельта”-импульс, появившийся в середине реализации данных в момент времени  $t_{imp}$ . Вейвлет-спектр такого сигнала представлен на рис. 5. На его топографическом представлении (рис. 5) ясно видно, что возрастание спектральной плотности начинается до момента возникновения импульса. Опережение пропорционально величине текущего периода. Моменту возникновения импульса при всех значениях периода соответствует максимум спектральной плотности. Таким образом, если при вычислениях вейвлет-спектра каждому узлу матрицы ставится в соответствие центр вейвлета, то на графике появляются компоненты,

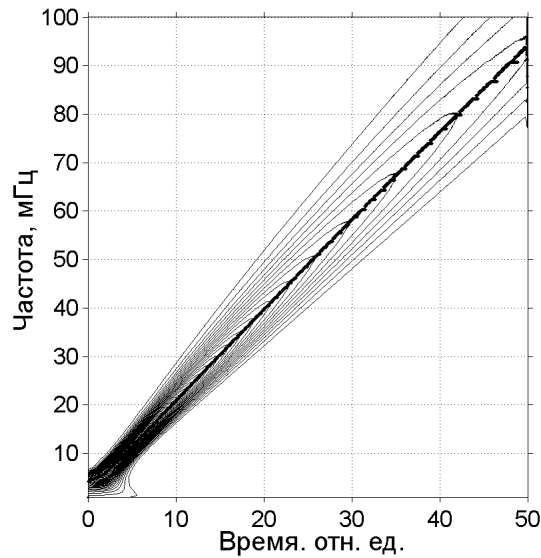


Рис. 4. Вейвлет-спектр “синусоиды” нарастающей частоты

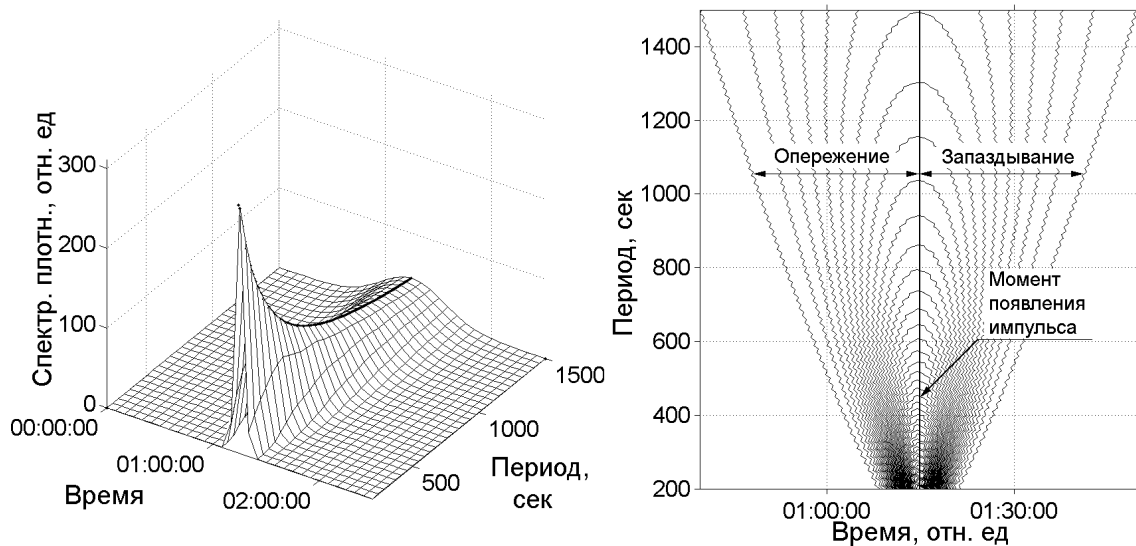


Рис. 5. Вейвлет-спектр “дельта”-импульса (а) и его топография (б)

“опережающие” появление самого события. Этот факт необходимо учитывать в тех случаях, когда требуется по вейвлет-спектру определять временные соотношения между его частотными компонентами. 4. Случайный сигнал с плоским спектром. Исследуем реализацию длиной 9000 с, на которой расположено 9000 появляющихся в случайные моменты времени и налагающихся импульсов со случайной амплитудой (1-10) отн.ед. длительностью 5 с каждый. Такого рода сигнал имеет плоский Фурье-спектр в диапазоне частот от 0 до 0.1 Гц и его можно называть “дробовым” шумом. На рис. 6 показан вейвлет-спектр этого “дробового” шума в диапазоне периодов 10 – 100 с. Трехмерная поверхность действительно напоминает горный массив, состоящий из хаотически расположенных вершин, в среднем приблизительно равной величины, равномерно рассеянных по плоскости координат период/время. Отмеченные свойства вейвлет-разложения необходимо учитывать при интерпретации спектров неизвестных сигналов.

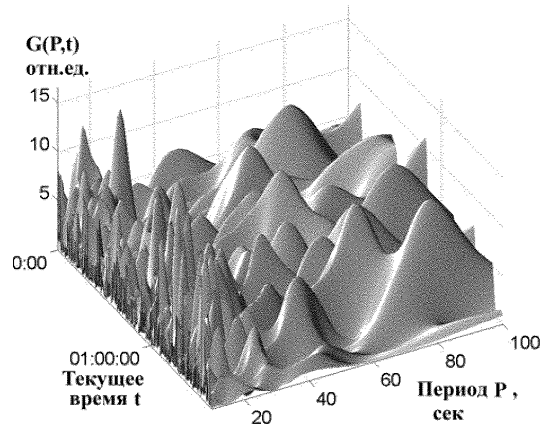


Рис. 6. Вейвлет-спектр “дробового” шума с плоским Фурье-спектром

### 3.3 Выявление фазового соотношения колебаний с помощью вейвлета МНАТ

Ядром вейвлета Морле является гармоническое колебание, а результатом разложения – распределение спектральной плотности на плоскости период/время. Фаза выявленных колебаний при этом не учитывается. Но в соответствии с задачей данного исследования как раз фазовый сдвиг представляет наибольший интерес, так как отражает величину запаздывания колебаний в разных точках пространства. Для выявления фазы колебаний больше подходит разложение исходного сигнала на компоненты с помощью МНАТ-вейвлета. МНАТ-вейвлет получается двукратным дифференцированием функции Гаусса и его уравнение имеет вид:

$$\Psi(t) = (1 - t^2)e^{-t^2/2},$$

или при дискретной оси времени  $t_k$ ,  $k = 0, 1, 2 \dots N - 1$ :

$$\Psi(t, a, b) = \left[ 1 - \left( \frac{t_k - b}{a} \right)^2 \right] e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{t_k - b}{a} \right)^2}$$

где  $a$  – масштаб вейвлета,  $b$  – сдвиг вейвлета вдоль оси времени (смещение). Вид вейвлета показан на рис.7. Согласно аналитическим представлениям (Витязев, 2001) вейвлет имеет центр локализации по частоте  $\langle \omega \rangle = 1.51$  и радиус локализации  $\Delta\omega = 0.49$ . При интерпретации вейвлет-функции можно обсуждать ее поведения в зависимости от текущего масштаба вейвлета  $a$ , но этот параметр не всегда бывает достаточно понятным. Иногда предпочтительнее пользоваться понятием длительности (или периода)  $P$  колебаний исходной функции, а не масштабом вейвлета. Так как эти величины связаны одно-значной зависимостью для данного типа вейвлета, то оцифровку оси масштабов можно заменить на оцифровку в значениях периода. Для оценки коэффициента пересчета масштабов в периоды существует аналитическое выражение (Витязев, 2001)

$$P_{max} = \pi\sqrt{2}a_{max} = 4.44a_{max},$$

связывающее максимум вейвлет-преобразования по оси масштабов с масштабом вейвлета. Определим вейвлет на ограниченном участке оси времени, на краях которого он спадает до уровня 0.005 от максимума, и будем называть этот участок вейвлета длиной вейвлета  $Dw = 8$ . Отсюда находим, что вейвлет наилучшим образом выделяет колебания с периодом  $P \approx Dw/1.8$ .

Оценка при вычислениях текущей точки спектра только в пределах длины вейвлета, полученная по формуле:

$$W_A(Dw_t, b) = \frac{1}{Dw_t} \sum_{k=0}^{N-1} f_k \Psi \left( \frac{8(t_k - b)}{Dw_t} \right),$$



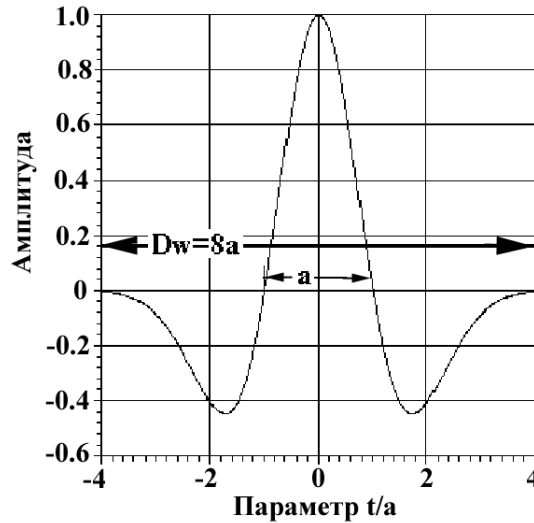


Рис. 7. МНАТ-вейвлет, масштаб  $a=1$ , длина  $Dw = 8a$ , значения на краях =  $-0.005$

называется амплитудной вейвлет-функцией. В нашем случае она пропорциональна средней амплитуде колебания на длине вейвлета, так как сумма делится на количество точек  $Dw_t$ , входящих в эту сумму.

Квадрат средней амплитуды пропорционален средней мощности колебания на длине вейвлета. Отсюда определяется оценка локального спектра энергии периодического сигнала (скалограмма):

$$S(Dw_t, b_j) = [W_A(Dw_t, b_j)]^2.$$

На основе скалограммы производится оценка глобального спектра энергии:

$$G(Dw_t) = \frac{1}{N^*} \sum_j S(Dw_t, b_j),$$

который является аналогом обычного Фурье-спектра. В этих формулах приняты следующие обозначения:  $Dw_t$  – количество точек на текущей длине вейвлета.  $f_k$  –  $N$  значений исходной функции, следующих друг за другом с шагом  $\Delta t$   $f_k = f(t_k)$ ,  $t_k = k$ ,  $k = 0, 1, \dots, N - 1$ .  $a$  – масштаб вейвлета ( $a_i$  – текущий масштаб, равный текущей длине вейвлета)  $b$  – смещение ( $b_j$  – текущее) центра вейвлета по оси времени  $t$ .  $N^*$  – количество колонок матрицы скейлограммы, по которому осуществляется усреднение при вычислении аналога Фурье-спектра.

*Вид Mhat-разложения синусоидальных сигналов* Mhat-разложение (вейвлет-спектр амплитуд) двух последовательных фрагментов синусоиды разной частоты показан на рис. 8. Вдоль оси времени амплитудная вейвлет-функция представляет собой периодические колебания с периодом и фазой исходной синусоиды. Таким образом, компоненты Mhat – разложения в отличие от компонент вейвлет-спектра Морле содержат сведения не только об амплитуде, но и о фазе каждого компонента.

### 3.4 Корреляция вейвлет-спектров

Для определения временных сдвигов компонент различных периодов описанную выше стандартную методику вейвлет-анализа полезно дополнить процедурой, вычисляющей взаимную корреляцию вейвлет-спектров. Как упоминалось, вейвлет-спектр представляет собой матрицу из  $Na \times Nb$  узлов, расположенных на пересечениях строк и колонок. В каждом узле записана плотность спектра, т.е. мощность колебаний, приходящаяся на единичную полосу частот. Вдоль строк откладывается

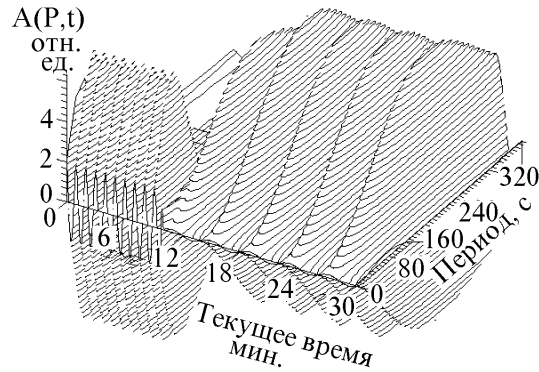


Рис. 8. Амплитудная вейвлет-функция двух синусоид разной частоты

текущее время. Если выделить одну строку, сместить ее копию на время  $\tau$ , то можно вычислить корреляцию между самой строкой и ее смещенной копией. Изменяя  $\tau$  в пределах  $-\tau < \tau < +\tau$  получим функцию автокорреляции выделенной строки. После перебора всех строк матрицы получится поверхность, изображающая поведение автокорреляции при изменении частоты. Нормированная функция корреляции  $R_{12}(\pm\tau)$  при задании исходных данных  $X_1(t)$  и  $X_2(t)$  в виде дискретного ряда из  $N$  значений записывается в виде:

$$R_{12}(\pm\tau) = \frac{\sum_{t=1}^{N-\tau} [X_1(t) - \bar{X}_1] [X_2(t) - \bar{X}_2] \times 100}{\left\{ \sum_{t=1}^{N-\tau} [X_1(t) - \bar{X}_1]^2 \times \sum_{t=1}^{N-\tau} [X_2(t) - \bar{X}_2]^2 \right\}^{1/2}} \%.$$

Если имеются матрицы с одинаковыми параметрами разложения для двух одинаковых по времени массивов данных, то можно вычислить взаимную корреляцию строк с совпадающими номерами и таким образом получить матрицу *взаимной* корреляции двух вейвлет-спектров. В том случае, когда исходные матрицы получены на основе единого процесса, сдвинутого по времени, следует ожидать, что функция взаимной корреляции будет достигать максимума при смещении по  $\tau$  на величину, соответствующую сдвигу исходных данных по оси времени.

#### 4 Анализ записей радиоизлучения Солнца

Для выявления пакетов колебаний, определения их периода и моментов появления были вычислены с помощью вейвлета Морле энергетические вейвлет-спектры всех трех записей во всем доступном диапазоне периодов и времени. Полученные спектры показаны на рис. 9. Представление спектров в виде трехмерной поверхности наглядно отражает распределение интенсивности на плоскости *период/время*, а контурные карты позволяют определить численные значения координат. Характер спектров несколько изменяется по мере увеличения разности длин волн. По-видимому, это связано с тем, что области излучения имеют свои структурные особенности в каждом источнике генерации радиоволн. Спектры существенно отличаются от плоского спектра "дробового" шума значительным повышением спектральной плотности в области длинных периодов. Это свойство колебаний подтверждают полученные при вейвлет-разложении Фурье-аналоги спектров, приведенные на рис. 10. Если аппроксимировать Фурье-спектры показательной функцией, то показатель спектра оказывается близок к  $-1.0$ . Следовательно, спектральная плотность колебаний приблизительно пропорциональна их длительности. Отсюда следует, что процессы, образующие эти колебания, должны обеспечивать генерацию спектра гиперболического типа. Максимумы спектральной плотности неравномерно распределены по плоскости координат период/время. Наиболее заметные из них обозначены на рис. 9 одинаковыми номерами на спектрах всех трех длин волн наблюдений. Колебания, образующие максимумы  $Max1$  и  $Max2$ , частично выходят за пределы треугольника достоверности

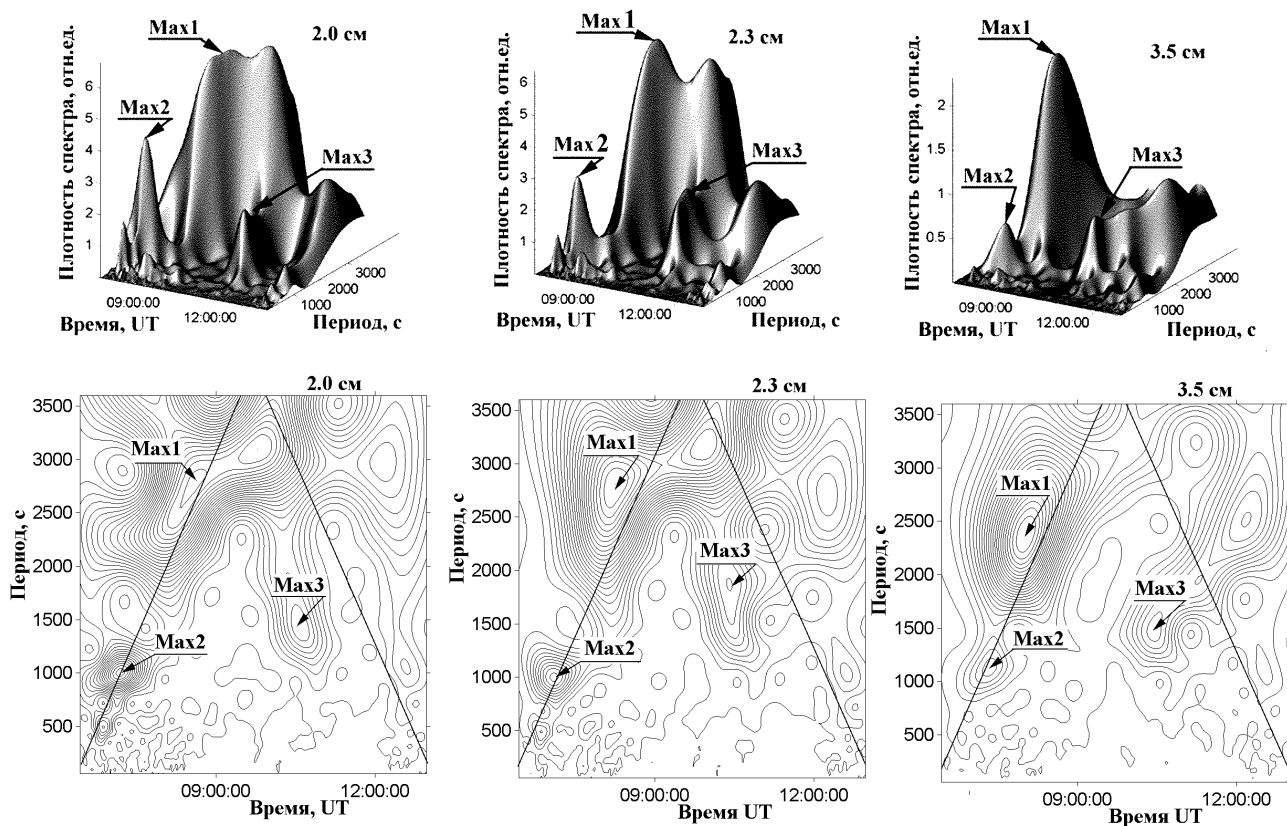


Рис. 9. Энергетические вейвлет-спектры в диапазоне периодов 60-3600 с записей радиоизлучения Солнца на волнах 2.0, 2.3 и 3.5 см продолжительностью 6 час. 30 мин.

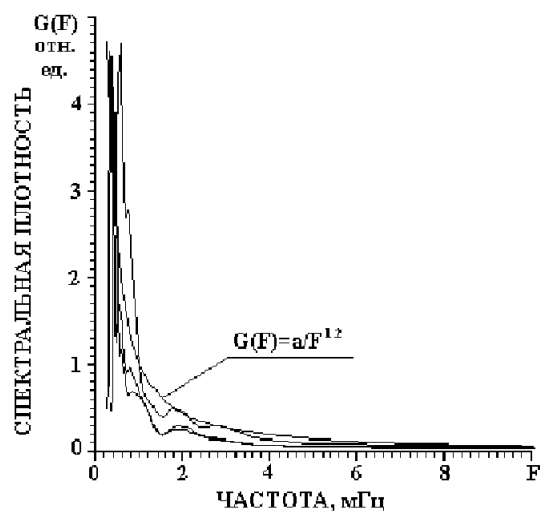
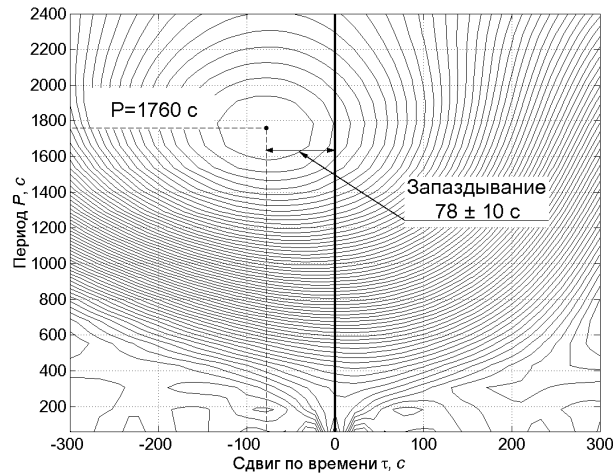


Рис. 10. Аналоги Фурье-спектров записей радиоизлучения Солнца на трех длинах волн



**Рис. 11.** Взаимная корреляция Mhat-спектров свидетельствует о запаздывании колебаний на волне 3.5 см на  $78 \pm 10$  с относительно колебаний на волне 2.0 см.

и их свойства, по-видимому, несколько искажены. Возможно, с этим связан большой разброс значений запаздывания, полученный в (Гельфрейх и др., 2004) на основе исследования максимума *Max2*. Для повышения точности определения запаздывания в данной работе основное внимание было уделено изучению колебаний, образовавших *Max3*, который полностью расположен внутри треугольника достоверности. Этот максимум наблюдался в интервале времени приблизительно с 10:00 до 11:40 UT и содержал периоды от 15 мин до 30 мин. (900 – 1800 с).

Вейвлет Морле выделяет сравнительно плоскую в максимуме огибающую колебаний и поэтому не обеспечивает достаточно точного определения запаздывания самих колебаний. Для этой цели лучше подходит разложение исходного сигнала на компоненты, осуществляемое Mhat-вейвлетом. В этом случае результатом разложения является набор гармонических колебаний, частота и фаза которых совпадает с частотой и фазой спектральных компонент сигнала. Поэтому взаимная корреляция Mhat-спектров выявляет среднюю на изучаемом интервале времени разность фаз сигналов и обеспечивает более точное измерение запаздывания по сравнению с огибающей Морле-разложения, использованной в работе (Гельфрейх и др., 2004).

Приведем результаты исследования запаздывания колебаний, образовавших максимум *Max3*, в интервале времени 10:00 – 12:00 UT и в диапазоне периодов 60 – 2400 с. Указанные пределы включают весь пакет колебаний *Max3*. Максимум его огибающей наблюдался в 10:12 UT. Взаимная корреляция Mhat-спектров показывает (рис. 11), что колебаний с периодом 1760 с на волне 3.5 см запаздывали относительно колебаний на волне 2.0 см на  $78 \pm 10$  с. Это значение запаздывания усреднено за весь рассматриваемый интервал длительностью 2 часа. Таким образом, обработка наблюдений привела к следующим результатам.

1. Вариации радиоизлучения на более длинной волне наблюдений 3.5 см запаздывают относительно колебаний на волне 2.0 см на  $78 \pm 10$  с.
2. Интенсивность колебаний возрастает приблизительно пропорционально их периоду.

## 5 Обсуждение результатов наблюдений

Рассмотрим, как выявленные свойства колебаний солнечного радиоизлучения согласуются с известными моделями солнечной атмосферы. Известно, что источник радиоизлучения расположен тем выше над фотосферой, чем длиннее волна наблюдений. Из-за турбулентности конвективного движения масс газа в фотосфере в расположенной выше солнечной атмосфере могут возникать и распространяться волны сжатия, которые в присутствии магнитного поля над пятнами становятся

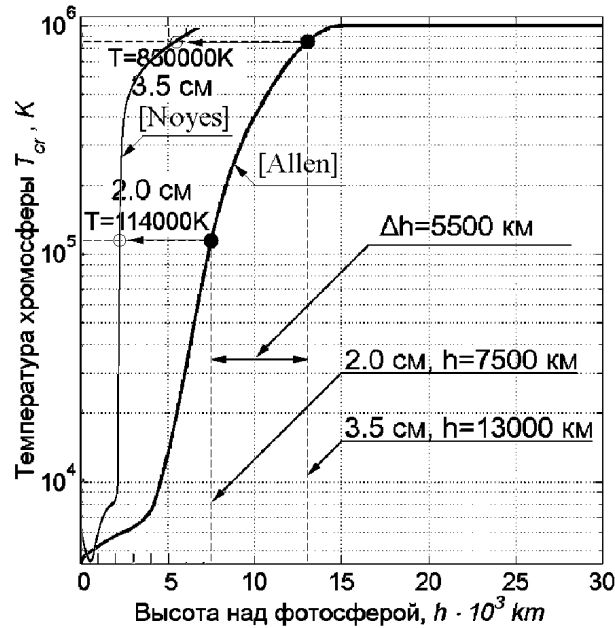


Рис. 12. Зависимость температуры  $T$  от высоты  $h$  в разных моделях хромосферы

магнитно-акустическими волнами. Волна изменяет физические условия в области генерации радиоволн и в связи с этим можно ожидать изменения интенсивности излучения во время пересечения волной соответствующего слоя короны. В таком случае по измеренному запаздыванию максимумов интенсивности на разных длинах волн и при известной скорости возмущения можно определить расстояние между источниками.

Сравним полученные нами численные величины с данными, опубликованными в литературе. Зависимость температуры в хромосфере от высоты над фотосферой  $T_{ch}(h)$  обычно определяется по излучению линий в ультрафиолетовой области спектра (Зирин, 1969) и несколько различна в разных первоисточниках. Рассмотрим две модели хромосферы (рис. 12). Одна из них (Аллен, 1963), использовалась, например, в (Железняков, 1964) при объяснении природы медленно меняющегося компонента. Другая модель (Нойс, 1983) построена с учетом данных спутниковых измерений. Непосредственным механизмом излучения локальных источников принято считать излучение тепловых электронов в магнитных полях активной области на 2 – 3 гармонике гирочастоты (Железняков, 1964). Предполагается, что источники излучения оптически толстые (непрозрачные). В таком случае кинетическая температура области излучения равна измеренной при наблюдениях яркостной температуре радиоисточника. В соответствии с этим по данным рис. 12 и нашим измерениям высота расположения источника по модели Аллена на волне 2.0 см получается около  $h_{2.0} = 7.5 \cdot 10^3$  км, а источника на волне 3.5 см -  $h_{3.5} = 13 \cdot 10^3$  км. Разность высот источников оказывается равной  $\Delta h = 5.5 \cdot 10^3$  км. По данным другой модели эти величины равны  $h_{2.0}^* = 2.0 \cdot 10^3$  км,  $h_{3.5}^* = 5.5 \cdot 10^3$  км и  $\Delta h^* = 2.5 \cdot 10^3$  км, т.е. они приблизительно вдвое меньше.

Так как напряженность магнитных полей различных групп пятен может существенно различаться, то и высота области генерации в каждом конкретном случае получается разной (де Ягер, 1962), но по наблюдениям на волне 3 см она в среднем составляет около  $12 \cdot 10^3$  км (Железняков, 1964). С этой оценкой высоты расположения источников наши измерения согласуются лучше при использовании модели хромосферы Аллена. Однако в других публикациях, например, в (Ниндос и др., 2002), высота основания переходной области хромосферы принимается равной  $h_0 = 2000$  км, что лучше соответствует модели Нойса.

Далее для определенности будем рассматривать распространение акустической волны сжатия

до ее перехода в ударную волну. Скорость волны (скорость звука) в хромосфере найдем по формуле

$$V_S = \sqrt{\frac{kT_{ch}\gamma}{m_H}} \text{ м/с,} \quad (1)$$

где  $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К - постоянная Больцмана,  $m_H = 1.67 \cdot 10^{-27}$  кг - масса атома водорода,  $\gamma$ -показатель адиабаты (для одноатомного газа  $\gamma=5/3$ ).

Температура хромосферы существенно меняется на пути распространения возмущения от нижнего источника к верхнему. Поэтому при вычислении времени распространения волны сжатия необходимо учитывать зависимость скорости звука от высоты. Пусть волна распространяется между высотами  $h_1$  и  $h_2$ . Рассмотрим бесконечно малый промежуток времени  $dt$ , за который волновой фронт пройдет бесконечно малое расстояние  $dh$ . Тогда, очевидно,  $dt = \frac{dh}{V_S(h)}$ . Интегрируя, получим

$$t = \int \frac{dh}{V_S(h)} + C.$$

С учетом пределов интегрирования, можно записать:

$$t = \int_{h_1}^{h_2} \frac{dh}{V_S(h)}.$$

При численном расчете использовались эмпирические зависимости  $T_{ch}(h)$  (рис. 12), интерполированные кусочно-непрерывным полиномом 3-ей степени, по которым с помощью (1) вычислялась  $V_S$  как функция  $h$ . В результате было найдено, что время распространения возмущения между источниками должно быть около 100 с по модели Аллена и 45 с по модели Нойса.

Найденное нами из наблюдений время запаздывания составляет приблизительно 78 с. Это значение на 20% меньше, чем оценка запаздывания по модели хромосферы Аллена, и на 40 % больше запаздывания, вычисленного по модели Нойса. Отмеченное расхождение вполне объяснимо, если учесть, что в обсуждаемых моделях хромосферы приводится среднее распределение  $T_{ch}(h)$  “невозмущенного” Солнца. Известно, однако, что над активными областями расположены области с большей электронной концентрацией и повышенной температурой (корональные конденсации) (де Ягер, 1962). Наши результаты получены по наблюдениям именно активной области, поэтому оценка расстояния между источниками по усредненным моделям хромосферы могла привести к существенной погрешности найденной величины. По-видимому, дальнейшее изучение распространяющихся волн в хромосфере может дать сведения для уточнения параметров корональной конденсации.

Акустические волны при распространении в солнечной атмосфере теряют энергию за счет вязкости среды (Шкловский, 1962). При этом высокочастотные волны испытывают более сильное поглощение по сравнению с низкочастотными волнами. В результате на некотором удалении от места генерации этих волн акустический шум будет состоять преимущественно из низкочастотных колебаний. По-видимому, этим объясняется найденный нами (см. рис. 10) гиперболический вид спектра колебаний.

Таким образом, проведенные оценки свидетельствуют о том, что выявленное с помощью вейвлет-анализа запаздывание длинноволновых колебаний интенсивности солнечного радиоизлучения можно рассматривать как результат распространения возмущения в солнечной атмосфере через области генерации радиоизлучения.

В связи с изложенным заметим, что на краю корональной дыры в линиях ультрафиолета найдены статистически значимые колебания с периодами 100-(220)-900 с и 1500 с (Марш и др., 2002). Периоды величиной 50 – 100 с состоят из 2 – 5 колебаний. Локализация по высоте их источника не оценивалась, но температура, при которой излучаются исследованные линии, составляла  $\log T_c = 5.3 – 6.1$  К, т.е. это корональная температура. Согласно теоретическим оценкам (Шкловский, 1962; Прист, 1985) акустические волны превращаются в ударные и диссипируют уже на высоте 4000 км. Но по нашим измерениям и по данным упомянутой статьи (Марш и др., 2002), колебания наблюдаются выше, откуда уже выходит радиоизлучение. В (Каплан и др., 1977) предполагается, что перенос энергии конвективного шума на большую высоту возможен благодаря взаимодействию (конверсии) акустических и альвеновских волн. Следовательно, полученные нами новые сведения могут быть использованы для уточнения механизма нагрева короны.

## 6 Выводы

1. Кинетическая температура излучающих областей активной области NOAA 0139 7.10.2002 г. равнялась  $114 \cdot 10^3$  К на волне 2.0 см и  $850 \cdot 10^3$  К на волне 3.5 см.
2. Оценка высоты расположения источников радиоизлучения лежит между  $5.5 \cdot 10^3$  и  $2.0 \cdot 10^3$  км на волне 2.0 см и  $13.0 \cdot 10^3$  и  $5.5 \cdot 10^3$  км на волне 3.5 см в зависимости от принятой модели хромосферы. Разброс значений можно объяснить наличием корональной конденсации, не учитываемой этими моделями.
3. Колебания интенсивности радиоизлучения с периодом 1750 с запаздывали на  $78 \pm 10$  с на более длинной волне 3.5 см относительно колебаний на волне 2.0 см. Это запаздывание свидетельствует о распространении возмущения из нижних слоев атмосферы Солнца наружу.
4. Интенсивность колебаний радиоизлучения локального источника убывает обратно пропорционально их частоте, что можно рассматривать как результат более сильного затухания в вязкой солнечной атмосфере высокочастотных звуковых волн по сравнению с низкочастотными волнами.

В заключение авторы благодарны INTAS (грант № 00-543) за поддержку, которая была оказана при выполнении данной работы, а также выражают глубокую благодарность И.А.Будзиновской и Ю.Т.Цапу за помощь в наблюдениях на РТ-22 НИИ КрАО.

## Литература

- Астафьева Н.М. // УФН. 1996. Т. 166. N. 11. С. 1145.
- Будзиновская И.А., Гельфрейх Г.Б., Гольварг Т. Б., Копылова Ю.Г., Наговицын Ю.А., Цап Ю.Т., Цветков Л.И., Юровский Ю.Ф. // Тезисы докладов конференции стран СНГ и Прибалтики “Актуальные проблемы физики солнечной и звездной активности” 2 – 7 июня 2003 года, Нижний Новгород. 2003. С. 100.
- Витязев В.В. Вейвлет-анализ временных рядов. Изд. С.-Петербургского университета. 2001. С. 58.
- Гельфрейх Г.Б., Цветков Л.И., Юровский Ю.Ф. // Доклады конференции “Горизонты Вселенной”, МГУ, ГАИШ, 3 – 10 июня 2004 г. Москва. 2004. С. 46.
- Железняков В.В. Радиоизлучение Солнца и планет. М.: “Наука”. 1964. С. 560.
- Зайцев В.В., Степанов А.В. // Сб. “Солнечная активность и солнечно-земные связи”. Ред. Кочаров Г.Е. Л.: ФТИ. 1987. С. 14.
- Зирин Г. Солнечная атмосфера. М.: “Мир”. 1969. С. 504.
- Каплан С.А., Пикельнер С.Б., Цитович В.Н. Физика плазмы солнечной атмосферы. М.: “Наука”. ГРФМЛ. 1977. С. 255.
- К.де Ягер. // Строение и динамика атмосферы Солнца. М.: ИЛ. 1962. С. 376.
- Кочаров Г.Е. // Сб. “Солнечная активность и солнечно-земные связи”. Ред. Кочаров Г.Е. Л.: ФТИ. 1987. С. 203.
- Мензел Д.Г. // Наше Солнце. М.: ГИФМЛ. 1963. С. 328.
- Паркер Е.Н. // Космическая астрофизика. М.: ИЛ. 1962. С. 198.
- Прист Э.Р. // Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир. 1985. С. 325.
- Тихонов В.И. // Статистическая радиотехника. М.: Радио и связь. 1982. С. 624.
- Шкловский И.С. // Физика солнечной короны. М.: ГИФМЛ. 1962. С. 516.
- Аллен (Allen C.W.) // Astrophysical Quantities. Univers.of London. Athlone Press. 1963. P. 291.
- Гельфрейх и др. (G.B.Gelfreikh, V.Grechnev, T.Kosugi and K.Shibasaki.) // Solar Phys. 1999. V. 185. P. 177.
- Гроссман и Морле. (Grossman A., Morlet J.) // SIAM J. Math. 1984. P. 723.
- Лайтец (Lites B.W.) in Sunspots: Theory and Observations, ed. J.H. Thomas, & N.O. Weiss (Kluwer, Dordrecht) // 1992. P. 261.
- Марш и др. (Marsh M.S., Walsh R.W., Bromage B.J.I.) // Astr&Astrophys. 2002. V. 393. P. 649.

Ниндос и др. (Nindos A., Alissandrakis C.E., Gelfreikh G.B., Bogod V.M., Gontikakis C.) // A&A. 2002. V. 386. N. 2. P. 658.

Нойс (Noyes, R. W.) // The Sun our Star. Harvard University Press, Cambridge, Mass. 1982.

Шварцшильд (Schwarzschild M.) // ApJ. 1948. V. 107. N. 1.

Шибасаки (Shibasaki K.) // ApJ. 2001. V. 550. P. 326.