

<https://doi.org/10.15407/knit2022.06.025>
УДК 551.51; 551.511.31

А. К. ФЕДОРЕНКО, старш. наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук

ORCID: 0000-0002-2327-9556

E-mail: fedorenkoak@gmail.com

Є. І. КРЮЧКОВ, старш. наук. співроб., канд. техн. наук

ORCID: 0000-0002-9131-3277

E-mail: kryuchkov, ye@gmail.com

О. К. ЧЕРЕМНИХ, зав. відділу, чл.-кор. НАН України

ORCID: 0000-0001-6789-3382

E-mail: oleg.cheremnykh@gmail.com

І. Т. ЖУК, старш. наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук

E-mail: zhukigor@gmail.com

Інститут космічних досліджень Національної академії наук України
та Державного космічного агентства України
Проспект Академіка Глушкова 40, к. 4/1, Київ-187, Україна, 03187

ХВИЛЬОВІ ЗБУРЕННЯ АТМОСФЕРИ У ПРОСТОРОВО НЕОДНОРІДНІЙ ТЕЧІЇ

Аналіз вимірювань на супутнику «Dynamics Explorer 2» вказує на тісний зв'язок атмосферних хвильових збурень у полярній термосфері з вітровою циркуляцією. Згідно з супутниковими спостереженнями в областях формування потужних вітрових систем систематично спостерігаються акустико-гравітаційні хвилі (АГХ) великих амплітуд. При цьому азимуті поширення АГХ просторово узгоджуються з напрямками вітрової циркуляції. Хвилі поширюються переважно назустріч вітру, а їхня амплітуда приблизно пропорційна швидкості вітру. З метою пояснення експериментальних даних у роботі теоретично досліджено зміни амплітуд АГХ у горизонтально неоднорідній вітровій течії. Отримано дисперсійне рівняння АГХ у системі відліку середовища, яке рухається з неоднорідною швидкістю. При його отриманні враховано сили інерції, а також зміну фонові густини атмосфери в неоднорідній течії. Показано, що за умови повільної зміни швидкості вітру дійсна частина цього рівняння збігається з дисперсійним рівнянням АГХ для нерухомого середовища. Отримано вираз для зміни амплітуди хвиль в рухомому середовищі, згідно з яким у зустрічному неоднорідному вітрі амплітуда хвиль збільшується приблизно за лінійним законом, що узгоджується з даними супутникових спостережень.

Ключові слова: акустико-гравітаційна хвиля, полярна термосфера, просторово неоднорідна течія.

ВСТУП

У полярній термосфері Землі відбувається тісна взаємодія динамічних процесів різних масштабів. У цих областях на глобальну вітрову циркуляцію, що формується внаслідок поглинання сонячного ультрафіолетового випроміню-

вання, накладаються інші ефекти: 1) залучення нейтральної атмосфери до конвективного руху іоносферної плазми, зумовленого електричними полями магнітосферного походження; 2) розігрівання атмосфери енергійними частинками, що висипаються, і магнітосферно-іоносфер-

Цитування: Федоренко А. К., Крючков Є. І., Черемних О. К., Жук І. Т. Хвильові збурення атмосфери у просторово неоднорідній течії. *Космічна наука і технологія*. 2022. **28**, № 6 (139). С. 25—33. <https://doi.org/10.15407/knit2022.06.025>

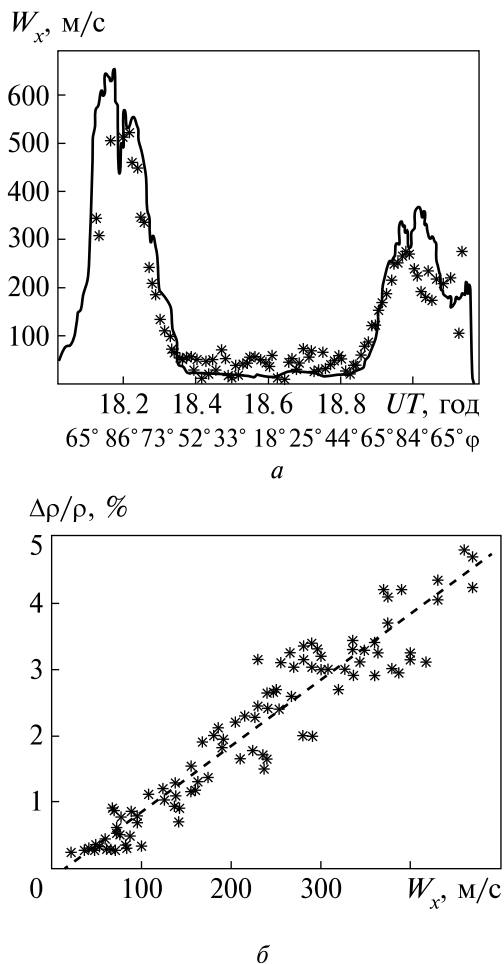


Рис. 1. Зв'язок амплітуд АГХ зі швидкістю вітру за даними супутника «Dynamics Explorer 2»: *а* — швидкість вітру W_x (зірочки) та усереднена амплітуда АГХ у відносних флуктуаціях щільності $10^3 \Delta\rho/\rho$ (суцільна крива) на витку 8257, *б* — залежність амплітуди АГХ $\Delta\rho/\rho$ (%) від швидкості вітру за вимірами на шести витках [6]

ними струмами в областях авроральних овалів. Внаслідок впливу вказаних процесів структура вітрових течій у полярній термосфері є дуже складною і неоднорідною у просторі [11]. Просторова картина вітрів залежить не тільки від сезону і часу доби, як це переважно спостерігається у середніх широтах, а також від процесів магнітосферно-іоносферної взаємодії. Швидкості вітрів у полярній термосфері досягають максимально можливих у земній атмосфері значень і становлять 300...700 м/с [9]. Основний внесок у формування потужних полярних вітрів дає

конвективна складова, яка виникає безпосередньо під впливом магнітосферно-іоносферних процесів. Просторово неоднорідна структура вітру зумовлює специфіку поширення хвиль у такому середовищі. Відомо, що при поширенні хвиль у неоднорідному вітрі відбувається обмін енергією між середовищем та хвилями [10]. Це призводить до зміни амплітуд хвиль, а також формування переважних напрямків їхнього поширення відносно вітру. Відмітимо, що вказані обставини суттєво ускладнюють пошук можливих джерел спостережуваних хвильових збурень у неоднорідному вітрі. Основні високоширотні джерела збурень верхньої атмосфери пов'язані з висипаннями заряджених частинок та дисипацією іоносферних струмів. Максимальне поглинання енергії від цих джерел відбувається у висотному інтервалі 100...200 км, в результаті чого, ймовірно, генеруються АГХ у широкому спектрі частот [7, 14].

Супутникові спостереження вказують на переважання у полярній термосфері АГХ з певними спектральними властивостями та азимутами поширення. Так, частоти АГХ над полярними шапками, визначені на основі прямих супутникових вимірювань, згідно з висновками ряду робіт є близькими до частоти Брента — Вайсяля (БВ) [5, 8]. При наявності різноманітних гіпотетичних джерел цей ефект є незрозумілим, і може вказувати на певну селективну фільтрацію спектру хвиль. У земній атмосфері швидко збільшуються втрати енергії АГХ зі збільшенням висоти за рахунок збільшення молекулярної в'язкості та іонного тертя [13]. Тому вище 200 км АГХ мають швидко загасати у процесі поширення. Водночас у полярній термосфері спостерігаються виражені цуги хвиль, амплітуда яких часто збільшується у напрямку поширення. Останнє неможливо пояснити без врахування додаткового притоку енергії до хвиль від середовища.

З аналізу вимірювань на супутнику «Dynamics Explorer 2» випливає, що поведінка АГХ у полярних областях переважно контролюється вітрами [2]. Цей вітровий контроль проявляється у двох основних ефектах [1, 2]: 1) АГХ систематично поширюються назустріч вітру; 2) спостерігається виражена залежність амплітуд хвиль від

швидкості вітру. Другий ефект проілюстровано на рис. 1. Розподіл швидкості вітру і амплітуди хвильових збурень показано на рис. 1, а на окремому витку супутника. На рис. 1, б наведено сумарну для шести витків залежність амплітуди хвиль від швидкості вітру. Ці експериментальні дані показують, що для інтерпретації спостережуваних властивостей АГХ у полярних областях необхідно врахувати вплив вітру на поширення цих хвиль.

При вивченні поширення АГХ у просторово неоднорідній течії, швидкість якої не залежить від координат, зазвичай переходять у систему відліку рухомого середовища. Відомо, що у цій системі виконуються теоретичні співвідношення АГХ (дисперсійне рівняння, поляризаційні співвідношення та ін.), отримані для нерухомого середовища [4]. У цих співвідношеннях відбувається заміна частоти ω_0 в нерухомій системі відліку на частоту в системі відліку рухомого середовища $\omega = \omega_0 - \mathbf{k}\mathbf{W}$, де \mathbf{k} — хвильовий вектор, \mathbf{W} — швидкість вітру [4]. Подібний підхід можна наближено застосувати, якщо швидкість течії повільно змінюється на масштабі довжини хвилі [10]. В локальному наближенні слабка неоднорідність течії практично не впливає на дисперсію АГХ, а лише на амплітуди хвиль [10]. Зміна амплітуд хвиль у неоднорідних течіях відбувається внаслідок обміну енергією із середовищем. Особливості взаємодії акустико-гравітаційних хвиль з просторово неоднорідними течіями атмосфери досліджено в роботі [6], де використовувалося дисперсійне рівняння АГХ для нерухомого середовища у припущенні, що воно локально виконується в системі відліку рухомого середовища. Зміну амплітуд АГХ у просторово неоднорідній течії атмосфери досліджено з використанням рівняння хвильової дії [3, 6].

В даній роботі розглянуто взаємодію хвиль з неоднорідними течіями атмосфери на основі іншого підходу. Із системи гідродинамічних рівнянь безпосередньо отримано дисперсійне рівняння АГХ в системі відліку середовища, що рухається з неоднорідною швидкістю. При цьому враховано сили інерції та зміни фонові густини атмосфери. В умовах повільної зміни швидкості течії дійсна частина отриманого дисперсійно-

го рівняння збіглася з дисперсійним рівнянням АГХ для нерухомого середовища. З уявної частини дисперсійного рівняння отримано аналітичний вираз, який описує зміну амплітуди АГХ в рухомому середовищі і добре узгоджується зі спостереженнями.

ВИХІДНІ РІВНЯННЯ

Перш ніж розглядати систему диференціальних гідродинамічних рівнянь, що описують хвильові збурення в атмосфері, наведемо деякі загальні міркування щодо переходу в рухому систему відліку. Якщо швидкість стаціонарного вітру змінюється у напрямку поширення вздовж горизонтальної осі x , тоді для нерухомого спостерігача у виразі для повної похідної від швидкості по часу з'являються такі доданки:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(W_x + v_x) = & \frac{\partial v_x}{\partial t} + W_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_x \frac{\partial W_x}{\partial x} + \\ & + W_x \frac{\partial W_x}{\partial x} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z}, \end{aligned} \quad (1)$$

де v_x та v_z — швидкість хвильових флуктуацій об'єму середовища у вертикальному і горизонтальному напрямку, W_x — швидкість вітру. У лінійному наближенні останніми двома доданками нехтуємо. Якщо W_x не змінюється у просторі, тоді права частина виразу (1) обмежується тільки першими двома доданками. Ці доданки дають перенормування частоти $\omega = \omega_0 - k_x W_x$ при переході в систему відліку рухомого середовища. Якщо швидкість вітру залежить від координати $W_x = W_x(x)$, тоді слід врахувати чотири перші доданки. Тут третій доданок описує взаємодію хвиль з рухомим середовищем і визначає сили інерції

$$F_i = -\rho v_x \frac{\partial W_x}{\partial x}.$$

Четвертий доданок описує зміну фонових параметрів середовища.

Розглянемо поширення АГХ у стаціонарній вітровій течії, яка рухається з неоднорідною у просторі швидкістю. Згідно з супутниковими спостереженнями азимуту поширення АГХ переважно орієнтуються вздовж напрямків вітрів [2]. Нехай вітер направлено вздовж гори-

зонтальної осі x , тобто $\mathbf{W}(W_x, 0, 0)$, при цьому $\partial W_x / \partial x \neq 0$, $\partial W_x / \partial y = 0$, $\partial W_x / \partial z = 0$. Припущення $\partial W_x / \partial z = 0$ для висот термосфери є фізично обґрунтованим, оскільки, на відміну від нижньої атмосфери, вище рівня 200 км швидкість вітру змінюється з висотою дуже повільно через вплив молекулярної в'язкості [13].

Використаємо систему гідродинамічних рівнянь для стратифікованої у полі сили тяжіння атмосфери, записану для компонентів вертикальних зміщень елементарного об'єму газу [12]:

$$\begin{aligned} \rho \ddot{\xi} - \frac{\partial}{\partial x}(\lambda e) + g \frac{\partial}{\partial x}(\rho \zeta) &= 0, \\ \rho \ddot{\eta} - \frac{\partial}{\partial y}(\lambda e) + \rho g \frac{\partial \zeta}{\partial y} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\rho \ddot{\zeta} - \frac{\partial}{\partial z}(\lambda e) - \rho g \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) = 0,$$

де ξ, η і ζ — зміщення елементарного об'єму вздовж осей координат x, y і z відповідно, g — прискорення вільного падіння, $\lambda = \rho c_s^2$,

$$e = \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial z}.$$

На відміну від [12], у першому рівнянні (2) ми залишили залежність $\rho(x)$ під знаком похідної.

Будемо розглядати систему рівнянь (2) в системі відліку рухомого середовища. Оскільки ця система є неінерційною, окрім звичайних сил, які діють на елемент об'єму в нерухомому середовищі, на нього додатково будуть діяти сили інерції [10]. Згідно з виразом (1) у нашому випадку сила інерції має вигляд

$$F_i = -\rho v_x \frac{\partial W_x}{\partial x}.$$

Для монохроматичної плоскої хвилі $v_x = i\omega \xi$, тому в термінах горизонтального зміщення сила інерції

$$F_i = -i\rho\omega\xi \frac{\partial W_x}{\partial x},$$

де ω — частота в рухомій системі відліку. Цей вираз для сили інерції додамо у праву частину першого рівняння (2). Також у першому рівнянні (2) врахуємо зміну фонові густини атмосфери в неоднорідній течії. З рівняння неперервності слідує

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} = -\frac{1}{W_x} \frac{\partial W_x}{\partial x}.$$

ДИСПЕРСІЙНЕ РІВНЯННЯ АКУСТИКО-ГРАВІТАЦІЙНИХ ХВИЛЬ У РУХОМОМУ СЕРЕДОВИЩІ

Розв'язок системи рівнянь (2) шукатимемо у вигляді

$$\begin{aligned} \xi, \eta, \zeta &\propto A(x) \exp(z/2H) \times \\ &\times \exp[i(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z)], \end{aligned}$$

де $A(x)$ — амплітуда хвилі, яка залежить від горизонтальної координати; k_x, k_y — горизонтальні, k_z — вертикальна складова хвильового вектора; ω — частота хвилі в рухомій системі відліку. Залежність амплітуди від вертикальної координати приймемо пропорційною $\exp(z/2H)$ [7]. Тут H — висота однорідної атмосфери, яка є сталою величиною для ізотермічної атмосфери. Відмітимо, що такий вигляд залежності амплітуди від вертикальної координати забезпечує збереження щільності хвильової енергії з висотою [7]. Просторову неоднорідність течії враховано в амплітуді хвилі $A(x)$.

В рамках вищевказаних припущень з урахуванням сил інерції запишемо визначник системи (2), який повинен дорівнювати нулю:

$$\begin{vmatrix} -\omega^2 - c_s^2[q' + \tilde{k}_x^2] + c_s^2 \tilde{k}_x r + i\omega W r & ik_y c_s^2 (\tilde{k}_x - r) & \left[\frac{1}{2} g(2 - \gamma) + ik_z c_s^2 \right] (\tilde{k}_x - r) \\ ik_y c_s^2 \tilde{k}_x & c_s^2 k_y^2 - \omega^2 & -ik_y \left[\frac{1}{2} g(2 - \gamma) + ik_z c_s^2 \right] \\ -\tilde{k}_x \left[\frac{1}{2} g(2 - \gamma) - ik_z c_s^2 \right] & ik_y \left[\frac{1}{2} g(2 - \gamma) - ik_z c_s^2 \right] & \omega_a^2 - \omega^2 + c_s^2 k_z^2 \end{vmatrix} = 0, \quad (3)$$

де

$$\tilde{k}_x = q - ik_x, \quad q = \frac{1}{A} \frac{dA}{dx}, \quad q' = \frac{dq}{dx}, \quad r = \frac{1}{W_x} \frac{dW_x}{dx},$$

$c_s^2 = \gamma g H$ — квадрат швидкості звуку;

$\omega_a^2 = c_s^2 / 4H^2$ — квадрат частоти акустичної відсічки.

Згрупуємо доданки при дійсній частині визначника (3). Врахуємо також, що

$$\omega_a^2 - \omega_b^2 = g^2 (2 - \gamma)^2 / 4c_s^2,$$

де $\omega_b^2 = g(\gamma - 1) / (\gamma H)$ — квадрат частоти Брента — Вайсяля. В результаті отримуємо дисперсійне співвідношення АГХ в неоднорідному рухомому середовищі:

$$\begin{aligned} & [c_s^2(k_x^2 + \alpha) - \omega^2] \times \\ & \times [k_y^2 c_s^2 (\omega_b^2 - \omega^2) - \omega^2 (\omega_a^2 - \omega^2 + c_s^2 k_z^2)] - \\ & - c_s^2 (k_x^2 + \beta) [k_y^2 c_s^2 (\omega_b^2 - \omega^2) - \\ & - \omega^2 (\omega_a^2 - \omega_b^2 + c_s^2 k_z^2)] = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

де $\alpha = qr - q' - q^2$, $\beta = qr - q'^2$ — параметри, які характеризують неоднорідність.

Неважко показати, що коли швидкість вітру та амплітуда хвилі змінюються мало на масштабі довжини хвилі $\lambda_x = 2\pi / k_x$:

$$\lambda_x \frac{dA}{dx} \ll A, \quad \lambda_x \frac{dW_x}{dx} \ll W_x, \quad (5)$$

тоді параметри α і β також будуть малими у порівнянні з k_x^2 . Так з (5) одразу слідує

$$k_x^2 \gg (2\pi)^2 q^2, \quad k_x^2 \gg (2\pi)^2 qr.$$

Оцінимо також величину

$$q' = -q^2 + \frac{1}{A} \frac{d^2 A}{dx^2}.$$

Згідно (5)

$$\lambda_x^2 \frac{d^2 A}{dx^2} \ll \lambda_x \frac{dA}{dx} \ll A,$$

тобто

$$k_x^2 \gg (2\pi)^2 \frac{1}{A} \frac{d^2 A}{dx^2}.$$

Тому за умови (5) виконується $k_x^2 \gg q', q^2, qr$, і тоді параметри α і β є малими величинами. Якщо знехтувати α і β , вираз (6) збігається з відомим дисперсійним рівнянням АГХ для не-

рухомого середовища [7]:

$$c_s^2 (k_x^2 + k_y^2) (\omega_b^2 - \omega^2) - \omega^2 (\omega_a^2 - \omega^2 + c_s^2 k_z^2) = 0, \quad (6)$$

однак тут ω є частотою в системі відліку рухомого середовища. Оскільки $k_x^2 = (2\pi)^2 / \lambda_x^2$, тому за рахунок множника $(2\pi)^2$ дисперсійне рівняння (6) наближено виконується навіть у випадку, коли зміни dA/A і dW_x/W_x є не дуже малими. Достатньо, щоб вони були меншими від одиниці на масштабі λ_x . Тобто, при повільних змінах швидкості течії, її впливом на дисперсійне рівняння АГХ можна знехтувати. Цей результат узгоджується з висновками роботи [10].

ЗМІНА АМПЛІТУДИ АКУСТИКО-ГРАВІТАЦІЙНИХ ХВИЛЬ В НЕОДНОРІДНІЙ ТЕЧІЇ

Прирівнявши до нуля уявну частину визначника (3), отримуємо вираз для зв'язку амплітуди АГХ зі швидкістю вітру:

$$q = \frac{1}{2} r + \frac{1}{2k_x \omega} \left[k_y^2 - \frac{\omega^2 (\omega_a^2 - \omega^2 + c_s^2 k_z^2)}{c_s^2 (\omega_b^2 - \omega^2)} \right] \frac{dW_x}{dx}. \quad (7)$$

З урахуванням дисперсійного рівняння (6) можна переписати (7) у компактному вигляді:

$$\frac{1}{A} \frac{dA}{dx} = \frac{1}{2W_x} \frac{dW_x}{dx} - \frac{1}{2U_x} \frac{dW_x}{dx}. \quad (8)$$

Тут $U_x = \omega / k_x$ — фазова горизонтальна швидкість хвилі у системі відліку рухомого середовища. Перший доданок у виразах (7) і (8) пов'язаний зі зміною фонові густини середовища внаслідок зміни швидкості течії. Другий доданок зумовлений силами інерції і залежить від спектральних властивостей хвилі.

Для отримання залежності амплітуди АГХ від швидкості вітру перейдемо у систему відліку нерухомого спостерігача. Частоти в нерухомій і рухомій системах відліку пов'язані співвідношенням Доплера $\omega = \omega_0 - k_x W_x$. Тоді $U_x = U_{x0} - W_x$, де $U_{x0} = \omega_0 / k_x$. Згідно з [6] величина U_{x0} повільно змінюється в залежності від W_x . Тому для спрощення припустимо $U_{x0} = \text{const}$, тоді після інтегрування (8) отримуємо простий вираз для відносних змін амплітуди АГХ в неоднорідному вітрі:

$$\frac{A}{A_0} \approx \left[\frac{W_x (U_{x0} \pm W_x)}{W_{x0} (U_{x0} \pm W_{x0})} \right]^{1/2}, \quad (9)$$

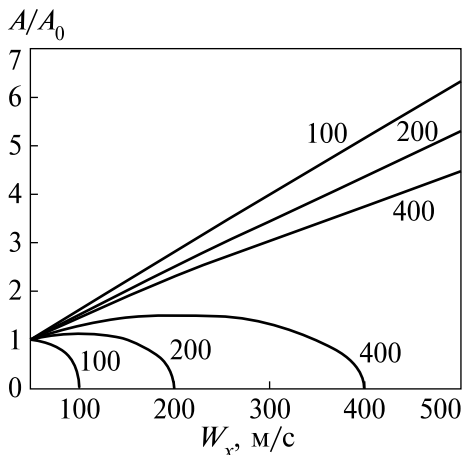


Рис. 2. Залежність амплітуди АГХ від швидкості вітру при $U_{x0} = 100, 200$ та 400 м/с. Нижні криві відповідають попутному з хвилею вітру, а верхні — зустрічному вітру

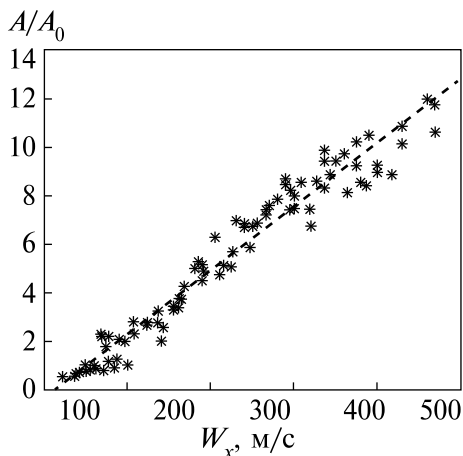


Рис. 3. Залежність відносних змін амплітуди АГХ від швидкості зустрічного вітру. Зірочки — експериментальні значення, штрихова пряма — лінійна інтерполяція даних, яка майже збігається з теоретичною залежністю (9) при $U_{x0} \rightarrow 0$

де знак « \rightarrow » відповідає попутному з хвилею вітру, а знак « $+$ » — зустрічному вітру.

Згідно з даними супутникових вимірювань на висотах термосфери завжди є деякий фоновий рівень хвильової активності. Амплітуди фонових флуктуацій густини $\Delta\rho/\rho \approx 0.5\%$ відповідають середній швидкості фонового вітру $W_x \approx 50$ м/с (див. рис. 1). Прийmemo ці величини як початкові значення амплітуди АГХ A_0 та

швидкості вітру W_{0x} . З урахуванням початкових умов дослідимо, як змінюється амплітуда АГХ у горизонтально неоднорідному вітрі. На рис. 2 показано відносну зміну амплітуди АГХ A/A_0 у попутному та зустрічному вітрі при різних значеннях U_{x0} . Верхні криві відповідають зустрічному вітру, а нижні — попутному вітру. Видно, що у попутному вітрі амплітуда хвиль швидко зменшується з наближенням фазової швидкості АГХ U_{x0} до швидкості вітру. Коли ці швидкості зрівнюються ($U_{x0} = W_x$), відбувається поглинання хвилі течією. На графіках ця ситуація відповідає зменшенню амплітуди хвиль до нуля. У зустрічному вітрі амплітуди АГХ майже лінійно збільшуються за рахунок течії, при цьому збільшення амплітуд хвиль є тим більшим, що меншим стає значення U_{x0} .

ПОРІВНЯННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ З СУПУТНИКОВИМИ ДАНИМИ

Порівнюємо отримані теоретичні результати з експериментальними даними. Для цього розглянемо експериментальну залежність A/A_0 від швидкості вітру W_x . На рис. 3 зірочками позначено виміряні на супутнику значення амплітуд АГХ при різній швидкості вітру W_x . Нормування здійснюється на амплітуду фонового рівня АГХ у відносних флуктуаціях густини атмосфери $A_0 \approx 0.5\%$, якому відповідає швидкість вітру $W_{0x} \approx 50$ м/с. Теоретичні залежності (9) для зустрічного вітру мають вигляд прямих, нахил яких залежить від величини U_{x0} (див. рис. 2). Тому змінюючи величину U_{x0} , можна досягти максимального збігу теоретичної прямої з прямою лінійної апроксимації експериментальних даних. Теоретична залежність поступово наближається до експериментальної по мірі зменшення величини U_{x0} . Виявилось, що вказані залежності фактично збігаються при $U_{x0} \rightarrow 0$. Горизонтальні групові швидкості АГХ є меншими від фазових горизонтальних швидкостей $U_{gr0} < U_{x0}$ [7]. Тому спостережувані АГХ повинні також мати групову швидкість $U_{gr0} \rightarrow 0$ для нерухомого спостерігача, тобто фактично ці хвилі «зупиняються» у зустрічному вітрі. При поширенні хвилі в зустрічному вітрі її групова швидкість для нерухомого спостерігача стано-

виль $U_{gr0} = U_{grx} - W_x$. Коли групова швидкість у системі відліку рухомого середовища зрівнюється за величиною зі швидкістю вітру, тоді $U_{gr0} = 0$. Цей ефект називається блокуванням хвиль на зустрічній течії. При наближенні до точки блокування амплітуда АГХ швидко збільшується [6]. Саме такі хвилі великих амплітуд є найбільш помітними в супутникових вимірюваннях над полярними шапками в обох півкулях Землі [1]. При цьому частоти АГХ, які визначені за супутниковими даними відносно системи відліку рухомого середовища, є близькими до частоти БВ [6]. Наземний спостерігач буде бачити ці збурення поблизу точки блокування як дуже низькочастотні АГХ великих амплітуд.

Гіпотетичні джерела полярних АГХ переважно локалізовані в інтервалі висот атмосфери 100...200 км, а спостереження на супутнику DE2 провадили вище 250 км. Тому прилади на супутнику реєструють насамперед не первинні АГХ, які безпосередньо згенеровані джерелом. У прямих вимірюваннях з супутника, ймовірно, досліджується хвильове поле, яке значною мірою є результатом взаємодії АГХ з вітровими течіями. Спостережувані з супутника АГХ над полярними шапками характеризуються такими властивостями: 1) поширення назустріч вітру; 2) залежність амплітуд від швидкості вітру; 3) частота у системі відліку середовища близька до частоти Брента — Вайсяля. Перелічені особливості полярних АГХ можна пояснити в рамках розглянутої у цій роботі моделі.

ВИСНОВКИ

Досліджено поширення АГХ у просторово неоднорідній горизонтальній вітровій течії. Отримано дисперсійне рівняння АГХ у системі відліку середовища, що рухається з неоднорідною швидкістю. При цьому враховано сили інерції та зміну фонові густини атмосфери в неоднорідній течії. Показано, що при повільній зміні швидкості вітру дійсна частина отриманого дис-

персійного рівняння збігається з дисперсійним рівнянням АГХ для нерухомого середовища. Тому слабка просторова неоднорідність мало впливає на дисперсійне співвідношення АГХ, а основний вплив неоднорідності течії полягає у зміні амплітуди хвиль.

Отримано вираз для зміни амплітуди АГХ у залежності від швидкості неоднорідної течії. Для зустрічного вітру ця залежність є приблизно лінійною, при цьому кут нахилу прямої визначається значенням горизонтальної фазової швидкості хвилі U_{x0} . У попутному вітрі амплітуда АГХ швидко зменшується, особливо з наближенням U_{x0} до величини швидкості вітру.

Здійснено порівняння теоретичних результатів з експериментальною залежністю амплітуди АГХ від швидкості зустрічного вітру. Для цього використано дані супутникових спостережень хвиль у полярній термосфері. На основі аналізу зроблено висновок, що горизонтальні фазова та групова швидкості АГХ у полярних областях термосфери є близькими до нуля для нерухомого спостерігача. Це свідчить про переважання у спостереженнях заблокованих на зустрічній течії хвиль.

Таким чином, спостережувані властивості АГХ над полярними областями можна пояснити вітровою фільтрацією первинних хвиль, що генеруються різними джерелами. Первинні хвилі, ймовірно, генеруються з різними спектральними властивостями і поширюються в різні боки від джерела. Однак попутні з вітром АГХ швидко загасають, а хвилі, що рухаються назустріч вітру, навпаки, підсилюються. Найбільше збільшуються амплітуди АГХ у зустрічній течії при наближенні до точки блокування. Тому саме такі АГХ і переважають у спостереженнях з борту супутника.

Роботу виконано при підтримці Цільової комплексної програми НАН України з наукових космічних досліджень на 2018—2022 роки.

ЛІТЕРАТУРА

1. Федоренко А. К., Крючков Е. И. Распределение среднемасштабных АГВ в полярных регионах по данным спутниковых измерений. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2011. **51**, № 1. С. 527—539.
2. Федоренко А. К., Крючков Е. И. Ветровой контроль распространения акустико-гравитационных волн в полярной термосфере. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2013. **53**, № 3. С. 394—405.
3. Bretherton F. P., Garrett C. J. R. Wavetrains in inhomogeneous moving media. *Proc. Roy. Soc.* 1969. **A.302**, P. 529—554.
4. Cowling D. H., Webb H. D., Yeh K. C. Group rays of internal gravity waves in a wind-stratified atmosphere. *J. Geophys. Res.* 1971. **76**. P. 213—220.
5. Fedorenko A. K., Bespalova A. V., Cheremnykh O. K., Kryuchkov E. I. A dominant acoustic-gravity mode in the polar thermosphere. *Ann. Geophys.* 2015. **33**. P. 101—108. doi:10.5194/angeo-33-101-2015.
6. Fedorenko A. K., Kryuchkov E. I., Cheremnykh O. K., Klymenko Yu. O., Yampolski Yu. M. Peculiarities of acoustic-gravity waves in inhomogeneous flows of the polar thermosphere. *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Phys.* 2018. **178**. P. 17—23. doi.org/10.1016/j.jastp.2018.05.009.
7. Hines C. O. Internal gravity waves at ionospheric heights. *Can. J. Phys.* 1960. **38**. P. 1441—1481.
8. Innis J. L., Conde M. Characterization of acoustic-gravity waves in the upper thermosphere using Dynamics Explorer 2 Wind and Temperature Spectrometer (WATS) and Neutral Atmosphere Composition Spectrometer (NACS) data. *J. Geophys. Res.* 2002. **107**, № A12. doi: 10.1029/2002JA009370.
9. Killeen T. L., Won Y. I., Niciejewski R. J., Burns A. G. Upper thermosphere winds and temperatures in the geomagnetic polar cap: Solar cycle, geomagnetic activity, and interplanetary magnetic fields dependencies. *J. Geophys. Res.* 1995. **100**. P. 21327—21342.
10. Lighthill J. *Waves in Fluids*. Cambridge University Press, 1978. 504 p.
11. Lühr H., Rentz S., Ritter P., Liu H., Häusler K. Average thermospheric wind pattern over the polar regions, as observed by CHAMP. *Ann. Geophys.* 2007. **25**. P. 1093—1101. (www.ann-geophys.net/25/1093/2007).
12. Tolstoy I. The theory of waves in stratified fluids including the effects of gravity and rotation. *Rev. Modern Phys.* 1963. **35**, № 1. P. 207—230.
13. Vadas S. L., Fritts M. J. Thermospheric responses to gravity waves: Influences of increasing viscosity and thermal diffusivity. *J. Geophys. Res.* 2005. **110**. D15103. doi:10.1029/2004JD005574.
14. Williams P. J. S., Lewis R. V., Virdi T. S., Lester M., Nielsen E. Plasma flow bursts in the auroral electrojets. *Ann. Geophysicae*. 1992. **10**. P. 835—848.

REFERENCES

1. Fedorenko A. K., Kryuchkov E. I. (2011). Distribution of Medium Scale Acoustic Gravity Waves in polar Regions according to Satellite Measurement Data. *Geomagn. Aeron.*, **51**, № 1, 527—539.
2. Fedorenko A. K., Kryuchkov E. I. (2013). Wind Control of the Propagation of Acoustic Gravity Waves in the Polar Atmosphere. *Geomagn. Aeron.*, **53**, № 3, 394—405.
3. Bretherton F. P., Garrett C. J. R. (1969). Wavetrains in inhomogeneous moving media. *Proc. Roy. Soc.*, **A.302**, 529—554.
4. Cowling D. H., Webb H. D., Yeh K. C. (1971). Group rays of internal gravity waves in a wind-stratified atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **76**, 213—220.
5. Fedorenko A. K., Bespalova A. V., Cheremnykh O. K., Kryuchkov E. I. (2015). A dominant acoustic-gravity mode in the polar thermosphere. *Ann. Geophys.*, **33**, 101—108. doi:10.5194/angeo-33-101-2015.
6. Fedorenko A. K., Kryuchkov E. I., Cheremnykh O. K., Klymenko Yu. O., Yampolski Yu. M. (2018). Peculiarities of acoustic-gravity waves in inhomogeneous flows of the polar thermosphere. *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Phys.*, **178**, 17—23. doi.org/10.1016/j.jastp.2018.05.009.
7. Hines C. O. (1960). Internal gravity waves at ionospheric heights. *Can. J. Phys.*, **38**, 1441—1481.
8. Innis J. L., Conde M. (2002). Characterization of acoustic-gravity waves in the upper thermosphere using «Dynamics Explorer 2» Wind and Temperature Spectrometer (WATS) and Neutral Atmosphere Composition Spectrometer (NACS) data. *J. Geophys. Res.*, **107**, № A12. doi: 10.1029/2002JA009370.
9. Killeen T. L., Won Y. I., Niciejewski R. J., Burns A. G. (1995). Upper thermosphere winds and temperatures in the geomagnetic polar cap: Solar cycle, geomagnetic activity, and interplanetary magnetic fields dependencies. *J. Geophys. Res.*, **100**, 21327—21342.
10. Lighthill J. (1978). *Waves in Fluids*. Cambridge University Press, 504 p.
11. Lühr H., Rentz S., Ritter P., Liu H., Häusler K. (2007). Average thermospheric wind pattern over the polar regions, as observed by CHAMP. *Ann. Geophys.*, **25**, 1093—1101 (www.ann-geophys.net/25/1093/2007).

12. Tolstoy I. (1963). The theory of waves in stratified fluids including the effects on gravity and rotation. *Rev. Modern Phys.*, **35**, № 1, 207 — 230.
13. Vadas S. L., Fritts M. J. (2005). Thermospheric responses to gravity waves: Influences of increasing viscosity and thermal diffusivity. *J. Geophys. Res.*, **110**, D15103. doi:10.1029/2004JD005574.
14. Williams P. J. S., Lewis R. V., Virdi T. S., Lester M., Nielsen E. (1992). Plasma flow bursts in the auroral electrojets. *Ann. Geophysicae*, **10**, 835—848.

Стаття надійшла до редакції 12.10.2022

Після доопрацювання 05.11.2022

Прийнято до друку 17.11.2022

Received 12.10.2022

Revised 05.11.2022

Accepted 17.11.2022

A. K. Fedorenko, Senior Researcher, Ph.D. in Phys.&Math.

ORCID: 0000-0002-2327-9556

E-mail: fedorenkoak@gmail.com

Ye. I. Kryuchkov, Senior Researcher, Ph.D. in Tech.

ORCID: 0000-0002-9131-3277

E-mail: kryuchkov.ye@gmail.com

O. K. Cheremnykh, Head of Department, Dr. Sci., Correspondent Member of the NAS of Ukraine

ORCID: 0000-0001-6789-3382

E-mail: oleg.cheremnykh@gmail.com

I. T. Zhuk, Senior Researcher, Ph.D. in Phys.&Math.

E-mail: zhukigor@gmail.com

Space Research Institute of the National Academy of Sciences of Ukraine and State Space Agency of Ukraine

40 Glushkov Ave., build. 4/1, Kyiv, 03187 Ukraine

WAVE DISTURBANCES OF THE ATMOSPHERE IN A SPATIALLY INHOMOGENEOUS FLOW

Analysis of measurements by the Dynamics Explorer 2 satellite indicates a close connection between atmospheric wave disturbances and wind circulation in the polar thermosphere. According to satellite observations, large-amplitude acoustic-gravity waves are systematically observed in the regions of formation of powerful wind systems. At the same time, the azimuths of AGW propagation are spatially consistent with the directions of wind circulation. Waves propagate mainly against the wind, and their amplitude is approximately proportional to the wind speed. In order to explain the experimental data, the paper theoretically investigated the changes in the amplitudes of AGW in a horizontally inhomogeneous wind flow. The dispersion equation of the AGW in the reference frame of the medium, which moves with a non-uniform speed, was obtained. When obtaining it, inertial forces were taken into account, as well as the change in the background density of the atmosphere in an inhomogeneous flow. It is shown that under the slow change in wind speed, the real part of this equation coincides with the dispersion equation of AGW for a stationary medium. An expression for the change in the amplitude of waves in a moving medium was obtained, according to which, in an oncoming inhomogeneous wind, the amplitude of the wave increases approximately according to a linear law, which is consistent with the data of satellite observations.

Keywords: acoustic-gravity wave, polar thermosphere, spatially inhomogeneous flow.