

Определение параметров волновых возмущений средней атмосферы по данным лидарных измерений

В.А. Коршунов, Д.С. Зубачев*

НПО «Тайфун» Росгидромета
249038, г. Обнинск Калужской обл., ул. Победы, 4

Поступила в редакцию 3.04.2015 г.

Высотные профили температуры средней атмосферы (30–60 км) определяются модифицированным рэлеевским методом по данным лидарного зондирования на длинах волн 355 и 532 нм. Температурные возмущения выделяются на фоне средних профилей с помощью сглаживающего сплайна. Непосредственно по флуктуациям температуры рассчитываются высотные профили плотности потенциальной энергии гравитационных волн. С использованием непрерывного вейвлет-анализа определяются спектральные характеристики волновых возмущений, включая локальные спектры мощности температурных флуктуаций и потенциальной энергии волн, а также вертикальную фазовую скорость и период для выделенных длин волн. Разработанные программные средства позволяют определять характеристики локализованных во времени и выделенных по длинам волн волновых возмущений (волновых пакетов). Приводятся результаты лидарных измерений, проведенных в г. Обнинске.

Ключевые слова: лидар, гравитационные волны, средняя атмосфера, вейвлет-анализ; lidar, gravity waves, middle atmosphere, wavelet analysis.

Введение

Волновые возмущения (ВВ) средней атмосферы типа инерционно-гравитационных и гравитационных волн играют важную роль в динамике средней атмосферы, поскольку инициируют передачу энергии и импульса из тропосферы в стратосферу. Знание характеристик ВВ средней атмосферы необходимо для их адекватной параметризации в динамических и климатических моделях [1–3]. По данным лидарных измерений ВВ средней атмосферы могут идентифицироваться по относительным флуктуациям температуры или плотности атмосферы [4]. Для определения параметров ВВ ранее использовались в основном методы Фурье-анализа [5–7]. Значительно реже применялся вейвлет-анализ [8], при этом возможности и преимущества методов вейвлет-анализа учитывались далеко не полностью. При изучении ВВ обычно исследовались усредненные параметры ВВ. При этом игнорировалась структура ВВ, существующих в виде отдельных волновых пакетов на хаотическом фоне флуктуаций [9].

Настоящая статья посвящена вопросам определения параметров ВВ по данным лидарных температурных измерений. Основное внимание уделяется применению для этой цели непрерывного вейвлет-преобразования, в том числе для ВВ, наблюдаемых

в виде отдельных волновых пакетов. Для иллюстрации разрабатываемой методики используются данные температурных измерений, проведенных в г. Обнинске (55° с.ш.) с помощью лидара АК-3 [10], разработанного в НПО «Тайфун» и предназначенного для проведения измерений на создаваемой сети лидарных станций Росгидромета. Определение исходных высотных профилей температуры проводится модифицированным рэлеевским методом на длинах волн 355 и 532 нм [11].

Модифицированный метод рэлеевского рассеяния

Для определения высотного профиля температуры $T(h)$ средней атмосферы обычно используется метод рэлеевского рассеяния, предложенный в [12]. В его основе лежит предположение о том, что рассеяние в средней атмосфере является чисто рэлеевским, в этом случае сигнал лидара пропорционален плотности воздуха. Такое предположение нередко подвергается критике, поскольку имеются многочисленные свидетельства присутствия аэрозольных частиц в средней атмосфере, полученные различными методами.

Использование двухволнового зондирования вместо одноволнового позволяет отказаться от предположения о чисто рэлеевском характере рассеяния и при некоторых априорных предположениях об оптических параметрах аэрозоля провести совместное

* Владимир Алексеевич Коршунов (korshunov@rpatyphoon.ru); Дмитрий Сергеевич Зубачев (zubachev@rpatyphoon.ru).

определение отношения обратного рассеяния $R(h) = (\beta_a + \beta_R)/\beta_R$ (где β_a и β_R – коэффициенты аэрозольного и рэлеевского рассеяния) и температуры атмосферы $T(h)$ [11].

С учетом присутствия аэрозоля соотношение для высотного профиля температуры имеет следующий вид:

$$T(h) = \frac{1}{Q(h)} \left(T(h_k) + \frac{\mu g}{R} \int_h^{h_k} Q(h') dh' \right), \quad (1)$$

где g – ускорение свободного падения; μ – молярная масса атмосферного воздуха; R – универсальная газовая постоянная;

$$Q(h) = \frac{F(h)h^2 R(h_k)}{F(h_k)h_k^2 R(h)} \exp \left(-2 \int_h^{h_k} \alpha(h') dh' \right), \quad (2)$$

h – высота над лидаром; $F(h)$ – лидарный сигнал; $R(h)$ – отношение обратного рассеяния; h_k – точка привязки, в которой температура задается априори; $\alpha(h)$ – коэффициент ослабления; $\alpha(h) = \alpha_R(h) + \alpha_a(h)$, $\alpha_R(h)$ и $\alpha_a(h)$ – коэффициенты рэлеевского и аэрозольного ослабления.

Экспоненциальный фактор в (2) описывает аэрозольное и рэлеевское ослабление. Последнее в средней атмосфере незначительно и может быть рассчитано по модели атмосферы. Вкладом аэрозольной компоненты в ослабление в верхней стратосфере обычно можно пренебречь.

Отметим важную особенность решений (1) и (2). Как известно [12], с увеличением разности ($h_k - h$) граничное условие «забывается», т.е. величиной $T(h_k)$ в (1) можно пренебречь. Как следует из (1), (2), в этой области на $T(h)$ влияют только вариации $R(h)$ вдоль трассы зондирования, но не ее постоянная составляющая.

При двухволновом зондировании $R(h)$ определяется по формулам [11]:

$$R(532, h) = \frac{1 - C}{\exp(\Delta(h)) - C}, \quad (3)$$

$$R(355, h) - 1 = C [R(532, h) - 1], \quad (4)$$

где $\Delta(h)$ – разность логарифмов сигналов на длинах волн 355 и 532 нм; C – параметр, зависящий от отношения аэрозольных коэффициентов обратного рассеяния на длинах волн зондирования и задаваемый априори. Согласно оценкам [11] величина C может варьироваться в пределах от 0,1 до 0,4. Расчеты проводятся при средней величине C , равной 0,25.

Оценим влияние неопределенности задания C на результаты определения температуры из (1)–(4). Рэлеевское рассеяние пропорционально плотности атмосферы. Локально вариации плотности атмосферы определяются вариациями температуры. Поэтому сигнал обратного рассеяния в средней атмосфере в пренебрежении ослаблением $F(h) \sim R(h)/T(h)$, откуда следует, что при заданном сигнале $\delta R(h)/R(h) = -\delta T(h)/T(h)$. В [11] было получено

соотношение $\Delta(h) = \ln R(355, h) - \ln R(532, h)$. Из него следует, что при фиксированных сигналах $\delta R(355, h)/R(355, h) = \delta R(532, h)/R(532, h)$, поэтому дальнейшие оценки $\delta R(h)/R(h)$ можно проводить на любой длине волны. Взяв длину волны 532 нм и варьируя (3), получим

$$\frac{\delta T(h)}{T(h)} = -\delta C \frac{1 - R(532, h)}{1 - C}. \quad (5)$$

Пусть на трассе встречается слой с $R(532, h) = 1,1$. Полагая $\delta C = 0,15$, из (5) имеем $\delta T(h)/T(h) = 0,02$. В то же время из соотношения $\delta R(h)/R(h) = -\delta T(h)/T(h)$ следует, что в той же ситуации при определении температуры по сигналам на одной длине волны без учета аэрозоля $\delta T(h)/T(h)$ составит 0,09 и 0,024 для длин волн 532 и 355 нм. Слои с $R(355, h) \geq 1,1$ встречаются в средней атмосфере достаточно часто (например, [11, 13]). С другой стороны, характерные величины температурных флуктуаций для инерционно-гравитационных волн в средних широтах в зимнее время, когда волновые возмущения возрастают, составляют от 3 до 6% [14, 15]. Следовательно при измерениях волновых возмущений учет аэрозоля является существенным. При этом, как видно из приведенных оценок, необходимо использовать либо измерения на длине волны 355 нм, либо двухволновые измерения, которые позволяют более четко разделить температурные возмущения и всплески аэрозольного рассеяния.

Определение волновых возмущений

По измерениям температурных флуктуаций в средней атмосфере, проведенным с помощью лидара АК-3, могут быть определены ВВ с вертикальной длиной волны в пределах от 2–3 до 30 км. Нижняя граница задается необходимостью определенного пространственного усреднения сигналов с целью снижения уровня шумов сигнала (в данных температурных измерениях проводилось скользящее усреднение сигналов с окном 1 км). Верхняя граница определяется размерами трассы зондирования, в данном случае от 30 до 70 км. Период исследуемых волн может составлять от десятков минут до примерно 15 ч. Нижняя граница данного интервала задается длительностью требуемого временного усреднения сигналов, а верхняя граница – максимальной продолжительностью измерений в темное время суток.

В качестве первого шага при обработке измерений необходимо представить экспериментальный высотный профиль температуры $T(h)$ в виде $T(h) = T_0(h) + \Delta T(h)$, где $T_0(h)$ – некоторый средний профиль; $\Delta T(h)$ – флуктуации относительно среднего. За время измерений, например в течение ночи, полученное число реализаций $T(h)$ недостаточно для исключения флуктуаций и нахождения $T_0(h)$ путем прямого усреднения. В то же время в течение нескольких суток $T_0(h)$ может медленно меняться под воздействием планетарных волн, стратосферных потеплений и других причин. Поэтому средний профиль

$T_0(h)$ в подобных измерениях обычно находится путем наложения некоторого низкочастотного фильтра на измеренные профили. В качестве такого фильтра мы использовали аппроксимацию профиля сглаживающим сплайном. Разница между исходным профилем и сплайном дает флуктуационную компоненту $\Delta T(h)$ температурного профиля. Параметры сглаживания сплайна подбираются таким образом, чтобы, с одной стороны, низкочастотные изменения среднего спектра не включались в волновые возмущения, а с другой — не происходило сглаживания флуктуаций (сплайн не должен втягивать в себя флуктуации). Рассмотренный прием может применяться как к единичному температурному измерению, так и к среднему профилю по серии измерений, например в течение ночи. В последнем случае можно выделить наиболее долгопериодные и длинноволновые (до 30 км) ВВ, к которым относятся, в частности, гармоники суточных приливных колебаний.

Плотность потенциальной энергии гравитационных волн

По результатам определения флуктуаций $\Delta T(h)$ находятся высотные профили плотности потенциальной энергии гравитационных волн. Выражение для энергии гравитационных волн на единицу массы воздуха $E(h)$ имеет следующий вид [16]:

$$E(h) = \frac{1}{2} \frac{g^2}{N^2(h)} \frac{\langle \Delta T(h)^2 \rangle}{T_0(h)^2}, \quad (6)$$

где $N(h)$ — частота Брента–Вайсяля; $\langle \Delta T(h)^2 \rangle$ — средний квадрат температурных флуктуаций; $T_0(h)$ — средний температурный профиль; частота Брента–Вайсяля $N(h)$ определяется формулой:

$$N^2(h) = \frac{g}{T_0} \left(\frac{dT_0}{dh} + \frac{g}{c_p} \right), \quad (7)$$

где c_p — теплоемкость воздуха при постоянном давлении; производная dT_0/dh находится из лидарных измерений путем дифференцирования сплайна, описывающего гладкую часть спектра.

При расчете $\langle \Delta T(h)^2 \rangle$ из экспериментально полученных флуктуаций $\langle \Delta T(h)^2 \rangle_{\text{э}}$ вычиталась часть $\langle \Delta T(h)^2 \rangle_{\text{ш}}$, обусловленная дробовым шумом фоторегистрации: $\langle \Delta T(h)^2 \rangle = \langle \Delta T(h)^2 \rangle_{\text{э}} - \langle \Delta T(h)^2 \rangle_{\text{ш}}$. Затем для устранения избыточных флуктуаций применялось дополнительное скользящее усреднение $\langle \Delta T(h)^2 \rangle$ по высоте с окном усреднения 5 км.

На рис. 1, а показан средний за март 2014 г. профиль плотности потенциальной энергии $E(h)$ (сплошная линия с окружающими ее двумя штриховыми, представляющими коридор погрешностей среднего). Дополнительно на рис. 1, а показан высотный ход $\rho(h)^{-1}$ в относительных единицах, где $\rho(h)$ — плотность атмосферы (три штриховые линии). Из рис. 1, а видно, что на профиле чередуются участки, где $E(h) \sim \rho(h)^{-1}$, что соответствует

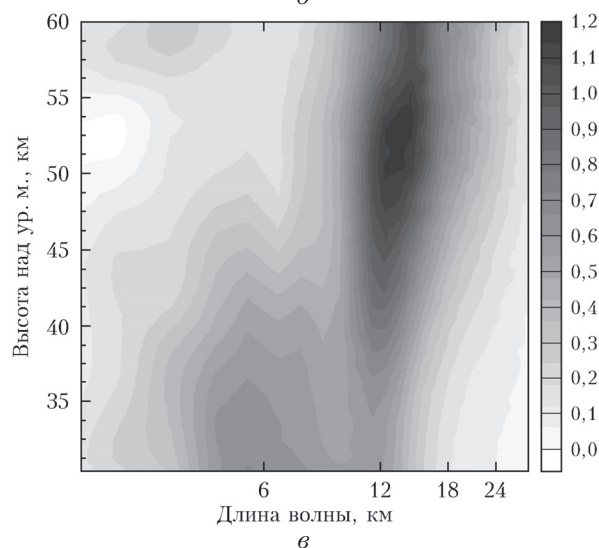
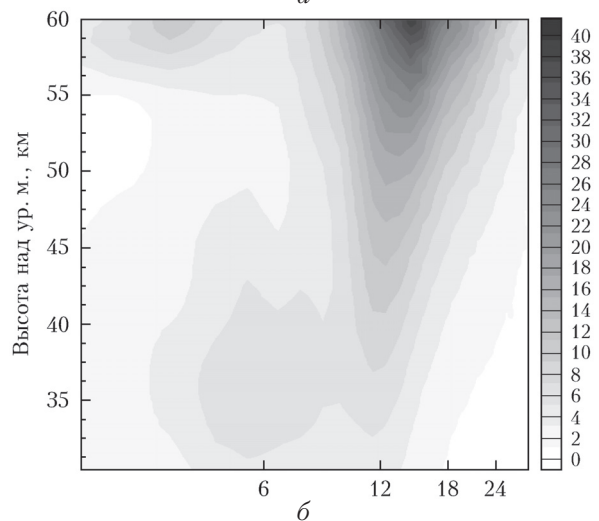
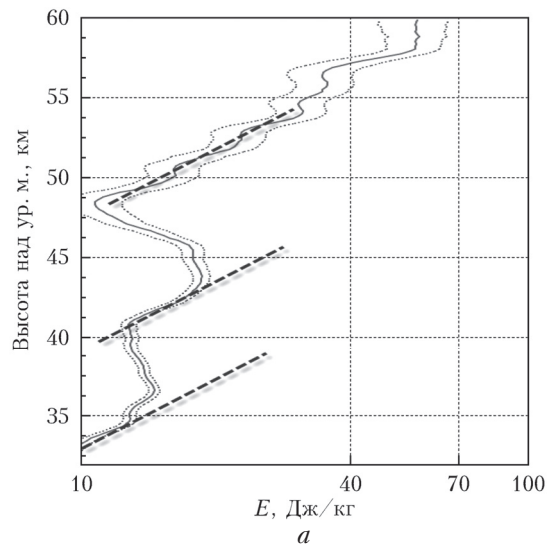


Рис. 1. Средние за март 2014 г. характеристики волновых возмущений — высотный профиль плотности потенциальной энергии гравитационных волн $E(h)$ (а), вейвлет-спектр $F_E(\lambda, h)/\lambda$ (б) и относительное распределение энергии

$$\text{в спектре } \frac{F_E(\lambda, h)/\lambda}{\sum_{\lambda} F_E(\lambda, h)/\lambda} \quad (в)$$

распространению волн без потери энергии, и участки, где волны теряют энергию (34–40 и 44–48 км) в результате развития нелинейных и диссипативных процессов.

Применение вейвлет-анализа для определения спектральных характеристик волновых возмущений

Известно, что амплитуда ВВ меняется с высотой, поэтому наиболее адекватным методом анализа спектральных свойств волн является вейвлет-анализ. Для обработки лидарных измерений использовалось непрерывное комплексное вейвлет-преобразование, которое записывается следующим образом [17]:

$$W(s, b) = \frac{1}{\sqrt{s}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(h) \Psi\left(\frac{h-b}{s}\right) dt, \quad (8)$$

где s – масштаб вейвлета; b – параметр пространственного сдвига; $f(h)$ – преобразуемая функция; h – независимая переменная (в нашем случае высота); Ψ – базовая функция вейвлета.

Из числа известных базовых функций была выбрана функция Морлет 6-го порядка. Общая запись для функций типа Морлет имеет вид

$$\Psi(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi f_b}} \exp\left[i2\pi f_c x - \frac{x^2}{f_b}\right], \quad (9)$$

где f_b – полоса частот и f_c – центральная частота – безразмерные переменные, для функции Морлет 6-го порядка $f_b = 2$, $f_c = 0,96$.

Выбранная базовая функция дает достаточно хорошее частотное разрешение (относительное разрешение по частоте около 20%) и одновременно вполне удовлетворительное представление о локализации процессов [18]. Кроме того, пространственный масштаб Морлет-вейвлета s практически совпадает с соответствующей длиной волны λ для Фурье-преобразования ($\lambda = 1,03s$), что упрощает интерпретацию результатов его применения.

Численные расчеты по формуле (8) выполнялись с использованием функции `cwt` («`smog`», 2–0,96) из известного пакета прикладных программ MATLAB [17]. В качестве $f(h)$ брались температурные флуктуации $\Delta T(h)$ в интервале от 30 до 70 км с шагом $\Delta h = 0,15$ км. Результатом применения функции `cwt` является матрица, элементом которой является структура (реальная $\text{Re}(W_n(s))$ и мнимая $\text{Im}(W_n(s))$ части вейвлета). Каждая строка матрицы соответствует определенному масштабу и изменяющейся высоте. Шаг изменения масштаба и высоты задавался равным Δh : s_i (км) = $\Delta h i$, где i – номер строки, высота h_j (км) = $30 + \Delta h j$, где j – номер столбца.

При проведении дальнейшего анализа рассматривались либо амплитуда вейвлет-преобразования $|W(h, \lambda)| = [\text{Re}^2(W_n(h, \lambda)) + \text{Im}^2(W_n(h, \lambda))]^{1/2}$,

либо его реальная часть $\text{Re}(W_n(h, \lambda)) = |W(h, \lambda)| \times \cos\Phi(h, \lambda)$, где $\Phi(h, \lambda)$ – фаза волны. Остановимся сначала на анализе реальной части $\text{Re}(W(h, \lambda))$. Данная величина несет информацию об изменении с высотой как амплитуды $|W(h, \lambda)|$, так и фазы волны. По наклону линии постоянной фазы $\Phi(h, \lambda)$ на плоскости «высота–время» для серии измерений можно проводить идентификацию когерентных (волновых) возмущений, а также определять ключевые параметры волн – вертикальную фазовую скорость $V_b(\lambda)$ и период волны $\tau(\lambda)$ [19]. Для численной реализации подобного метода была разработана специальная интерактивная программа. Совокупность измеренных $\text{Re}(W(h, \lambda))$, относящихся к определенной серии измерений, будем далее называть фазовой диаграммой. При построении фазовой диаграммы для улучшения отношения сигнал-шум используется скользящее усреднение – измерения объединяются по три со сдвигом на одно измерение. Построение фазовой диаграммы иллюстрируется на рис. 2 для измерений, проведенных 03.05.14 г. На рис. 2, а показан график реальной части вейвлета на длине волны 13 км для трех последовательных объединенных измерений, составленных в данном случае из исходных получасовых измерений с номерами 1–2–3, 2–3–4 и 3–4–5. Для построения фазовой картины берется совокупность подобных графиков за всю серию измерений (рис. 2, б). Ось высот при этом разворачивается вверх, а амплитуда вейвлета представлена в градациях серого. Для отображения амплитуды используется логарифмическая шкала, в этом случае отрицательные значения изображаются белым цветом. Фактически в серой гамме изображаются только положительные периоды. Сдвиг фазы волны по высоте хорошо виден на рис. 2. В данном случае имеет место регулярное изменение фазы для данной длины волны в течение ночи измерений.

Процедура определения вертикальной фазовой скорости $V_b(\lambda)$ и периода волны $\tau(\lambda)$ поясняется на рис. 2, б. На графике фазовой картины оператор проводит линию равной фазы, после чего программа определяет угол наклона этой линии ϕ и рассчитывает параметры волны V_b и τ , которые отображаются на экране компьютера и одновременно записываются в файл. Расчет V_b и τ проводится по формулам

$$V_b = \text{tg}\phi \left(\frac{d_h}{d_u}\right), \quad \tau = \frac{\lambda}{V_b}, \quad (10)$$

где d_h – масштаб по вертикали, м/пиксель; d_u – масштаб по горизонтали, с/пиксель. В данном случае получены величины $V_b = 0,55$ м/с, $\tau = 6,5$ ч.

Показанная на рис. 2 простая фазовая картина реализуется достаточно редко. Обычно регулярные структуры на фазовой диаграмме появляются на ограниченном поле «время–высота» на фоне более слабых хаотических флуктуаций. Характерные примеры фазовых диаграмм приведены на рис. 3. На рис. 3, а показана фазовая диаграмма для длины волны 12 км, относящаяся к измерениям от 21–22 ноября 2014 г.

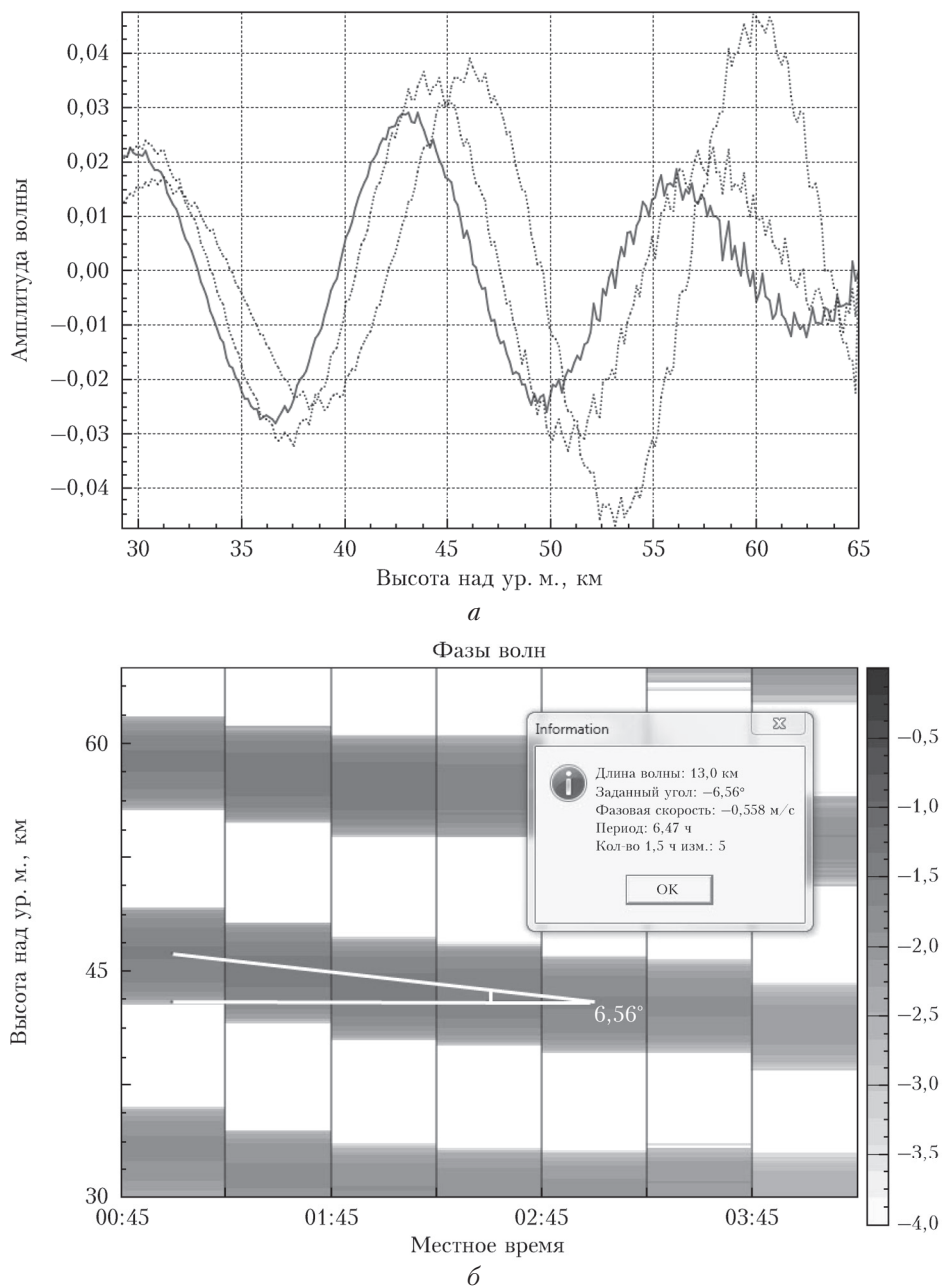


Рис. 2. Пример построения фазовой диаграммы и работы программы, предназначенной для определения параметров гравитационных волн

во время минорного стратосферного потепления. В данном случае время накопления отдельного измерения составляло 15 мин. Из рис. 3, а видно, что до 9-го измерения флуктуации относительно ослаблены и фазовая картина хаотична. Начиная с измерения № 9, образуются когерентные колебания, которые согласно фазовому сдвигу вниз представляют волну, распространяющуюся вверх. Интенсивность флуктуаций при этом возрастает. Пространственно-временная область существования волны очерчена прямоугольником. На рис. 3, б представлен случай наблюдения регулярной фазовой картины для длины волны 29 км, которая близка к верхней границе измеряемых длин волн. Определенные по этим

участкам параметры τ и V_v составили $(4 \pm 0,2)$ ч и $(2,4 \pm 0,4)$ м/с.

На рис. 3, в и г показаны достаточно часто наблюдающиеся фазовые картины более сложного вида. В первом случае (рис. 3, в) на некоторой высоте h_f (в данном случае $h_f \approx 45$ км) видно характерное образование типа «вилки», при этом выше h_f волна распространяется вниз, а ниже h_f — вверх. Во втором случае (рис. 3, г) просматривается синусоидальная модуляция фазовой картины основного ВВ. При этом наблюдаемое ВВ распространяется попеременно вверх и вниз относительно неподвижного наблюдателя. Причины формирования такого рода фазовых картин пока не выяснены.

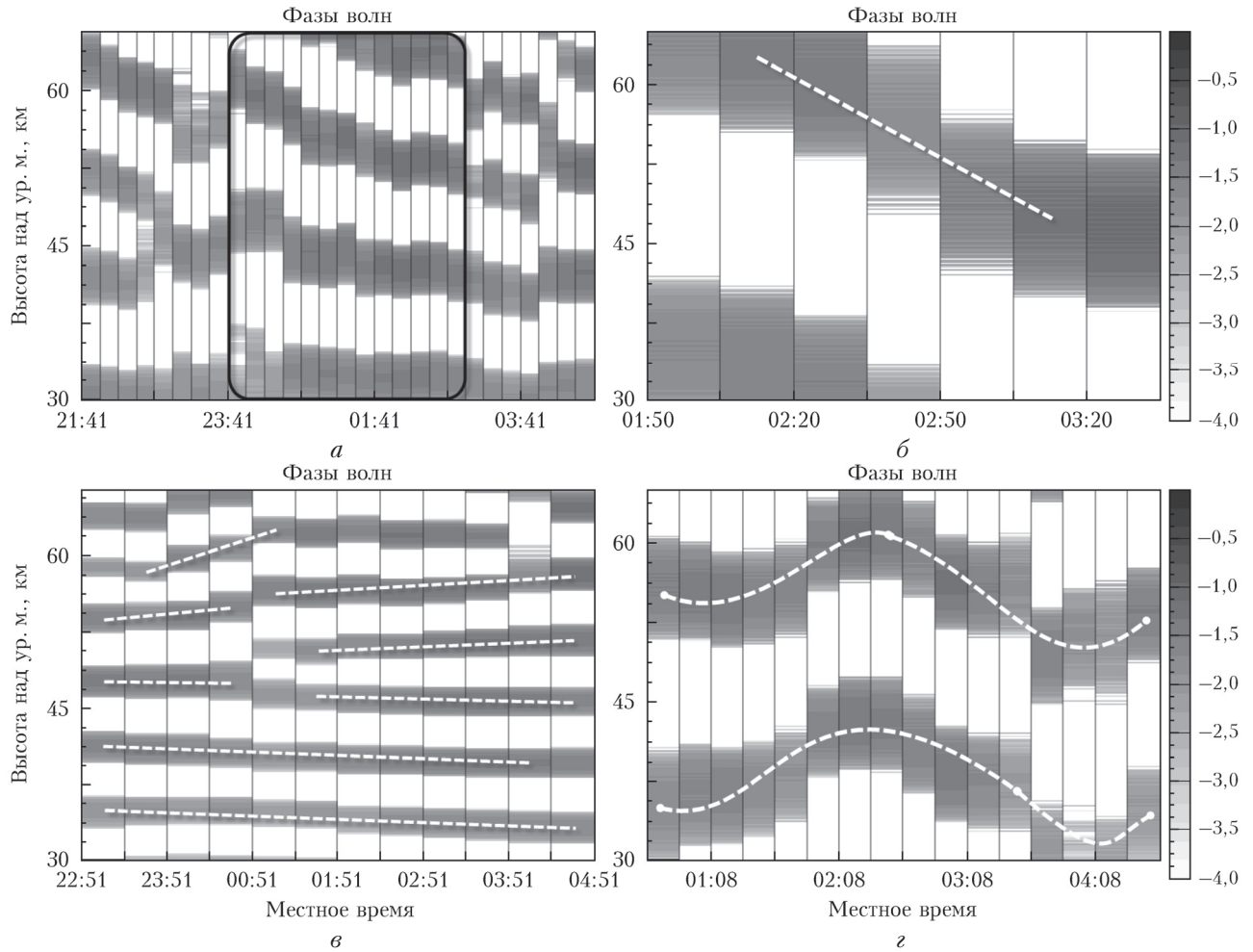


Рис. 3. Примеры фазовых диаграмм: измерения 21–22.11.14 г., длина волны 10,4 км, обведена зона когерентных ВВ (а); 13.07.14 г., длина волны (29 ± 2) км, период $(2 \pm 0,2)$ ч, вертикальная фазовая скорость $(5,3 \pm 0,4)$ м/с (б); 28.02.14 г., длина волны 5,9 км (в); 20.08.14 г., длина волны 18 км (з)

Запишем далее ряд известных соотношений, которые используются при анализе амплитуды вейвлет-преобразования. Квадрат амплитуды вейвлет-преобразования $|W(h, \lambda)|^2$ представляет собой локальный спектр мощности температурных флуктуаций

$$F_{\Delta T}(\lambda, h) = C |W(\lambda, h)|^2. \quad (11)$$

Коэффициент C в (11) определяется соотношением-аналогом теоремы Парсеваля:

$$\frac{1}{N_h} \sum_h \left[\frac{\Delta T(h)}{T_0(h)} \right]^2 = \sum_{\lambda} F_{\Delta T}(\lambda) \frac{2\pi\delta\lambda}{\lambda^2}. \quad (12)$$

Для оценки интенсивности температурных флуктуаций удобно рассматривать также отношение $F_{\Delta T}(\lambda, h)/F_{SAT}$, где F_{SAT} представляет собой спектр мощности флуктуаций в гравитационной волне при достижении уровня насыщения. Ряд теорий (см., например, обзор [1]), рассматривающих различные механизмы насыщения и нелинейного взаимодействия волн, а также простые соображения, вытекающие из анализа размерностей [20], приводят к выражению

$$F_{SAT} = \varepsilon N^4 / (g^2 m^3), \quad (13)$$

где $m = 2\pi/\lambda$; ε – параметр. В частности, в теории линейного насыщения ε меняется от 1/2 для квази-монохроматической волны до 1/10 для широкого спектра [16].

Спектру температурных флуктуаций соответствует локальный спектр плотности потенциальной энергии [16]:

$$F_E(\lambda, h) = \frac{1}{2} \left(\frac{g}{N(h)} \right)^2 F_{\Delta T}(\lambda, h). \quad (14)$$

Пример численных расчетов по формулам (11), (14) представлен на рис. 1, б, в. На рис. 1, б показана средняя для марта 2014 г. величина $F_E(\lambda, h)/\lambda$ [Дж/кг], которая дает наглядное представление о распределении энергии на логарифмической шкале длин волн. На рис. 1, в показано относительное распределение энергии в спектре $\frac{F_E(\lambda, h)/\lambda}{\sum_{\lambda} F_E(\lambda, h)/\lambda}$.

указанные величины представлены в градациях серого цвета.

Из рис. 1, б и в видно, что длины волн до 9 км не проходят выше уровня 48 км, в то же время возмущение с длиной волны около 12 км свободно распространяется во всем диапазоне высот, причем длина волны слегка возрастает с высотой. Представленные спектральные данные показывают, что сложная картина высотного распределения $E(h)$ на рис. 1, а связана с различием в расположении критических уровней для разных длин волн.

Определение спектральных характеристик отдельных волновых возмущений

Особый интерес определение характеристик ВВ методом вейвлет-анализа представляет в случае, когда имеются локализованные во времени ВВ, выделенные по интенсивности и длинам волн (волновые пакеты). Рассмотрим для этого случая функцию $F_{\Delta T}(\lambda, h)$, усредненную по некоторому интервалу от $\lambda_0 - \Delta\lambda$ до $\lambda_0 + \Delta\lambda$, накрывающему весь спектр отдельного возмущения. Известно, что длина волны ВВ может меняться с высотой [21]. Для учета этого эффекта в первом приближении было принято, что центральная длина волны волнового пакета $\lambda_0(h)$ может линейно меняться с высотой h , а интервал $\Delta\lambda$ остается неизменным. Далее будем рассматривать для отдельных волновых пакетов усредненный вейвлет-спектр, отнесенный к уровню насыщения:

$$F_w(h) = \frac{C}{K_m} \sum_{\lambda} |W(\lambda, h)|^2 \frac{1}{F_{SAT}}, \quad (15)$$

где K_m — число пикселей, соответствующих интервалу усреднения $2\Delta\lambda$. Поскольку отдельные возмущения относятся к квазимонохроматическому типу, параметр ε в F_{SAT} берется равным $1/2$. В насыщении $F_w(h) = 1$.

Зависимость плотности потенциальной энергии от высоты $E(h)$ для выделенного ВВ дается выражением

$$E(h) = \sum_{\lambda} \frac{|F_E(\lambda, h)|^2 2\pi\delta\lambda}{\lambda^2}, \quad (16)$$

где суммирование ведется по спектру ВВ так же, как и в выражении (15).

Результаты применения (15), (16) вблизи границ рассматриваемого высотного интервала 32–60 км подвержены влиянию так называемых краевых эффектов [18] и нуждаются в коррекции. С этой целью была выполнена серия численных экспериментов с зависимостями $\Delta T(h)$ типа синусоиды с меняющейся огибающей: $\Delta T(h) = U(h)\sin(2\pi h/\lambda + \varphi_0)$. В частности, рассматривались огибающие вида $U(h) = 1$ и $U(h) = \exp[h/(2h_0)]$. По их результатам рассчитывался фактор коррекции в интервале высот от 32 до 60 км для энергии $K_E(\lambda, h) = E(h)/E_0(h)$, где $E_0(h)$ — неискаженная величина энергии волны, и аналогич-

ный фактор $K_w(\lambda, h)$ для спектральной плотности $F_w(h)$. Численные эксперименты показали, что значения факторов коррекции зависят как от λ , так и от вида огибающей $U(h)$. Однако наибольший интерес представляет коррекция искажений для случая свободного распространения волны без потери энергии, когда зависимость энергии ВВ от высоты можно считать близкой к экспоненциальной с параметром $h_0 = 7,35$ км (h_0 задано по стандартной атмосфере для интервала высот 30–60 км). Соответственно для проведения коррекции были взяты факторы $K(\lambda, h)$, полученные для случая экспоненциального роста амплитуды волн.

Рассмотренная методика была реализована в программном обеспечении в рамках специальной интерактивной программы. Примеры ее применения приведены на рис. 4, а–г, где показаны результаты для четырех выделенных ВВ, наблюдавшихся 21–22.11.14 (измерения № 13–15), 27–28.03.15 (№ 11–13), 01–02.07.14 (№ 1–3) и 22–23.11.14 г. (№ 4–6). Слева на рис. 4, в в грациях серого показаны вейвлет-диаграммы с обозначенными пользователем программы границами ВВ, посередине — рассчитанная по (15) высотная зависимость относительного спектра мощности температурных флуктуаций $F_w(h)$, справа — рассчитанная по (16) высотная зависимость плотности потенциальной энергии $E(h)$. Для обеих величин обозначены коридоры погрешностей. Интервалы длин волн для ВВ составляют $(12,0 \pm 2,2)$ км (рис. 4, а), $(12,0 \pm 2,0)$ км (рис. 4, б), $(9,9 \pm 2,0)$ км (рис. 4, в), $(6,7 \pm 4,3)$ км (рис. 4, г). Штриховая линия, так же как и на рис. 1, а, показывает стандартное изменение $E(h)$ при распространении волны без потери энергии. Как видно из рис. 4, а–г в интервале высот от 35 до 50–55 км зависимости $F_w(h)$ и $E(h)$ в пределах погрешностей не отличаются от стандартной. Волновое возмущение на рис. 4, а достигает максимальной плотности потенциальной энергии $E(h) \sim 6$ Дж/кг на высоте около 53 км и затем начинает затухать. На рис. 4, б и в представлены более мощные ВВ с максимумами $E(h)$ около 60 и 10 Дж/кг. Обе волны, по-видимому, проходят уровень 60 км.

Показанное на рис. 4, г ВВ отличается от остальных значительным изменением длины волны с высотой. Если в области высот до 44 км средняя длина волны ВВ остается примерно постоянной и составляет около 10 км, то далее она резко уменьшается до 3,4 км. Фазовые диаграммы подтверждают регулярное изменение фазы для всех длин волн на соответствующих высотах, при этом направление изменения фазы соответствует распространению волны вниз. Интенсивность ВВ в максимуме, как видно из рис. 4, г, достигает (160 ± 60) Дж/кг при величине $F_w(h) \sim 1$. Такого рода поведение параметров волны может иметь место при резком увеличении скорости ветра с высотой при условии, что волна распространяется по ветру с горизонтальной фазовой скоростью, превышающей среднюю скорость ветра и постепенно приближающейся к средней скорости ветра с увеличением высоты [22].

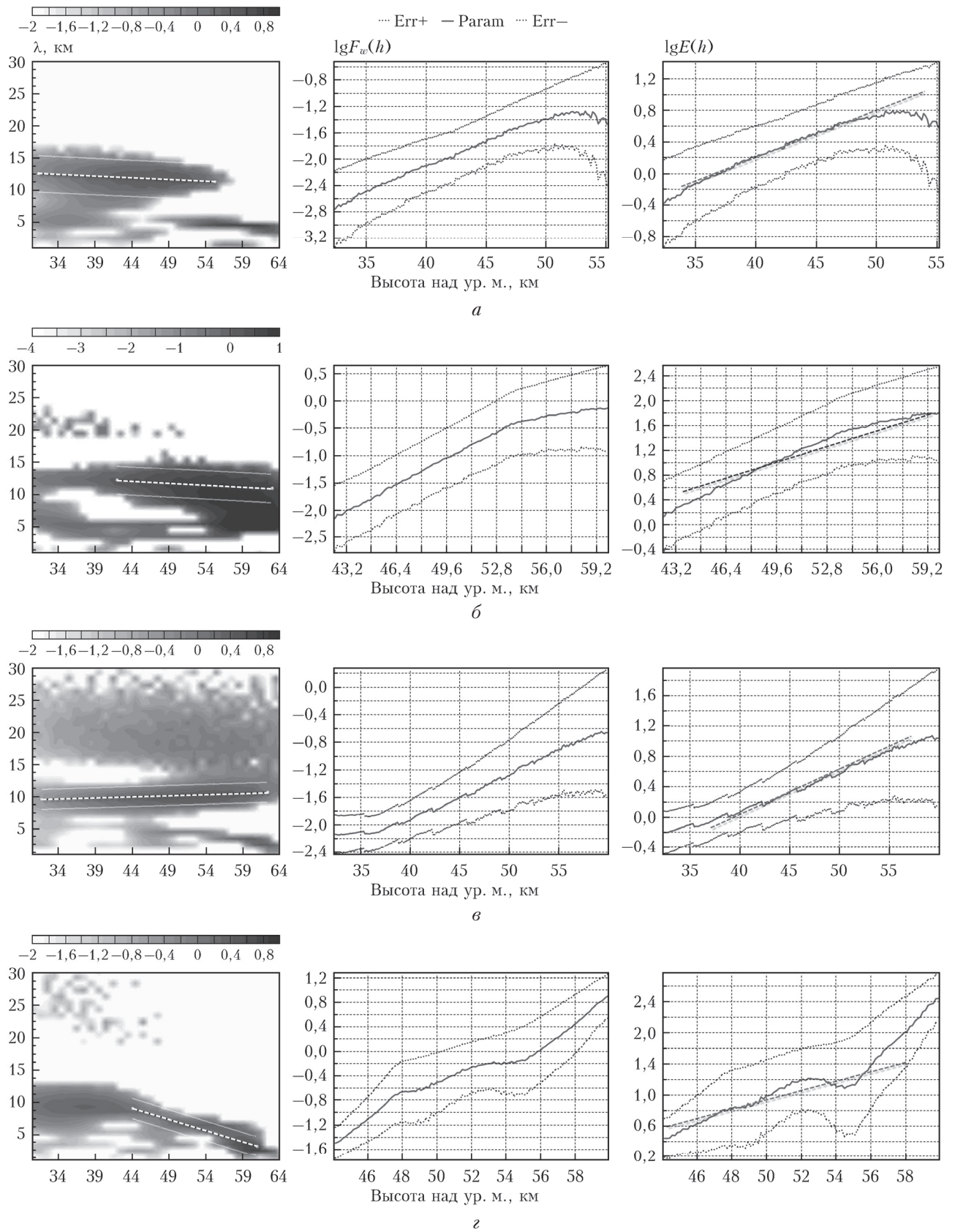


Рис. 4. Вейвлет-диаграммы выделенных температурных возмущений (левая колонка), полученные в четырех различных измерениях (*a–г*), а также соответствующие им высотные профили спектра мощности температурных флуктуаций $F_w(h)$ (средняя колонка) и плотности потенциальной энергии $E(h)$ (правая колонка). Даты измерений указаны в тексте

Приведенные на рис. 4 примеры показывают, что в отдельных случаях интенсивность флуктуаций в ВВ приближается к уровню насыщения для квази-монохроматических волн, определяемого упоминавшейся выше линейной теорией насыщения.

Заключение

Рассмотрены вопросы определения параметров ВВ средней атмосферы по данным лидарного температурного зондирования. Идентификация ВВ проведена по относительным флуктуациям температуры, для выделения которых на фоне среднего профиля используется сглаживающий сплайн. Непосредственно по температурным флуктуациям найден высотный профиль плотности потенциальной энергии гравитационных волн. Для исследования спектральных характеристик ВВ применялся непрерывный комплексный вейвлет-анализ. С использованием известного пакета прикладных программ MATLAB разработано программное обеспечение для определения высотных профилей спектральной мощности флуктуаций температуры и энергии гравитационных волн. Для выделения ВВ на фоне хаотических флуктуаций температуры разработан метод фазовых диаграмм, применяемый к серии непрерывных измерений, проводимых, как правило, в течение всей ночи. С помощью специальной интерактивной программы по фазовым диаграммам определяются период и фазовая скорость для ВВ с определенной длиной волны.

Разработана дополнительная интерактивная программа для определения характеристик отдельных ВВ, локализованных во времени и в определенном интервале длин волн (волновых пакетов). С ее помощью рассчитываются высотные профили усредненного спектра температурных флуктуаций и плотности потенциальной энергии для отдельного ВВ. Разработанная методика впервые позволяет исследовать спектральные характеристики отдельных волновых пакетов, в виде которых, как показывают данные измерений, и наблюдаются ВВ средней атмосферы.

1. *Fritts D.C., Alexander M.J.* Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere // *Rev. Geophys.* 2003. V. 41, N 1. P. 1003. DOI: 10.1029/2001RG000106.
2. *Alexander M.J., Geller M., McLandress C., Polavarapu S., Preusse P., Sassi F., Sato K., Eckermann S., Ern M., Hertzog A., Kawatani Y., Pulido M., Shaw T.A., Sigmund M., Vincent R., Watanabei S.* Recent developments in gravity-wave effects in climate models and the global distribution of gravity-wave momentum flux from observations and models // *Quant. J. Roy. Meteorol. Soc.* 2010. V. 136. P. 1103–1124. DOI: 10.1002/qj.637.
3. *Варгин П.Н., Володин Е.М., Карпечко А.Ю., Погорельцев А.И.* О стратосферно-тропосферных взаимодействиях // *Вестн. РАН.* 2015. Т. 85, № 1. С. 39–46. DOI: 10.7868/S0869587315010181.
4. *Chanin M.-L., Hauchecorne A.* Lidar observation of gravity and tidal waves in the stratosphere and mesosphere // *J. Geophys. Res.* C. 1981. V. 86, N 10. P. 9715–9721.
5. *Gao X., Meriwether J.W., Wickwar V.B., Wilkerson T.D., Collins S.* Rayleigh lidar measurements of the

- temporal frequency and vertical wavenumber spectra in the mesosphere over Rocky Mountain region // *J. Geophys. Res.* D. 1998. V. 103, N 6. P. 6405–6416.
6. *Whiteway J.A., Carswell A.I.* Lidar observations of gravity wave activity in the upper stratosphere over Toronto // *J. Geophys. Res.* D. 1995. V. 100, N 7. P. 14113–14124. DOI: 10.1029/95JD00511.
7. *Marsh K.P., Mitchell N.J., Thomas L.* Lidar studies of stratospheric gravity wave spectra // *Planet. Space Sci.* 1991. V. 39, N 11. P. 1541–1548.
8. *Sato K., Yamada M.* Vertical structure of stratospheric gravity waves revealed by the wavelet analyses // *J. Geophys. Res.* D. 1994. V. 99, N 10. P. 20623–20631.
9. *Alexander M.J.* Gravity Waves in the Stratosphere // *The Stratosphere: Dynamics, Chemistry, and Transport* / Ed. by L.M. Polvani, A. Sobel, D.W. Waugh. *Geophys. Monogr. Ser.* 2010. V. 190. Ch. 5. P. 109–121. DOI: 10.1029/2009GM000887.
10. *Кориунов В.А., Зубачев Д.С.* Наблюдение полярных стратосферных облаков над г. Обнинск в декабре 2012 г. // *Метеорол. и гидрол.* 2014. № 4. С. 49–55.
11. *Кориунов В.А., Зубачев Д.С., Мерзляков Е.Г., Jacobi Ch.* Результаты определения аэрозольных характеристик средней атмосферы методом двухволнового лидарного зондирования и их сопоставление с измерениями метеорологического радиозонда // *Оптика атмосф. и океана.* 2014. Т. 27, № 10. С. 862–868.
12. *Hauchecorne A., Chanin M.L.* Density and temperature profiles obtained by lidar between 35 and 70 km // *Geophys. Res. Lett.* 1980. V. 7, iss. 8. P. 565–568.
13. *Черемисин А.А., Новиков П.В., Шнитов И.С., Бычков В.В., Шевцов Б.М.* Лидарные наблюдения и механизм формирования структуры аэрозольных слоев в стратосфере и мезосфере над Камчаткой // *Геоманет. и аэронав.* 2012. Т. 52, № 5. С. 690–700.
14. *McDonald J., Thomas L., Wareing D.P.* Night-to-night changes in the characteristics of gravity waves at stratospheric and lower-mesospheric heights // *Ann. Geophys.* 1998. V. 16, N 2. P. 229–237.
15. *Rauthe M., Gerding M., Lübken F.-J.* Seasonal changes in gravity wave activity measured by lidars at mid-latitudes // *Atmos. Chem. Phys.* 2008. V. 8, N 22. P. 6775–6787.
16. *Wilson R., Chanin M.L., Hauchecorne A.* Gravity waves in the middle atmosphere observed by Rayleigh lidar. 2. *Climatology* // *J. Geophys. Res.* D. 1991. V. 96, N 3. P. 5169–5183.
17. *Смоленцев Н.К.* Основы теории вейвлетов. Вейвлеты в MATLAB. М.: ДМК Пресс, 2005. 304 с.
18. *Torrence C., Compo G.P.* A practical guide to wavelet analysis // *Bull. Amer. Meteorol. Soc.* 1998. V. 79, N 1. P. 61–78.
19. *Rauthe M., Gerding M., Höffner J., Lübken F.-J.* Lidar temperature measurements of gravity waves over Kühlungsborn (54°N) from 1 to 105 km: A winter-summer comparison // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. D24108. DOI: 10.1029/2006JD007354.
20. *Dewan E.* Saturated-cascade similitude theory of gravity wave spectra // *J. Geophys. Res.* D. 1997. V. 102, N 25. P. 29799–29817.
21. *Zhu X., Shen Z., Eckermann S.D., Bittner M., Hirota I., Yee J.-H.* Gravity wave characteristics in the middle atmosphere derived from the Empirical Mode Decomposition method // *J. Geophys. Res.* D. 1997. V. 102, N 14. P. 16545–16561.
22. *Eckermann S.D.* Effect of background winds on vertical wavenumber spectra of atmospheric gravity waves // *J. Geophys. Res.* D. 1995. V. 100, N 7. P. 14097–14112.

V.A. Korshunov, D.S. Zubachev. **Determination of the parameters of wave disturbances in the middle atmosphere from data of lidar sensing.**

The vertical profiles of temperature of middle atmosphere (30–60 km) are derived from data of lidar sensing at 355 and 532 nm wavelengths using a modified Rayleigh method. Temperature disturbances on the background of average profiles are extracted using a smoothing spline. The vertical profiles of the potential energy density of gravity waves are calculated immediately on the basis of temperature fluctuations. The special parameters of wave disturbances, including local power spectra of temperature fluctuations, potential energy, vertical phase velocity, and period for separate wavelengths are determined using the continuous wavelet analysis. The software developed enables one to find characteristics of the wave disturbances localized in time and separated on the wavelength scale (wave packets). Results of lidar measurements carried out at Obninsk are presented.