

## ЗМІНИ ФІЗИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ АТМОСФЕРИ ПРИ ПОШИРЕННІ ТА ЗАГАСАННІ АТМОСФЕРНИХ ГРАВІТАЦІЙНИХ ХВИЛЬ

С. Г. Пилипенко, Л. В. Козак

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет,  
кафедра астрономії та фізики космосу, просп. Глушкова, 4, Київ, 03022, Україна

(Отримано 02 січня 2013 р.; в остаточному вигляді — 30 травня 2013 р.)

У статті розглянуто поширення атмосферних гравітаційних хвиль (АГХ) в неізотермічній безвітряній атмосфері з урахуванням в'язкості й теплопровідності. Визначено, що при таких характеристиках максимум амплітуди АГХ відповідає висоті приблизно 90 км (рівень мезопаузи). При цьому головним фактором загасання хвиль є градієнт температури з висотою. Визначено зміну температури й тиску на висотах мезопаузи внаслідок загасання АГХ.

**Ключові слова:** атмосферні гравітаційні хвилі, мезосфера, температура верхньої атмосфери.

PACS number(s): 92.60.hh, 92.60.hc, 92.60.Aa

### I. ВСТУП

Земна атмосфера та йоносфера є чутливими індикаторами впливу різних природних і антропогенних джерел, до яких належать передовсім урагани, землетруси, вулкани, підземні та наземні вибухи, хвилі цунамі та ін. [1, 2]. Основним механізмом, що поширює збурення від таких джерел у верхню атмосферу, є атмосферні гравітаційні хвилі [3]. Різке зменшення густини атмосфери з висотою приводить до збільшення амплітуди коливань хвиль, які своєю чергою, створюють збурення у верхній атмосфері.

Розвиток чисельних методів обчислювальної гідродинаміки відкрив нові можливості в дослідженні фізики атмосфери, такі, як вивчення генерації та поширення атмосферних хвиль. Ця стаття присвячена моделюванню поширення в атмосфері АГХ й аналізу збурень температури й тиску, які вони викликають.

### II. ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПОШИРЕННЯ Й ЗАГАСАННЯ АГХ

Спектр гравітаційних хвиль в атмосфері дуже широкий. Вони можуть мати періоди від декількох хвилин до десятка годин (рис. 1).

Поширюючись угору, в адиабатичному режимі, амплітуда АГХ зі зменшенням густини зростає. При цьому зі збільшенням висоти умова адиабатичності хвиль порушується [4–6]. Такий ефект найчастіше приводить до дисипації або руйнування хвиль, унаслідок якого вони перекидаються й перетворюються в систему великих вихорів [1, 7, 8]. Крім того, у реальній атмосфері поширення АГХ ускладнюється рефракцією, дисипацією й відбиттям від земної поверхні. Густина енергії хвиль може загасати через геометричне розходження, заломлення й дисипацію. Дисипація енергії хвиль зумовлюється різними фізичними процесами — молекулярна в'язкість атмосфери, теплопровідність, йонне гальмування, радіаційні процеси [9, 10]. При цьому вплив турбулентності на великомасштабні хвильові рухи нагадує дію молекулярної в'язкості й

теплопровідності, створюється ефективна атмосферна “вихрова” в'язкість і теплопровідність, яка на кілька порядків вища за відповідні молекулярні величини [5, 11].

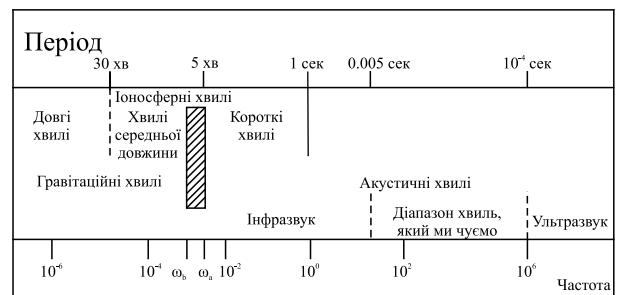


Рис. 1. Класифікація атмосферних гравітаційних хвиль.

Незважаючи на велику кількість робіт, досі немає чіткої ясності в розумінні того, які механізми і на яких висотах переважають у загасанні хвиль.

При моделюванні поширення АГХ в атмосфері взято за основу метод розв'язання рівнянь Нав'є–Стокса, представлений у роботах [12, 13]. Це багатопаровий метод, який уперше розглянули Майдглі в 1966 р. і Волланд у 1969 р. [14–16]. У неоднорідній атмосфері АГХ втрачають енергію або за рахунок власного загасання або шляхом перерозподілу енергії з дисипативними процесами (в'язкість, теплопровідність та ін.). Обчислення Майдглі і Льемона базуються на тому, що в нижній атмосфері перерозподіл між гравітаційними хвилями й дисипативними процесами є настільки малим, що загальне поле хвиль можна представити тільки гравітаційними складниками. При цьому в аналізі використовують ітераційний метод, який базується на властивості дисипативних процесів загасати набагато швидше від АГХ. Вивчаючи поширення АГХ, електричним полем нехтуємо [5, 17].

У статті розглянуто рівняння Нав'є–Стокса з урахуванням в'язкості й теплопровідності. При цьому атмосферу представляємо у вигляді однорідних шарів. Вихідною для розрахунків є лінеаризована щодо незбуреного фоновому стану система рівнянь:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_0 \frac{\partial u'_i}{\partial t} = -\frac{\partial p'}{\partial x_i} + \rho' g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \cdot \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \nabla \cdot \mathbf{u}' \right) \right] - \sigma_p B^2 \cdot [u'_i - \hat{b}_i(\mathbf{u}' \cdot \hat{b})], \\ \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{u}') = 0, \\ \frac{\rho_0 R}{(\gamma - 1)M} \frac{\partial T'}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T') - \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{u}'. \end{array} \right. , \quad (1)$$

де  $u'$ ,  $p'$ ,  $\rho'$  — збурення швидкості, тиску й густини, спричинені проходженням хвилі,  $\sigma_p$  — провідність,  $R$  — універсальна газова стала,  $B$  — індукція магнітного поля, а  $\hat{b}(b_1, b_2, b_3)$  — одиничний вектор індукції магнітного поля. Крім того,

$$p' = \frac{\rho' R T_0}{M} + \frac{\rho_0 R T'}{M}.$$

Розв'язок шукаємо у вигляді плоскої хвилі:

$$\frac{p'}{A_p} = \frac{T'}{A_T} = \frac{u'_z}{A_z} = \frac{u'_x}{A_x} \sim \exp\left(i\omega t - ik_x x - ik_z z + \frac{z}{2H}\right). \quad (2)$$

При цьому  $A_p$ ,  $A_T$ ,  $A_z$ , і  $A_x$  — коефіцієнти пропорційності, а горизонтальне хвильове число  $k_x$  і дійсна частота  $\omega$  — сталі уздовж всієї атмосфери. Комплексне ж вертикальне хвильове число  $k_z$  змінюється від шару до шару. При розрахунках вважаємо, що магнітне поле має складову як по осі  $z$ , так і по осі  $x$ , тобто ( $\sigma_p \neq 0$ ). Розв'язок у вигляді (2) спрощує диференційні рівняння (1) до системи алгебраїчних рівнянь:

$$\begin{pmatrix} 1 & k - i\alpha & -1 & 1 \\ 1 & k & 0 & \nu R - (\gamma - 1)^{-1} \\ 4\eta - \beta & & & \\ -3i\eta\alpha k + 3\eta k^2 & \eta k - 3i\eta\alpha & 1 & 0 \\ + i\sigma\beta(1 - b_1^2) & & & \\ & -\beta - 4i\eta\alpha k & & \\ 2i\eta\alpha + \eta k & + 4\eta k^2 + 3\eta & k & -i\alpha \\ & + i\sigma\beta(1 - b_3^2) & & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k_x u'_x / \omega \\ k_z u'_z / \omega \\ p' / p_0 \\ T' / T_0 \end{pmatrix} = 0,$$

де використано такі безрозмірні параметри:  $k = (k_z + \frac{i}{2H})/k_x$ ,  $R = k^2 - i\alpha k + 1$ ,  $\alpha = (k_x H)^{-1}$ ,  $\beta = \frac{\omega^2}{g k_x^2 H}$ ,  $\eta = \frac{i\omega\mu}{3\rho_0}$ ,  $\nu = \frac{i\lambda T_0 k_x^2}{\omega p_0}$ ,  $\sigma = \frac{\sigma_p B^2}{\rho_0 \omega}$ .

Коефіцієнт в'язкості  $\mu$  і коефіцієнт теплопровідності  $\lambda$  задаються через концентрацію основних складників атмосфери і пропорційні температурі ( $T^{1/2}$ ), а хвилі в суміжних шарах зв'язуються неперервністю між шарами вертикальної швидкості та вертикального потоку імпульсу.

Тоді параметри  $A_z$ ,  $A_x$ ,  $A_p$  и  $A_T$  визначаємо формулами:

$$\begin{aligned} A_z &= b_1 \frac{\omega}{k_x} \left[ (1 + \eta)k - 2i\eta\alpha + \frac{k - i\alpha}{(\gamma - 1)^{-1} - \nu R} \right] - b_3 \frac{\omega}{k_x} \left[ 1 + \eta - \beta + 3\eta R + \frac{1}{(\gamma - 1)^{-1} - \nu R} + i\sigma\beta(1 - b_1^2) \right], \\ A_x &= b_3 \frac{\omega}{k_x} \left[ (1 + \eta)k - i\alpha(1 + 3\eta) + \frac{k}{(\gamma - 1)^{-1} - \nu R} \right] \\ &\quad - b_1 \frac{\omega}{k_x} \left[ (1 + 4\eta)R - \eta - \beta - 1 + \frac{R - 1}{(\gamma - 1)^{-1} - \nu R} + i\sigma\beta(1 - b_3^2) \right], \\ A_T &= \frac{T_0 k_x}{\omega} \left[ \frac{A_x + k A_z}{(\gamma - 1)^{-1} - \nu R} \right], \\ A_p &= \frac{p_0 k_x}{\omega} [A_x + A_z(k - i\alpha)] + p_0 \frac{A_T}{T_0}, \end{aligned} \quad (3)$$

і  $b_1 = B_x/B$ ,  $b_3 = B_z/B$ .

Ці співвідношення свідчать, що якщо величини  $u'_x$ ,  $u'_z$ ,  $p'$ ,  $T'$  задовольняють (2), то вони також задовольняють рівняння Нав'є-Стокса.

При генерації АГХ точкове імпульсне джерело вводимо в рівняння гідродинаміки у вигляді функції [12]:

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \Phi_0 \delta(\mathbf{r}) \delta(t).$$

### III. РЕЗУЛЬТАТИ МОДЕЛЮВАННЯ ТА АНАЛІЗ ОТРИМАНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ

Для моделювання поширення АГХ використовували профілі температури й концентрацій основних складників нейтральної атмосфери, взяті з моделі нейтральної атмосфери MSIS 90 [18].

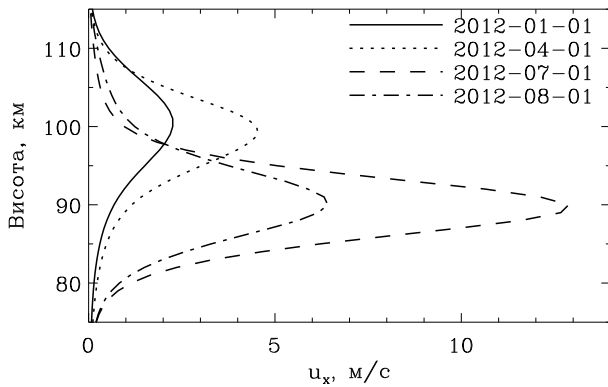


Рис. 2. Зміна з висотою амплітуди горизонтальної компоненти швидкості для АГХ з періодом 35 хвилин. Горизонтальне хвильове число дорівнює  $k_x = 3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$ .

За допомогою чисельного моделювання виразів (2), (3) отримано зміну з висотою амплітуди вертикальної й горизонтальної компоненти швидкості для АГХ з періодами 35, 65 і 95 хвилин і для різних значень горизонтального хвильового числа (рис. 2–4). Значення профілів амплітуди АГХ розраховано для різних днів 2012 року.

Із графіків добре простежується, що при вибраних параметрах моделювання хвилі поширюються до висот 120 км, а максимальне значення їхньої амплітуди відповідає діапазону висот від 90 до 100 км.

Збурення температури внаслідок поширення АГХ накладаються на загальний хід температурних змін. Безпосередні відхилення температури, спричинені проходженням АГХ (параметри якої описано вище), мають амплітуду близько 5–20 К і наведені на рис. 5.

Розраховані профілі зміни тиску при поширенні АГХ з періодом 95 хвилин у різні дні року показано на рисунку 6, де зміни тиску з поширенням хвилі також накладаються на загальні (барометричні) зміни тиску з висотою.

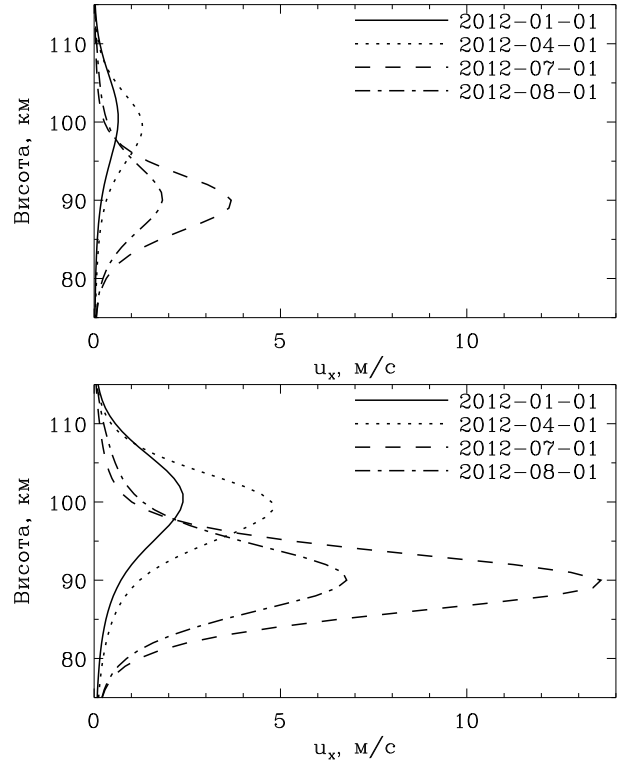


Рис. 3. Зміна з висотою амплітуди горизонтальної компоненти швидкості для АГХ з періодом 65 хвилин. Горизонтальне хвильове число дорівнює  $k_x = 3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$  (а),  $k_x = 10^{-5} \text{ м}^{-1}$  (б).

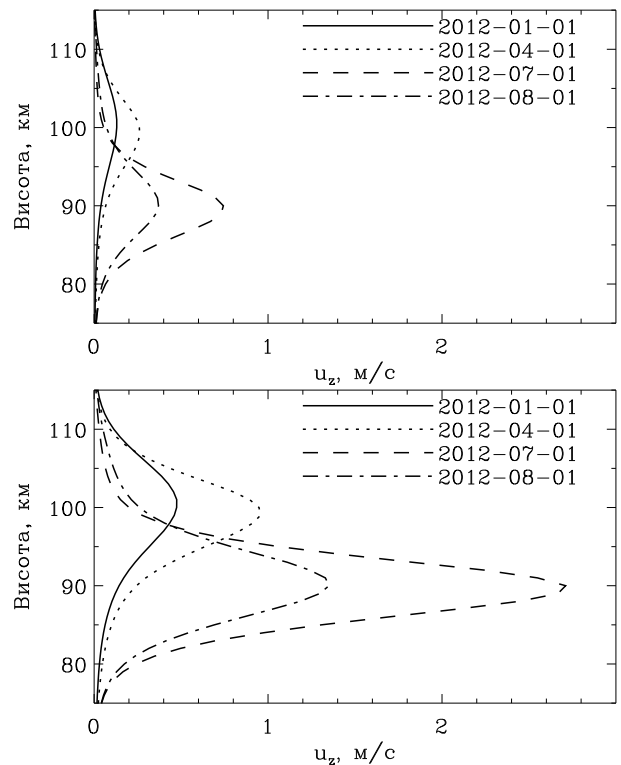


Рис. 4. Зміна з висотою амплітуди вертикальної компоненти швидкості для АГХ з періодом 65 хвилин. Горизонтальне хвильове число дорівнює  $k_x = 3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$  (а),  $k_x = 10^{-5} \text{ м}^{-1}$  (б).

Відмінність АГХ від звукових хвиль полягає в тому, що в останніх коливання є чисто поздовжніми, а в АГХ є поперечна компонента коливань. Це приводить

до того, що хвилі поширюються під кутом до горизонту. Були промодельовані траєкторії поширення АГХ різних періодів від приземного джерела (рис. 7).

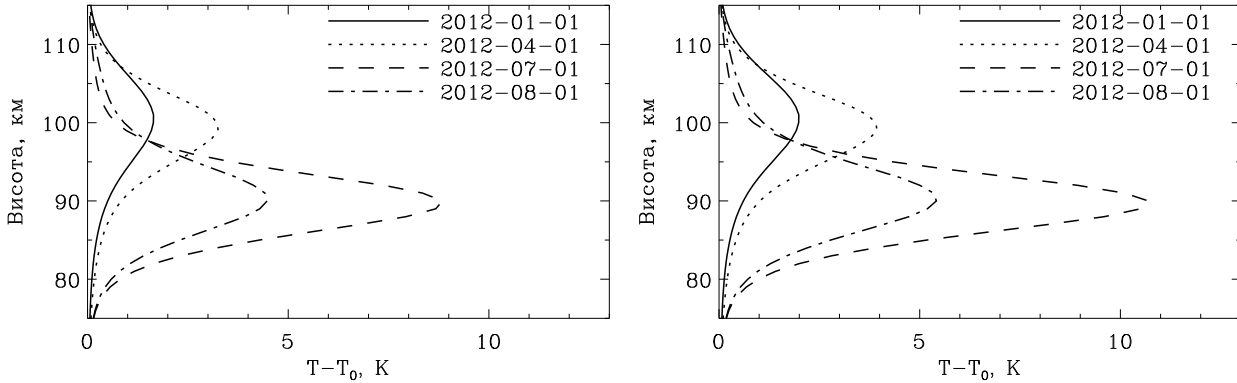


Рис. 5. Безпосередні зміни температури при поширенні АГХ з періодом 65 хвилин. Горизонтальне хвильове число дорівнює  $k_x = 3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$  (а),  $k_x = 10^{-5} \text{ м}^{-1}$  (б).

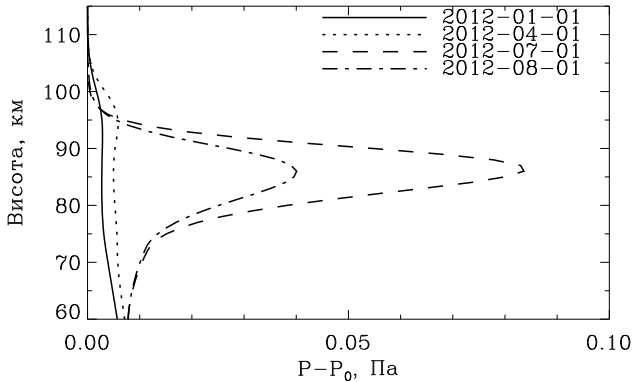


Рис. 6. Зміни тиску при поширенні АГХ з періодом 95 хвилин. Горизонтальне хвильове число дорівнює  $k_x = 10^{-5} \text{ м}^{-1}$ .

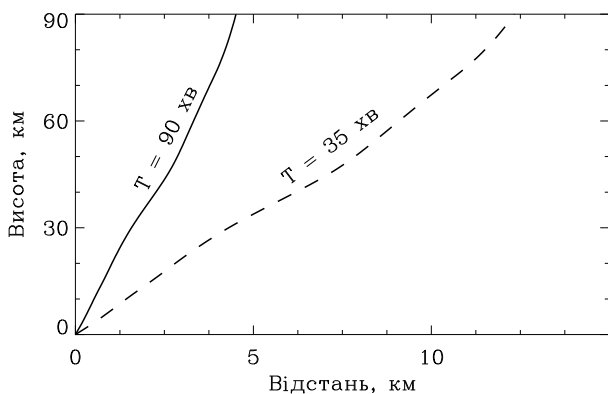


Рис. 7. Траєкторія поширення АГХ від приземного джерела для періоду коливань 35 хвилин та 95 хвилин. Горизонтальне хвильове число дорівнює  $k_x = 3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$ .

Оскільки виявилось, що в результаті модельних розрахунків АГХ загасають до висот 120 км, то зміну магнітного поля з висотою можна не враховувати.

#### IV. ВИСНОВКИ

Чисельно моделюючи поширення АГХ в неізотермічній, стратифікованій за густиною і за концентрацією основних складників атмосфери з урахуванням в'язкості та теплопровідності, можна виділити таке:

- Максимальну амплітуду АГХ спостерігаємо на висотах  $\sim 90$  км, що відповідає рівню мезопаузи в атмосфері Землі.
- Загасання хвиль спостерігаємо вище 110 км.
- При обраних для моделювання параметрах хвилі відносні варіації швидкості на висотах мезопаузи становлять  $V_z = 0.5\text{--}3 \text{ м/с}$ ,  $V_x = 1\text{--}15 \text{ м/с}$ .
- Зміни температури на висотах мезопаузи внаслідок поширення АГХ становлять 2–20 К.
- Різні значення періодів хвиль (від 35 до 95 хв) і різні значення  $k_x$  змінюють відносний вплив АГХ на стан верхньої атмосфери Землі, не змінюючи при цьому хід параметрів.

У результаті проведеного аналізу можна зробити висновок, що, досягаючи мезосфери, АГХ руйнуються, і це призводить до локального нагрівання й руху повітря. Нагріті області, своєю чергою, можуть генерувати вторинні АГХ, які поширюються вгору і вниз з області мезосфери.

**Подяки:** Автори висловлюють щирю подяку Івченкові В.М. за корисні обговорення викладених у роботі результатів. Робота виконана при частковій підтримці Міжнародного інституту космічних досліджень, Берн, Швейцарія (ISSI-team 132) та спільного російсько-українського гранту ДФФД-РФФИ Ф № 40/48 та Ф № 53.2/039.

- 
- [1] Г. И. Григорьев, Изв. вузов. Радиофиз. **42**, 3 (1999).  
 [2] L. V. Kozak, M. I. Dzubenko, V. M. Ivchenko, Phys. Chem. Earth **29**, 507 (2004).  
 [3] А. К. Федоренко, Косм. наука технол. **14**, 65 (2008).  
 [4] С. J. Nappo, *An Introduction to Atmospheric Gravity Waves* (Academic Press, London, 2012).  
 [5] Э. Хук, *Волны в атмосфере* (Мир, Москва, 1975).  
 [6] К. О. Хайнс, *Термосферная циркуляция* (Мир, Москва, 1975).  
 [7] Л. В. Козак, Косм. наука технол. **8**, 86 (2002).  
 [8] W. K. Hocking, Adv. Space Res. **10**, 153 (1990).  
 [9] T. Imamura, T. Ogawa, Geophys. Res. **74**, 4087 (1969).  
 [10] M. Pitteway, C. Hines, Can. J. Phys. **41**, 1935 (1963).  
 [11] R. R. Hodges, J. Geophys. Res. **74**, 4087 (1969).  
 [12] S. H. Francis, J. Atmos. Terr. Phys. **37**, 1011 (1975).  
 [13] S. H. Francis, J. Geophys. Res. **78**, 2278 (1973).  
 [14] J. E. Midgley, H. B. Liemohn, J. Geophys. Res. **71**, 3729 (1966).  
 [15] H. Volland, J. Atmos. Terr. Phys. **31**, 491 (1969).  
 [16] H. Volland, J. Geophys. Res. **74**, 1786 (1969).  
 [17] S. D. Zhang, F. Yi, J. Geophys. Res. **107**, 1 (2002).  
 [18] A. E. Hedin, J. Geophys. Res. **96**, 1159 (1991).

**CHANGES OF ATMOSPHERIC PHYSICAL PROPERTIES DURING PROPAGATION AND DAMPING OF ACOUSTIC GRAVITY WAVES**

S. G. Pylypenko, L. V. Kozak  
*Kyiv State Taras Shevchenko University,*  
*4, Acad. Glushkov Ave., Kyiv, UA-03022, Ukraine,*  
*e-mail:sgpylypenko@gmail.com, kozak@univ.kiev.ua*

We studied the propagation of acoustic gravity waves (AGW) in non-isothermal, wind-free atmosphere taking into account viscosity and heat conduction. We found that under such conditions the maximum AGW amplitude corresponds to an approximate height of 90 km (mesopause level). The temperature gradient on height is the principal source of wave dumping. We found changes of temperature and pressure due to AGW damping that corresponds to mesopause levels.