

УДК 551.511.31+534-6

## ОСОБЕННОСТИ ПРОНИКНОВЕНИЯ СВЕРХЗВУКОВЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН ОТ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ВЕРХНИЕ СЛОИ АТМОСФЕРЫ

*Н. М. Гаврилов*<sup>1\*</sup>, *С. П. Кшевецкий*<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский госуниверситет, г. Санкт-Петербург;

<sup>2</sup> Балтийский федеральный университет им. Им. Канта, г. Калининград, Россия

С использованием численной модели высокого разрешения моделируется распространение в верхние слои атмосферы гравитационных волновых мод, имеющих сверхзвуковые горизонтальные фазовые скорости на земной поверхности. Такие гравитационные волны могут возбуждаться, например, низкочастотными спектральными составляющими сейсмических волн, распространяющихся по поверхности земной коры с горизонтальными скоростями до нескольких километров в секунду. Согласно линейной теории гравитационные волновые моды с такими высокими горизонтальными скоростями должны быть захваченными, а их амплитуды экспоненциально уменьшаться с высотой. Численные эксперименты с нелинейной волновой моделью показали, что первоначальный импульс акустико-гравитационных волн, возникающий при «включении» нестационарного приземного волнового источника, может создавать систему относительно медленно движущихся мезомасштабных неоднородностей на высотах от нулевой до высоты верхней атмосферы. Захваченные гравитационные волновые моды, возбуждаемые наземным сверхзвуковым источником, могут подпитывать эту систему неоднородностей энергией и обеспечивать её существование в течение временных интервалов до десятков волновых периодов. Неоднородности могут формировать волнообразные наклонные фронты, похожие на эффективные гравитационные волны, распространяющиеся вверх. Таким образом, сверхзвуковые захваченные моды, возбуждаемые на земной поверхности, могут создавать атмосферные внутренние гравитационные волны, имеющие дозвуковые горизонтальные фазовые скорости и распространяющиеся до больших высот.

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время много исследований посвящается ионосферным возмущениям, наблюдаемым до и после землетрясений (см., например, работы [1–4]). Одним из обсуждаемых в литературе механизмов таких ионосферных возмущений является распространение акустико-гравитационных волн, вызванных сейсмическим возбуждением на земной поверхности [5, 6]. Сейсмические волны, возникающие до и после землетрясения, могут создавать вертикальные перемещения земной поверхности [7, 8] и соответствующие вертикальные движения приповерхностной атмосферы. Эти возмущения могут распространяться вверх в виде волн и вызывать колебания характеристик верхних слоёв атмосферы [9]. Наблюдения показывают существование сейсмических волн Рэлея с периодами до десятков минут [7, 10, 11]. Они распространяются в земной коре и верхней мантии, имея фазовые скорости  $3\div 4$  км/с (иногда до 10 км/с). Во время сильных землетрясений амплитуды волновых смещений поверхности могут достигать нескольких миллиметров или даже сантиметров на расстояниях до тысяч километров от эпицентра [8].

В передаче возмущений от земной поверхности на ионосферные высоты важную роль могут играть акустико-гравитационные волны. Для изучения таких волн широко применяются аналитические методы [12] и численные модели [13–15]. В работах [16, 17] выполнено математическое моделирование передачи энергии сейсмических волн в атмосферу с использованием объединённой системы уравнений Навье–Стокса и уравнений для упругой Земли. Показано, что быстрые сейсмические волны могут создавать волновые возмущения в приземном слое атмосферы.

\* n.gavrilov@spbu.ru

Спектры волновых возмущений, создаваемые сейсмическими волнами, могут содержать компоненты с горизонтальными фазовыми скоростями, превышающими скорость звука в приземной атмосфере, и частотами  $\sigma < N$  (здесь  $N$  — частота Брента—Вяйсяля), которые соответствуют диапазону частот гравитационных волн в атмосфере [18, 19]. Другими источниками таких сверхзвуковых низкочастотных гармоник в атмосфере могут быть, например, солнечный терминатор и суточное перемещение подсолнечной точки, которые движутся со сверхзвуковыми скоростями вдоль широтного круга вблизи экватора.

Волновые возмущения, создаваемые в атмосфере сверхзвуковыми источниками, могут распространяться до больших высот и вызывать возмущения ионосферы. Линейная теория установившихся акустико-гравитационных волн в атмосфере (см., например, [18]) предсказывает существование внутренних и захваченных мод, амплитуды которых экспоненциально растут и убывают с высотой соответственно. Согласно теории [12, 18], для акустических мод  $\sigma > N$ , и они могут быть внутренними при любых значениях горизонтальной фазовой скорости  $c_x$ . Если спектр волновых источников содержит моды на частотах  $\sigma < N$  со скоростями  $c_x$ , превышающими скорость звука в атмосфере, то такие моды должны быть захваченными и их энергия способна только медленно просачиваться на большие высоты вследствие туннельного эффекта [12, 18]. Это может поставить под вопрос эффективность сверхзвуковых низкочастотных гравитационных волновых мод в формировании ионосферных возмущений.

Сравнение линейной теории установившихся акустико-гравитационных волн с расчётами по численной модели нелинейных нестационарных волн в вертикально неоднородной атмосфере [20] показало существенные различия, особенно в начальный период после включения источника на земной поверхности. Поэтому представляется полезным исследовать особенности поведения волновых мод с частотами  $\sigma < N$  с помощью численных экспериментов по распространению в верхние слои атмосферы акустико-гравитационных волн, возбуждаемых нестационарными низкочастотными сверхзвуковыми источниками на земной поверхности.

В представленном исследовании используется численная нелинейная модель высокого разрешения для прямого моделирования распространения гравитационных волновых мод от низкочастотных сверхзвуковых наземных источников в верхние слои атмосферы. Расчёты показывают, что в соответствии с линейной теорией эти волны являются захваченными в нижней и средней атмосфере, но их энергия может передаваться мезомасштабным возмущениям, имеющим более низкие горизонтальные скорости, которые соответствуют вертикально распространяющимся гравитационным волнам и могут создавать перемещающиеся ионосферные возмущения. Это демонстрирует возможный механизм проникновения энергии сверхзвуковых гравитационных волновых мод в верхние слои атмосферы через систему неоднородностей, генерируемых первоначальной волной. Ниже описаны результаты такого численного моделирования.

## 1. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Для численного моделирования в данной работе использована трёхмерная модель высокого разрешения для расчётов распространения нелинейных атмосферных акустико-гравитационных волн, разработанная авторами [21–23]. Модель использует плоскую геометрию и полную систему нелинейных трёхмерных уравнений движения, неразрывности, теплового баланса и состояния идеального газа:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_i v_\alpha)}{\partial x_\alpha} &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} - \rho g \delta_{i3} + \frac{\partial \sigma_{i\alpha}}{\partial x_\alpha}; \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_\alpha)}{\partial x_\alpha} &= 0; \quad \rho c_p \frac{dT}{dt} = \frac{dp}{dt} + \rho \varepsilon, \quad p = \rho RT. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $d/(dt) = \partial/(\partial t) + v_\alpha \partial/(\partial x_\alpha)$ ,  $t$  — время,  $\rho$ ,  $p$ ,  $T$  — плотность, давление и температура атмосферы соответственно,  $g$  — ускорение свободного падения,  $v_\alpha$  — компоненты скорости вдоль координатных осей  $x_\alpha$ ,  $\sigma_{i\alpha}$  — компоненты тензора вязких напряжений,  $i, \alpha = 1, 2, 3$ ,  $R$  — газовая постоянная для воздуха,  $c_p$  — удельная теплоёмкость воздуха при постоянном давлении,  $\varepsilon$  — скорость притока тепла в расчёте на единицу массы, по повторяющимся индексам подразумевается суммирование. В системе (1)  $\sigma_{i\alpha}$  и  $\varepsilon$  содержат напряжения и притоки тепла, создаваемые молекулярной вязкостью и теплопроводностью [21, 22]. После численного интегрирования уравнений (1) вычисляются динамические отклонения от стационарных фоновых значений  $T_0$ ,  $\rho_0$  и  $p_0$ :

$$T' = T - T_0, \quad \rho' = \rho - \rho_0, \quad p' = p - p_0. \quad (2)$$

Модель учитывает нелинейные и диссипативные процессы, сопровождающие распространение акустико-гравитационных волн. В частности, она позволяет рассмотреть такие сложные явления, как формирование ударных волн, неустойчивость и разрушение акустико-гравитационных волн, а также генерация турбулентности. Она обеспечивает самосогласованное описание волновых процессов и учитывает изменения фоновых атмосферных параметров из-за передачи импульса и энергии диссипирующих акустико-гравитационных волн атмосфере. Вертикальный профиль фоновой температуры  $T_0(z)$  задаётся согласно стандартной полуэмпирической модели атмосферы MSISE [24]. Молекулярная динамическая вязкость аппроксимируется формулой Сезерленда [22]. Модель также учитывает вертикальные профили фоновой турбулентной вязкости и теплопроводности с максимумами  $10 \text{ м}^2/\text{с}$  вблизи земной поверхности и на высоте 100 км и минимумами  $0,1 \text{ м}^2/\text{с}$  в стратосфере [21, 22].

На верхней границе  $z = h$  имеем [25]

$$\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{z=h} = 0, \quad \left(\frac{\partial v_1}{\partial z}\right)_{z=h} = 0, \quad \left(\frac{\partial v_2}{\partial z}\right)_{z=h} = 0, \quad (w)_{z=h} = 0, \quad (3)$$

где индексы 1, 2 соответствуют горизонтальным направлениям,  $w = v_3$  — вертикальная компонента скорости. Такие граничные условия могут обусловить отражение волн, идущих снизу, поэтому верхний уровень  $h$  в модели следует задавать на достаточно большой высоте, где диссипация волн достаточно высока для ослабления падающих и отражённых волновых мод. В описываемых расчётах  $h = 600$  км. Контрольные расчёты с понижением верхней границы до  $h = 500$  км дали практически такие же значения волновых полей на высотах  $z < 350 \div 400$  км.

Нижние граничные условия на поверхности Земли заданы в виде

$$(T')_{z=0} = 0, \quad (v_1)_{z=0} = 0, \quad (v_2)_{z=0} = 0, \quad (w)_{z=0} = W_0 \cos(\sigma t - \mathbf{k}\mathbf{r}). \quad (4)$$

Последнее соотношение для вертикальной скорости задаёт источник волн в рассматриваемой модели, при этом  $\sigma$  — угловая частота,  $\mathbf{r} = (x_1, x_2)$  — радиус-вектор в горизонтальной плоскости,  $\mathbf{k} = (k_1, k_2)$  — горизонтальный волновой вектор,  $k_1$  и  $k_2$  — волновые числа вдоль горизонтальных осей  $x_1$  и  $x_2$  соответственно,  $W_0$  — амплитуда анализируемой моды на земной поверхности. Такие плоские волны могут представлять спектральные составляющие сейсмических волн [12] и тропосферных динамических процессов, действие которых может быть описано вариациями эффективных вертикальных скоростей [21, 22]. Вдоль горизонтальных осей  $x_1$  и  $x_2$  предполагается периодичность волновых полей:

$$f(x_1, x_2, z, t) = f(x_1 + L_1, x_2 + L_2, z, t), \quad (5)$$

где  $f$  обозначает любую из рассчитываемых гидродинамических переменных,  $L_1 = n_1 \lambda_1$  и  $L_2 = n_2 \lambda_2$  — горизонтальные размеры области интегрирования,  $n_1$  и  $n_2$  — целые числа,  $\lambda_1 = 2\pi/k_1$  и  $\lambda_2 = 2\pi/k_2$  — длины волн вдоль осей  $x_1$  и  $x_2$  соответственно.

В данном исследовании волновой источник (4) активируется в момент  $t = 0$  и далее его амплитуда не изменяется. Следует ожидать, что в такой постановке задачи при малой амплитуде источника численное решение в нижней и средней атмосфере при увеличении времени  $t$  должно стремиться к решениям для установившихся плоских акустико-гравитационных волн, даваемым традиционной линейной теорией [12, 18]. Сравнение, проведённое в работе [20], показало хорошее совпадение отношений амплитуд различных моделируемых волновых полей с поляризационными соотношениями линейной теории акустико-гравитационных волн [18] при больших  $t$  на высотах до 100 км в случае горизонтальных фазовых скоростей волнового возбуждения (4), меньших скорости звука. В данной работе исследуются особенности волновых полей в атмосфере при горизонтальных фазовых скоростях возбуждения (4), превосходящих скорость звука в атмосфере.

Преыдушие модельные расчёты [22, 23, 26] показали, что резкое включение поверхностного источника плоских волн (4) в момент  $t = 0$  создаёт первоначальный импульс акустико-гравитационных волн, который за  $5 \div 10$  мин достигает высот  $100 \div 200$  км и больше. Для регулирования скорости активации источника в описываемом моделировании поверхностная вертикальная скорость (4) домножается на функцию

$$s(t) = \begin{cases} \exp[-(t - t_0)^2/d^2], & t \leq t_0 \\ 1, & t > t_0 \end{cases}, \quad (6)$$

где  $t_0$  и  $d$  — постоянные.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Описываемое численное моделирование начинается от невозмущённого стационарного состояния атмосферы при отсутствии ветра и с фоновым профилем температуры согласно модели MSISE [24] для января (см. рис. 1 в работах [21, 22]). Это делает возможным прямые сопоставления результатов данного моделирования с предыдущими для случаев дозвуковых фазовых скоростей волн, возбуждаемых на земной поверхности. Максимальный и минимальный периоды Брента—Вяйсяля  $\tau_N = 2\pi/N$  для используемого профиля температуры составляют около 690 и 220 с на высотах  $550 \div 600$  и 116 км соответственно. Минимальные и максимальные значения скорости звука равны 270 и 950 м/с на высотах 90 и  $500 \div 600$  км соответственно.

Источником волн в модели [22, 23] служат волновые вариации вертикальной скорости (4) на земной поверхности. Такие волновые моды при небольших амплитудах и стационарном фоновом состоянии соответствуют предположениям традиционной теории линейных плоских акустико-гравитационных волн [12, 18] и позволяют идентифицировать различия между линейным и нелинейным подходами. Направление горизонтального волнового вектора  $\mathbf{k}$  источника (4) на нижней границе может быть произвольным. Удобно ввести горизонтальную ось  $x$  в направлении вектора  $\mathbf{k}$ , тогда горизонтальная фазовая скорость вдоль этой оси  $c_x = \sigma/k$ . Моделирование выполнено для поверхностного волнового источника (4) с различными амплитудами  $W_0 \approx 0,01 \div 5,00$  мм/с, горизонтальными фазовыми скоростями  $c_x \approx 1 \div 10$  км/с и периодами  $\tau \approx 1\,000 \div 3\,000$  с. Эти значения  $\tau$  и  $c_x$  везде превышают упомянутые выше максимальные значения  $\tau_N$  и скорости звука соответственно. Таким образом, возбуждаемые на поверхности Земли моды должны соответствовать захваченным гравитационным волновым модам, затухающим на всех высотах в соответствии с традиционной теорией акустико-гравитационных волн [12, 18]. Численное моделирование выполнено для случаев быстрой и медленной активации волнового источника (4), соответствующих значениям  $t_0 = 1$  и 1000 с в выражении для сглаживающей функции (6) при  $d = t_0/3$ .

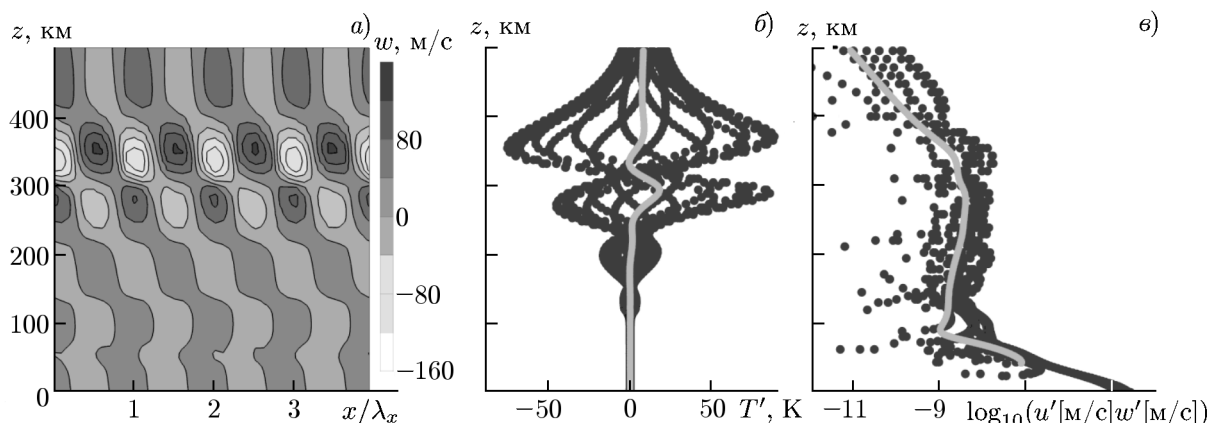


Рис. 1. Распределение вертикальной скорости в плоскости  $xz$  с осью  $x$  вдоль горизонтального волнового вектора  $k$  (а) и вертикальные профили температуры (б) и удельного волнового потока импульса (в,  $u' = u - u_0$ ,  $w' = w - w_0$ ) в момент времени  $t = 0,9\tau$  для 16 равноотстоящих координат  $x_i = i\lambda_x/16$  в пределах одной длины волны поверхностного волнового источника с горизонтальной волновой скоростью  $c_x = 10^3$  м/с, периодом  $\tau = 10^3$  с и  $t_0 = 1$  с. Толстые серые линии показывают значения, усреднённые за период волны

### 2.1. Первоначальный акустический импульс

На рис. 1 показан пример распределений волновых характеристик для  $c_x = 1$  км/с в момент времени  $t = 15$  мин после активации поверхностного источника (1) при  $t_0 = 1$  с в выражении (6). Аналогичные переходные процессы в используемой численной модели для дозвуковых значений горизонтальной фазовой скорости были проанализированы в работах [22, 23, 26]. Фазовые поверхности вертикальной скорости на рис. 1а квазивертикальны и движутся вправо с горизонтальной скоростью  $c_x = 1$  км/с вблизи земной поверхности. На больших высотах частицы воздуха двигаются медленнее, и выше 50 км появляются слои неоднородностей (см. рис. 1а). Границы областей, в которых вертикальные скорости направлены вверх и вниз, образуют структуры, напоминающие фронты эффективных распространяющихся вверх акустических волн, которые доминируют в первоначальном импульсе акустико-гравитационных волн (см. рис. 1а).

Точечные кривые на рис. 1б, в соответствуют мгновенным профилям волновых характеристик в равноудалённых точках вдоль отрезка оси  $x$ , равного длине волны  $\lambda_x$ . Они дают информацию о диапазонах изменений волновых полей на разных высотах. Толстые серые линии на рис. 1б и в соответствуют средним за период волны значениям, которые показывают изменения фоновой температуры и волновой поток горизонтального импульса, создаваемые первоначальным волновым импульсом (см. также работы [22, 23, 26]). Потоки волновой энергии и волнового действия пропорциональны волновому потоку импульса, представленному на рис. 1в (см., например, [27]). Волновой поток импульса на рис. 1в мало изменяется в области высот  $70 \div 300$  км. Это отражает слабую диссипацию эффективной акустической волны, которая может обеспечить заметные температурные возмущения в верхних слоях атмосферы, как показано на рис. 1б.

Анализ распространения акустико-гравитационных волн от источников плоских волн со скоростями  $c_x$ , меньшими скорости звука на поверхности Земли [23, 26], показал, что после рассеяния первоначального акустического импульса более медленные моды внутренних гравитационных волн распространяются в верхние слои атмосферы. При этом переход к установившемуся волновому режиму занимает время порядка  $5 \div 10$  периодов  $\tau$  волнового источника. Особенностью рассматриваемого возбуждения акустико-гравитационных волн сверхзвуковыми источниками яв-

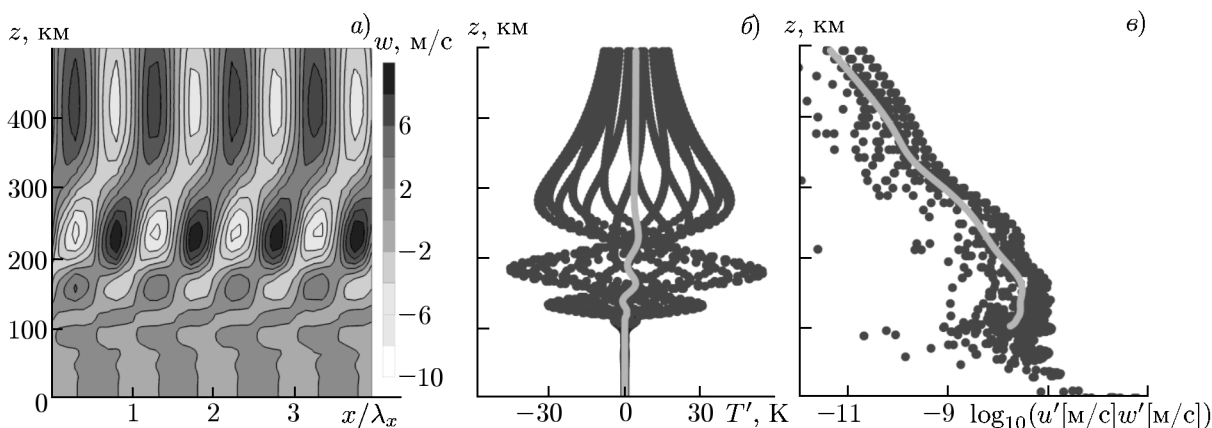


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для момент времени  $t = 15\tau$

ляется более длительный интервал установления колебаний в средней и верхней атмосфере (до сотен  $\tau$ ), во время которого могут возникать затухающие автоколебания.

### 2.2. Проникновение энергии сверхзвуковых мод

На рис. 2 показаны те же характеристики, что и на рис. 1, но в более поздний момент времени  $t \approx 4$  ч. На малых высотах на рис. 2a видны квазивертикальные поверхности постоянной фазы, которые могут соответствовать захваченным волновым модам, перемещающимся вправо со скоростью  $c_x = 1$  км/с. На высотах, превышающих 50 км, на рис. 2a видны неоднородности, аналогичные рис. 1a. Однако границы областей восходящих и нисходящих перемещений частиц воздуха на высотах, меньших 200 км, на рис. 2a формируют эффективные волновые фронты, которые перемещаются вниз и имеют наклон к горизонту, противоположный фронтам на рис. 1a. Из-за противоположности знаков вертикальных компонент фазовой и групповой скоростей [18] перемещающиеся вниз наклонные фронты с  $\tau > \tau_N$  могут соответствовать эффективным внутренним гравитационным волновым модам, энергия которых распространяется вверх.

На высотах 100÷200 км волновые фронты на рис. 2a имеют эффективную вертикальную длину волны  $\lambda_z \approx 80$  км. Согласно дисперсионному уравнению традиционной теории акустико-гравитационных волн [18], это значение  $\lambda_z$  соответствует эффективной горизонтальной фазовой скорости  $c_x \approx 260$  м/с. Анализ перемещений неоднородностей на высотах 200÷500 км на анимационных видеозаписях результатов численного моделирования даёт аналогичные значения  $c_x \approx 200\div 280$  м/с. Таким образом, наклонные волнообразные фронты на рис. 2a могут соответствовать медленным внутренним гравитационным волновым модам в средних и верхних слоях атмосферы, вызванным сверхзвуковыми возмущениями на земной поверхности.

Измерения на радарх МСТ (мезосфера—стратосфера—тропосфера) [28] и спутниках GPS [29, 30] показывают частое появление ионосферных возмущений на высотах 250÷350 км, перемещающихся со скоростями 200÷300 м/с и имеющих периоды вплоть до нескольких часов, которые согласуются с указанными выше модельными значениями. Рисунок 2в представляет вертикальный волновой поток горизонтального импульса. Он показывает слабую диссипацию волн на высотах ниже 150 км и их затухание выше. Волновые возмущения температуры на рис. 2б на больших высотах сопоставимы с рис. 1б.

Рисунок 3 демонстрирует изменения во времени среднеквадратичных значений (дисперсий) вариаций волновых полей на горизонтальных плоскостях, расположенных на разных высотах.

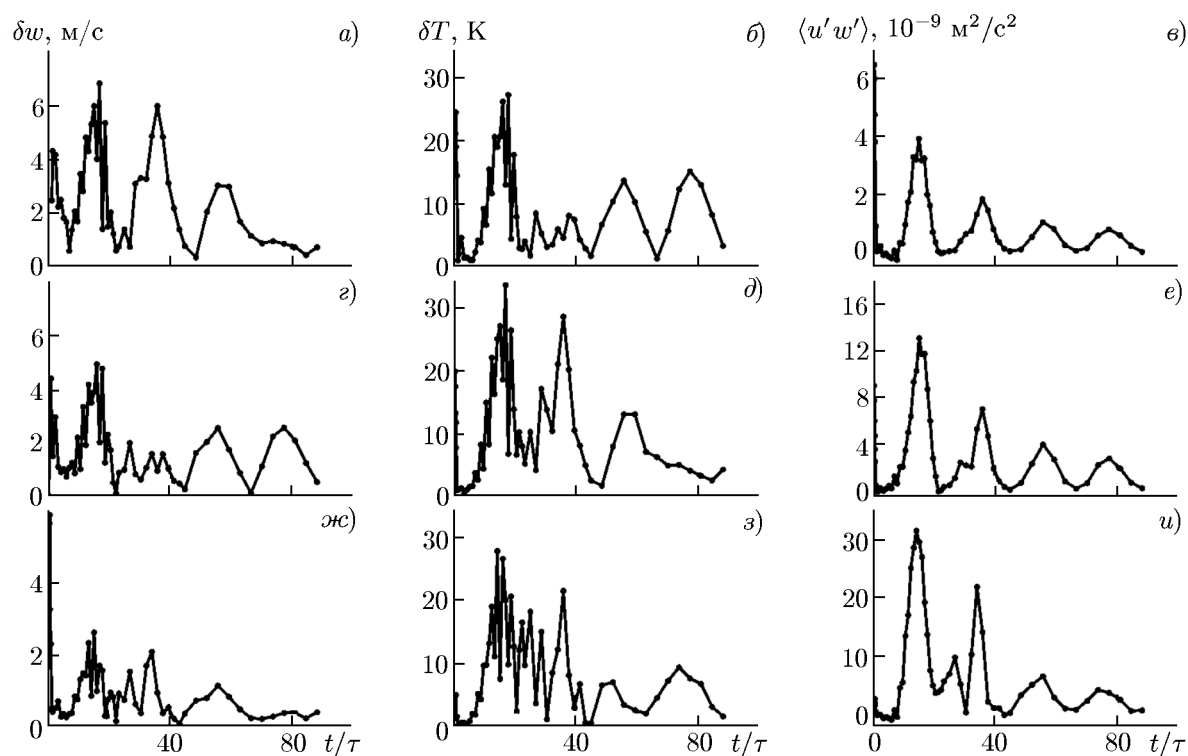


Рис. 3. Временные вариации дисперсий вертикальной скорости (а, г, ж) и температуры (б, д, з), а также волнового потока импульса (в, е, у) на высотах 250 км (а, б, в), 200 км (г, д, е) и 150 км (ж, з, у)

Для квазисинусоидальных волн (4) эти дисперсии пропорциональны соответствующим волновым амплитудам. На рис. 3 приведены также временные изменения волновых потоков импульса на разных высотах в верхних слоях атмосферы. Временная шкала на нём дана в единицах периода волнового источника  $\tau = 10^3$  с. Такие масштабы времени значительно превосходят время распространения волновых возмущений между различными высотами. Поэтому основные максимумы и минимумы волновых амплитуд и потоков импульса на рис. 3 имеют место практически одновременно на всех высотах и отражают изменения условий распространения акустико-гравитационных волн во всей толще атмосферы. В отличие от случая дозвуковых скоростей волнового возбуждения [23, 26], когда волновые характеристики достигают установившегося режима при  $t > 10\tau$ , кривые на рис. 3 имеют существенные колебания на более длинном интервале до нескольких десятков периодов волнового источника.

Рисунок 2 соответствует моменту первого максимума волнового потока импульса при  $t \approx 15\tau$  на рис. 3в, е, у, когда эффективные волнообразные структуры неоднородностей хорошо организованы и синхронизированы. Различия в скоростях движения неоднородностей на разных высотах могут нарушать эту синхронизацию. Рисунок 4 аналогичен рис. 2, но для  $t \approx 22\tau$ , когда волновой поток импульса имеет минимум на рис. 3в, е, у. Можно видеть более случайное распределение возмущений на рис. 4а, по сравнению с рис. 2а. Области восходящих и нисходящих движений частиц воздуха на рис. 4а часто прерываются, что создаёт препятствия для распространения волновой энергии и импульса в средние и верхние слои атмосферы. Поэтому волновой поток импульса на рис. 4в имеет меньшие порядки величины, чем на рис. 2в. Амплитуды возмущений температур на рис. 4б также меньше, чем на рис. 2б, особенно на больших высотах. Последовательные синхронизации и десинхронизации вертикального и горизонтального распределения неоднородностей (аналогичные рис. 2а и 4а) могут приводить к изменениям пропускающей способности индуциро-

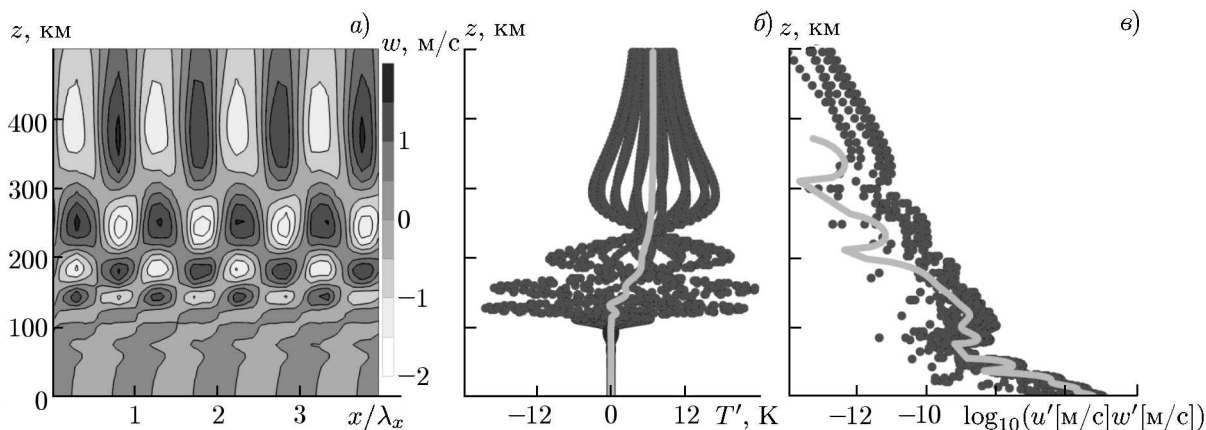


Рис. 4. То же, что на рис. 1, для момента времени  $t = 22\tau$

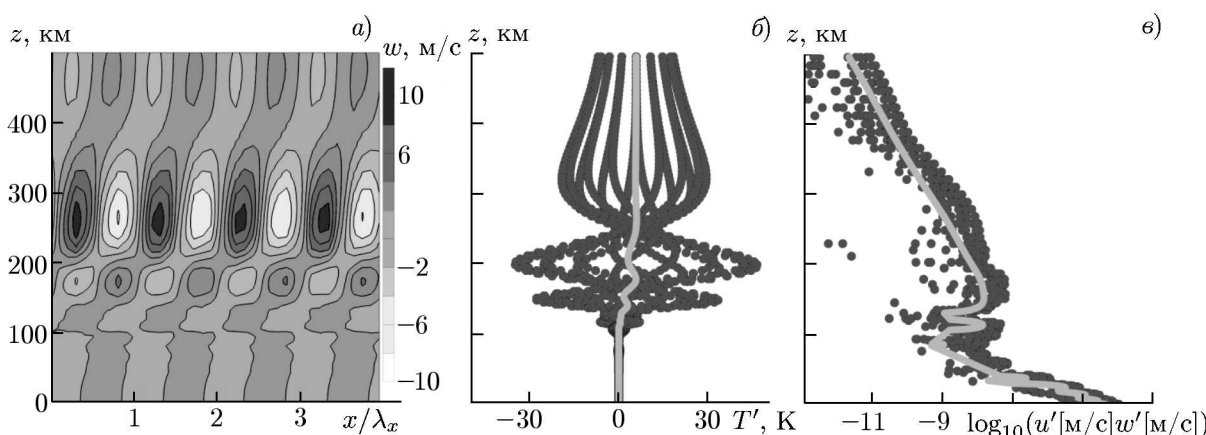


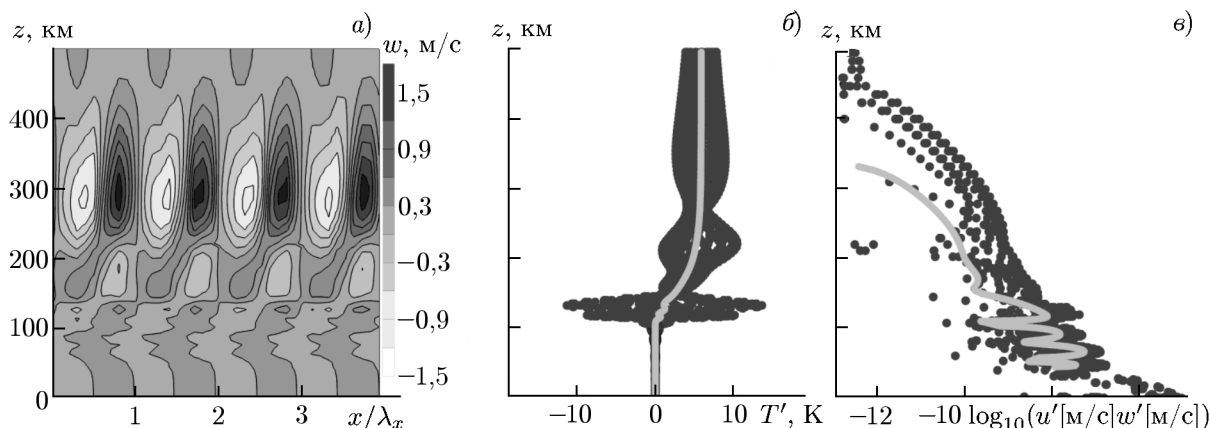
Рис. 5. То же, что на рис. 1, для момента времени  $t = 36\tau$

ванной первичной волной системы возмущений в средних слоях атмосферы для распространения волновой энергии и к временным вариациям волновых амплитуд и потока импульса на рис. 3.

Волны, распространяющиеся в атмосфере, формируют области восходящих и нисходящих движений, показанных на рис. 5а и 6а в разные моменты модельного времени, соответствующие второму и последующим максимумам и минимумам волнового потока импульса на рис. 3в. Эти области движутся на всех высотах, и их горизонтальная фазовая скорость около земной поверхности ( $c_x = 1$  км/с) в несколько раз выше, чем скорость движения возмущений в средней и верхней атмосфере. Анимация результатов моделирования, изображённых на на панелях а рис. 1–6, показывает непрерывное пересоединение областей восходящих и нисходящих движений на высотах  $50 \div 100$  км. Эти повторяющиеся пересоединения обеспечивают непрерывный вертикальный поток импульса через систему волнообразных неоднородностей в средней атмосфере от сверхзвукового приземного возбуждения и способствуют непрерывной генерации новых неоднородностей.

Численное моделирование для более высоких скоростей поверхностной вынуждающей волны в (4) (до  $c_x = 10$  км/с) при фиксированных периоде и амплитуде возбуждения даёт результаты, аналогичные представленным на рис. 1–6, с меньшими значениями волновых амплитуд и потоков импульса в средней и верхней атмосфере. Следовательно, моделируемое проникновение энергии сверхзвуковых волн на частотах гравитационных волн становится менее эффективным при увеличении горизонтальной фазовой скорости волнового источника.



Рис. 6. То же, что на рис. 1, для момента времени  $t = 45\tau$ 

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Теория линейных стационарных волн в плоской недиссипативной атмосфере предсказывает, что акустико-гравитационные волны являются вертикально распространяющимися (квадрат вертикального волнового числа  $m^2 > 0$ ) на периодах  $\tau < \tau_a = 2\pi/\omega_a$  и  $\tau > \tau_N = 2\pi/N$  для акустических и внутренних гравитационных волновых мод соответственно, где  $\omega_a$  — минимальная возможная частота акустических волн [12, 18]. Кроме того, распространяющиеся внутренние гравитационные волны с  $m^2 > 0$  должны иметь горизонтальную фазовую скорость  $c_x < c_{\max} \approx 280$  м/с. При  $c_x > c_{\max}$  гравитационные волновые моды становятся захваченными с  $m^2 < 0$ , причём их фазы постоянны, а амплитуды экспоненциально убывают в вертикальном направлении [12, 18]. В изотермических условиях вблизи земной поверхности  $\tau_a \approx 300$  с,  $\tau_N \approx 330$  с и  $c_{\max} \approx 280$  м/с. Таким образом, рассмотренные выше приземные сверхзвуковые волновые источники с  $\tau = 10^3$  с и  $c_x > 1$  км/с должны генерировать захваченные гравитационные волновые моды, которые, согласно традиционной волновой теории, экспоненциально затухают с высотой.

Результаты численного моделирования с использованием нелинейной волновой модели, представленные на рис. 1–6, показывают, что на больших высотах воздушные частицы не успевают следовать сверхзвуковой фазовой скорости и первоначальная волна генерирует неоднородности, движущие с меньшими скоростями. Неоднородности могут группироваться и образовывать наклонные волнообразные фронты, движущиеся вертикально, аналогично эффективным внутренним гравитационным волновым модам, распространяющимся со скоростями  $c_x < c_{\max}$ . Относительные перемещения неоднородностей могут нарушать эту синхронизацию и изменять «прозрачность» средней атмосферы для распространения волновой энергии снизу. Вследствие этого волновые потоки энергии и импульса в верхних слоях атмосферы могут испытывать квазипериодические изменения.

Результаты моделирования, показанные на рис. 1–6, получены для быстрой активации поверхностного волнового источника за время  $t_0 = 1$  с в уравнение (6). Моделирование для более медленной активации волнового источника с  $t_0 = 10^3$  с выявляет временные колебания параметров волн, аналогичные рис. 3, но с меньшей интенсивностью нерегулярных возмущений. Таким образом, часть мелкомасштабных возмущений, видимых на рис. 1, 2 и 4, может образовываться во время первоначального переходного импульса акустико-гравитационных волн. Выше указано, что при дозвуковой скорости волнового источника эти первоначальные возмущения быстро диссипируются и при  $t > 10\tau$  волновой процесс становится квазистационарным [23, 26]. В случае

сверхзвукового волнового источника возмущения, возникшие на начальном этапе, могут получать подпитку импульсом и энергией от возбуждаемой на поверхности волны и существовать в течение интервалов времени до десятков и сотен периодов волнового источника.

Авторы работы [31] проанализировали поведение групповой скорости и потоков энергии акустико-гравитационных волн в верхних слоях атмосферы. Они обнаружили увеличенное отражение волн на высотах максимума частоты Брента–Вайсяля 110–120 км (см. выше). Наше численное моделирование демонстрирует частое появление в этой области высот движущихся вниз неоднородностей. Дополнительным источником возмущений могут быть нелинейные взаимодействия в верхних слоях атмосферы. Мезомасштабные волновые моды, отражённые и генерируемые на больших высотах [31], могут распространяться вниз, возмущать нижнюю атмосферу и способствовать дальнейшей генерации мезомасштабных неоднородностей.

Приведённые результаты численного моделирования заполняют пробел в теории атмосферных акустико-гравитационных волн и показывают, каким образом энергия низкочастотных мод гравитационных волн со сверхзвуковыми горизонтальными фазовыми скоростями может проникать в верхние слои атмосферы через систему неоднородностей, созданных первоначальной волной. Такой механизм проникновения волновой энергии может превратить сверхзвуковые захваченные волновые моды, возбуждаемые вблизи земной поверхности, в вертикально распространяющиеся на больших высотах внутренние гравитационные волны.

Использованная численная модель акустико-гравитационных волн в атмосфере свободно доступна для онлайн моделирования [32]. Консультации по работе с программой можно получить по запросу у авторов.

Авторы благодарны Г. М. Шведу за полезные предложения. Усовершенствования компьютерного кода были выполнены при поддержке Министерства образования и науки РФ (проект 3.1127.2014/К). Численное моделирование акустико-гравитационных волн проведено при поддержке РФФИ (проект 17–05–00458).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Xia Y. J., Liu Y. T., Cui X., et al. // *J. Asian Earth Sci.* 2011. V. 41, No. 4. P. 434.
2. Komjathy A., Galvan D. A., Stephens P., et al. // *Earth Planets Space.* 2012. V. 64, No. 12. P. 1 287.
3. Zettergren M. D., Snively J. B. // *Geophys. Res. Lett.* 2013. V. 40, No. 20. P. 5 345.
4. Zettergren M. D., Snively J. B. // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2015. V. 120, No. 9. P. 8 002.
5. Pulinets S., Boyarchuk K. *Ionospheric precursors of earthquakes.* Berlin: Springer, 2004. 315 p.
6. Hayakawa M. *Earthquake Prediction with Radio Techniques.* Singapore: Wiley and Sons, 2015. 294 p.
7. Telford W. M., Geldart L. P., Sheriff R. E. // *Appl. Geophys.* Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1990. 770 p.
8. Lognonné P., Garcia R., Crespon F. // *Europhys. News.* 2006. V. 37, No. 4. P. 11.
9. Rozhnoi A., Solovieva M., Molchanov O., et al. // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 2007. V. 7, No. 5. P. 625.
10. Гармаш Е. М., Линьков Е. М., Петрова Л. Н., Швед Г. М. // *Изв. РАН, ФАО.* 1989. Т. 25, No. 11. С. 1 290.
11. Линьков Е. М., Петрова Л. Н., Осипов К. С. // *Докл. РАН.* 1990. V. 313. С. 239.
12. Голицын Г. С., Кляцкин В. И. // *Изв. АН СССР, ФАО.* 1967. Т. 3, № 10. С. 1 044.
13. Ахмедов Р. Р., Куницын В. Е. // *Вестник Моск. ун-та. Сер. физика и астрономия.* 2003. Т. 58, № 3. С. 38.

14. Ахмедов Р. Р., Куницын В. Е. // Геомagnetизм и аэрономия. 2004. Т. 44, № 1. С. 105.
15. Куницын В. Е., Сураев С. Н., Ахмедов Р. Р. // Вестник Моск. ун-та, сер. физика и астрономия. 2007. Т. 62, № 2. С. 59.
16. Михайленко Б. Г., Решетова Г. В. // Геология и геофизика. 2006. Т. 47, № 5. С. 547.
17. Михайленко Б. Г., Решетова Г. В. // Сиб. журн. вычисл. матем. 2006. Т. 9, № 1. С. 37.
18. Госсард Э. Э., Хук У. Х. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978. 532 с.
19. Григорьев Г. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 1. С. 3.
20. Gavrilov N. M., Kshevetskii S. P., Koval A. V. // Geosci. Model Dev. 2015. V. 8, No. 6. P. 1831.
21. Гаврилов Н. М., Кшевецкий С. П. // Химическая физика. 2013. V. 32, No. 12. P. 65.
22. Гаврилов Н. М., Кшевецкий С. П. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50, № 1. С. 76.
23. Gavrilov N. M., Kshevetskii S. P. // Earth Planets Space. 2014. V. 66, No. 1. P. 88.
24. Hedin A. E. // J. Geophys. Res. 1991. V. 96, No. A2. P. 1159.
25. Курдяева Ю. А., Кшевецкий С. П., Гаврилов Н. М., Голикова Е. В. // Сиб. журн. вычисл. матем. 2017. Т. 20, № 4. С. 391.
26. Gavrilov N. M., Kshevetskii S. P. // Adv. Space Res. 2015. V. 55, No. 9. P. 1833.
27. Gavrilov N. M. // Ann. Geophys. 1997. V. 15, No. 12. P. 1570.
28. Takami T., Fukao S., Oliver W. L., et al. // J. Atmos. Terr. Phys. 1991. V. 53, No. 8. P. 773.
29. Ding F., Wan W., Liu L., et al. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113, No. A3. Art. no. A00A01.
30. Vadas S., Crowley G. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115, No. A7. Art. no. A07324.
31. Walterscheid R. L., Hickey M. P. // J. Geophys. Res. 2011. V. 116, No. 012. Art. no. D12101.
32. <http://atmos.kantiana.ru/>.

Поступила в редакцию 20 декабря 2017 г.; принята в печать 27 апреля 2018 г.

## FEATURES OF THE SUPERSONIC GRAVITY WAVE PENETRATION FROM THE EARTH'S SURFACE TO THE UPPER ATMOSPHERE

*N. M. Gavrilov and S. P. Kshevetsky*

Using a high-resolution numerical model, we simulate the gravity wave (GW) modes having supersonic horizontal phase velocities on the Earth's surface and propagating to the upper atmosphere. Such GWs can be produced, for example, by low-frequency spectral components of the seismic waves propagating over the Earth's crust surface with horizontal velocities of up to a few kilometers per second. According to the linear theory, GW modes with so high horizontal velocities should be trapped, with their amplitudes exponentially decreasing with the altitude. Numerical experiments with a non-linear wave model showed that the initial acoustic-gravity wave pulse occurring when a non-stationary ground wave source is "switched on" can create a system of relatively slow moving mesoscale irregularities at altitudes from the Earth's surface to the upper atmosphere. The trapped GW modes excited by a supersonic surface source may feed this system of irregularities with energy and ensure its existence within time intervals of up to tens of wave periods. The irregularities can form undulatory inclined wave fronts, similar to effective upward propagating GWs. Thus, the supersonic trapped modes excited on the Earth's surface can create atmospheric internal GWs having subsonic horizontal phase velocities and spreading to high altitudes.