

УДК 533.951, 551.510.536, 551.510.535, 52(15).003

КП

Номер держ. реєстрації 0118U003984

Інв. №

Національна академія наук України
Державне космічне агентство України
Інститут космічних досліджень (ІКД)

03680, МСП, Київ 187, проспект Академіка Глушкова, 40, корп. 4/1
телефон 526 41 24, ел. пошта: ikd@ikd.kiev.ua

ЗАТВЕРДЖУЮ
Директор ІКД
НАН України та ДКА України
чл.-кор. НАН України

_____ О.П.Федоров

ЗВІТ
ПРО НАУКОВО-ДОСЛІДНУ РОБОТУ

«Дослідження низькочастотних хвильових процесів в іоносфері за даними з космічних апаратів. Супровід Програми. Етап 1 «Розробка моделей низькочастотних хвильових процесів в іоносфері та методик обробки супутникових даних»,
що виконувалась в рамках
Цільової комплексної програми НАН України
з наукових космічних досліджень на 2018-2022 рр.

Науковий керівник теми

_____ А.К. Федоренко

Відповідальний
виконавець

_____ Є.І. Крючков

2018

Результати роботи розглянуто Вченою радою ІКД НАН України та ДКА України, протокол № ____ від «__» _____ 2018 р.

СПИСОК АВТОРІВ

Зав. відділу № 22,

Г.Н.С., Д.Ф.-М.Н.

С.Н.С., К.Ф.-М.Н.

О.К. Черемних

А. К. Федоренко

С.Н.С., К.Т.Н.

Є.І. Крючков

С.Н.С., К.Ф.-М.Н.

Ю.О. Селіванов

С.Н.С., К.Ф.-М.Н.

І.Т. Жук

РЕФЕРАТ

Звіт з НДР «Дослідження низькочастотних хвильових процесів в іоносфері за даними з космічних апаратів. Супровід Програми. Етап 1 «Розробка моделей низькочастотних хвильових процесів в іоносфері та методики обробки супутникових даних», що виконувалась у 2018 році в рамках Цільової комплексної програми НАН України з наукових космічних досліджень на 2018-2022 рр., 44 стор., 13 рис., 1 табл., 41 посилань.

Об'єктом досліджень є низькочастотні хвильові процеси в іоносфері.

Мета дослідження – отримання нових фундаментальних знань щодо низькочастотних хвильових процесів в іоносфері за даними вимірювань космічних апаратів.

Методи дослідження – методи теоретичної та математичної фізики, теоретичне моделювання, чисельні методи, обробка даних супутникових спостережень, спектральний аналіз, в тому числі фрактальний, мультифрактальний та вейвлет-аналіз, статистичний аналіз.

Робота спрямована на дослідження низькочастотних хвильових процесів в іоносфері, в тому числі розробку моделей цих процесів та їх верифікацію за даними вимірювань з космічних апаратів. Даний звіт складається з 2-х розділів. В *першому розділі* представлено результати аналізу іоносферного відгуку на акустичний вплив від наземного керованого акустичного випромінювача за даними вимірювань мікро-супутників DEMETER та CHIBIS-M. У *другому розділі* представлено розроблену модель взаємодії низькочастотних акустико-гравітаційних хвиль з неоднорідними течіями атмосфери. Проведена верифікація моделі за даними спостережень на космічному апараті Dynamic Explorer 2.

АКУСТИКО-ГРАВІТАЦІЙНА ХВИЛЯ, АКУСТИЧНА ХВИЛЯ, ІОНОСФЕРА, КОСМІЧНІ АПАРАТИ, СУПУТНИКОВІ ДАНІ, МОДЕЛІ ХВИЛЬОВИХ ПРОЦЕСІВ, НИЗЬКОЧАСТОТНІ ХВИЛЬОВІ ПРОЦЕСИ.

ЗМІСТ

| | |
|---|-----------|
| Перелік умовних позначень | 5 |
| Вступ..... | 6 |
| 1 Іоносферний відгук на акустичний вплив за даними мікросупутників DEMETER та CHIBIS-M | 7 |
| 1.1 Формулювання задачі | 8 |
| 1.2 Відбір даних | 10 |
| 1.3 Експеримент 12.05.2005 року | 11 |
| 1.4 Методи обробки даних | 12 |
| 1.5 Результати аналізу даних супутникових вимірювань | 13 |
| 1.6 Оптимізація експерименту з акустичного впливу на іоносферу | 15 |
| 1.6.1 Ефективність наземних явищ щодо дії на іоносферу | 15 |
| 1.6.2 Поширення інфразвукового випромінювання до висот іоносфери крізь нелінійну атмосферу | 18 |
| 1.7 Висновки до розділу 1 | 20 |
| 2 Розробка моделей низькочастотних хвильових процесів в іоносферній плазмі..... | 21 |
| 2.1 Визначення частоти хвильових процесів за супутниковими вимірами | 21 |
| 2.2 Зміна амплітуд хвиль в неоднорідній течії | 22 |
| 2.3 Дисперсія АГХ в горизонтально неоднорідній течії..... | 24 |
| 2.4 Ефект блокування хвиль на зустрічній течії | 26 |
| 2.5 Порівняння з даними супутникових вимірювань | 31 |
| 2.6 Висновки до розділу 2 | 36 |
| Висновки | 37 |
| Перелік посилань..... | 38 |
| Перелік публікацій виконавців НДР за звітний період (2018 рік)..... | 44 |

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

- AB – акустичний випромінювач
- AGX – акустико-гравітаційна хвиля
- AZ – акустичне збурення
- ГМП – геомагнітне поле
- EЗ – електродинамічне збурення
- МС – мікросупутник
- НЧ – низькочастотний
- ОПЗ – область первинного збурення
- РІЗ – рухливе іоносферне збурення
- DE 2 – Dynamic Explorer 2
- LT – місцевий сонячний час
- UT – всесвітній час
- VLF – дуже низькочастотний

ВСТУП

В звіті представлено результати досліджень низькочастотних хвильових процесів в іоносфері. Вивчення низькочастотних акустичних та внутрішніх гравітаційних хвиль в іоносфері має велике значення для іоносферної діагностики катастрофічних природних явищ і різних техногенних катастроф та їх небажаного впливу на технічні системи, як то системи зв'язку, геопозиціонування та навігації (*GPS, Galileo, GLONASS*).

В **першому розділі** звіту проведено аналіз низькочастотних варіацій електричного та магнітного полів за вимірами мікро-супутників *Chibis-M* та *DEMETER*. Виявлено локалізовані області в іоносфері, модифіковані акустичним впливом від наземного керованого акустичного випромінювача. За результатами виконаного аналізу зроблено висновок щодо необхідності подальшого вдосконалення розробленої моделі поширення інфразвуку від наземного керованого акустичного випромінювача з врахуванням динамічних процесів в атмосфері та більш чітким моделюванням змін форми акустичного пучка в заданих динамічних умовах.

В **другому розділі** звіту досліджено особливості взаємодії акустико-гравітаційних хвиль з горизонтально неоднорідними течіями атмосфери. Показано, що в областях неоднорідних течій відбувається фільтрація спектра і зміна амплітуд хвиль за рахунок їх взаємодії з течією. Наслідком такої взаємодії є переважання в супутникових спостереженнях хвиль з горизонтальними довжинами $\sim 500-700$ км і періодами ~ 10 хв. Показано, що такі спектральні властивості притаманні хвилям, що заблоковані на зустрічній течії. При цьому амплітуда низькочастотних хвиль значно посилюється внаслідок взаємодії з неоднорідною течією. Врахування взаємодії хвиль з течіями дозволяє узгодити результати супутникових спостережень акустико-гравітаційних хвиль з даними наземних вимірювань.

1. ІОНОСФЕРНИЙ ВІДГУК НА АКУСТИЧНИЙ ВПЛИВ ЗА ДАНИМИ МІКРОСУПУТНИКІВ DEMETER ТА CNIBIS-M

Проблема вивчення взаємодії низькочастотних акустичних хвиль природного або штучного походження з іоносферою Землі набуває все більшої значимості з огляду на поширення таких небезпечних природних явищ як потужні циклони, землетруси, виверження вулканів та різних техногенних катастроф [1, 2, 3, 4] і їх небажаний вплив на винесені в ближній космос розподілені технічні системи, як то численні системи ретрансляції та зв'язку, геопозиціонування та навігації (*GPS, Galileo, GLONASS*). Було встановлено, що вказані вище явища обумовлюють випромінювання низькочастотних акустичних хвиль, переважно інфразвукового діапазону. Зокрема, в [5] описано 240 випадків аномальних інфразвукових сигналів в Китаї та 92 випадки по всьому світу для землетрусів з $M \geq 7.0$ впродовж 2002-2008 рр. Було вказано, що у 85% випадків землетрусам за 1-30 діб передували інфразвукові сигнали з частотою переважно 1 Гц. Останнім часом розглядаються ще й такі потужні джерела можливого акустичного впливу на іоносферу, як штатні та аварійні скидання води на потужних гідроелектростанціях [6], а також так звані «*вітрові ферми*» [7]. До того ж, бойові дії з використанням сучасного озброєння дають аерозольні та, можливо, акустичні впливи на верхні шари атмосфери, що було виявлено ще у 1996 р. під час аналізу наслідків військових дій у Перській затоці 1990-91 рр. [8, 9]. Про актуальність проблеми свідчить збільшення кількості наукових публікацій (див. [3, 10, 11] та посилання в них) і значна увага, що приділяється до цих досліджень останніми роками з боку відповідних відомств США, Китаю та РФ [12]. Проте слід зазначити, що вказані роботи присвячені здебільшого вивченню впливу інфразвуку на іоносферу Землі від *некерованих* джерел.

На відміну від цього, автори звіту вивчали *програмований* інфразвуковий вплив на іоносферу Землі за допомогою акустичного джерела

штучного походження – стаціонарного наземного генератора, в якому можна формувати пакети коливань заданої тривалості з заданими проміжками між ними. Такий генератор було застосовано в активних наземно-космічних експериментах Інститутом космічних досліджень НАН та ДКА України (ІКД), Львівським центром Інституту космічних досліджень НАН та ДКА України (ЛЦ ІКД) та Фізико-механічним інститутом НАН України (ФМІ). Схеми експериментів та отримані результати докладно описано в низці публікацій [2, 13, 14, 15]. Відзначимо лише, що в експериментах були задіяні: радіотелескоп *УРАН-3* (ФМІ), наземний генератор низькочастотних акустичних хвиль (ЛЦ ІКД) та супутники *DEMETER* (у 2005 р.) та *CHIBIS-M* (у 2013 р.).

Ми звертаємо увагу на фундаментальний характер, який набувають такі дослідження з огляду на розв'язання задачі визначення характеристик наземного сигналу та його мінімальної потужності, за якої ще наявний відгук іоносфери, тобто задачі про ефективність впливу [14, 15]. Задача про оптимізацію поширення до іоносфери акустичного сигналу вже почала розглядатись, але в дещо протилежному аспекті – в напрямку пошуку оптимальних параметрів атмосфери для зменшення енергетичних втрат сигналу на шляху до іоносфери [16]. Одним з позитивних наслідків такого дослідження може бути розроблена методика оцінювання «іоносферної ефективності» природних та техногенних акустичних джерел.

1.1 Формулювання задачі

В дослідженнях ми використовували уявлення про іоносферу, як «чутливий індикатор потужних процесів в нижній атмосфері та іоносфері», що було сформульоване в 2007-2008 рр. [1, 20, 21, 22]. Але у випадку наземного акустичного генератора ЛЦ ІКД випромінювана енергія від одного до чотирьох порядків величини менша за енергію, скажімо, землетрусу або ядерного вибуху. Можна сказати, що генератор працює в околі границі «акустичного вікна прозорості» атмосфери, а його *ефективність щодо*

іоносфери визначається застосованою в ньому каскадною схемою перетворення частот акустичного пакету при його розповсюдженні до іоносфери [2].

Детальний виклад ситуації з акустичними іоносферними збуреннями подано в роботі В.В. Кошового [18], що базується на спостереженнях іоносфери за допомогою радіотелескопу *УРАН-3* під час роботи вказаного акустичного генератора. Детектовані іоносферні ефекти, викликані низькочастотною акустичною хвилею, в першу чергу включають: короткочасне локальне зростання прозорості іоносфери для декаметрового випромінювання від космічних джерел, зміни у просторовій структурі та характерних розмірах маломасштабних неоднорідностей в іоносфері, виникнення рухомих іоносферних неоднорідностей. Відзначимо, що наведені ефекти відносяться до інтервалу висот 100–300 км, що нижче типових орбіт супутників.

До цього часу експерименти з наземних генератором не спрямовувались на вимірювання просторових структур в області очікуваного іоносферного відгуку і тому властивості таких структур є невідомими. В такій ситуації наша основна гіпотеза зводиться до того, що область іоносферного відгуку повинна відрізнятися за критерієм нестійкості від оточуючої іоносфери. Тобто повинна змінюватись статистика флуктуацій полів, що вимірюються супутником при прольоті через гіпотетичну область іоносферного відгуку. Гіпотетичну конфігурацію зони експерименту представлено на Рис. 1.1.

Слід зазначити, що ОАЗ має скінчений розмір через те, що акустичні промені будуть відбиватись вниз на висоті, порівняній з ОПЗ, внаслідок наявності в атмосфері шару з градієнтом температури. Промені, що проходять вище будуть належати конусу з кутом розкриття приблизно 40°.

Основна наша задача полягає в тому, щоб знайти області ОАЗ і ОЕЗ, оцінити розміри, можливе розташування та характер змін флуктуацій електричного і магнітного полів.

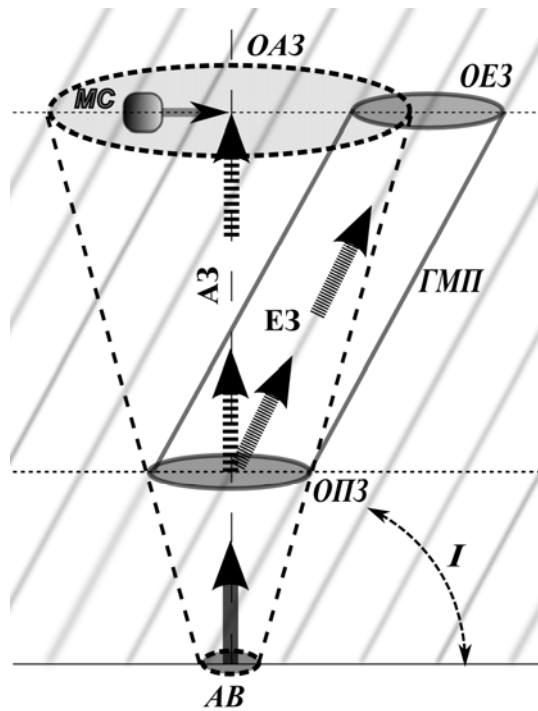


Рисунок 1.1 – Гіпотетична конфігурація зони експерименту: АВ – наземний акустичний випромінювач, ОПЗ – область первинного збурення в Е-області іоносфери, АЗ – акустичне збурення, ОАЗ – гіпотетична область акустичного збурення на висоті орбіти МС, ЕЗ – електродинамічне збурення, що розповсюджується від ОПЗ вздовж силових ліній геомагнітного поля (ГМП), ОЕЗ – гіпотетична область ЕЗ на висоті орбіти МС, І – нахил ГМП, циліндр з основами ОПЗ та ОЕЗ – «сила трубка акустичного збурення».

1.2 Відбір даних

Дослідження базуються на накопичених за майже три десятиліття великих обсягах вимірювальних даних акустичних експериментів, проведених у ЛЦ ІКД, які не мають аналогів в світі. Значна частина таких даних була отримана при проведенні комплексних наземно-космічних експериментів, під час яких в космічному сегменті були задіяні мікро-спутники *DEMETER* (2005) [24] та *Chibis-M* (2013) [15], а в наземному – інформаційно-вимірювальна система на базі радіотелескопа *УРАН-3* [18, 15].

В даному дослідженні були використані бортові дані вимірювань електричного і магнітного полів у діапазонах (*VLF - ДНЧ*) з мікро-спутників

(МС) *DEMETER* (2005) та *Chibis-M* (2013). Дані були зосереджені в БД *КОДІОНА* [13], створеній спільно ІКД НАНУ-ДКАУ та ЛЦ ІКД в 2014 р. Всього доступними для використання є 168 файлів даних з МС *DEMETER* (2005) та 33 файли даних з МС *Chibis-M* (2013).

Із 168 файлів МС *DEMETER* було вибрано сеанс вимірювань, який виконувався в схожих зовнішніх умовах (що контролювались в експерименті з МС *Chibis-M* і були реконструйовані для МС *DEMETER*), з можливо близькими частотами дискретизації та однаковими параметрами акустичного сигналу.

1.3 Експеримент 12.05.2005 року

Наземно-космічний експеримент виконувався на базі наземного акустичного параметричного генератора (ЛЦ ІКД) та МС *DEMETER* (ЄКА). МС *DEMETER* на момент проведення експерименту мав полярну кругову орбіту з висотою 711 км при проходженні над м. Львів. Орбітальна швидкість супутника складала 7.50 км/с.

Для оцінювання просторового розташування МС за часовими даними було застосовано програмне забезпечення, що реалізує відомий алгоритм SGP-4, входними даними до якого є дволінійні набори середніх елементів орбіти (two-line mean elements, TLE). Перший момент відповідає положенню супутника приблизно на 225 км північніше Львова, другий – на 225 км південніше. Проходженню над генератором (Львів) приблизно відповідає момент 09:17:30.00 UT.

На даний момент ми не маємо оцінок реальної величини збурення в ОАЗ (по акустичному каналу) і розглядаємо збурення ЕЗ, що поширюються в силовій трубці акустичного збурення до області ОЕЗ. Оскільки швидкість поширення таких збурень не менша, ніж альфвенівська, в межах точності наших міркувань приймемо, що збурення досягає ОЕЗ практично миттєво.

Нахил геомагнітного поля в околі м. Львів складає $I = 66^\circ 27'$. Тоді супутник з висотою орбіти $H_{orb} = 711$ км ввійде в магнітну силову трубку, що виходить з нижньої частини іоносферного шару E ($h_E \sim 100$ км) над околom пункту, що розташований на південь від Львова на $L = (H_{orb} - h_E) \operatorname{ctg} I = 266$ (км). Враховуючи, що область генерації збурення в E-шарі (ОПЗ) має скінчену товщину, то маємо оцінку відстані центру ОЕЗ у $255 \div 270$ км на південь від Львова.

Враховуючи описаний вище ефект «розпливання плями» іоносферного збудження (ОПЗ) в околі силової трубки, і те, що акустичний сигнал досягне відповідних висот E-області за 330-390 сек., а супутник прибуде в ОЕЗ (Рис. 1.1) через ~ 560 сек. після початку наземної генерації, отримаємо, що між початком збудження трубки в E – шарі до прибуття супутника в область ОЕЗ пройде 170- 230 сек. Тоді супутник може виявити сигнал від збудження в каналі вимірювань електричного поля приблизно в 09:18:00UT.

1.4 Методи обробки даних

Головним інструментом детектування змін характеристик флуктуацій в наших дослідженнях було вибрано метод мультифрактального аналізу [25, 26]. Для пояснення, чому саме було застосовано мультифрактальний аналіз, розглянемо деяке випадкове коливання $X(t)$ на інтервалі часу $[t - \delta/2, t + \delta/2]$, тривалістю δ , з центром в момент t , причому $\mu(t, \delta)$ - розмах випадкового коливання на цьому інтервалі. Якщо існує границя

$$h(t) = \lim_{\delta \rightarrow 0} \left(\frac{\ln(\mu(t, \delta))}{\ln(2\delta)} \right),$$

то величина $h(t)$ називається показником Гельдера-Ліпшиця.

Якщо величина $h(t)$ не залежить від моменту часу t : $h(t) = \text{const} = H$, то випадкове коливання $X(t)$ називається *монофрактальним*, а величина H – показником Херста. Якщо ж показники Гельдера-Ліпшиця суттєво відрізняються для різних моментів часу, то випадкове коливання називається *мультифрактальним*. Розглянемо множину $T(\alpha)$ таких моментів часу t , для

яких $h(t)=\alpha$. Показано, що існують деякі мінімальне α_{\min} та максимальне α_{\max} і лише для $\alpha_{\min} < \alpha < \alpha_{\max}$ множини $T(\alpha)$ будуть непустими. Для кожного такого значення α множина $T(\alpha)$ складається з точок, розсіяних по осі часу. Тоді мультифрактальний *спектр сингулярності* $F(\alpha)$ є фрактальна розмірність множини точок $T(\alpha)$. Таким чином, мультифрактал – це узагальнення фрактальної множини на випадок, коли фрактальних розмірностей багато, причому фрактали, що мають однакову фрактальну розмірність (один показник Гельдера-Ліпшиця) сильно перемішані між собою.

Спектр сингулярності $F(\alpha)$ можна характеризувати двома параметрами: величиною $\Delta\alpha = \alpha_{\max} - \alpha_{\min}$, яку називають *шириною носія сингулярності*, та значенням аргумента α^* , при якому досягається максимум функції $F(\alpha)$. У випадку монофрактального сигналу $\Delta\alpha = 0$, а $F(\alpha^*)=1$. Якщо оцінювати спектр сингулярності $F(\alpha)$ у ковзному вікні, то еволюція його параметрів $(\Delta\alpha, \alpha^*)$ надасть інформацію про зміни структури шуму. Зауважимо, що літературні дані стверджують, що для впевненого оцінювання ми повинні мати досить багато значень (а значить і ширину вікна) $>10^4$ відліків і для вибору величини зміщення ковзного вікна теж потрібно виробляти певні правила.

Обчислення спектру сингулярності простіше всього виконувати з використанням вейвлетів [27]. Ми скористались реалізацією алгоритму вейвлетних лідерів і застосували в ковзному вікні з максимально допустимим зміщенням в ширину вікна.

1.5 Результати аналізу даних супутникових вимірювань

Розглянемо для прикладу дані супутника *DEMETER* 12.05.2005 р. Вертикальна компонента електричного поля - у діапазоні *VLF*. Наведено фрагмент, виділений для проміжка часу вибраного для аналізу згідно з Рис. 1.2: 09:17:02 UT – 09:18:02 UT.

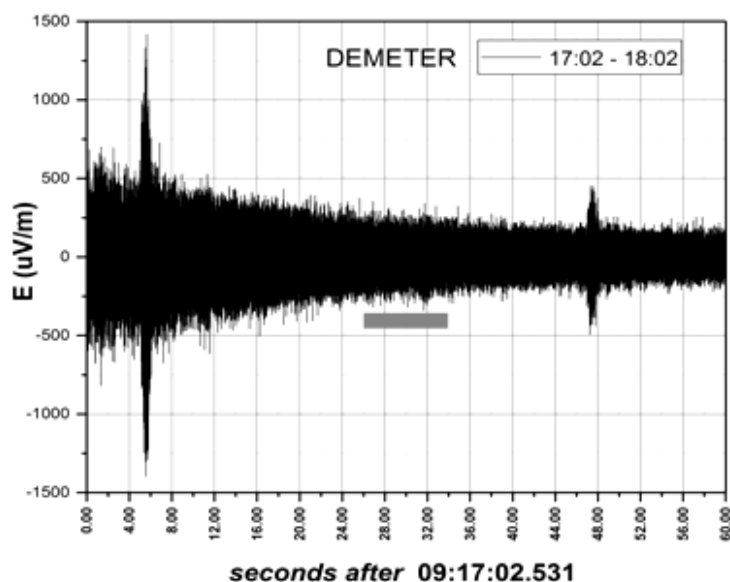


Рисунок 1. 2 – Фрагмент набору даних МС *DEMETER*, 12.05.2005 р., вертикальна компонента електричного поля у діапазоні *VLF*, початок - 09:17:02.531 UT, закінчення – 09:18:02.537 UT. Проходження поблизу генератора – з 09:25:00 UT до 09:35:00 UT.

Розглянемо розраховану нами мультифрактальну структуру шумів вздовж орбіти супутника – Рис. 1.3. Інтервал відліків сигналу (60 с) розбито на 6 проміжків: *seg1*, ..., *seg6* тривалістю 10 с. У кожному проміжку за методом вейвлетних лідерів будувались залежності $F(\alpha)$. З Рис.1.3 видно, що на перших трьох проміжках (0 – 30 секунда сеансу) максимум $F(\alpha)$ досягається при одній і тій же величині $\alpha = \alpha_{1,2,3}^* = 0.34$, після чого він змінюється і на останніх трьох проміжках (31 – 60 секунд) дорівнює $\alpha = \alpha_{4,5,6}^* = 0.40$. Наявність такого стрибка свідчить про зміну фрактальних властивостей флуктуацій, що відбулась після прольоту МС над генератором. Виявлення можливості існування таких стрибків, власне, і є нашим завданням. Що ж до ширини фрактального спектру $\Delta\alpha$, то бачимо, що вона прогресивно зменшується, але зазнає стрибка на п'ятому проміжку (з 10 до 20 с після прольоту над генератором, що складає 75–150 км на південь від Львова). Ці особливості потребують подільшої інтерпретації.

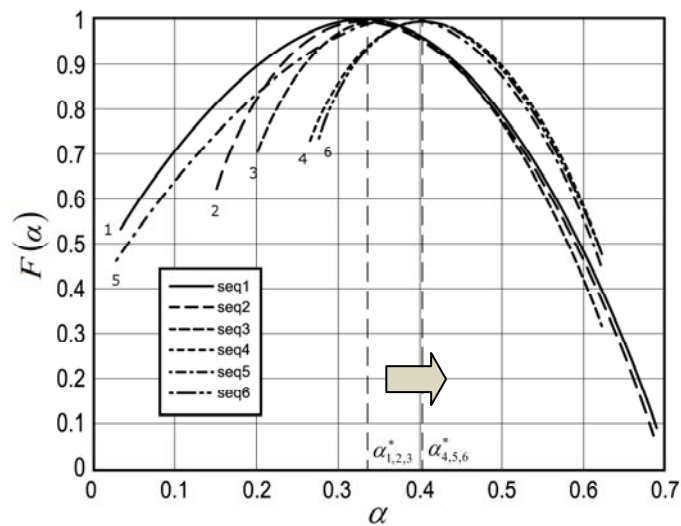


Рисунок 1.3 – Залежність функції спектра сингулярностей $F(\alpha)$ від значення показника Гельдера-Ліпшиця α для вибраного набору даних. Величини $\alpha_{1,2,3}^*$ та $\alpha_{4,5,6}^*$ - аргументи максимумів функції $F(\alpha)$ для проміжків $\text{seg}1, \dots, \text{seg}3$ та $\text{seg}4, \dots, \text{seg}6$, відповідно. Стрілкою позначено зміщення аргументу.

1.6 Оптимізація експерименту з акустичного впливу на іоносферу

1.6.1 Ефективність наземних явищ щодо дії на іоносферу

В ряді публікацій [28, 29] обґрунтовується, що землетруси та виверження вулканів можуть впливати на стан іоносфери, однак це відбувається не завжди. Виникає питання – якими мають бути умови експерименту, за яких реакція іоносфери так чи інакше проявиться. У цьому зв'язку ми можемо розглядати наземні джерела енерговиділення відповідно до *ефективності* їх впливу на іоносферу та говорити про *оптимальні умови*, які забезпечують появу реакції іоносфери. Аналіз публікацій за період 1965–2013 рр., які повідомляють про реєстрацію хвильових рухомих іоносферних збурень після землетрусів, показав [30], що хвильова відповідь виникає в іоносфері після землетрусів з магнітудою не менше 6,5. Зрозуміло, що термін *ефективність* у контексті впливу на іоносферу не завжди пов'язаний з

вивільненням енергії. Метою наших досліджень є пошук ключових елементів ефективного впливу для низькочастотного (НЧ) акустичного джерела.

З іншого боку, в експериментах з акустичного впливу на іоносферу, в яких реакція іоносфери визначалась за допомогою радіотелескопа УРАН-3 по виникненню радіопрозорості іоносфери [28], частка успішних результатів складає близько 70 % при тому, що енергія, яка вивільняється в акустичний канал при землетрусі не менш, ніж на два порядки більша від акустичної енергії, що випромінюється акустичним генератором ЛЦ ІКД.

Розглянемо очевидні відмінності між випадками землетрусу та акустичного генератора ЛЦ ІКД. На Рис. 1.4 наведено форму зміну в часі для акустичного імпульсу, що вийшов з осередку землетрусу (згідно з даними [31]). Еквівалентна енергія джерела звуку складала 45 кг тринітротолуола, що приблизно відповідає тротиловому еквіваленту акустичного генератора ЛЦ ІКД, енергія одного пакета хвиль для якого складає $2 \cdot 10^4$ Дж.

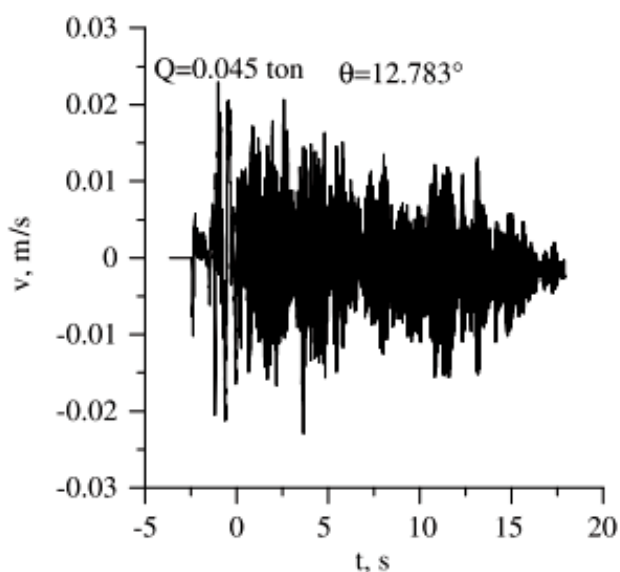


Рисунок 1.4 – Початкові акустичні імпульси, випромінені поверхнею Землі для зенітного кута $\theta = 12.783^\circ$ променя, Q – магнітуда еквівалентного землетрусу заряду точкового хімічного вибуху в тонах тринітротолуола.

В роботі [32] наведені незалежні оцінки характеристик акустичного генератора ЛЦ ІКД, який ми розглядаємо в цьому звіті. Зокрема, представлено один з варіантів початкового сигналу (Рис. 1.5)

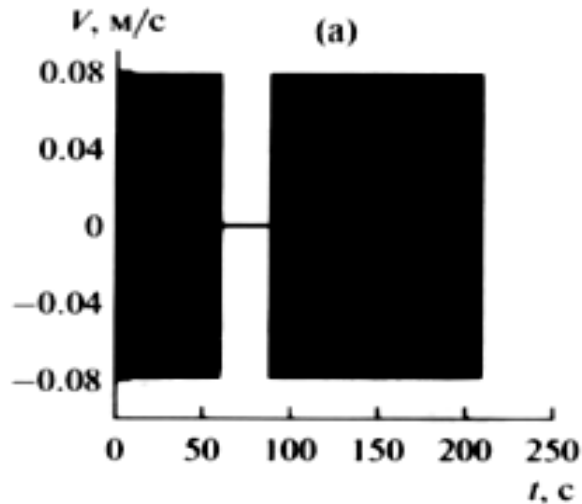


Рисунок 1.5 – Початковий сигнал акустичного генератора ЛЦ ІКД.

З порівняння Рис. 1.4 та Рис. 1.5 можна зробити наступні висновки:

- 1) Сигнали суттєво різняться за спектром – у випадку землетрусу він є значно ширшим;
- 2) Сигнал генератора містить низькочастотну модуляцію з періодом в сотні секунд, оскільки він є послідовністю пакетів;
- 3) Передній та задній фронти пакетів дуже круті, що додатково впливає на нелінійність їх подальшої динаміки.

Деталі використаної в наших експериментах трьохетапної схеми пониження частоти сигналу, викладені в роботі авторів звіту [28]. Зауважимо, що така схема багато в чому аналогічна схемі радіочастотного нагріву іоносфери на основі ефекта Гетманцева. Залежність потоку енергії від висоти для синусоїдальної хвилі з врахуванням нелінійних ефектів наведено на Рис. 1.6 (згідно з [30]). Звернемо увагу на те, що період кінцевої акустико-гравітаційної хвилі в нашій схемі складає 2 хвилини, але початкова амплітуда сигналу у нас більш, ніж на порядок вища за наведену на рисунку 1.6.

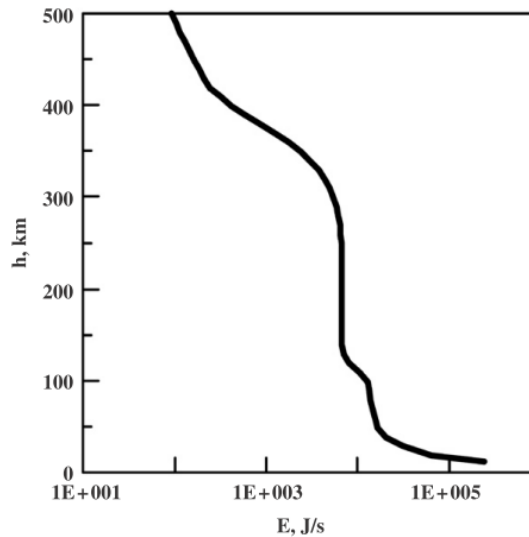


Рисунок 1.6 – Потік енергії для синусоїдальної хвилі з періодом 3 хв. і початковою амплітудою 0.0084 м/с.

Таким чином, початкова енергія акустичного сигналу є не єдиним параметром, що обумовлює ефективну доставку енергії в іоносферу. Має значення і форма сигналу (тобто фазові характеристики). Використовуючи аналогію з радіолокацією, можна зробити висновок, що для ефективної доставки енергії до цільової області в іоносфері треба узгодити амплітудно-частотні характеристики акустичного сигналу з передавальною функцією каналу, тобто шляху розповсюдження в атмосфері та іоносфері.

1.6.2 Поширення інфразвукового випромінювання до висот іоносфери крізь нелінійну атмосферу

Одним з варіантів вказаного вище узгодження є формування початкового сигналу з некогерентних мод. Таким чином вдається досягти ослаблення впливу нелінійних ефектів. Розроблено теоретичний опис поширення шумоподібного інфразвукового випромінювання до іоносферних висот через нелінійну атмосферу. Встановлено, що взаємно некогерентні низькочастотні акустичні хвилі з близькими частотами проникають з поверхні Землі до іоносферних висот значно ефективніше, ніж хвилі з

початковою інтенсивністю, яка дорівнює сумі інтенсивностей взаємно некогерентних хвиль. З метою перевірки цього твердження ми відповідним чином змінили модель [28] для опису некогерентних хвиль. Проблема вивчалася в простій моделі – 9 некогерентних синусоїдальних хвиль із частотами, розподіленими в інтервалі 0,8–1,3 Гц, і одна хвиля з частотою 1 Гц з початковою інтенсивністю (на виході генератора), що дорівнює загальній інтенсивності перших 9 хвиль.

Порівняння інтенсивності обох кривих на рис. 1.7 проводилось на основі співвідношення інтегралів квадратів амплітуд сигналів протягом розглянутого інтервалу часу. В розрахунках це відношення виявилось близьким до 1,7. Це вказує на те, що спеціально підготовлений сигнал, рухаючись вгору до іоносферних висот, втрачає енергію повільніше, ніж початково монохроматичний сигнал зі скінченною амплітудою. Ми розглядаємо цю схему як потенційно нову основу для впливу на іоносферу.

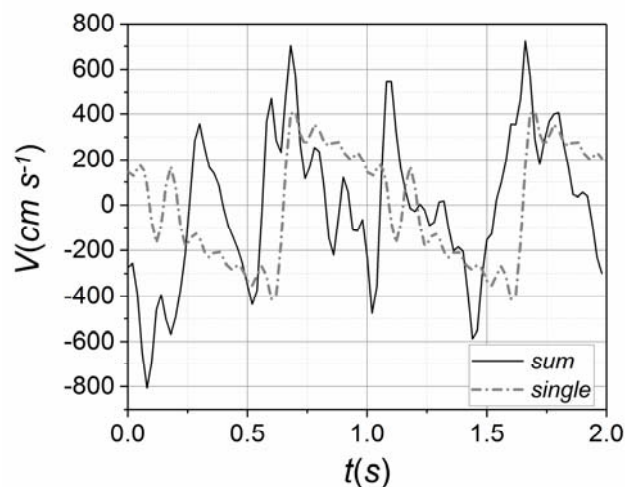


Рисунок 1.7 – Порівняння інтенсивностей на висоті $Z = 90$ км для суми взаємно некогерентних хвиль (суцільна крива) та однієї когерентної хвилі з тією ж початковою інтенсивністю (пунктирна крива)

Зазначимо, що обговорювана проблема пов'язана з таким фактично існуючим, але ще недостатньо вивченим класом джерел наземного та підземного рівнів, як *мозаїчні джерела*. Акустичні джерела цього класу, наприклад, можуть існувати в певний період перед землетрусами.

1.7 Висновки до розділу 1

Аналіз супутникових вимірювань низькочастотних варіацій електричного та магнітного полів в іоносфері на висотах 420 км (МС *Chibis-M*) та 710 км (МС *DEMETER*) дозволив виявити проходження супутників крізь локалізовані області збудження, що відрізняються від оточуючого середовища іншою просторово-часовою варіабельністю. Аналіз просторово-часових зв'язків, які існували під час експериментів, дозволив інтерпретувати знайдені події, як *кандидати* до збуджень, викликаних дією наземного керованого акустичного випромінювача.

Незважаючи на наявність великої кількості експериментальної інформації, за результатами виконаного аналізу стало зрозуміло, що, по-перше, треба вдосконалити розроблену нами модель поширення акустичного випромінювання від *наземного керованого акустичного випромінювача* [2] за напрямками: врахування динамічних процесів (вітрів на різних висотах та ін.), більш чітке моделювання змін форми акустичного пучка в таких динамічних умовах, розробка моделі взаємодії *АГХ* з іоносферною плазмою на основі статистик іоносферних процесів.

Показано що взаємно некогерентні моди з близькими частотами проникають від поверхні Землі на іоносферні висоти значно ефективніше, ніж хвиля з вхідною інтенсивністю, що дорівнює інтенсивності всіх парціальних мод при $z = 0$. Сумарна інтенсивність парціальних взаємно некогерентних мод (з частотами близько $F = 1$ Гц) перевищує на півпорядка, а висота їх проникнення приблизно на 20 км відповідні показники для хвилі з вхідною інтенсивністю, що дорівнює інтенсивності всіх парціальних мод при $z = 0$.

Алгоритми і програмні засоби, які ми використовували в аналізі супутникової інформації, зарекомендували себе добре і стануть основою для подальшої аналітичної роботи в рамках космічного проекту «Іоносат – Мікро».

2. РОЗРОБКА МОДЕЛЕЙ НИЗЬКОЧАСТОТНИХ ХВИЛЬОВИХ ПРОЦЕСІВ В ІОНОСФЕРНІЙ ПЛАЗМІ

Теорія припускає існування в ізотермічній атмосфері неперервного спектра акустико-гравітаційних хвиль [1]. У той же час, спостереження на супутнику Dynamic Explorer 2 вказують на переважання в полярній термосфері АГХ з певними спектральними властивостями: горизонтальними довжинами $\lambda_x = 500\text{--}700$ км і частотами, близькими до частоти БВ [2, 3, 4]. Також згідно з вимірами на супутнику DE2 в полярних областях АГХ систематично поширюються назустріч вітру, а їх амплітуди зростають зі збільшенням швидкості зустрічної течії [4, 5]. На основі аналізу цих експериментальних результатів ми припустили: 1) в полярній термосфері переважають АГХ, амплітуди яких значно посилені за рахунок взаємодії з горизонтально неоднорідними течіями; 2) спектральні властивості спостережуваних хвиль є наслідком їх фільтрації в неоднорідній течії.

2.1 Визначення частоти хвильових процесів за супутниковими вимірами

Горизонтальна фазова швидкість АГХ становить сотні м/с, що значно менше, ніж орбітальна швидкість супутника (~ 8 м/с). Тому на основі супутникових вимірювань можна безпосередньо визначати проекцію довжини хвилі вздовж витка. Для наближеної оцінки частоти АГХ за супутниковими даними зазвичай використовується співвідношення для монохроматичної хвилі $v_z = i\omega z$, де v_z – вертикальна компонента швидкості частинок, z – вертикальне зміщення елемента об'єму [2,3]. На супутнику DE2 вертикальна швидкість частинок вимірювалася безпосередньо. Вертикальне зміщення об'єму можна розрахувати за вимірюваннями концентрації двох сортів нейтральних частинок [4].

Відзначимо, що вищезазначене співвідношення справедливе в системі відліку середовища, яке в загальному випадку, може бути рухомим. Частоти хвиль, що поширюються в рухомому середовищі, виміряні нерухомим наземним спостерігачем і обчислені за супутниковими даними за допомогою виразу $v_z = i\omega z$, пов'язані співвідношенням Доплера:

$$\omega = \omega_0 - \vec{k}\vec{W}, \quad (2.1)$$

де ω_0 – частота, яка вимірюється наземним спостерігачем і водночас ставиться до фіксованій точці простору, ω – частота коливань в точці простору, що рухається зі швидкістю \vec{W} , \vec{k} – хвильовий вектор. У припущенні стаціонарності течії частота хвилі в нерухомій системі координат ω_0 залишається незмінною.

Частота ω в системі відліку середовища зменшується при поширенні хвилі в напрямку течії (з додатньою проекцією \vec{k} на напрямок вітру), а при русі проти течії – зростає. При однорідному характері течії зазвичай переходять в систему відліку рухомого середовища шляхом перенормування частоти за формулою (2.1). У цій системі відліку виконуються відомі теоретичні співвідношення для АГХ (дисперсійне рівняння, поляризаційні співвідношення і ін.), отримані для нерухомого середовища. Такий же підхід використовують, коли швидкість течії повільно змінюється на масштабі довжини хвилі. В цьому випадку неоднорідність течії практично не впливає на дисперсію АГХ, а тільки на амплітуду хвиль [6].

2.2 Зміна амплітуд хвиль в неоднорідній течії

При поширенні хвиль в неоднорідних течіях їх амплітуди змінюються внаслідок обміну енергією із середовищем. Зміна енергії хвиль при поширенні в слабо неоднорідному середовищі можна визначити з рівняння хвильової дії [7]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{E}{\omega} \right) + \nabla \cdot \left[\frac{E}{\omega} (\vec{U}_g + \vec{W}) \right] = 0, \quad (2.2)$$

де E – щільність хвильової енергії, \vec{U}_g – групова швидкість. Якщо хвиля поширюється вздовж осі x на стаціонарній горизонтально неоднорідній течії $W_x(x)$, це рівняння приймає найбільш простий вигляд:

$$\frac{d}{dx} \left[\frac{E}{\omega} (U_{gx} \pm W_x) \right] = 0, \quad (2.3)$$

де верхній знак відповідає попутній з хвилею течії, а нижній – зустрічній течії. З (2.3) слідує, що щільність хвильової енергії збільшується в областях простору, де частоти хвиль в системі відліку середовища зростають, і зменшується в областях, де ω зменшуються. З урахуванням (2.1) і (2.3) амплітуди хвиль, що поширюються в напрямку течії, зменшуються зі зменшенням їх частоти, а амплітуди хвиль в зустрічній течії зростають зі збільшенням частоти. Найбільш значне збільшення амплітуд хвиль в зустрічній течії відбувається поблизу точки блокування, коли U_{gx} за величиною наближається до W_x . Якщо в попутній течії $\omega_0 = \vec{k} \vec{W}$, тоді $\omega \rightarrow 0$ і згідно (2.3) $E \rightarrow 0$, що означає поглинання хвилі середовищем.

Рівняння хвильової дії в найбільш простому вигляді (2.3) справедливе для гармонійних хвиль малої амплітуди, якщо вектор груповий швидкості і швидкість течії направлені уздовж однієї координати x . За допомогою цього рівняння можна, наприклад, аналізувати зміну амплітуд поверхневих гравітаційних хвиль на воді. При поширенні внутрішніх гравітаційних хвиль в атмосфері перенесення хвильової енергії відбувається під кутом до горизонтальної площини, який залежить від спектральних властивостей. Тому при оцінці зміни амплітуд цих хвиль в горизонтально неоднорідній течії потрібно враховувати нахил променя, уздовж якого зберігається хвильова дія.

2.3. Дисперсія АГХ в горизонтально неоднорідній течії

Дисперсійне співвідношення АГХ ізотермічної нерухомої атмосфери було отримано в роботі [1]:

$$k_z^2 = \frac{\omega_b^2 - \omega^2}{U_x^2} - \frac{\omega_a^2 - \omega^2}{c_s^2}, \quad (2.4)$$

де ω – частота хвилі, $U_x = \omega/k_x$ – горизонтальна фазова швидкість, k_x і k_z – горизонтальна і вертикальна компоненти хвильового вектора, $\omega_a = c_s/2H$ – частота акустичної відсічки, c_s – швидкість звуку, H – висота однорідної атмосфери, $\omega_b = g\sqrt{(\gamma-1)}/c_s$ – частота Брента-Вяйсяля, γ – показник адіабати, g – прискорення сили тяжіння. Умовою вільного поширення АГВ є $k_z^2 > 0$. З дисперсії (2.4) слідує можливість існування двох областей неперервного спектру хвиль, що складається з двох областей: гравітаційної з частотами $\omega < \omega_b$, де ω_b – частота Брента-Вяйсяля (БВ), і акустичної області з частотами $\omega > \omega_a$, де ω_a – частота акустическої відсічки [1]. Ми аналізуємо низькочастотну гравітаційну область АГХ, де частоти для характерних умов верхньої атмосфери лежать в інтервалі $0.01\text{--}0.005 \text{ с}^{-1}$, що відповідає періодам від 10 хв. до 3 год.

В слабо неоднорідній вздовж напрямку швидкості течії $W_x(x)$ дисперсійне рівняння (2.4) «локально» виконується в кожній точці рухомого середовища [6]. Аналіз супутникових даних показує, що це наближення виконується для умов полярної термосфери. При цьому ω є частоту в системі відліку середовища і задається виразом (2.1). При поширенні хвиль з області нерухомого середовища в область повільно змінної медленно течії ω_0 зберігається, а ω , k_x і k_z змінюються в залежності від швидкості вітру таким чином, щоб у кожній точці середовища задовільнялась дисперсія (2.4).

Покажемо, що для вільних АГХ ($k_z^2 > 0$) діапазон можливих значень k_x і ω звужується зі збільшенням швидкості зустрічної течії. В ізотермічній

атмосфері завжди виконується умова $\omega_a > \omega_b$, а для гравітаційної гілки $\omega < \omega_b$ [1]. Тому щоб k_z^2 завжди залишалось додатнім, згідно дисперсії (2.4) повинно виконуватись $U_x < c_s$. З цих умов оразу слідує обмеження на можливі значення k_x :

$$\frac{\omega_0}{c_s - W_x} < k_x < \frac{\omega_b - \omega_0}{W_x} \quad (2.5)$$

і на частоту АГХ в системі відліку рухомого середовища:

$$\omega_0 \frac{c_s}{c_s - W_x} < \omega < \omega_b. \quad (2.6)$$

З нерівностей видно, що при фіксованій ω_0 області припустимих значень k_x і ω звужуються зі збільшенням швидкості зустрічної течії. Для кожної ω_0 існує критичне значення швидкості течії W_x^* , при якій вільне поширення АГХ стає неможливим.

Гравітаційні гілки спектру для декількох значень швидкості зустрічного вітру показано на рис. 2.1. На кожній з кривих для даної $W_x = const$ виконується умова $k_z^2 = 0$, вище розташована «заборонена» область ($k_z^2 < 0$), а нижче – область вільного розповсюдження АГХ ($k_z^2 > 0$). Верхня крива на рис. 2.1 відповідає $W_x = 0$ і співпадає з гравітаційною гілкою для нерухомого середовища [1]. В нерухомому середовищі ця гілка має дві асимптоти: $\omega \approx k_x c_s$ і $\omega = \omega_b$. Як слідує з (2.1), в зустрічній течії ці асимптоти трансформуються в вирази $\omega_0 \approx k_x (c_s - W_x)$ і $\omega_0 = \omega_b - k_x W_x$. Тому зі збільшенням W_x гравітаційна гілка вигинається і опускається вниз. Відповідно, область вільного поширення хвиль зміщується в бік низьких частот (рис. 2.1). АГХ с частотами $\omega_0 = 0.5\omega_b$ (період ≈ 20 хв.), $0.3\omega_b$ (≈ 35 хв.) і $0.17\omega_b$ (≈ 60 хв.) не можуть поширюватися в область зустрічної течії, швидкість якої перевищує 300 м/с, 500 м/с і 600 м/с, відповідно.

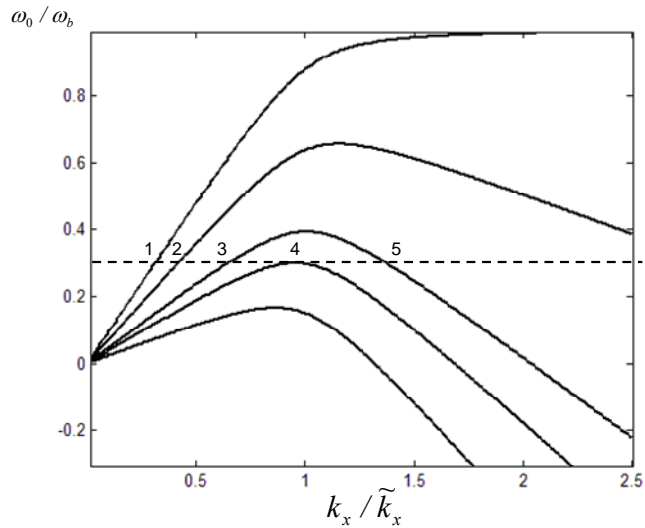


Рисунок 2.1 – Модифікація гравітаційної області АГХ в горизонтальній зустрічній течії. По вертикальній осі частота ω_0 / ω_b , по горизонтальній осі – компонента хвильового вектора $k_x / \tilde{\kappa}_x$, де $\tilde{\kappa}_x = \omega_b / c_s$; Наведені криві відповідають різним значенням швидкості вітру, згори до низу: $W_x = 0, -200, -400, -480, -600$ м/с.

Відзначимо, що для попутного вітру відповідні асимптоти задаються виразами $\omega_0 \approx k_x (c_s + W_x)$ і $\omega_0 = \omega_b + k_x W_x$, отже, гравітаційна гілка розпрямляється і піднімається вгору в область більш високих частот. При цьому, на відміну від випадку зустрічної течії, максимуми на дисперсійних кривих не виникають.

2.4 Ефект блокування хвиль на зустрічній течії

Найцікавішою особливістю дисперсійних кривих АГХ в зустрічній течії є максимуми, що відповідають нульовій горизонтальній груповій швидкості. Оскільки в точках максимумів перенесення хвильової енергії по горизонталі не відбувається, амплітуди хвиль в цих точках можуть значно зростати. Тому можна припустити, що саме такі хвилі будуть переважати в спостереженнях.

Швидкість блокуючого течії є різною для АГХ з різними спектральними властивостями. За допомогою дисперсійних кривих розглянемо еволюцію хвилі з фіксованою частотою, наприклад $\omega_0 = 0.3\omega_b$, при її поширенні назустріч зростаючій за швидкістю течії. У нерухомому середовищі для даної ω_0 діапазон допустимих значень k_x розташований правіше від точки 1 (рис.2.1). При відносно невеликому збільшенні швидкості течії можливі значення k_x зміщуються вправо від точки від 2. При подальшому збільшенні швидкості зустрічного течії діапазон допустимих значень k_x обмежується з двох сторін $k_{x\min} < k_x < k_{x\max}$ (точки 3, 5) і при деякій швидкості вітру W_x^* прагне до граничного значення $\tilde{k}_x \sim \omega_b / c_s$ (точка 4). У точці 4 групова швидкість АГХ в системі відліку середовища U_{gx} зрівнюється зі швидкістю вітру, при цьому для нерухомого спостерігача хвиля зупиняється. Отже, значення W_x^* є максимально можливою швидкістю зустрічного течії для хвилі з частотою ω_0 .

Для внутрішніх хвиль блокування на горизонтальній зустрічній течії можлива при різних значеннях $k_z \neq 0$, яким відповідають різні ω_0 (рис. 2.2). При характерних швидкостях вітрів в полярній термосфері ~ 400 м/с максимумами дисперсійних кривих для різних k_z чітко локалізуються поблизу масштабу $\tilde{k}_x = \omega_b / c_s$. Для менших (більших) вітрів максимумами зміщуються в бік більших (менших) значень k_x .

При великих швидкостях течій ($\sim 500-600$ м / с) лише АГХ з низькими ω_0 і малими значеннями k_z можуть поширюватися проти течії (рис. 2.2). Так, для хвилі з частотою $\omega_0 = 0.1\omega_b$ (період ~ 100 хв.) при швидкості зустрічного вітру ~ 400 м/с, має виконуватися умова $k_z < \tilde{k}_x$, а в зустрічному вітрі ~ 600 м/с можливе тільки квазігоризонтальне поширення $k_z < 0.3\tilde{k}_x$.

Горизонтальні компоненти групової і фазової швидкості АГХ зв'язані співвідношенням [8]:

$$U_{gx} = U_x (\tau^2 - 1) / (\tau^2 - u^2), \quad (2.7)$$

де $\tau^2 = \omega_b^2 / \omega^2$, а $u^2 = \omega^2 / k_x^2 c_s^2$. Для гравітаційної гілки виконуються нерівності $\tau^2 > 1$, $u^2 < 1$. Тому завжди $U_{gx} < U_x$. При блокуванні АГХ на зустрічній течії горизонтальна фазова швидкість залишається більшою від швидкості вітру, тобто гребені хвиль усередині пакета продовжують рухатися назустріч течії. Групова швидкість АГХ з $k_x < \tilde{k}_x$ направлена проти течії, а для хвиль з $k_x > \tilde{k}_x$ – за течією. Горизонтальний масштаб $\tilde{\lambda}_x = 2\pi / \tilde{k}_x$ є характерним для «застряглих» на зустрічній течії хвиль, у яких групова швидкість в рухомій системі відліку дорівнює нулю. Цікаво відзначити, що цей масштаб слабо залежить від ω_0 , W_x і k_z (Рис. 2.2).

При $k_z \neq 0$ в точках максимумів дисперсійних кривих блокується тільки горизонтальний перенос хвильової енергії. При цьому вертикальна компонента групової швидкості АГХ $U_{gz} \neq 0$ в цих точках. Отже, АГХ відбирають енергію з зустрічної течії, значно посилюючись по амплітуді при наближенні до точки блокування, і переносять її у вертикальному напрямку. Вертикальну компоненту групової швидкості АГХ, яка означає швидкість перенесення енергії по вертикалі, можна обчислити за допомогою виразу [8]:

$$U_{gz} = \left(-\frac{k_z}{k_x} \right) \frac{U_x}{\tau^2 - u^2}. \quad (2.8)$$

Величина U_{gz} в точках максимумів дисперсійних кривих досягає максимального значення ~ 260 м/с при $\tilde{k}_z = (0.3 - 0.4)\tilde{k}_x$. Тому найбільш ефективно переносять енергію горизонтально неоднорідних течій у вертикальному напрямку АГХ з масштабами близько $\tilde{\lambda}_x = c_s T_b$ і нахилом хвильового вектора до горизонтальної площини $\beta = \arctg(\tilde{k}_z / \tilde{k}_x) \approx 17 - 22^\circ$.

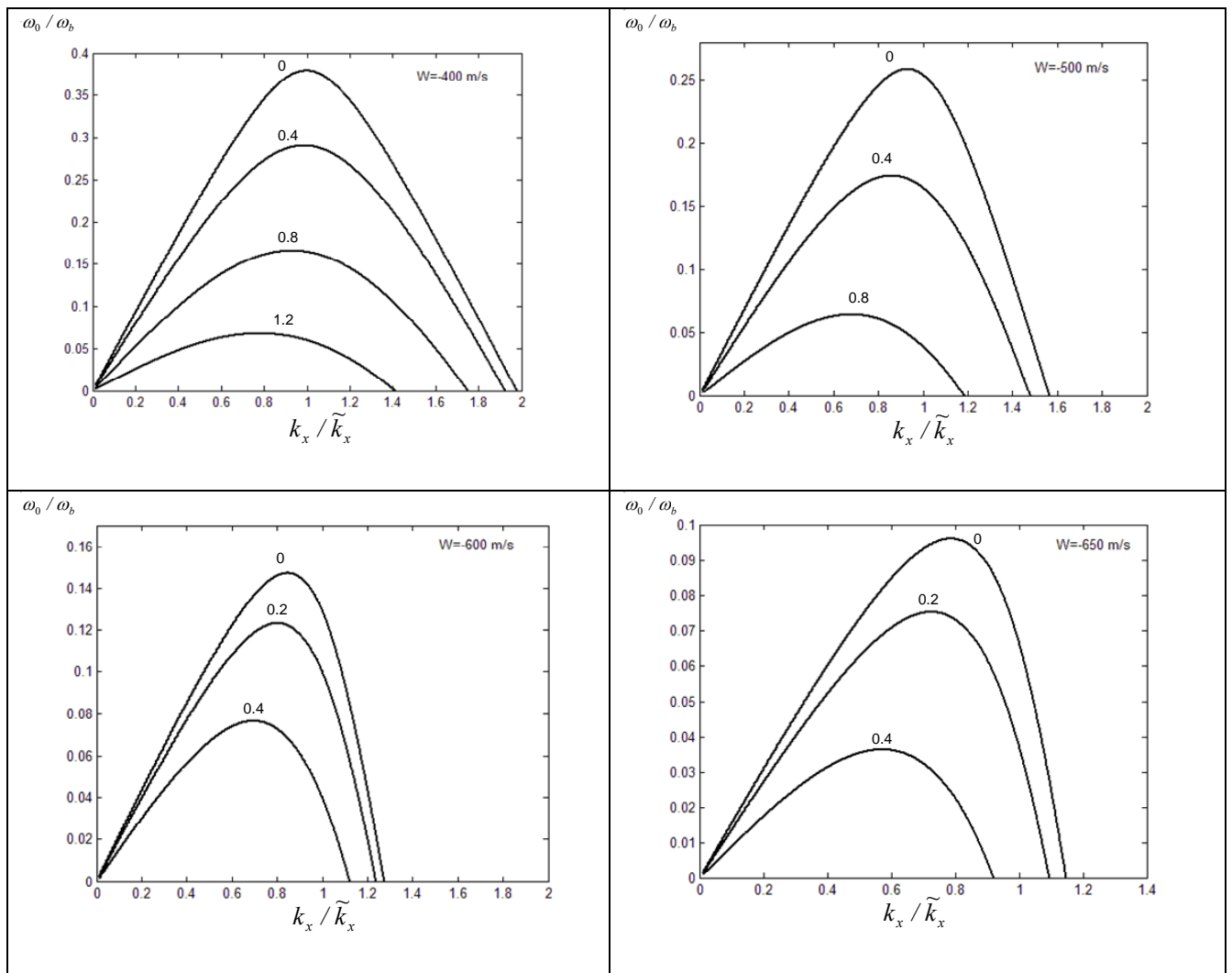


Рисунок 2.2 – Гравітаційні області АГХ в зустрічній течії при $W_x = -400$ м/с (а), -500 м/с (б), -600 м/с (с) і -650 м/с (д) для різних значень $k_z/\tilde{\kappa}_x = 0, 0.2, 0.4, 0.8, 1.2$.

Граничні параметри блокування АГХ при $k_z \rightarrow 0$ (відзначені зірочкою), розраховані по дисперсії (1.4) для різних значень фіксованих частот ω_0 , представлені в табл. 1.1. Блокування окремих гармонік відбувається при різних значеннях швидкості вітру W_x^* в залежності від частот хвиль ω_0 . При цьому горизонтальний масштаб λ_x^* і частота хвиль в системі відліку середовища в точці блокування слабо залежать від ω_0 і W_x^* (див. Рис. 2.1, Табл. 2.1). На якісному рівні цю особливість можна зрозуміти з характеру дисперсії АГХ. При великих швидкостях зустрічних течій $\omega \rightarrow \omega_b$, але при

цьому згідно дисперсії $U_{gx} \rightarrow 0$. З іншого боку, до блокування повинно виконуватися умова $U_{gx} > W_x$. Компроміс цих умов досягається на масштабі $\sim c_s T_b$. Для характерних періодів АГХ у верхній атмосфері 30–70 хв. значення λ_x^* при блокуванні становить 580–670 км. Фазові швидкості в системі відліку середовища при блокуванні $U_x^* = 710\text{--}750$ м/с. Такі спектральні властивості АГХ відповідають даним супутникових спостережень цих хвиль в полярних областях [4].

Таблиця 2.1 Граничні параметри ($k_z \rightarrow 0$), що відповідають умові блокування АГХ на зустрічній течії для характерних умов термосфери ($\omega_b = 0.009\text{с}^{-1}$, $c_s = 810$ м/с).

| $\omega_0, \text{с}^{-1}$ | $T_0, \text{хв.}$ | $W_x^*, \text{м/с}$ | $\lambda_x^*, \text{км}$ | ω^* / ω_b | $U_x^*, \text{м/с}$ | ω^* / ω_0 |
|---------------------------|-------------------|---------------------|--------------------------|-----------------------|---------------------|-----------------------|
| $7.5 \cdot 10^{-4}$ | 140 | 673 | 757 | 0.73 | 763.3 | 8.8 |
| $1 \cdot 10^{-3}$ | 105 | 644 | 720 | 0.76 | 758.0 | 6.8 |
| $1.5 \cdot 10^{-3}$ | 70 | 588 | 670 | 0.81 | 747.2 | 4.9 |
| $2 \cdot 10^{-3}$ | 52 | 536 | 643 | 0.83 | 740.4 | 3.7 |
| $2.5 \cdot 10^{-3}$ | 42 | 486 | 620 | 0.86 | 729.6 | 3.1 |
| $3 \cdot 10^{-3}$ | 35 | 437 | 598 | 0.87 | 721.8 | 2.6 |
| $3.5 \cdot 10^{-3}$ | 30 | 390 | 580 | 0.88 | 712.9 | 2.3 |
| $4 \cdot 10^{-3}$ | 26 | 345 | 564 | 0.90 | 702.3 | 2.0 |
| $4.5 \cdot 10^{-3}$ | 23 | 300 | 548 | 0.91 | 690.8 | 1.8 |
| $5 \cdot 10^{-3}$ | 21 | 257 | 533 | 0.92 | 679.6 | 1.7 |

Нерухомий спостерігач на поверхні Землі реєструє фіксовану частоту ω_0 назалежно від швидкості вітру. Оскільки $\omega_0 = \omega^* - k_x^* W_x^*$, а ω^* і k_x^* слабо залежать від швидкості вітру, то залежність між ω_0 і W_x^* виходить близькою до лінійної (рис. 2.3). Пряма на рис. 2.3 відокремлює область вільного поширення АГХ в зустрічній течії (внизу) від забороненої області (вгорі). Видно, що на зустрічному течії зі швидкістю >250 м/с блокуються всі АГХ з $\omega_0 > 0.005 \text{с}^{-1}$, а при швидкості течії >650 м/с блокуються всі хвилі з $\omega_0 > 0.001 \text{с}^{-1}$.

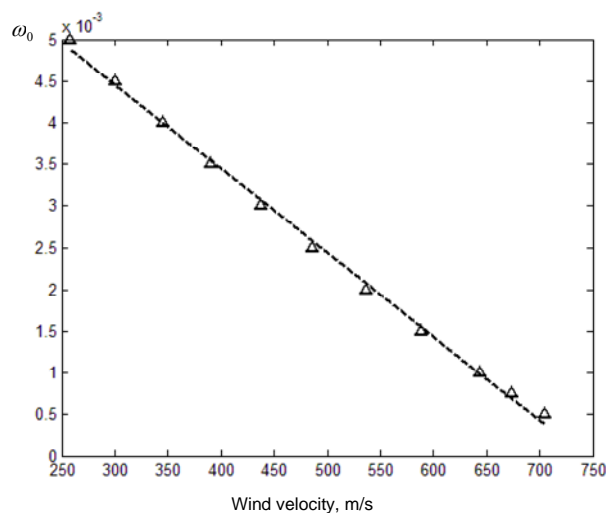


Рисунок 2.3 – Залежність ω_0 від граничної швидкості вітру, що відповідає блокуванню АГХ.

Оскільки в полярній термосфері практично завжди існують фонові течії зі швидкістю не менше ніж 250 м/с, АГХ і РІЗ з періодами <20 хв. не повинні спостерігатися з поверхні Землі. Ефект значного зменшення спектральної потужності РІЗ з періодами <20 хв. підтверджується наземними спостереженнями цих збурень в полярних областях [9]. Зі збільшенням геомагнітної активності швидкість полярного течії зростає, тому слід очікувати збільшення граничного періоду спостережуваних РІЗ.

2.5 Порівняння з даними супутникових вимірювань

Оцінимо зміну амплітуди АГХ в горизонтально неоднорідній течії. З рівняння хвильової дії (2.2) для зміни щільності хвильової енергії в зустрічній течії вздовж променя зору отримаємо:

$$\frac{E}{E_0} = \frac{\omega}{\omega_0} \left[\frac{U_{gx0}^2 + U_{gz0}^2}{(U_{gx} - W_x)^2 + U_{gz}^2} \right]^{1/2}. \quad (2.9)$$

Блокування внутрішніх хвиль може відбуватися при різних значеннях $k_z \neq 0$. В цьому випадку $U_{gx} \rightarrow W_x$, $U_{gz} \neq 0$, тому збільшення амплітуди при блокуванні є скінченним. З (2.9) видно, що максимальне збільшення енергії

АГХ відбувається, коли $U_{gx} \rightarrow W_x$ і одночасно $U_{gz} \rightarrow 0$. Оскільки $U_{gz} \sim k_z$, максимальне збільшення амплітуди хвилі в зустрічній течії відбувається під час блокування квазігоризонтальних АГХ.

Для розрахунку зміни амплітуд АГХ в течії необхідно знати закон зміни ω , k_x і k_z в залежності від швидкості течії. В одновимірному випадку вирази (2.1) і (2.4) дозволяють відразу визначити залежності $\omega(W_x)$ і $k_x(W_x)$. Для внутрішніх хвиль характер зміни ω і k_x залежить також від вертикальної компоненти k_z .

Використаємо додаткові міркування, засновані на експериментальних даних, які дозволяють спростити оцінку амплітуд АГХ в течії. При поширенні хвиль назустріч течії для гравітаційної гілки повинна виконуватись нерівність: $W_x < U_{gx} < U_x < c_s$. В полярній термосфері швидкості вітрів досягають $\sim 600-700$ м/с, а швидкість звуку при цьому становить $\sim 800-850$ м/с. Тому назустріч таким сильним вітрам можуть поширюватися тільки хвилі, у яких U_{gx} і U_x досить близькі за величиною. Крім того, для цих хвиль виконується умова $U_{gx} \gg U_{gz}$. Такі властивості характерні для квазігоризонтальних АГХ. Тому для спрощення припустимо, що k_z мале і залишається незмінним в горизонтальній течії $W_x(x)$.

З урахуванням цих спрощень припущень побудуємо залежності від швидкості вітру для 2-х множників, що входять у вираз (2.9): $f_1 = \omega / \omega_0$ і

$$f_2 = \left[\frac{U_{gx0}^2 + U_{gz0}^2}{(U_{gx} - W_x)^2 + U_{gz}^2} \right]^{1/2}. \text{ Криві } f_1 \text{ (штриховані) і } f_2 \text{ (суцільні) показано на}$$

рис. 2.4 в залежності від швидкості вітру для фіксованої частоти АГХ $\omega_0 = 0.1\omega_b$ і двох значень $k_z = 0.15\tilde{k}_x$ і $0.3\tilde{k}_x$. Обмеження кривих справа відповідає блокуванню АГХ. Відзначимо, що зі збільшенням k_z швидкість блокуючої течії зменшується. З урахуванням (2.1) $f_1 = \omega / \omega_0 = U_x / (U_x - W_x)$, що пояснює монотонне зростання кривої f_1 . Оскільки $U_x > U_{gx}$, в точці

блокування значення f_1 залишається скінченним. Зростання f_2 обмежується при блокуванні хвиль. До тих швидкостей течій, поки $U_{gx} - W_x$ залишається більшим U_{gz} , спостерігається монотонне зростання f_2 , подібне f_1 . При наближенні до блокування $U_{gx} - W_x \rightarrow 0$ і величина f_2 в більшій мірі визначається U_{gz} . Тому при наближенні до точки блокування виникає максимум f_2 .

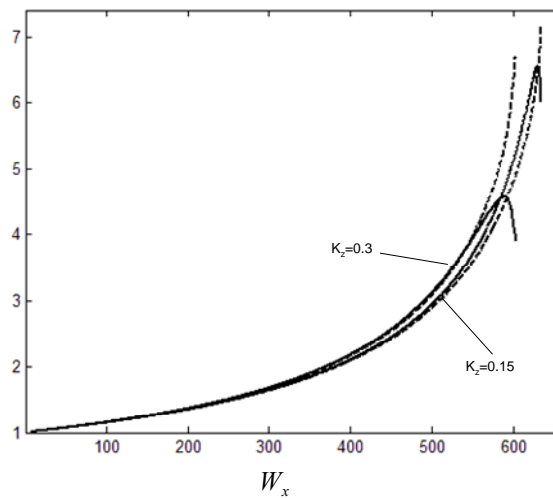


Рисунок 2.4 – Залежності від швидкості вітру відносних величин

$$f_1 = \omega / \omega_0 \text{ (штриховані криві) та } f_2 = \left[\frac{U_{gx0}^2 + U_{gz0}^2}{(U_{gx} - W_x)^2 + U_{gz}^2} \right]^{1/2} \text{ (суцільні криві).}$$

Криві побудовано для фіксованої частоти $\omega_0 = 0.1\omega_b$ і двох значень $k_z = 0.15\tilde{k}_x$ і $0.3\tilde{k}_x$.

Як видно з рис. 2.4, множники f_1 і f_2 в зустрічній течії близькі за величиною і розходяться при наближенні до точки блокування. Ця розбіжність зростає зі збільшенням k_z . Оскільки $A/A_0 = \sqrt{f_1 f_2}$, при малих значеннях k_z для наближеної оцінки амплітуд розбіжністю між f_1 і f_2 можна знехтувати. Тоді для зміни енергії АГХ в неоднорідній течії отримаємо простий вираз $E/E_0 \sim \omega^2 / \omega_0^2$, а для зміни амплітуд $A/A_0 \sim \omega / \omega_0$. Цікаво, що через наявність максимуму f_2 амплітуда АГХ при наближенні до точки

блокування є дещо більшою, ніж в самій точці блокування. Хвилі з низькими ω_0 можуть поширюватися до великих швидкостей зустрічних течій, і значно посилюватися за амплітудою по мірі збільшення їх частоти в системі відліку середовища.

Експериментальна залежність амплітуд АГХ (у відносних варіаціях концентрації) від швидкості зустрічного вітру наведена на рис. 2.5 одночасно для 6 витків супутника DE2. Майже лінійний характер цієї залежності дозволяє припустити, що з супутника спостерігається суперпозиція заблокованих на зустрічній течії хвиль з близькими значеннями ω_0 і різними k_z . Для заблокованих хвиль $\omega/\omega_0 = 1 + \tilde{k}_x W_x / \omega_0$, де $\tilde{k}_x \approx \omega_b / c_s \approx const$ при різних значеннях W_x , k_z і ω_0 (Рис. 2.2). Тому відношення A/A_0 буде лінійно зростати зі збільшенням швидкості вітру.

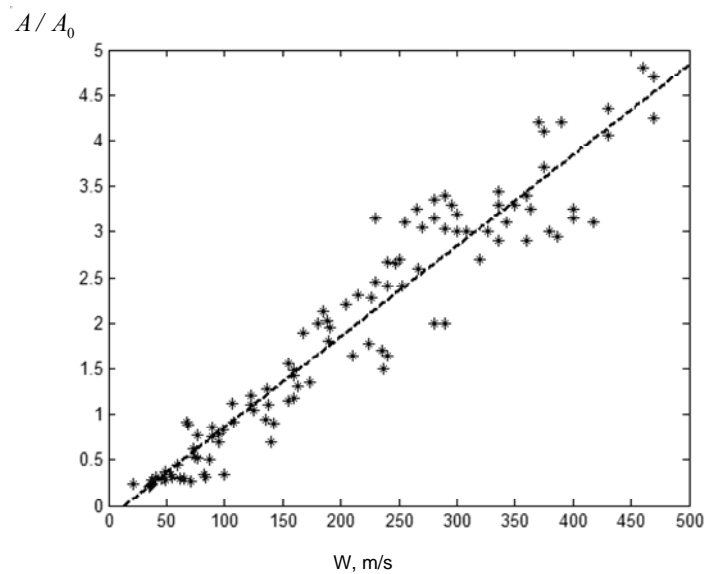


Рисунок 2.5 – Відносні зміни амплітуд АГХ в полярних областях в залежності від швидкості вітру за даними вимірів на 6 витках супутника DE2.

У цьому припущенні по куту нахилу інтерполюючої прямої можна просто визначити середню частоту заблокованих хвиль $\bar{\omega}_0 \approx 0.124\omega_b$, що відповідає періоду ≈ 94 хв. Як і слід було очікувати, на окремих витках супутника DE2 лінійна залежність виражена більш чітко, при цьому частоти заблокованих хвиль лежать в інтервалі $(0.1 - 0.15)\omega_b$ (рис. 2.6). Періоди цих

АГХ складають 116-77 хвилин. Відзначимо, що в експериментальних даних фактично досліджується залежність амплітуд АГХ від горизонтальної проекції швидкості вітру на орбіту супутника. Тому отримані значення можуть бути трохи занижені в залежності від кута, під яким супутник перетинає вітровий потік.

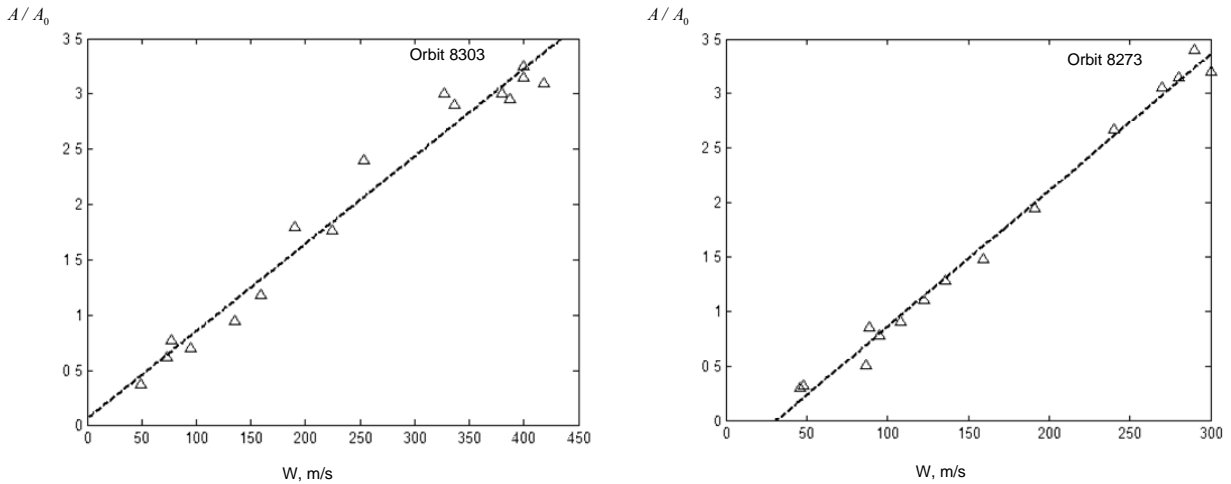


Рисунок 2.6 – Відносні зміни амплітуд полярних АГХ в залежності від швидкості вітру на окремих витках супутника DE2: а) виток 8303, $\omega_0 = 0.15\omega_b$, б) виток 8273, $\omega_0 = 0.1\omega_b$.

Велика протяжність і морфологія спостережуваних з супутника DE2 хвильових цугів, ймовірно, вказують, що спостерігається суперпозиція застряглих на зустрічній течії хвиль. В такому припущенні можна пояснити основні спостережувані властивості АГХ в полярній термосфері: 1) постійна хвильова активність в області між полярними вихорами у вигляді цугів АГХ протяжністю в декілька тис. км; 2) систематичний напрямок поширення АГХ навпроти течії; 3) збільшення амплітуд хвиль зі збільшенням швидкості зустрічного вітру; 4) переважання горизонтальної довжини хвилі 500–700 км і частоти близько БВ (в системі відліку середовища), що відповідають умові блокування на зустрічній течії для АГХ з різними значеннями ω_0 і при різній швидкості W_x .

2.6 Висновки до розділу 2

Досліджено взаємодію АГХ з горизонтально неоднорідними течіями. У наближенні слабкої неоднорідності отримано, що в зустрічній течії, швидкість якої збільшується, спектральна область вільного поширення АГХ зміщується в бік низьких частот. Назустріч вітрам зі швидкістю більше ~ 600 м/с, які характерні для умов збуреної полярної термосфери, можуть поширюватися тільки низькочастотні АГХ з частотою $\omega_0 < 0.001 \text{c}^{-1}$.

Проаналізовано ефект блокування АГХ на зустрічній горизонтально неоднорідній течії. На основі аналізу дисперсійного рівняння АГХ отримано, що блокування хвиль на зустрічній течії завжди відбувається на характерному просторовому масштабі \tilde{k}_x . Цей масштаб слабо залежить від ω_0 і складає $\sim 500\text{--}700$ км на висотах термосфери. Частоти хвиль в системі відліку середовища при блокуванні наближаються до частоти БВ, а фазові горизонтальні швидкості $\sim 700\text{--}750$ м/с. Спектральні властивості АГХ, що спостерігаються в полярних областях, відповідають заблокованим на зустрічній течії хвилям.

Показано, що зміна амплітуд АГХ в горизонтально неоднорідній течії $\sim \omega/\omega_0$. Тому на зустрічній течії найбільше посилюються низькочастотні хвилі при наближенні до точки блокування.

Таким чином, області з горизонтально неоднорідними течіями в атмосфері служать низькочастотними фільтрами і підсилювачами АГХ. В полярній термосфері швидкості неоднорідних течій досягають максимальних для земної атмосфери значень. Тому ефекти вітрової фільтрації найкраще спостерігати саме в цих областях. Аналогічні механізми фільтрації та посилення АГХ можуть працювати також в атмосферах інших планет і, можливо, на Сонці при взаємодії хвиль з неоднорідними підфотосферними течіями.

ВИСНОВКИ

Розділ 1. Аналіз даних вимірювань низькочастотних варіацій електричного та магнітного полів за даними мікро-супутників *Chibis-M* та *DEMETER* виявив локалізовані області збудження іоносфери. Аналіз просторово-часових зв'язків дозволив інтерпретувати знайдені події, як такі, що були викликані дією наземного керованого акустичного випромінювача. За результатами виконаного аналізу зроблено висновок щодо необхідності подальшого вдосконалення розробленої моделі поширення акустичного випромінювання від наземного керованого акустичного випромінювача.

Розділ 2. Досліджено взаємодію АГХ з горизонтально неоднорідними течіями. Отримані теоретичні результати застосовано для пояснення даних спостережень низькочастотних хвильових процесів в іоносфері. Врахування впливу горизонтально неоднорідних атмосферних течій на властивості низькочастотних хвиль дозволяє пояснити невідповідність супутникових та наземних даних щодо спектральних параметрів АГХ/РІЗ в полярних областях. Спостережувані з супутника над полярними шапками АГХ з горизонтальною довжиною $\sim 500\text{--}700$ км і частотою близько частоти БВ фактично є модифікованими в зустрічному вітрі низькочастотними великомасштабними хвилями.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

До розділу 1

1. Rapoport Yu. G., Cheremnykh O. K., Selivanov Yu. A., Grimalsky V. V., Ivchenko V. N., Milinevsky G. P., Tkachenko E. N., Melnik M. O., Mezentsev V. P., Karataeva L. M., Nogach R.T. Ionosphere as a Sensitive Indicator of Powerful Processes in the Lower Atmosphere / Lithosphere, Artificial Acoustic Influence and Space Weather // Electromagnetic Effects of the Earthquakes an Volcanoes EMSEV 2014 Workshop, Konstancin Jeziorna, 22–26.09.2014, Book of Abstracts. – 2014. –P.133–135.
2. Rapoport, Y. G., Cheremnykh, O. K., Koshovy, V. V., Melnik, M. O., Ivantyshyn, O. L., Nogach, R. T., Selivanov, Y. A., Grimalsky, V. V., Mezentsev, V. P., Karataeva, L. M., Ivchenko, V. M., Milinevsky, G. P., Fedun, V. N., and Tkachenko, E. N. Ground-based acoustic parametric generator impact on the atmosphere and ionosphere in an active experiment // Annales of Geophysicae. – 2017. – Vol. 35. – P. 53-70, doi:10.5194/angeo-35-53-2017.
3. Zettergren M.D., Snively J.B. Ionospheric response to infrasonic acoustic waves generated by natural hazard events // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2015. — V 120. — N 9. — P. 8002-8024.
4. Гохберг М.Б., Шалимов С.Л. Литосферно-ионосферная связь и ее моделирование // Российский журн. наук о Земле. – 2000. – 2, № 2. – С. 95–108.
5. Xia, Y., Liu, J.Y.T., Cui, X., Li, J., Chen, W., & Liu, C. Abnormal infrasound signals before $92M \geq 7.0$ worldwide earthquakes during 2002–2008 // Journal of Asian Earth Sciences. – 2011. – Vol. 41. – Iss. 4. – P. 434-441.
6. Karavosov R. K., Prozorov A. G. Nonordinary excitation of hydroacoustic resonance in the hydroturbine circuit of the Sayano-Shushenskaya hydroelectric

power plant // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. — 2011. — V 84. — N 3. — P. 585–588.

7. Jakobsen J. Infrasound emission from wind turbines // Journal of low frequency noise, vibration and active control. — 2005. — V24. — N3. — P. 145–155.

8. Pokhotelov O. A., Liperovskii V., Fomichev Y. P., Rubtsov L. N., Alimov O. A., Sharadze Z. S., Liperovskaya R. K. Ionospheric modification during the military actions in the Persian gulf zone // Doklady Akademii Nauk SSSR. — 1991. — V 321. — N 6. — P. 1168–1172.

9. Черногор Л. Ф. Геофизические эффекты и геоэкологические последствия массовых химических взрывов на военных складах в г. Артемовске // Геофизический журнал. — 2004. — Т 26. — N 4. — С. 31–44.

10. Snively, J. B. Nonlinear Gravity Wave Forcing as a Source of Acoustic Waves in the Mesosphere, Thermosphere, and Ionosphere // Geophysical Research Letters. — 2017. — V. 44. — P. 23.

11. Zettergren M. D., Snively J. B., Komjathy A., Verkhoglyadova O. P. Nonlinear ionospheric responses to large amplitude infrasonic acoustic waves generated by undersea earthquakes // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2017. — Vol. 122. — Iss.2. — P. 2272–2291.

12. Infrasound Propagation [Електронний ресурс] // Geospace Science & Technology Branch (7630) / Space Science Division / The U.S. Naval Research Laboratory [Офіційний веб-сайт Військово-морських сил США].—URL: www.nrl.navy.mil/ssd/branches/7630/infrasound-propagation (дата звернення: 20.08.2018).

13. Черемних О. К, Гримальський В. В, Івантишин О. Л., Івченко В. М, Козак Л. В., Кошовий В. В., Мезенцев В. П., Мельник М. О., Ногач Р. Т, Рапопорт Ю. Г, Селіванов Ю. О, Жук І. Т. Експериментальні та теоретичні дослідження штучної акустичної модифікації атмосфери та іоносфери // Космічна наука та технологія. — 2015. — Т. 21. — № 1. — С. 48–53.

14. Емельянов Л. Я., Живолуп Т. Г., Сорока С. А., Черемных О. К., Черногор Л. Ф. Наземное акустическое воздействие на атмосферу: результаты наблюдений методами некогерентного рассеяния и вертикального зондирования // Радиопизика и радиоастрономия. — 2015. — Т. 20, № 1. — С. 37–47.
15. Черемных О. К., Климов С. И., Корепанов В. Е., Кошовый В. В., Мельник М. Е., Ивантишин О. Л., Ногач Р. Т., Рапопорт Ю. Г., Селиванов Ю. А., Семенов Л. П. Наземно-космический эксперимент по искусственной акустической модификации ионосферы. Первые результаты // Космічна наука та технологія. — 2014. — Т. 20. — № 6. — С. 60–74.
16. Петрухин Н. С., Пелиновский К. Н., Бацына Е. К. Безотражательные акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли // Геомагнетизм и Аэрономия. — 2012. — том 52. — № 6. — С. 854–860.
17. Pokhotelov O. A., Pilipenko V.A., Fedorov E. N., Stenflo L., Shukla P.K. Induced Electromagnetic Turbulence in the Ionosphere and the Magnetosphere // Physica Scripta. — 1994. — Vol. 50. — P. 600–605.
18. Koshovy V. V. Radiophysical and Radio Astronomical Diagnostics of Ionospheric Effects Induced by a Ground-Based Infrasonic Transmitter (Preliminary Results) // Radiophysics and Quantum Electronics. — 1999. — Vol. 42. — No. 8. — P. 691–703.
19. Fedorenko A. K., Bepalova A. V., Cheremnykh O. K., Kryuchkov E. I. A dominant acoustic-gravity mode in the polar thermosphere // Ann. Geophys. — 2015. — Vol. 33. — P. 101–108. – doi:10.5194/angeo-33-101-2015.
20. Rapoport Yu. G., Cheremnykh O. K., Selivanov Yu. A., Fedorenko A. K., Ivchenko V. M., Grimalsky V. V., Tkachenko E. N. Oscillations of neutral and charged components of near-Earth plasma and effects of active media // UK-Ukraine Meeting on Solar Physics and Space Science UKU SPSS/TASS-2011. — 2011.

21. Rapoport Yu. G., Cheremnykh O. K., Selivanov Yu. A., Fedorenko A. K., Ivchenko V. M., Grimalsky V. V., Tkachenko E. N. Modeling AGW and PEMW in inhomogeneous atmosphere and ionosphere // *Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET)*, 2012 IEEE International Conference on. — 2012/8/28. — P. 577–580.
22. Черемных О. К., Селиванов Ю. А., Захаров И. В. Влияние сжимаемости и неизотермичности атмосферы на распространение акусто-гравитационных волн // *Космическая наука и технология*. — 2010. — т.16. — №. 1. — С. 9–19.
23. Aoyama Tadashi, Iyemori Toshihiko, Nakanishi Kunihito, Nishioka Michi, Rosales Domingo, Veliz Oscar, Safor Erick Vidal. Localized field-aligned currents and 4-min TEC and ground magnetic oscillations during the 2015 eruption of Chile's Calbuco volcano // *Earth, Planets and Space*. — 2016. — V. 68. — P.148. — doi: 10.1186/S40623-016-0523-0.
24. Cussac T., Clair M.-A., Ultré-Guerard P., Buisson F., Lassalle-Balier G., Ledu M., Elisabelar C., Passot X., Rey N. The DEMETER microsatellite and ground segment / *Planetary and Space Science*. — 2006. — V. 54. — 427 p. — doi:10.1016/j.pss.2005.10.013.
25. Rezek I. A., Roberts S. J. Stochastic Complexity Measures for Physiological Signal Analysis // *IEEE Transactions on BME*. — 1998. — V45. — N 9. — P. 1186–1191.
26. Lyubushin A. A., Kalab Z., Lednicka M.. Geomechanical Time Series and its Singularity Spectrum Analysis // *Acta Geod. Geoph. Hung.* — 2012. Vol. 41. — N 1. — P. 1–9. — doi: 10.1556/AGeod.47.2012.1.6
27. Serrano E., Figliola A. Wavelet Leaders: A new method to estimate the multifractal singularity spectra // *Physica A*. — 2009. — V 388. — P. 2793–2805.
28. Rapoport, Y.G., Cheremnykh, O.K., Koshovy, V.V., Melnik, M.O., Ivantyshyn, O.L., Nogach, R.T., Selivanov, Y.A., Grimalsky, V.V., Mezentsev, V.P., Karataeva, L.M., Ivchenko, V. M., Milinevsky, G.P., Fedun, V.N., and Tkachenko, E.N. Ground-based acoustic parametric generator impact on the

- atmosphere and ionosphere in an active experiment // *Annales of Geophysicae*. – 2017. – Vol. 35. – P. 53-70, doi:10.5194/angeo-35-53-2017.
29. Zettergren M.D., Snively J.B. Ionospheric response to infrasonic acoustic waves generated by natural hazard events // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. – 2015. – V 120. – N 9. – P. 8002-8024.
30. N.P. Perevalova, V.A. Sankov, E.I. Astafyeva, A.S. Zhupityaeva. Threshold magnitude for Ionospheric TEC response to earthquakes // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. – 2014. – V. 108. – P. 77-90, doi: 10.1016/j.jastp.2013.12.014.
31. V.M. Krasnov, Ya.V. Drobzheva, J. Chum. Infrasonic waves in the ionosphere generated by a weak earthquake. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. – 2011. – V 73. – P. 1930–1939.
32. Krasnov, Ya. Drobzheva, J. Lastovicka. Acoustic energy transfer to the upper atmosphere from sinusoidal sources and a role of nonlinear processes. // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. – 2007. – V 69. – P. 1357–1365.

До розділу 2

1. Hines C.O. Internal gravity waves at ionospheric heights // *Can. J. Phys.* V. 38. P. 1441–1481. 1960.
2. Johnson F.S., Hanson W.B., Hodges R.R., Coley W.R., Carignan G.R., Spencer N.W. Gravity waves near 300 km over the polar caps // *J. Geophys. Res.* V.100. P.23993-24002. 1995.
3. 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, NO A12, doi: 10.1029/2002JA009370.

4. Fedorenko A.K., Bespalova A.V, Cheremnykh O.K, and Kryuchkov E.I. A dominant acoustic-gravity mode in the polar thermosphere //Ann. Geophys., 33,101-108, 2015; doi:10.5194/angeo-33-101-2015.
5. Fedorenko A.K., Kryuchkov Y.I. Distribution of Medium Scale Acoustic Gravity Waves in polar Regions according to Satellite Measurement Data // Geomagn. Aeron. – 2011. –V.51. – №4. – P. 527-539 [Geomagn. Aeron. (Engl. Transl.) – 2011. –V.51. – № 4. – P. 520-533].
6. Lighthill J. Waves in Fluids, Cambridge University Press, 1978, pp. 504.
7. Bretherton F.P., Garrett C.J.R. Wavetrains in inhomogeneous moving media // Proc. Roy. Soc. A.302, P.529-554, 1969.
8. Kryuchkov Y.I., Fedorenko A.K. Peculiarities of Energy Transport in the Atmosphere by Acoustic Gravity Waves // Geomagn. Aeron. – 2012. –V.52. – №2. – P. 251-257 [Geomagn. Aeron. (Engl. Transl.) – 2012. –V.52. – № 2. – P. 235-241].
9. Prikryl P., D.B. Muldren, G.J. Sofko, J.M. Ruohoniemi. Solar wind Alfvén waves: a source of pulsed ionospheric convection and atmospheric gravity waves // Ann. Geophys. – 2005. – 23. – P. 401 – 417.

**ПЕРЕЛІК ПУБЛІКАЦІЙ ВИКОНАВЦІВ НДР
ЗА ЗВІТНИЙ ПЕРІОД (2018 рік)**

1. A.K.Fedorenko, E.I.Kryuchkov, O.K.Cheremnykh, Yu.O.Klymenko, Yu.M.Yampolski. Peculiarities of acoustic-gravity waves in inhomogeneous flows of the polar thermosphere // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2018, doi.org/10.1016/j.jastp.2018.05.009.
2. Ю.О. Селіванов, Ю.Г. Рапопорт, О.К. Черемних. Вплив інфразвуку на іоносферу: деякі особливості іоносферної реакції на сигнал наземного акустичного випромінювача / *Космічні дослідження в Україні*. 2016 – 2018. Звіт до COSPAR / К.: Академперіодика, 2018.— С. 15-19.
3. Ю.О. Селіванов, Ю.Г. Рапопорт, О.К. Черемних. Іоносферний відгук на акустичний вплив за даними мікросупутників *DEMETER* та *Chibis-M* / *Космічна наука і технологія*. 2018. Т. 24. № 6 (Прийнято до друку).