

УДК 551.511.3;551.511.31;551.558.21

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ МЕЗОМАСШТАБНЫХ СТАЦИОНАРНЫХ ОРОГРАФИЧЕСКИХ ВОЛН ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В ЧИСЛЕННЫХ МОДЕЛЯХ ДИНАМИКИ АТМОСФЕРЫ

© 2013 г. Н. М. Гаврилов, А. В. Коваль

Санкт-Петербургский государственный университет
198504 Санкт-Петербург Петергоф, ул. Ульяновская, 1
E-mails: gavrilov@pobox.spbu.ru, koval_spbu@mail.ru

Поступила в редакцию 13.12.2011 г., после доработки 29.05.2012 г.

Получены поляризационные соотношения для мезомасштабных стационарных орографических волн (МСОВ) и формулы для расчета суммарного вертикального потока волновой энергии, а также вертикального профиля амплитуды колебаний горизонтальной скорости с учетом вращения атмосферы. Получены выражения для полного волнового потока тепла, ускорений среднего потока и притоков тепла, создаваемых МСОВ. Выполнены расчеты характеристик МСОВ, распространяющихся в атмосфере от поверхности Земли до высот нижней термосферы. Показано, что МСОВ могут оказывать существенное воздействие на циркуляцию и тепловой режим средней и верхней атмосферы.

Ключевые слова: динамика атмосферы, мезомасштабные волны, орография, волновое ускорение, приток тепла, параметризация.

DOI: 10.7868/S0002351513030061

1. ВВЕДЕНИЕ

Внутренние гравитационные волны (ВГВ) играют важную роль в формировании общей циркуляции, температурного режима, и состава средней и верхней атмосферы. В последнее время в связи с численным моделированием общей циркуляции атмосферы возрос интерес к изучению ускорений среднего потока и притоков тепла, создаваемых ВГВ. Интерпретация наблюдений внутренних гравитационных волн и включение эффектов ВГВ в численные атмосферные модели требует развития простых численных схем, которые обеспечивают удовлетворительное описание волновых колебаний за минимальное компьютерное время.

Одним из важных источников ВГВ является топография земной поверхности. Набегающий атмосферный поток взаимодействует с неоднородностями рельефа, в результате могут возникать мезомасштабные стационарные орографические волны (МСОВ). С помощью различных методов квазистационарные орографические волны наблюдались в тропосфере (например, [1, 2]) и в стратосфере [3–5]. На изображениях структуры ночных свечений на высотах 80–100 км в Аргентине [6] были обнаружены стационарные волновые структуры с горизонтальными длинами около 36 км, ориентированные параллельно горной системе Анд и имеющие свойства гравитационных

волн орографического происхождения, которые распространяются в верхнюю атмосферу.

Орографические волны и их возможное воздействие на тепловой режим и динамику мезосферы и нижней термосферы широко исследовались российскими учеными в районах Уральских гор [7–9] и над Кавказским хребтом [10, 11]. Эти экспериментальные данные свидетельствуют о существовании над горными системами на высотах 80–90 км квазистационарных возмущений температуры с амплитудами ~10 К. В [12] сделаны оценки пространственного распределения потоков энергии орографических волн в область мезопаузы над подветренной стороной горного хребта. В среднем потоки волновой энергии по оценкам авторов [12] составляют ~3 мВт/м². В [13–16] обсуждалась возможность влияния орографических волн на циркуляцию и тепловой режим средней атмосферы. В [17] по данным низкоорбитальных GPS спутников выполнен анализ мезомасштабной изменчивости температуры в тропосфере и продемонстрировано ее увеличение над горными системами.

Разработано несколько параметризаций МСОВ, например [18, 19], однако эти параметризации учитывают не все детали процессов распространения и воздействия волн в атмосфере. В [18] основное внимание уделено параметризации рельефа зем-

ной поверхности и оценке параметров МСОВ вблизи их источников, а параметры волн на больших высотах не рассматриваются. В [19] не учитывается диссипация МСОВ в атмосфере. Это упрощение допустимо при расчетах вертикальных профилей МСОВ в тропосфере, но с увеличением высоты диссипация волновой энергии становится существенной. Кроме того, ряд параметризаций не рассчитывает вертикальные профили притоков тепла и волновые ускорения, вызванные МСОВ, корректные формулы для расчета которых можно получить только при учете вращения атмосферы.

В данном исследовании разработана параметризация МСОВ, распространяющихся в атмосфере от поверхности Земли, уточнены поляризационные соотношения для МСОВ и получены формулы для расчета суммарного вертикального потока волновой энергии и амплитуды колебаний горизонтальной скорости, которые учитывают вращение атмосферы.

2. ДИНАМИЧЕСКОЕ И ТЕПЛОВОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ОРОГРАФИЧЕСКИХ ВОЛН

Согласно теории стационарных мезомасштабных возмущений, возникающих при обтекании гор набегающим атмосферным течением, эти возмущения можно отнести к ВГВ с частотами $\sigma = 0$. При распространении ВГВ в неоднородной вращающейся атмосфере с диссипацией возникает обмен энергией между средним потоком и волнами, а также нагрев атмосферы вследствие диссипации энергии ВГВ. Согласно [20], уравнение баланса волновой энергии в случае стационарности и горизонтальной однородности средних за период волны величин можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_E}{\partial z} &= -\bar{\rho} D - \overline{\rho v_\alpha a_{w\alpha}}, \\ a_{w\alpha} &= -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial (\bar{\rho} \overline{v'_\alpha w'})}{\partial z}, \\ F_E &= \overline{p' w'} + \overline{\rho v'_\alpha \overline{v'_\alpha w'}} - \overline{(\sigma'_{z\beta} + \tau'_{z\beta}) v'_\beta}, \end{aligned} \quad (1)$$

где p , ρ – атмосферные давление и плотность, соответственно; v_α и w – компоненты скорости вдоль горизонтальных осей x_α и вертикальной оси z соответственно; по повторяющимся греческим индексам производится суммирование; F_E – суммарный перенос волновой энергии, складывающийся из потока волновой энергии и ее переноса средним движением, турбулентной и молекулярной диффузией; D – скорость диссипации волновой энергии; $a_{w\alpha}$ – компоненты волнового ускорения среднего потока, входящие в уравнение для горизонтальной компоненты средней скорости; $\sigma_{\sigma\beta}$ и $\tau_{\alpha\beta}$ – тензоры молекулярных и турбулентных вязких напряжений соответственно; горизон-

тальные черточки сверху обозначают усреднение по периоду волны, а штрихи – волновые компоненты соответствующих величин.

В правой части первого уравнения в (1) находятся слагаемые, описывающие скорость диссипации волновой энергии и работу сил нелинейного взаимодействия между волной и средним потоком, которая зависит от скорости среднего потока и волнового ускорения. Для правильного описания энергетики рассматриваемых динамических процессов важно знать соотношение между указанными источниками и стоками волновой энергии. В [20] показано, что при наличии вертикального градиента среднего ветра можно получить аналитические соотношения, связывающие скорость диссипации волновой энергии и волновые ускорения. Эти соотношения положены в основу настоящего исследования.

При рассмотрении распространения плоских монохроматических волновых составляющих удобно одну горизонтальную ось ξ направить вдоль горизонтального волнового вектора \mathbf{k} , а вторую ось η перпендикулярно \mathbf{k} . Для компоненты волнового ускорения, создаваемого плоской ВГВ вдоль оси ξ , в стационарной горизонтально однородной модели для изменяющегося с высотой среднего ветра ($\partial \bar{v}_\xi / \partial z \neq 0$) в [20] получена формула

$$\begin{aligned} a_{w\xi} &= \frac{k}{\sigma - k \bar{v}_\xi} \left\{ D - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[(\sigma_{z\beta} + \tau_{z\beta}) v'_\beta - \left(\frac{\partial \bar{v}_\xi}{\partial z} \right)^{-1} \times \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \left(\frac{p'}{\rho} + v'_\xi \left(\bar{v}_\xi - \frac{\sigma}{k} \right) \right) \frac{\partial (\sigma_{\alpha\xi} + \tau_{\alpha\xi})}{\partial x_\alpha} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

а полная скорость теплового воздействия за счет диссипации и переноса энергии ВГВ описывается выражением:

$$\varepsilon_w = D + \bar{v}_\xi a_{w\xi} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{(\gamma - 1) \bar{\rho} \bar{T}}{gB} (\varepsilon'_t + \varepsilon'_m + \varepsilon'_r) s' \right], \quad (3)$$

где $B = (\gamma - 1) + g^{-1} \partial c^2 / \partial z$ – параметр статической устойчивости атмосферы, $\gamma = c_p / c_v$ – отношение теплоемкостей, T – температура, g – гравитационное ускорение, ε'_t , ε'_m , ε'_r – волновые компоненты притоков тепла за счет турбулентной и молекулярной вязкости и радиационного теплообмена соответственно, s' – волновая компонента энтропии, c – скорость звука. Пользуясь стандартной теорией атмосферных волн в плоской вращающейся атмосфере (см., например, [21]), можно получить поляризационные соотношения для стационарных гравитационных волн с частотой $\sigma = 0$ и достаточно большими вертикальными и горизонтальными волновыми числами $|m| \gg 1/(2H)$ и $k^2 \gg f^2/c_s^2$ (где H – высота однородной атмосферы).

ры, c_s – скорость звука, f – параметр кориолиса). Эти поляризационные соотношения можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} U &= -k^2 \bar{v}_\xi c_s^2 m X; & V &= i f k c_s^2 m X; & W &= \bar{v}_\xi k^3 c_s^2 X; \\ R &= [(k^2 \bar{v}_\xi^2 - f^2) m + i k^2 c_s^2 N^2 / g] X; \\ P &= \gamma c_s (k^2 \bar{v}_\xi^2 - f^2) m X; \\ \Theta &= [(\gamma - 1)(k^2 \bar{v}_\xi^2 - f^2) m - i k^2 c_s^2 N^2 / g] X, \end{aligned} \quad (4)$$

где U, V, W – амплитуды колебаний компонент скорости вдоль осей ξ, η и z ; R, P, Θ – амплитуды относительных вариаций плотности, давления и температуры соответственно; X – произвольная константа. Сравнение первых двух формул (4) показывают, что для волновых составляющих с $|k| \gg f/|\bar{v}_\xi|$ амплитуда колебаний скорости U вдоль оси ξ параллельной волновому вектору \mathbf{k} намного превосходит амплитуду колебаний скорости в перпендикулярном направлении V и эту “поперечную” компоненту скорости можно не учитывать. Используя (4) и соотношения для $\sigma_{\alpha\beta}, \epsilon_r + \epsilon_m$ и ϵ_r из [20], из (1) и (3) можно получить следующие выражения для суммарного переноса волновой энергии, волнового ускорения вдоль оси ξ и полной скорости теплового воздействия, создаваемых стационарными волнами:

$$\begin{aligned} F_E &= \left(-\frac{\bar{\rho} f^2 U^2}{2 m k \bar{v}_\xi} \right); & m^2 &= \frac{N^2}{\bar{v}_\xi^2} \left(1 - \frac{f^2}{k^2 \bar{v}_\xi^2} \right)^{-1}. \\ a_{w\xi} &= -\frac{m^2 U^2}{2 \bar{v}_\xi} (v + K_z) \left(1 + \frac{1}{(\gamma - 1) \text{Pr}} \right), \\ \epsilon_w &= (v + K_z) \delta m^2 U^2, & \delta &= \frac{f^2}{k^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \bar{v}_\xi^2}{\partial z} \right)^{-1}, \end{aligned} \quad (5)$$

где v и K_z – кинематические коэффициенты молекулярной и турбулентной вязкости соответственно, Pr – эффективное число Прандтля, равное отношению суммарных коэффициентов молекулярной и турбулентной вязкости и теплопроводности. При выводе выражения для ϵ_w в (5) учтено, что после подстановки (2) в (3) для стационарных волн величина D сокращается и выделено главное слагаемое оставшихся дивергентных составляющих. Из последних двух соотношений (5) видно, что в предлагаемой параметризации для стационарных мезомасштабных волн $\epsilon_w/a_{w\xi} = (1 - \gamma) \delta \bar{v}_w \xi / \gamma$. При $\delta = 1$ выражение для ϵ_w в (5) совпадает с выражением для скорости диссипации волновой энергии из-за молекулярной и турбулентной вязкости, которое часто используется для оценки теплового воздействия стационарных мезомасштабных волн. Из (1) и первого соотношения (5) можно получить

уравнение, описывающее изменение U^2 с высотой, которое с точностью до наибольшего слагаемого в правой части имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\bar{\rho} f^2 U^2}{2 |k| N \sqrt{1 - \frac{f^2}{k^2 \bar{v}_\xi^2}}} \right) = -\bar{\rho} (v + K_z) \delta m^2 U^2. \quad (6)$$

Сравнение этого уравнения с последней формулой (5) показывает, что дивергенция восходящего полного потока энергии МСОВ пропорциональна $-\epsilon_w$. Обычно считается, что $\delta > 0$ и диссипация энергии волн приводит к нагреву атмосферы, $\epsilon_w > 0$, а также к уменьшению полного потока волновой энергии с высотой. Согласно (5), при определенных вертикальных профилях среднего ветра возможны области, в которых $\delta < 0$ и в соответствии с (6) полный волновой поток энергии должен возрастать с высотой. Такое усиление отвода энергии может приводить в (5) к значениям $\epsilon_w < 0$ и к локальным охлаждениям атмосферы.

При заданной амплитуде волны на нижней границе уравнение (6) можно решить относительно U^2 для заданных высотных профилей \bar{v}_ξ и \bar{T} . Затем по формулам (5) рассчитываются волновое ускорение $a_{\xi w}$ и полная скорость теплового воздействия волн ϵ_w , которые можно использовать для учета динамического и теплового воздействия стационарных гравитационных волн в атмосферных динамических моделях.

3. ЧИСЛЕННЫЙ АЛГОРИТМ И ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ОРОГРАФИИ

Во многих численных моделях общей циркуляции средней атмосферы используется разностная сетка по вертикальной координате с шагом Δz . Решая (6) в пределах i -го шага, можно получить выражение, связывающее U_{i+1}^2 в $i + 1$ узле сетки со значением U_i^2 , которое имеет следующий вид:

$$U_{i+1}^2 = \frac{r_i}{r_{i+1}} U_i^2 \exp \left[\left(-\frac{s_i}{r_i} \right) \Delta z \right] \quad (7)$$

$$r_i = \frac{\bar{\rho} f^2}{2 |k| N_i \sqrt{1 - \frac{f^2}{k^2 \bar{v}_\xi^2}}}, \quad s_i = \bar{\rho}_i (v_i + K_{zi}) m_i^2 \delta_i,$$

где индексом i обозначены значения величин на высотном уровне $z = z_i$. Важным источником стационарных мезомасштабных волн в атмосфере может быть обтекание гор и других твердых препятствий постоянным приземным атмосферным течением. Для параметризации мезомасштабной орографии в данной работе использована модификация метода, разработанного в [19]. Этот метод использует концепцию “подсеточной” орографии, которая учитывает изменения высоты

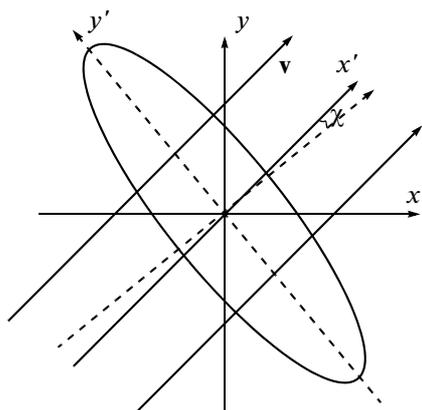


Рис. 1. Схема ориентации эффективного эллиптического рельефа на горизонтальной плоскости. Координатные оси x и y направлены на восток и север, оси x' и y' – вдоль малой и большой осей эллиптического горного профиля соответственно; векторы v обозначают направление набегающего среднего потока.

земной поверхности с горизонтальными масштабами, меньшими, чем шаг горизонтальной сетки численной модели.

В разрабатываемой параметризации масштаб высоты h' , отражающий подсеточную топографию определяется по формуле $h' = L_l(h) - L_h(h)$. Здесь $L_l(h)$ и $L_h(h)$ – низкочастотный и высокочастотный численные фильтры, применяемые к реальному распределению высот земной поверхности h . Эти фильтры используют усреднение по участкам поверхности Земли с гауссовскими весовыми функциями. Характеристики фильтров подбираются для эффективной фильтрации вариаций высот земной поверхности в области горизонтальных масштабов 20–200 км, рекомендуемой для параметризации орографических ВГВ в [19]. В окрестности каждого узла сетки, согласно [18], используется эллиптическая аппроксимация рельефа подсеточных масштабов

$$h(x', y') = \frac{h_m}{1 + (x'/a)^2 + (y'/b)^2}, \quad (8)$$

где h_m – эффективная высота неоднородности, a и b – малая и большая полуоси эллипса, а x' и y' – оси координат, направленные вдоль этих полуосей соответственно (см. рис. 1). Силы, действующие на эллиптический горный барьер со стороны набегающего горизонтального потока, исследовались в [22]. На атмосферу горный барьер действует с равной и противоположно направленной силой. Эта сила эквивалентна вертикальному потоку горизонтального импульса F_m создаваемому МСОВ. Компоненты этого потока (в расчете на единицу площади), направленные навстречу набегающему те-

чению F_m и перпендикулярно ему F_{mn} даются выражениями, имеющими вид

$$\begin{aligned} F_{mv} &= \rho_0 v_0 N_0 \mu s G (B \cos^2 \chi + C \sin^2 \chi), \\ F_{mn} &= \rho_0 v_0 N_0 \mu s G (B - C) \sin \chi \cos \chi, \end{aligned} \quad (9)$$

где индексом ноль обозначены значения величин в приземном слое атмосферы; v_0 – модуль средней скорости горизонтального ветра на нижней границе; $\mu = \langle h^2 \rangle - \langle h \rangle^2$ – дисперсия вариаций высоты земной поверхности; χ – угол между направлением ветра и малой осью эллиптического рельефа (см. рис. 1); $s^2 = \langle (\partial h / \partial x')^2 \rangle$ – параметр наклона, G – так называемый параметр остроты горы. Для горного профиля (8) в [18] получено $G = 1.23$. Коэффициенты B и C в (9) рассчитываются по формулам: $B = 1 - 0.18\eta - 0.04\eta^2$, $C = 0.48\eta + 0.3\eta^2$, где $\eta^2 = \langle (\partial h / \partial y')^2 \rangle / \langle (\partial h / \partial x')^2 \rangle$ – параметр, характеризующий анизотропию рельефа подсеточного масштаба. Здесь угловые скобки обозначают усреднение по выбранной горизонтальной области с центром в рассматриваемой точке среды и по высотным интервалам, равным эффективной высоте эллиптического рельефа hm в (8). Теория орографических волн [21] позволяет получить для модуля вертикального потока горизонтального импульса в случае плоской вращающейся атмосферы следующее выражение:

$$F_m = \rho_0 v_0 N_0 k_e \mu^2 \cos \chi / 2, \quad (10)$$

где k_e – эффективное горизонтальное волновое число. Учитывая в (10) выражения (9) для компонент волнового потока импульса, получаем следующее выражение, используемое в данной работе для оценки эффективного горизонтального волнового числа орографической волны:

$$k = k_e = \frac{s \sqrt{F_{mv}^2 + F_{mn}^2}}{2 \rho_0 v_0 N_0 \mu^2 \cos \chi}. \quad (11)$$

Используя поляризационные соотношения (4), можно получить:

$$F_m = \rho_0 \overline{v'_\xi w'} = \rho_0 U_0^2 \sqrt{\frac{k^2 \overline{v'^2_\xi} - f^2}{2N_0}}. \quad (12)$$

Вычисляя в левой части (12) F_m из (9), можно определить эффективную амплитуду U_0 орографической волны на нижней границе, необходимой для решения уравнения (6) по алгоритму (7). Значения k и U_0 , рассчитанные по (11) и (12), используем в качестве граничного условия для расчета значений амплитуды эффективной орографической волны U по (7) во всех узлах вертикальной сетки. Компонента среднего ветра в направлении волны $\overline{v'_\xi}$ в (5) и (6) находится как сумма проекций среднего зонального и меридионального ветра на

направление волнового потока импульса, вычисляемого по (9). После вычисления профиля U используем (5) для расчета вертикальных профилей волнового ускорения и волнового притока тепла.

4. ПРОВЕРОЧНЫЕ РАСЧЕТЫ

При проведении иллюстративных расчетов для проверки работоспособности описанной параметризации в данном исследовании использована база данных высот земной поверхности ETOPO2 с шагом в 2 минуты вдоль широты и долготы. Горизонтальная сетка соответствует модели общей циркуляции средней атмосферы КОММА-СПбГУ [23] и имеет 36 узлов вдоль меридианов и 64 узла вдоль параллелей. Вертикальный шаг сетки равен 4.5 км. Расчеты проводились на высотах от поверхности Земли до 100 км. Вертикальные средние профили температуры, зональной и меридиональной компонент ветра внутри атмосферы рассчитываются по моделям MSISE90 [24] и HWM93. Средние зональный и меридиональный ветер в приземном слое атмосферы задан по данным Национального центра атмосферных исследований США, полученных реанализом данных мировой сети метеорологических наблюдений [25]. В выражении для ϵ_w в (5) для упрощения задано постоянное значение $\delta = 1$, что соответствует часто используемому выражению для скорости диссипации волновой энергии из-за молекулярной и турбулентной вязкости. Заданы экспоненциально растущие с высотой суммарные коэффициенты турбулентной и молекулярной кинематической вязкости, а также значение $Pt = 1$. Расчеты выполнены для января.

На рис. 2 и 3 показаны вертикальные профили амплитуды орографических волн, полной скорости теплового воздействия волн, модуля волнового ускорения, относительных вариаций температуры, вертикального волнового числа, потока энергии, а также средних температуры и проекции скорости ветра на направление волнового вектора в различных географических пунктах. Рисунок 2 соответствует высокогорной области Гималаев со средней высотой $\langle h \rangle \approx 3.8$ км и дисперсией вариаций высоты земной поверхности $\mu \approx 0.9$ км. Местность, соответствующая рис. 3, имеет меньшую среднюю высоту $\langle h \rangle \approx 2$ км и $\mu \approx 1.6$ км. Большее значение μ , а также большая плотность атмосферы на меньших высотах формирования орографических волн приводят к тому, что значения потока волновой энергии F_E на малых высотах на рис. 3г оказываются больше, чем на рис. 2г. На больших высотах на рис. 2а амплитуда МСОВ растет до высот 75–80 км, а на рис. 3а резко уменьшается выше 25–30 км. Такое отличие в поведении волн можно объяснить тем, что в первом случае вертикальная длина волны больше, чем во втором. Это видно при сравнении рис. 2в и рис. 3в, которые изображают профили вертикального волнового числа. Из (5)–(7) следует, что увеличе-

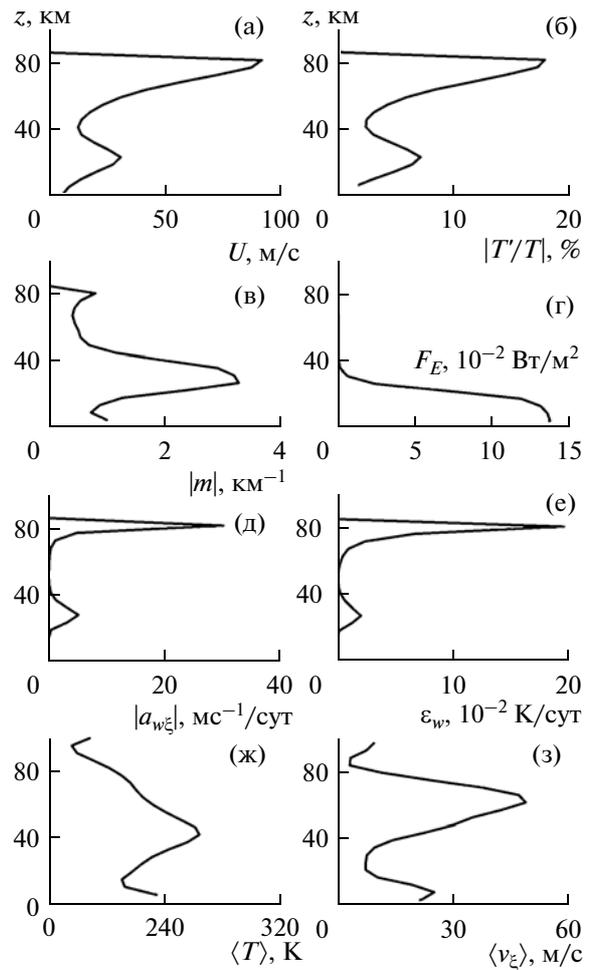


Рис. 2. Рассчитанные вертикальные профили параметров орографической волны: амплитуды скорости (а), амплитуды относительных вариаций температуры (б), модуля вертикального волнового числа (в), полного вертикального потока волновой энергии (г), модуля волнового ускорения (д), волнового притока тепла (е), а также использованные в расчетах средние профили температуры (ж) и зональной скорости ветра (з) на широте 32.5° N и долготе 101° E в январе.

ние $|m|$ соответствует более сильной диссипации и затуханию коротких орографических волн с высотой.

На рис. 4 представлено распределение дисперсии вариаций высоты земной поверхности μ . Наибольшая дисперсия наблюдается в зонах горных систем. Это следует из формулы для дисперсии, представленной в п. 3. Рисунки 5 и 6 представляют широтно-долготные распределения логарифма амплитуды колебания скорости МСОВ в приземном слое атмосферы и на высоте 72 км соответственно. На рис. 4 области максимумов соответствуют географическому распределению горных массивов. Вертикальные профили амплитуды орографических волн сильно зависят от профилей среднего ветра, температуры, турбу-

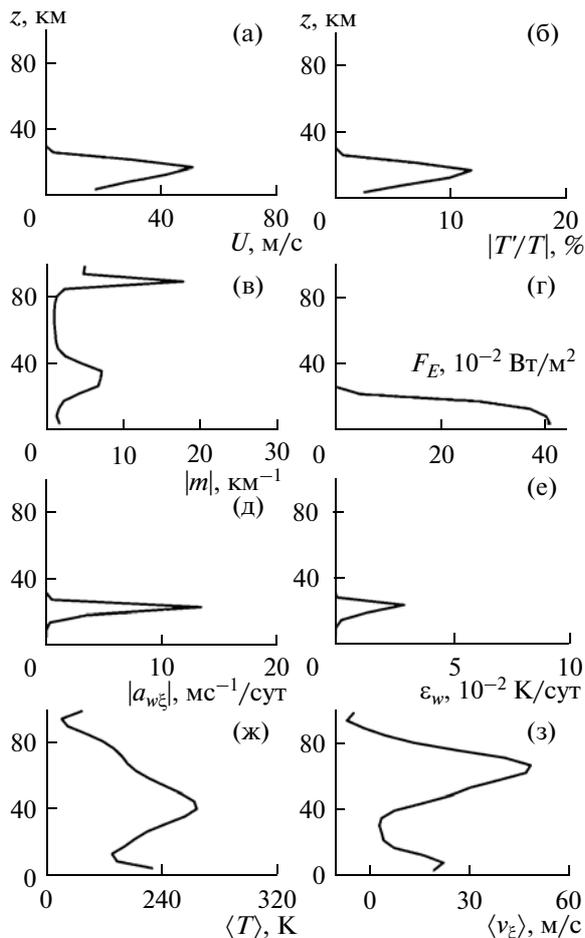


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для широты 27.5° N и долготы 95.6° E.

лентной и молекулярной вязкости и теплопроводности. При малой диссипации вблизи поверхности земли амплитуды орографических волн квазиэкспоненциально растут с высотой, причем области максимальных амплитуд МСОВ на рис. 5 хорошо соответствуют областям горных систем с рис. 4.

На больших высотах кинематическая вязкость и теплопроводность возрастают и приводят к диссипации МСОВ с малыми вертикальными длинами. Поэтому на рис. 6 для высоты около 70 км области повышенных амплитуд МСОВ не всегда располагаются над основными горными системами и отражают также структуру фоновых профилей ветра и температуры, которые влияют на распространение МСОВ в атмосфере. В частности, на рис. 6 в средних и высоких широтах Северного (зимнего) полушария больше областей повышенных амплитуд МСОВ, чем на аналогичных широтах Южного (летнего) полушария. Это может быть связано с более благоприятными условиями распространения МСОВ в зимних структурах фоновой температуры и ветра по сравнению с летними структурами [15]. В частности, изменение направления зональной циркуляции в летней страто- и мезосфере может создавать критические уровни сильного поглощения МСОВ на высотах, где $\bar{u} = f/k$, которые могут препятствовать проникновению волн в верхнюю атмосферу. Расчеты показывают, что вертикальные потоки волновой энергии, а также волновые ускорения среднего потока и притоки тепла имеют пространственные распределения, аналогичные распределениям амплитуд МСОВ на рис. 5 и 6 для соответствующих высот.

Значения амплитуд вариаций температуры, создаваемых орографическими волнами на высотах 80–90 км над горными системами, на рис. 2б составляют 10–30 K, а суммарный вертикальный перенос волновой энергии F_E — единицы мВт/м², что по порядку величины соответствует экспериментальным оценкам [10–12] (см. Введение). На рис. 2д значения волновых ускорений среднего потока в мезосфере и нижней термосфере могут доходить до десятков м · с⁻¹/сут, а значения волновых притоков тепла на рис. 2е — до нескольких градусов Кельвина в сутки. Это подтверждает выводы [13–16], что орографические волны могут оказывать существенное воздействие на циркуляцию и тепловой режим средней атмосферы.

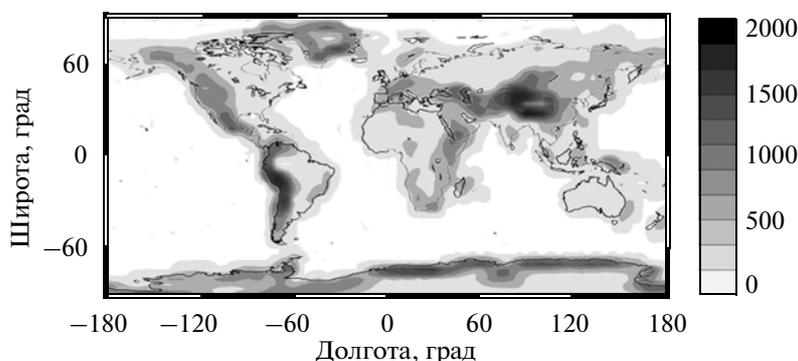


Рис. 4. Широтно-долготное распределение дисперсии вариаций высоты земной поверхности, м.

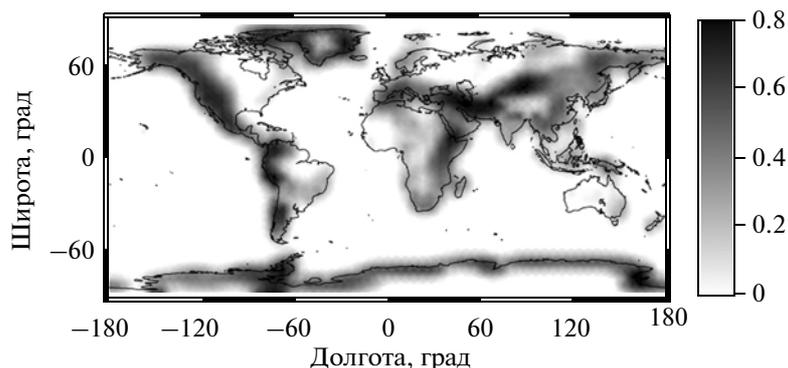


Рис. 5. Широтно-долготное распределение логарифма амплитуды колебаний скорости МСОВ волн в приземном слое в январе, м/с.

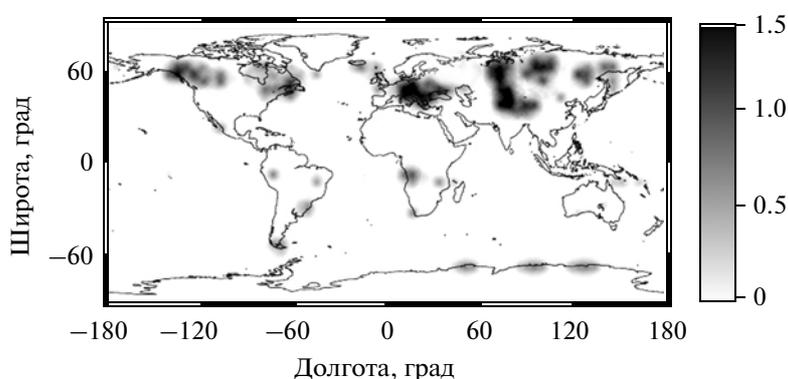


Рис. 6. То же, что на рис. 5 но на высоте 72 км.

Как указано выше, при расчетах в данной статье использованы постоянные значения P_0 и δ в (5)–(7). Фактически, согласно последней формуле (5), использование постоянного δ соответствует предположению о зависимости k от профиля среднего ветра. Для более точных оценок динамического и теплового эффектов стационарных мезомасштабных волн требуется учет зависимости P_0 , δ , v и K_z от средних распределений ветра и температуры, а также, возможно, и от параметров МСОВ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном исследовании с использованием теории мезомасштабных волн во вращающейся атмосфере уточнены поляризационные соотношения для МСОВ и получены формулы для расчета суммарного вертикального потока волновой энергии, а также вертикального профиля амплитуды колебаний горизонтальной скорости. Получены выражения для полного волнового потока тепла, ускорений среднего потока и притоков тепла, создаваемых стационарными волновыми гармониками орографического происхождения. Модифицирована параметризация генерации стационарных орографических волн при обтекании горного

рельефа приземными атмосферными потоками. Выполнены расчеты характеристик орографических волн, распространяющихся в атмосфере от поверхности Земли до высот нижней термосферы. Подтверждены результаты предыдущих исследований, что орографические волны могут оказывать существенное воздействие на циркуляцию и тепловой режим средней и верхней атмосферы. Полученные формулы можно использовать для параметризации динамического и теплового воздействия стационарных орографических волн в атмосферных динамических моделях.

Авторы благодарны рецензентам за полезные замечания, позволившие существенно улучшить текст статьи. Данная работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Scorer R.S.* Theory of waves in the lee of mountains // *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 1949. V. 75. P. 41–56.
2. *Beer T.* Atmospheric Waves. New York: John Wiley Press, 1974. 300 p.
3. *Eckermann S.D., Preusse P.* Global measurements of stratospheric mountain waves from space // *Science*. 1999. V. 286. 1534–1537.

4. *Preusse P., Dornbrack A., Eckermann S.D. et al.* Space-based measurements of stratospheric mountain waves by CRISTA: 1. Sensitivity, analysis method, and a case study // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. № D23. 8178. doi: 10.1029/2001JD000699.
5. *Jiang J.H., Wu D.L., Eckermann S.D.* Upper Atmosphere Research Satellite (UARS) observation of mountain waves over the Andes // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. № D20. 8273. doi:10.1029/2002JD002091.
6. *Smith S., Baumgardner J., Mendillo M.* Evidence of mesospheric gravity-waves generated by orographic forcing in the troposphere // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. L08807. doi:10.1029/2008GL036936.
7. *Семенов А.И., Шагаев М.В., Шефов Н.Н.* О воздействии орографических волн на верхнюю атмосферу // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1981. Т. 17. № 9. С. 982–984.
8. *Шефов Н.Н., Перцев Н.Н., Шагаев М.В. и др.* Орографически обусловленные вариации эмиссий верхней атмосферы // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1983. Т. 19. № 9. С. 920–926.
9. *Shefov N.N., Pertsev N.N.* Orographic disturbances of upper atmosphere emissions // *Handbook for MAP. Urbana: SCOSTEP,* 1984. V. 10. P. 171–175.
10. *Суходоев В.А., Перминов В.И., Решетов Л.М. и др.* Орографический эффект в верхней атмосфере // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1989. Т. 25. № 9. С. 926–932.
11. *Суходоев В.А., Яров В.Н.* Вариации температуры мезопаузы в подветренной области Кавказского хребта // *Геоматематизм и аэронавигация.* 1998. Т. 38. № 4. С. 176–180.
12. *Шефов Н.Н., Семенов А.И., Перцев Н.Н. и др.* Пространственное распределение притока энергии ВГВ в мезопаузу над подветренной областью горного хребта // *Геоматематизм и аэронавигация.* 1999. Т. 39. № 5. С. 87–94.
13. *Бланк А.А.* Оценки температуры нагревания, вызванной диссипацией горных подветренных волн // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 1980. Т. 16. № 6. С. 643–646.
14. *Перцев Н.Н.* Сезонный и высотный ход мезомасштабных флуктуации орографического происхождения в средней атмосфере. // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 1997. Т. 33. № 6. С. 779–786.
15. *Перцев Н.Н.* Азимутальная анизотропия горных наветренных волн в верхней атмосфере // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 1989. Т. 25. № 6. С. 585–591.
16. *Перцев Н.Н.* Причины и следствия увеличения температуры гидроксильного слоя над горами // *Динамика ионосферы.* Т. 3. Алма-Ата: Гылым, 1991. С. 165–170.
17. *Гаврилов Н.М.* Структура мезомасштабной изменчивости тропо-стратосферы по измерениям рефракции радиоволн на спутнике CHAMP // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2007. Т. 43. № 4. С. 492–501.
18. *Lott F., Miller M.J.* A new subgrid-scale orographic drag parametrization: Its formulation and testing // *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 1997. V. 123. P. 101–127.
19. *Scinocca J.F., McFarlane N.A.* The parametrization of drag induced by stratified flow over anisotropic orography // *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 2000. V. 126. № 568. P. 2353–2393.
20. *Гаврилов Н.М.* Параметризация динамического и теплового воздействия установившихся внутренних гравитационных волн на среднюю атмосферу // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 1989. Т. 25. № 3. С. 271–278.
21. *Госсард Э.Э., Хук У.Х.* Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978. 532 с.
22. *Phillips D.S.* Analytical surface pressure and drag for linear hydrostatic flow over three-dimensional elliptical mountains // *J. Atmos. Sci.* 1984. V. 41. P. 1073–1084.
23. *Гаврилов Н.М., Погорельцев А.И., Якоби К.* Численное моделирование влияния широтной неоднородности гравитационных волн на циркуляцию средней атмосферы // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2005. Т. 41. № 1. С. 9–18.
24. *Hedin A.E.* Extension of the MSIS Thermosphere Model into the middle lower atmosphere // *Geophys. Res.* 1991. V. 96. № A2. P. 1159–1172. doi: 10.1029/90JA02125.
25. *Kistler R., Kalnay E., Collins W. et al.* The NCEP-NCAR 50-year reanalysis // *Bulletin of the American Meteorological Society.* 2001. V. 82. № 2. P. 247–268.

Parametrization of Mesoscale Stationary Orographic Wave Forcing for Use in Numerical Models of Atmospheric Dynamics

N. M. GavriloV and A. V. Koval

St. Petersburg State University, ul. Ul'yanovskaya 1, Petrodvorets, St. Petersburg, 198504 Russia

e-mail: gavriloV@pobox.spbu.ru, kovalspbu@mail.ru

Received December 13, 2011; in final form, May 29, 2012

Abstract—Polarization relations for mesoscale stationary orographic waves (MSOWs) and formulas for calculating vertical profiles of the total vertical flux of wave energy and amplitudes of horizontal speed are obtained by taking account the rotation of the atmosphere. Expressions are derived for the total wave heat flux, accelerations of the mean flow, and heat influxes generated by MSOWs. Calculations of the characteristics of MSOWs propagating in the atmosphere from the surface to the lower thermosphere are made. It was shown that MSOWs may significantly affect the circulation and thermal regime of the middle and upper atmosphere.

Keywords: atmospheric dynamics, mesoscale waves, orography, wave acceleration, heat influx, parametrization.