

doi: <https://doi.org/10.15407/kfnt2021.06.003>

УДК 551.511.31; 534.015.1

**Ю. О. Клименко, А. К. Федоренко,  
Є. І. Крючков, О. К. Черемних, А. Д. Войцеховська,  
Ю. О. Селіванов, І. Т. Жук**

Інститут космічних досліджень Національної академії наук України  
та Державного космічного агентства України  
Просп. Академіка Глушкова 40, Київ-187, Україна, 03187  
E-mails: [yurklym@gmail.com](mailto:yurklym@gmail.com), [fedorenkoak@gmail.com](mailto:fedorenkoak@gmail.com),  
[kryuchkov.ye@gmail.com](mailto:kryuchkov.ye@gmail.com), [oleg.cheremnykh@gmail.com](mailto:oleg.cheremnykh@gmail.com),  
[anna.corvus@gmail.com](mailto:anna.corvus@gmail.com), [yuraslv@gmail.com](mailto:yuraslv@gmail.com), [zhukigor@gmail.com](mailto:zhukigor@gmail.com)

## **Ідентифікація акустико-гравітаційних хвиль за даними супутникових вимірювань**

*Запропоновано метод розпізнавання типів акустико-гравітаційних хвиль (АГХ) в атмосфері за даними супутникових вимірювань. Показано, що поляризаційні співвідношення між флуктуаціями хвильових параметрів (швидкості, щільності, температури і тиску) для вільно поширюваних хвиль, а також еванесцентних хвильових мод істотно розрізняються, що дозволяє провести ідентифікацію різних типів атмосферних хвиль в експериментальних даних. Побудовано діагностичну діаграму, за допомогою якої за зсувами фаз спостережуваних параметрів можна визначити тип хвилі, а також напрямок її поширення у вертикальному напрямку. Використовуючи фазові зсуви між флуктуаціями швидкості і термодинамічних параметрів атмосфери, можна визначити не тільки тип хвилі, але і її спектральні характеристики. Запропонований метод верифіковано для ідентифікації полярних хвильових збурень у вимірах з низькоорбітального супутника «Dynamics Explorer 2». Верифікація показала, що поляризаційні зв'язки АГХ в термосфері переважно відповідають гравітаційній гілці акустико-гравітаційних хвиль, що вільно поширюються знизу вгору. Цей висновок узгоджується з іншими результатами спостережень АГХ в атмосфері та іоносфері наземними і супутниковими методами. Еванесцентні хвилі на розглянутих витках не спостерігалися.*

© Ю. О. КЛИМЕНКО, А. К. ФЕДОРЕНКО,  
Є. І. КРЮЧКОВ, О. К. ЧЕРЕМНИХ, А. Д. ВОЙЦЕХОВСЬКА,  
Ю. О. СЕЛІВАНОВ, І. Т. ЖУК, 2021

**Ключові слова:** акустико-гравітаційна хвиля, еванесцентна хвильова мода, ізотермічна атмосфера, поляризаційні співвідношення.

## ВСТУП

Інтерес до вивчення акустико-гравітаційних хвиль (АГХ) у земній атмосфері викликаний тим, що перенесені ними потоки енергії та імпульсу є сумірними, а іноді й перевищують енергетику інших відомих атмосферних джерел [1, 5]. АГХ істотно впливають на розвиток атмосферної конвекції, турбулентності, формування вітрових течій, що необхідно враховувати при побудові моделей атмосфери та іоносфери, прогнозуванні погоди, поширенні електромагнітних хвиль тощо.

Хвильові збурення атмосфери можна описати за допомогою лінеаризованих гідродинамічних рівнянь відносно швидкості руху елементарного об'єму середовища та його термодинамічних характеристик (щільності, тиску і температури) [11, 13, 15]. Після підстановки в ці рівняння розв'язку у вигляді монохроматичної плоскої хвилі отримуються поляризаційні співвідношення, за якими можна робити висновки про особливості АГХ в атмосфері. Центральну роль в такому аналізі відіграє дисперсійне співвідношення, яке випливає з умови розв'язання цієї лінійної системи рівнянь. Воно пов'язує частоту АГХ з хвильовим вектором. З дисперсійного рівняння можна зробити висновок про належність спостережуваних атмосферних збурень до акустико-гравітаційних хвиль [8, 11].

Поляризаційні співвідношення є амплітудними та фазовими зв'язками між коливаннями швидкості АГХ і термодинамічними флуктуаціями щільності, тиску і температури, які виникають в атмосфері внаслідок поширення хвилі. Невідповідність теоретичних амплітудно-фазових співвідношень експериментальним даним свідчить про те, що ці збурення або не належать до АГХ, або при теоретичному розгляді хвильових характеристик не були враховані деякі фактори, суттєві на висотах спостереження. Це можуть бути: багатокомпонентний хімічний склад атмосфери [4], просторово неоднорідний вітер [9], дисипативні або нелінійні ефекти. Можливе також часткове узгодження поляризації з теорією по одних параметрах і розбіжність по інших. Такі спостережувані особливості поляризації можуть бути наслідком обмежених теоретичних уявлень про властивості хвиль, що поширюються в атмосфері, а також вказувати на те, в якому напрямку потрібно розвивати теорію АГХ для більш повного узгодження з експериментом.

Теоретичний аналіз гідродинамічних рівнянь виявляє можливість генерації двох основних типів АГХ в атмосфері: горизонтальних (еванесцентних) хвиль [16] та хвиль, які поширюються під кутом до горизонтальної площини [8, 11, 15]. Останні є найбільш поширеним типом хвиль, які спостерігаються в земній атмосфері. Серед еванесцентних хвиль також виділяють кілька відомих типів: хвиля Лемба [14], коли-

вання Брента — Вайсяля (БВ) [10], поверхнева  $f$ -мода [12], а також нещодавно виявлена теоретично  $\omega$ -мода [6]. Новий підхід до розгляду еванесцентних хвиль був розвинутий у роботі [7], де було отримано безліч еванесцентних розв'язків (неперервний спектр).

Синхронні супутникові вимірювання різних параметрів атмосфери (швидкості, тиску, щільності, температури) дають унікальну можливість для ідентифікації хвильових збурень на основі поляризаційних співвідношень. З цих співвідношень випливають важливі властивості поширення АГХ в атмосфері, наприклад відмінність акустичної та гравітаційної гілок. Як відомо, у вертикальному напрямку енергія і фаза акустичних хвиль поширюються в одному напрямку, а для гравітаційних хвиль напрямки фази і енергії протилежні [8, 11]. У горизонтальних (еванесцентних) хвилях енергія і фаза хвилі поширюються в одному напрямку. Ці та інші закономірності успішно використовуються для інтерпретації атмосферних хвиль і вдосконалення традиційних методів спостереження стану атмосфери.

На наш погляд, серед наявних на сьогоднішній час публікацій бракує робіт з ідентифікації типів атмосферних АГХ і можливості визначення їхніх спектральних характеристик за даними супутникових вимірювань. У деяких роботах з вивчення АГХ на основі супутникових даних, визначалися властивості вільно поширюваних хвиль з використанням поляризаційних співвідношень, зокрема, напрямки їхнього руху [3, 4]. Однак в рамках загального підходу аналіз можливості ідентифікації акустико-гравітаційних хвиль на основі поляризації не проводився.

У цій роботі ми покажемо, що різним типам АГХ відповідає характерний набір фазових обмежень, що дозволяє на основі їхнього аналізу визначити тип хвилі зі спостережень. Зокрема, для хвиль, що поширюються вертикально, для складової вертикальної швидкості  $V_z$  повинна спостерігатися синфазність чи протифазність збурень з відносними флуктуаціями температури  $T'/T$ . Для еванесцентних хвильових мод має спостерігатися зсув фаз флуктуацій  $T'/T$ ,  $V_x$  та  $V_z$  з флуктуаціями вертикальної швидкості  $V_z$  на величину  $\pi/2$ . Для вільно поширюваних похилих хвиль флуктуації різних параметрів рознесені одна відносно іншої на кут, що залежить від спектральних властивостей хвилі. Виявивши подібні ознаки в експериментальних даних, можна визначити тип хвилі. Також нами запропонований алгоритм визначення основних спектральних параметрів АГХ за даними супутникових вимірювань.

## ОСНОВНІ РІВНЯННЯ

Розглянемо рух елементарного об'єму ізотермічної атмосфери, стратифікованої у полі сили тяжіння. Направимо вісь  $z$  вертикально вгору, а вісь  $x$  — вздовж горизонтальної складової швидкості частинок. Ви-

користовуючи припущення нульової в'язкості, відсутності вітру і однорідного хімічного складу атмосфери, ми приходимо до замкнутої системи лінеаризованих гідродинамічних рівнянь [13]:

$$\frac{V_z}{t} - gH \frac{\rho}{\rho_0} - \frac{T}{T_0} - g \frac{T}{T_0} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{V_x}{t} - gH \frac{\rho}{\rho_0} - \frac{T}{T_0} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} - \text{div} \mathbf{V} - \frac{V_z}{H} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{T}{T_0} - 1 - \text{div} \mathbf{V} = 0. \quad (4)$$

Перші два рівняння визначають закон руху елементарного об'єму, а два інших є рівняннями нерозривності і теплопереносу. Тут  $g$  — прискорення вільного падіння,  $H = RT / (g)$  — висота однорідної атмосфери,  $\rho_0$  — середня молярна маса атмосфери,  $R$  — універсальна газова постійна,  $T_0$  — фонова температура,  $\rho_0$  — щільність середовища,  $V_x$  і  $V_z$  — горизонтальна і вертикальна складові швидкості елементарного об'єму,  $C_s = \sqrt{gH}$  — швидкість звуку в атмосфері,  $\gamma$  — показник адіабати,  $\rho$  і  $T$  — збурені щільність і температура,  $\text{div} \mathbf{V} = \frac{V_x}{x} + \frac{V_z}{z}$ .

Відносна флуктуація тиску  $P/P_0 = \rho/\rho_0 + T/T_0$  знаходиться з рівняння стану ідеального газу  $P = (\rho_0)RT_0$ .

Всі розв'язки (1)...(4) будемо вважати пропорційними до  $\exp(i t)$ , де  $i$  — кутова частота хвилі. Тоді рівняння (3) і (4) зводяться до вигляду

$$i - \frac{V_z}{H} - \frac{\text{div} \mathbf{V}}{V_z} = 0, \quad (5)$$

$$i - \frac{T}{T_0} - 1 - \frac{\text{div} \mathbf{V}}{V_z} = 0, \quad (6)$$

зручному для аналізу фазового зсуву між збуреннями відносних флуктуацій  $\rho/\rho_0$  і  $T/T_0$  відносно  $V_z$ . Для визначення фазового зсуву між складовими збуреної швидкості зручно використовувати підстановку (3) і (4) у рівняння (1) і (2). В результаті отримаємо рівняння

$$^2 V_z - g \frac{V_x}{x} - C_s^2 \frac{\text{div} \mathbf{V}}{z} - g \text{div} \mathbf{V} = 0, \quad (7)$$

$$^2 V_x - g \frac{V_z}{x} - C_s^2 \frac{\text{div} \mathbf{V}}{x} = 0. \quad (8)$$

Умова можливості розв’язання (7) і (8) призводить до дисперсійного рівняння для АГХ.

В окремому випадку вертикальних хвиль в цих рівняннях потрібно покласти  $\frac{\partial}{\partial x} = 0$ ,  $V_z = \exp(ik_z z)$ , де  $k_z$  — значення хвильового вектора. Тоді з рівняння (6) отримаємо

$$\frac{T}{T} = (1 - k_z^2) V_z. \quad (9)$$

Отже, у хвилі, що вертикально поширюється, реалізується синфазність або протифазність (в залежності від знаку  $k_z$ ) в  $T/T$  і  $V_z$ . Із залученням формули (5) легко бачити, що коливання  $T/T$  і  $V_z$  зміщені одне відносно одного на фазу  $\arcsin(Hk_z)$ . Це дозволяє знайти хвильове число для вертикальних АГХ, а рівняння (9) дозволяє визначити частоту хвилі.

#### ГОРИЗОНТАЛЬНО ПОШИРЮВАНІ (ЕВАНЕСЦЕНТНІ) АКУСТИКО-ГРАВІТАЦІЙНІ ХВИЛІ

Хвильові розв’язки для еванесцентних АГХ зручно шукати пропорційними множнику  $\exp(az - ik_x x)$  з дійсною величиною  $a$  [6]. Це дає

$$\frac{\text{div}(\mathbf{V})}{V_z} = a - ik_x \frac{V_x}{V_z}.$$

Співвідношення складових швидкостей знаходимо з рівнянь (7) і (8):

$$\begin{aligned} (k_x^2 - k_x^2 C_s^2) V_x - ik_x (g - a C_s^2) V_z &= 0, \\ ik_x [g(1 - a C_s^2) V_x - (k_x^2 - a^2 C_s^2 - ag) V_z] &= 0. \end{aligned} \quad (10)$$

В результаті отримуємо

$$-iV_z \frac{(a - 1/H)^2 - k_x^2 g(1 - C_s^2)}{(k_x^2 - k_x^2 C_s^2)}, \quad (11)$$

$$\frac{T}{T} = iV_z (1 - C_s^2) \frac{a^2 - k_x^2 g}{(k_x^2 - k_x^2 C_s^2)}, \quad (12)$$

$$V_x = iV_z \frac{k_x g (a - H - 1)}{k_x^2 C_s^2}. \quad (13)$$

Видно, що відносні флуктуації  $T/T$  в еванесцентних хвилях є синфазними (або протифазними) одна відносно іншій і зсунуті на  $\pi/2$  відносно  $V_z$ . Також фазовий зсув на  $\pi/2$  спостерігається між горизонтальною і вертикальною складовими збудованою швидкості.

Щоб знайти хвильові параметри  $a$ ,  $k_x$  і  $\omega$ , додамо (11) з (12) і врахуємо рівняння (13). Потім поділимо (12) на (11). В результаті отримаємо співвідношення

$$\frac{P}{P} = \frac{T}{T} V_x \frac{g}{gH}, \quad (14)$$

$$\frac{T}{T} = (1 - \frac{a^2}{(a^2 + 1/H)^2}) \frac{g}{g(1 - \frac{a^2}{(a^2 + 1/H)^2})}. \quad (15)$$

Тут  $\omega/k_x$  — горизонтальна фазова швидкість хвилі, яка може бути знайдена з (14) за результатами спостережень  $P/P$  і  $V_x$ . Підстановка значення  $\omega/k_x$  в (15) із залученням вимірювань  $T/T$  дозволяє однозначно визначити величину  $a$ .

Далі скористаємося дисперсійним рівнянням

$$k_x^4 - 2C_s^2 a^2 \frac{a}{H} k_x^2 - k_x^2 g^2 (1 - \frac{a^2}{(a^2 + 1/H)^2}) = 0,$$

яке отримується з умови можливості розв'язання лінійної системи (10). Переписавши його у вигляді

$$k_x^2 = \frac{2C_s^2 a(a^2 + 1/H) g^2 (1 - \frac{a^2}{(a^2 + 1/H)^2})}{2(C_s^2 - C_s^2)},$$

знаходимо квадрат хвильового вектора  $k_x$  за вже відомими значеннями  $a$  і  $\omega/k_x$ . Потім з урахуванням  $\omega/k_x$  визначимо частоту хвилі. Таким чином, спостережувані поляризаційні зв'язки дозволяють знайти спектральні характеристики еванесцентних хвиль.

### ВІЛЬНО ПОШИРЮВАНІ АКУСТИКО-ГРАВІТАЦІЙНІ ХВИЛІ

Розв'язки системи рівнянь (1)...(4) для цього типу хвиль зазвичай вважають пропорційними до просторового множника  $\exp(z/(2H)) \exp[i(k_x x + k_z z)]$  [8, 11]. В цьому випадку отримаємо таке рівняння для  $\text{div}(\mathbf{V})$ :

$$\frac{\text{div}(\mathbf{V})}{V_z} = \frac{1}{2H} i k_x \frac{V_x}{V_z} - k_z, \quad (16)$$

а також поляризаційні співвідношення:

$$\begin{aligned} (C_s^2 - C_s^2 k_x^2) V_x - C_s^2 k_x (k_z - i/H) V_z &= 0, \\ (C_s^2 / k_x) (k_z - i/H) V_x - (C_s^2 - N^2) V_z &= 0. \end{aligned} \quad (17)$$

Тут  $\omega = 1/2$ , а  $N$  — частота Брента — Ваясяля,  $N^2 = (1 - \frac{a^2}{(a^2 + 1/H)^2}) g / (H)$ . Підставляючи (16) і (17) в рівняння (5) і (6), отримаємо

$$- \frac{V_z}{2H \sqrt{1 - C_s^2 k_x^2}} \{2 \sqrt{1 - C_s^2 k_x^2} (k_z H) \mp [1 - 2(1 - C_s^2 k_x^2)]\}, \quad (18)$$

$$\frac{T}{T} = \frac{(1 - C_s^2 k_x^2) V_z}{2H \sqrt{1 - C_s^2 k_x^2}} [2 \sqrt{1 - C_s^2 k_x^2} (k_z H) \mp (1 - 2 \sqrt{1 - C_s^2 k_x^2})]. \quad (19)$$

Звідси випливає, що зсув фаз  $\varphi_{V_z}$  між коливаннями  $V_x$  /  $V_z$  визначається з умови

$$\text{tg } \varphi_{V_z} = \frac{1 - 2(1 - C_s^2 k_x^2) (C_s k_x / \dots)^2}{2(k_z H)}, \quad (20)$$

а зсув між коливаннями  $T_x / T$  і  $V_z$  дорівнює

$$\text{tg } \varphi_{T, V_z} = \frac{1 - 2 \sqrt{1 - C_s^2 k_x^2} (C_s k_x / \dots)^2}{2(k_z H)}. \quad (21)$$

Зсув фаз між коливаннями  $V_x$  і  $V_z$  знаходиться з першого рівняння (17):

$$\text{tg } \varphi_{V_x, V_z} = \frac{1}{k_z H} (1 - C_s^2 k_x^2) \text{tg } \varphi_{T, V_z} + \text{tg } \varphi_{V_z}, \quad (22)$$

Формули (20)...(22) демонструють наявність зсувів фаз між флуктуаціями різних параметрів, що залежать від спектральних властивостей, що відрізняє їх від еванесцентних хвиль. Визначивши ці фазові зсуви з супутникових спостережень, за формулами (20) і (21) можна визначити безрозмірну складову хвильового вектора  $k_z H$  і параметр  $(C_s k_x / \dots)^2$ :

$$k_z H = \frac{1}{2} \frac{2}{1 - \text{tg } \varphi_{T, V_z} - \text{tg } \varphi_{V_z}}, \quad (23)$$

$$\frac{C_s k_x}{\dots}^2 = \frac{\text{tg } \varphi_{T, V_z} - \text{tg } \varphi_{V_z}}{2(1 - \text{tg } \varphi_{T, V_z} - \text{tg } \varphi_{V_z})}. \quad (24)$$

Для прояснення фізичного сенсу параметра  $(C_s k_x / \dots)^2$  скористаємося дисперсійним рівнянням АГХ, що впливає з (17) :

$$\frac{1}{N} \left[ \frac{1}{4} (k_x H)^2 - (k_z H)^2 - \frac{1}{N} \right] - \frac{1}{4} (k_x H)^2 = 0. \quad (25)$$

На рис. 1 показано області існування акустичної та гравітаційної гілок АГХ згідно з дисперсійним співвідношенням (25). Акустична область лежить вище прямої Лемба  $C_s = C_s k_x$ , тобто тут горизонтальна фазова швидкість хвиль більша від швидкості звуку  $C_s < \omega / k_x$ , а гравітаційна — нижче (фазова швидкість цих хвиль менша за швидкість звуку  $C_s > \omega / k_x$ ). Отже, по знайденому з формули (24) значенню

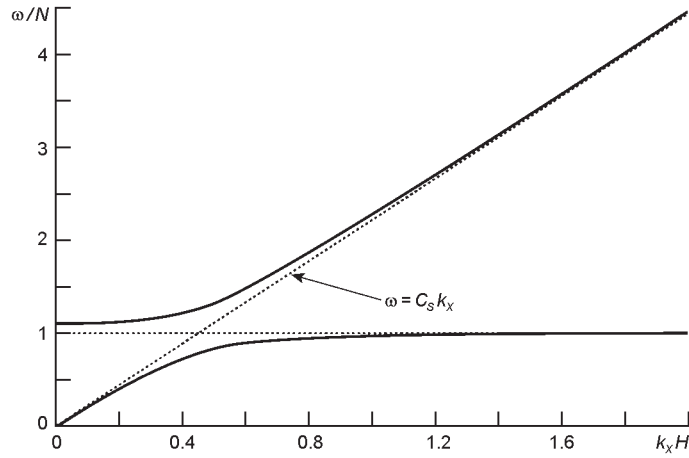


Рис. 1. Области існування акустичних і гравітаційних хвиль в ізотермічній атмосфері. Пунктирними лініями позначено прями  $\omega = C_s k_x$  і  $\omega = N$

$C_s k_x / N$  можна визначити, чи є спостережувана хвиля акустичною, чи гравітаційною. Рівняння (23) дозволяє визначити знак  $k_z$ , тобто напрямок руху хвилі по вертикалі. Для акустичної хвилі, що поширюється знизу вгору,  $k_z > 0$ , для гравітаційної —  $k_z < 0$ , а для хвиль, що поширюються згори вниз, маємо  $k_z < 0$  ( $k_z > 0$ ) відповідно.

Далі, переписавши дисперсійне рівняння (25) у вигляді

$$(k_x H)^2 \frac{1}{C_s^2 k_x^2} - 1 = \frac{1}{4} - \frac{1}{2} \frac{C_s^2 k_x^2}{N^2} - (k_z H)^2$$

і враховуючи рівняння (23) та (24), можна визначити значення безрозмірної складової  $k_x H$  хвильового вектора в термінах раніше введених кутів:

$$(k_x H)^2 = \frac{\operatorname{tg} \theta_{T,V_z} \operatorname{tg} \theta_{V_z}}{\operatorname{tg} \theta_{T,V_z} \operatorname{tg} \theta_{V_z}} \frac{(1 - \operatorname{tg}^2 \theta_{T,V_z}) (1 - \operatorname{tg}^2 \theta_{V_z})}{4[(1 - \operatorname{tg} \theta_{T,V_z} \operatorname{tg} \theta_{V_z})^2]} \quad (26)$$

В результаті знаходимо вирази для кута між вектором  $\mathbf{k}$  і горизонтальною віссю  $x$ :

$$\operatorname{tg}^2 \theta = \frac{k_z^2}{k_x^2} \frac{\operatorname{tg} \theta_{T,V_z} \operatorname{tg} \theta_{V_z}}{\operatorname{tg} \theta_{T,V_z} \operatorname{tg} \theta_{V_z}} \frac{(1 - \operatorname{tg}^2 \theta_{T,V_z}) (1 - \operatorname{tg}^2 \theta_{V_z})}{4[(1 - \operatorname{tg} \theta_{T,V_z} \operatorname{tg} \theta_{V_z})^2]} \quad (27)$$

і для кутової частоти хвилі:



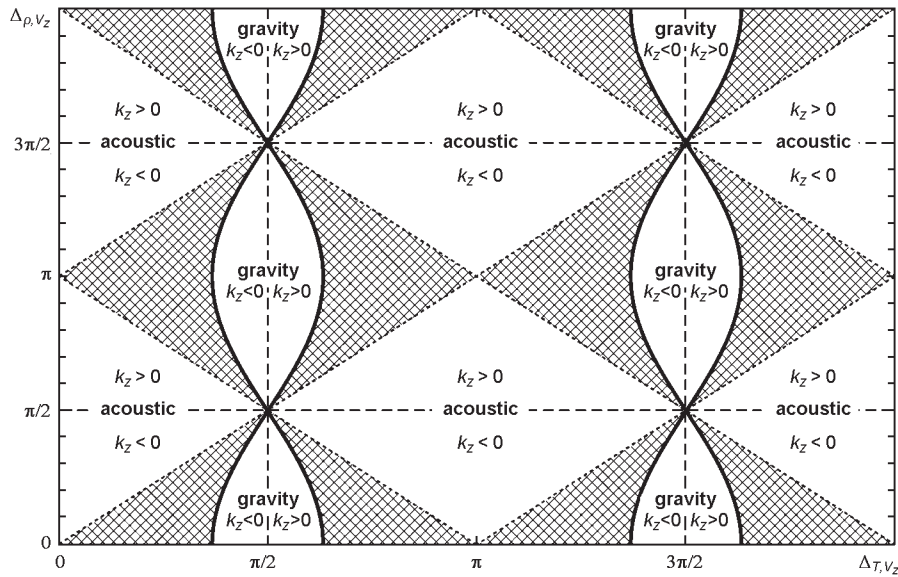


Рис. 2. Діагностична діаграма областей існування гравітаційних і акустичних хвиль в залежності від кутів  $\tau, v_z$  і  $(0 < \tau, v_z < 2 \text{ і } 0 < v_z < 2)$ . Заборонені області заштриховано

$$\frac{2}{N} \frac{(1)^2 \text{tg}^2 \tau, v_z (2) \text{tg}^2 v_z}{2(1)(\text{tg} \tau, v_z \text{tg} v_z)[(1)\text{tg} \tau, v_z \text{tg} v_z]}, \quad (28)$$

Для завершення аналізу потрібно в'яснити, чи всяким значенням  $\tau, v_z$  і  $v_z$  відповідають хвильові розв'язки? Щоб отримати відповідь на це питання, звернемося до рівнянь (24) і (26), в лівій частині яких стоїть додатна величина. Вимога позитивності їхніх правих частин фактично еквівалентна умові існування хвиль. Вона призводить до системи нерівностей, результат розв'язування яких наведено на рис. 2. Видно, що в деяких діапазонах зсувів фаз  $\tau, v_z$  і  $v_z$  жодні хвилі існувати не можуть. Ці області на діаграмі рис. 2 заштриховано. Тут виконуються нерівності  $(k_x H)^2 < 0$  чи  $(C_s k_x / \dots)^2 < 0$ , тобто  $k_x$  чи  $\dots$  — чисто уявні величини. Для всіх еванесцентних хвиль згідно (11)...(13) зсуви фаз  $\tau, v_z = \dots/2$ ,  $v_z = \dots/2$ , що виконується в точках перетину вертикальних і горизонтальних штрихованих прямих. Вертикальні (горизонтальні) лінії поділяють гравітаційні (акустичні) області внутрішніх хвиль на симетричні половини з різним знаком  $k_z$ .

### ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ І ПОРІВНЯННЯ З ДАНИМИ ВИМІРЮВАНЬ

Встановлені вище результати щодо зсуву фаз між коливаннями фізичних величин дозволяють співвіднести досліджуване атмосферне збу-

рення з конкретним типом АГХ. Ознакою вертикального поширення хвилі є синфазність або протифазність флуктуацій температури  $T/T$  і швидкості  $V_z$ , а також нетривіальний зсув фаз між  $\varphi$  і  $T/T$ . Відмінною особливістю еванесцентних АГХ є синфазність або протифазність флуктуацій  $\varphi$ ,  $T/T$ . Також для еванесцентних хвиль має спостерігатися зсув фаз флуктуацій  $T/T$ ,  $\varphi$  і  $V_x$  з вертикальною швидкістю  $V_z$  на величину  $\pi/2$ . У похилій хвилі, що вільно поширюється, коливання зазначених вище величин рознесені одне відносно одного на нетривіальний кут.

Нижче ми наведемо приклад діагностування типу АГХ за експериментальними даними і покажемо, що наведені вище алгоритми дозволяють знайти спектральні характеристики хвилі. Найбільш прийнятними для перевірки запропонованого способу ідентифікації вбачаються прямі вимірювання різних параметрів атмосфери з супутника.

Для перевірки методу ідентифікації ми вибрали вимірювання на супутнику «Dynamics Explorer 2» (DE-2). Дані вимірювань цього супутника доступні на сайті [ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/spacescraft\\_data](ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/spacescraft_data). База даних DE-2 з результатами прямих вимірювань параметрів атмосфери на іоносферних висотах є унікальною для вивчення атмосферних АГХ. Цікаво відзначити, що після DE-2 не було запущено жодного низькоорбітального супутника з таким широким комплексом наукової апаратури для вимірювання параметрів нейтральної атмосфери, іоносферної плазми і полів. Висота орбіти DE-2 становила 250...1010 км, нахил 89.9° (полярна орбіта), період обертання — близько 98 хв.

Вимірювана на супутнику частота хвилі дорівнює  $\omega = k_{xs} V_s$ , де  $\omega$  — частота в нерухомій системі відліку,  $k_{xs}$  — складова хвильового вектора вздовж витка,  $V_s$  — швидкість супутника. Фазова горизонтальна швидкість АГХ (сотні метрів за секунду) є малою у порівнянні зі швидкістю супутника (близько 8 км/с). Тому на супутнику фактично вимірюється спектр хвильових чисел  $k_x V_s$ . Відзначимо, що виявлення АГХ в атмосфері ускладнюється наявністю великомасштабних трендів, пов'язаних з добовим і географічним ходом атмосферних параметрів, зміною висоти орбіти та інших процесів. Це найбільш помітно у вимірах концентрації нейтральних частинок через значні перепади фонові щільності атмосфери уздовж орбіти. Для виділення хвильових збурень ці тренди необхідно виключати. Зазвичай для цього використовується метод ковзного середнього [4].

Над полярними областями систематично спостерігаються хвильові збурення з амплітудами, великими порівняно з середніми і низькими широтами [2, 4]. Для цих полярних хвиль характерні наступні особливості поляризації:

- 1) близькі до синфазності коливання  $\varphi$  і  $V_z$ ;
- 2) зсуви фаз між коливаннями  $\varphi$  і  $T/T$  належать до інтервалу  $\pi/2 < \varphi_{T/T} < \pi$ ;

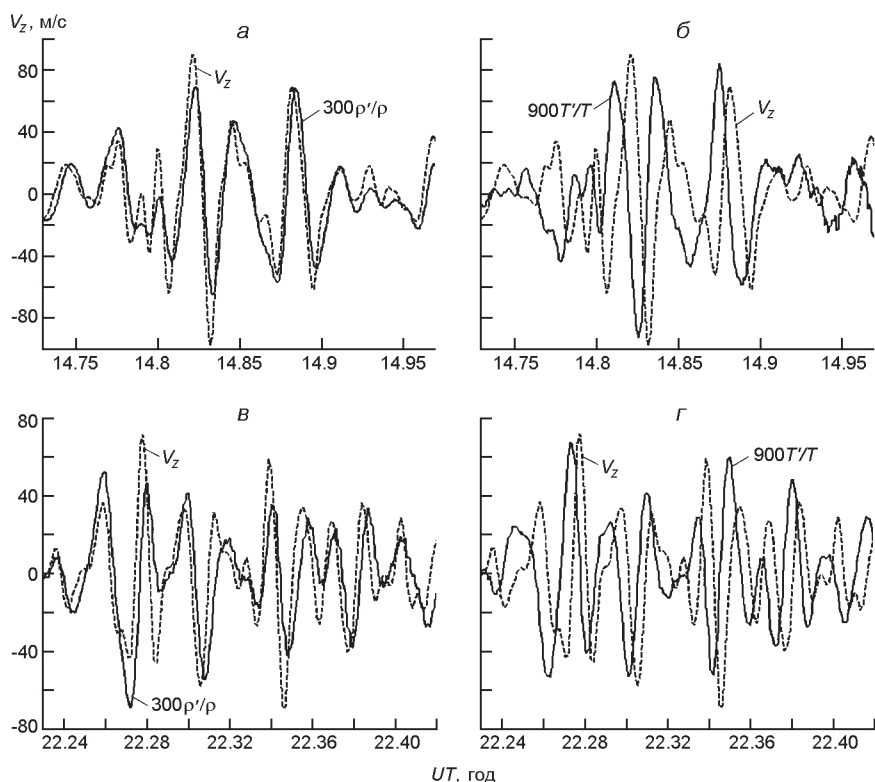


Рис. 3. Хвильові флуктуації щільності і вертикальної швидкості (зліва), а також температури і вертикальної швидкості (справа): а, б — на витку 4820 над північною полярною шапкою, в, г — на витку 8132 над південною полярною шапкою

3) невеликий зсув фаз між коливаннями складових швидкості  $V_x$  і  $V_z$ .

Вказані властивості хвильових флуктуацій є типовими для полярних областей термосфери [2]. Властивості 1) і 3) відразу вказують на те, що спостережуване збурення не викликано еванесцентною хвилею. У такій хвилі згідно з (11)...(13), зсуви фаз між  $(\rho'/\rho, V_z)$ ,  $(T'/T, V_z)$ , а також  $(V_x, V_z)$  повинні становити  $\pi/2$ .

Амплітудно-фазові особливості АГХ у полярних областях проілюстровано на рис. 3. На прикладі двох витків супутника DE-2 синхронно показані профілі коливань  $\rho'/\rho$  і  $V_z$ , а також  $T'/T$  і  $V_z$ . Ділянка витка 4820 відповідає прольоту над північною полярною шапкою приблизно на висоті 320 км, виток 8132 — над південною шапкою на висоті 280 км. З наведених на рис. 4 амплітудних вейвлет-спектрів складової  $V_z$  видно, що на представлених ділянках хвильові цуги немонохроматичні, при цьому спостерігається суперпозиція коливань різних масштабів. Тому точно розрахувати зсув фаз в градусах проблематично. Відзначимо, що хоча довжина хвилі вздовж витка змінюється, характер зсув фаз зазвичай зберігається на протяжності хвильового цугу. При цьому синфазність, протифазність чи зсув фаз  $\pi/2$ , коли макси-

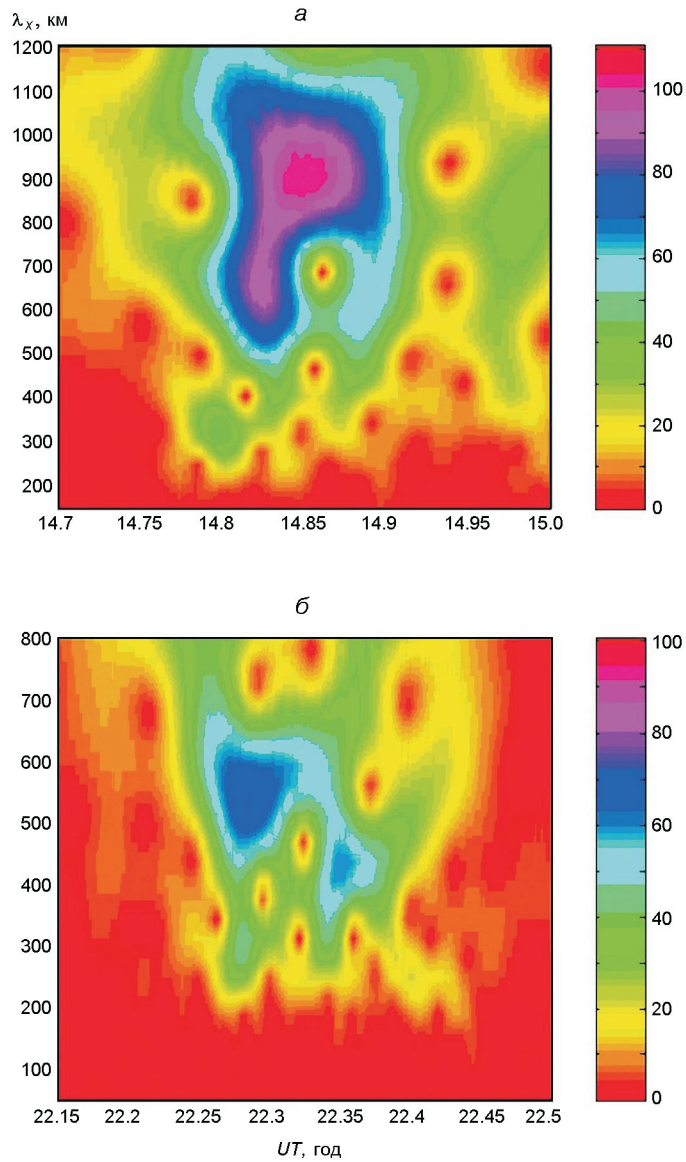


Рис. 4. Амплітудні вейвлет-спектри флуктуацій вертикальної складової швидкості  $V_z$  на витках 4820 (а) і 8132 (б)

мум однієї кривої відповідає нульовому значенню другої кривої, можна легко простежити у спостережених даних.

Як видно з рис. 3, на витку 4820 коливання  $T/T$  і  $V_z$  близькі до синфазних, а на витку 8132 між ними спостерігається невеликий зсув фаз. На обох витках 4820 і 8132 зсув фаз  $T/T$  і  $V_z$  близький до  $\pi/2$  (нульові значення на профілі коливань  $V_z$  приблизно відповідають мінімумам і максимумам коливань  $T/T$ ). При таких зсувах фаз відповідно до рис. 2 спостережувані у полярній термосфері збурення відповідають гравітаційній гілці АГХ. З діаграми видно, що характерною ознакою гравітаційної гілки є зсув фаз близько  $\pi/2$  між  $T/T$  і  $V_z$ .

Оскільки зсув фаз ми оцінюємо грубо, для визначення знака  $k_z$  звернемося до поляризаційних співвідношень (18), (19). Спостережувані коливання  $\theta$  і  $V_z$  близькі до синфазних, тому для гравітаційної області з  $\theta^2 < C_s^2 k_x^2$  повинна виконуватися умова  $k_z < 0$ . Отже, спостережувані АГХ поширюються знизу вгору. При цьому величина  $k_z$  повинно бути малою, щоб зсув фаз  $(T/T, V_z)$  був близьким до  $\pi/2$  згідно з виразом (19). Схожі властивості АГХ у полярній термосфері відзначено раніше в роботі [2].

Тип АГХ досить просто зрозуміти за допомогою поляризаційних співвідношень, проте визначення спектральних характеристик АГВ за супутниковими даними складніше. У першу чергу це пов'язано з немонохроматичністю спостережуваних хвильових цугів. У загальному випадку визначити спектральні характеристики АГХ на основі зсувів фаз у різних хвильових параметрах можна тільки наближено. У зв'язку з цим доцільно додатково залучати для аналізу відношення амплітуд різних збурених величин, що у поєднанні зі зсувами фаз дозволить точніше оцінити значення спектральних характеристик. При значеннях  $\theta_{T, V_z}$ , близьких до  $\pi/2$ , отримаємо гравітаційну хвилю поблизу границі вільного і еванесцентного режимів з малим значенням  $k_z$ , періодом близьким до періоду Брента — Вайсяля і горизонтальною довжиною хвилі  $\lambda_x = 500 \dots 600$  км. Відзначимо, що навіть така груба оцінка дає значення  $\lambda_x$ , близькі до вимірюваних значень проекції  $\lambda_{xs}$  на орбіту супутника (див. рис. 4).

## ВИСНОВКИ

У лінійному наближенні проаналізовано особливості поляризаційних співвідношень між різними хвильовими параметрами (флуктуаціями швидкості, щільності, температури і тиску) для акустичних і гравітаційних хвиль, що вільно поширюються, а також еванесцентних хвильових мод в ізотермічній атмосфері. Для всіх еванесцентних хвиль спостерігається синфазність або протифазність відносних флуктуацій температури  $T/T$  та щільності  $\rho/\rho$ . Крім того, флуктуації  $T/T$ ,  $\rho/\rho$  і  $V_x$  зміщені по фазі відносно вертикальної швидкості  $V_z$  на величину  $\pi/2$ . Для вільно поширюваних хвиль збурення різних параметрів рознесені одне відносно одного на деякий кут, що залежить від спектральних властивостей і приналежності до акустичної або гравітаційної гілки АГХ.

На основі проведеного аналізу запропоновано алгоритм ідентифікації типів акустико-гравітаційних хвиль і визначення їхніх спектральних параметрів в атмосфері по супутникових вимірах. Побудовано діагностичну діаграму, яка дозволяє визначити тип хвилі і напрям її поширення по вертикалі (вгору або вниз) за спостережуваними зсувами фаз  $(\theta, V_z)$  і  $(T/T, V_z)$ . За допомогою цієї діаграми були іден-

тифіковані хвильові збурення у полярній термосфері на прикладі двох витків низькоорбітального супутника «Dynamics Explorer 2». Показано, що спостережувані над полярними областями збурення належать до гравітаційної гілки АГХ і поширюються знизу вгору. Спектральні властивості були визначені наближено через немонохроматичність спостережуваних хвильових цугів.

Роботу виконано за підтримки Національного фонду досліджень України, проєкт 2020.02/0015 «Теоретичні і експериментальні дослідження глобальних збурень природного і техногенного походження в системі Земля — атмосфера — іоносфера» і частково при підтримці Цільової комплексної програми НАН України з наукових космічних досліджень на 2018—2022 роки.

1. Федоренко А. К. Энергетический баланс акустико-гравитационных волн над полярными шапками по данным спутниковых измерений. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2010. 50, № 1. С.111—122.
2. Федоренко А. К., Захаров І. В. Специфічний коливальний режим в полярній термосфері. *Космічна наука і технологія*. 2012. 18, № 1. С.36—42.
3. Федоренко А. К., Крючков Е. И. Ветровой контроль распространения акустико-гравитационных волн в полярной термосфере. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2013. 53, № 3. С. 394—405. DOI: 10.7868/S0016794013030061.
4. Федоренко А. К., Крючков Е. И. Наблюдаемые особенности акустико-гравитационных волн в гетеросфере. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2014. 54, № 1. С. 116—123. DOI: 10.7868/S0016794014010027.
5. Черногор Л. Ф. Энергетика процессов на Земле, в атмосфере и околоземном космосе в свете проекта «Попередження». *Космічна наука і технологія*. 1999. 5, № 1. С. 38—47. <https://doi.org/10.15407/knit1999.01.038>.
6. Cheremnykh O. K., Fedorenko A. K., Kryuchkov E. I., Selivanov Y. A. Evanescent acoustic-gravity modes in the isothermal atmosphere: systematization, applications to the Earth's and Solar atmospheres. *Ann. Geophys.* 2019. 37, N3. P. 405—415.
7. Cheremnykh O. K., Fedorenko A. K., Selivanov Y. A., Cheremnykh S. O. Continuous spectrum of evanescent acoustic-gravity waves in an isothermal atmosphere. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2021. 503, № 4. P. 5545—5553. DOI:10.1093/mnras/st.ab845.
8. Francis S. H. Global propagation of atmospheric gravity waves: A review. *J. Atmos. Terr. Phys.* 1975. 37, P. 1011—1054.
9. 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. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2018. 178. P. 17—23. [doi.org/10.1016/j.jastp.2018.05.009](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.05.009).
10. Gossard E., Hooke W. *Waves in the Atmosphere: Atmospheric Infrasound and Gravity Waves: Their Generation and Propagation*. Elsevier Scientific Publishing Company. 1975. 456 p.
11. Hines C. O. Internal gravity waves at ionospheric heights. *Can. J. Phys.* 1960. 38. P. 1441—1481.
12. Jones W. L. Non-divergent oscillations in the solar atmosphere. *Solar Phys.* 1969. 7. P. 204—209.
13. Kundu P. *Fluid Dynamics*. New York: Elsevier. 1990. 638 p.
14. Lamb H. *Hydrodynamics*. New York: Dover. 1932. 362 p.

15. Roy A., Roy S., Misra A. P. Dynamical properties of acoustic-gravity waves in the atmosphere. *J. Atmos. and Solar-Terr. Phys.* 2019. 186. P. 78—81.
16. Waltercheid R. L., Hecht J. H. A reexamination of evanescent acoustic-gravity waves: Special properties and aeronomical significance. *J. Geophys. Res.* 2003. 108, D11. 4340, doi: 10.1029/2002JD002421, 2003.

## REFERENCES

1. Fedorenko A. K. (2010) Energy balance of acoustic gravity waves above the polar caps according to the data of satellite measurements. *Geomagn. Aeron.* (Engl. Transl.) 50 (1). 107—118. <https://doi.org/10.1134/S0016793210010123>
2. Fedorenko A. K., Zakharov I. V. (2012) Specific oscillatory mode in the polar thermosphere. *Kosm. nauka tehnol.* 18(2). 26—32. <https://doi.org/10.15407/knit2012.02.026>.
3. Fedorenko A. K., Kryuchkov Y. I. (2013) Wind control of the propagation of acoustic gravity waves in the polar atmosphere. *Geomagn. Aeron.* (Engl. Transl.) 53 (3). 377—388. <https://doi.org/10.1134/S0016793213030055>.
4. Fedorenko A. K., Kryuchkov Y. I. (2014) Observed Features of Acoustic Gravity Waves in the Heterosphere. *Geomagn. Aeron.* (Engl. Transl.) 54 (1), 109—116.
5. Chernogor L. F. (1999) Energetics of the processes occurring on the Earth, in the atmosphere and near-earth space in connection with the project “Early warning”. *Kosm. nauka tehnol.* 5 (1). 38—47, <https://doi.org/10.15407/knit1999.01.038>.
6. Cheremnykh O. K., Fedorenko A. K., Kryuchkov E. I., Selivanov Y. A. (2019) Evanescent acoustic-gravity modes in the isothermal atmosphere: systematization, applications to the Earth’s and Solar atmospheres. *Ann. Geophys.* 37 (3). 405—415.
7. Cheremnykh O. K., Fedorenko A. K., Selivanov Y. A., Cheremnykh S. O. (2021) Continuous spectrum of evanescent acoustic-gravity waves in an isothermal atmosphere. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 503 (4). 5545—5553. DOI:10.1093/mnras/st.ab845.
8. Francis S. H. (1975) Global propagation of atmospheric gravity waves: A review. *J. Atmos. Terr. Phys.* 37. 1011—1054.
9. 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. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 178. 17—23. [doi.org/10.1016/j.jastp.2018.05.009](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.05.009).
10. Gossard E., Hooke W. (1975) *Waves in the atmosphere: Atmospheric infrasound and gravity waves: Their generation and propagation.* Elsevier Scientific Publishing Company. 456.
11. Hines C. O. (1960) Internal gravity waves at ionospheric heights. *Can. J. Phys.* 38. 1441—1481.
12. Jones Walter L. (1969) Non-divergent oscillations in the Solar Atmosphere. *Solar Phys.* 7. 204—209.
13. Kundu P. (1990). *Fluid Dynamics.* New York: Elsevier: 638.
14. Lamb H. (1932). *Hydrodynamics.* New York: Dover. 362.
15. Roy A., Roy S., Misra A. P. (2019). Dynamical properties of acoustic-gravity waves in the atmosphere. *J. Atmos. and Solar-Terr. Phys.* 186. 78—81.
16. Waltercheid R. L., Hecht J. H. (2003) A reexamination of evanescent acoustic-gravity waves: Special properties and aeronomical significance. *J. Geophys. Res.* 108 (D11). 4340. doi:10.1029/2002JD002421.

*Yu. O. Klymenko, A. K. Fedorenko, E. I. Kryuchkov,  
O. K. Cheremnykh, A. D. Voitsekhovska, Yu. O. Selivanov, I. T. Zhuk*

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

#### IDENTIFICATION OF ACOUSTIC-GRAVITY WAVES FROM SATELLITE MEASUREMENTS

It is proposed a method for recognizing the types of linear acoustic gravity waves (AGWs) in the atmosphere from satellite measurements. It is shown that the polarization relations between fluctuations of wave parameters (velocity, density, temperature, and pressure) differ significantly for freely propagating waves and evanescent wave modes, which makes it possible to identify different types of atmospheric waves in the experimental data. It is constructed a diagnostic diagram, that allows us to determine the type of the wave, as well as the vertical direction of its propagation based on the phase shifts between parameters observed. Using the phase shifts between fluctuations of the velocity and the atmospheric thermodynamic parameters it can be determined not only the type of the wave, but also its spectral characteristics. The proposed method has been verified for identifying the polar wave disturbances in the measurements from low-orbit satellite Dynamics Explorer 2. The verification has been shown that AGW polarization relations in the thermosphere mainly correspond to the gravity branch of acoustic-gravity waves which are freely propagating from below. This conclusion agrees with the other results of AGW observations in the atmosphere and the ionosphere by ground-based and satellite methods. Evanescent waves on the considered orbits have been not observed.

**Keywords:** acoustic gravity wave, evanescent wave mode, isothermal atmosphere, polarization relations.

Стаття надійшла до редакції 22.06.2021  
Після доопрацювання 04.08.2021  
Прийнята до друку 19.08.2021