

УДК 621.371.24

МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ*

Г. И. Григорьев, В. П. Докучаев

Приведены результаты анализа данных наблюдений о движениях газа на различных высотах атмосферы Земли. Эти данные свидетельствуют о существовании акустико-гравитационных волн в большом интервале высот — от поверхности Земли до верхней границы ионосферы. Обсуждаются механизмы генерации этих волн различными источниками.

1. Систематические наблюдения за состоянием земной атмосферы обнаруживают ее нестационарность. Кроме вековых, сезонных и суточных изменений параметров атмосферы на различных высотах регистрируются также волновые движения газа. Среди них особый интерес представляют возмущения, имеющие периоды $10^2 \text{ с} \leq \tau_0 < 1 \text{ суток}$, характерные для акустико-гравитационных волн (АГВ). На свойства последних существенное влияние оказывает поле тяжести Земли. Прежде чем переходить к особенностям распространения этих волн, остановимся на некоторых данных наблюдений. Наиболее полный обзор данных наблюдений этих волн в тропосфере Земли содержится в монографии [1]. Поэтому здесь основное внимание уделяется исследованиям этих волн на сравнительно больших высотах с использованием радиофизических методов измерений, а также механизмам генерации АГВ в верхней атмосфере.

2. Микробарографы, расположенные на поверхности Земли, с чувствительностью $\Delta p \approx 1 \text{ дин/см}^2$ регистрируют как обычные инфразвуковые волны с периодами в интервале $10^{-1} \text{ с} \leq \tau_0 \leq 10^2 \text{ с}$, так и внутренние гравитационные волны с периодами $\tau_0 \geq 10 \text{ мин}$. Используя пространственное разнесение микробарографов, определяют длины волн λ и скорости распространения. По данным [2] указанные величины характеризуются, например, следующими значениями: амплитуда $\Delta p_0 \approx 5 \div 100 \text{ дин/см}^2$, $\tau_0 \approx 10 \text{ мин}$, $\lambda \approx 20 \text{ км}$, $v_{\phi} \approx 35 \text{ м/с}$. Радиолокационное зондирование безоблачной атмосферы [3] тоже свидетельствует о наличии возмущений типа внутренних гравитационных волн на высотах тропосферы $z \approx 3 \div 5 \text{ км}$. Полеты самолетов в стратосфере над горными массивами часто сопровождаются так называемой «болтанкой». Это явление связывают с внутренними гравитационными волнами, образующимися при обтекании воздухом неровностей на поверхности Земли [1, 4]. Фотометрические и визуальные наблюдения за серебристыми облаками, образующимися в областях мезопаузы ($z \approx 80 \div 85 \text{ км}$), обнаруживают присутствие внутренних гравитационных волн с амплитудой вертикальных смещений $\zeta_0 \approx 0,5 \div 4 \text{ км}$, с длинами волн $\lambda \approx 5 \div 50 \text{ км}$ и $v_{\phi} \approx 10 \div 20 \text{ м/с}$ [5]. Регистрация эмиссии ночного неба обнаруживает пульсирующие неоднородности типа пятен, а также неоднородности в форме полос с преимущественной ориентацией вдоль

* Должено на Всесоюзном совещании «Некоторые вопросы распространения радиоволн в ионосфере и космосе» (Горький, сентябрь, 1976 г.).

линии север — юг. Время существования пульсирующих неоднородностей $\Delta\tau \approx 1,5 \div 2$ час, период колебаний интенсивности излучения меняется в пределах $5 \text{ мин} \leq \tau_0 \leq 15 \text{ мин}$ [6, 7]. Внутренние гравитационные волны проявляются и при радиолокационных наблюдениях за дрейфом ионизированных метеорных следов в области высот $85 \div 100 \text{ км}$ [8].

В настоящее время имеются прямые и косвенные данные, указывающие на присутствие внутренних гравитационных волн во всех областях ионосферы. При этом обычно используются радиофизические методы измерений параметров плазмы. Неоднородности электронной концентрации N_e , обусловленные распространением в ионосфере внутренних гравитационных волн, принято называть перемещающимися возмущениями (ПВ). Последние условно делят на два типа [9]. Крупномасштабные — с $\lambda \gtrsim 10^3 \text{ км}$ и $\tau_0 \gtrsim 1$ часа — движутся обычно со скоростями $v_\phi \approx 300 \div 1000 \text{ км/с}$. Как правило, они возникают после сильных магнитных бурь и перемещаются широким фронтом от полюсов к экватору. ПВ второго типа характеризуются меньшими скоростями — $v_\phi \approx 100 \div 250 \text{ м/сек}$, их длины волн изменяются в диапазоне от десятков до сотен километров, а периоды $\tau_0 \approx 10 \div 30 \text{ мин}$. Величина вариаций N_e колеблется в пределах $N_e/N_0 \approx 10^{-3} \div 10^{-1}$. Есть указания на присутствие ПВ и в области высот, превышающих максимум F -слоя [10] с амплитудами $\Delta\rho \approx 0,1 \div 0,2 \rho_0$.

Таким образом, различные методы измерения параметров атмосферы свидетельствуют о наличии акустико-гравитационных волн в большом интервале высот от тропосферы до высот $z_0 \leq 500 \text{ км}$.

3. Акустико-гравитационные волны играют значительную роль при объяснении целого ряда физических явлений в тропосфере и в динамике ионосферной плазмы. Возмущения, создаваемые ими, определяются, с одной стороны, свойствами источников, с другой, — дисперсионными характеристиками среды. Последние подробно изучены для модели изотермической атмосферы [11], а также для более реальных моделей атмосферы [9]. Из наблюдений и соответствующих расчетов следует, что высокочастотными источниками акустико-гравитационных волн являются сильные взрывы в атмосфере, землетрясения, извержения вулканов, струйные течения и грозовая деятельность в тропосфере, полярная и экваториальная токовые системы. Среди других возможных механизмов генерации отметим излучение акустико-гравитационных волн при пролете ярких метеоров в атмосфере Земли.

Система исходных уравнений для малых возмущений давления p , плотности ρ и скорости \mathbf{v} при наличии источников массы q , энергии h и импульса \mathbf{f} имеет вид

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla p - \rho \mathbf{g} = \mathbf{f}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \rho_0 + \rho_0 \operatorname{div} \mathbf{v} = q; \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) p_0 - c^2 \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \rho_0 \right] = (\gamma - 1) \rho_0 h. \quad (3)$$

Здесь $p_0(z)$ и $\rho_0(z)$ — средние величины давления и плотности, $\mathbf{g} = (0, 0, -g)$ — ускорение силы тяжести, c — скорость звука, $\gamma = c_p/c_v$ — отношение теплоемкостей.

Из системы уравнений (1)–(3) для изотермической атмосферы получаем уравнение для давления

$$\frac{\partial^4 p}{\partial t^4} - \gamma g \frac{\partial^3 p}{\partial t^2 \partial z} - c^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Delta p - (\gamma - 1) g^2 \Delta_{\perp} p = c^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_g^2 \right) \left(\frac{\partial q}{\partial t} - \operatorname{div} \mathbf{f} \right) + c^2 \omega_g^2 \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{g} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) f_z + (\gamma - 1) \rho_0 \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{g}{H} - g \frac{\partial}{\partial z} \right) \frac{\partial h}{\partial t}, \quad (4)$$

в котором $\omega_g = (\gamma - 1)^{1/2} g/c$ — частота Брента — Вясяля, $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \Delta_{\perp}$, $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$.

Дисперсионное уравнение акустико-гравитационных волн получаем из (4) без правой части, полагая $p \sim \exp \left(-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{R} - \frac{z}{2H} \right)$. Его можно записать в форме [11]

$$\omega^2 (\omega^2 - \omega_a^2) - c^2 \omega^2 k^2 + c^2 \omega_g^2 k_{\perp}^2 = 0, \quad (5)$$

где $\omega_a = c/2H = \gamma g/2c$ — частота отсечки акустических волн, \mathbf{k} — волновой вектор, k_{\perp} — проекция \mathbf{k} на плоскость xy , $k = |\mathbf{k}|$.

Уравнение (5) определяет фазовую скорость $v_{\Phi} = \omega/k$:

$$v_{\Phi} = c \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_g^2 \sin^2 \vartheta}{\omega^2 - \omega_a^2}}, \quad (6)$$

ϑ — угол между векторами \mathbf{k} и $-\mathbf{g}$. В заданном направлении ϑ могут распространяться волны двух типов: низкочастотные ($\omega < \omega_g \sin \vartheta$), или внутренние гравитационные, и акустические (при $\omega > \omega_a$), переходящие в звуковые в пределе $g \rightarrow 0$ ($v_{\Phi} \rightarrow c$). Можно ожидать, что для реальной атмосферы с плавным профилем $T(z)$ дисперсионные характеристики акустико-гравитационных волн в первом приближении будут такими же, как и в случае $T = \text{const}$. Численные расчеты, выполненные в [12] для стандартной атмосферы, подтверждают этот вывод. Разница состоит в том, что в реальных условиях в атмосфере могут иметь место волноводные моды. Анализ дисперсионных свойств волноводов содержится в работах [9, 12]. При этом использовались различные модели атмосферы. В некоторых из них учитывалась диссипация из-за вязкости и теплопроводности.

4. В уравнениях (1) — (3) в качестве источников возмущений содержатся силовые источники \mathbf{f} , источники массы q и источники энергии h . Любой конкретный механизм генерации описывается одним из указанных источников или их комбинацией. В литературе рассматривалось излучение акустико-гравитационных волн монохроматическими, импульсными и прямолинейно движущимися излучателями.

Для гармонического во времени источника массы [13]

$$q = Q_0 e^{i\omega t} \delta(x) \delta(y) \delta(z) \quad (7)$$

решение неоднородного волнового уравнения (4) имеет вид

$$p = \frac{i\omega Q_0}{4\pi R} \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_g^2}{\omega^2 - \omega_c^2}} \exp \left[-\frac{z}{2H} + i\omega t - \frac{iR}{c} \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_a^2}{\omega^2 - \omega_g^2} (\omega^2 - \omega_c^2)} \right], \quad (8)$$

$R^2 = x^2 + y^2 + z^2$, $\omega_c = \omega_g \cos \vartheta$, $\cos \vartheta = z/R$. Аналогичный вид имеют возмущения для синусоидальных источников силы \mathbf{f} и энергии h .

Из решения (8) следует, что излучение имеется в двух диапазонах частот:

$$(I) \quad \omega_c \leq \omega \leq \omega_g, \quad (II) \quad \omega \geq \omega_a. \quad (9)$$

Первый интервал частот соответствует внутренним гравитационным волнам, а второй — инфразвуковым. В первом интервале, т. е. при $\omega < \omega_g$, имеет место резонансное увеличение полей возмущений на биконической поверхности:

$$\vartheta_{\text{рез}} = \arccos \frac{\omega}{\omega_g}. \quad (10)$$

Вне биконической поверхности с центром в источнике (при $\vartheta_{\text{рез}} \leq \vartheta \leq \leq \pi - \vartheta_{\text{рез}}$) возмущения имеют волновой характер, а внутри этой поверхности они экспоненциально малы на больших расстояниях от начала координат (7). Аналогично ведут себя возмущения, создаваемые гармоническими силовыми источниками и источниками энергии [14, 15].

Наблюдения показали, что перемещающиеся низкочастотные возмущения в ионосфере интенсивно возбуждаются в зоне полярных сияний. Как показали расчеты, основным источником излучения волн в этом случае является действие пондеромоторной силы $f = \frac{1}{C} [j_{\text{ст}} H_0]$ на окружающий газ [14, 16], где j — ток в полярной электроострие, H_0 — магнитное поле, C — скорость света. При этом эффективно действуют два механизма генерации АГВ — квазипериодические пульсации электрических токов [14] и сверхзвуковое движение отдельных участков дуг полярных сияний [16].

При электрических разрядах в тропосфере, при пролете и сгорании ярких метеоров в верхних слоях атмосферы Земли, а также при землетрясениях, химических и ядерных взрывах источники низкочастотных волн имеют импульсный характер. При нахождении полей возмущений в этом случае необходимо проинтегрировать по частоте ω выражения типа (8). Такие расчеты выполнены в ряде работ (см., например, [17–20]). На больших расстояниях от импульсных излучателей формируются два сигнала. Один из них обусловлен генерацией и распространением внутренних гравитационных волн на частотах $\omega \leq \omega_g$. Спектр инфразвукового сигнала включает частоты больше ω_a .

В работе [15] подробно рассмотрен вопрос о генерации низкочастотного импульса при пролете метеора в атмосфере Земли. В этом случае источник возмущений выбран в виде

$$h = \frac{\mathcal{E}_0 \delta(t)}{\pi^{3/2} a^2 L} \exp\left(-\frac{z^2}{L^2} - \frac{r^2}{a^2}\right), \quad (11)$$

где \mathcal{E}_0 — полная энергия, выделяющаяся при сгорании метеора, a — радиус метеорного следа, L — его длина, $\delta(t)$ — импульсная функция времени. При этом энергия излучения

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_A + \mathcal{E}_g,$$

$$\mathcal{E}_A = \frac{(\gamma - 1)^2 \mathcal{E}_0^2}{2(2\pi)^{3/2} \rho_{00} c^2 a^2 L}, \quad \mathcal{E}_g = \frac{(\gamma - 1) \mathcal{E}_0^2}{2(2\pi)^{3/2} \rho_{00} c^2 a^3 L}. \quad (12)$$

Здесь \mathcal{E}_A — энергия излучения инфразвука, \mathcal{E}_g — энергия излучения внутренних волн источником (11), ρ_{00} — плотность атмосферы в точке максимального испарения метеора. Из (11), (12) видно, что в случае точечного источника ($a, L \rightarrow 0$) $h \rightarrow \mathcal{E} \delta(t) \delta(\mathbf{R})$ энергия излучения неограниченно возрастает. Численные оценки, основанные на проведен-

ных расчетах, показывают, что в атмосфере Земли около 1% полной энергии \mathcal{E}_0 излучается в виде АГВ.

Наиболее подробно экспериментально исследованы акустико-гравитационные волны, возникающие в результате сильных землетрясений и при ядерных взрывах в атмосфере Земли [21, 22]. С помощью сети наземных микробарографов зарегистрированы и проанализированы инфразвуковые импульсы и импульсы внутренних гравитационных волн при таких взрывах. Например, было отмечено линейное возрастание периода колебаний давления в импульсе по мере удаления точки наблюдения от места взрыва. С другой стороны, из теории следует простое выражение для этого периода:

$$\tau_0 = \frac{2\pi}{\omega_g} \frac{r}{h_0} \quad \text{при } r \gg h_0,$$

где h_0 — высота центра взрыва над поверхностью Земли.

В полярных областях при развитой активности полярных сияний часто визуально и оптически наблюдаются участки дуг, движущихся со сверхзвуковыми скоростями. При этом наземные микробарографы четко регистрируют импульсы давления, соответствующие так называемому «звуковому удару», аналогично тому, как это имеет место при сверхзвуковых полетах самолетов.

Менее изученными являются вопросы генерации акустико-гравитационных волн струйными течениями в тропосфере и стратосфере, хотя и наблюдается корреляция частоты появления внутренних гравитационных волн с возникновением и распадом этих течений. В [23] оценивалась эффективность генерации внутренних гравитационных волн и связанных с ними перемещающихся возмущений при нагреве ионосферы мощными радиопередатчиками. При импульсном режиме работы передатчиков с мощностью $W \gtrsim 2 \text{ МВт}$ возможно образование в ионосфере заметных неоднородностей электронной концентрации.

Возможность генерации ПВ на терминаторе и во время солнечных затмений подтверждается экспериментальными данными и соответствующими расчетами [24–26]. В обоих случаях действует один и тот же механизм генерации — движение со сверхзвуковой скоростью границы между нагретой и «холодной» областями атмосферы.

Таким образом, к настоящему времени достаточно подробно разработана теория распространения акустико-гравитационных волн в изотермической атмосфере и в более реальных ее моделях, учитывающих диссипативные процессы и неизотермичность. Вопросы генерации этих волн изучены менее детально, и в научной литературе большое внимание уделяется анализу различных механизмов излучения АГВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. E. Gossard and W. H. Hook, *Waves in the Atmosphere*, Elsev. Sci. Publ. Comp. Amsterdam — Oxford — New York, 1975
2. T. E. Kelihier, *J. Geophys. Res.*, **80**, № 21, 2967 (1975)
3. K. N. Hardy and I. Katz, *Proc IEEE*, **57**, № 4, 468 (1969)
4. И. Г. Пчелко, Н. В. Петренко, Г. С. Булдовский, *Метеорологические условия полетов сверхзвуковых самолетов*, Гидрометеоздат, М., 1970.
5. G. Witt, *Tellus*, **14**, № 1, 1 (1962)
6. В. И. Красовский, Н. Н. Шефов, *Gerl. Beitz. Geophys.*, **85**, № 3, 175 (1976).
7. М. П. Коробейникова, Г. А. Насыров, В. Г. Хамидулина, *Эмиссия ночного неба 5577 Å и 6300 Å за 1972 г.*, изд. Ылым, Ашхабад, 1972.
8. J. S. Greenhow and E. L. Neufeld, *Proc Phys Soc.*, **74**, 1 (1959).
9. S. H. Francis, *J. Atm. Terr. Phys.*, **37**, 1011 (1975)
10. K. K. Harris, G. W. Sharp and W. C. Knudsen, *J. Geophys. Res.*, **74**, № 1, 197 (1969)
11. А. С. Монин, А. М. Обухов, *Изв. АН СССР, серия геофизическая*, № 11 (1958).

12. Л. А. Дикий, Теория колебаний земной атмосферы, Гидрометеиздат, М., 1969.
13. Г. И. Григорьев, В. П. Докучаев, Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 6, № 7, 678 (1970).
14. Г. И. Григорьев, В. П. Докучаев, Геомагнетизм и аэрономия, 9, № 4, 650 (1969).
15. Г. С. Голицын, Г. И. Григорьев, В. П. Докучаев, Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 13, № 9, 926 (1977).
16. G. Chimonas and C. O. Hines, Planet Space Sci., 18, № 4 (1970).
17. Г. И. Григорьев, Геомагнетизм и аэрономия, 15, № 2, 260 (1975).
18. C. H. Liu and K. C. Yeh, Tellus, 23, № 2, 150 (1970).
19. A. D. Pierce, J. Acoust. Soc. Am., 35, № 11, 1798 (1963).
20. R. E. Dickinson, Rev. Geophys., 7, 515 (1969).
21. K. Davies and D. M. Baker, J. Geophys. Res., 70, 2251 (1964); 73, 448 (1968).
22. K. C. Yeh and C. H. Liu, Rev. Geophys. Space Sci., 12, 193 (1974).
23. Г. И. Григорьев, Изв. вузов — Радиофизика, 18, № 12, 1801 (1975).
24. В. М. Сомсиков, Б. В. Троицкий, Геомагнетизм и аэрономия, 15, № 5, 856 (1975).
25. G. Chimonas and C. O. Hines, J. Geophys. Res., 75, № 4, 875 (1970).
26. G. Chimonas, J. Geophys. Res., 75, № 28 (1970).

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
3 марта 1977 г.

GENERATION MECHANISMS OF ACOUSTIC-GRAVITY WAVES IN THE EARTH ATMOSPHERE

G. I. Griqor'ev, V. P. Dokuchaev

The results of analysing the observational data on gas motion at different heights of the Earth atmosphere are given. The data testify to the existence of acoustic-gravity waves within a wide interval of heights from the surface of the Earth to the upper ionosphere. The mechanisms of the wave generation by various sources are discussed.
