

Зондирование волн Кельвина–Гельмгольца турбулентным лидаром. I. Лидар УОР-4

И.А. Разенков✉*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 18.04.2023 г.;
после доработки 12.09.2023 г.;
принята к печати 4.10.2023 г.

Атмосферные волны вызывают повышенный интерес среди ученых в связи с обменными процессами, происходящими в пограничном слое. В настоящей работе представлены экспериментальные результаты зондирования турбулентным лидаром УОР-4 (532 нм) мезомасштабных волн Кельвина–Гельмгольца в устойчиво стратифицированном пограничном слое атмосферы. Атмосферные волны в большинстве случаев наблюдались в вечернее и ночное время в интервале высот от поверхности земли до 600 м, когда число Ричардсона в приземном слое не превышало критического значения $+1/4$. Фурье-анализ временных рядов структурной характеристики коэффициента преломления C_n^2 показал, что спектр волнового процесса в пограничном слое атмосферы состоит из набора монохроматических волн с разными частотами колебаний. Во время наблюдений период волн изменялся от 1 до 11 мин, а их амплитуда — от 20 до 300 м. Выяснено, что монохроматические волны существуют от полудня до двух часов. Исчезновение одних монохроматических волн компенсируется возникновением новых. Генерирование мелкомасштабной турбулентности происходит на протяжении всего жизненного цикла волны Кельвина–Гельмгольца. Результаты экспериментальных исследований свидетельствуют о том, что турбулентный лидар представляет собой чувствительный прибор, позволяющий дистанционно обнаруживать и наблюдать атмосферные волны.

Ключевые слова: турбулентный лидар, увеличение обратного рассеяния, неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, атмосферная турбулентность; *turbulent lidar, backscatter enhancement effect, Kelvin–Helmholtz instability, atmospheric turbulence.*

Введение

Сначала напомним, как возникают атмосферные волны в воздушном потоке. Согласно теореме Рэлея течение устойчиво, если знак второй производной скорости в поперечном направлении не изменяется [1, 2]. Когда профиль скорости имеет точку перегиба, где вторая производная обращается в ноль, тогда возможны неустойчивость и возникновение волн Кельвина–Гельмгольца. Частицы воздуха при этом колеблются в вертикальной плоскости, перпендикулярной волновому вектору. Волны в пограничном слое иногда называют *канальными*, так как существуют в пространстве между поверхностью земли и слоем температурной инверсии, живут продолжительное время и распространяются на большие расстояния.

Реальные атмосферные волны имеют начало и конец, следовательно, не являются гармоническими. В этом случае априори должен существовать спектр волн, чтобы монохроматические волны могли взаимодействовать, усиливая или нейтрализуя друг

друга. Поскольку возникновение гармонической волны в атмосфере маловероятно, то следует ожидать одновременную генерацию нескольких монохроматических волн.

Теоретическому и практическому исследованию атмосферных волн посвящены сотни публикаций, ссылки на некоторые можно найти в известной монографии [3]. В пограничном слое атмосферы вследствие гидродинамической неустойчивости потока, рельефа местности и других причин могут возникать возмущения. Результатом развития неустойчивых возмущений, способных забирать энергию из воздушного потока и усиливаться, являются волны Кельвина–Гельмгольца (ВКГ). При обтекании препятствий в атмосфере возникают внутренние гравитационные волны (ВГВ). Большой интерес к атмосферным волнам вызван следующими причинами: они переносят энергию от источников возмущений; взаимодействуют друг с другом и средним потоком; могут разрушаться и порождать турбулентность. Заметим, что в пограничном слое визуально атмосферные волны обнаружить невозможно.

На практике атмосферные волны изучают с помощью датчиков *in situ* (термометры, анемометры, микробарографы) и средствами дистанционного

* Игорь Александрович Разенков (lidaroff@iao.ru).

зондирования (радары, содары, лидары). Важным этапом в изучении ночного пограничного слоя атмосферы был комплексный эксперимент CASES-99, программа которого включала исследование атмосферных волн вблизи земной поверхности, низкоразрывных струйных течений, потоков импульса и тепла, перехода от конвективного режима к устойчивой температурной стратификации и обратно [4].

В эксперименте CASES-99 использовались десятки приборов, включая рамановский и сканирующий доплеровский лидары. Рамановский лидар работал в зенит и регистрировал ВГВ в интервале высот 100–500 м [5]. По данным лидара оценивались амплитуда и длина волны. Доплеровский лидар сканировал в вертикальной плоскости и позволял получать сечения радиальной скорости потока воздуха на высотах до 150 м и дистанциях до 1800 м [6]. По данным лидара определялись параметры волны и изучалась ее эволюция.

Также следует упомянуть многолетние содарные исследования низкоразрывных струйных течений и волновых процессов при устойчивой стратификации атмосферного пограничного слоя в Московском регионе [7]. В частности, по данным содаров одновременное появление волн ВКГ в пунктах наблюдения, находящихся на удалении 40 км друг от друга, имело место в 77% от числа дней в году. Проведенный анализ показал, что «волновые структуры регистрируются почти в 80% времени существования устойчивой стратификации АПС» [8].

В 1972 г. сотрудниками Института физики атмосферы им. А.М. Обухова было сделано открытие «Закономерность увеличения обратного рассеяния волн» [9–11]. Позже А.С. Гурвич предположил это явление, также называемое эффектом усиления обратного рассеяния (УОР), использовать для дистанционного контроля интенсивности оптической турбулентности [12]. Эффект УОР был положен в основу нового лазерного локатора (лидара), способного дистанционно регистрировать интенсивность атмосферной «оптической» турбулентности [13].

Цель настоящей работы – показать возможности экспериментального исследования атмосферных волн Кельвина–Гельмгольца с помощью турбулентного лидара УОР-4, принцип работы которого основан на эффекте УОР.

1. Материалы и методы исследования

1.1. Принцип работы лидара

В турбулентном лидаре УОР-4 два приемных канала. Основной канал совмещен с передающим и регистрирует эхосигнал P_1 , состоящий из обычного лидарного сигнала обратного рассеяния и некой турбулентной добавки, возникающей за счет эффекта УОР [11]. Дополнительный приемный канал, расположенный рядом с основным, регистрирует только обычный эхосигнал P_2 . Из отношения эхосигналов P_1 и P_2 определяется профиль структурной характеристики коэффициента прелом-

ления C_n^2 [14]. При распространении лазерного пучка в турбулентной атмосфере полная мощность обратнорассеянного излучения не изменяется, но происходит ее перераспределение в пространстве. В итоге на оси лазерного пучка повышается *средняя интенсивность* обратнорассеянного излучения и, следовательно, увеличивается эхосигнал P_1 в основном приемном канале. Считается, что УОР не оказывает существенного влияния на эхосигнал P_2 дополнительного приемного канала. Описание турбулентного лидара и его возможностей можно найти в работах [13, 14].

Отношение эхосигналов приемных каналов $P_1(x)$ и $P_2(x)$ с распределением интенсивности турбулентности вдоль направления зондирования x связано интегральным уравнением [12]. К сожалению, к настоящему времени обратная задача восстановления из отношения эхосигналов $P_1(x)$ и $P_2(x)$ профиля структурной характеристики $C_n^2(x)$ для статистически неоднородной турбулентности не решена. Теоретически на основе асимптотических приближений были получены решения задачи восстановления параметра $C_n^2(x)$ [15, 16], однако применение решений к реальным лидарным данным дает отрицательный результат [17]. В настоящее время для восстановления профиля $C_n^2(x)$ мы используем приближение Воробьева [15] с уточненной константой 3,0 вместо 0,49:

$$C_n^2(x) = \frac{q(x) \left[1 + 0,4 \frac{r^2}{r_F^2(x)} \right]^{7/6}}{3,0 k_0^{7/8} x^{11/6}}, \quad (1)$$

где r – радиус приемной апертуры; $q(x) = P_1(x)/P_2(x) - 1$ – фактор влияния турбулентности на среднюю мощность рассеянного света на приемнике; $r_F(x) = \sqrt{x/k_0}$ – масштаб Френеля, $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны излучения лазера.

При наличии в сечении невязкого воздушного потока градиента скорости поведение неустойчивости описывается уравнением Тэйлора–Гольдштейна [2]. При устойчивой температурной стратификации это уравнение имеет неустойчивое решение типа ВКГ и устойчивое решение типа ВГВ.

В качестве критерия устойчивости стратифицированной среды используют число Ричардсона Ri . Для неустойчивости Кельвина–Гельмгольца характерен нелинейный режим роста амплитуды возмущений, когда волна может либо замедлить свой рост и выйти на стационарный режим, либо продолжать расти до критического состояния с последующим обрушением гребней волны и генерацией турбулентности. В соответствии с теоремой Майлса [18] необходимым условием возникновения неустойчивости Кельвина–Гельмгольца является наличие в потоке критической точки, где $Ri_{кр} = +1/4$. Если число $Ri < Ri_{кр}$, тогда в потоке возникает ВКГ, если $Ri > Ri_{кр}$ – ВГВ. Заметим, что фазовая скорость ВКГ совпадает со скоростью потока [19].

До начала проведения непрерывных продолжительных измерений мы имели слабое представление о возможностях турбулентного лидара из-за отсутствия опыта. В процессе работы было замечено существенное повышение интенсивности оптической турбулентности в ночное время, когда факторы механической, термической и орографической турбулентности практически отсутствовали. Ночную турбулентность в присутствии волн называют волновой турбулентностью [3].

Для регистрации эффекта УОР принципиально важно производить осреднение флуктуаций интенсивности принимаемого сигнала на приемной апертуре небольшого размера, сопоставимого по размеру с первой зоной Френеля [11]. В турбулентном лидаре это происходит автоматически, поскольку он работает в режиме счета фотонов и накопление эхосигнала является обязательным условием его функционирования. Сначала временной интервал накопления данных выбирался нами равным 5 или 10 мин. После того как мы заметили повышение параметра C_n^2 в ночное время, интервал накопления уменьшили до 15 с, после чего на лидарных данных проявилась периодическая структура параметра C_n^2 , вызванная атмосферными волнами [14].

1.2. Эксперимент

В 2020–2021 гг. турбулентный лидар УОР-4 [13] работал на Базовом экспериментальном комплексе (БЭК) Института оптики атмосферы СО РАН им. В.Е. Зуева, находящемся на восточной окраине г. Томска (56°28'54" с.ш., 85°05'55" в.д.).

На рис. 1 представлена фотография местности, где территория БЭК, на которой располагалась метеорологическая мачта, показана белой ломаной линией. Лидар был установлен на БЭК в помещении; трасса зондирования, направленная на юго-восток под углом 4° к горизонту, отмечена белой линией. Длина волны излучения лазера 532 нм, временное разрешение 15 с, пространственное — 15 м.

Для оценки термической стратификации приземного слоя атмосферы мы использовали данные средней скорости ветра u_1 и u_2 и средней температуры t_1 и t_2 (в °C) на высотах $z_1 = 10$ м и $z_2 = 30$ м, из которых определялось градиентное число Ричардсона

$$Ri = \frac{g}{273,15 + \frac{t_1 + t_2}{2}} \frac{\frac{t_2 - t_1}{z_2 - z_1} + \gamma_a}{\left(\frac{u_2 - u_1}{z_2 - z_1}\right)^2}, \quad (2)$$

где $g = 9,81$ — ускорение свободного падения, м/с²; $\gamma_a = 0,098$ — сухоадиабатический градиент температуры, °C/м.

Характерный временной период волн ВГВ и ВКГ сопоставим с частотой Брента–Вайсяля, которая определяется как частота внутренних гравитационных волн в невязкой покоящейся среде бесконечной толщины. Формула для квадрата частоты Брента–Вайсяля [2]:

$$N^2 = Ri \left(\frac{u_2 - u_1}{z_2 - z_1}\right)^2. \quad (3)$$



Рис. 1. Снимок г. Томска и его восточной окраины. Территория БЭК очерчена белой ломаной линией, трасса зондирования лидара УОР-4 отмечена белой прямой линией

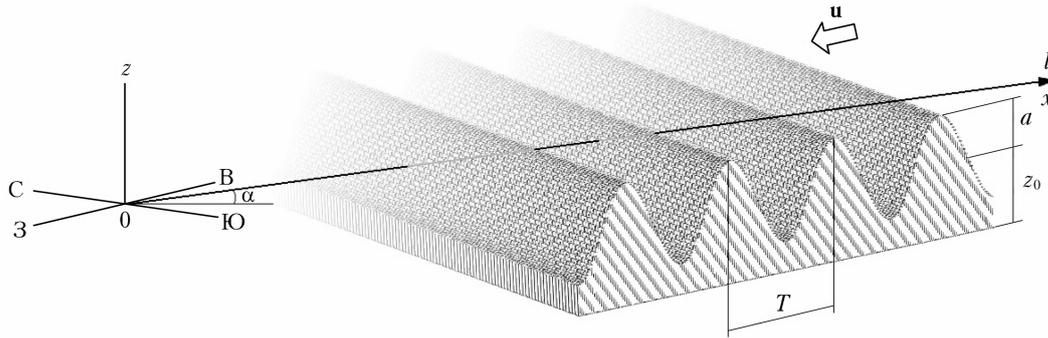


Рис. 2. Схема зондирования волны турбулентным лидаром: z_0 — высота центра волны; a — амплитуда волны; T — период волны

Обозначим через T_{BV} период колебаний с частотой Брента–Вайсяля и определим его как

$$T_{BV} = \frac{1}{\sqrt{N^2}}. \quad (4)$$

Выражение (4) имеет смысл только при устойчивой термической стратификации, когда число $Ri > 0$. Частоту Брента–Вайсяля следует рассматривать в качестве теоретического верхнего предела, предполагая, что реальные частоты колебаний в атмосфере меньше.

Зондирование оптической турбулентности лидаром имеет ряд особенностей, обусловленных конструкцией приемопередатчика: в лидаре дополнительный приемный канал, регистрирующий эхосигнал P_2 , имеет «слепую» зону ≈ 1 км. Она определяет минимальную высоту при зондировании высотного профиля параметра C_n^2 , поэтому угол наклона трассы был выбран 4° , что позволило исследовать турбулентность в интервале высот от 100 м до 1 км [20].

Схема зондирования представлена на рис. 2. Двухмерная волна показана весьма абстрактно в виде поверхности, которая до появления волны представляла собой горизонтальную плоскость. Лидар располагается в точке «0» пересечения линий, указывающих стороны горизонта. Атмосферная волна распространяется в западном направлении из-за восточного ветра. Трасса зондирования l совпадает с осью x и направлена на юго-восток под углом наклона α ; она пересекает два гребня волны. Заметим, что волна Кельвина–Гельмгольца только на начальной стадии в режиме линейного роста может иметь синусоидальную форму, поэтому рис. 2 не отражает реальность в полной мере. Волны Кельвина–Гельмгольца, как правило, сильно деформированы, так как гребни движутся быстрее ложбин. Заметим, что в соответствии с теоремой Сквайра [21] направление распространения волны совпадает с направлением воздушного потока (вектор u на рис. 2).

2. Результаты и обсуждение

2.1. Примеры регистрируемых ВКГ

На рис. 3 представлены фрагменты контрастных пространственно-временных распределений C_n^2 ,

зарегистрированных лидаром и восстановленных с помощью формулы (1). Фрагменты демонстрируют типичные картины распределения. Для наглядности изображения серо-черные и каждый цвет соответствует некоторому пороговому значению параметра C_n^2 . Пороговые значения отличаются в два-три раза, черные участки в изображении соответствуют более высоким значениям C_n^2 , серые — более низким. Волны на рис. 3 имеют вид вертикальных или наклонных черных полос, причем наклон вправо указывает на то, что направления зондирования и движение воздушного потока совпадают. При зондировании навстречу потоку полосы наклонены влево.

В табл. 1 приводятся средние значения метеопараметров, соответствующие лидарным данным на рис. 3. В колонках 2–4 приведены средние за время наблюдения значения скорости ветра u , направления ветра φ и температуры t на метеорологической мачте на высотах 10 и 30 м. В колонках 5–6 даны средние значения u и φ на высотах 100 и 250 м, полученных с помощью модели ICON (icosahedral nonhydrostatic) [22]. Заметим, что с высотой ветер совершает поворот (см. параметр φ в табл. 1).

Число Ричардсона и период T_{BV} в табл. 1 рассчитывались по формулам (2)–(4). Важно отметить, что Ri во всех случаях было меньше критического значения $Ri_{кр} = +1/4$, что, согласно теореме Майлса [18], означает выполнение необходимого условия возникновения неустойчивости Кельвина–Гельмгольца $0 < Ri < Ri_{кр}$. В реальных условиях потеря устойчивости потоком возможна и при больших значениях Ri , если имеются дополнительные источники возмущений, например неровности рельефа.

Лидар позволяет получить оценку интенсивности оптической турбулентности в интервале расстояний от 1 до 10–15 км. Для корректного сопоставления данных лидара с метеоданными было бы оптимальным разнести лидар и метеорологическую мачту на несколько километров друг от друга. В нашем случае при проведении длительного эксперимента это было невозможно. Тем не менее лидарные данные удовлетворительно коррелировали с метеоданными. В частности, когда лидар регистрировал ВКГ, число Ri , полученное из показаний датчиков на мачте,

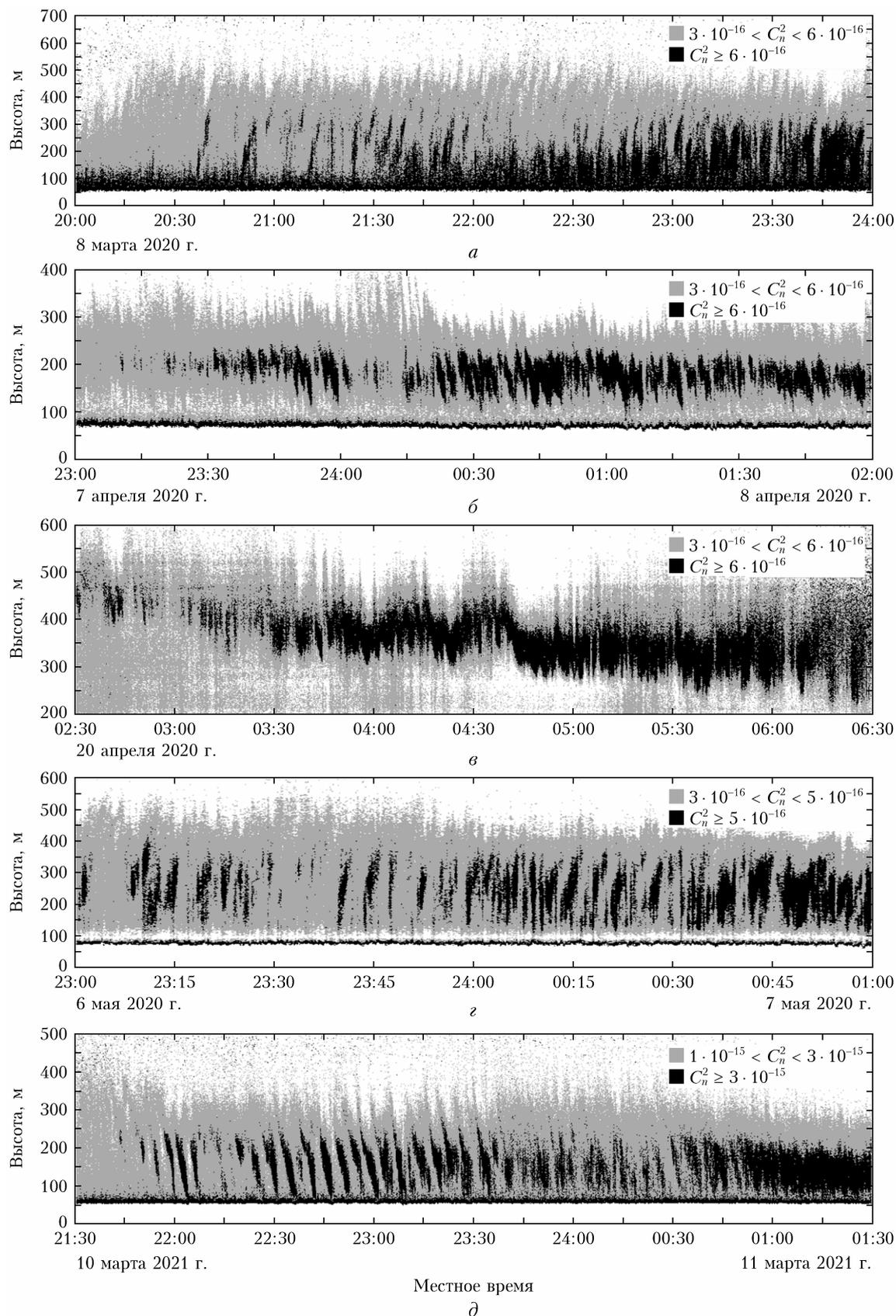


Рис. 3. Фрагменты контрастных пространственно-временных распределений C_n^2 , зарегистрированных лидаром УОР-4 во время эксперимента на БЭК: трасса зондирования и направление ветра совпадают (а, г); ориентированы навстречу друг другу (б, д); взаимно перпендикулярны (в)

Таблица 1

Средние значения метеопараметров на высотах $z_1 = 10$ м, $z_2 = 30$ м, $z_3 = 100$ м, $z_4 = 250$ м

Дата, время зондирования	Параметр										Ri	T_{BV} , с
	u , м/с		φ , град		t , °C		u , м/с [22]		φ , град [22]			
	z_1	z_2	z_1	z_2	z_1	z_2	z_3	z_4	z_3	z_4		
1	2		3		4		5		6		7	8
8.03.2020 г., 20:00–24:00	3,87		230		-5,40		10,5		202		+0,042	79
	5,11		216		-5,51		16,5		204			
7–8.04.2020 г., 23:00–02:00	3,20		102		+5,44		7,5		125		+0,212	40
	4,30		97		+5,61		15,0		151			
20.04.2020 г., 02:30–06:30	1,93		65		+6,24		3,5		99		+0,160	32
	3,53		59		+6,62		3,5		133			
6–7.05.2020 г., 23:00–01:00	3,75		213		+8,00		9,5		213		+0,038	62
	5,49		201		+7,92		17,0		235			
10–11.03.2021 г., 21:30–01:30	3,8–6,0		109–166		-2,72 ... +2,61		8,0–11,0		123–165		+0,132 ... +0,220	61–45
	4,7–8,3		101–158		-2,76 ... +2,72		14,0–22,0		146–177			
16–17.10.2020 г., 18:00–09:00	4,5–1,2		174–221		+1,52 ... +7,05		6,0–4,0		181–188		+0,094 ... +0,046	35–60
	6,0–3,1		174–207		+1,79 ... +7,01		11,0–6,0		191–217			

было меньше $+1/4$. Этот факт не противоречит теории и, по-видимому, указывает на однородный ландшафт.

В табл. 2 приведены параметры волн, полученные из реализаций лидарных данных на рис. 3, за исключением последней строки. В каждой реализации волна меняла свои параметры с течением времени: амплитуду a , период колебаний T и положение центра волны z_0 над поверхностью земли, поэтому в табл. 2 указан диапазон зарегистрированных значений этих параметров. Минимальные значения T наблюдались 20 апреля 2020 г. (рис. 3, ϵ) и составляли 1–3 мин. Соответствующий период T_{BV} (табл. 1) был равен 0,5 мин, т.е. был в два и более раз меньше реального периода T . Аналогичный результат имел место и в остальных случаях. В табл. 2 индексы параметров соответствуют индексам высоты z в табл. 1.

Если $|\varphi_4 - \beta| < 90^\circ$ (колонка 3 в табл. 2), тогда направления ветра и трассы зондирования (β –

азимут лидарной трассы) противоположны друг другу, если $|\varphi_4 - \beta| > 90^\circ$ – направлены в одну сторону. В последней колонке табл. 2 приведены оценки длин волн, полученные из произведения периода волны T на скорость ветра u_4 . Согласно этим оценкам длины волн изменялись в больших пределах от 280 м до 11,2 км.

На рис. 3, ϵ с 03:30 до 04:45 показан цуг ВГВ с периодом ≈ 25 мин, промодулированный ВКГ с периодом 2 мин. Волна возникла ночью на высоте 450 м и до восхода солнца плавно опускалась до 300 м. На рис. 3, α волна возникла вблизи поверхности. В остальных случаях волны регистрировались в интервале высот 200–450 м.

10–11 марта ветер и температура резко менялись в течение 4 ч (предпоследняя строка в табл. 1). Параметры волны плавно изменялись за время ее существования (рис. 3, δ , табл. 2): центр волны z_0 опускался с 200 м до 150 м, период колебаний T уменьшался с 4,5 до 2,5 мин.

Таблица 2

Параметры волн, полученные из лидарных данных

Дата, время	Параметр					
	β , град $\alpha = 4^\circ$	$\varphi_4 - \beta$, град	z_0 , м	a , м	T , с	$T \cdot u_4$, м
1	2	3	4	5	6	7
8.03.2020 г., 20:00–24:00	109	+134	200–250	100–150	220–370	3600–6100
7–8.04.2020 г., 23:00–02:00	109	-42	150–200	20–100	160–230	2400–3500
20.04.2020 г., 02:30–06:30	133	0	320–450	40–120	80–180	280–630
6–7.05.2020 г., 23:00–01:00	133	102	200–250	100–150	180–660	3100–11200
10–11.03.2021 г., 21:30–01:30	130	16–47	150–200	30–100	150–270	2100–5900
16–17.10.2020 г., 18:00–09:00	138	53–79	150–350	50–300	120–480	1300–2500

2.2. Спектральный анализ данных зондирования ВКГ от 16–17 октября 2020 г.

Лидарный эксперимент на БЭК продолжался более года, ВКГ регистрировались неоднократно, однако на один эпизод длительного присутствия ВКГ в пограничном слое следует обратить внимание. На рис. 4 представлена волна ВКГ, которая существовала в течение 15 часов с 18:00 16 октября до 09:00 17 октября 2020 г. Ветер был юго-западный, зондирование осуществлялось лидаром УОР-4 [13] в восточном направлении, $\alpha = 4^\circ$. Метеопараметры и характеристики волны для этого случая указаны в последних строках табл. 1 и табл. 2. Среднее значение числа $Ri = +0,074$.

Волна формировалась вблизи поверхности с последующим расширением вверх, достигая высоты 500–600 м. Погода была ясная, метеорологическая дальность видимости более 30 км. Период волны со временем изменялся в интервале 2–7 мин: сначала увеличивался, а затем уменьшался. Скорость ветра была 11 м/с на высоте 250 м 16 октября 2020 г. и 6 м/с 17 октября 2020 г. Длина волны при этом увеличилась от 1300 до 2500 м. Из рис. 4 следует, что с течением времени частотные характеристики волны существенно изменялись. Частотную трансформацию спектра ВКГ для этого эпизода мы исследовали с помощью Фурье-анализа.

Спектральный анализ лидарных данных за 16–17 октября 2020 г. был выполнен следующим образом. Дискретизация массива параметра C_n^2 определялась 15-секундным интервалом накопления эхосигнала при пространственном разрешении 15 м. Количество значений за один час в реализации для каждой дистанции равно 240. Был применен алгоритм быстрого Фурье-преобразования по 256 значениям временной реализации. В итоге расчет спектров производился по отрезкам длиной $256/4 = 64$ мин. Независимо обрабатывались реализации для всех дистанций x , соответствующих интервалу высот от 100 до 300 м, количество полученных спектров составило 192. Спектры суммировались, и погрешность спектральной оценки составила $100\%/\sqrt{192} = 7\%$. Последующий временной интервал для анализа выбирался со смещением на 30 мин

относительно предыдущего, т.е. обрабатывались данные с половинным перекрытием по времени. Всего за 15 ч был получен 31 спектр.

На рис. 5 показана реализация исходных данных параметра C_n^2 с 02:00 до 03:00 17 октября 2020 г. в виде пространственно-временного распределения, график временного ряда C_n^2 на высоте 200 м и соответствующий нормированный спектр мощности колебаний C_n^2 . Присутствующие в атмосфере монохроматические волны с разными периодами отображаются на спектре в виде пиков (рис. 5, в). Волновой процесс на рис. 5, а, согласно спектру на рис. 5, в, содержит монохроматические волны с периодами 145, 220, 290 и 400 с.

На рис. 5, в пику с максимальной амплитудой соответствует период 290 с. Гребни волны (рис. 5, а), достигают высоты ≈ 500 м, затем перемещаются вниз на уровень ≈ 300 м и догоняют предыдущие. Оказывается, что в интервале высот 300–400 м каждый гребень регистрируется лидаром дважды – на подъеме и на спуске, поэтому на спектре возникает пик с периодом 145 с, который в два раза короче периода максимального пика.

Изображение структурной характеристики C_n^2 на рис. 5, а фактически показывает распределение во времени и пространстве дисперсии мелкомасштабных флуктуаций коэффициента преломления. Пространственный размер мелкомасштабных турбулентных неоднородностей, формирующих эхосигнал лидара, сопоставим с радиусом когерентности и равен всего нескольким сантиметрам. Масштаб же регистрируемых лидаром волн несоизмеримо больше и равен многим сотням метров. Из сказанного следует, что процесс генерирования мелкомасштабной турбулентности внутри волны происходит постоянно на всех этапах от зарождения волны до ее исчезновения.

На рис. 6 все полученные спектры мощности флуктуаций временного ряда C_n^2 (см. рис. 4) представлены в виде двумерного распределения, где по оси абсцисс отложено время, а по оси ординат – период колебаний T . Первые признаки появления монохроматических волн с периодом около 2 мин были зафиксированы после 18:00 16 октября 2020 г.

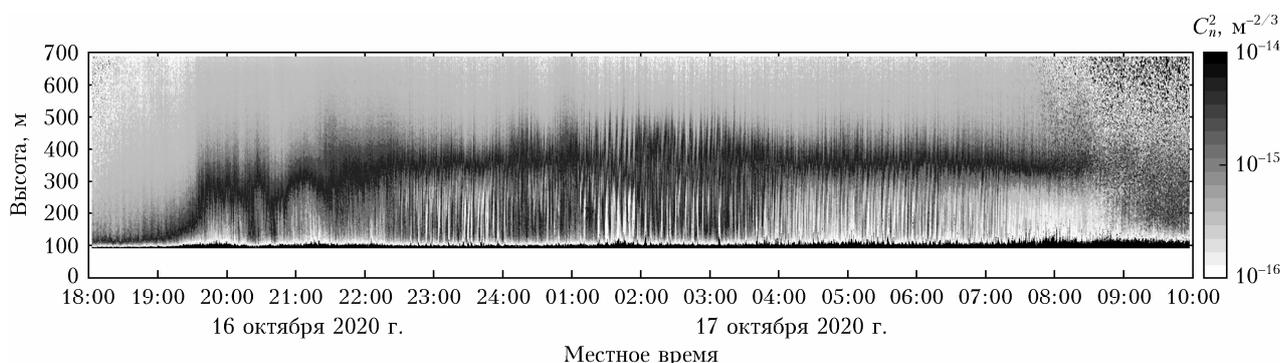


Рис. 4. Пространственно-временное распределение C_n^2 при наличии ВКГ

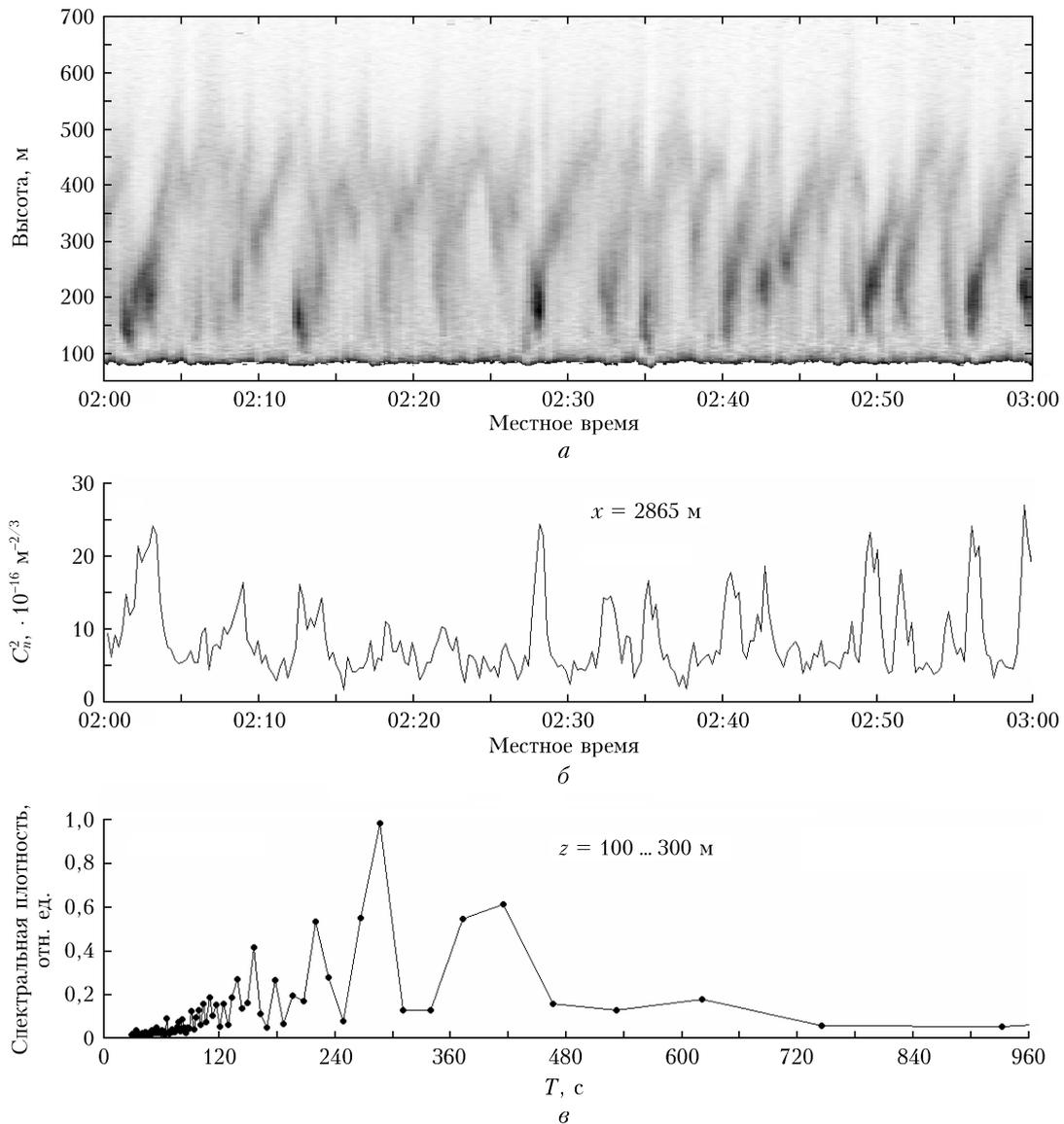


Рис. 5. Пространственно-временное распределение C_n^2 при наличии ВКГ (а); временной ряд C_n^2 на высоте 200 м (б); нормированная спектральная плотность мощности флуктуаций C_n^2 (в) 17 октября 2020 г.

Усиление волнового процесса произошло после 22:00. На протяжении последующих 9 ч наблюдались монохроматические волны с периодами от 1,5 до 16 мин, причем наиболее сильные волны имели период колебаний от 2 до 8 мин.

На рис. 6 каждому темному пятну или полосе соответствует монохроматическая волна с определенной частотой и временным интервалом, который можно принять за «время жизни». Видно, что время жизни монохроматических волн составляло от 0,5 до 2 ч. Исчезновение одних волн сразу компенсировалось другими. Как следует из рис. 6, примерно за полчаса до исчезновения волны имеет место появление новой волны с другим периодом. Благодаря этому в наблюдаемом волновом процессе переход с одной частоты на другую осуществляется плавно.

Например, с 00:00 до 03:00 17 октября 2020 г. (рис. 6) перед исчезновением монохроматической волны с периодом 3,5 мин возникла новая волна с периодом 6 мин, затем появилась волна с периодом 5 мин. Изменение частоты визуально прослеживается на рис. 4 и рис. 5, а. О механизме взаимодействия волн друг с другом мы судить не можем, так как полученной информации недостаточно.

Темные полосы на рис. 6, соответствующие монохроматическим волнам, не являются строго горизонтальными, поскольку их правые концы заггибаются кверху. Это означает, что перед исчезновением волны период ее колебаний увеличивается, т.е. частота понижается и волна вскоре прекращает свое существование. Этот феномен мы планируем исследовать в отдельной работе.

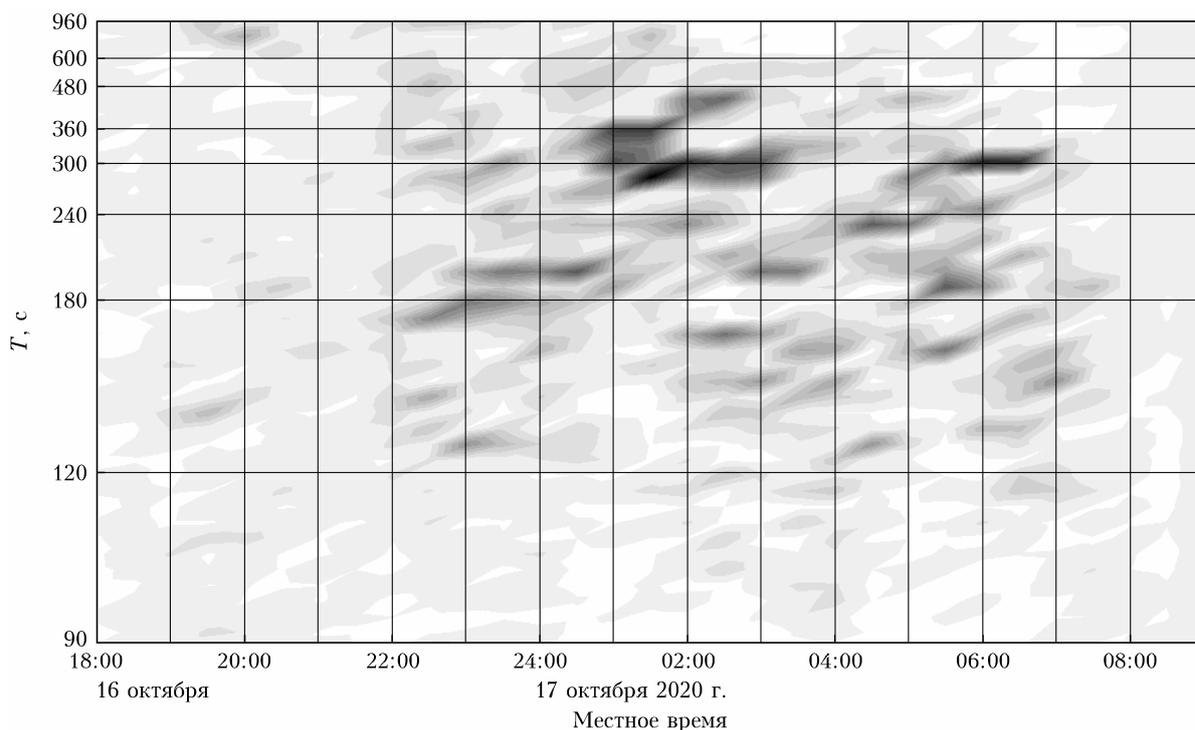


Рис. 6. Карта спектрального распределения интенсивности колебаний волны ВКГ с течением времени. По оси ординат отложен период колебаний

2.3. Оценка влияния эффекта УОР на дополнительный приемный канал лидара при зондировании ВКГ

Вычисление C_n^2 с помощью формулы (1) предполагает, что турбулентность, а именно эффект УОР, не оказывает влияния на дополнительный приемный канал. Работа с атмосферными волнами позволила проверить это утверждение. Дело в том, что лидарные данные при зондировании волн существенно отличаются от данных в статистически однородной атмосфере, когда $C_n^2(x) \approx \text{const}$ либо монотонно изменяется с расстоянием x . Очевидно, что зондирование волны в первую очередь сопряжено с резкими изменениями эхосигнала основного приемного канала. В лидаре УОР-4 дополнительный канал располагается рядом с основным, их оптические оси разнесены на расстояние 150 мм [13].

Для ответа на вопрос о степени влияния УОР на дополнительный приемный канал рассмотрим период волны и проанализируем поведение эхосигналов P_1 и P_2 , полученных в момент времени τ_1 в ложбине между гребнями, где интенсивность турбулентности минимальная, и в момент времени τ_2 в центре гребня, где интенсивность существенно больше (рис. 7).

На рис. 7, а представлены профили эхосигналов P_1 и P_2 , соответствующие моментам времени τ_1 и τ_2 , для волны, показанной на врезке. Сигнал P_1 , соответствующий ложбине в момент времени τ_1 , имеет два небольших максимума на дистанции 2,5 и 6,7 км, так как трасса зондирования пересекает

начало выбранной волны, ложбину и окончание предыдущей волны. Сигналы P_1 и P_2 в максимуме, соответствующем середине волны в момент времени τ_2 , были получены через 2,5 мин; P_1 имеет максимум на дистанции 4,8 км, причем P_2 тоже немного повышается. В интервале расстояний от 1 до 10 км параметр C_n^2 изменяется на два порядка (рис. 7, в).

На рис. 7, б показано относительное изменение эхосигналов в моменты времени τ_1 и τ_2 , которое для P_1 и P_2 , вычислялось по формуле

$$R_k = \frac{P_k(\tau_2) - P_k(\tau_1)}{P_k(\tau_1)}, \quad k = 1, 2. \quad (5)$$

Кривая 1 на рис. 7, б показывает изменение эха основного приемного канала P_1 в интенсивной турбулентной зоне в момент τ_2 относительно момента τ_1 . На дистанции 4,8 км имеем пик отношения R_1 , обусловленный прохождением максимума в центре волны. Понижение отношения начиная с дистанции 6 км обусловлено небольшим повышением сигнала P_1 в момент τ_1 , когда трасса зондирования коснулась предыдущей волны.

Кривая 2 на рис. 7, б показывает изменение эхосигнала P_2 в дополнительном приемном канале. При прохождении гребня на дистанции от 4,5 до 6 км наблюдается повышение R_2 на 20% относительно максимума R_1 . При обработке данных нормирование сигнала P_1 на P_2 полностью исключает влияние изменения выходной мощности лазера и коэффициента аэрозольного рассеяния в атмосфере на результат восстановления параметра C_n^2 .

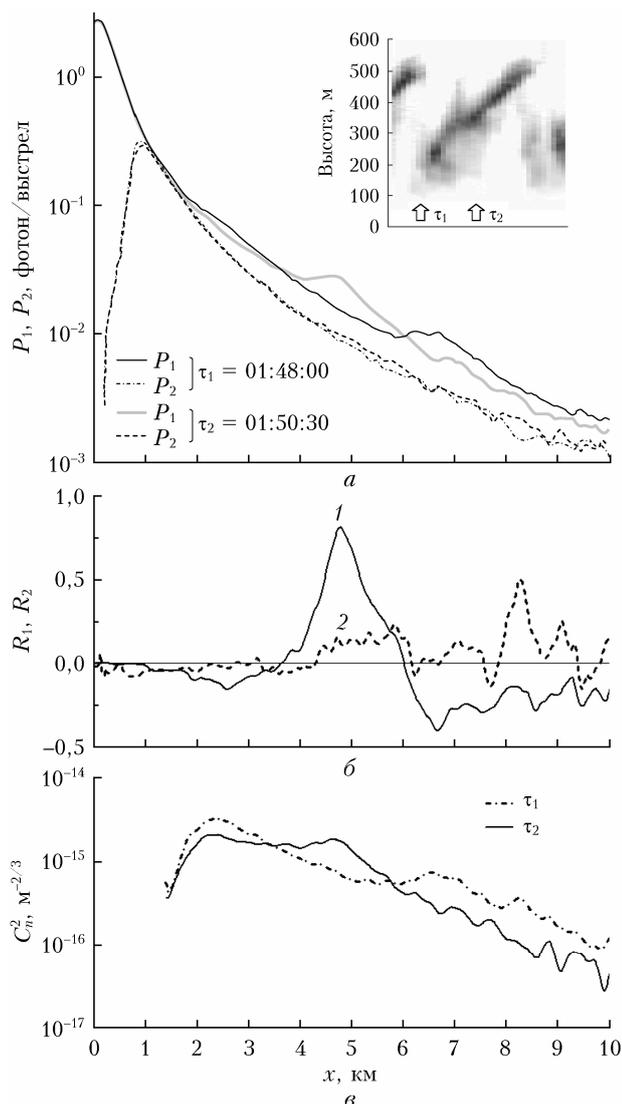


Рис. 7. Профили: эхосигналов P_1 и P_2 (а), соответствующие моменты времени τ_1 и τ_2 для волны, показанной на врезке (а); относительного изменения эхосигналов R_1 (1) и R_2 (2) в моменты времени τ_1 и τ_2 (б); структурной характеристики C_n^2 (в) 17 октября 2020 г.

Следовательно, увеличение эхосигнала P_2 на 20% происходит за счет турбулентного эффекта УОР. Данное обстоятельство нуждается в более подробном изучении и его следует учитывать при обработке данных, в противном случае оценки параметра C_n^2 окажутся заниженными.

Заключение

Представлены экспериментальные результаты зондирования волн Кельвина–Гельмгольца турбулентным лидаром УОР-4 (532 нм) над лесостепью. Появление волн в пограничном слое атмосферы имеет выраженный суточный ход, поскольку они наблюдались в основном после захода солнца. Из измерений градиентов скорости ветра и температуры на метеорологической мачте определялось число

Ричардсона, которое не превышало критического значения $+1/4$, когда наблюдались волны. Зарегистрированные волны возникали в интервале высот от 100 до 450 м, при этом амплитуды волн могли достигать 300 м.

С помощью спектрального Фурье-анализа предложено представлять экспериментальные данные лидара в виде двумерного распределения спектра мощности флуктуаций параметра C_n^2 в координатах «период колебаний – время». Результаты показали, что волновой процесс в атмосфере представляет собой суперпозицию нескольких монохроматических волн с разными частотами. Из анализа 15-часового эпизода с волной Кельвина–Гельмгольца в пограничном слое следует, что время жизни монохроматических волн составляет от 0,5 до 2 ч, периоды колебаний волн находятся в интервале 2–8 мин. Исчезновение одних монохроматических волн компенсируется появлением других. Перед исчезновением волны период ее колебаний на короткое время увеличивается.

На основании экспериментального факта регистрации волн турбулентным лидаром на всех этапах от ее зарождения до исчезновения можно сделать вывод о том, что генерирование мелкомасштабной турбулентности внутри волнового процесса происходит постоянно.

Получена оценка влияния эффекта УОР на дополнительный приемный канал лидара УОР-4. При этом повышение эхосигнала в дополнительном канале составило $1/5$ от повышения сигнала в основном канале. Детальное изучение этого воздействия позволит усовершенствовать процедуру восстановления параметров турбулентности из эхосигналов лидара.

Турбулентный лидар УОР-4 представляет собой сравнительно простой лазерный локатор, позволяющий уверенно регистрировать оптическую турбулентность до дистанции более 10 км. В комплексе с другими приборами он может стать полезным инструментом для изучения природы волновых возмущений в атмосфере.

Благодарности. Автор выражает глубокую признательность лаборатории климатологии атмосферного состава за предоставление метеорологической информации измерительного комплекса Института оптики атмосферы СО РАН.

Список литературы

1. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978. 532 с.
2. Шакина Н.П. Гидродинамическая неустойчивость в атмосфере. Л.: Гидрометеоздат, 1990. 308 с.
3. Nappo C.J. An Introduction to Atmospheric Gravity Waves. Academic press, 2002. 300 p.
4. Poulos G.S., Blumen W., Fritts D.C., Lundquist J.K., Sun J., Burns S.P., Nappo C., Banta R., Newsom R., Cuxart J., Terradellas E., Balsley B., Jensen M. CASES-99: A comprehensive Investigation of the stable nocturnal boundary layer // Bull. Am. Meteorol. Soc. 2002. V. 83. P. 555–581.

5. *Eichinger W.E., Cooper D.I., Forman P.R., Griegos J., Osborn M.A., Richter D., Tellier L.L., Thornton R.* The development of a scanning Raman water vapor lidar for boundary layer and tropospheric observations // *J. Atmos. Ocean. Technol.* 1999. V. 11, N 2. P. 1753–1766.
6. *Newsom R.K., Banta R.M.* Shear instability gravity waves in the stable nocturnal boundary layer as observed by Doppler lidar during CASES-99 // *J. Atmos. Sci.* 2003. V. 60. P. 16–33.
7. *Люлюкин В.С., Каллистратова М.А., Кузнецов Р.Д., Кузнецов Д.Д., Чунчузов И.П., Широкова Г.Ю.* Внутренние гравитационно-сдвиговые волны в атмосферном пограничном слое по данным акустической локации // *Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана.* 2015. Т. 51, № 2. С. 218–229.
8. *Каллистратова М.А., Люлюкин В.С., Кузнецов Р.Д., Петенко И.В., Зайцева Д.В., Кузнецов Д.Д.* Содарные исследования волн Кельвина–Гельмгольца в низкоуровневых струйных течениях // *Динамика волновых и обменных процессов в атмосфере.* М.: ГЕОС, 2017. С. 212–259.
9. *Виноградов А.Г., Гурвич А.С., Кашикарров С.С., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* «Закономерность увеличения обратного рассеяния волн». Свидетельство на открытие № 359. Приоритет открытия: 25 августа 1972 г. в части теоретического обоснования и 12 августа 1976 г. в части экспериментального доказательства закономерности. Государственный реестр открытий СССР // *Бюлл. изобретений.* 1989. № 21.
10. *Виноградов А.Г., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Эффект усиления обратного рассеяния на телах, помещенных в среду со случайными неоднородностями // *Изв. вузов. Радиофиз.* 1973. Т. 16, № 7. С. 1064–1070.
11. *Кравцов Ю.А., Саичев А.И.* Эффекты двукратного прохождения волн в случайно неоднородных средах. // *Успехи физ. наук.* 1982. Т. 137, № 3. С. 501–527.
12. *Гурвич А.С.* Лидарное зондирование турбулентности на основе усиления обратного рассеяния // *Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана.* 2012. Т. 48, № 6. С. 655–665.
13. *Разенков И.А.* Анализ технических решений при проектировании турбулентного лидара // *Оптика атмосфер. и океана.* 2022. Т. 35, № 9. С. 766–776; *Razenkov I.A.* Engineering and technical solutions when designing a turbulent lidar // *Atmos. Ocean. Opt.* 2022. V. 35, N S1. P. S148–S158.
14. *Разенков И.А.* Перспективы применения турбулентного УОР-лидара для исследования пограничного слоя атмосферы // *Оптика атмосфер. и океана.* 2021. Т. 34, № 1. С. 26–35; *Razenkov I.A.* Capabilities of a turbulent BSE-lidar for the study of the atmospheric boundary layer // *Atmos. Ocean. Opt.* 2021. V. 34, N 3. P. 229–238.
15. *Воробьев В.В.* О применимости асимптотических формул восстановления параметров «оптической» турбулентности из данных импульсного лидарного зондирования. I. Уравнения // *Оптика атмосфер. и океана.* 2016. Т. 29, № 10. С. 870–875; *Vorob'ev V.V.* On the applicability of asymptotic formulas of retrieving “optical” turbulence parameters from pulse lidar sounding data: I – Equations // *Atmos. Ocean. Opt.* 2017. V. 30, N 2. P. 156–161.
16. *Воробьев В.В.* О применимости асимптотических формул восстановления параметров «оптической» турбулентности из данных импульсного лидарного зондирования. II. Результаты численного моделирования // *Оптика атмосфер. и океана.* 2016. Т. 29, № 11. С. 987–993; *Vorob'ev V.V.* On the applicability of asymptotic formulas of retrieving “optical” turbulence parameters from pulse lidar sounding data: II – Results of numerical simulation // *Atmos. Ocean. Opt.* 2017. V. 30, N 2. P. 162–168.
17. *Разенков И.А.* Эвристический подход к определению структурной характеристики C_n^2 из лидарных данных // *Оптика атмосфер. и океана.* 2022. Т. 35, № 3. С. 195–204; *Razenkov I.A.* A heuristic approach to defining the structure parameter of the refractive index of the atmosphere from turbulent lidar data // *Atmos. Ocean. Opt.* 2022. V. 35, N 4. P. 345–354.
18. *Miles J.W.* On the stability of heterogeneous shear flow // *J. Fluid Mech.* 1961. V. 10, N 4. P. 496–509.
19. *Howard L.N.* Note on a paper of John W. Miles // *J. Fluid Mech.* 1961. V. 10, N 4. P. 509–512.
20. *Разенков И.А.* Специфика зондирования пограничного слоя атмосферы турбулентным лидаром // *Оптика атмосфер. и океана.* 2020. Т. 33, № 8. С. 643–648.
21. *Squire H.B.* On the stability for three-dimensional disturbances of viscous fluid flow between parallel walls // *Proc. Roy. Soc. London. Series A.* 1933. V. 142, N 847. P. 621–628.
22. URL: <https://www.ventusky.com/> (last access: 13.03.2023).

I.A. Razenkov. Sounding of Kelvin–Helmholtz waves by a turbulent lidar. I. Lidar BSE-4.

Atmospheric waves are of increased interest in connection with exchange processes occurring in the atmospheric boundary layer. Experimental results of sounding mesoscale Kelvin–Helmholtz waves by turbulent lidars in a stably stratified boundary layer of the atmosphere are presented. This paper presents the data of measurements by BSE-4 lidar (532 nm), which has been working over forest-steppe for a long time. Atmospheric waves in most cases were observed in the evening and at night in the range of heights from the land to 600 m, when the Richardson number in the surface air layer did not exceed a critical value of $+1/4$. Fourier analysis of the time series of the structural characteristic of the refractive index C_n^2 showed that the spectrum of the wave process in the atmospheric boundary layer consists of a set of monochromatic waves with different oscillation frequencies. During the observations, the period of the waves varied from 1 to 11 min, and their amplitude changed from 20 to 300 m. It is found that monochromatic waves exist from half an hour to two hours. The disappearance of some monochromatic waves is compensated by the appearance of new ones. The process of generating small-scale turbulence runs throughout the life cycle of a Kelvin–Helmholtz wave. The results indicate that the turbulent lidar ensures remote detection and observation of atmospheric waves.