

УДК 533.951, 551.510.536, 551.510.535, 52(15).003
КП
Номер держ. реєстрації 0114U003522
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
(підсумковий за 2013-2016 рр.)

**«Дослідження магнітосферно-іоносферної взаємодії з використанням
високоорбітальних КА, дослідження впливу інфразвуку на іоносферу»,**
що виконувалась в рамках
Цільової комплексної програми НАН України
з наукових космічних досліджень на 2012-2016 рр.

Науковий керівник теми
Заст. директора

_____ О.К. Черемних

Відповідальний
виконавець

_____ А.К. Федоренко

2016

Результати роботи розглянуто Вченою радою ІКД НАН України та ДКА України,
протокол № ____ від «__» _____ 2016 р.

СПИСОК АВТОРІВ

Зав. відділу № 22, г.н.с., д.ф.-м.н. чл.-кор. НАН України, д.ф.-м.н. пр.н.с., д.ф.-м.н.	О.К. Черемних Р.І. Костик О.Н. Кришталь
с.н.с., к.ф.-м.н.	А.Д. Войцеховська
н.с., к.ф.-м.н.	С.В. Герасимено
с.н.с., к.ф.-м.н.	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
с.н.с., к.ф.-м.н.	Л.В. Козак
н.с., к.ф.-м.н.	С.О. Черемних
м.н.с.	А.В. Беспалова

РЕФЕРАТ

Звіт з НДР «Дослідження магнітосферно-іоносферної взаємодії з використанням високоорбітальних КА, дослідження впливу інфразвуку на іоносферу», що виконувалась впродовж 2013-2016 рр. в рамках Цільової комплексної програми НАН України з наукових космічних досліджень на 2012-2016 рр., 160 стор., 51 рис., 6 табл., 281 посилань.

Об'єктом досліджень є резонансні хвильові процеси в навколоземній космічній плазмі.

Мета дослідження – отримання нових фундаментальних знань щодо резонансних механізмів магнітосферно-іоносферної взаємодії за допомогою ультранизькочастотних (УНЧ) хвиль, впливу інфразвуку на іоносферу та їх верифікація за даними супутникових і наземних вимірювань.

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 резонансних механізмів магнітосферно-іоносферної взаємодії за допомогою ультранизькочастотних хвиль, в тому числі на вивчення джерел, механізмів генерації та просторово-часової структури збурень в магнітосферно-іоносферній плазмі. Даний звіт складається з 8 розділів. В *першому розділі* на основі спостережних даних з космічних апаратів і теоретичних моделей проаналізовано поляризацію та структуру мод власних УНЧ пульсацій у магнітосфері. У *другому розділі* представлено результати досліджень умов розповсюдження УНЧ хвиль з неперервним спектром в магнітосферній плазмі. Визначено умови генерації резонансних збурень, а також нестійких балонних збурень і довживучих каспових мод. В *третьому розділі* розглянуто модель одновимірно-неоднорідної циліндричної плазми з магнітним полем, рамках якої показана можливість існування альфвенівських мод з дискретним спектром. В *четвертому розділі* досліджено умови реалізації та стійкості гвинтових мод з в циліндричному плазмовому джгуті з криволінійним магнітним полем. В *п'ятому розділі* наведено результати аналізу супутникових даних щодо глобальних закономірностей розподілу та напрямків поширення акустико-гравітаційних хвиль (АГХ) в полярній іоносфері. Отримано експериментальні свідчення, які вказують на важливу роль АГХ в енергообміні між магнітосферою та іоносферою. В *шостому розділі* представлено результати аналізу та інтерпретації наземно-космічних експериментів, виконаних авторами спільно з Львівським центром ІКД НАНУ-ДКАУ та Фізико-механічним

інститутом НАНУ щодо впливу інфразвуку на стан іоносфери. В *розділі сім* представлено результати аналізу спектральних спостережень ліній різних хімічних елементів в спокійній і в активній ділянках сонячного диску. У *восьмому розділі* розглянуто особливості взаємодії сонячного вітру із магнітосферою Землі. Проведено ґрунтовний аналіз механізмів і підходів до опису турбулентних процесів. Значна увага приділена опису розвиненої турбулентності і характерним особливостям каскадних моделей.

АКУСТИКО-ГРАВІТАЦІЙНА ХВИЛЯ, АЛЬФВЕНІВСЬКА ХВИЛЯ, ІНФРАЗВУК, ІОНОСФЕРА, КОСМІЧНА ПЛАЗМА, МАГНІТОСФЕРА, РЕЗОНАНС, СОНЯЧНА ПЛАЗМА, СПЕКТРАЛЬНИЙ АНАЛІЗ, СУПУТНИКОВІ ВИМІРЮВАННЯ, ТУРБУЛЕНТНІСТЬ, ФОТОСФЕРА, ХВИЛЬОВЕ ЗБУРЕННЯ.

ЗМІСТ

Перелік умовних позначень	5
Вступ	9
1 Дослідження резонансних явищ в магнітосфері Землі	14
1.1 Поляризація резонансних збурень УНЧ діапазону	15
1.2 Поляризація УНЧ резонансних збурень за супутниковими вимірюваннями.....	18
1.3 Висновки до розділу 1	21
2 Структура азимутально-дрібномасштабних УНЧ коливань гарячої космічної плазми в кривому магнітному полі	23
2.1 Вступ до розділу 2	23
2.2 Рівняння малих коливань	24
2.3 Азимутально-дрібномасштабні хвилі	27
2.4 Область локалізації альфвенівської хвилі	32
2.5 Балонна нестійкість	35
2.6 Обговорення результатів	36
2.7 Висновки до розділу 2.....	37
3 Про структуру азимутально-дрібномасштабних УНЧ-коливань гарячої космічної плазми у кривому магнітному полі. Моді з дискретним спектром	39
3.1 Вступ до розділу 3	39
3.2 Основні рівняння	41
3.3 Просторова структура мод з дискретним спектром	43
3.4 Про можливість спостереження дискретних мод в магнітосфері Землі	45
3.5 Висновки до розділу 3.....	47
4 Гвинтова мода $m=1$ в тонкому плазмовому джгуті з розривним вертикальним магнітним полем	48
4.1 Вступ до розділу 4	48
4.2 Вихідні рівняння	49
4.3 Власні функції	52
4.4 Дисперсійне рівняння у випадку $\omega^2 > 0$	54
4.5 Наближення малого азимутального магнітного поля	55
4.6 Дисперсійне рівняння у випадку $\omega^2 < 0$	56
4.7 Чисельний аналіз дисперсійного рівняння	57
4.8 Висновки до розділу 4	59
5 Дослідження резонансних явищ в іоносфері за супутниковими вимірюваннями	61

5.1 Зв'язок полярних АГХ з авроральним овалом	62
5.2 Переважаючі напрямки поширення АГХ	65
5.3 Зв'язок напрямків поширення АГХ з вітром в полярній термосфері	68
5.3.1 Зональний напрямок руху АГХ	68
5.3.2 Меридіональний напрямок	68
5.4 Зв'язок азимутів полярних АГХ з циркуляцією термосфери	72
5.5 Прояви зв'язку УНЧ магнітосферних хвиль та АГХ	78
5.6 Висновки до розділу 5	79
6 Дослідження пливу інфразвуку на іоносферу	81
6.1 Вступ до розділу 6	81
6.2 Головні наукові завдання експерименту «ЛІНК-Чибіс»	82
6.3 Наукові вимірювальні прилади на борту КА Чибіс-М	84
6.4 Наукові установки та вимірювальні прилади наземного сегмента	85
6.5 Схема проведення експерименту «ЛІНК-Чибіс»	86
6.6 Результати вимірювань	88
6.6.1 Аналіз стану космічної погоди	88
6.6.2 Результати наземних спостережень варіацій ДНЧ випромінювання	89
6.6.3 Результати супутникових спостережень варіацій ДНЧ випромінювання	90
6.6.4 Дослідження за допомогою радіотелескопу УРАН-3	90
6.6.5 Інтерпретація результатів вимірювань за допомогою радіотелескопу УРАН-3	92
6.6.6 Експрес обробка даних з КА Чибіс-М 28.11.2013	94
6.7 Подальший аналіз наземно-акустичних експериментів	95
6.8 Висновки до розділу 6	98
7 Турбулентні властивості сонячної та навколоземної плазми	100
7.1 Інверсія напрямку швидкості турбулентних утворень в сонячній плазмі: спокійні ділянки сонячної атмосфери	100
7.1.1 Вступ до розділу 7	100
7.1.2 Спостереження та первинна обробка спокійної ділянки	101
7.1.3 Результати спостережень спокійної ділянки	102
7.2 Інверсія напрямку швидкості турбулентних утворень в сонячній плазмі: активні ділянки сонячної атмосфери	105
7.2.1 Спостереження та первинна обробка активної ділянки	105
7.2.2 Результати спостережень активної ділянки	105
7.3 Обговорення результатів	107
7.4 Висновки до розділу 7	107

8 Визначення характеру турбулентності в різних областях магнітосфери Землі.	
Аналіз процесів перенесення властивості сонячної та навколоземної плазми	108
8.1 Вступ до розділу 8	108
8.2 Використані супутникові спостереження	109
8.3 Аналіз супутникових даних	112
8.3.1 Фрактальний розгляд	112
8.3.2 Мультифрактальний аналіз	118
8.3.3 Вейвлет – аналіз	124
8.4 Висновки до розділу 8	127
Висновки	130
Додаток А. Організаційне забезпечення та методичний супровід Програми	133
Перелік посилань	134
Перелік публікацій виконавців НДР за звітний період 2013-2016 рр.	158

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

АГХ – акустико-гравітаційна хвиля
АІЗ – акустичне іоносферне збурення
ВКБ – Вентцеля-Крамерса-Бріллюена
МГД – магнітогідродинамічний
ММП – міжпланетне магнітне поле
НКАВ – наземний керований акустичний випромінювач
ПМЗ – повільна магнітозвукова хвиля
ТАМ – тороїдальні альфвенівські моди
РІЗ – рухливе іоносферне збурення
УНЧ – ультра низькочастотний
ШМЗ – швидка магніто звукова хвиля
ШСЗ – штучний супутник Землі
DE 2 – Dynamic Explorer 2
MLT – Magnetic Local Time
NACS – Neutral Atmosphere Composition Spectrometer
UT – всесвітній час
WATS – Wind and Temperature Spectrometer

ВСТУП

В звіті представлено результати досліджень резонансних механізмів магнітосферно-іоносферної взаємодії за допомогою ультранизькочастотних хвиль, в тому числі вивчення джерел, механізмів генерації та просторово-часової структури збурень в магнітосферно-іоносферній плазмі. Актуальність даних досліджень пов'язана з їх фундаментальним науковим значенням, а також підготовкою міжнародних супутникових експериментів «Іоносат» та «Резонанс».

Робота спрямована на вивчення магнітосферно-іоносферної взаємодії за допомогою ультранизькочастотних хвиль, в тому числі на вивчення джерел, механізмів генерації та просторово-часової структури збурень в магнітосферно-іоносферній плазмі, а також з'ясування їх ролі в ключових процесах у навколоземному середовищі: суббурі, взаємодії хвиль і частинок. УНЧ збурення є найбільш масштабними за часовими, просторовими і енергетичними характеристиками процесами в магнітосфері Землі. Вони визначають загальну стійкість магнітосферної плазми і контролюють колективні процеси в ній. Зокрема, як слідує з даних космічних апаратів, вони відповідальні за генерацію вибухових процесів в магнітосфері Землі - магнітосферних суббур. В даний час дослідження механізмів генерації УНЧ-збурень та їх просторово-часової структури зазвичай розглядаються як різні завдання, що істотно ускладнює інтерпретацію експериментальних даних. В дійсності, вивчення структури збурень у неоднорідній магнітосферній плазмі та механізмів їх збудження необхідно вважати єдиною задачею і вирішувати її в комплексі.

Магнітосфера Землі є гігантським природним резонатором для магнітогідродинамічних (МГД) коливань, які можна розглядати як комбінацію більш дрібних МГД-резонаторів і хвилеводів різних типів. Коливання в цих резонаторах реєструються як на поверхні Землі, так і в навколоземному космічному просторі у вигляді ультранизькочастотних хвиль з періодами від кількох секунд до десятків хвилин. УНЧ коливання визначають загальну стійкість космічної плазми і контролюють колективні процеси в ній.

Серед низькочастотних МГД коливань найчастіше спостерігаються хвилі, що являють собою коливання силових ліній магнітного поля. Вивчення структури азимутально-дрібномасштабних УНЧ хвиль досі здійснювалося в рамках магнітної гідродинаміки. Було встановлено, що різні гілки МГД коливань є зчепленими одна з одною. Для азимутально-великомасштабних коливань важливу роль відіграє зчеплення альфвенівських хвиль з швидким магнітним звуком, для азимутально-дрібномасштабних

коливань в плазмі скінченого тиску – зчеплення альфвенівської і повільної магнітозвукових гілок, викликане кривизною магнітних силових ліній. Було показано, що за певних умов в плазмі скінченого тиску може розвинутиися балонна нестійкість, яка зазвичай вважається тригером магнітосферних суббур.

Впродовж десятків років магнітосфера та іоносфера досліджувалися як окремі підсистеми навколоземного космічного простору. Теоретичні дослідження останніх років, а також численні дані супутникових вимірювань показали, що фізику цих підсистем неможливо остаточно зрозуміти без врахування взаємодії в глобальній системі Сонце-сонячний вітер-магнітосфера-іоносфера. Ключовими механізмами, що забезпечують взаємодію окремих ланок цієї системи, є резонансні хвильові процеси УНЧ діапазону – найбільш масштабні за часовими, просторовими і енергетичними характеристиками процеси в навколоземній космічній плазмі.

Періодичні збурення магнітного поля спостерігаються в геомагнітній системі в магніто спряжених областях на поверхні Землі і в навколоземному космічному просторі. Ці збурення чітко скорельовані, що свідчить про глобальний, в масштабі магнітосфери, характер процесу та його локалізацію вздовж виділеної силової лінії. В термінах власних збурень плазми як правило описують геомагнітні пульсації. УНЧ періодичні збурення геомагнітного поля з періодами від 1 секунди до 600 секунд є одним з основних каналів транспорту енергії з сонячного вітру до магнітосфери Землі. Згідно з сучасними уявленнями, природа цих збурень пов'язана з резонансною розкачкою стоячих МГД хвиль на силових лініях магнітного поля. Генерація МГД хвиль в космічному просторі значною мірою зумовлена неоднорідністю структури магнітосфери, на границях якої, як правило, спостерігаються збурення геомагнітного поля. На початку 60-х років минулого сторіччя в рамках найпростішої моделі неоднорідної магнітосфери з прямими силовими лініями магнітного поля, обмеженого двома ідеально провідними іоносферами, було проаналізовано поширення швидкої магніто-звукової (ШМЗ) хвилі впоперек магнітного поля. Виявилось, що рівняння хвилі містить сингулярність, яка виникає при співпаданні періоду ШМЗ – хвилі з періодом власної альфвенівської моди, що поширюється вздовж силової лінії. Саме ця резонансна взаємодія відповідальна за генерацію альфвенівської хвилі на силовій лінії. Цей ефект отримав назву резонансу на силових лініях магнітного поля. Магнітосферні альфвенівські резонанси силових ліній магнітного поля з мультигармонійними частотами спостерігались на космічному апараті AMPTE/CSE на відстанях від двох до дев'яти радіусів Землі. Було встановлено, що вони генеруються в Рс3-Рс5 діапазоні частот на денному боці магнітосфери від плазмопаузи до магнітопаузи. Збурення УНЧ діапазону в залежності від поляризації можна розділити на два типи:

тороїдальні та полоїдальні. В якості механізму генерації власних резонансних мод у низці робіт розглядається нестійкість Кельвіна-Гельмгольца на магнітопаузі, яка реалізується при співпаданні частоти поверхневої хвилі з власною частотою, раптові імпульси в динамічному тиску сонячного вітру, квазіперіодичні збурення параметрів сонячного вітру, хвилеводні моди між магнітопаузою і поверхнею відбиття хвиль в околі плазмопаузи. На основі експериментальних даних показано можливість генерації як полоїдальних, так і тороїдальних резонансних збурень на різних частотах в залежності від магнітної оболонки після ширококутового збурення магнітного поля, викликаного раптовим імпульсом тиску сонячного вітру.

Внаслідок заокругленості перешкоди, якою є магнітосфера Землі для набігаючого надзвукового сонячного вітру, навколоземна ударна хвиля не прилягає впритул до границі магнітосфери (магнітопаузи). При цьому між ударною хвилею і магнітопаузою утворюється область, яка називається магнітошаром або перехідною областю. Саме ця область відіграє особливу роль у перетворенні динамічної та магнітної енергії сонячного вітру в енергію заряджених частинок і флуктуацій магнітного поля в області магнітосфери, визначаючи при цьому трансформацію і надходження енергії й імпульсу у внутрішні області магнітосфери. Крім того, інтенсивність зазначених процесів безпосередньо пов'язана з параметрами сонячного вітру і орієнтацією міжпланетного магнітного поля. Дослідження процесів у магнітошарі істотно ускладнюється наявністю турбулентності. У плазмових потоках вона може формуватися багатьма класами нестійкостей – дрейфово-дисипативні, кінетичні, магнітогідродинамічні (МГД) та ін. Незважаючи на більш ніж п'ятдесят років досліджень, задовільна теорія МГД турбулентності не остаточно розроблена.

В полярних областях було виявлено глобальні коливання верхньої атмосфери та іоносфери Землі в УНЧ діапазоні. Ці збурення систематично спостерігаються в полярній F2-області іоносфери в інтервалі висот 250-400 км. За фізичною природою ці збурення являють собою акустико-гравітаційні хвилі (АГХ) з періодами, близькими до періоду Брента-Вайсяля на цих висотах (10-11 хв.), їх горизонтальні масштаби складають близько 500 км, а амплітуди на порядок перевищують амплітуди коливань в середніх широтах. До цього часу остаточно не встановлено походження цих хвиль, найбільш імовірно, що вони мають резонансну природу. На нашу думку, саме ці полярні глобальні коливання на частоті Брента-Вайсяля є важливими агентами впливу іоносфери на магнітосферу. Внаслідок зіткнень нейтральних частинок з іонами відбувається квазіперіодична модуляція концентрації іоносферної плазми, а отже і її провідності, з масштабами АГХ. Оскільки характер полярних коливань є глобальним і систематичним, вони мають спричинювати

глобальну модуляцію провідності іоносфери з періодом БВ, що може обумовити варіації поздовжніх магнітосферно-іоносферних струмів і створити відповідний відгук в магнітосфері. Таким чином, частина спектру УНЧ коливань в магнітосфері може мати іоносферне походження, зокрема це стосується буревих Pc5-6 пульсацій, які за частотою близькі до полярних АГХ.

В першому розділі на основі спостережних даних з космічних апаратів та теоретичних моделей проаналізовано поляризацію і структуру мод власних УНЧ пульсацій у магнітосфері. Резонансні поперечно-дрібномасштабні збурення генеруються за умови, якщо вектор сили збурення (або зміщення) спрямований певним чином відносно магнітних поверхонь. На основі масиву вимірних параметрів плазми й магнітного поля з космічних апаратів Equator-S і AMPTE/CCE показано, що власні хвильові процеси тороїдального типу проходять без збурення тиску магнітного поля і, відповідно, без збурення тиску плазми. Вони найбільш часто реєструються на флангах магнітосфери Землі.

В другому розділі звіту розглянуто задачу про поширення азимутально-дрібномасштабних УНЧ мод в одновимірно-неоднорідній плазмі зі змінною кривизною силових ліній магнітного поля. Визначено області поширення і поперечну структуру стійких альфвенівських і каспових мод та нестійких балонних мод. Показано можливість існування долгоживучих балонних і каспових мод. Отримані результати якісно описують поведінку УНЧ мод з неперервним спектром у магнітосфері Землі і можуть бути використані для інтерпретації даних вимірів з космічних апаратів та радарів SuperDARN.

В третьому розділі розглянуто модель одновимірно-неоднорідної циліндричної плазми з магнітним полем, силові лінії якого являють собою концентричні кола, а рівноважні параметри магнітного поля і середовища змінюються поперек магнітних оболонок. В рамках цієї моделі показана можливість існування альфвенівських мод з дискретним спектром. Досліджено характерні особливості реалізації мод з дискретним спектром. Проведено порівняння отриманих результатів з даними супутникових спостережень. Зроблено висновок, що значна частина полоїдально-поляризованих пульсацій в магнітосфері Землі є коливаннями з дискретним спектром.

В четвертому розділі розглядаються умови реалізації та стійкості гвинтових мод в циліндричному плазмовому джгуті з криволінійним магнітним полем, по якому тече однорідний струм вздовж осі джгута. У наближенні «тонкого» плазмового джгута отримано дисперсійні рівняння для стійких та нестійких мод. Аналіз цих рівнянь проведено для випадку розривного вертикального магнітного поля на границі джгута. Визначено умови розповсюдження вказаних хвильових мод. Отримано, що нестійкі моди з

азимутальними хвильовими числами $m = \pm 1$ не реалізуються. Результати роботи можуть бути використані для інтерпретації поведінки сонячних магнітних трубок за вимірами з космічних апаратів.

В **п'ятому розділі** на основі спостережних даних з космічних апаратів досліджено УНЧ хвильові процеси в полярній іоносфері. Встановлено глобальні закономірності розподілу та напрямки поширення АГХ на іоносферних висотах та проведено порівняльний аналіз цих збурень в полярних областях обох півкуль. Просторова локалізація цугів полярних АГХ демонструє виражений зв'язок з авроральним овалом, де відбувається основна магнітосферно-іоносферна взаємодія. Виявлено безпосередні експериментальні свідчення магнітосферно-іоносферного зв'язку у вигляді співпадання масштабів полярних АГХ та УНЧ коливань магнітосферного походження, що вказує на «зчеплення» цих хвиль.

В **шостому розділі** представлено результати аналізу комплексних наземно-космічних експериментів з вивчення ефектів акустичного збурення іоносфери. Аналіз отриманих даних разом з експериментальними даними попередніх років дозволив поглибити фундаментальні уявлення щодо впливу інфразвуку на верхню атмосферу та іоносферу і відкрив перспективні напрямки для подальших досліджень.

В **розділі сім** наведено результати аналізу спектральних спостережень ліній різних хімічних елементів у сонячній фотосфері, як у спокійній так і в активній ділянках сонячного диску. Показано, що в обох випадках має місце не тільки зміна знака контрасту, що було відомо й раніше, але і зміна напрямку руху конвективних елементів. В активній ділянці сонячної поверхні ця інверсія відбувається на значно більших висотах, ніж у спокійних ділянках.

У **восьмому розділі** представлено результати досліджень особливостей засмодії сонячного вітру із магнітосферою Землі. Проведено ґрунтовний аналіз механізмів і підходів до опису турбулентних процесів. Значна увага приділена опису розвиненої турбулентності і характерним особливостям каскадних моделей. В ході виконання роботи проведено детальний аналіз флуктуацій магнітного поля в різних областях магнітосфери та плазмі сонячного вітру. Вся сукупність використаних методів дослідження вказує на наявність багатомасштабної природи турбулентних процесів в перехідних – пограничних областях магнітосфери Землі.

1. ДОСЛІДЖЕННЯ РЕЗОНАНСНИХ ЯВИЩ В МАГНІТОСФЕРІ ЗЕМЛІ

В геомагнітній системі періодичні збурення магнітного поля спостерігаються починаючи з 1864 р. У магнітоспряжених областях на поверхні Землі й у навколоземному космічному просторі ці збурення скорельовані, що свідчить про глобальний, у масштабі магнітосфери, характер процесу і його локалізацію уздовж виділеної силової лінії. У термінах власних збурень плазми звичайно описують низькочастотні геомагнітні пульсації. Ультранизькочастотні періодичні збурення геомагнітного поля з періодами від 1 с до 600 с є одним з основних каналів транспорту енергії із сонячного вітру в магнітосферу Землі. Природа цих збурень, по сучасним уявленням, пов'язана з резонансним розгойдуванням стоячих МГД хвиль на силових лініях магнітного поля. Таке пояснення було запропоновано [14, 29] і пізніше було використано в роботах [27] і [8] для пояснення результатів спостережень збурень магнітного поля, наведених у роботі [25]. Генерація МГД хвиль у космічному просторі багато в чому обумовлена неоднорідністю структури магнітосфери, на границях якої звичайно спостерігається збурення геомагнітного поля. На початку 60-х років минулого сторіччя в рамках найпростішої моделі неоднорідної магнітосфери із прямими силовими лініями магнітного поля, обмеженими двома ідеально провідними іоносферами [28], було проаналізоване поширення швидкої магнітозвукової (ШМЗ) хвилі поперек магнітного поля. З'ясувалося, що рівняння для хвилі містить сингулярність [28], яка виникає при співпаданні періоду ШМЗ хвилі з періодом власної альфвенівської моди, яка поширюється уздовж силової лінії [28]. Саме ця сингулярна резонансна взаємодія відповідає за генерацію альфвенівської хвилі на силовій лінії. Цей ефект одержав, назву резонансу на силових лініях магнітного поля (Field Line Resonance).

Магнітосферні альфвенівські резонанси силових ліній магнітного поля з мультигармонійними частотами, вірогідно спостерігалися на космічному апараті AMPTE/CCE Takahashi et al. [29] на відстанях від двох до дев'яти радіусів Землі. Було встановлено, що вони генеруються в Pc3-Pc5 діапазоні частот на денній стороні магнітосфери від плазмопаузи до магнітопаузи [16, 18]. Пізніше для резонансних альфвенівських частот була знайдена формула масштабування [7]. Збурення УНЧ діапазону залежно від поляризації можна розділити на два типи: тороїдальні та полоїдальні. Переконливе підтвердження резонансної природи тороїдальних періодичних збурень ULF діапазону наведено в роботі [16], у якій була отримана залежність частот періодичних збурень від параметра Мак-Ілвайна, що добре пояснюється на основі викладених вище уявлень про резонанс на силових лініях магнітного поля. У якості

механізму генерації власних резонансних мод у ряді робіт розглядаються нестійкість Кельвіна-Гельмгольца на магнітопаузі [5, 23, 24], яка реалізується при співпаданні частоти поверхневої хвилі із власною частотою, раптові імпульси (sudden impulses) у динамічному тиску сонячного вітру [1, 6, 11, 23, 28], квазіперіодичні збурення параметрів сонячного вітру [17], хвилеводні моди між магнітопаузою й поверхнею відбивання хвиль в околиці плазмопаузи [19-22, 25]. Зокрема, в [6] на основі експериментальних спостережень показана можливість генерації як полоїдальних, так і тороїдальних резонансних збурень на різних частотах залежно від магнітної оболонки після ширококутового збурення магнітного поля, викликаного раптовим імпульсом тиску сонячного вітру.

Таким чином, теорія локальних магнітосферних резонансів на магнітних силових лініях зі стоячими альвфенівськими хвилями, що з'являються у вигляді відгуку на поширення зовнішніх збурень на границі магнітосфери, здатна пояснити основні особливості спостережуваних геомагнітних збурень діапазону Pc3-Pc5.

1.1 Поляризація резонансних збурень УНЧ діапазону

Для пояснення загальних властивостей МГД пульсацій у магнітосфері Землі достатньо використовувати спрощені моделі магнітного поля (наприклад, MAP). Однак, для вивчення тонкої структури магнітосферних резонансів необхідно звернутися до геометрії магнітного поля, розподілу густини плазми й профілям струмів, близьких до реальних. Теоретичні моделі магнітосферних резонансів, через математичну складність їх опису, протягом тривалого часу були обмежені наближенням «холодної» плазми й найпростішими геометріями магнітного поля. Тільки по закінченні досить тривалого часу в роботах [4, 10, 12] магнітосферні резонанси були розглянуті в досить реалістичному наближенні. Результати цих робіт для подальшого аналізу зручно інтерпретувати в дипольній геометрії магнітного поля, оскільки в цьому випадку рівняння для резонансів мають досить простий вигляд.

У сферичній системі координат r, θ, ϕ дипольне магнітне поле $\vec{B}$ має вигляд

$$\vec{B} = [\nabla\psi \times \nabla\phi], \quad (1.1)$$

а вектор зсуву $\vec{\xi}$ елементарного об'єму плазми можна представити у вигляді

$$\vec{\xi} = \xi \frac{\nabla\psi}{|\nabla\psi|^2} + \eta \frac{[\vec{B} \times \nabla\psi]}{|\vec{B}|^2} + \tau \frac{\vec{B}}{|\vec{B}|^2} \quad (1.2)$$

Тут ψ - полоїдальний магнітний потік.

У роботі [1] було показано, що в зазначеній геометрії мають місце два типи резонансних збурень: тороїдальні альфвенівські моди (ТАМ), які описуються рівнянням

$$\rho \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = \frac{|\vec{B}|^2}{|\nabla \psi|^2} \vec{B} \cdot \nabla \left(\frac{|\nabla \psi|^2}{|\vec{B}|^2} \vec{B} \cdot \nabla \eta \right), \quad (1.3)$$

і не пов'язані з ними повільні магнітозвукові (ПМЗ) моди, які описуються рівнянням

$$\vec{B} \cdot \nabla \left(\frac{\gamma p}{\rho \omega^2 |\vec{B}|^2} \vec{B} \cdot \nabla \operatorname{div} \vec{\xi} \right) + (1 + \beta) \operatorname{div} \vec{\xi} = 0 \quad (1.4)$$

Де γ – показник адиабати, β – плазмовий параметр, відношення динамічного тиску плазми до тиску магнітного поля $B^2/8\pi$, ρ – густина плазми. Рівняння (1.3) і (1.4) з відповідними граничними умовами описують вільні (власні) коливання. Магнітосферна плазмова система, виведена з положення рівноваги зовнішнім збуренням, буде здійснювати власні коливання на частотах, що є власними значеннями рівнянь (1.3) і (1.4). У якості зовнішнього збурення можуть виступати, наприклад, збурення в сонячному вітрі, що поширюються від магнітопаузи у вигляді ШМЗ хвилі. У роботі [3] для дипольної геометрії магнітного поля застосування рівнянь (1.3) і (1.4) була уточнена для власних поперечно-дрібномасштабних збурень. Було показано, що ТАМ і ПМЗ реалізуються у випадку $\xi = 0$, тобто коли вектор зсуву (1.2) лежить на магнітній поверхні $\psi = \text{const}$, оскільки, як випливає з (1.2), у цьому випадку справедлива рівність $\vec{\xi} \cdot \nabla \psi = 0$.

У роботах [3, 4] для довільної геометрії магнітного поля з магнітними поверхнями було показано, що окрім резонансного розгойдування власних хвиль, що описуються рівняннями (1.3) і (1.4), розгойдують також магнітосферні хвилі іншого типу. Ці резонансні збурення навіть у дипольній геометрії магнітного поля «зачеплені» один з одним через радіальну кривизну силових ліній магнітного поля й описуються рівняннями

$$\frac{\rho}{|\nabla \psi|^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \vec{B} \cdot \nabla \left(\frac{1}{|\nabla \psi|^2} \vec{B} \cdot \nabla \xi \right) + \frac{2\vec{\chi} \cdot \nabla \psi}{|\nabla \psi|^2} (p' \xi + \operatorname{div} \vec{\xi}), \quad (1.5)$$

$$\vec{B} \cdot \nabla \left(\frac{\gamma p}{\rho \omega^2 |\vec{B}|^2} \vec{B} \cdot \nabla \operatorname{div} \vec{\xi} \right) + (1 + \beta) \operatorname{div} \vec{\xi} + \frac{2\vec{\chi} \cdot \nabla \psi}{|\nabla \psi|^2} \xi = 0 \quad (1.6)$$

де $\vec{\chi}$ – вектор кривизни силової лінії магнітного поля. Рівняння (1.5) описує резонансні полоїдальні альфвенівські моди, а рівняння (1.6) – ПМЗ моди. Як можна бачити, що в дипольній геометрії полоїдальні й тороїдальні моди генеруються незалежно один від одного.

У роботі [3] було продемонстровано, що рівняння (1.5) і (1.6) для поперечно-дрібномасштабних збурень у дипольній геометрії магнітного поля реалізуються при $\eta \approx 0$. Остання обставина означає, що в цьому випадку вектор зсуву $\vec{\xi}$ лежить у площині, перпендикулярній до магнітної поверхні, оскільки вектор зсуву (1.2) задовольняє рівність $[\vec{B} \times \nabla \psi] \cdot \vec{\xi} = 0$.

Викладені вище результати дозволяють зробити наступну досить просту інтерпретацію механізму генерації УНЧ збурень. Зазначені збурення генеруються за умови, що вектор сили збурення (або зміщення) спрямований певним чином відносно магнітних поверхонь. Якщо сила збурення діє на елементарний плазмовий об'єм уздовж магнітної поверхні, то в цьому випадку генеруються тороїдальні альфвенівські й іонно-звукові моди. Така ситуація реалізується в магнітосфері в ранковому й вечірньому секторах. Якщо сила збурення лежить у площині, перпендикулярній до магнітної поверхні, то силові лінії магнітного поля перебувають у резонансі з полоїдальними альфвенівськими й іонно-звуковими модами. З геометрії взаємодії сонячного вітру з магнітосферою випливає, що останні повинні генеруватися в денному секторі магнітосфери під дією збурень у сонячному вітрі. В областях між денною частиною магнітосфери й «ранковим» і «вечірнім» секторами можуть генеруватися як власні ТАМ, ПАМ, так і ПМЗ.

Для того, щоб відрізнити в даних вимірів повільні магнітозвукові хвилі від швидких магнітозвукових хвиль, розглянемо поведінку кінетичного тиску плазми й тиску магнітного поля в рамках однорідинної МГД. Розглянемо збурення $\vec{\xi}$ у вигляді плоскої хвилі, тобто $\vec{\xi} \sim \exp[-(\omega t - k_{\perp} x - k_{\parallel} z)]$ [2] і запишемо вираз для збуреного кінетичного тиску плазми δp до збуреного магнітного тиску $\delta \vec{B} \cdot \vec{B}$ у вигляді.

$$\frac{\delta p}{\delta p_M} = \beta \gamma [1 - V_S^2 \cdot \cos^2 \theta / V_{ph}^2]^{-1}, \quad V_{ph} = \frac{\omega}{k} \quad (1.7)$$

Зупинимося на значенні виразу (1.7) для ШМЗ і ПМЗ хвиль в магнітосфері Землі. У магнітосфері Землі, у якій $\beta \ll 1$, для ШМЗ хвилі вираз (1.7) завжди позитивний, його значення пропорційне плазмовому параметру $\beta = \gamma \rho / \vec{B}^2$ з коефіцієнтом пропорційності, близьким до одиниці

$$\frac{\delta p}{\delta \vec{B} \cdot \vec{B}} \approx \beta \quad (1.8)$$

Для ПМЗ хвилі вираз (1.7), при розглянутих тисках, завжди від'ємний.

$$\frac{\delta p}{\delta \vec{B} \cdot \vec{B}} \approx -1 + \beta \left(\frac{k_{\parallel}}{k} \right)^2, \quad (1.9)$$

Для поперечно-дрібномасштабних збурень ($k_{\perp} \gg k_{\parallel}$) вираз в правій частині прямує до значення $(k-1)$. З (1.9) випливає, що ознакою ПМЗ хвилі є протифазна поведінка δp й $\delta \vec{B} \cdot \vec{B}$. У цьому випадку збурений повний тиск плазми стає рівним нулю.

$$\delta P = \delta p + \delta \vec{B} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.10)$$

При виконанні умов (1.10) ШМЗ хвиля відсутня. Якщо сумарне збурення тиску більше від збурення тиску магнітного поля, то в плазмовому середовищі присутня ШМЗ хвиля. Оскільки альфвенівські й ПМЗ хвилі поширюються уздовж силових ліній магнітного поля, то через обмеженість силових ліній провідною іоносферою, вони реалізуються як власні стоячі хвилі. Що стосується ШМЗ хвилі, то у відкритих магнітних системах, до яких належить магнітосфера, вона не може бути власною хвилею і тому генерується зовнішніми збуреннями. З результатів робіт [4, 9] випливає, що саме при $\delta P \neq 0$ в плазмі з магнітними поверхнями генеруються резонанси. У роботі [3] було показано, що при $\delta P = 0$ в плазмовій системі генеруються власні поперечно-дрібномасштабні МГД моди. Таким чином, ШМЗ хвиля, генерована в магнітосфері зовнішніми джерелами, є природним джерелом розгойдування власних поперечно-дрібномасштабних мод. У магнітосфері Землі зазвичай спостерігається часткова компенсація тиску магнітного поля кінетичним тиском плазми. Причиною цього ефекту є те, що хвильовий процес у магнітосфері контролюється змінами магнітного поля, а не збуреним тиском плазми.

1.2 Поляризація УНЧ резонансних збурень за супутниковими вимірюваннями

Розглянемо результати аналізу поляризації власних коливань УНЧ - діапазону в магнітосфері Землі. На рис. 1.1 наведена динаміка змін магнітного поля при збуреннях торіодального й полоїдального типів. На рис. 1.1 праворуч показано три компоненти магнітного поля по вимірюваннях на борту космічного апарата AMPTE/CCE 7 лютого 1985 р.

Вимірювання наведені в системі координат, пов'язаній з локальним вектором магнітного поля й меридіональною площиною (див. рис. 1.2). На рис. 1.1 добре видно низькочастотні періодичні азимутальні збурення магнітного поля. На рис. 1.1 праворуч наведені три компоненти магнітного поля в системі координат локального магнітного поля по вимірюваннях на борту космічного апарата Equator-S 18.03.1998. На нижній діаграмі показано тиск магнітного поля (сіра лінія) і динамічний тиск плазми (чорною

лінією показано значення динамічного тиску, помножена на 102). Видно, що збурюється в основному радіальна компонента магнітного поля (X -компонента в локальній магнітній системі координат), тобто спостерігається пологоїдальна хвиля. Під тимчасовою шкалою наведені координати космічного апарата Equator-S у системі координат GSE.

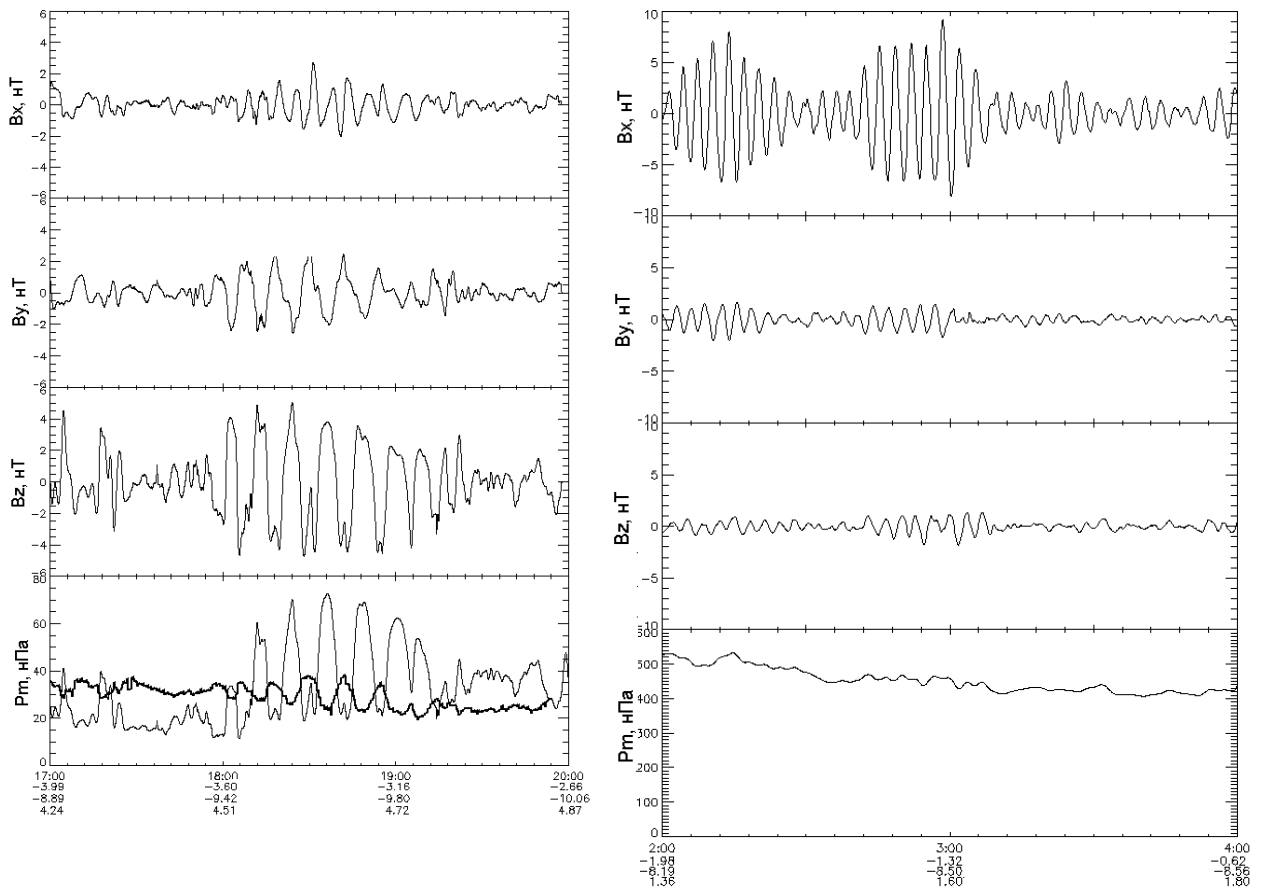


Рисунок 1.1 – Компоненти магнітного поля в системі координат локального магнітного поля 18.03.1998. Тиск магнітного поля й динамічний тиск плазми (3.показане значення динамічного тиску $\times 102$). Внизу наведені координати космічного апарата Equator-S у системі координат GSE

Відзначимо, що збурення кінетичного тиску плазми у хвильовій події відбувається в протифазі зі збуреннями тиску магнітного поля, що, як відзначалося вище, характерно для збурень ПМЗ типу.

Далі розглянемо статистичні закономірності параметрів власних мод геомагнітних збурень залежно від їхньої поляризації. Розподіл спостережуваних ULF подій залежно від магнітного локального часу спостереження (Magnetic Local Time – MLT) і поляризації магнітного поля у хвилі показано на рис. 1.3. Діаметр кружка на діаграмі пропорційний відношенню поздовжньої компоненти збурення магнітного поля (відносно локального

магнітного поля) до поперечної компоненти. Таким чином, чим більший діаметр кружка, тим більше збурення магнітного тиску у хвилі, і тому таку хвилю можна ідентифікувати як ПМЗ. У якості параметра, що характеризує поляризацію хвилі, обрано відношення амплітуди полоїдальної компоненти до амплітуди тороїдальної. З таким певним параметром поляризації тороїдальні хвилі групуються в нижній частині діаграми, а полоїдальні у верхній.

Як видно з діаграми, тороїдальні хвилі генеруються без збурення тиску магнітного поля й, відповідно, без збурення тиску плазми. Найбільш часто вони реєструються на флангах магнітосфери Землі. При цьому відношення амплітуди поздовжньої компоненти збурення магнітного поля до поперечної не перевищує 0,5. Для більшості подій з тороїдальними збуреннями магнітного поля це відношення становить менш 0,1. Спостережувана на рис. 1.3 асиметрія ранкового й вечірнього секторів магнітосфери може бути пояснена в рамках механізму генерації нестійкістю Келвіна-Гельмгольца на флангах магнітосфери або хвильоводної моди. Для полоїдальних хвиль характерна наявність значної компоненти тиску магнітного поля й динамічного тиску плазми. Відношення амплітуд поздовжнього й поперечного збурення магнітного поля у хвилі можуть досягати 4. У середньому це відношення в полоїдальних хвилях становить 1.5-2.5.

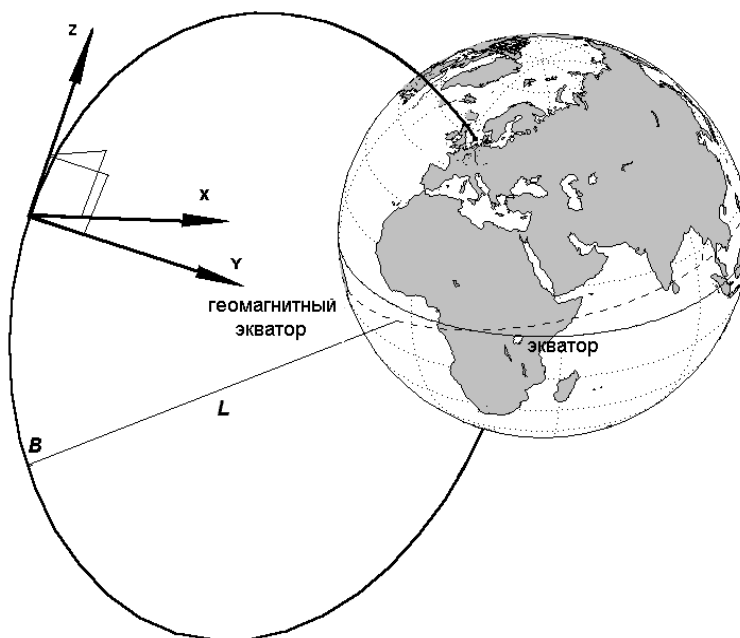


Рисунок 1.2 – Система координат, пов'язана з локальним напрямком магнітного поля. Вісь Z напрямлена уздовж локального вектора магнітного поля (або по вимірюваннях, або модельного), вісь X перпендикулярна магнітній меридіональній площині (площині дипольної силової лінії) і спрямована на схід, вісь Y лежить у меридіональній площині й доповнює систему до правої системи координат.

Максимальні амплітуди поздовжньої компоненти збурення магнітного поля спостерігаються у хвилях з поляризацією, близькою до колової. Відношення поздовжньої й поперечної амплітуд збурення може досягати 5-7. Хвильові події з лінійною поляризацією й з близькими по амплітуді тороїдальними й полоїдальними компонентами відбуваються з меншим збуренням тиску магнітного поля.

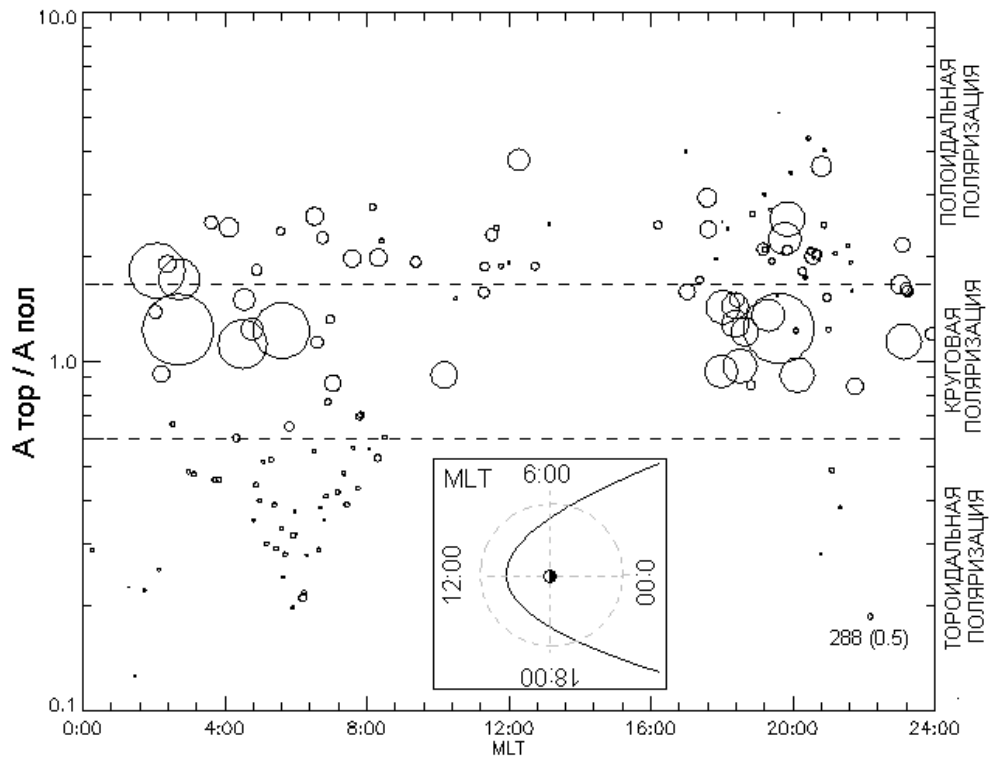


Рисунок 1.3 – Розподіл ULF подій, зареєстрованих на борту AMPTE/CCE в 1986 р., в залежності від магнітного локального часу спостереження й поляризації магнітного поля у хвилі. Параметр поляризації наведений у вигляді відношення амплітуди полоїдальної компоненти до амплітуди тороїдальної. Розмір крапки показує відношення поздовжньої компоненти збурення магнітного поля до поперечної. Внизу наведено магнітний локальний час.

1.3 Висновки до розділу 1

Сформулюємо основні отримані результати:

- Резонансні поперечно-дрібномасштабні збурення генеруються за умови, що вектор сили збурення (або зміщення) спрямований певним чином відносно магнітних поверхонь. У зазначеній геометрії мають місце два типи резонансних збурень: тороїдальні альфвенівські моди, і незв'язані з ними повільні магнітозвукові моди. Ці резонансні збурення в дипольній геометрії магнітного поля «зачеплені» одне з одним через радіальну

кривизну силових ліній магнітного поля. У дипольній геометрії полоїдальні й тороїдальні моди генеруються незалежно одна від одної в залежності від напрямку зовнішнього збурення магнітного поля. Якщо сила збурення (і вектор зміщення) діють на елементарний плазмовий об'єм уздовж магнітної поверхні, то в цьому випадку генеруються тороїдальні альфвенівські та іонно-звукові моди. Така ситуація реалізується в магнітосфері в ранковому і вечірньому секторах. Якщо збурююча сила лежить у площині, перпендикулярній до магнітної поверхні, то силові лінії магнітного поля перебувають у резонансі з полоїдальними альфвенівськими та іонно-звуковими модами.

- Показано, що в однорідному магнітному полі протифазна поведінка кінетичного тиску плазми й тиску магнітного поля є характерною ознакою хвильового процесу магнітозвукового типу, а синфазна, відповідно, збуренню швидкого магнітозвукового типу. Ця властивість магнітного звуку використана для ідентифікації хвильових мод у вимірах магнітного поля й параметрів плазми на борту космічних апаратів.

- На основі масиву вимірюваних параметрів плазми й магнітного поля космічних апаратів Equator-S і AMPTE/CCE показано, що власні хвильові процеси тороїдального типу проходять без збурення тиску магнітного поля й, відповідно, без збурення тиску плазми. Вони найбільш часто реєструються на флангах магнітосфери Землі. При цьому відношення амплітуди поздовжньої компоненти збурення магнітного поля до поперечної не перевищує 0,5. Для більшості подій з тороїдальними збуреннями магнітного поля це відношення становить менше ніж 0,1. Спостережувана на рис 1.2 асиметрія ранкового й вечірнього секторів магнітосфери може бути пояснена в рамках механізму генерації нестійкості Кельвіна-Гельмгольца на флангах магнітосфери або хвилеподібною модою. Для полоїдальних хвиль характерна наявність компонент тиску магнітного поля й динамічного тиску плазми. Відношення амплітуд поздовжнього й поперечного збурення магнітного поля у хвилі можуть досягати 4. У середньому це відношення в полоїдальних хвилях становить 1.5-2.5. Полоїдальні збурення реєструються у всіх секторах магнітосфери. Це пов'язано з ефективністю їх генерації збуреннями, що проникають від магнітопаузи в магнітосферу у всіх секторах.

2. СТРУКТУРА АЗИМУТАЛЬНО-ДРІБНОМАСШТАБНИХ УНЧ КОЛИВАНЬ ГАРЯЧОЇ КОСМІЧНОЇ ПЛАЗМИ В КРИВОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ

2.1 Вступ до розділу 2

Спостережувані в магнітосфері Землі ультранизькочастотні хвилі зазвичай діляться на два типи: хвилі з великими й малими азимутальними хвильовими числами m . В нинішній час припускається, що хвилі з $m \sim 1$ збуджуються процесами на границі магнітосфери або приходять з міжпланетного середовища [1, 4, 9, 24, 25]. Хвилі з $m \gg 1$ можуть генеруватися за рахунок інжекції в плазму енергійних часток під час суббурь [41, 45, 50] і різних плазмових нестійкостей [29, 32, 42]. Можливі також комбіновані механізми: зовнішній вплив на магнітосферу супроводжується перебудовою її внутрішньої структури, що призводить до генерації УНЧ хвиль з більшими азимутальними хвильовими числами.

УНЧ хвилі з $m \gg 1$ часто спостерігаються в приєкваторіальних областях магнітосфери [2], що характеризуються високим плазмовим тиском (відношення плазмового тиску до магнітного $\beta \sim 1$) і значною кривизною силових ліній. Незважаючи на значні зусилля з теоретичних досліджень коливань гарячої плазми в кривому магнітному полі, багато питань донині залишаються нез'ясованими. Частково це пов'язане з тим, що для вивчення коливань звичайно використовується двовимірною-неоднорідна модель із змінною кривизною силових ліній, математичні методи дослідження якої розроблено ще недостатньо.

Для розв'язання цих проблем у даній роботі розглянуто одновимірною-неоднорідну циліндричну модель середовища, у якому силові лінії вважаються концентричними колами і всі рівноважні параметри (тиск P_0 , магнітне поле B_0 , альфвенівська швидкість c_A) змінюються тільки впоперек магнітних оболонок. Незважаючи на відносну простоту цієї моделі, вона зберігає такі базові риси магнітосферної плазми, як кривизна силових ліній і радіальна неоднорідність. З іншого боку, ця модель дозволяє обійти багато математичних труднощів, характерних для двовимірною-неоднорідних моделей.

Особливий акцент зробимо на розгляд поперечної структури моди. По суті, вирішується те ж завдання, що й у класичних роботах [17, 37, 48]: знаходження просторової структури хвилі при заданій частоті. Актуальність цієї проблеми полягає в тому, що поперечна структура хвиль з $m \gg 1$ в останні роки інтенсивно вивчається експериментально за допомогою супутників [47] і радарів [49]. Можлива й зворотна

постановка задачі: при заданій поперечній структурі (фіксації радіальної k_r і азимутальної k_y компонентів хвильового вектора) знайти спектр частот власних коливань системи [3, 11, 12, 20, 34, 44]. Така постановка є більш природньою для вивчення МГД нестійкостей плазми. Цей випадок також коротко розглядається в цьому розділі.

2.2 Рівняння малих коливань

Вважаємо, що статичний рівноважний стан плазми має симетрію циліндра круглого перетину, а магнітні поверхні являють собою вкладені циліндри. Силкові лінії вважаються концентричними колами, усі рівноважні величини плазми й магнітного поля залежать тільки від радіальної координати r , що є також радіусом кривизни силової лінії. Координата $l_{||}$ спрямована уздовж силової лінії, координата y відіграє роль азимутальної координати.

Умова рівноваги плазми має вигляд

$$\nabla P = \frac{1}{c} \vec{J} \times \vec{B}, \quad (2.1)$$

де P , J і B – рівноважні значення тиску плазми, струму й магнітного поля. Введемо позначення: $\beta = 8\pi P/B^2$ – відношення плазмового тиску до магнітного, $\chi_p = P^{-1} dP/dr$ і $\chi_B = B^{-1} dB/dr$ – радіальні масштаби зміни тиску й магнітного поля, відповідно, $\chi_c = -r^{-1}$ – проекція вектора кривизни на радіальний напрям. Тоді умову рівноваги можна записати у вигляді [11]

$$\frac{\beta}{2} \chi_p + \chi_B - \chi_c = 0. \quad (2.2)$$

Позначимо ξ зсув плазми від положення рівноваги, ρ рівноважну щільність, E електричне поле хвилі, ω частоту хвилі, δP , j і b збурення тиску, струму й магнітного поля. Рівняння руху має вигляд [6]

$$-\rho \omega^2 \vec{\xi} + \nabla \delta P = \frac{1}{c} \vec{J} \times \vec{b} + \frac{1}{c} \vec{j} \times \vec{B}, \quad (2.3)$$

де збурені величини зв'язані між собою співвідношеннями

$$\vec{j} = \frac{4\pi}{c} \nabla \times \vec{b}, \quad (2.4)$$

$$\frac{i\omega}{c} \vec{b} = \nabla \times \vec{E}, \quad (2.5)$$

$$\vec{E} = -\frac{i\omega}{c}\vec{\xi} \times \vec{B}, \quad (2.6)$$

$$\delta P = -\vec{\xi} \cdot \nabla P - \gamma P \nabla \cdot \vec{\xi}. \quad (2.7)$$

Уведемо повний збурений тиск

$$\delta P_{tot} = \delta P + \frac{\vec{B} \cdot \vec{b}}{4\pi}. \quad (2.8)$$

Тоді рівняння (2.3) може бути записане у вигляді

$$\rho\omega^2\vec{\xi} - \nabla\delta P_{tot} + \frac{1}{4\pi}(\vec{B} \cdot \nabla)\vec{b} + \frac{1}{4\pi}(\vec{b} \cdot \nabla)\vec{B} = 0. \quad (2.9)$$

Виходячи з (2.5) і (2.6) виразимо збурення магнітного поля через зсув:

$$\vec{b} = \nabla \times [\vec{\xi} \times \vec{B}]. \quad (2.10)$$

Звідси повний збурений тиск

$$\delta P_{tot} = -\gamma P \nabla \cdot \vec{\xi} - \frac{B^2}{4\pi} [\nabla \cdot \vec{\xi}_\perp + 2\chi_c \cdot \vec{\xi}_\perp] \quad (2.11)$$

Нижній індекс $\perp$ позначає величину, перпендикулярну до магнітного поля. Через однорідність середовища уздовж силової лінії й координаті y окрему фур'є-гармоніку будь-якої збуреної величини F можна представити у вигляді

$$F(r, y, l_\parallel, t) = F(r) \exp[-i\omega t + ik_y y + ik_\parallel l_\parallel]. \quad (2.12)$$

За допомогою (2.10) і (2.12) рівняння (2.9) може бути розписане по компонентах у вигляді

$$\rho(\omega^2 - \omega_A^2)\xi_r + 2\frac{\rho c_A^2}{r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\xi_r - 2\chi_c\xi_r\right) - 2P\chi_p\frac{\xi_r}{r} + 2ik_y\rho c_A^2\frac{\xi_y}{r} = \frac{d}{dr}\delta P_{tot}, \quad (2.13)$$

$$\rho(\omega^2 - \omega_A^2)\xi_y = ik_y\delta P_{tot}, \quad (2.14)$$

$$\rho(\omega^2 - \omega_T^2)\xi_p = ik_\parallel\left(\frac{c_T^2}{c_A^2}\delta P_{tot} - 2\rho c_T^2\frac{\xi_r}{r}\right), \quad (2.15)$$

де

$$\delta P_{tot} = -\rho(c_S^2 + c_A^2)\left[\frac{1}{r}\frac{d}{dr}r\xi_r + ik_y\xi_y\right] - ik_\parallel\rho c_S^2\xi_\parallel + 2\rho c_A^2\frac{\xi_r}{r}. \quad (2.16)$$

Тут c_A , c_S і c_T – альфвенівська, звукова і каспова швидкості, відповідно, визначені як

$$c_A^2 = \frac{B^2}{4\pi\rho}, c_S^2 = \frac{\gamma P}{\rho}, c_T^2 = \frac{c_A^2 c_S^2}{c_A^2 + c_S^2}.$$

Цим швидкостям відповідають частоти $\omega_A = k_\parallel c_A$, $\omega_S = k_\parallel c_S$ і $\omega_T = k_\parallel c_T$, зміст яких буде пояснено нижче.

Виразимо в (2.14, 2.15) амплітуди ξ_y й $\xi_{||}$ через ξ_r і δP_{tot} , підставимо отримане значення в (2.16). Після деяких алгебраїчних перетворень знаходимо:

$$\delta P_{tot} = \rho \frac{\omega^2 - \omega_A^2}{k_y^2 + \kappa^2} \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \xi_r + \frac{2\chi_c \xi_r}{1 + \beta'} \cdot \frac{\omega^2 - \omega_S^2}{\omega^2 - \omega_T^2} \right], \quad (2.17)$$

де $\beta' = c_S^2/c_A^2$ й

$$\kappa^2 = \frac{(\omega_A^2 - \omega^2)(\omega_S^2 - \omega^2)}{(c_A^2 + c_S^2)(\omega_T^2 - \omega^2)}. \quad (2.18)$$

Підставляючи δP_{tot} з (1.17) і ξ_y з (1.14) в (1.17) одержуємо диференціальне рівняння другого порядку для радіального компонента зсуву ξ_r :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr} \frac{\omega^2 - \omega_A^2}{k_y^2 + \kappa^2} \rho \frac{d}{dr} (r \xi_r) - r \frac{d}{dr} \left(\frac{2\rho c_A^2}{r^2} \frac{\kappa^2}{k_y^2 + \kappa^2} \right) \xi_r \\ - (\omega^2 - \omega_A^2) \rho \xi_r + 2P\chi_p \frac{\xi_r}{r} \\ + \frac{4\rho\chi_c^2 c_A^2}{k_y^2 + \kappa^2} \left[\kappa^2 + k_y^2 \frac{\omega^2 c_S^2}{(c_A^2 + c_S^2)(\omega^2 - \omega_T^2)} \right] \xi_r = 0. \end{aligned} \quad (1.19)$$

В однорідній плазмі з нульовою кривизною силових ліній ($\chi_c = 0$ при $r \rightarrow \infty$) з (2.19) отримується добре відоме дисперсійне рівняння для МГД-хвиль [7]:

$$(\omega^2 - \omega_A^2) [\omega^4 - \omega^2 k^2 (c_A^2 + c_S^2) + k^2 k_{||}^2 c_A^2 c_S^2] = 0, \quad (2.20)$$

де $k^2 = k_{\perp}^2 + k_{||}^2$. Перша дужка в цьому рівнянні описує альфвенівські хвилі, друга – дві гілки магнітозвукових коливань, швидкий (ШМЗ) і повільний (ПМЗ) магнітний звук.

Зі структури рівняння (2.19) випливає, що в неоднорідній плазмі при скінченних k_y і $k_{||}$ воно має сингулярності в точках, де виконуються рівності

$$\omega = \omega_A(r) \quad (2.21)$$

і

$$\omega = \omega_T(r). \quad (2.22)$$

Перша умова визначає альфвенівський континуум, друга – касповий, або ПМЗ-континуум. Сингулярні магнітні поверхні мають радіальні координати r_A й r_T , що є розв'язками рівнянь (2.21) і (2.22), відповідно. Надалі точки r_A і r_T будемо називати точками альфвенівського і каспового (або ПМЗ) резонансу, відповідно.

Каспова частота $\omega_T = k_{||} c_T$ завжди менша від альфвенівської $\omega_A = k_{||} c_A$. У реальній магнітосфері альфвенівська частота убуває з відстанню від Землі. Звідси випливає, що при

даній частоті касповий резонанс розташований ближче до Землі, ніж альфвенівський:
 $r_T < r_A$.

2.3 Азимутально-дрібномасштабні хвилі

У наближенні азимутальної дрібномасштабності $k_y \gg k_{\parallel}$ й $k_y L \gg 1$, де L – характерний масштаб поперечної неоднорідності, рівняння (2.19) допускає спрощення:

$$\frac{d}{dr} [\omega^2 - \omega_A^2(r)] \frac{\rho}{r} \frac{d}{dr} r \xi_r - k_y^2 [\omega^2 - \omega_A^2(r)] \rho \xi_r - 2k_y^2 P \chi_p \chi_c \xi_r + \frac{4k_y^2 \omega^2 \chi_c^2 c_T^2}{\omega^2 - \omega_T^2(r)} \rho \xi_r = 0. \quad (2.23)$$

При одержанні цього рівняння передбачалося виконання нерівності $k_y \gg k$. Як видно з (2.18), ця нерівність може не виконуватися у вузькому околі точки ПМЗ-резонансу. Ця область повинна аналізуватися окремо.

Головною відмінністю рівняння (2.23) від (2.19) є відсутність членів, що відповідають ШМЗ. Це пов'язане з тим, що хвиля із частотою $\omega \ll k_y c_A$ перебуває в області непрозорості БМЗ [39].

Наявність у рівнянні (2.23) великого параметра, пропорційного величині k_y^2 , дає підставу скористатися ВКБ-наближенням по радіальній координаті. Необхідною умовою застосовності ВКБ-наближення є $k_y L \gg 1$, достатня умова буде наведена нижче. Представимо шукану величину у вигляді

$$\xi_r(r) = e^{iQ(r, \omega)}. \quad (2.24)$$

Тут фаза Q розкладається в асимптотический ряд по параметру k_y :

$$Q = Q_0 + Q_1 + Q_2 + \dots, \quad (2.25)$$

де $Q_0 : O(k_y^1)$, $Q_1 : O(k_y^0)$, $Q_2 : O(k_y^{-1})$ і т.д. Для початку обмежимося головним порядком ВКБ-наближення, тобто знайдемо тільки головний член розкладання (2.25). Уведемо визначення:

$$k_r = \frac{dQ_0}{dr}. \quad (2.26)$$

Величину $k_r(r, \omega)$ можна назвати радіальним компонентом хвильового вектора, однак необхідно пам'ятати, що, на відміну від азимутального компонента k_y , величина k_r не є незалежним параметром, а визначається в остаточному підсумку з розв'язку рівняння (2.23).

Підставляючи (2.24) в (2.23) з врахуванням (2.25, 2.26) одержуємо залежність квадрата радіальної компоненти хвильового вектора від радіальної координати й частоти:

$$k_r^2(r, \omega) = -k_y^2 + \frac{k_y^2}{\omega^2 - \omega_A^2(r)} \left[-\beta c_A^2 \chi_p \chi_c + \frac{4\omega^2 \chi_c^2 c_T^2}{\omega^2 - \omega_T^2(r)} \right]. \quad (2.27)$$

У граничному випадку однорідної плазми з нульовою кривизною силових ліній ($\chi_c = 0$, тобто $r \rightarrow \infty$) це рівняння приводиться до виду

$$(\omega^2 - \omega_A^2)(\omega^2 - \omega_T^2) = 0. \quad (2.28)$$

Перша дужка описує альфвенівські хвилі, друга – ПМЗ у наближенні $k_\perp \gg k_\parallel$. Головною відмінністю (2.27) від (2.28) є наявність доданків, що описують зчеплення альфвенівської і повільної магнітозвукової мод через кривизну силових ліній. Вираз (2.27) узгодиться з дисперсійним рівнянням для зчеплених альфвенівської і ПМЗ-мод, отриманим у роботах [8, 11, 28, 34] та ряді інших.

Як видно з формули (2.27), функція $k_r^2(r)$ має полюси в резонансних точках r_A і r_T . Вона перетворюється в нуль у точках відсічки, які визначаються зі співвідношення

$$[\omega^2 - \omega_A^2(r) + \beta c_A^2 \chi_p \chi_c][\omega^2 - \omega_T^2(r)] = 4\omega^2 \chi_c^2 c_T^2. \quad (2.29)$$

Корені цього рівняння (частоти відсічки) визначаються зі співвідношення, отриманого в роботі [11]:

$$\omega_\pm^2 = c_A^2 \frac{(1 + \gamma\beta)k_\parallel^2 + H \pm \sqrt{D}}{2 + \gamma\beta}, \quad (2.30)$$

де $H = \beta\chi_c[2\gamma\chi_c - \chi_p(1 + \gamma\beta/2)]$, $D = (k_\parallel^2 + H)^2 + 4k_\parallel^2\gamma^2\beta^2\chi_c^2$. Оскільки D є додатньою величиною, квадрати частот відсічки є реальними. Виходячи з (2.30), можна знайти наступні співвідношення між характеристичними частотами:

$$\omega_\pm^2 - \omega_T^2 = \frac{c_A^2}{2 + \gamma\beta} [k_\parallel^2 + H \pm \sqrt{D}] \quad (2.31)$$

(рис. 2.1). Звідси впливає виконання нерівностей $\omega_- < \omega_T < \omega_+$. Частота ω_+ може бути як більше, так і менше альфвенівської резонансної частоти ω_A . Останнє має місце при різкому зменшенні тиску з відстанню від Землі.

Зручні вирази для наближених значень частот $\omega_\pm$ можна одержати за умови $\beta(\chi_c/k_\parallel)^2 \ll 1$:

$$\omega_-^2 = \omega_T^2(r) \left(1 - \frac{4\chi_c^2 c_T^2}{k_p^2 c_A^2} \right), \quad (2.32)$$

$$\omega_+^2 = \omega_A^2(r) + 4\chi_c^2 c_T^2 - \beta c_A^2 \chi_p \chi_c. \quad (2.33)$$

Як бачимо, частота ω_+ ближче до альфвенівської резонансної частоти, ω_- – до частоти ПМЗ-резонансу.

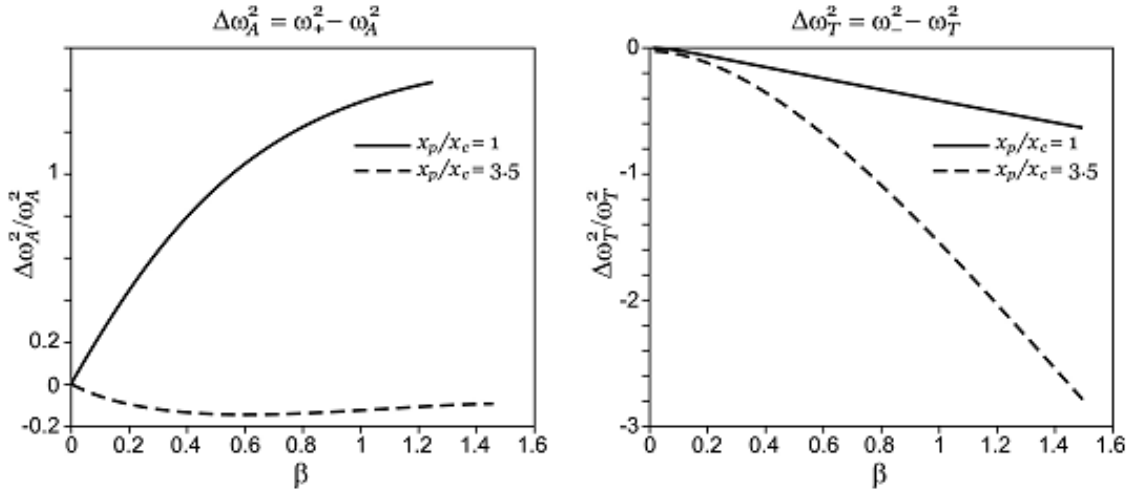


Рисунок 2.1 – Величини $(\omega_+^2 - \omega_A^2)/\omega_A^2$ (ліворуч) і $(\omega_-^2 - \omega_T^2)/\omega_A^2$ (праворуч) як функція β для двох різних значень відношення χ_p/χ_c

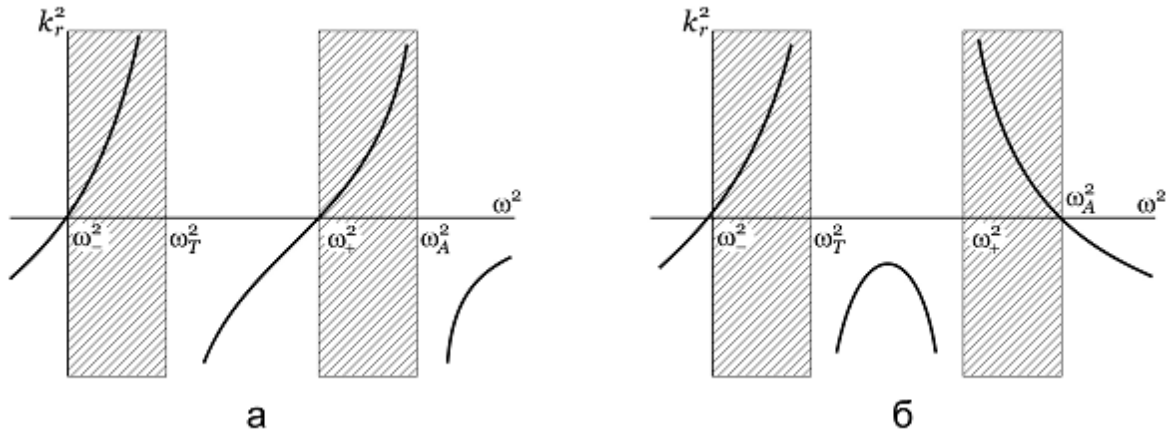


Рисунок 2.2 – Залежність квадрату радіального компонента хвильового вектора від квадрата частоти у випадках $\omega_+ < \omega_A$ (а) і $\omega_+ > \omega_A$ (б)

Як видно з виразу (2.30), за умови

$$k_{||}^2 < \beta \chi_p \chi_c \quad (2.34)$$

частота відсічки ω_- є чисто уявною величиною ($\omega_-^2 < 0$) [11]. Ця умова реалізується при $\chi \gg \chi_c$, тобто в плазмі з досить великим від'ємним градієнтом тиску. У цьому

випадку має місце балонна нестійкість [14, 34]. Більш докладно цей випадок буде розглянуто нижче.

Припускаючи значення частот відсічки $\omega_{\pm}$ відомими, рівняння (2.27) можна переписати у вигляді

$$k_r^2(r, \omega) = -k_y^2 \left(\frac{\omega^2 - \omega_+^2(r)}{\omega^2 - \omega_A^2(r)} \right) \left(\frac{\omega^2 - \omega_-^2(r)}{\omega^2 - \omega_T^2(r)} \right). \quad (2.35)$$

Графік цієї залежності показаний на рис.2.2.

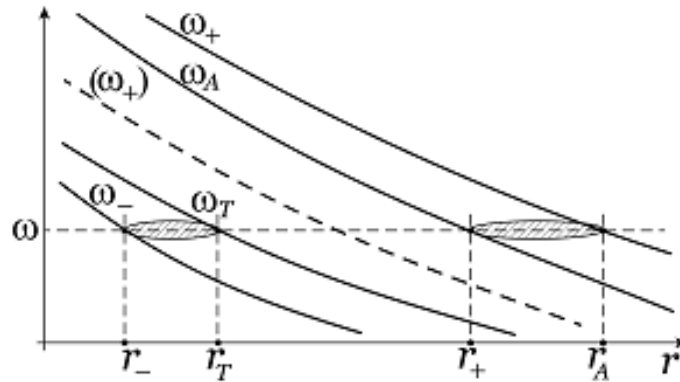


Рисунок 2.3 – Поведінка функцій $\omega_A(r)$, $\omega_T(r)$, $\omega_+(r)$ і $\omega_-(r)$ в магнітосфері і взаємне розташування характерних точок r_A , r_T , r_+ і r_- (для функції $\omega_+(r)$ наведено обидва варіанта, менш імовірний показано пунктиром). Області прозорості хвилі заштриховані

У точках відсічки, де $k_r^2(r) = 0$, хвиля стає затухаючою. Координати цих точок r_+ , r_- визначаються як розв'язки рівнянь

$$\omega = \omega_+(r) \quad (2.36)$$

і

$$\omega = \omega_-(r). \quad (2.37)$$

Для знаходження залежності квадрата радіального хвильового вектора від радіальної координати необхідно знати положення точок r_A , r_T , r_+ та r_- і, в остаточному підсумку, вигляд функцій $\omega_A(r)$, $\omega_T(r)$, $P(r)$, $\chi_c(r)$. Оскільки $\omega_A > \omega_T$ і у найбільш типовому випадку функція $\omega_A(r)$ є убуваючою, точка r_A повинна розташовуватися далі від Землі, ніж r_T . Звичайно функції $\omega_-(r)$ і $\omega_T(r)$ також убувають з відстанню від Землі, тому точка відсічки r_- розташовується ближче до Землі, ніж касповий резонанс r_T . Взаємне

розташування точок r_A і r_+ , в принципі, може бути будь-яким, але більш типовим є випадок $r_+ > r_-$ (рис. 2.3).

У будь-якому випадку, як видно з формули (2.35), є дві області локалізації хвилі (області прозорості), де виконується нерівність $k_r^2(r) > 0$. Одна з них примикає до поверхні альфвенівського резонансу r_A і обмежена поверхнею відсічки r_+ (альфвенівська область прозорості). Друга примикає до поверхні каспового резонансу r_T й обмежена поверхнею відсічки r_- (область прозорості ПМЗ). Через виконання нерівностей $\omega_- < \omega_T < \omega_+$ області прозорості не перекриваються.

У деяких випадках функції $\omega_A(r)$, $\omega_T(r)$, $\omega_-(r)$ і $\omega_+(r)$ можуть мати екстремуми. У таких областях можливе існування альфвенівських або ПМЗ-хвиль з дискретним спектром.

Як уже було відзначено вище, нерівність $k_y L \gg 1$ є тільки необхідною, але не достатньою умовою застосовності ВКБ-наближення. Для застосовності цього наближення необхідно також, щоб в області прозорості хвилі укладалася кількість довжин хвиль, що значно перевершує одиницю. Аналітично цю умову можна сформулювати у вигляді

$$k_y L \frac{|\omega_A - \omega_+|}{\omega_A} \gg 1 \quad (2.38)$$

для альфвенівської області прозорості і

$$k_y L \frac{|\omega_T - \omega_-|}{\omega_T} \gg 1 \quad (2.39)$$

для ПМЗ-області прозорості. Крім того, ВКБ-наближення очевидно незастосовне поблизу точок резонансів і відсічок, які повинні розглядатися окремо, як це було зроблено, наприклад, у роботах [8, 37].

При дослідженні ПМЗ-області прозорості виникає додаткова складність: як було зазначено вище, при одержанні рівняння (2.23) використовувалося наближення $k_y \gg \kappa(\omega)$, яке не може виконуватися у вузькому околі точки ПМЗ-резонансу. Дійсно, як видно з (1.18), $\kappa^2 \propto (\omega^2 - \omega_T^2)^{-1}$. Якщо наближення $k_y \gg \kappa$ не виконується у всій ПМЗ-області прозорості, рівняння (2.23) там незастосовне і, отже, співвідношення (2.29, 2.35) не дають коректного опису дисперсійних властивостей хвилі.

Умова $k_y \gg \kappa(\omega)$ свідомо не виконується у всій ПМЗ-області прозорості, якщо воно не виконується хоча б для частоти відсічки ω_- . Розглянемо випадок $\beta \ll 1$.

Підставивши в (2.18) значення ω_- з (2.32) і поклавши там $\omega_A \gg \omega_T, \omega_S \approx \omega_T$, що справедливо при $\beta \ll 1$, одержимо, що умова $k_y \gg \kappa(\omega_-)$ зводиться до виду

$$k_y^2 \gg \frac{k_{\parallel}^4}{\chi_c^2} \quad (2.40)$$

Для головної гармоніки величини $k_{\parallel}$ й χ_c мають один порядок. Отже, умова $k_y \gg \kappa(\omega_-)$ еквівалентно $k_y \gg k_{\parallel}$, що завідомо виконується для азимутально-дрібномасштабних хвиль. Таким чином, можна гарантувати, що в значній частині ПМЗ-області прозорості рівняння (2.23) і дисперсійні співвідношення (2.29, 2.35) застосовні для опису хвилі. Це не скасовує того факту, що в безпосередній околиці ПМЗ-резонансу рівняння (2.23) незастосовне. Зокрема, для опису сингулярності на поверхні каспового резонансу необхідно використовувати загальне рівняння (2.19).

2.4 Область локалізації альфвенівської хвилі

У більш ранніх роботах було показано, що в магнітосфері альфвенівська резонансна частота на 1-2 порядки перевершує каспову [12, 19, 33, 36]. В остаточному підсумку це пов'язане з тим, що параметр β досягає значень порядку 1 тільки у вузькій області поблизу екватора і швидко прямує до нуля в міру наближення до іоносфери за рахунок сходження силових ліній. Тому для дослідження альфвенівської області прозорості в рівнянні (2.23) можна покласти $\omega_T(r) \ll \omega_A(r)$, $\beta \ll 1$. Тоді це рівняння зведеться до виду

$$\frac{d}{dr} [\omega^2 - \omega_A^2(r)] \frac{\rho}{r} \frac{d}{dr} r \xi_r - k_y^2 [\omega^2 - \omega_+^2(r)] \rho \xi_r = 0, \quad (2.41)$$

де частота відсічки визначається зі співвідношення (2.33). У випадку альфвенівської області прозорості резонансну поверхню ще називають тороїдальною поверхнею, а поверхню відсічки – полоїдальною поверхнею, оскільки мода на цих поверхнях має, відповідно, тороїдальну і полоїдальну поляризацію [37, 38, 40]. Ця термінологія пов'язана з тим, що в альфвенівській хвилі плазма коливається перпендикулярно до поперечного хвильового вектора. При $k_r \gg k_y$ плазма зміщується в азимутальному напрямку і, через вмороженість плазми, у тому ж напрямку коливається силова лінія. У протилежному випадку ($k_y \gg k_r$) зсув плазми і коливання силової лінії відбуваються в радіальному напрямку.

Квадрат поперечного компонента хвильового вектора виявляється рівним

$$k_{\perp}^2(r, \omega) = k_r^2 + k_y^2 = k_y^2 \frac{\omega_+^2 - \omega_A^2}{\omega^2 - \omega_A^2}. \quad (2.42)$$

Таким чином, скінченний тиск призводить до появи залежності поперечного компонента хвильового вектора від частоти альфвенівської хвилі [37, 38, 40], у той час як в однорідній плазмі поперечна дисперсія альфвенівської хвилі відсутня. Відповідно, врахування кривизни призводить до появи поперечного компонента групової швидкості хвилі.

Поблизу резонансної точки квадрат радіального компонента хвильового вектора має сингулярність типу полюса: $k_r^2 \propto (r - r_A)^{-1}$. З іншого боку, відомо, що розв'язок рівняння типу (2.41) поблизу резонансної точки має логарифмічну сингулярність, обхід якої, відповідно до правил аналітичного продовження, призводить до розриву розв'язку [5]. Наявність розриву призводить до стрибка в потоці енергії, що, у свою чергу, призводить до поглинання енергії в точці резонансу. Покажемо, що така поведінка розв'язку узгоджується з результатами розв'язку у ВКБ-наближенні.

Поблизу точки резонансу функцію $\omega_A^2(r)$ можна розкласти в ряд з точністю до лінійного члена. Тоді

$$\omega^2 - \omega_A^2(r) = \omega^2 \frac{r - r_A}{l},$$

де $l \equiv [(d\omega_A^2(r)/dr)/\omega_A^2(r_A)]^{-1}$ є масштаб зміни функції $\omega_A^2(r)$ поблизу резонансної поверхні.

Тепер рівняння (1.41) допускає подальше спрощення:

$$\frac{d}{dr}(r - r_A) \frac{d\xi_r}{dr} - (k_y^2 l \nu^2) \xi_r = 0, \quad (2.43)$$

де величина $\nu^2 = [\omega_A^2(r_A) - \omega_+^2(r_A)]/\omega_A^2(r_A)$ вважається незмінною поблизу точки резонансу. Граничною умовою для цього рівняння будемо вважати убуття в області непрозорості, тобто при $r - r_A > 0$.

Надалі для визначеності будемо вважати $\nu^2 > 0$. Введемо нове позначення: $\lambda = (k_y^2 l \nu^2)^{-1}$. Як ми побачимо нижче, λ є характерною довжиною хвилі поблизу точки сингулярності. Уведемо нову змінну: $s = 2\sqrt{(r - r_A)/\lambda}$, припускаючи $r - r_A > 0$, тобто розглядаючи область непрозорості. Тоді рівняння зводиться до виду

$$\frac{d}{ds} s \frac{d\xi_r}{ds} - s \xi_r = 0. \quad (2.44)$$

Це модифіковане рівняння Бесселя нульового порядку, що має розв'язки $K_0(s)$ і $I_0(s)$. Друге з них не задовольняє граничній умові в області непрозорості, тому розв'язок рівняння можна записати у вигляді

$$\xi_r = \text{const} \cdot K_0 \left(2 \sqrt{\frac{r-r_A}{\lambda}} \right). \quad (2.45)$$

Надалі константу покладемо рівній одиниці. Цей розв'язок має логарифмічну сингулярність в точці $s = 0$. Асимптотика розв'язку далеко від сингулярності має вигляд

$$\xi_r \approx \frac{\sqrt{\pi/4}}{[(r-r_A)/\lambda]^{1/4}} e^{-2\sqrt{(r-r_A)/\lambda}}. \quad (2.46)$$

Аналітичне продовження розв'язку (2.45) в області прозорості хвилі $r-r_A < 0$ виходить при обході особливості у верхній півплощині комплексного r :

$$\xi_r = -\frac{i\pi}{2} J_0 \left(2 \sqrt{\frac{r_A-r}{\lambda}} \right) - \frac{\pi}{2} Y_0 \left(2 \sqrt{\frac{r_A-r}{\lambda}} \right). \quad (2.47)$$

Асимптотика розв'язку в області прозорості має вигляд

$$\xi_r \approx \frac{\sqrt{\pi/4}}{[(r_A-r)/\lambda]^{1/4}} e^{-2i\sqrt{(r_A-r)/\lambda} - \frac{i\pi}{4}}. \quad (2.48)$$

Цей вираз описує розв'язок при виконанні умов $\lambda \ll r_A - r \ll r - r_+$

Розв'язок (2.47) зшивається в розв'язком ВКБ. Розв'язуючи рівняння (2.41) у ВКБ-наближенні з точністю до першого порядку, знаходимо:

$$\xi_r = \frac{1}{\sqrt{k_r \rho [\omega_A^2(r) - \omega^2]}} \left[C_1 e^{i \int k_r(r) dr} + C_2 e^{-i \int k_r(r) dr} \right], \quad (2.49)$$

де

$$k_r^2(r, \omega) = k_y^2 \frac{\omega^2 - \omega_+^2(r)}{\omega_A^2(r) - \omega^2}, \quad (2.50)$$

$C_{1,2}$ – константи, визначені з умови зшивки з асимптотикою (2.48). Як неважко переконатися, в області $\lambda \ll r_A - r \ll r - r_+$ розв'язок (2.49) збігається з (2.48) при $C_2 = 0$ і

$$C_1 = \sqrt{\frac{\pi}{4}} \omega_A \sqrt{\frac{\rho_0}{l}} e^{-i\pi/4} \exp i \int_{r_-}^{r_A} k_r(r) dr.$$

Розглянемо більш докладно поведінку розв'язку поблизу особливості. Асимптотика розв'язків (2.45) і (2.47) при $r = r_A$ може бути записана у вигляді

$$\xi_r \approx -\frac{1}{2} \ln \left| \frac{r-r_A}{\lambda} \right| - \frac{i\pi}{2} \Theta(r_A - r), \quad (2.51)$$

де $\Theta(r_A - r)$ – збіжна функція Хевісайда. Стрибок $i\pi/2$ виник при обході логарифмічної особливості; як відомо, розрив розв'язку призводить до поглинання енергії хвилі в точці резонансу [5]. Як неважко бачити з виразів (1.14, 1.15, 17), поздовжній компонент зсуву

також має логарифмічну сингулярність, у той час як азимутальний компонент має особливість типу полюса:

$$\xi_y \propto \frac{\lambda}{r - r_A}. \quad (2.52)$$

Таким чином, при наближенні до точки резонансу $\xi_r/\xi_y \sim \xi_{||}/\xi_y \rightarrow 0$.

Важливою відмінністю розглянутої нами плазми із кривими силовими лініями від плазми із прямими силовими лініями ("box model") [17, 48] є осциляторний характер розв'язку (в області прозорості хвилі), причому довжина хвилі зменшується в міру наближення до особливості. Це відповідає збільшенню радіального компонента хвильового вектора при наближенні до особливості, отримане у ВКБ наближенні (2.35).

2.5 Балонна нестійкість

Коротко зупинимось на нестійких балонних модах. Вважаємо, що нерівність (2.34) виконується. У цьому випадку частота відсічки ω_- є чисто уявною величиною, $\omega_-^2 = -|\omega_-|^2 < 0$. Введемо інкремент нестійкості γ і перепишемо рівняння (2.35) у вигляді

$$k_r^2(r, \omega) = k_y^2 \left(\frac{\gamma^2 + \omega_+^2}{\gamma^2 + \omega_A^2} \right) \left(\frac{|\omega_-|^2 - \gamma^2}{\gamma^2 + \omega_T^2} \right). \quad (2.53)$$

Видно, що умова існування нестійких мод $k_r^2 > 0$ реалізується за умови $|\omega_-|^2 > \gamma^2$. Тому максимальний інкремент балонної нестійкості рівний

$$\gamma_{max}^2 = |\omega_-|^2 \quad (2.54)$$

і досягається при $k_r = 0$. При $\gamma \approx 0$ реалізуються долгоживучі балонні моди з k_r^2 рівним

$$(k_r^*)^2 = k_y^2 \frac{\omega_+^2 |\omega_-|^2}{\omega_A^2 \omega_T^2}. \quad (2.55)$$

Крім того, при $k_r \approx k_r^*$ можуть існувати квазістаціонарні каспові моди.

Якісно залежність (2.53) наведена на рис. 2.4. Видно, що з'являється додаткова область прозорості для нестійких балонних мод, яка примикає до області поширення каспових хвиль.

У випадку $k_r = 0$ і $\gamma = 0$ з (2.53) випливає $|\omega_-|^2 = 0$ або, що, те ж саме,

$$k_{||}^2 = \beta \chi_p \chi_c, \quad (2.56)$$

тобто одержуємо рівняння, що визначає границю балонної нестійкості.

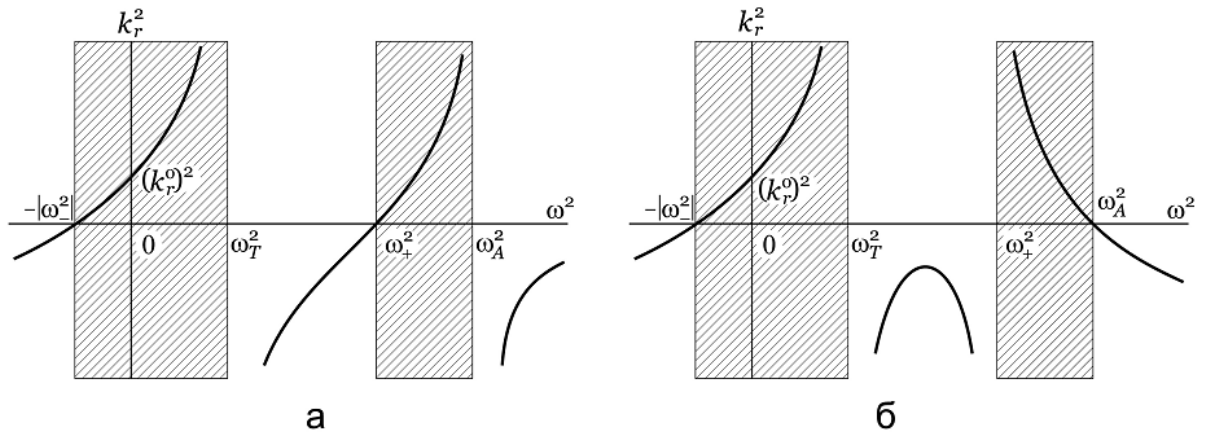


Рисунок 2.4 – Залежність квадрата радіального компонента хвильового вектора від квадрата частоти для балонної нестійкості $\omega_+ < \omega_A$ (а) і $\omega_+ > \omega_A$ (б)

2.6 Обговорення результатів

Картина поширення хвилі, розглянута в даній роботі, якісно подібна до тієї, що була отримана в двовимірній неоднорідній плазмі. Зокрема, у роботах [8, 27, 28, 37, 38, 40] було показано, що поява резонансних мод призводить до умови $k_r/k_y \rightarrow \infty$. У роботі [19] з досить загальних міркувань були сконструйовані резонансні рівняння. Пізніше в [23] у припущенні $k_r/k_y \rightarrow \infty$ були отримані ті ж самі рівняння, що і в [19]. У даній роботі, як і в [8, 27, 28, 37, 38, 40], було показано, що умова $k_r/k_y \rightarrow 0$ визначає граничні пологодальні моди, які ще можуть реалізовуватися в неоднорідній плазмовій системі. У статтях [15, 21, 23] у припущенні $k_r/k_y \rightarrow 0$ також були отримані рівняння для пологодальних мод, які в граничному випадку “холодної” плазми $\beta = 0$ збігалися з рівняннями роботи [37] для пологодальних мод, а при кінцевому β з рівняннями роботи [8]. Як і в 2-вимірній неоднорідній плазмі, кривизна силових ліній у розглянутій нами 1-вимірній неоднорідній моделі призводить до осциляторного характеру розв’язку в області прозорості хвилі з довжиною хвилі, що зменшується в міру наближення до точки резонансу [8, 27, 28, 37, 38, 40].

Як показано вище, істотною особливістю пологодальних мод є та обставина, що вони можуть бути нестійкими. Цей же результат відомий і для 2-х вимірної неоднорідної плазми, у якій він досліджений у випадку $k_r/k_y \rightarrow 0$, тобто для пологодальних мод [8]. Отриманий нами критерій балонної нестійкості (2.34) збігається з виведеним у роботах

[11, 34], причому, як і в цих роботах, нестійкість може мати місце тільки на ПМЗ-гілці коливань.

Таким чином, картина поширення УНЧ мод у неоднорідній двохвимірній плазмі повністю узгоджується з усіма особливостями поширення таких же мод в одномірно-неоднорідній плазмі. Це наводить на думку перенести отриманий у даній роботі результати на 2-х або 3-х мірні плазмові конфігурації зі складною геометрією магнітного поля, до яких відноситься і магнітосфера. У таких конфігураціях задачу про знаходження власних мод вдається сформулювати і розв'язати тільки при деяких припущеннях про поперечну структуру власних мод, що в загальному випадку зробити досить складно [16, 18, 26]. З вищевикладеного випливає, що для знаходження цих мод можна використовувати ВКБ-наближення. У рамках цього наближення поведінка поперечної структури мод буде визначатися резонансними точками й точками відсічок. Наклавши на ейконал умову $k_r/k_y \rightarrow \infty$ можна знайти резонансні моди, а умову $k_r/k_y \rightarrow 0$ – пологідалні моди – [30]. Інша частина неперервного спектру може бути при необхідності розрахована чисельно.

Найважливішим наслідком неоднорідності уздовж силових ліній є можливість виникнення резонаторів уздовж силових ліній [10, 31, 35, 43]. Додаткові труднощі створює безіткнувальний характер космічної плазми, що ставить під сумнів застосовність МГД. Однак у випадку альфвенівської моди рівняння гідродинаміки й кінетики збігаються з точністю до членів $O(\beta)$ включно [29]. Питання про існування ПМЗ у магнітосферній плазмі з врахуванням її безіткнувального характеру не вирішене [42], однак у безіткнувальній плазмі може існувати інша мода компресійних коливань – дрейфова компресійна мода [29, 42, 46], причому зчеплення цієї моди з альфвенівською також може призвести до балонної нестійкості [32].

2.7 Висновки до розділу 2

У даній роботі для одномірно-неоднорідної плазми, що перебуває в магнітному полі зі змінною кривизною силових ліній, проаналізовані поперечна структура й умови поширення азимутально-дрібномасштабних мод з ультранизкими частотами. Для цих мод отримане диференціальне рівняння другого порядку (2.19), за допомогою якого у ВКБ-наближенні досліджено моди з неперервним спектром. Показано, що області поширення мод лежать між точками відсічки й резонансними точками цього рівняння, згідно з результатами робіт [8, 27, 28, 37, 38, 40]. У роботі знайдена поперечна структура мод поблизу зазначених критичних точок. Показано, що знання поперечної структури

поблизу цих точок еквівалентно знанню резонансних частот і частот відсічок. Цей результат у край важливий для проблеми знаходження власних мод у дво й тривимірних магнітних конфігураціях, для яких виділити поздовжні структури й знайти власні частоти мод не завжди можливо без знання поперечної структури. Знання поперечної структури поблизу критичних точок суттєво спрощує це завдання і дозволяє знайти як резонансні частоти, так і частоти відсічок. Власні частоти, що лежать між цими частотами, також можуть бути знайдені у ВКБ-наближенні, що показано в [3, 12]. Викладений підхід був використаний у роботі для знаходження області прозорості нестійких балонних мод (див. рис. 2.2, 2.3) і максимального інкремента цих мод. Також у рамках запропонованого підходу виявлені долгоживучі балонні й каспові моди, що лежать поблизу границі стійкості балонних мод.

3. ПРО СТРУКТУРУ АЗИМУТАЛЬНО-ДРІБНОМАСШТАБНИХ УНЧ-КОЛИВАНЬ ГАРЯЧОЇ КОСМІЧНОЇ ПЛАЗМИ У КРИВОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ. МОДИ З ДИСКРЕТНИМ СПЕКТРОМ

3.1 Вступ до розділу 3

Ультра-низькочастотні хвилі в магнітосфері Землі регулярно фіксуються за допомогою наземних магнітометрів, радарів і супутників [1, 14]. Переважна їх більшість ідентифікується з альфвенівськими хвилями. Важливість УНЧ-хвиль для фізики магнітосфери визначається їх здатністю прискорювати заряджені частинки до релятивістських енергій [10], служити тригерами суббурь [57] або засобом для діагностики магнітосфери [53].

Довгоперіодні УНЧ-хвилі (діапазони Pc4-5) в даний час зазвичай розділяють на два типи. До першого типу відносять хвилі з малими азимутальними хвильовими числами m . Як передбачається, вони збуджуються процесами на границі магнітосфери або приходять з міжпланетного середовища [13, 14]. Хвилі другого типу мають великі азимутальні хвильові числа ($m \gg 1$). Вони можуть генеруватися внутрішніми джерелами в земній магнітосфері - наприклад при інжекції в плазму швидких часток під час суббурь [8], різними плазовими нестійкостями [40] або сторонніми струмами в іоносфері [56].

У даному розділі представленої хвилі другого типу - азимутально-дрібномасштабні УНЧ-хвилі ($m \gg 1$). Попередні дослідження показали, що ці хвилі, як правило, повинні мати неперервні спектри, оскільки їх частота збігається з так званою резонансною власною частотою [2, 12]. Проте характерною особливістю хвиль з неперервним спектром є зміна їх поляризації від полоїдальної на тороїдальну (нагадаємо, що альфвенівські хвилі називаються полоїдальними, якщо їх вектор магнітного (електричного) поля коливається в меридіональному (азимутальному) напрямку, і тороїдальними в протилежному випадку). Якщо хвиля збуджена квазімонохроматичним джерелом, то зміна поляризації відбувається в просторі: мода має полоїдальну поляризацію на одній магнітній оболонці, тороїдальну на іншій і проміжну поляризацію між ними [42, 46]. Якщо хвиля збуджена імпульсним джерелом, то трансформація відбувається в часі через розходження по фазі [29, 43, 48]. Разом з тим, така трансформація в часі або просторі практично ніколи не спостерігалася в експерименті [1]. Поодинокі винятки описані в роботах [49, 65].

Це змушує припустити, що переважна кількість спостережуваних азимутально-дрібномасштабних альфвенівських хвиль є модами не з неперервним, а з дискретним спектром. У цьому випадку вони мають бути замкнуті в резонатори поперек магнітних

оболонок, тобто область їх локалізації по радіальній координаті повинна бути обмежена двома поверхнями відсічки. На перший погляд, у рамках однорідної магнітної гідродинаміки (МГД), такі резонатори існувати не можуть, оскільки в дисперсійному рівнянні альфвенівської хвилі не міститься залежності частоти від поперечних компонент хвильового вектора. Формування поперечних резонаторів через ефекти, що виходять за рамки однорідної МГД (інерції електронів, кінцевого ларморовського радіуса іонів, кінцевої гірочастоти іонів), розглядалися в статтях [4, 7, 30, 54]. Однак ще в роботі [16] було показано, що спільна дія кінцевого плазмового тиску і кривизни силових ліній може призвести до формування мод з дискретним спектром і в рамках однорідної МГД. Детальне дослідження таких мод у високотемпературній плазмі було проведено в роботах [15, 20, 21]. У разі магнітосферної плазми перші дослідження мод з дискретним спектром у одно-рідній МГД були проведені в роботах [37, 47, 61].

У роботах [37, 47, 63] використовувалася двовимірно-неоднорідна модель магнітосфери з непостійною кривизною силових ліній. Однак математичні методи дослідження цієї моделі розроблені ще недостатньо, внаслідок чого виникало питання про достовірність отриманих результатів. Для вирішення цих труднощів у цій роботі розглянута одновимірно-неоднорідна циліндрична модель середовища, в якому силові лінії вважаються концентричними колами і всі рівноважні параметри (тиск P_0 , магнітне поле B_0 , альфвенівська швидкість c_A) змінюються лише поперек магнітних оболонок. Незважаючи на відносну простоту цієї моделі, вона зберігає такі базові риси магнітосферної плазми, як кривизна силових ліній і радіальна нестійкість. З іншого боку, ця модель дозволяє обійти багато математичних труднощів, характерних для двовимірних-неоднорідних моделей [11, 17]. Раніше така модель використовувалася в роботі [12] для дослідження мод з неперервним спектром. В даному розділі представлено подальший розвиток роботи [12] на моди з дискретним спектром.

Також у розділі представлено аналіз доступних експериментальних даних по азимутально-дрібномасштабним УНЧ-хвилях з $m \gg 1$. Буде показано, що припущення, згідно з яким значна частина зареєстрованих хвиль з $m \gg 1$ насправді є модами з дискретним спектром (власними модами поперечного резонатора для альфвенівських хвиль), не суперечить результатам спостережень.

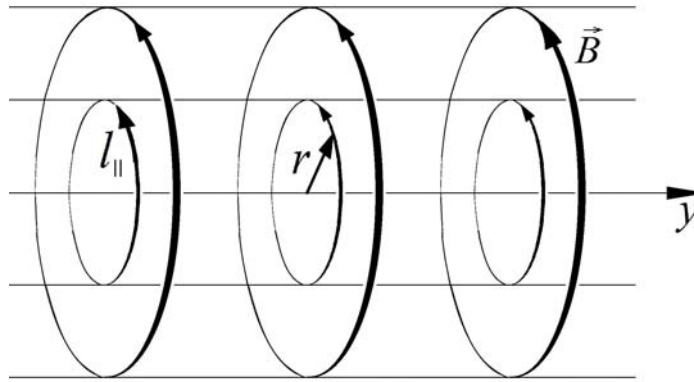


Рисунок 3.1 – Циліндрична модель плазми та система координат

3.2 Основні рівняння

Вважаємо, що статичний рівноважний стан плазми має симетрію циліндра колового перерізу, а магнітні поверхні являють собою вкладені циліндри (рис. 3.1). Силкові лінії вважаються концентричними колами, всі рівноважні величини плазми та магнітного поля залежать тільки від радіальної координати r , яка є радіусом кривизни силової лінії. Координата $l_{||}$ спрямована уздовж силової лінії, координата y грає роль азимутальної координати в магнітосфері.

Введемо позначення: $\beta = 8\pi P/B^2$ - відношення плазмового тиску до магнітного, $\chi_P = P^{-1} dP/dr$ і $\chi_B = B^{-1} dB/dr$ - радіальні масштаби зміни тиску і магнітного поля, відповідно, $\chi_c = -r^{-1}$ - проекція вектора кривизни на радіальний напрямок. Тоді умову рівноваги плазми можна записати у вигляді

$$\frac{\beta}{2} \chi_P + \chi_B - \chi_c = 0. \quad (3.1)$$

Крім того, позначимо через c_A , c_S і c_T альфвенівську, звукову та каспову швидкості, відповідно:

$$c_A^2 = \frac{B^2}{4\pi\rho}, \quad c_S^2 = \frac{\gamma P}{\rho}, \quad c_T^2 = \frac{c_A^2 c_S^2}{c_A^2 + c_S^2}.$$

Альфвенівській і касповій швидкостям відповідають частоти альфвенівського і каспового резонансів $\omega_A = k_{||} c_A$ та $\omega_T = k_{||} c_T$. У одновимірно-неоднорідній плазмі швидкості c_A і c_T залежать від радіальних координат, тому при даній частоті хвилі альфвенівський та касповий резонанси мають місце на резонансних поверхнях r_A і r_T , що визначаються з рівнянь $\omega = \omega_A(r)$, $\omega = \omega_T(r)$ відповідно.

Як показано в [12], радіальна компонента зміщення плазми ξ_r від положення рівноваги визначається рівнянням

$$\frac{d}{dr} \left[\frac{\omega^2 - \omega_A^2}{k_y^2 + k^2} \frac{\rho}{r} \frac{d}{dr} (r \xi_r) \right] - r \xi_r \frac{d}{dr} \left(\frac{2\rho c_A^2}{r^2} \frac{k^2}{k_y^2 + k^2} \right) - (\omega^2 - \omega_A^2) \rho \xi_r + 2P \chi_p \frac{\xi_r}{r} + \frac{4\rho \chi_c^2 c_A^2}{k_y^2 + k^2} \left[k^2 + \frac{k_y^2}{(c_A^2 + c_p^2)(\omega^2 - \omega_T^2)} \right] \xi_r = 0 \quad (3.2)$$

де позначено

$$k^2 = \frac{(\omega_A^2 - \omega^2)(\omega_S^2 - \omega^2)}{(c_A^2 + c_S^2)(\omega_T^2 - \omega^2)} \quad (3.3)$$

У наближенні азимутальної дрібномасштабності $k_y \gg k_{||}$ і $k_y L \gg 1$ де L - характерний масштаб поперечної неоднорідності, рівняння (3.2) допускає спрощення:

$$\frac{d}{dr} \left\{ [\omega^2 - \omega_A^2(r)] \frac{\rho}{r} \frac{d}{dr} r \xi_r \right\} - k_y^2 K(\omega, r) \rho \xi_r = 0, \quad (3.4)$$

де

$$K(\omega, r) = [\omega^2 - \omega_A^2(r)] + \beta c_A^2 \chi_p \chi_c - \frac{4\omega^2 \chi_c^2 c_T^2}{\omega^2 - \omega_T^2(r)} \quad (3.5)$$

Доданок K можна також представити у вигляді

$$K(\omega, r) = \frac{[\omega^2 - \omega_+^2(r)][\omega^2 - \omega_-^2(r)]}{\omega^2 - \omega_T^2(r)}. \quad (3.6)$$

Тут частоти ω_+, ω_- є розв'язками рівняння

$$[\omega^2 - \omega_A^2(r) + \beta c_A^2 \chi_p \chi_c][\omega^2 - \omega_T^2(r)] - 4\omega^2 \chi_c^2 c_T^2 = 0. \quad (3.7)$$

Запишемо ці величини в явному вигляді:

$$\omega_{\pm}^2 = c_A^2 \frac{(1 + \gamma \beta) k_{||}^2 + H \pm \sqrt{D}}{2 + \gamma \beta} \quad (3.8)$$

[9,14]. Позначення $H = \beta \chi_c [2\gamma \chi_c - \chi_p (1 + \gamma \beta / 2)]$, $D = (k_{||}^2 + H)^2 + 4k_{||}^2 \gamma^2 \beta^2 \chi_c^2$.

При зменшенні неоднорідності величина ω_+ прямує до альфвенівської частоти ω_A , величина ω_- - до каспової частоти ω_T (частота повільного магнітозвукового резонансу). Більша частина УНЧ хвиль, що спостерігаються в земній магнітосфері, ототожнюється з альфвенівськими модами. Оскільки альфвенівська резонансна частота в магнітосфері на 1-2 порядки перевищує каспову [2, 45], у виразі (3.6) можна покласти $\omega \gg \omega_T, \omega_-$. Тоді вираз (3.4) зводиться до вигляду:

$$\frac{d}{dr} \left\{ [\omega^2 - \omega_A^2(r)] \frac{\rho}{r} \frac{d}{dr} r \xi_r \right\} - k_y^2 [\omega^2 - \omega_+^2(r)] \rho \xi_r = 0. \quad (3.9)$$

Аналогічне рівняння може бути отримано також у кінетиці [41]. Моду, визначену цим рівнянням, можна назвати альфвенівською балонною модою. Рівняння (3.9) відрізняється від розглянутих в роботах [3, 6, 18, 19] рівнянь для балонних мод з неперервним спектром тією обставиною, що воно, як показано в підрозділі 3.3, може

описувати дискретний спектр. Тому під альфвенівською балонною модою ми розумітимемо моду з дискретним спектром.

Рівняння (1.9) можна отримати безпосередньо з (3.4, 3.5) у наближенні $\beta \ll 1$. У цьому наближенні частота ω_+ визначається простим виразом

$$\omega_+^2 = \omega_A^2(r) + 4\chi_e^2 c_T^2 - \beta c_A^2 \chi_p \chi_e \quad (3.10)$$

При різних профілях тиску величина ω_+ може бути як більше, так і менше альфвенівської резонансної частоти ω_A [42]. Зауважимо, що частоту ω_+ часто називають похідальною частотою, оскільки при цій частоті альфвенівська мода має похідальну поляризацію.

3.3 Просторова структура мод з дискретним спектром

Як правило, функція $\omega_+(r)$ в магнітосфері є монотонною. Тоді альфвенівські балонні коливання мають неперервний спектр. Структура таких коливань була проаналізована в роботі [12]. Тут ми розглянемо випадок, коли функція $\omega_+(r)$ досягає екстремального значення поблизу деякої магнітної поверхні r_0 . Розкладемо функцію $\omega_+^2(r)$ в ряд поблизу поверхні r_0 :

$$\omega_+^2(r) = \omega_+^2(r_0) + \frac{1}{2} [\omega_+^2(r_0)]'' \cdot (r - r_0)^2 \quad (3.11)$$

Якщо розглядати моду поблизу поверхні r_0 і при частоті $\omega_+(r_0)$, то в першому наближенні можна брати значення функції $\omega_A(r)$ на поверхні r_0 . Тоді рівняння (3.9) зводиться до вигляду

$$\frac{d^2 \xi_r}{dr^2} + \frac{k_p^2}{\Delta \omega^2} \left[\hat{\omega}^2 - \frac{1}{2} [\omega_+^2(r_0)]'' \cdot (r - r_0)^2 \right] \xi_r = 0, \quad (3.12)$$

де

$$\hat{\omega}^2 = \omega^2 - \omega_+^2(r_0), \quad \Delta \omega^2 = \omega_A^2(r_0) + \omega_+^2(r_0). \quad (3.13)$$

Загальний вигляд розв'язку рівняння (3.12) неважко зрозуміти у ВКБ-наближенні по радіальній координаті. Введемо поняття радіальної компоненти $k_r(\omega, r)$ хвильового вектора який визначається виразом

$$\xi_r(r) \propto \exp i \int k_r(\omega, r) dr. \quad (3.14)$$

Тоді з (3.12) можна отримати наступне співвідношення:

$$k_r^2(r, \omega) = \frac{k_p^2}{\Delta \omega^2} \left(\hat{\omega}^2 - \frac{1}{2} [\omega_+^2(r_0)]'' \cdot (r - r_0)^2 \right) \quad (3.15)$$

Звідси видно, що радіальна компонента хвильового вектора перетворюється на нуль на двох магнітних поверхнях (поверхні відсічки).

$$r_{1,2} = r_0 \pm \sqrt{\frac{2\tilde{\omega}^2}{[\omega_+^2(r_0)]''}} \quad (3.16)$$

Область прозорості моди (де $k_r^2(r) > 0$) розміщується між поверхнями відсічки поблизу мінімуму функції $\omega_+(r)$, якщо резонансна частота перевищує полоїдальну ($\Delta\omega^2 > 0$), та поблизу максимуму цієї функції, якщо резонансна мода менше полоїдальної ($\Delta\omega^2 < 0$). В цих випадках мода виявляється замкнутою в резонатор, обмежений поверхнями з координатами r_1 та r_2 .

Неважко переконатись, що альфвенівська балонна мода у резонаторі має дискретний спектр. Для визначеності розглянемо резонатор на максимумі полоїдальної частоти, коли $[\omega_+^2(r)]''_{r_0} < 0$ і $\Delta\omega^2 < 0$. Позначимо $\omega_0 = \omega_+(r_0)$, $l = -2\omega_0^2/[\omega_+^2(r)]''_{r_0}$. Тоді рівняння (1.12) зводиться до виду

$$\frac{d^2 \xi_r}{dr^2} + \frac{k_y^2}{|\Delta\omega^2|} \left[\omega_0^2 - \omega^2 - \frac{\omega_0^2}{l^2} (r - r_0)^2 \right] \xi_r = 0. \quad (3.17)$$

Введемо позначення :

$$s = \frac{r - r_0}{\lambda}, \quad \lambda = \left(\frac{l^2}{k_y^2} \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega_0^2} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad \sigma = \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega_0^2} \frac{l^2}{\lambda^2}.$$

Тоді вигляд рівняння (3.17) співпадає з рівнянням Шредінгера для гармонічного осцилятора:

$$\frac{d^2 \xi_r}{ds^2} + (\sigma - s^2) \xi_r = 0. \quad (3.18)$$

Розв'язок цього рівняння можливий за умови, якщо параметр σ приймає цілі значення:

$$\sigma = 2n + 1, \quad (3.19)$$

де $n = 0, 1, 2, \dots$ - радіальне хвильове число. Звідси отримуємо квантованість частоти:

$$\omega_n^2 = \omega_0^2 + \frac{1}{2} (2n + 1)^2 \left(\frac{\omega_0}{lk_y} \right)^2 - \frac{1}{2} \sqrt{(2n + 1)^4 \left(\frac{\omega_0}{lk_y} \right)^4 + (2n + 1)^2 \left(\frac{\omega_0}{lk_y} \right)^2 (\omega_0^2 - \omega_A^2)} \quad (3.20)$$

Нагадаємо, що оскільки розглядаються азимутально-дрібномаштабні моди ($lk_y \sim m \gg 1$), відношення ω_0/lk_y являє собою малий параметр. Отже, при малих радіальних хвильових числах ($n \sim 1$) власна частота моди приблизно може бути виражена як

$$\omega_n^2 = \omega_0^2 \left[1 - \frac{2n+1}{lk_y} \sqrt{1 - \frac{\omega_A^2}{\omega_0^2}} \right], \quad (3.21)$$

тобто спектр являється наближено еквідистантним. В протилежному випадку при великих значеннях радіального хвильового числа ($n \gg 1$) спектр концентрується поблизу резонансної частоти: $\omega_n^2 \approx \omega_A^2 + O(n^{-1})$. Це добре узгоджується з результатами, отриманими раніше в роботах [20, 15] іншими методами. Власні функції виражаються як

$$\xi_r = \pi^{-1/4} 2^{-n/2} (n!)^{-1/2} H_n(s) s^{-s/2}, \quad (3.22)$$

де H_n - поліноми Ерміта. Зокрема, радіальна структура головної гармоніки ($n = 0$) описується функцією Гауса.

3.4 Про можливість спостереження дискретних мод в магнітосфері Землі

Як вже було зазначено, резонатор може розташовуватися поблизу мінімуму функції $\omega_+(r)$ у випадку, коли резонансна частота перевершує полоїдальну ($\Delta \omega^2 > 0$). Навпаки, якщо резонансна частота менше полоїдальної ($\Delta \omega^2 < 0$), то резонатор розташовується поблизу максимуму цієї функції.

Як видно з (3.10), перший випадок може мати місце у разі сильного падіння тиску з відстанню, коли $\chi_p < 0$ (зауважимо, що за визначенням χ_c завжди від'ємне). При цьому бажано, щоб величина β була якомога більшою. Цей випадок можливий у районі кільцевого струму. Другий випадок може мати місце при невеликому градієнті тиску. Тоді максимум полоїдальної частоти може реалізуватися поблизу зовнішньої кромки плазмопаузи.

Таким чином, резонатор для альфвенівської хвилі може існувати в районі кільцевого струму (на мінімумі полоїдальної частоти) і в районі зовнішньої кромки плазмопаузи (на максимумі полоїдальної частоти) [37, 42]. Можливість існування першого з цих резонаторів було вперше встановлено в роботі [63], однак коректні умови його існування були визначені в статтях [27, 37]. Можливість існування резонатора на плазмопаузі була вперше представлена в [37].

Моди в поперечному резонаторі характеризуються трьома основними властивостями:

- Полоїдальна поляризація;
- Сильна локалізація поперек силових ліній (причому головна гармоніка має радіальну структуру, визначену функцією Гауса);
- Незалежність частоти від магнітної оболонки (частота характеризує резонатор як ціле).

До теперішнього часу існує чимало спостережних свідчень, що ці властивості притаманні значній кількості геомагнітних пульсацій.

Як вже згадувалося, характерною особливістю альфвенівських мод з неперервним спектром є трансформація полоїдальних пульсацій в тороїдальні. Однак така трансформація вкрай рідко відзначається в спостереженнях. Однак, якщо більшість спостережуваних полоїдальних пульсацій є модами з дискретним спектром, замкнутим в резонатор, то частота не залежить від L-оболонки і трансформація не зобов'язана відбуватися. Для таких мод більш характерна амплітудна модуляція, обумовлена суперпозицією поперечних мод з різними радіальними гармоніками n [64, 52].

Амплітудна модуляція спостерігається у гігантських пульсацій (Pg) - єдиний різновид азимутально-дрібномасштабних альфвенівських хвиль ($m \sim 20$), що реєструються на поверхні Землі. Дослідження за допомогою наземних магнітометрів виявили сильну локалізацію цих хвиль поперек магнітних оболонок У проекції на земну поверхню, область їх локалізації становить 200-300 км в напрямку північ-південь, що складає приблизно $1R_E$ в магнітосфері [55, 35, 34, 5, 23]. При цьому частота гігантських пульсацій не залежить від магнітної широти [62]. Як показано в роботі [24], широтний профіль гігантських пульсацій в D-компоненті описується функцією Гауса. Всі ці факти дозволяють припустити, що гігантські пульсації є власними модами резонатора на зовнішній кромці плазмопаузи [52].

Полоїдальні хвилі з $m \sim 50-150$ і сильною локалізацією поперек магнітних оболонок в районі зовнішньої кромки плазмопаузи часто реєструються також за допомогою супутників [36, 60, 25, 58, 59, 50, 22, 26] і радарів [32, 33]. У роботі [61] показано наявність помітного підвищення інтенсивності полоїдальних хвиль поблизу плазмопаузи за даними супутника AMPTE/CCE. У всіх цих випадках масштаб локалізації поперек магнітних оболонок трохи менший за $1R_E$. Звідси можна зробити висновок, що резонатор в районі плазмопаузи є досить поширеним явищем.

Разом з тим, в деяких випадках спостерігалися полоїдальні хвилі з періодом, незалежним від L-оболонки, локалізовані на різких неоднорідностях густини поза плазмосферою [31,51] і в районі кільцевого струму [28,64]. У роботі [64] за допомогою радарів системи SuperDARN вивчена пульсація, просторово-часова поведінка якої збігається з прогнозами теорії резонатора для імпульсно-збуджених мод.

Таким чином, можна зробити висновок, що значна частина полоїдально-поляризованих пульсацій в магнітосфері являє собою коливання з дискретним спектром, що є модами альфвенівського резонатора.

3.5 Висновки до розділу 3

Аналіз, проведений в даній роботі, підтверджує, що в плазмі скінченного тиску в кривому магнітному полі можуть виникати альфвенівські моди з дискретним спектром, тобто моди, замкнуті в резонатори поперек магнітних оболонок. Такі резонатори можуть розташовуватися поблизу мінімуму похідної частоти як функції радіальної координати, якщо резонансна частота перевищує похідну, або поблизу максимуму цієї функції, якщо резонансна частота менше похідної. Перший випадок може мати місце в районі кільцевого струму, другий - поблизу зовнішньої крайки плазмопаузи.

Характерними особливостями мод з дискретним спектром є похідна поляризація, сильна локалізація поперек силових ліній (при цьому головна гармоніка має радіальну структуру, визначена функцією Гауса), і незалежність частоти від магнітної оболонки. Зроблений аналіз експериментальних даних по похідних альфвенівських хвилях з $m \gg 1$ в магнітосфері дозволив зробити висновок, що значна частина таких хвиль є коливаннями поперечного резонатора для альфвенівських хвиль. Разом з тим, слід зазначити що деякі азимутально-дрібномасштабні хвилі в магнітосфері (так звані буреві компресійні хвилі Pc5) мають частоти, які значно поступаються характерним альфвенівським частотам. Ідентифікація їх з альфвенівськими хвилями проблематична. Можливо, їх слід ототожнити з дрейфовими компресійними модами, які можуть існувати в неоднорідній плазмі без зіткнень скінченного тиску. Такі хвилі також можуть мати дискретний спектр [40]. Ряд коливань в перехідному шарі ідентифікуються з дзеркальними дрейфовими хвилями. У роботах [38, 39] була показана можливість існування резонаторів для мод цього типу при врахуванні їх зчеплення з альфвенівськими хвилями через неоднорідність плазми і скінченного ларморівського радіуса іонів.

4. ГВИНТОВА МОДА $m=1$ В ТОНКОМУ ПЛАЗМОВОМУ ДЖГУТІ З РОЗРИВНИМ ВЕРТИКАЛЬНИМ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ

В даному розділі розглядаються умови реалізації і стійкості гвинтових мод з азимутальними хвильовими числами $m = \pm 1$ в циліндричному плазмовому джгуті з криволінійним магнітним полем, по якому тече однорідний струм вздовж осі джгута. Припускається, що всередині та зовні джгута присутні постійні вертикальні магнітні поля, а джгут оточений безструмовою плазмою і за його межами азимутальне магнітне поле спадає обернено пропорційно відстані від границі джгута. У наближенні «тонкого» плазмового джгута отримано дисперсійні рівняння для стійких та нестійких мод. Аналіз цих рівнянь проведено для випадку розривного вертикального магнітного поля на границі джгута. Визначено умови розповсюдження вказаних хвильових мод. Отримано, що нестійкі моди з $m = \pm 1$ не реалізуються. Отримані результати можуть бути використані для інтерпретації поведінки сонячних магнітних трубок за вимірами з космічних апаратів.

4.1 Вступ до розділу 4

Магнітні силові трубки є добре відомими елементарними об'єктами сонячної фізики [10]. Ці об'єкти зазвичай розглядаються як ізольовані плазмові структури, які слабо взаємодіють з навколишнім магнітним полем і плазмою. Теоретичні дослідження магнітогідродинамічних (МГД) збурень в сонячних магнітних трубках, як і в високотемпературній плазмі термоядерних установок, зазвичай проводять в рамках моделі циліндричного плазмового шнура з круглим поперечним перерізом з криволінійним магнітним полем, що складається з двох компонент магнітного поля [5, 6, 9, 24, 25, 26, 31]. У циліндричній системі координат (r, φ, z) це азимутальне поле B_φ і вертикальне поле B_z . Зазначена модель часто використовується для розгляду фундаментальних проблем фізики плазми [17, 19, 20, 21, 27], фізики космосу [3, 10, 11, 12, 13, 15, 28, 30] і плазмової динаміки [7, 22, 29]. Принципова відмінність використання цієї моделі для магнітних силових трубок від її використання для високотемпературної термоядерної плазми в токамаках полягає в тому, що у випадку магнітних трубок за їх межами знаходиться безструмова плазма, а не вакуум [16]. Ця обставина призводить до того, що існують дві точки зору на поведінку азимутального магнітного поля за межею плазмового шнура. Згідно з першою точкою зору - це поле зменшується з відстанню від границі трубки [25,

33]. Друга точка зору полягає в тому, що азимутальне магнітне поле не проникає за границю плазмової трубки [18, 26, 31].

В недавніх роботах [23, 32] було показано, що нестійкі гвинтові моди в магнітних силових трубках, в припущенні відсутності азимутального магнітного поля за границею плазмового шнура не реалізуються. Ця обставина наводить на думку про необхідність дослідження поширення і стійкості гвинтових збурень в силових трубках в припущенні спадаючого азимутального магнітного поля за границею шнура. В рамках зазначеної вище моделі розглянемо питання про поширення нестискуваних гвинтових збурень [1, 2, 4] з азимутними хвильовими числами $m = \pm 1$. Відзначимо, що така проблема нещодавно була розглянута в [32] для випадку неперервного вертикального магнітного поля. У цій роботі було показано, що існують тільки стійкі гвинтові моди. Очевидно, представляє інтерес розглянути також випадок розривного вертикального магнітного поля. Обмежимося розглядом мод з $m = \pm 1$, оскільки добре відомо (див. [1, 16]), що ці моди найбільш нестійкі, мають максимальний інкремент і деформують у своєму розвитку весь поперечний переріз плазмового шнура.

Для опису зазначених вище збурень був використаний МГД-підхід і наближення «тонкого» плазмового шнура [8]. Як і в [16] вважалося, що по плазмовому шнуру тече однорідний струм, а азимутальне магнітне поле, як в [25, 33] убуває як r^{-1} від границі плазмового шнура. Основна увага була приділена дослідженню нестискуваної моди з $m = 1$, оскільки мода з $m = -1$, як буде доведено нижче, за своїми властивостями не відрізняється від моди $m = 1$. У наближенні нестискуваних збурень [8] модель, що використовується, не описує деякі деталі, пов'язані з поширенням звукових збурень. Однак, при такому підході основна силова частина задачі, пов'язана зі збуренням магнітного поля, і важлива для опису моди $m = 1$ в цілому зберігається. Основний результат роботи полягає в отриманні та дослідженні дисперсійних рівнянь для стійких і нестійких мод в сонячних магнітних силових трубках.

4.2 Вихідні рівняння

Розглянемо гвинтові моди $m = \pm 1$ в струмонесучій плазмовій трубці з внутрішнім гвинтовим магнітним полем

$$\vec{B}_i = B_{\varphi i}(r)\vec{e}_\varphi + B_{zi}\vec{e}_z, \quad (4.1)$$

де $B_{\varphi i} = B_\varphi(a)r/a$ і $B_{zi} = \text{const}$ – азимутальна і вертикальна компоненти цього поля в циліндричних координатах з віссю z , яка співпадає з напрямком струму і з віссю

плазового шнура. Вважаємо, що плазмова трубка оточена безструмовою плазмою і магнітним полем (Рис. 4.1)

$$\vec{B}_e = B_{\varphi e}(r)\vec{e}_\varphi + B_{ze}\vec{e}_z, \quad (4.2)$$

де $B_{\varphi e} = B_\varphi(a)a/r$ і $B_{ze} = \text{const}$ – компоненти цього зовнішнього поля. Під час розгляду нестискуваних збурень вважаємо, що щільність плазми всередині шнура ρ_i і ззовні ρ_e є сталими величинами і не схильні до збурень. Нехтуємо ефектами стратифікації при розгляді рівноважного стану і будемо вважати, що тиск плазми зовні шнура p_e через відсутність струму є постійною величиною. Що стосується рівноважного тиску плазми всередині плазового шнура p_i , то він задовольняє рівнянню магнітостатичної рівноваги

$$\frac{d}{dr} \left[p_i + \frac{1}{2} (B_{\varphi i}^2 + B_{zi}^2) \right] + \frac{B_{\varphi i}^2}{r} = 0. \quad (4.3)$$

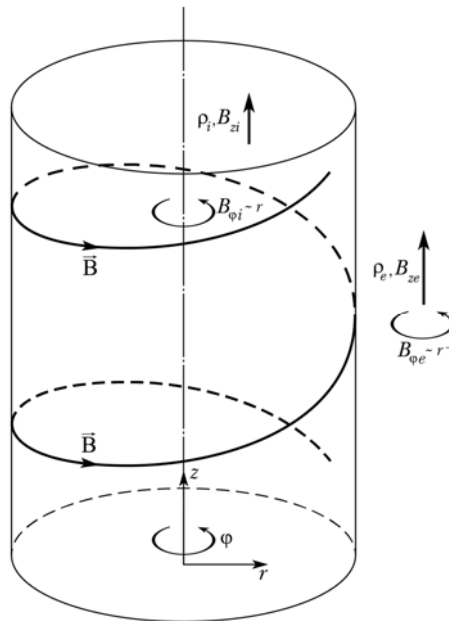


Рисунок 4. 1 – Рівноважна конфігурація плазового циліндра

В (4.3) враховано, що рівноважні величини залежать тільки від r і використано масштабування магнітного поля $\vec{B}/\sqrt{4\pi} \rightarrow \vec{B}$.

Для опису нестискуваних гвинтових збурень як всередині, так і ззовні плазового шнура було використано рівняння магнітної гідродинаміки, які мають вигляд [4]:

$$\begin{aligned} \rho_\alpha \frac{\partial^2 \vec{\xi}_\alpha}{\partial t^2} &= -\nabla \delta p_{1\alpha} + (\vec{B}_\alpha \cdot \nabla) \delta \vec{B}_\alpha + (\delta \vec{B}_\alpha \cdot \nabla) \vec{B}_\alpha, \\ \delta \vec{B}_\alpha &= (\vec{B}_\alpha \cdot \nabla) \vec{\xi}_\alpha - (\vec{\xi}_\alpha \cdot \nabla) \vec{B}_\alpha, \\ \text{div} \vec{\xi}_\alpha &= 0, \quad (\alpha = i, e). \end{aligned} \quad (4.4)$$

Тут $\delta \vec{B}_\alpha$ – збурене магнітне поле, індекс α відноситься до внутрішнього (i) і зовнішнього (e) плазмового середовища, вектор $\vec{\xi}_\alpha$ характеризує зміщення (в сенсі Лагранжа) елементарного об'єму плазми від положення рівноваги [4]. Фігуруюча в рівняннях (4) величина $\delta p_{1\alpha}$ описує повний збурений тиск плазми

$$\delta p_{1\alpha} = \delta p_\alpha + \delta \vec{B}_\alpha \cdot \vec{B}_\alpha, \quad (4.5)$$

де δp_α – збурений тиск плазми.

В роботах [8, 14, 23] було показано, що в наближенні «тонкого» плазмового шнура, для якого справедлива нерівність $\varepsilon = a/R \ll 1$, де a – поперечний радіус шнура, а $2\pi R$ – довжина шнура, система (4) зводиться до диференційного рівняння другого порядку для радіального зміщення $\xi_{r\alpha}$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[(\rho_\alpha \omega^2 - F_\alpha^2) r \frac{d}{dr} (r \xi_{r\alpha}) \right] + \frac{dF_\alpha^2}{dr} \xi_{r\alpha} - \frac{m^2}{r} (\rho_\alpha \omega^2 - F_\alpha^2) \xi_{r\alpha} = 0, \quad (4.6)$$

де

$$F_\alpha = \frac{m}{r} B_{\varphi\alpha} + k_z B_{z\alpha}. \quad (4.7)$$

Відмітимо, що в рівнянні (4.6) опущено доданки, пропорційні ε^2 . Вперше рівняння (4.6) було отримано в [34] для високотемпературної плазми у токамаках.

При отриманні (4.6) було враховано, що коефіцієнти лінеаризованих рівнянь (4.4) для розглядуваного плазмового шнура з коловим поперечним перерізом не залежать від координат φ і z . Тому окремі Фур'є-гармоніки збурених величин, наприклад $\xi_{r\alpha}$, можна вибрати у вигляді

$$\xi_{r\alpha}(\vec{r}) = \xi_{r\alpha}(r) \exp(-i\omega t + im\varphi + ik_z z). \quad (4.8)$$

Зважаючи на обмеженість довжини плазмового шнура хвильове число k_z приймає дискретні значення, $k_z = n/R$.

Для зручності подальшого аналізу перепишемо (4.6) в наступному еквівалентному вигляді

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r^3 (\rho_\alpha \omega^2 - F_\alpha^2) \frac{d\xi_{r\alpha}}{dr} \right] + (1 - m^2) (\rho_\alpha \omega^2 - F_\alpha^2) \xi_{r\alpha} = 0. \quad (4.9)$$

З (4.9) слідує, що для мод з $m = \pm 1$ рівняння (4.9) приймає досить простий вигляд

$$\frac{d}{dr} \left[r^3 (\rho_\alpha \omega^2 - F_\alpha^2) \frac{d\xi_{r\alpha}}{dr} \right] = 0. \quad (4.10)$$

Як буде показано нижче (див. (4.15) і (4.25)) форми радіального зміщення $\xi_{r\alpha}$ істотно відрізняються всередині та ззовні плазмового шнура. Поблизу границі плазмового шнура ці зміщення задовольняють рівнянням (див. [18, 23])

$$\xi_{re}(a+0) = \xi_{ri}(a-0) \quad (4.11)$$

$$\left(\delta p_{le} - \frac{B_{\varphi e}^2}{r} \xi_{re} \right) \Big|_{a+0} = \left(\delta p_{li} - \frac{B_{\varphi i}^2}{r} \xi_{ri} \right) \Big|_{a-0}. \quad (4.12)$$

Наявний в (4.12) збурений повний тиск $\delta p_{l\alpha}$ виражається через $\xi_{r\alpha}$ наступним чином [14]

$$\delta p_{l\alpha} = \frac{1}{m^2} \left[2mB_{\varphi\alpha}F_{\alpha}\xi_{r\alpha} + (\rho_{\alpha}\omega^2 - F_{\alpha}^2)r \frac{d}{dr}(r\xi_{r\alpha}) \right]. \quad (4.13)$$

Тут і надалі будемо залишати в рівняннях букву m , щоб у подальшому відрізнити випадки $m=1$ і $m=-1$, і опускати $m^2=1$.

Рівняння (4.10) – (4.13) спільно з умовою відсутності збурень на нескінченності $\xi_{re}(r \rightarrow \infty) \rightarrow 0$, будемо використовувати для отримання дисперсійного рівняння для гвинтових мод з $m = \pm 1$.

4.3 Власні функції

З (4.1), (4.7) і (4.10) отримаємо рівняння малих коливань всередині плазмового шнура

$$(\rho_i\omega^2 - F_i^2) \frac{d}{dr} \left(r^3 \frac{d\xi_{ri}}{dr} \right) = 0. \quad (4.14)$$

При отриманні (4.14) враховано, що $F_i = \text{const}$ згідно (4.1) і (4.7). Розв'язок (4.14) має досить простий вигляд

$$\xi_{ri} = \xi_a = \text{const} \quad (r \leq a). \quad (4.15)$$

Ззовні плазмового шнура рівняння малих коливань приймає вигляд

$$\frac{d}{dr} \left[r^3 (\rho_e\omega^2 - F_e^2) \frac{d\xi_{re}}{dr} \right] = 0. \quad (4.16)$$

Звідки, враховуючи (4.7), слідує

$$r^3 \left[\rho_e\omega^2 - \left(\frac{ma^2}{r^2} \frac{B_{\varphi}(a)}{a} + k_z B_{ze} \right)^2 \right] \frac{d\xi_{re}}{dr} = \eta_a B_{\varphi}^2(a), \quad (4.17)$$

де $\eta_a = \text{const}$, а постійний множник $B_{\varphi}^2(a)$ введено в праву частину (4.17) для зручності розрахунків. Рівняння (4.17) у безрозмірному вигляді виглядає наступним чином

$$x^3 \left[\tilde{\omega}^2 - \left(\frac{m}{x^2} + \kappa \right)^2 \right] \frac{d\xi_{re}}{dx} = \eta_a. \quad (4.18)$$

Тут використано позначення

$$x = \frac{r}{a}, \quad \tilde{\omega}^2 = \frac{\rho_e \omega^2 a^2}{B_\varphi^2(a)}, \quad \kappa = \frac{k_z a B_{ze}}{B_\varphi(a)}. \quad (4.19)$$

З (4.18) видно, що зовнішнє радіальне зміщення ξ_{re} виражається через x , $\tilde{\omega}$, κ і m . Отже підстановка ξ_{ri} і ξ_{re} в рівняння (4.11) і (4.12) приводить до дисперсійного рівняння, яке виражає $\tilde{\omega}$ через κ і m . Отримання цього рівняння може бути суттєво спрощено, якщо звернутися до рівняння (4.18). З нього слідує, що можна обмежитись розглядом збурень з $\tilde{\omega} > 0$. Крім того, з очевидної рівності $\left(\frac{m=1}{x^2} - \kappa \right)^2 = \left(\frac{m=-1}{x^2} + \kappa \right)^2$ слідує, що достатньо розглянути збурення з $m=1$ і $-\infty < \kappa < +\infty$. Таким чином, рівнянн (4.18) без обмеження спільності можна переписати у вигляді

$$x^3 \left[\tilde{\omega}^2 - \left(\frac{1}{x^2} + \kappa \right)^2 \right] \frac{d\xi_{re}}{dx} = \eta_a. \quad (4.20)$$

Ліва частина (4.20) не повинна обертатися в нуль при будь-якому $x \in (1, \infty)$. Ця обставина призводить до наступних обмежень на частоту: $\tilde{\omega} < |\kappa|$, $\tilde{\omega} > |\kappa| + 1$. Перша нерівність приводить до обмеження мод по частоті. Мабуть, з цієї причини в [32] ця умова була названа умовою замкненості мод. Що стосується другої нерівності, то вона свідчить про можливість існування мод з досить великими частотами, що суперечить МГД-моделі, яка використовується. З цієї причини будемо вважати, як і в роботі [32], що частота задовольняє нерівності

$$\tilde{\omega} < |\kappa|. \quad (4.21)$$

Інтегруючи (4.20), отримаємо

$$\xi_{re}(x) = -\eta_a \int_x^\infty \frac{dx/x^3}{\left[\tilde{\omega}^2 - \left(\frac{1}{x^2} + \kappa \right)^2 \right]}. \quad (4.22)$$

З (4.11), (4.15) і (4.22) знаходимо

$$\eta_a = \frac{2\xi_a}{F(1)}, \quad (4.23)$$

де

$$F(x) = \int_x^\infty \frac{d(1/x^2)}{\left[\tilde{\omega}^2 - \left(\frac{1}{x^2} + \kappa \right)^2 \right]}. \quad (4.24)$$

З (4.22) і (4.23) слідує

$$\xi_{re} = \xi_a \frac{F(x)}{F(1)}. \quad (4.25)$$

Таким чином, власні функції ξ_r для гвинтових мод $m = \pm 1$ визначаються виразами (4.15) і (4.25).

Підставляючи вираз (4.23) для η_a в (4.17), отримаємо рівняння

$$r^3 \left[\rho_e \omega^2 - \left(\frac{a^2}{r^2} \frac{B_\phi(a)}{a} + k_z B_{ze} \right)^2 \right] \frac{d\xi_r}{dr} = \frac{2\xi_a B_\phi^2(a)}{F(1)},$$

з якого знаходимо співвідношення

$$r^2 \left(\rho_e \omega^2 - F_e^2 \right) \frac{d\xi_{re}}{dr} \Big|_{r=a+0} = \frac{2\xi_a B_\phi^2(a)}{aF(1)}. \quad (4.26)$$

яке зручно використовувати при розрахунку граничної умови (4.12).

4.4 Дисперсійне рівняння у випадку $\omega^2 > 0$

З (4.12), (4.13) (4.15), (4.25) і (4.26) отримаємо дисперсійне рівняння для хвильових мод з $\omega^2 > 0$

$$F(1) = \frac{2}{\left[\tilde{\omega}^2 (\zeta - 1) - \kappa^2 (\beta^2 - 1) \right]}, \quad (4.27)$$

де $\zeta = \frac{\rho_i}{\rho_e}$, $\beta = \frac{B_{zi}}{B_{ze}}$. Враховуючи умову (4.21), знаходимо

$$F(1) = \int_1^\infty \frac{d(1/x^2)}{\tilde{\omega}^2 - \left(\frac{1}{x^2} + \kappa \right)^2} = \frac{1}{2\tilde{\omega}} \ln \left| \frac{(\tilde{\omega} + \kappa)(1 + \kappa - \tilde{\omega})}{(\tilde{\omega} - \kappa)(1 + \kappa + \tilde{\omega})} \right|, \quad (4.28)$$

З (4.27) і (4.28) слідує

$$\frac{\left[\tilde{\omega}^2 (\zeta - 1) - \kappa^2 (\beta^2 - 1) \right]}{\tilde{\omega}} \ln \left| \frac{(\tilde{\omega} + \kappa)(1 + \kappa - \tilde{\omega})}{(\kappa - \tilde{\omega})(1 + \kappa + \tilde{\omega})} \right| = 4. \quad (4.29)$$

Якщо, слідуючи [32], припустити неперервність z -ої компоненти вертикального магнітного поля на границі плазмового шнура, тобто при $r = a$ покласти $B_{zi} = B_{ze} = B_0$, то з (4.29) отримаємо наступне дисперсійне рівняння

$$\tilde{\omega} \ln \left| \frac{(\tilde{\omega} + \kappa)(1 + \kappa - \tilde{\omega})}{(\kappa - \tilde{\omega})(1 + \kappa + \tilde{\omega})} \right| = \frac{4}{\zeta - 1}. \quad (4.30)$$

Це рівняння повністю співпадає з дисперсійним рівнянням, отриманим в [32]. Крім нерівності (4.21), наявні (4.29) величини $\tilde{\omega}$ і κ повинні також задовольняти умові

$$\tilde{\omega}^2 > \kappa^2 \frac{(\beta^2 - 1)}{(\zeta - 1)}. \quad (4.31)$$

Таким чином, з (4.21) і (4.31) слідує, що задача про поширення гвинтової моди $m = 1$ зводиться до розв'язку дисперсійного рівняння (4.29) з наступними обмеженнями на величини $\tilde{\omega}$ і κ :

$$|\kappa| \sqrt{\frac{(\beta^2 - 1)}{(\zeta - 1)}} < \tilde{\omega} < |\kappa|. \quad (4.32)$$

З нерівностей (4.32) випливають обмеження на величини β^2 і ζ

$$\beta^2 < \zeta, \quad \zeta > 1, \beta^2 > 1. \quad (4.33)$$

Тут можна обмежитися розглядом випадку $\zeta > \beta^2 > 1$, оскільки зворотна нерівність $\zeta < \beta^2 < 1$ хоча формально математично і задовольняє (4.32), але не відповідає реальній фізичній ситуації. Як правило, значення щільності плазми і вертикальної компоненти магнітного поля, через які визначаються величини ζ і β^2 , всередині плазмового шнура більші, ніж ззовні ($\rho_i > \rho_e$ і $B_{zi} > B_{ze}$). Тому зазвичай розглядаються тільки нерівності $\zeta > \beta^2 > 1$.

Нерівності (4.21) і (4.33) визначають області зміни параметрів $\tilde{\omega}$, κ , β і ζ , для яких існують розв'язки (4.29).

4.5 Наближення малого азимутального магнітного поля

Дисперсійне рівняння (4.29) має досить складний вигляд, і його зручно аналізувати чисельно. Спростимо це рівняння, використовуючи наближення $\kappa = k_z a B_{ze} / B_\phi(a) \gg 1$. Оскільки рівняння (4.29) було отримано в наближенні тонкого плазмового $k_z a \ll 1$, то, відповідно, вказане наближення означає $B_\phi(a) / B_{ze} \ll k_z a \ll 1$, тобто малість

азимутального магнітного поля на границі шнура $B_\varphi(a)$ в порівнянні з зовнішнім вертикальним магнітним полем B_{ze} . Малість величини $(\kappa)^{-1}$, дозволяє суттєво спростити вираз під логарифмом. З цієї метою перепишемо рівняння (4.29) у вигляді

$$\left| \frac{\tilde{\omega}^2(\zeta-1) - \kappa^2(\beta^2-1)}{\tilde{\omega}} \right| \ln \left| 1 + \frac{2\tilde{\omega}}{\kappa^2 + \kappa - \tilde{\omega}^2 - \tilde{\omega}} \right| = 4. \quad (4.34)$$

Покладемо, що величини κ і $\tilde{\omega}$ задовольняють умовам $\tilde{\omega} \gg 1$ і $\kappa^2 - \tilde{\omega}^2 \gg \tilde{\omega}$. Використовуючи апроксимацію $\ln(1+x)|_{x \ll 1} \approx x$ з (4.34) отримаємо дисперсійне рівняння

$$\tilde{\omega}^2(1+\zeta) = \kappa^2(1+\beta^2) + 2\kappa. \quad (4.35)$$

Видно, отримане рівняння задовольняє чотирма тримане рівняння задовольняє зробленому припущенню. В розмірних величинах рівняння (4.35) має вигляд

$$\omega^2(\rho_i + \rho_e) = k_z^2(B_{zi}^2 + B_{ze}^2) + \frac{2B_\varphi(a)}{a} k_z B_{ze} \quad (4.36)$$

і описує стійкі коливання. З (4.36) для неперервного вертикального магнітного поля отримаємо результат роботи [32]

$$\omega^2 = \frac{\sqrt{2} B_0}{(\rho_i + \rho_e)^{1/2}} k_z \left(1 + \frac{B_\varphi^2}{2\kappa_z a B_0} \right).$$

Цей результат також отримується безпосередньо з (4.30).

Зупинимось на вигляді власних функцій радіальних зміщень ξ_r в розглянутому наближенні. З (4.15), (4.24), (4.25) знаходимо

$$\xi_r = \begin{cases} \xi_a = \text{const}, & r < a \\ \xi_a \left(\frac{a}{r} \right)^2, & r \geq a \end{cases}. \quad (4.37)$$

В роботах [8, 23] ці власні функції були названі глобальними.

4.6 Дисперсійне рівняння у випадку $\omega^2 < 0$

Розглянемо можливість реалізації нестійких збурень в циліндричному плазмовому шнурі. Як показано в [5], МГД-рівняння малих коливань (4.4) для ідеальної плазми можуть мати розв'язки тільки або з $\omega^2 > 0$, або з $\omega^2 < 0$. Тому можемо покласти $\omega^2 = -\gamma^2$ і досліджувати нестійкі збурення, що наростають у часі як $\exp(\gamma t)$. При вказаній заміні рівняння (4.27) модифікується наступним чином

$$G(1) = \frac{2}{\tilde{\gamma}^2 (\zeta - 1) + \kappa^2 (\beta^2 - 1)}, \quad (4.38)$$

де використано наступні позначення

$$G \equiv \int_x^\infty \frac{d(1/x^2)}{\left[\tilde{\gamma}^2 + \left(\frac{1}{x^2} + \kappa \right)^2 \right]}, \quad (4.39)$$

$$\tilde{\gamma}^2 \approx \frac{\rho_e \gamma^2 a^2}{B_\phi^2(a)}. \quad (4.40)$$

Рівняння (4.38) можна отримати прямими розрахунками. Оскільки

$$G(1) = -\frac{1}{\tilde{\gamma}} \left[\frac{\pi}{2} - \arctg \frac{\tilde{\gamma}^2 + \kappa^2 + \kappa}{\tilde{\gamma}} \right],$$

то дисперсійне рівняння (4.38) для нестійких мод має вигляд

$$\arctg \frac{\tilde{\gamma}^2 + \kappa^2 + \kappa}{\tilde{\gamma}} = \frac{\pi}{2} + \frac{2\tilde{\gamma}}{\tilde{\gamma}^2 (\zeta - 1) + \kappa^2 (\beta^2 - 1)}. \quad (4.41)$$

Оскільки ліва частина в (4.41) не перевищує $\pi/2$, а права – більше $\pi/2$, то у цього рівняння відсутні розв'язки, цього уравнения отсутствуют решения і, отже, нестійкі моди не реалізуються.

4.7 Чисельний аналіз дисперсійного рівняння

Перейдемо до чисельного дослідження дисперсійного рівняння (4.29). Області, в яких існують рішення рівняння (4.29), визначаються з умови додатності виразу під знаком модуля (для від'ємного випадку отримуємо такі ж області)

$$\frac{(1 + \kappa - \tilde{\omega})(\kappa + \tilde{\omega})}{(1 + \kappa + \tilde{\omega})(\kappa - \tilde{\omega})} > 0.$$

Досліджуючи знак множників-складових цього виразу, отримуємо області існування рішення, та їх асимптотику з рівності даних множників нулю. Відповідно, асимптотами є прямі $\tilde{\omega} = \kappa + 1$, $\tilde{\omega} = \kappa$, $\tilde{\omega} = -\kappa$, $\tilde{\omega} = -\kappa - 1$.

Дослідимо поведінку залежності $\tilde{\omega}(\kappa)$. В області $|\kappa| \gg 1$ для рівняння (4.29) маємо наступний апроксимаційний вираз (див. (4.35)).

$$\tilde{\omega} \approx \frac{|\kappa|}{\sqrt{\zeta + 1}} \sqrt{1 + \beta^2 + \frac{2}{\kappa}}. \quad (4.44)$$

Отримаємо наближений вираз $\tilde{\omega}(\kappa)$ для інтервалів поблизу асимптот. Для інтервалу $0 < \kappa < 1$ цей вираз має вигляд

$$\tilde{\omega} \approx \kappa \left(1 - \frac{2}{1+2\kappa} \exp \left(-\frac{4}{\kappa(\zeta - \beta^2)} \right) \right). \quad (4.45)$$

При значеннях $\kappa = -1 - \delta$, $\delta \ll 1$, наближений вигляд рівняння (4.29) записується наступним чином

$$\tilde{\omega} \approx -(\kappa + 1) \left(1 + \frac{2}{1+2\kappa} \exp \left(\frac{4(\kappa + 1)}{\kappa^2(\zeta - \beta^2) + (1+2\kappa^2)(\zeta - 1)} \right) \right). \quad (4.46)$$

Графік залежності $\tilde{\omega}(\kappa)$ має вигляд, представлений на рис. 4.2, 4.3 для $\zeta = 10$ і $\zeta = 3$ відповідно, і дозволяє побачити, що її характер залишається аналогічним випадку неперервного поля (див. [32]) в областях $\kappa > 0$ і $\kappa < -1$, однак з'являються додаткові розв'язки в інтервалі $-1 < \kappa < 0$. Згідно з розрахунками, апроксимацією (4.44) можна користуватися в інтервалі $-1 < \kappa < 0$. Поблизу асимптоти $\tilde{\omega} = \kappa + 1$ в інтервалі $-1 < \kappa < 0$ наближений вигляд рівняння (4.29) можна записати наступним чином

$$\tilde{\omega} \approx (\kappa + 1) \left(1 + \frac{2}{1+2\kappa} \exp \left(\frac{4(\kappa + 1)}{\kappa^2(\zeta - \beta^2) + (1+2\kappa^2)(\zeta - 1)} \right) \right). \quad (4.47)$$

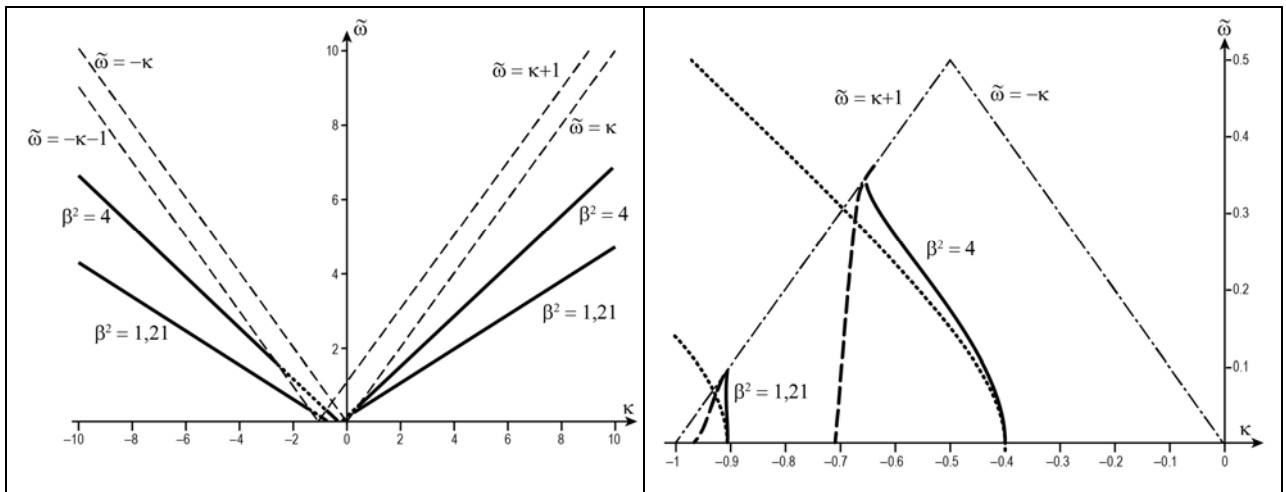


Рисунок 4.2 – Графічне представлення залежності $\tilde{\omega}(\kappa)$ при $\zeta = 10$. Представлено два випадки: $\beta^2 = 4$ і $\beta^2 = 1,21$. Суцільна лінія являє собою графік рівняння (4.29), пунктир – апроксимацію (4.44). Рисунок б) є збільшеним зображенням області $-1 < \kappa < 0$, широкий пунктир відповідає апроксимації (4.47)

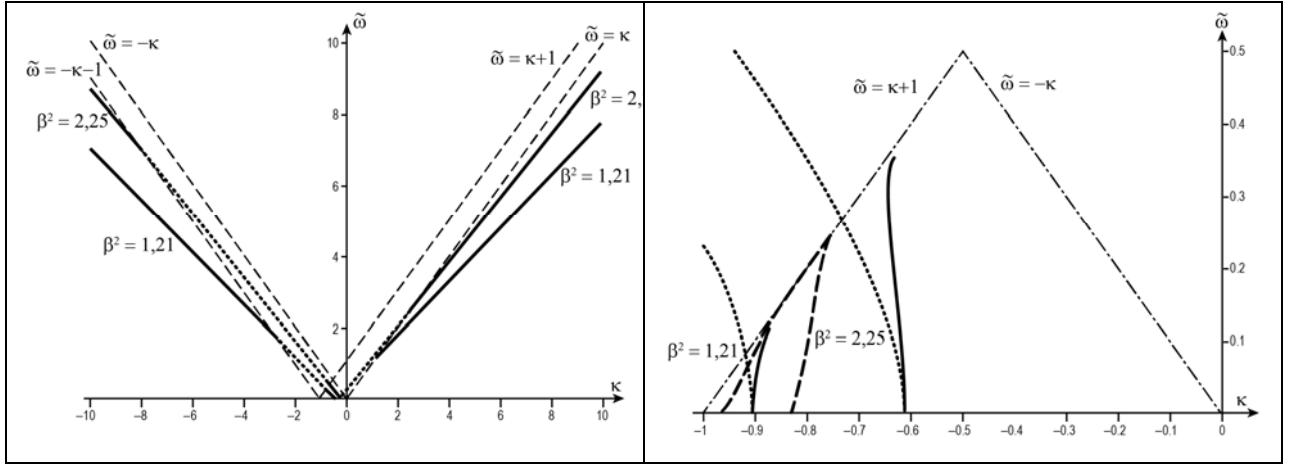


Рисунок 4.3 – Графічне представлення залежності $\tilde{\omega}(\kappa)$ при $\zeta = 3$. Представлено два випадки: $\beta^2 = 2,25$ и $\beta^2 = 1,21$. Суцільна лінія являє собою графік рівняння (4.29), пунктир – апроксимацію (4.45). Рисунок б) є збільшеним зображенням області $-1 < \kappa < 0$, широкий пунктир відповідає апроксимації (4.47)

Отримані вище результати при $\beta^2 = 1$ повністю відповідають результатам, отриманим для неперервного вертикального магнітного поля, розглянутого раніше в роботі [32].

4.8 Висновки до розділу 4

Проведено аналіз умов поширення гвинтових мод з $m = \pm 1$ в «тонкій» неоднорідній по радіусу магнітній силоній трубці. Основна увага була приділена проблемі знаходження власних частот і власних функцій таких гвинтових збурень. Ми припустили, що на границі плазмового шнура вертикальне магнітне поле є розривним і що по трубці тече однорідний струм. Цей струм генерує азимутальне магнітне поле, наростаюче пропорційно r всередині трубки і спадає як r^{-1} від границі шнура. Щільності плазми всередині і зовні трубки передбачалися постійними. Ці припущення призводять до рівнянь малих коливань (4.14) і (4.16) всередині і зовні плазмового шнура для хвильових мод з $\omega^2 > 0$. Аналіз рівняння (4.16) показав, що воно має рішення при частотах, що задовольняють нерівності (4.21).

Рішення зазначених рівнянь з граничними умовами (4.11) і (4.12) на границі шнура призводить до досить складного в математичному сенсі дисперсійного рівняння (4.29). Якісний аналіз цього рівняння показав, що воно має рішення тільки для певних значень магнітних полів і щільностей, що задовольняють нерівностям (4.21) і (4.33).

Дисперсійне рівняння (4.29) було досліджено в наближенні малого азимутального магнітного поля. Отримано аналітичний вираз (4.35) для частоти, який в разі відсутності азимутального магнітного поля переходить в добре відомий в теорії сонячних магнітних трубок результат [10]. Встановлено, що в цьому випадку власна функція радіального зсуву (4.37) збігається з радіальним зсувом, отриманим в [8, 23] в цьому ж наближенні. Цей зсув має вигляд «сходінки», з амплітудою, спадною від границі шнура. Саме тому мода була названа в зазначених роботах глобальною.

В рамках розглянутої моделі також досліджено питання про генерацію нестійких гвинтових мод. Для таких мод отримано дисперсійне рівняння (4.41), з якого випливає, що рішення з $\omega^2 < 0$ не реалізуються. Цей результат є важливим з точки зору спостережень сонячної активності.

Було проведено чисельне дослідження дисперсійного рівняння (4.29) для стійких мод $\omega^2 > 0$. На рис. 4.2 і 4.3 представлено основні результати чисельного аналізу цього рівняння. Рівняння (4.44) – (4.47) дозволяють досить точно апроксимувати наведені на цих рисунках чисельно розраховані криві. Показано, що існують три інтервали зміни κ , всередині яких залежність $\tilde{\omega}(\kappa)$, яка визначається з (4.29), має ненульові рішення. В інтервалі $\kappa > 0$ існує одна мода, що узгоджується з результатами [32] для неперервного вертикального магнітного поля. В області $-1 < \kappa < 0$ в залежності від параметрів плазми і магнітного поля можуть існувати або одне, або два рішення. Як показано в [32], дисперсійне рівняння (4.30) в цьому інтервалі не має рішень. В останньому інтервалі $\kappa < -1$ при виконанні певної умови можуть існувати дві хвильові моди, що узгоджується з результатом [32]. У випадку неперервного магнітного поля ($\beta^2 = 1$) результати, наведені рівняннями (4.44) - (4.47), точно переходять в результати роботи [32].

5. ДОСЛІДЖЕННЯ РЕЗОНАНСНИХ ЯВИЩ В ІОНОСФЕРІ ЗА СУПУТНИКОВИМИ ВИМІРЮВАННЯМИ

Поширення акустико-гравітаційних хвиль (АГХ) на іоносферних висотах проявляється у вигляді рухомих іоносферних збурень (РІЗ). Основна експериментальна інформація щодо характеристик хвильових збурень верхньої атмосфери традиційно отримується саме на основі спостережень РІЗ за допомогою наземних вимірювальних засобів [1]. В різних географічних областях іоносферний відгук на поширення АГХ має свої особливості. Відгук на поширення АГХ в F2-області іоносфери низьких широт було докладно досліджено в роботі [2] за даними спостережень екваторіального супутника Atmosphere Explorer-E. Найбільш складною і, водночас, найменше вивченою є реакція на поширення АГХ у високоширотній іоносфері, де через вплив електричних полів і висипань заряджених частинок не завжди можна відокремити прояви АГХ від інших типів іоносферних збурень. Особливості поширення АГХ в полярних областях у параметрах нейтральної атмосфери розглядалися в роботі [3]. В той же час, синхронних досліджень варіацій параметрів нейтральних частинок та іонів під час поширення АГХ у високих широтах, до цього часу не проводилося.

Морфологія збурень нейтральної атмосфери та іоносфери в полярних областях є дуже складною, оскільки саме тут відбувається найбільш інтенсивний вплив факторів геомагнітної та сонячної активності на стан верхньої атмосфери та іоносфери. Висипання заряджених частинок та модифікація магнітосферно-іоносферних струмових систем значно ускладнюють динаміку високоширотної плазми і нейтральної атмосфери, призводячи до генерації різних типів збурень. Оскільки в цих областях відбувається найбільш інтенсивний у всій верхній атмосфері енергообмін між різними висотними ланками геокосмосу, амплітуди збурень мають бути максимальними. Важливу роль у перерозподілі енергії високоширотних збурень у планетарному масштабі відіграють атмосферні гравітаційні хвилі (АГХ). Ці хвилі досліджуються більш як 60 років численними наземними методами діагностики іоносферної плазми і, в значно меншій мірі, на основі супутникових вимірювань.

Контактні вимірювання з борту супутника дозволяють відтворити глобальну картину хвильової активності нейтральної атмосфери на іоносферних висотах. Аналіз вимірювань на супутнику Dynamics Explorer 2 (DE2) показав, що над полярними шапками в обох півкулях на висотах F2-області іоносфери систематично спостерігаються хвильові збурення з великими відносними амплітудами у варіаціях концентрації і температури нейтральних частинок (до 10%). За рядом характерних ознак, які докладно описано в

цьому розділі нижче, ці варіації було ідентифіковано як АГХ з виділеними спектральними властивостями: горизонтальними довжинами хвиль – 500-650 км і періодами – 12,0-14,0 хвилин, що приблизно відповідають періоду Брента-Вайсяля для умов спостережень [3, 4]. Характерний розподіл відносних варіацій концентрації вздовж окремого витка DE2 показано на рис. 5.1. Видно, що полярні АГХ є найбільш помітними хвильовими збуреннями в даних супутникових вимірювань, які за відносною амплітудою на порядок перевищують рівень коливань в середніх і низьких широтах. Протяжність областей полярної хвильової активності складає в середньому кілька тисяч кілометрів.

У першому підрозділі досліджено розподіл полярних АГХ та встановлено їх просторовий зв'язок з авроральним овалом. В другому визначено систематично переважаючий напрямок поширення цих хвиль з ночі в день. В третьому підрозділі досліджено область в денному секторі, де різко обмежується хвильова активність. В четвертому і п'ятому підрозділах встановлено зв'язок переважаючих напрямків АГХ з термосферним вітром та наведено прояви зв'язку УНЧ магнітосферних хвиль з АГХ.

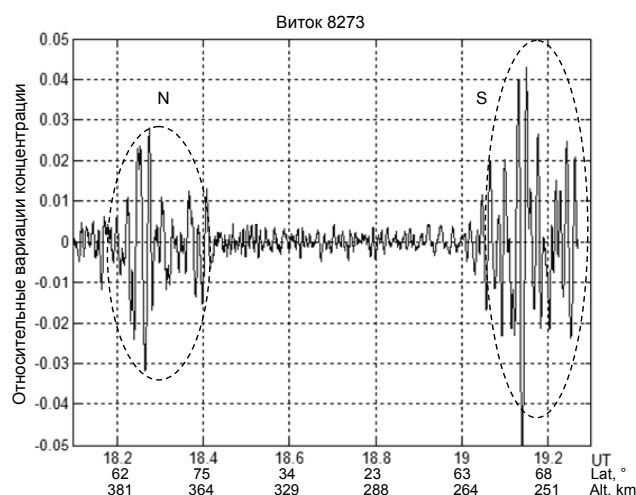


Рисунок 5.1 – Характерний розподіл відносних варіацій концентрації вздовж окремого витка DE 2. Висота супутника змінювалась приблизно від 340 до 250 км, географічна широта от +70° N до -50° S

5.1 Зв'язок полярних АГХ з авроральним овалом

Для дослідження просторового зв'язку полярних АГХ з авроральним овалом було проаналізовано дані вимірювань за весь період активного функціонування DE2 з вересня 1981 р. по лютий 1983 р. Орбіта супутника була сонячно-синхронна, проте завдяки її повільній прецесії спостереженнями були охоплені практично всі годинні пояси.

Систематичність вивчення глобального розподілу хвильової активності ускладнювалась зміною висоти орбіти (еліптична з апогеєм близько 1000 км і перигеєм 240 км на початку місії). Оскільки АГХ впевнено реєструвались не вище 400 км, зрозуміло, що в різні періоди функціонування супутника умови для спостереження південної і північної полярних областей були нерівноцінними. В окремі місяці супутник знаходився надто високо, пролітаючи полярні шапки, а мінімум висоти орбіти припадав на низькі широти. Найбільш сприятливі умови для спостереження полярних АГХ склалися наприкінці місії DE2 в січні-лютому 1983 р., коли супутник знизився настільки, що можна було досліджувати хвильову активність над обома полярними шапками на одному й тому ж витку. Всього відібрано і проаналізовано близько 280-ти витків, коли супутник пролітав над полярними шапками нижче 350 км.

Особливості розподілу АГХ для південної (зліва) та північної (справа) півкуль представлено на рис. 5.2 [2]. В геомагнітних координатах (інваріантна широта і магнітний місцевий час) показано приблизні границі, коли амплітуда полярних АГХ зрівнюється з фоновим рівнем. Під границями розуміємо початок і кінець області підвищеної хвильової активності. В цілому ці границі демонструють виражений просторовий зв'язок з авроральним овалом (рис. 5.2).

Відмітимо, що, на відміну від великомасштабних АГХ, частота появи яких корелює з геомагнітною активністю [4,5], розглядувані хвилі спостерігалися систематично при різних рівнях активності. Полярні АГХ фактично заповнюють авроральний овал зсередини, лише зрідка спостерігаючись з його зовнішнього боку. В південній півкулі в січні-лютому, а в північній півкулі в червні-липні хвильова активність в нічному секторі поширюється далеко за межі овалу, інколи до 20° геомагнітної широти, утворюючи своєрідні «хвости» (рис. 5.2в, е). В інші пори року полярні АГХ, як правило, обмежуються геомагнітними широтами $55-70^\circ$ вночі і $65-80^\circ$ вдень. Відмітимо, що нічний «хвіст» в південній півкулі зміщений ближче до вранішніх годин, ніж у південній півкулі (рис. 5.2 в, е). Проте ці нічні "хвости" в розподілі полярних АГХ мають амплітуди в кілька разів менші, ніж хвилі в межах овалу, тобто можна стверджувати, що основна хвильова активність все-таки зосереджена всередині овалу. В денному секторі амплітуди АГХ обмежуються, як правило, різко, часто навіть на фоні зростання амплітуди і ніколи не досягають середніх геомагнітних широт.

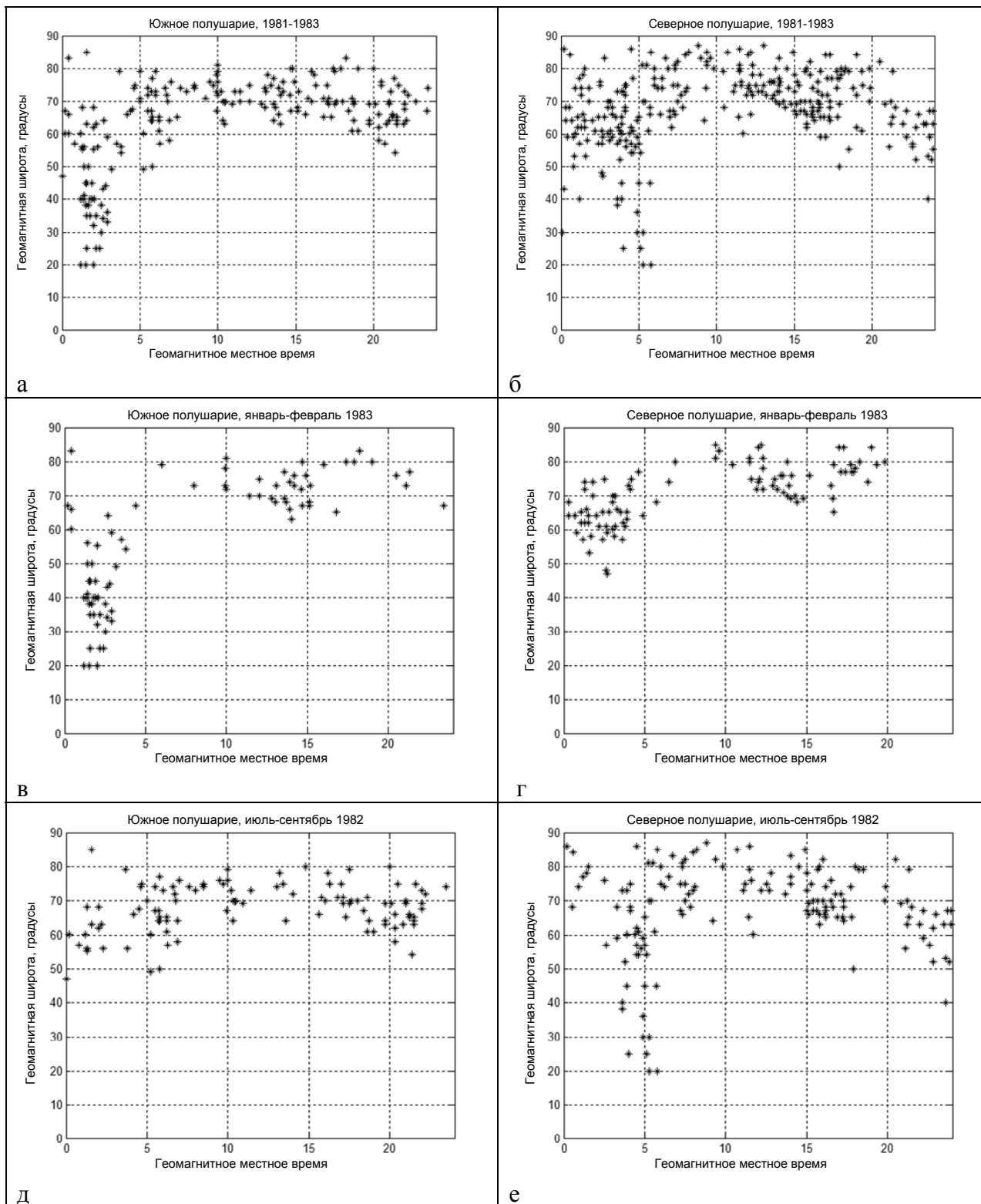


Рисунок 5.2 – Границі полярних АГХ: а, б – інтегральна картина за весь період спостережень; в, г – січень-лютий; д, е – червень-липень

5.2 Переважаючі напрямки поширення АГХ

Положення границь полярних АГХ дає просторове уявлення щодо зв'язку цих хвиль з авроральним овалом. Для отримання більш повної картини глобального розподілу необхідно встановимо напрямки їх розповсюдження.

Орбіта DE2 сонячно-синхронна з нахилом 89.9° , тому, якщо супутник половину витка летить в годинному поясі LT1, то іншу половину – в $LT2=LT1\pm 12^h$. Перехід день-ніч або ранок-вечір відбувається поблизу географічних полюсів. В таблиці 5.1 наведено три окремих блоки з результатами спостережень АГХ для різних локальних годинних поясів. Блоки 1 і 3 відносяться до періоду, коли орбіта DE2 була синхронізована в поясах день-ніч, блок 2 – ранок-вечір. Із спостережень полярних АГХ слідує: при синхронізації орбіти в широкому діапазоні годинних поясів $22-04^h$ і $10-16^h$ за місцевим сонячним часом спостерігається систематичний напрямок руху АГХ з ночі в день (табл. 5.1). Така ситуація реалізується в обох півкулях і в різні пори року. При синхронізації орбіти в поясах $6-9^h$ і $18-21^h$ (ранок-вечір) напрямок поширення не є систематичним: зустрічаються АГХ, що рухаються як назустріч супутнику, так і від нього, а також розщеплення хвильової області на дві з зустрічними рухами (“ $\rightarrow\leftarrow$ ”, табл.5.1). Інколи зсув фаз між коливаннями концентрації O і N_2 не виражений і неможливо визначити, куди поширюється хвиля.

На основі аналізу спостережень можна зробити висновок, що гіпотетичне джерело полярних АГХ повинно бути розташоване в нічному секторі овалу і бути досить протяжним (близько 6-ти годинних поясів). Впродовж доби таке джерело описує коло відносно географічного полюса і виявляється по-різному розташованим відносно нього в залежності від моменту UT. Як видно з таблиці, зустрічні хвильові рухи спостерігаються над південною полярною шапкою в інтервалі UT приблизно від 3 до 7 годин. Саме в ці години нічний сектор овалу знаходиться найближче до південного географічного полюса і, відповідно, супутник пролітає найближче до джерела.

Спостережувані особливості поширення полярних АГХ можна зрозуміти, уявивши хвильові фронти у вигляді дуг, що повторюють конфігурацію нічного сектора овалу. Можливі варіанти перетину хвильових фронтів супутником показано на рис. 5.3. зліва, а відповідні їм варіації в газах – справа. Жирною дугою позначено гіпотетичне джерело, від якого хвилі поширюються всередину овалу. Найчастіше реалізуються варіанти, коли хвиля рухається назустріч супутнику (стрілка 3), або в одному з ним напрямку (стрілка 2).

Таблиця 5.1 – Характеристики полярних АГХ: 1 – номер витка; 2 – відносні варіації концентрації; 3 – зміна висоти орбіти в межах хвильового цугу; 4 – інтервал UT, який відповідає хвильовій області; 5 – інваріантна широта; 6 – місцевий сонячний час; 7 – місцевий магнітний час; 8 – південна (S) або північна (N) півкуля; 9 – напрямок АГХ (“←” – хвиля поширюється назустріч супутнику, “→” – в одному напрямку з супутником)

ВИТОК	$\frac{\delta n}{n_0}, \%$	висота	UT	LAT	SLT	LMT	півкуля	напрямок
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1. липень-серпень, 1982 р.								
4983	2	300-400	7.60-7.80	67-68	15.9-3.9	15.4-4.1	N	←
4984	3	300-430	9.19-9.43	70-59	15.9-3.9	16.0-3.3	N	←
4986	4	310-430	12.35-12.56	74-57	15.9-3.9	17.7-2.6	N	←
4991	3	290-370	20.15-20.35	70-67	15.9-3.9	16.5-4.1	N	←
5053	5	300-400	21.80-22.04	67-62	15.6-3.6	15.0-4.5	N	←
5424	4-5	370-300	6.04-6.25	63-72	2.0-14.0	1.6-14.1	S	→
5454	5	370-300	5.10-5.30	56-80	1.8-13.8	1.3-14.8	S	→
5462	3-5	420-320	17.57-17.75	63-74	1.8-13.8	2.2-13.0	S	→
5487	3-4	350-310	8.89-9.05	56-76	1.7-13.7	2.3-9.5	S	→
5500	5	340-310	5.30-5.53	55-72	1.6-13.6	1.3-14.0	S	→
5600	3-5	320-310	18.14-18.34	68-64	1.2-13.2	1.3-13.6	S	→
5614	2-4	315-310	16.10-16.26	68-73	1.2-13.2	2.0-11.4	S	→
2. листопад, 1982 р.								
6852	2	340-290	4.00-4.20	64-65	20.2-8.2	21.5-6.9	S	→←
6901	2	340-300	7.84-7.98	69-70	20.0-8.0	22.0-5.0	S	не виражено
6903	5	350-315	10.90-11.00	70-85	20.0-8.0	21.0-1.6	S	→
6922	2	310-290	16.39-16.50	71-70	19.9-7.9	16.8-10.5	S	←
6925	2	305-295	21.08-21.20	71-76	19.9-7.9	17.1-9.5	S	←
6930	2	315-295	7.75-4.95	63-64	19.9-7.9	21.5-6.2	S	→←
6940	2	300	20.28-20.40	69-76	19.8-7.8	17.1-10.0	S	←
6972	2-3	295-310	21.80-21.95	70-74	19.7-7.7	18.0-8.5	S	не виражено
6991	2	295-315	3.20-3.34	73-65	19.6-7.6	22.1-6.2	S	→←
6992	2	290-305	4.68-4.85	65-67	19.6-7.6	21.5-5.5	S	→←
6994	2	300-305	7.72-7.91	65-65	19.6-7.6	21.2-5.8	S	→←
7004	3-4	295-325	23.26-23.45	61-74	19.5-7.5	19.0-7.6	S	←
7005	3	300-320	0.84-1.00	69-70	19.5-7.5	20.1-6.8	S	не виражено
7022	2-3	295-335	3.08-3.30	63-61	19.5-7.5	20.8-6.3	S	→←
7048	2-3	295-320	19.31-19.42	70-75	19.3-7.3	16.0-9.7	S	←
7054	2	300-335	4.53-4.72	65-64	19.3-7.3	21.2-5.7	S	→←
7076	2	290-315	14.50-14.62	70-73	19.2-7.2	17.6-10.2	S	←
3. січень, 1983 р.								
8192	10-15	340-370	16.02-16.18	62-78	2.0-14.0	1.1-18.0	N	→
8196	5-10	340-375	22.04-22.26	59-72	2.0-14.0	2.7-11.9	N	→
8201	3-5	340-370	5.61-5.71	75-81	2.0-14.0	4.2-12.3	N	→
8205	4-6	340-370	11.64-11.78	68-77	2.0-14.0	0.3-17.4	N	→
8206	5-7	340-375	13.13-13.30	59-77	2.0-14.0	0.8-17.9	N	→
8208	6-10	350-375	16.19-16.33	65-79	2.0-14.0	1.1-17.7	N	→
8215	3-4	270-250	3.58-3.78	77-40	14.0-2.0	21.3-1.4	S	←
8216	5-6	280-250	4.95-5.30	67-35	13.9-1.9	14.7-1.8	S	←
8257	5	265-250	18.90-19.17	66-45	13.8-1.8	13.9-1.5	S	←
8273	3-5	260-250	19.04-19.27	73-50	13.7-1.7	14.2-1.4	S	←
8286	2-3	260-250	14.60-14.90	70-32	13.6-1.6	11.4-2.0	S	←
8303	4-6	250-255	16.20-16.42	70-55	13.6-1.6	12.0-2.0	S	←
8304	6-8	250-260	17.70-18.00	68-35	13.6-1.6	13.0-1.6	S	←

На рис. 5.3 внизу справа в варіаціях концентрації показано випадок 2 – хвиля рухається назустріч супутнику. Напрямок поширення АГХ чітко видно в систематичному відставанні профілю коливаний O відносно N_2 вздовж витка. У випадку 1 буде спостерігатися розщеплення хвильової області на дві з зустрічними рухами. Така ситуація реалізується, наприклад, на витку 4055, коли супутник летить з ранку (8.1^h) в вечір (20.1^h) за місцевим сонячним часом. Вздовж траєкторії 1 проекція вектора фазової швидкості на напрямок супутника спочатку додатна, потім стає близькою до нуля, і, нарешті – від'ємна. Це знаходить відображення у зсуві фаз коливаний газів: по руху супутника випередження коливаний O відносно N_2 змінюється відставанням (рис. 5.3, фрагмент вгорі справа). Відмітимо, що зустрічні рухи вказують на поширення АГХ саме всередину овалу, а не назовні, в протилежному випадку рухи були б у різні боки. Такі зустрічні напрямки рухів ніколи не спостерігались при синхронізації супутника в поясах день-ніч.

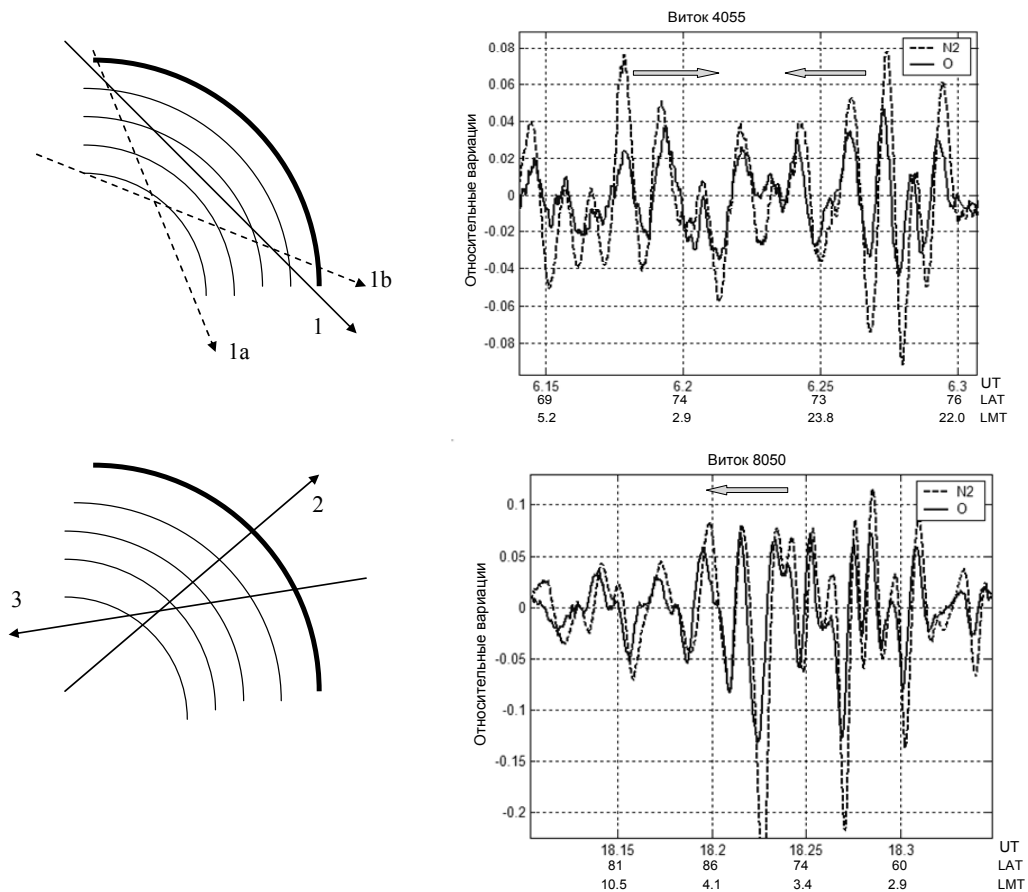


Рисунок 5.3 – Варіанти перетину хвильових фронтів полярних АГХ (зліва), відповідні варіації концентрацій (справа). На витку 4055 супутник перетинає фронт в напрямку ранок-вечір (8.1^h-20.1^h), на витку 8050 – день-ніч (14.7^h-2.7^h)

Оскільки геомагнітний і географічний полюси не співпадають, навіть у випадку синхронізації орбіти в географічному поясі ранок-вечір, поблизу полюса геомагнітний час

може істотно відрізнятися від сонячного, і тоді варіант 1 не обов'язково буде спостерігатися. Якщо геомагнітний час, що відповідає початку або кінцю хвильового цугу, значно відрізняється від сонячного, можливі варіанти 1b або 1a замість 1. Тоді буде видно тільки частину фронту з зустрічними або в одному напрямку з супутником рухами.

5.3 Зв'язок напрямків поширення АГХ з вітром в полярній термосфері

В попередньому підрозділі встановлено, що полярні АГХ систематично розповсюджуються в напрямку ніч-день. В той же час відомо, що фоновий вітер у термосфері, навпаки, направлений в середньому з освітленої області в область тіні. Таким чином, в першому наближенні можна вважати, що полярні АГХ рухаються назустріч вітру термосферної циркуляції. На основі даних супутникових вимірювань проаналізуємо докладніше, як пов'язані напрямки АГХ і вітру окремо в меридіональному і зональному напрямках.

5.3.1 Зональний напрямок руху АГХ

Вертикальну (V_{ys}) і горизонтальну (V_{zs}) компоненти швидкості в СКС Dynamic Explorer 2 показано на рис. 5.4. В прямій моді супутника, якщо зональний вітер додатний (випуклість направлена вгору), спостерігається близький до протифази характер коливань вимірюваних компонент швидкості V_{ys} і V_{zs} , а якщо вітер від'ємний – коливання цих компонент, навпаки, близькі до синфазних. В перевернутій моді все відбувається навпаки. Синфазний характер коливань V_{ys} і V_{zs} вказує на рух в додатному напрямку осі Z_s , а протифазний – у від'ємному напрямку осі Z_s (в перевернутій моді - навпаки). Таким чином, з рис. 5.4 слідує, що в напрямку вздовж паралелі АГХ поширюються навпроти вітру.

5.3.2 Меридіональний напрямок

Меридіональна швидкість вітру вимірювалась в експерименті FPI. І в прямій, і в перевернутій моді супутника додатне значення меридіональної компоненти швидкості означає, що вітер і супутник рухаються в одному напрямку, а від'ємне – в протилежних напрямках.

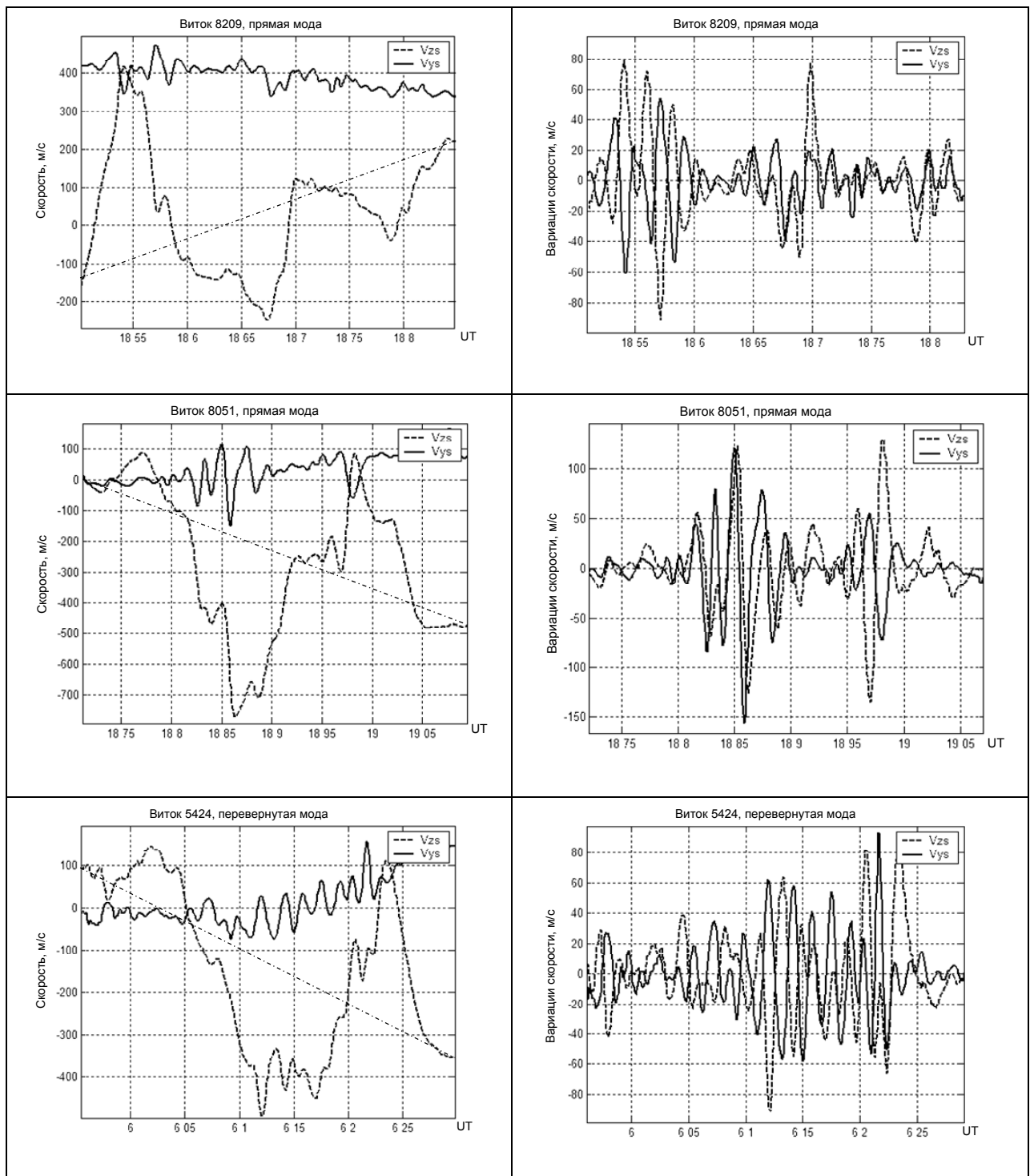


Рисунок 5.4 – Вертикальна (V_{ys}) і горизонтальна (V_{zs}) компоненти швидкості в СКС Dynamic Explorer 2 на витках 8209 (південна полярна шапка, пряма мода), 8051 (північна полярна шапка, пряма мода) і 5424 (південна шапка, перевернута мода): зліва – вихідні ряди вимірювань; справа – хвильові варіації

На рис. 5.4 на трьох витках в січні 1983 р. синхронно показані хвильові варіації нейтральної концентрації (зліва) і швидкість меридіонального вітру (справа). Компонента вітру вздовж вектора швидкості супутника, на відміну від поперечної, визначалась

дистанційно шляхом сканування лімбу по доплерівському зсуву частоти атмосферної емісії $O\ 630.0$ нм. При такій методиці вимірювань значення швидкості відносяться не до реальної висоти супутника, а до ефективної висоти емісійного шару (230-260 км).

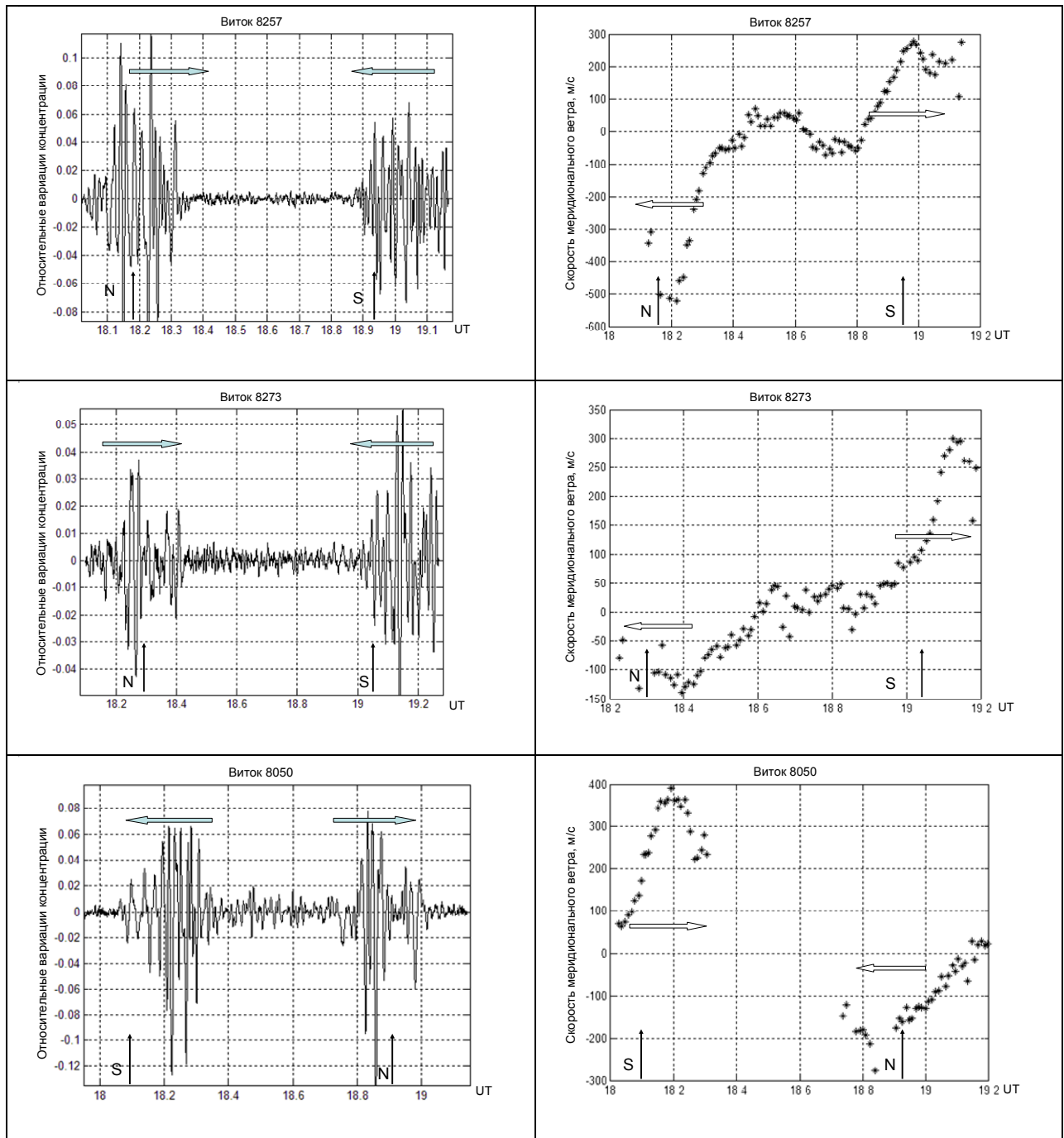


Рисунок 5.5 – АГХ (зліва) у варіаціях нейтральної концентрації і швидкість меридіонального вітру (справа) за даними вимірювань на супутнику DE2. Горизонтальні стрілки на лівій панелі вказують напрямок поширення АГХ, а на правій – напрямок вітру.

Вертикальні стрілки показують положення географічних полюсів. Концентрація нейтральних частинок вимірювалась в експерименті NACS, меридіональна швидкість вітру – в експерименті FPI

Таким чином, якщо супутник знаходиться вище випромінюючого шару, вимірювані профілі швидкості вітру будуть відноситися до рівня нижче супутника. Оскільки меридіональні профілі швидкості вітру відповідають рівню нижче супутника (для ШСЗ на висоті 300 км приблизно на одну висоту однорідної атмосфери), фактично бачимо вітер, крізь який АГХ вже пройшла, поширюючись знизу вгору. В зв'язку з цим, для аналізу було відібрано витки, коли супутник перетинав полярні шапки на висотах 250-280 км, тобто знаходився якомога ближче до максимуму емісійного шару. За рахунок інтегрування випромінюючих атомів вздовж променя зору, в лімбових спостереженнях хвильові варіації з масштабами в сотні кілометрів згладжуються, і у вимірюваннях меридіональної швидкості спостерігається тільки плавний великомасштабний тренд.

Оскільки орбіта DE2 сонячно-синхронна з нахилом 89.9° , половину витка супутник знаходиться в часовому поясі LT1, а другу половину – в $LT2=LT1\pm 12^h$. В січні 1983 р. поблизу північного полюса супутник переходив з нічного сектора в денний, а поблизу південного полюса – з дня в ніч. На початку місяця орбіта синхронізована в годинному поясі 3.5^h - 15.5^h , в кінці місяця внаслідок прецесії перемістилась в пояс 1.5^h - 13.5^h . Розташування географічних полюсів показано вертикальними стрілками: N – північного, а S – південного. На двох верхніх ділянках витків, показаних на рис. 5.5 супутник в основному перебував в денному секторі, на нижньому – в нічному секторі. Вздовж меридіана полярні вітри дмуть переважно в напрямку день-ніч, а хвилі, навпаки, поширюються з ночі в день. Переважаючий напрямок поширення полярних АГХ з ночі в день є систематичним, спостерігається в різні пори року і в обох півкулях [2].

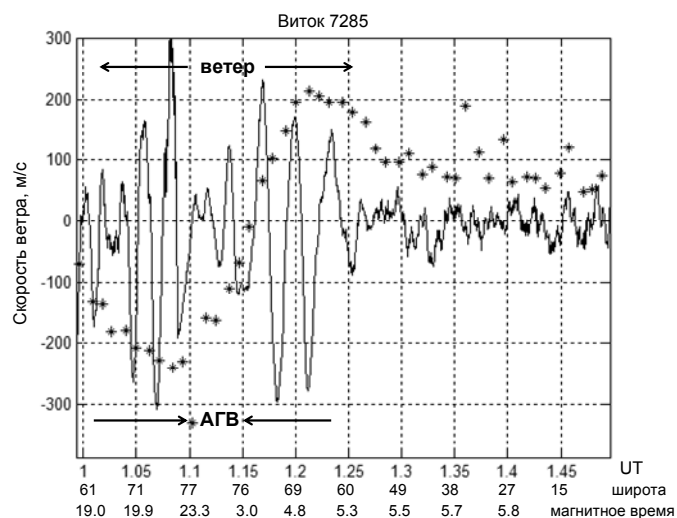


Рисунок 5.6 – Перетин супутником DE2 південної полярної шапки в напрямку ранок-вечір на витку 7285. Два хвильових цуги рухаються назустріч один одному, меридіональний вітер направлений в різні боки

При орієнтації орбіти DE2 в напрямку ранок-вечір (весною і восени 1982 р.), супутник інколи перетинав великомасштабні вітрові структури, що пов'язані з посиленням магнітосферної конвекції. Приклад такого перетину показано на рис. 5.6. Швидкість вітру позначена на графіку зірочками, відносні варіації концентрації показано для наочності в одиницях $10^4 \times \delta n / n$. На цій ділянці витка вітер змінює напрямок на протилежний. На витку 7285 в інтервалі UT=1.0-1.15^h спостерігається рух вітру назустріч супутнику (значення меридіональної швидкості від'ємні), після UT=1.15^h – в напрямку руху супутника (швидкість додатна). У варіаціях нейтральної концентрації спостерігаються два розділених хвильових цуги, що рухаються назустріч один одному, в той час як вітер направлений в різні боки. Таким чином, при різній орієнтації орбіти супутника над полярними шапками, реєструється рух АГХ назустріч вітру. Цей ефект поширення АГХ назустріч вітру спостерігався систематично і був перевірений на 280 витках DE2, що відносяться до різних геофізичних умов.

5.4 Зв'язок азимутів полярних АГХ з циркуляцією термосфери

Побудуємо загальну картину азимутів поширення середньомасштабних АГХ над обома полярними шапками. Напрямок руху АГХ вздовж витка супутника (меридіональну компоненту) визначимо по зсуву фаз коливань концентрацій O і N_2 , для перевірки також аналізуємо синхронні профілі вертикального зміщення та вимірної компоненти швидкості V_{ys} . Напрямок руху АГХ вздовж паралелі (перпендикулярно до вектору швидкості супутника) визначаємо по синфазності чи протифазності вертикальної і горизонтальної компонент швидкості. Комбінуючи результати по меридіональному і зональному напрямках, визначимо квадрант, в якому поширюється хвиля. На орбітальний трек під кутом 45° нанесемо стрілку, початок якої співпадає з положенням максимуму амплітуди хвильового цугу, а величина відповідає амплітуді АГХ в компоненті V_{ys} . Такий вибір амплітудного параметра обумовлений тим, що вертикальна складова швидкості мало спотворена трендом. При такому графічному представленні інформація щодо протяжності хвильових цугів не відображається. Границі полярної хвильової активності в геомагнітних координатах показано на рис. 5.2. Припускаючи, що полярні АГХ пов'язані з авроральним джерелом, доцільно представляти напрямки їх рухів в геомагнітних координатах. Побудована таким чином картина переважаючих напрямків руху АГХ показана на рис. 3.7 над обома шапками в січні 1983 р. (вгорі) і червні-липні 1982 р. (внизу). Відібрано 85 витків з чітко вираженими 110 цугами АГХ на висотах 250-350 км.

Розглянуті витки відносяться до різних моментів UT і різного рівня геомагнітної активності (в основному – низька і середня активність). Для ілюстрації відмінності цих умов деякі з розглянутих витків показано в таблиці 5.2.

Таблиця 5.2 – Характеристики витків DE2 і відповідні геофізичні умови: 1 – номер витка, 2 – дата, 3 – всесвітній час, 4 – амплітуда вертикальної компоненти швидкості, 5 і 6 – індекси геомагнітної активності.

Виток	дата	UT	V_{ys}	K_p	A_p
1	2	3	4	5	6
Південна шапка					
7866	05.01.83	2.7	20	1	4
7874	05.01.83	15.0	10	3	15
7878	05.01.83	21.1	40	1-	3
8088	19.01.83	3.7	40	4-	22
8092	19.01.83	9.9	20	3+	18
8101	19.01.83	23.5	20	2+	9
8121	21.01.83	5.6	40	4-	22
8122	21.01.83	7.1	50	2+	9
8123	21.01.83	8.7	10	2+	9
8215	27.01.83	3.6	50	3	15
8216	27.01.83	5.1	50	3	15
Північна шапка					
7872	05.01.83	11.0	20	2+	9
7875	05.01.83	15.6	30	3	15
7877	05.01.83	18.7	20	1-	3
8087	19.01.83	1.3	20	2+	9
8088	19.01.83	2.9	40	2+	9
8091	19.01.83	7.4	40	4-	22
8097	19.01.83	16.5	50	3	15
8100	19.01.83	21.0	60	2	7
8101	19.01.83	22.5	90	2+	9
8201	26.01.83	5.7	30	3-	12
8203	26.01.83	8.7	40	3-	12
8205	26.01.83	11.7	40	3+	18
8208	26.01.83	16.3	50	3	15

Отримана інтегральна картина переважаючих рухів АГХ демонструє чіткі сезонні відмінності у південній і північній півкулях в січні та липні (рис. 5.7).

В північній півкулі помітна загальна тенденція закручування азимутів АГХ проти годинникової стрілки (в напрямку обертання Землі). В положенні границь цугів і азимутах руху АГХ помітні сезонні відмінності. В період полярної ночі (січень-лютий) АГХ групуються досить щільно всередині аврорального овалу і майже не спостерігаються з його зовнішнього боку. Коли північна шапка освітлена Сонцем (червень-липень) помітно

посилюється складова руху АГХ в напрямку до $14-15^h$. З нічного боку хвилі цієї групи простягаються далеко за межі овалу, аж до 20° геомагнітної широти, утворюючи своєрідний «хвіст». В денному секторі АГХ обмежуються геомагнітними широтами овалу і ніколи не досягають середніх і низьких широт.

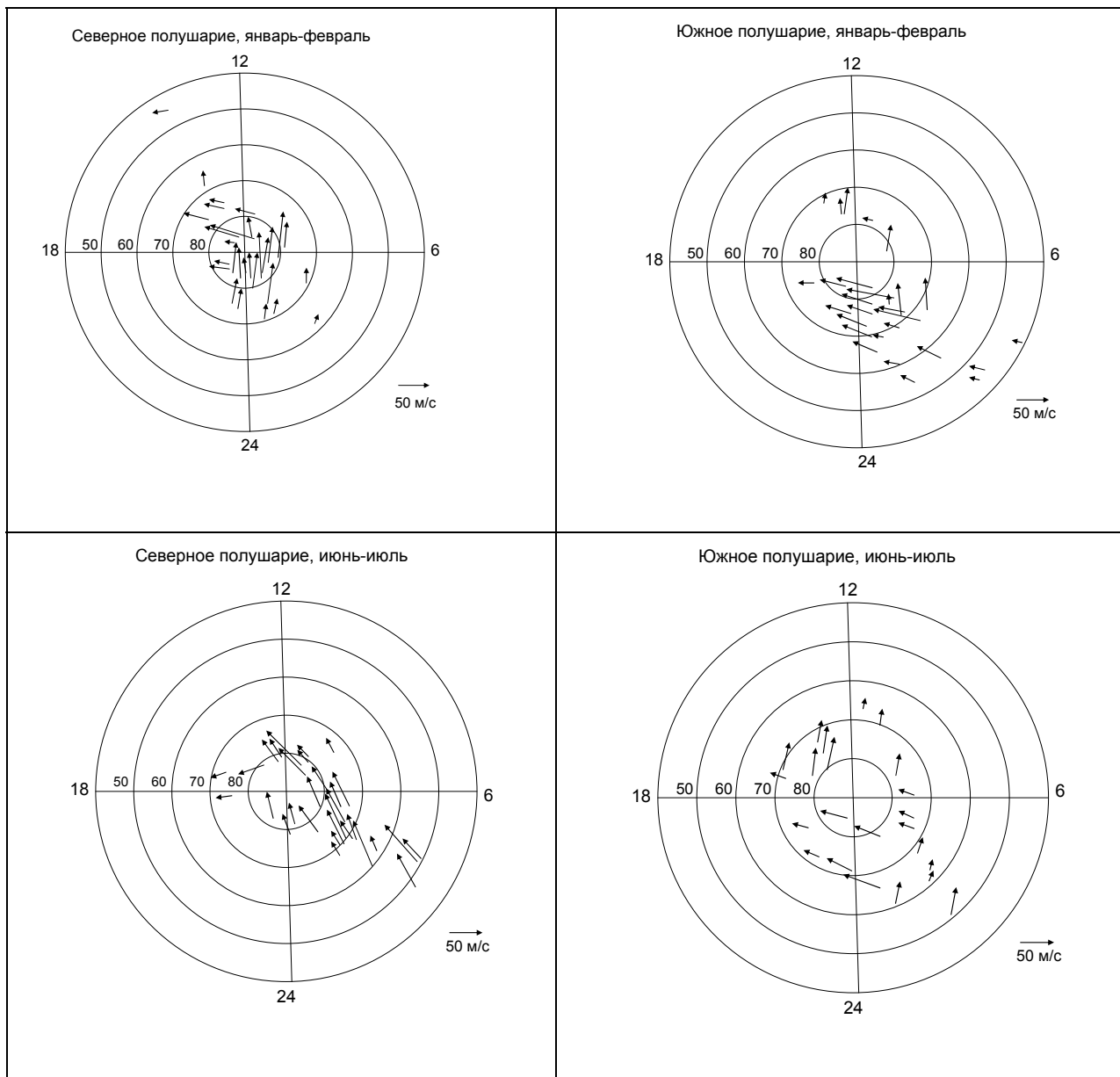


Рисунок 5.7 – Напрямки поширення АГХ над полярними шапками в координатах магнітної широти і магнітного місцевого часу. Вгорі – січень-лютий 1983 р., внизу червень-липень 1982 р. Довжина стрілок відповідає амплітуді коливань вертикальної швидкості частинок

Над південною полярною шапкою в цілому спостерігається антисиметрична північній півкулі картина (рис. 5.7, справа.) Також спостерігається тенденція циркулярного закручування азимутів, але вже в напрямку годинникової стрілки. Коли південна шапка освітлена Сонцем (січень-лютий), крім хвиль всередині овалу, проявляється помітна складова руху АГХ в напрямку приблизно до 16^h . В червні-липні

АГХ розташовуються в основному всередині овалу, а в січні-лютому спостерігається протяжний «хвіст» аналогічний північній півкулі.

Розподіл амплітуд полярних АГХ в геомагнітних координатах показано для північної (рис. 5.8а) і південної (рис. 5.8б) півкуль в січні 1983 р. Кожна точка на графіках означає положення максимуму амплітуди АГХ для окремого прольоту над полярною шапкою. В січні АГХ групуються щільно в межах північного овалу, але простягаються далеко за межі південного овалу («хвості»). В липні спостерігається зворотна ситуація. В різні сезони як у північній, так і в південній півкулях, максимальні амплітуди мають хвилі, що знаходяться в межах полярної шапки (рис. 5.8). Амплітуди АГХ за межами аврорального овалу ніколи не перевищують 2.5%.

Отримана картина переважаючих напрямків поширення АГХ в цілому майже симетрична над обома полярними шапками. В обох півкулях помітна тенденція закручування азимутів АГХ навколо полюсів в напрямку обертання Землі. Проявляються схожі сезонні відмінності, найцікавіша серед яких – нічні «хвості», що простягаються до низьких геомагнітних широт. Оскільки ці АГХ рухаються в напрямку до овалу, виникає питання стосовно їх походження. Серед відмінностей в різних півкулях можна відмітити, що над південною шапкою АГХ розташовуються менш щільно, ніж над північною, а також в середньому мають дещо менші амплітуди.

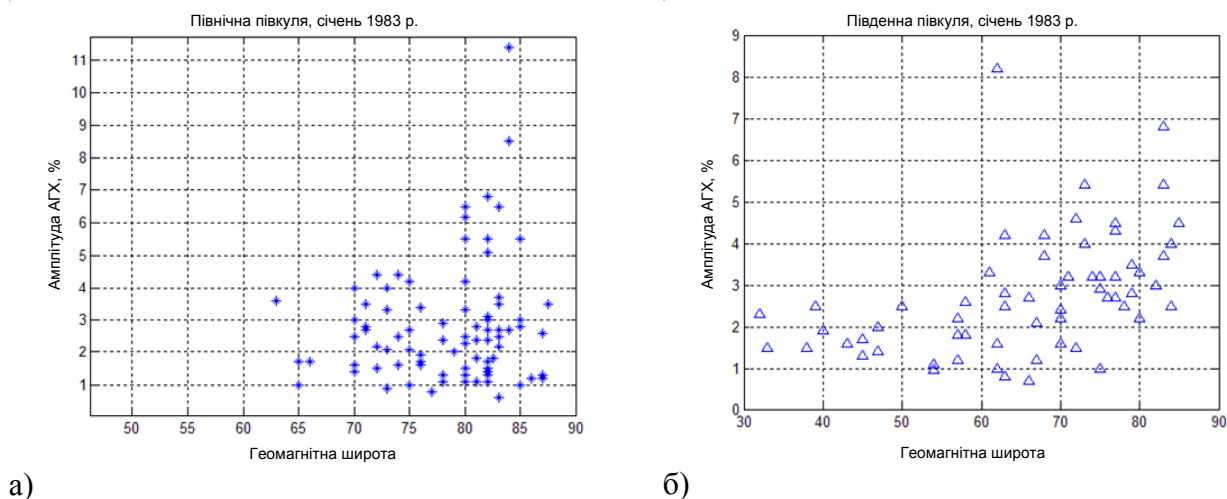


Рисунок 5.8 – Залежність амплітуд АГХ від геомагнітної широти в умовах полярної ночі (а) і полярного дня (б)

Розподіл максимальної амплітуди полярних АГХ в січні 1983 р. показано на рис. 5.9. При кожному прольоті полярної шапки відмічено геомагнітні координати максимуму амплітуди всього хвильового цугу: зірочки відносяться до північної півкулі, трикутники – до південної півкулі. Таким чином, в південній півкулі в січні спостерігаються не просто

«хвости» хвильових цугів, амплітуда яких поступово зменшується по мірі відділення від полюсу. В ті періоди, коли хвильова активність простягається далеко вниз по геомагнітній широті, амплітуди полярних АГХ виявляються систематично меншими над усією полярною шапкою.

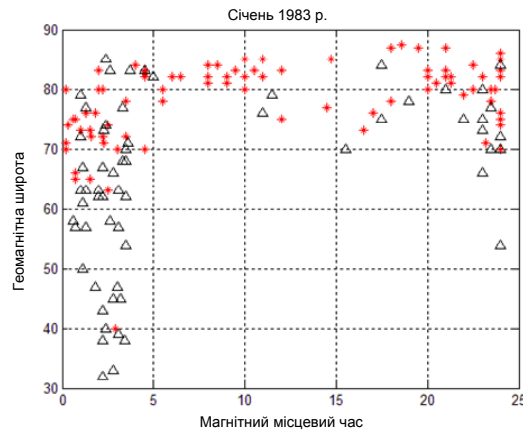


Рисунок 5.9 – Розподіл максимальної амплітуди полярних АГХ в січні 1983 р. Північна півкуля (зірочки), південна півкуля (трикутники)

Проведемо порівняння отриманої картини переважаючих азимутів АГХ з напрямками полярних вітрів. На рис. 5.10 показано повний вектор швидкості вітру на 4-х витках у південній півкулі в жовтні 1981 р. і на 3-х витках в північній півкулі в грудні 1981 р. Видно, що спостережувані АГХ вишиковуються вздовж переважаючих напрямків вітрів (див. рис. 5.7) і при цьому рухаються назустріч вітру.

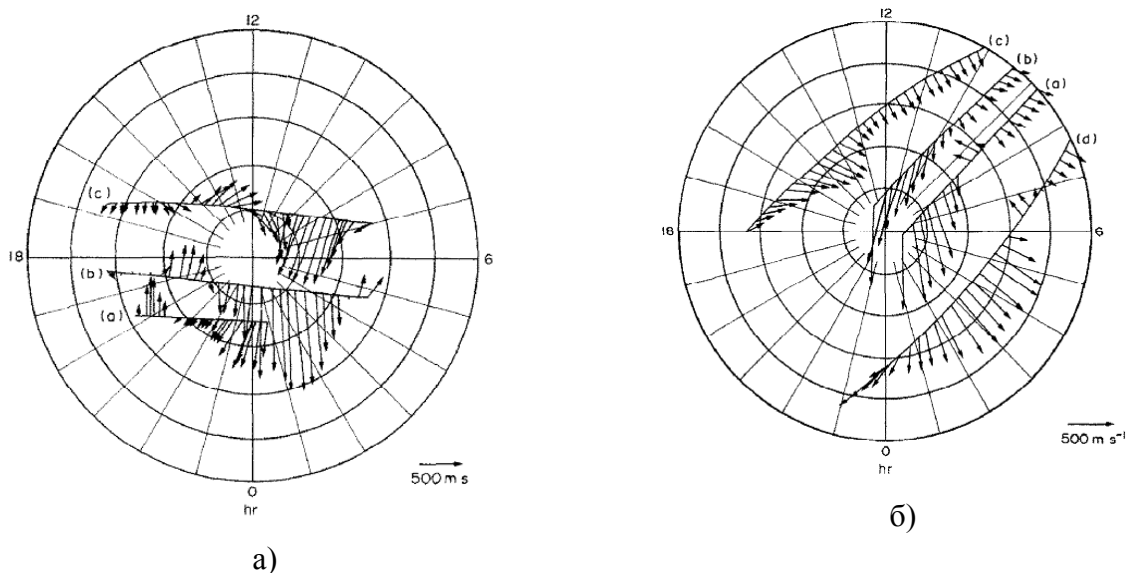


Рисунок 5.10 – Швидкість вітру на кількох витках супутника DE2 в геомагнітних координатах: а) північна півкуля, грудень 1981 р.; б) південна півкуля, жовтень 1981р. За даними роботи [5]

Динаміка полярної термосфери в основному визначається двома вітровими системами. Перша система – це вітри, що обумовлені розігрівом термосфери внаслідок поглинання сонячного ультрафіолетового випромінювання. Цей вітер направлений від після полуденної області низьких широт (приблизно від 14-16 годин за місцевим сонячним часом). Друга вітрова система виникає внаслідок притоку енергії та імпульсу від іонів, що прискорюються в полях магнітосферної конвекції. Ця вітрова система формується у вигляді двох вихорів у вечірньому і ранковому секторах і чутлива до стану геомагнітної активності (рис. 5.10).

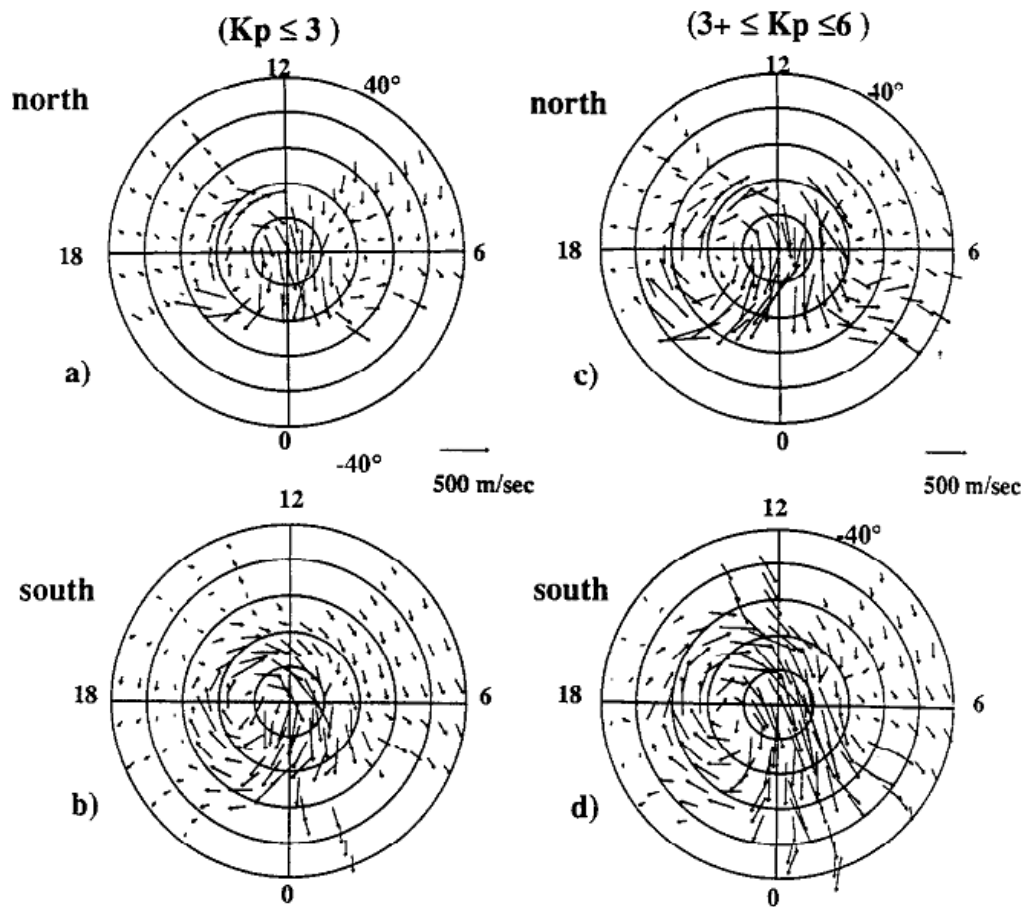


Рисунок 5.11 – Середня швидкість нейтрального вітру на висоті близько 300 км за даними вимірювань на DE2: вгорі – північна полярна область, внизу – південна полярна область при низькій (зліва) та високій (справа) геомагнітній активності [5]

Максимальна швидкість вітру спостерігається між цими вихорами і варіюється від 200 до 800 м/с в залежності від сонячної та геомагнітної активності. Для порівняння швидкість звуку на цих висотах для умов вимірювань на DE2 складає 800-900 м/с. Збурений потік термосферної циркуляції направлений від денного каспу через полюс на нічний бік. Найбільш повна на сьогодні картина термосферної полярної циркуляції була отримана на

супутнику CHAMP [6]. Наближено результуючу циркуляцію можна розглядати як суперпозицію цих двох вітрових систем. В умовах полярного дня і полярної ночі, а також в залежності від факторів космічної погоди (геомагнітної активності, орієнтації міжпланетного магнітного поля) вклад кожної з цих вітрових систем над обома шапками різний. В період полярної ночі динаміка полярної шапки на висотах F2 - області іоносфери в більшій мірі визначається локальним нагрівом у каспі. Коли шапка освітлена Сонцем, вплив глобального вітрового потоку від розігріву сонячним ультрафіолетом зростає. З іншого боку, в період полярного дня концентрація іоносферної плазми систематично більша і тому умови для розвитку збуреної вітрової системи також більш сприятливі.

5.5 Прояви зв'язку УНЧ магнітосферних хвиль та АГХ

За даними вимірювань на супутнику Dynamics Explorer 2 над полярними областями досліджено глобальні коливання нейтральної верхньої атмосфери та іоносфери Землі в УНЧ діапазоні. Встановлено, що за фізичною природою ці збурення являють собою акустико-гравітаційні хвилі, які характеризуються рядом специфічних властивостей [2, 4]: 1) в інтервалі висот 250-400 км хвилі спостерігаються систематично над полярними шапками в обох півкулях; 2) періоди АГХ близькі до періоду Брента-Вяйсяля на висотах спостережень (10-11 хв.); 3) переважають горизонтальні масштаби хвиль 500-600 км; 4) амплітуди АГХ над полярними шапками на порядок перевищують амплітуди хвиль цього типу в середніх широтах. Великі амплітуди полярних АГХ та вузький спектральний діапазон просторових і часових масштабів, скоріше за все, вказують на резонансний механізм їх генерації [7].

За супутниковими даними отримано експериментальні свідчення магнітосферно-іоносферного зв'язку на іоносферному рівні у вигляді співпадання масштабів полярних АГХ та УНЧ коливань магнітосферного походження. Приклад таких узгоджених хвильових збурень показано на рис. 5.12. Як видно, коливання МГД типу відбуваються в тому ж діапазоні, що і коливання нейтральної атмосфери. Це наводить на думку, що спостережувані хвилі є «зчепленими» та пов'язані спільним механізмом генерації. Ця проблема потребує подальших теоретичних і експериментальних досліджень.

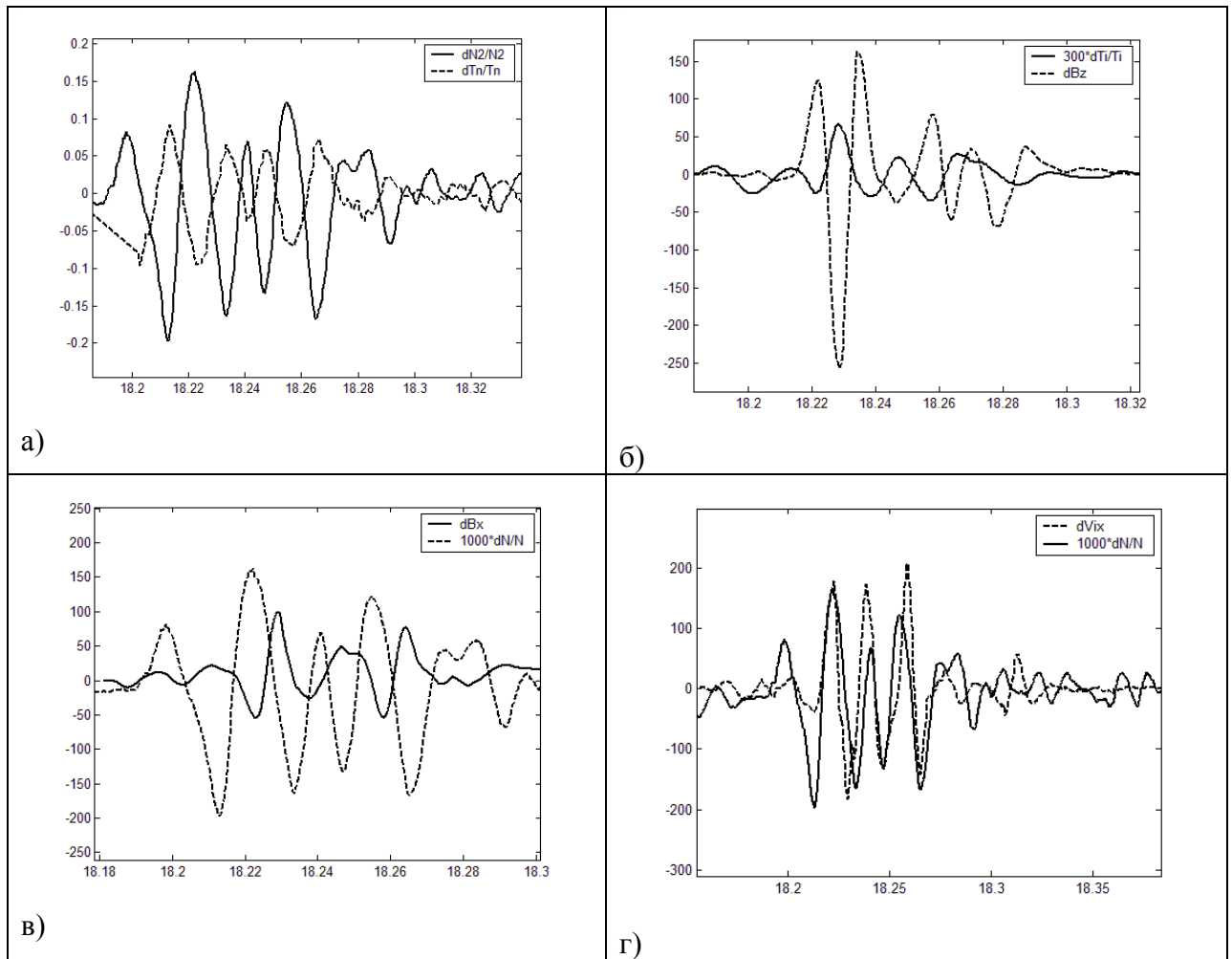


Рисунок 5.12 – УНЧ хвильові збурення у північній полярній області на витку 329 супутника Dynamic Explorer 2: а) відносні варіації концентрації нейтральних молекул $\delta n(N_2)/n(N_2)$ і температури $\delta T_n/T_n$ (протифазний характер коливань є характерним для АГХ); б) відносні варіації температури іонів $300 \times \delta T_i/T_i$ і зональна компонента магнітного поля δB_z (нТл); в), г) відносні варіації концентрації нейтральних частинок $1000 \times \delta N/N$, меридіональна компонента магнітного поля δB_x (нТл), меридіональна компонента швидкості іонів δV_{ix} (м/с).

5.6 Висновки до розділу 5

Досліджено розподіл середньомасштабних АГХ в полярних областях за даними вимірювань параметрів нейтральної атмосфери на супутнику Dynamics Explorer 2. Над полярними регіонами обох півкуль на висотах 250-400 км систематично реєструвались хвильові варіації параметрів нейтральної атмосфери. Ці варіації ідентифіковано як АГХ з горизонтальними довжинами хвиль 500-650 км. Відносні амплітуди полярних АГХ у варіаціях нейтральної концентрації досягають 10%. Хвильові цуги простягаються над

полярним шапками на тисяч кілометрів і демонструють виражений просторовий зв'язок з авроральним овалом. В широкому діапазоні годинних поясів спостерігається систематичний напрямок руху АГХ з нічного сектору в денний. Хвилі поширюються всередину овалу і майже не спостерігаються з його зовнішнього боку, за винятком «хвостів» невеликої амплітуди. На поширення хвиль всередину овалу вказують також зустрічні хвильові рухи, що спостерігаються при синхронізації супутника в напрямку ранок-вечір. В денному секторі хвильова активність, як правило, різко обмежується на геомагнітних широтах 65-75°.

На основі даних вимірювань супутника DE2 встановлено, що в полярній термосфері АГХ систематично поширюються навпроти вітру. Вздовж меридіана полярні АГХ поширюються з ночі в день, а вздовж паралелі закручуються в напрямку обертання Землі.

Виявлено експериментальні свідчення магнітосферно-іоносферного зв'язку на іоносферному рівні у вигляді співпадання масштабів полярних АГХ та УНЧ коливань магнітосферного походження. Коливання МГД типу відбуваються в тому ж діапазоні, що і коливання нейтральної атмосфери. Це наводить на думку, що спостережувані хвилі є «зчепленими» та пов'язані спільним механізмом генерації.

6. ДОСЛІДЖЕННЯ ПЛИВУ ІНФРАЗВУКУ НА ІОНОСФЕРУ

6.1 Вступ до розділу 6

Міжнародний космічний експеримент «ЛІНК-Чибіс» було виконано у 2013 р. науковими колективами України та Росії з метою дослідження відгуку іоносфери на акустичне випромінювання, штучно згенероване наземним керованим акустичним випромінювачем (НКАВ).

Науковою задачею експерименту є аналіз явищ, які виникають при вертикальному поширенні і взаємодії з атмосферними та іоносферними шарами модульованого в часі акустичного випромінювання з несучою частотою 24 Гц. Відмінною особливістю проведеного експерименту є його комплексність: з одного боку, НКАВ забезпечує керовану генерацію акустичного поля інфразвукового діапазону за рахунок одночасного випромінювання двох акустичних хвиль з рознесеними по основній частоті лінійчатими спектрами та їх параметричної взаємодії в нижній атмосфері [4, 5, 6, 8, 30]; з іншого боку, проводиться синхронізована в часі реєстрація параметрів електромагнітних полів у різних частотних діапазонах, що формуються за рахунок реакції іоносфери на акустичне збудження.

В даний час дистанційний моніторинг природного середовища неможливий без систематичних спостережень атмосферних інфразвукових хвиль (частоти від 0,01 до 20 Гц), які можуть виступати в якості корисного сигналу при діагностиці природних систем [28, 12] або ж в якості завади, що впливає на сигнали від дистанційно контрольованих технічних об'єктів [1, 8, 15]. Як в тому, так і в іншому випадку необхідні знання характеристик поширення інфразвукових хвиль в реальній динамічній атмосфері. Важливо відзначити експериментальне виявлення з орбітальних КА [9, 18, 20] випромінювання інфразвукових хвиль, породжених областями підготовки землетрусів: інфразвук з областей підготовки землетрусів нині розглядається як один з можливих провісників землетрусів. У тих випадках, коли вдавалося вчасно провести супутникові вимірювання, було зафіксовано іоносферні збурення від таких хвиль.

Встановлено, що такі збурення, трансформуючись в плазмові хвилі різних типів, поширюються в іоносфері на значні відстані та існують довгий час. Цей процес супроводжується цілою низкою інших ефектів, які піддаються дистанційній діагностиці наземними і космічними засобами та відображають природу збуджуючого акустичного поля та інформацію про його джерела [1, 12, 14, 17, 18, 20, 27-29, 31, 34, 36, 39].

Крім того, такі ефекти дозволяють діагностувати стан іоносферної плазми по її реакції на акустичне збудження, а також, при наявності потужних керованих джерел акустичних полів, цілеспрямовано впливати на стан іоносфери [9, 6].

Коректне вирішення проблеми виявлення та ідентифікації акустичних іоносферних збурень (АІЗ), та на їх основі також і джерел інфразвуку на поверхні Землі, вимагає знань про закономірності впливу на іоносферу різних джерел збурень, в тому числі і акустичних.

Для вивчення цієї проблеми в основному використовуються явища природного походження. Серед учених, які зробили істотний внесок в дослідження літосферно-іоносферних зв'язків при сейсмо-акустичних явищах можна назвати наступних: Гохберг М.Б., Ліперовський В.А. (Інститут фізики Землі РАН, РФ), Афраймовіч Е.Л. (Інститут Сонячно-земної Фізики, РФ), Ларкіна В.І. (ІЗМІРАН, РФ), Хаякава М. (Університет Електро-комунікацій, Японія), Parrot M. (LPCE/CNRS, Франція), Blaunstein H. (Університет Бен-Гуріона в Негеві, Ізраїль), Коцаренко М.Я. (Київський національний університет ім. Т.Г. Шевченка), Черногор Л.Ф. (Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна, Україна).

Для моделювання впливу акустичних полів на іоносферу використовуються, як правило, потужні вибухи. В цьому напрямку досліджень внесли значний внесок такі вчені, як Jacobson A.R., Carlos R.C, Fitzgerald T.J. (Los Alamos National Laboratory, USA), E. Blanc (Laboratory of Detection of Geophysics, France), Нагорський П.М. (Сибірський Фізико-Технічний Університет, РФ), Дробжев В.І., Краснов В.М. (Інститут іоносфери МОН РК, Казахстан), Гохберг М.Б. (Інститут фізики Землі РАН, РФ), Коцаренко М.Я. (Київський національний університет ім. Т.Г. Шевченка), Hayakawa M. (University of Electro-Communication, Japan), Черногор Л.Ф. (Харківський національний університет ім. В. М. Каразіна, Україна).

Однак через випадковість і некерованість явищ природного походження ефективність їх використання низька, а проведення потужних наземних вибухів пов'язано з проблемами екологічного характеру. Крім того, вони є слабо керованими процесами, що не сприяє їх широкому використанню. Тому актуальним для задач фізичного моделювання збурення середовищ атмосфера-іоносфера є використання НКВ.

В описуваному експерименті були задіяні акустичний випромінювач ЛЦ ІКД НАНУ-ДКАУ, КА Чібіс-М Інституту космічних досліджень РАН і декаметровий радіотелескоп УРАН-3 Фізико-механічного інституту ім. Г.В. Карпенка НАН України (ФМІ НАНУ). Розробка Програми експерименту була виконана спільно співробітниками ІКД НАНУ-ДКАУ, ІКД РАН та ЛЦ ІКД НАНУ-ДКАУ.

6.2 Головні наукові завдання експерименту «ЛНК-Чибіс»

Відомо, що коли низькочастотний акустичний (наприклад, інфразвуковий) сигнал випромінюється під невеликим кутом до вертикалі ($<25^\circ$), він поширюється у верхню атмосферу, де, зазнавши змін за рахунок нелінійних ефектів, в кінцевому підсумку поглинається. Явище проникнення інфразвуку в іоносферу з неминучим формуванням іоносферних неоднорідностей не можна вважати досить повно вивченим. Причина цього полягає в складності прямих спостережень (особливо на проміжних висотах 40-70 км), а також в практичній відсутності експериментальної основи у вигляді джерел інфразвуку необхідної потужності, за допомогою яких можлива постановка контрольованих експериментів з активним акустичним впливом на верхню атмосферу та іоносферу.

Підсумовуючи ряд теоретичних досліджень, можна виділити кілька можливих механізмів описаного явища.

По-перше, це - пряме досягнення інфразвуковий хвилею іоносферних висот з відповідним відгуком іоносферної плазми, що можливо при досить низьких частотах [1, 25, 26, 38, 37, 17, 19, 31, 6, 30, 5, 4]. З огляду на зменшення з висотою щільності атмосфери, амплітуда акустичних хвиль зростає з висотою [24, 22, 25]. Це викликає генерацію вищих гармонік (нелінійну) і обмежує висоту, до якої можливе проникнення акустичних хвиль [25, 26, 23].

По-друге, можлива трансформація пакета акустичних хвиль в електромагнітні хвилі в іоносфері [11, 15, 31, 33, 34, 36], в тому числі збудження альфвенівських хвиль через струм, що генерується в Е-області іоносфери [25], а також просторово-рознесених структур нейтральної і зарядженої компонент анізотропної іоносферної області F нестійкої екваторіальної плазми [38]. Зауважимо, що супутники на відносно невисоких орбітах зможуть зареєструвати як альфвенівські, так і магнітозвукові хвилі, тоді як на висотах вище ~600 км магнітозвукові хвилі розсіюються завдяки сильній дифракції, і залишаються альфвенівські хвилі, що поширюються уздовж силових ліній магнітного поля [25].

По-третє, як мінімум гіпотетично, можлива модуляція акустичної хвилею атмосферного струму («повільної блискавки», згідно Гальперіна та Хаякави) з випромінюванням електромагнітних хвиль, що досягають іоносферних висот і трансформуються в іоносферній плазмі в МГД хвилі [14, 20, 29, 16].

Необхідно також відзначити важливу роль, яку відіграють горизонтальні (і похилі) атмосферні хвилеводи. Піднімаючись до висот цих хвилеводів, акустичні хвилі можуть збуджувати резонансні моди, що поширюються в них на значні відстані. Так, в роботі [13]

розглянуто акустичний хвилеводний шар поблизу висоти 75 км, а в роботах [37, 38] - хвилевід для гідромагнітних хвиль з частотою, що відповідає інфразвуковим коливанням, на висотах близько 300 км.

Згідно із затвердженою 28 листопада 2013 р. програмою Інститутом космічних досліджень НАНУ-ДКАУ, Львівським центром Інституту космічних досліджень НАНУ-ДКАУ і Фізико-механічним інститутом ім. Г.В. Карпенка НАН України спільно з Інститутом космічних досліджень РАН проведено наземно-космічний експеримент з дослідження впливу штучних акустичних збурень на іоносферу. В експерименті були задіяні мікросупутник «Чибіс-М» (ІКД РАН), потужний стаціонарний акустичний випромінювач (ЛЦ ІКД НАНУ-ДКАУ) і декаметровий радіотелескоп УРАН-3 ФМІ НАНУ. В ході експерименту було проведено 5 сеансів реєстрації варіацій магнітних і електричних полів на борту супутника в моменти прольоту поблизу точки розташування акустичного випромінювача (49°47'56.516"N 24°00'34.308"E).

Мета експерименту – за допомогою бортової науково-дослідницької апаратури супутника «Чибіс-М» і наземного радіоастрономічного комплексу УРАН-3 зафіксувати реакцію іоносфери у вигляді варіацій магнітних і електричних полів на акустичне збурення з поверхні Землі.

6.3 Наукові вимірювальні прилади на борту КА Чибіс-М

Цільовим завданням КА Чибіс-М є вивчення фізичних процесів, пов'язаних з атмосферними грозовими розрядами. Для цієї мети КА оснащено комплексом наукової апаратури «Гроза» в складі [10]:

1) Рентген-гамма детектор – РГД (НДІЯФ МГУ) з діапазоном рентгенівського і гамма-випромінювання 0.02-1.0 МеВ;

2) УФ детектор – ДУФ (НДІЯФ МГУ) спектру випромінювання від УФ (180-400 нм) до ІЧ (650-800 нм);

3) Радіочастотний аналізатор – РЧА (ІКИ РАН) в діапазоні частот 26-48 МГц;

4) Цифрова камера – ЦФК (ІКИ РАН) з просторовим розділенням 300 м і експозицією 15 кадрів/с;

5) Магнітно-хвильовий комплекс в діапазоні частот 100-40000 Гц – МХК:

- Індукційний магнітометр – ІМ,
- Комбінований хвильовий зонд – КХЗ (ЛЦ ІКД НАНУ-ДКАУ),
- Процесор спектрального аналізу – ПСА (Університет Етвosa, Угорщина);

Для цілей експерименту «ЛІНК-Чибіс» використовувались вимірювання за допомогою МХК і блоку БНД-Ч. Характеристики МХК наведено в табл. 6.1.

Таблиця 6.1 Характеристики магнітно-хвильового комплексу КА Чибіс-М

Датчик	Число компонент	Діапазон частот	швидкість оцифровки сигналів
Магнітне поле (B_x, B_z, B_y)	3	10 Гц -40 кГц	100 кГц
Електричне ДНЧ-поле ($E=E_2-E_1$)	1	10 Гц-40 кГц	100 кГц
Струм плазми (I_1, I_2)	2	10 Гц-40 кГц	100 кГц
Електричне КНЧ-поле ($E=E_2-E_1$)	1	DC-100 Гц	250 Гц
Постійне магнітне поле (BM_x, BM_y, BM_z)	3	DC-100 Гц	250 Гц

6.4 Наукові установки та вимірювальні прилади наземного сегмента

Вибір компонент наземного сегмента був обумовлений науковими завданнями експерименту, наявним досвідом участі дослідників у вирішенні завдань з акустичного впливу на атмосферу, готовністю установок на період проведення експерименту.

В результаті, до складу наземного сегмента були включені наступні установки.

1. Наземний керований акустичний випромінювач (НКАВ) – ЛЦ ІКД (м. Львів, 49°47'56.516"N 24°00'34.308"E) [4-6]. Акустичний випромінювач працює за принципом параметричної генерації акустичних хвиль. Він складається з двох секцій випромінювання, які генерують акустичні хвилі на частотах 600 і 624 Гц. В атмосфері утворюється акустична хвиля на різницевій частоті 24 Гц, яка поширюється вертикально вгору. Акустичний тиск на вихідному отворі складає 165 дБ, що відповідає надлишковому тиску у хвилі в 3600 кПа. При середній тривалості роботи НКАВ в режимі випромінювання 60 с загальна випромінена акустична енергія становить порядку 2×10^6 Дж.

2. Радіотелескоп УРАН-3 – ФМІ ім. Г.В. Карпенка НАН України. Розташований біля м. Шацьк Волинської області в 200 км на північ від Львова. Фахівцями Фізико-механічного інституту імені Г.В. Карпенка НАН України на базі декаметрового радіотелескопа "УРАН-3" створено інформаційно-вимірювальний комплекс, призначений

для дистанційного радіозондування штучних акустико-іоносферних збурень [2, 3] з наступними параметрами:

- Максимальна ефективна площа антенної решітки $A = 14000 \text{ м}^2$;
- Мінімальна реєстрована щільність потоку радіовипромінювання $S_{\min}=100 \text{ Ян}$;
- Ширина діаграми спрямованості в напрямку схід-захід $\sim 3,5^\circ$, в напрямку північ-південь $\sim 15^\circ$;
- Ширина смуги досліджуваного сигналу в режимі спектрографа $16 \div 32 \text{ МГц}$ з частотним розділенням $\Delta f=12 \text{ кГц}$ і часовим розділенням $\Delta \tau=1 \text{ мс} \div 1 \text{ хв}$.

6.5 Схема проведення експерименту «ЛНК-Чибіс»

1) Датою проведення експерименту було визначено 28 листопада 2013 р. Завдяки синхронізації орбіти КА на широті м. Львова його рух здійснювався практично в напрямку захід-схід, причому в світлий період зазначеного дня спостерігалось 5 проходжень з різним віддаленням від зазначеного наземного пункту.

2) Вихідні дані для планування було отримано в результаті ситуаційного аналізу.

3) Умови проведення експерименту

- а) оптимальний час проведення експерименту: світлий час доби;
- б) період часу від включення установки до вимірювань на КА: мінімум 5 хв.;
- в) оптимальне положення КА відносно пункту спостережень під час експерименту: від зенітного до південного напрямку (близько до ходу магнітного меридіану).

4) Опис експерименту і апаратури.

Схему експерименту представлено на рис. 6.1. В момент часу 1, коли супутник знаходиться на значній відстані від передбачуваної зони збуреного середовища, проводиться акустичне збурення. Під час прольоту над зоною збурення (моменти 2, 3 і далі вздовж орбіти), бортова апаратура супутника фіксує варіації електричного і магнітного полів до завершення сеансу. З огляду на численні наземні спостереження за варіаціями геомагнітного і геоелектричного полів після акустичних збурень, реакція на збурення починається приблизно з п'ятої хвилини після збурення.

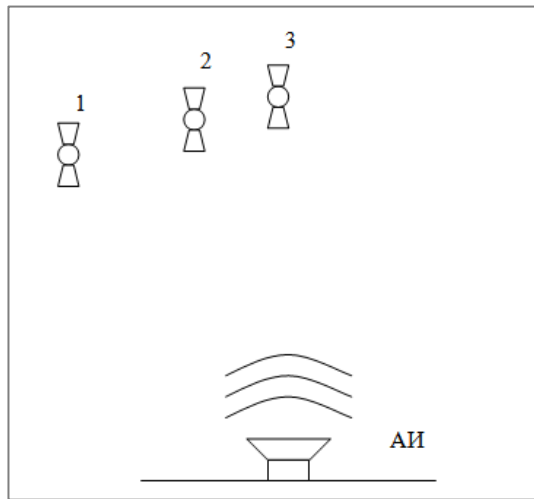


Рисунок 6.1 – Схема проведення експерименту: АВ – акустичний випромінювач; 1 – положення супутника в момент включення акустичного випромінювача; 2 – положення супутника в момент початку сеансу реєстрації; 3 – положення супутника над точкою розміщення акустичного випромінювача

Таким чином, момент часу 1 включення акустичного випромінювача вибирається в межах від 5 хв. і більше до моменту 2.

В експерименті від 28.11.2013 згідно з програмою супутник «Чибіс-М» 5 разів пролітав поблизу точки розташування акустичного випромінювача, в зв'язку з чим було заплановано 5 сеансів спостережень, в двох з яких (другий і четвертий) проводилося акустичне випромінювання, а в інших – калібрування апаратури приймання. Часова діаграма роботи випромінювача показана на рис. 6.2.

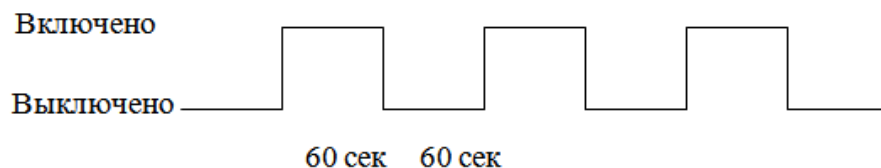


Рисунок 6.2 – Часова діаграма роботи акустичного випромінювання

Тривалість станів «увімкнено» і «вимкнено» становить 60 с. Для другого сеансу спостережень момент часу 1 (рис. 1) становив 20 хв. до моменту 2. Для четвертого сеансу –10 хв.

6.6 Результати вимірювань

6.6.1 Аналіз стану космічної погоди

З метою попереднього аналізу ситуації було проаналізовано: (1) яким був стан іоносфери при діагностиці стандартними засобами напередодні, в день експозиції і в наступні дні; (2) чи були певні аномалії в добовому ході магнітного поля за наземними вимірами; (3) чи викликані такі аномалії (якщо вони наявні) впливом факторів космічної погоди в цей період.

Для цього були використані дані всесвітньої магнітометричної мережі Інтермагнет, дані про індикатори стану космічної погоди (A_p , індекси K_p , AU , AL , $F10.2$, максимальні за поточну добу значення швидкості сонячного вітру, південної компоненти ММП, наявність в сонячному вітрі ударних хвиль та ін.).

Для аналізу геомагнітних збурень були взяті похвилинні дані за 30 днів листопада 2013 року, отримані у Львівській магнітній обсерваторії мережі Інтермагнет і розташованої на 7° на південь болгарської магнітної обсерваторії мережі Інтермагнет в Panagjurishte. Було встановлено, що варіації геомагнітного поля на протязі 10 діб перед експериментом були на звичайному рівні.

Аналіз індексів збуреності іоносфери AU , AL , AE (WDC for Geomagnetism, Kyoto) показав спокійний стан 25, 26, 27, 28 листопада приблизно до 16:00 UT 28.11.2013, після чого 10 станціями в приполярній області було зафіксовано наростання рівня збурень. Те ж відноситься до індексу Dst . Тому можна припустити, що в першій половині 28.11.2013 р. вхід в авроральну іоносферу значних коливань гідромагнітного типу був малоімовірний. Відповідно, ймовірність виникнення TID, що рухається на південь, є низькою. Отже, можна виключити істотні періодичні варіації TEC в зоні експерименту, пов'язані з проходженням TID.

Потоки від Сонця 26, 27, 28 листопада були на звичайному рівні. Посилення сонячного вітру (по швидкості, південній компоненті) розпочалося в 10-12 годин 29 листопада та пов'язане з початком посилення його активності.

Підсумовуючи, зробимо висновок, що в період проведення експерименту вплив факторів космічної погоди мав бути слабким.

6.6.2 Результати наземних спостережень варіацій ДНЧ випромінювання

У ЛЦ ІКД проводилась реєстрація варіацій електромагнітних хвиль ДНЧ діапазону. Ідея проведення експерименту полягає в наступному. Іоносфера служить екраном при поширенні ДНЧ електромагнітних хвиль. Акустичне збурення в атмосфері, що розповсюджується до висот іоносфери, сприяє створенню вікон прозорості в іоносфері. Це призводить до збільшення інтенсивності ДНЧ електромагнітних хвиль, що проходять через іоносферу від Землі та в зворотному напрямку.

Характерними представниками електромагнітних хвиль ДНЧ діапазону, що приходять зверху, є електронні та іонні свисти (вістлери), які реєструються наземною прийнятною апаратурою. В якості ДНЧ хвиль, що йдуть знизу, зручно використовувати сигнали наземних радіомаяків, що працюють в цьому діапазоні, і які можуть бути зафіксовані бортовими приймачами на супутниках.

Таким чином, інтенсивність ДНЧ електромагнітних хвиль служить оцінкою впливу акустичного збурення на іоносферу.

В ході запису фіксувалося кількість появ електронних та іонних свистів за кожні 180 сек. Розподіл кількості цих свистів представлено на рис. 6.3. Аналізуючи графік, можна помітити, що після акустичного збурення інтенсивність ДНЧ сигналів тривалий час має високий рівень. Це дозволяє оцінити час реакції середовища на акустичне збурення.

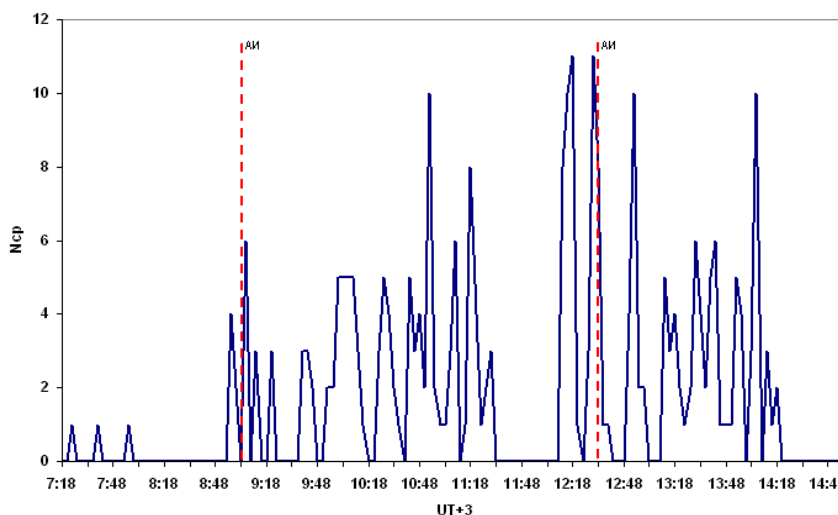


Рисунок 6.3 – Розподіл кількості електронних та іонних вістлерів. АВ – момент акустичного випромінювання

6.6.3 Результати супутникових спостережень варіацій ДНЧ випромінювання

Як вже згадувалося раніше, утворення вікон прозорості в атмосфері під впливом акустичного випромінювання призводить до зростання (іноді на кілька порядків) інтенсивності ДНЧ-випромінювання радіомаяків, яке може бути зареєстровано апаратурою супутника. Для демонстрації цього зростання необхідно мати записи ДНЧ-випромінювання на частотах радіомаяків також і без включення акустичного випромінювача.

В якості реперних сигналів використовуються радіосигнали станцій системи РСДН-20 з частотами 11-15 кГц. Нам було надано супутникові записи даних ДНЧ-випромінювання з частотою дискретизації, яка є істотно меншою за необхідну для якісного запису і виявлення шуканих сигналів.

Крім того, в проведених сеансах експерименту мінімальна відстань проекції орбіти супутника до точки акустичного збурення є занадто великою (більше 150 км).

У зв'язку з цим пропонується: (1) У наступних експериментах збільшити частоту дискретизації прийнятого ДНЧ-випромінювання мінімум до 25-30 кГц; (2) Для подальших проведень експериментів вибирати орбіти, для яких мінімальна відстань проекції орбіти на поверхню Землі до точки розміщення акустичного генератора не перевищує 80-100 км.

6.6.4 Дослідження за допомогою радіотелескопу УРАН-3

Схема експерименту наведена на рис. 6.4. У цьому методі радіовипромінювання космічних радіоджерел використовується в якості зондуючого поля з подальшою реєстрацією радіовипромінювання групи космічних джерел (Галактичного фону) при фіксованому положенні діаграми спрямованості РТ УРАН-3. Геометрія експерименту вибиралася таким чином, щоб радіовипромінювання космічних джерел могло взаємодіяти з акустичною хвилею на висотах близько 100-200 км.

Метод ґрунтується на реєстрації та аналізі часових реалізацій радіовипромінювання космічних радіоджерел, що пройшло крізь іоносферу [7]. В експерименті вивчалися особливості цих реалізацій при впливі на іоносферу акустичного випромінювання НК АВ, а також досліджувалося, за якими інформаційними параметрами космічного радіовипромінювання можуть бути ідентифіковані штучні акустико-іоносферні збурення.

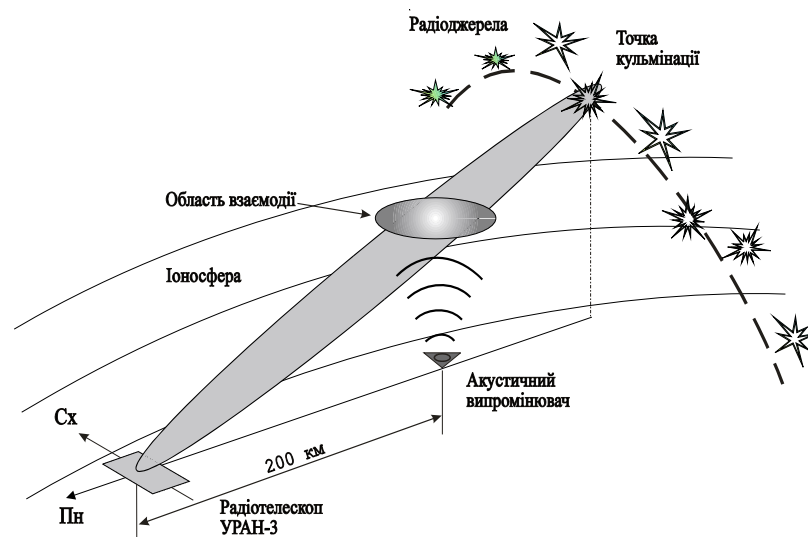


Рисунок 6.4 – Схема експериментальних досліджень штучних акусто-іоносферних збурень за допомогою радіоастрономічного методу

У процесі підготовки і проведення експерименту «ЛІНК-Чибіс» послідовно реєструвалося радіовипромінювання Галактичного фону без акустичного збурення (рис. 6.5) та під час роботи НК АВ (рис. 6.6).

На рис. 6.5 наведено експериментальний запис динамічного діапазону радіовипромінювання Галактичного фону в смузі 16-32 МГц (рис. 6.5а) і його часовий профіль на частоті 24 МГц (рис. 6.5б). Запис проведено 24.11.2013 р за відсутності акустичного випромінювання НК АВ. Час цього запису збігається з часом роботи НК АВ (червона стрілка), запланованому на 28.11.2013 р. відповідно до графіка прольоту мікросупутника "Чибіс" над територією Західної України.

На рис. 6.6 приведено експериментальні записи (28.11.2013 р в період з 7:00:00 UT до 8:00:00 UT під час прольоту мікросупутника "Чибіс" над територією Західної України): динамічного діапазону радіовипромінювання Галактичного фону в смузі 16-32 МГц (рис. 6.6а) і його часового профілю на частоті 24 МГц (рис. 6.6б). Червоною стрілкою позначено час початку акустичного випромінювання (7:07:00 UT). НК АВ функціонував в режимі триразового 60-ти секундного випромінювання з 60-ти секундними паузами між ними.

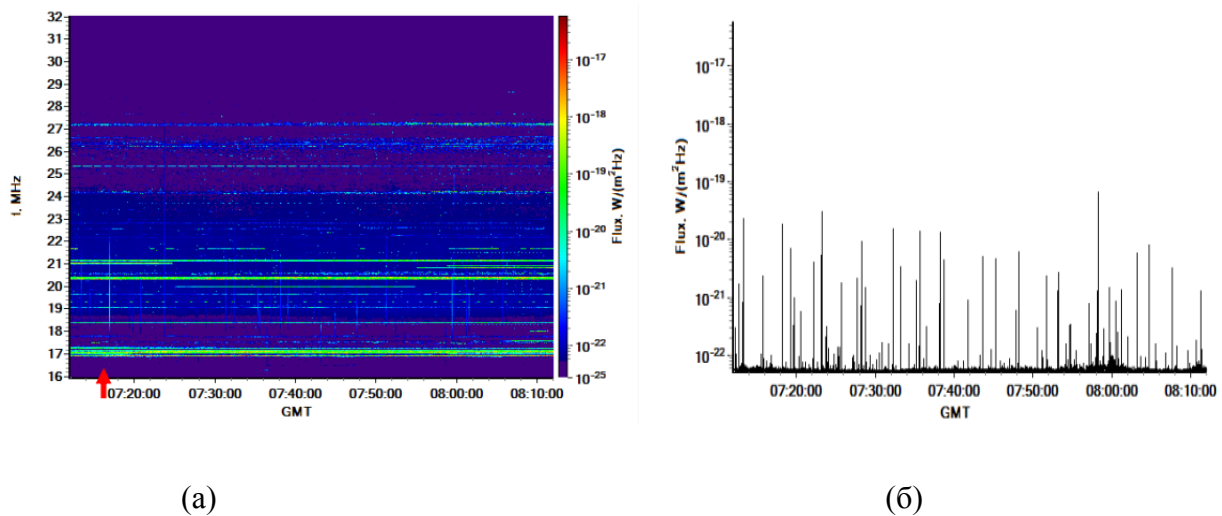


Рисунок 6.5 – Динамічний спектр радіовипромінювання Галактичного фону (запис 24.11.2013 р.)

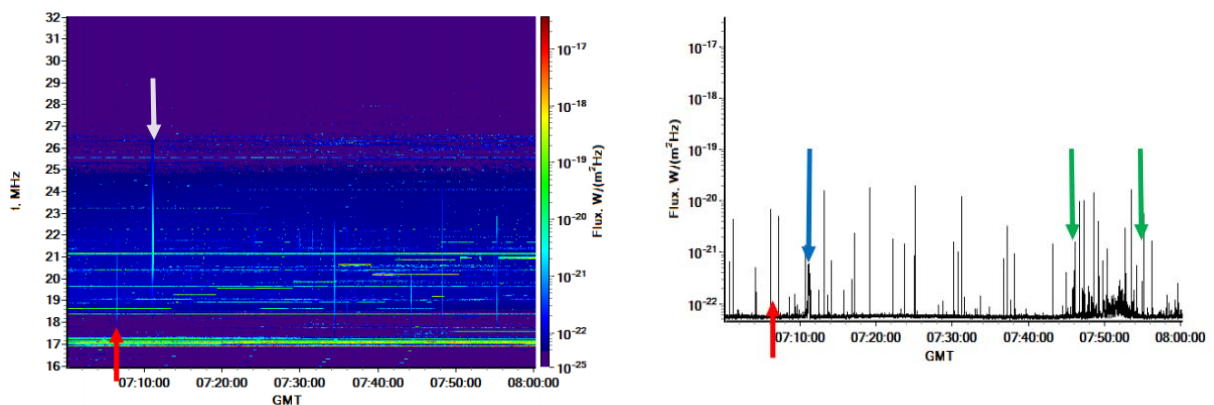


Рисунок 6.6 – Динамічний спектр радіовипромінювання Галактичного фону (запис 28.11.2013 р. під час роботи наземного керованого акустичного випромінювача і прольоту мікросупутника "Чібіс" над територією Західної України)

6.6.5 Інтерпретація результатів вимірювань за допомогою радіотелескопу УРАН-3

Без акустичного збурення (рис. 6.5). Запис радіовипромінювання Галактичного фону без акустичного збурення (рис. 6.5) в обраній ділянці небесної сфери, який визначено з урахуванням координат радіотелескопа УРАН-3, мікросупутника і НК АВ, а також передбачуваної іоносферної висоти поширення акустичної хвилі, характеризується досить рівномірним фоном радіовипромінювання у всій смузі 16-32 МГц і рівномірним

розподілом короткочасних (дуже малої тривалості) випадкових електромагнітних завад (наприклад, на записи рис. 6.5а на частоті 24МГц).

Після акустичного збурення (рис. 6.6). Після акустичного збурення, яке почалося в 7:07:00 UT (червоні стрілки на рис. 6.6а і рис. 6.6б), через ~ 4.5 хв від його початку, що відповідає часу вертикального розповсюдження акустичної хвилі до висот нижньої іоносфери (>80 км), спостерігається зростання інтенсивності космічного радіовипромінювання фону (біла стрілка на рис. 6. 6а і блакитна стрілка на рис. 6.6б) за рахунок збільшення прозорості іоносферної плазми при поширенні через неї декаметрового радіовипромінювання космічних радіоджерел [23].

Приблизно через 40 хв від початку акустичного збурення (з $\sim 7:46:00$ UT до $\sim 7:56:00$ UT, зелені стрілки на рис. 6.6б) спостерігається поява повторного електромагнітного відгуку, обумовленого генерацією та розповсюдженням уздовж магнітних силових ліній рухомих іоносферних збурень штучного акустичного походження.

Результати спостережень штучної акустичної модифікації іоносфери під час роботи НК АВ, отримані в процесі проведення експерименту 28.11.2013 р., добре корелюють з результатами досліджень штучних АІЗ радіоастрономічним методом з використанням НК АВ і радіотелескопа УРАН-3, виконаними спільно ЛЦ ІКД та ФМІ НАНУ в період листопад-грудень 1996 р. та квітень-жовтень 1997 р. [4, 6, 8, 22, 23, 25]. Дослідження проводились на частоті 25 МГц. Акустична хвиля випромінювалася НК АВ, який функціонував в режимі однократного або n-кратного 60-ти секундного звучання з 60-ти секундними паузами між ними.

Після обробки експериментальних записів, зареєстрованих в процесі 24 сеансів спостережень, виявлено імпульсні сплески радіосигналів, які було ідентифіковано як реакція іоносфери на акустичне збурення і час затримки яких щодо початку акустичного збурення корелює з роботою НК АВ. За результатами статистичної обробки результатів експериментів (24 сеансів спостережень радіоджерел) було встановлено наявність наступних стійких значень часів затримки: $T = 5,8 \pm 0,5$ хв; $20,7 \pm 2,3$ хв; $29,3 \pm 1,3$ хв; $41,7 \pm 2,3$ хв; $59,6 \pm 4,2$ хв.

В експерименті 28.11.2013 також встановлено затримки, що відповідають першій і четвертій з отриманих раніше оцінок, а саме: $T \approx 4,5$ хв і $T \approx 40$ хв.

6.6.6 Экспрес обробка даних з КА Чибіс-М 28.11.2013

Інтервал часу реєстрації сигналів від датчиків електричного і магнітного поля 07:26:41–07:37:05 UT (з акустичним збудженням)

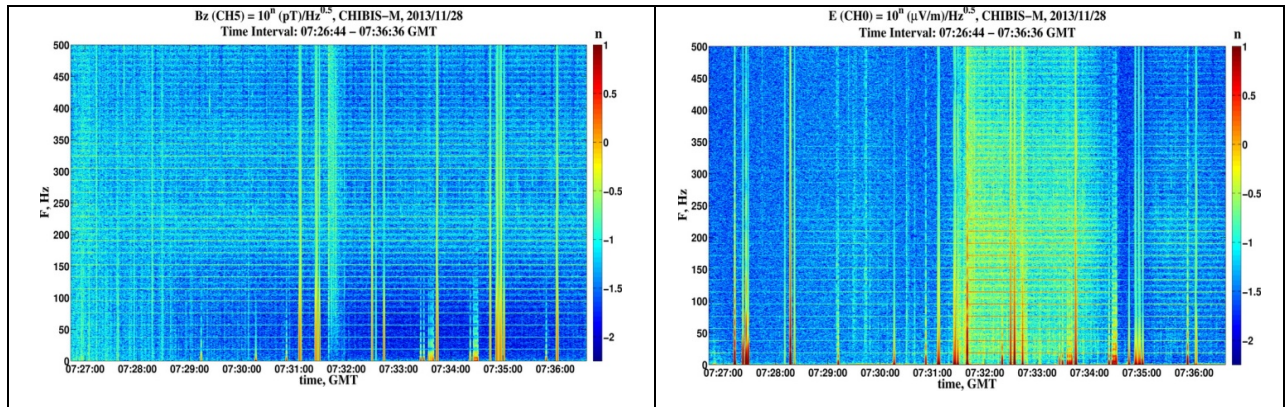


Рисунок 6.7 – Частотно-часові діаграми компонент магнітного та електричного поля при наявності акустичного збурення (момент включення 07:07 UT), вимірюваних на борту МС «Чибіс-М»

2) Інтервал часу реєстрації сигналів від датчиків електричного і магнітного поля 09:04:41–09:09:40 UT (за відсутності акустичного збурення)

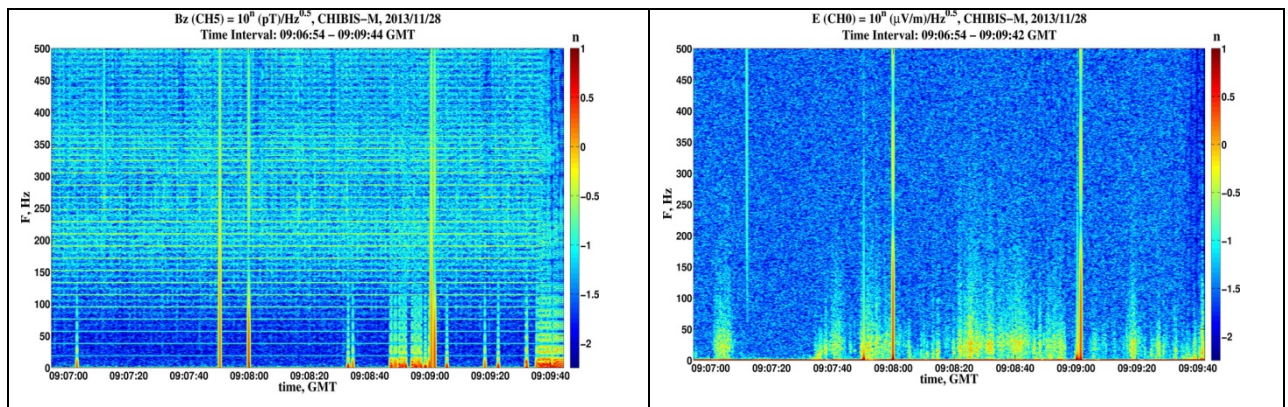


Рисунок 6.8 – Частотно-часові діаграми компонент магнітного і електричного поля за відсутності акустичного збурення, вимірюваних на борту МС «Чибіс-М» (інтервал вимірювань розбито на два підінтервали)

З порівняння діаграм можна зробити висновок, що як у вимірюваннях магнітного, так електричного поля є відмінності між випадками відсутності і наявності акустичного

збурення. З'являються виражені лінійчаті структури (в запису - короткі широкосмугові імпульси тривалістю 6-7 сек, що при швидкості КА в 7,9 км/с становить приблизно 50 км, при цьому відстань між лінійними елементами від 50 до 500 км), максимальна потужність зміщується в низькочастотну область (≤ 8 Гц). Більш детально низькочастотну структуру показано на рис. 6.13, де максимум розташований в діапазоні 0,1-0,8 Гц.

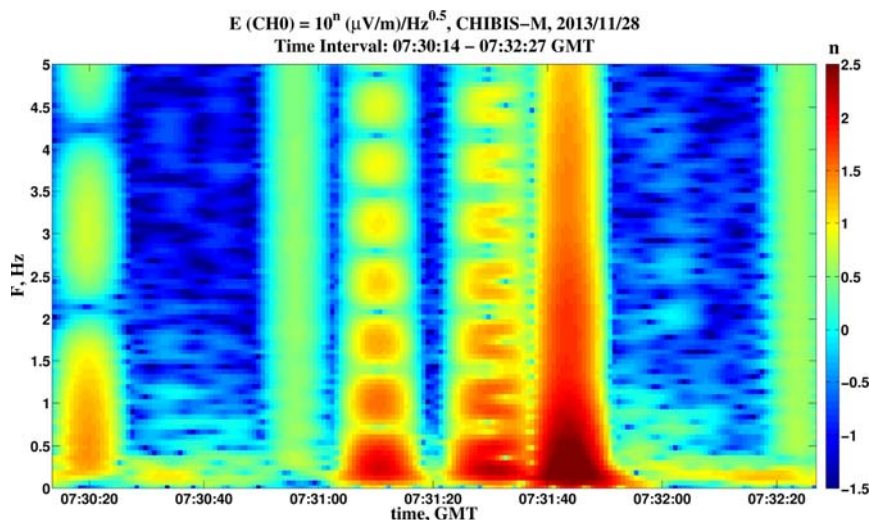


Рис. 6.9 – Вимірювання електричного поля на борту МС «Чибіс-М» під час роботи акустичного випромінювача (момент включення 7:07 UT) після застосування фільтра високих частот Баттерворта 2 порядку з частотою зрізу 0,1 Гц.

6.7 Подальший аналіз наземно-акустичних експериментів

Впродовж 2015-2016 р. було продовжено аналіз результатів наземно-космічних експериментів, виконаних авторами спільно з Львівським центром ІКД НАНУ-ДКАУ та Фізико-механічним інститутом НАНУ в 2013-2014 рр. та описаних в роботі [40]. На цій основі було отримано наступні результати.

1) Побудовано уточнену нелінійну модель каскадного перетворення послідовності пакетів акустичних хвиль при їх розповсюдженні до висот іоносфери та проникненні в іоносферні шари. Схема збудження іоносферних збурень, що була застосована в проведених авторами експериментах, має особливості, що не використовуються в експериментах інших авторів. В першу чергу, на відміну від прямої генерації низькочастотних акустичних коливань з параметрами, що забезпечують проникнення через фільтруючі шари атмосфери, як це робиться в установці «Сура» (РФ), і яка має низьку ефективність, використовується генерація двох середньочастотних (500-800 Гц) акустичних променів великої інтенсивності (165 дБ, що відповідає амплітуді

надлишкового тиску 3600 Па) з невеликою (20-30 Гц) різницею частот. При таких інтенсивностях вступають в силу нелінійні ефекти і випромінювання не буде гармонічним. В результаті на невеликій висоті над генератором утворюється об'ємна параметрична антена, що випромінює хвилі з різницевою частотою (20-30 Гц). Початкова генерація на досить високій частоті є ефективною, разом з тим низькочастотний параметричний випромінювач має ряд переваг, в першу чергу - можливість отримання високої спрямованості випромінювання при невеликих розмірах самого випромінювача. По-друге, оскільки, за рахунок фільтрації в атмосфері високочастотної частини спектру сигналу, найбільшу інтенсивність буде мати обвідна сигналу, доцільно використати (над)низькочастотну модуляцію сигналу різницевої частоти. Найпростіше це можна зробити за рахунок формування хвильових пакетів ще на першому етапі - етапі середньочастотної генерації. При тривалості пакета в 60 сек з таким же проміжним інтервалом маємо оцінку ефективної частоти кінцевого сигналу близько 0.016 Гц, що відповідає гравітаційно-модифікованим акустичним хвилям (акусто-гравітаційним хвилям). Врахування ефектів нелінійності в більшості випадків підвищує дисипацію випромінювання, ефектів дифракції – ізоτροпізацію (розмивання) пучка. Маємо два ефективних рівня висот, що відповідають середній висоті параметричної антени та середній висоті дисипації різницевого сигналу з утворенням акусто-гравітаційної хвилі.

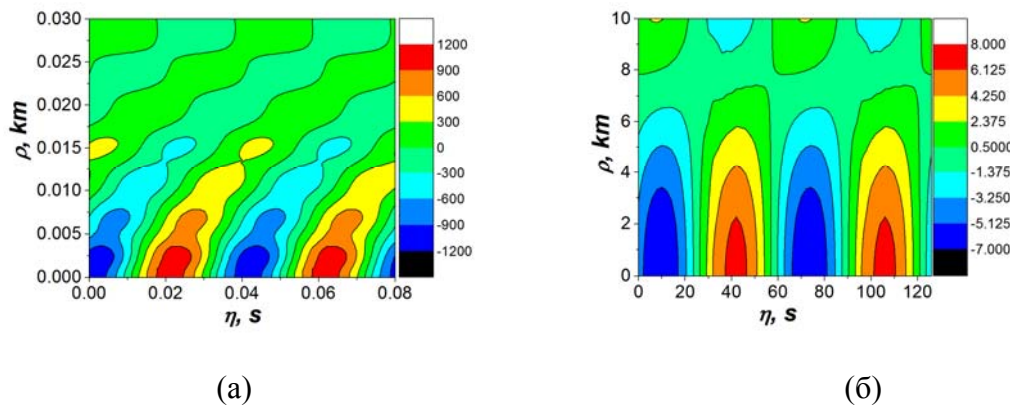


Рисунок 6.10 – Послідовне перетворення частоти 600 Гц → 25 Гц → 0.016 Гц. Діаметр вихідного отвору випромінювача – 1 м, початкові частоти – 600 Гц та 625 Гц, початкова амплітуда – 420 м/с. (а) – Розподіл швидкості повітря (см/с) на висоті 60 м (перше перетворення), ρ - радіальна координата в поперечній площині пучка, η - час від приходу хвилі на висоту 60 м; (б) – Розподіл швидкості повітря (см/с) на висоті 130 км (друге перетворення), ρ - радіальна координата в поперечній площині пучка, η - час від приходу хвилі на висоту 130 км.

В роботах звітнього періоду було деталізовано початкові умови випромінювання, граничні умови на генераторі та обох ефективних рівнях висот з проведенням обчислювальних експериментів на основі програмного забезпечення, створеного на минулому етапі.

2) Включено в модель механізм вибору параметрів акустичного випромінювання, що забезпечують його проникнення в іоносферу. Введення вказаних вище двох ефективних рівнів висоти дозволило побудувати на основі вже розробленого програмного забезпечення схему оптимізації параметрів експерименту за критерієм досягнення потрібного рівня гідродинамічної швидкості на визначеній висоті в іоносфері. Ідея полягає в тому, щоб «розміщати» ефективні рівні на «сприятливих» для розповсюдження випромінювання висотах атмосфери.

3) Запропоновано механізми утворення в певних областях іоносфери явища акустично індукованої радіопрозорості. Виходячи з результатів експериментів, виконаних у 2008 р. Львівським центром ІКД НАНУ-ДКАУ та CNRS (Франція) з використанням мікосупутника DEMETER, в яких було виявлено подібність відгуків іоносфери на дію наземного акустичного випромінювача та поштовхи землетрусу у зоні Вранча (Румунія) було виконано аналіз можливих механізмів формування відгуків. Важливість акустичного каналу літосферно-іоносферних зв'язків розглянута в багатьох роботах і слід відзначити посилення останнім часом інтересу до цього каналу, що ґрунтується на нових вимірювальних даних. Так, в роботі Iyemori, T., K. Nakanishi, T. Aoyama та інш. [42], у 2015 р., на основі магнітометричних даних супутникової констеляції SWARM було підтверджено існування дрібномасштабних паралельних струмів в середньо- та низькоширотній іоносфері, оцінено часові масштаби їх варіацій і показано, що головним джерелом генерації цих струмів є акустична мода атмосферних гравітаційних хвиль (акусто-гравітаційні хвилі). Аналогічний висновок зроблено у роботі Zettergren, M. D., та J. B. Snively [43].

4) Запропоновано уточнену схему наземно-космічного експерименту з активною дією на іоносферу програмним чином модульованого акустичного випромінювання наземного параметричного генератора. Уточнення стосуються задач космічного сегмента експериментальної конфігурації, де для низки вимірювань запропоновано використати магнітометричні дані супутникових констеляцій SWARM (ЄКА) та COSMIC (США-Китай-Японія), але з застосуванням власного математичного апарату обробки.

6.8 Висновки до розділу 6

1. Результати наземних спостережень свідчать про зміну стану іоносфери під впливом акустичних збурень.

2. Експерименти зі штучної акустичної модифікації іоносфери за допомогою НК АВ, проведені в 28.11.2013 р. під час прольоту мікросупутника "Чибіс" (ІКД РАН) над територією України, підтвердили:

- 1) технічну можливість здійснення штучної модифікації іоносфери за допомогою наземного керованого акустичного випромінювача ЛЦ ІКД;
- 2) ефективність застосування методичних і технічних засобів, розроблених ФМІ НАНУ на базі декаметрового радіотелескопа УРАН-3, для дистанційного зондування наземними засобами змін стану іоносферної плазми в процесі штучної акустичної модифікації;
- 3) необхідність комплексного застосування наземного керованого акустичного випромінювача, космічних апаратів типу мікросупутника "Чибіс" (ІКД РАН) і наземних засобів типу радіотелескопа УРАН-3 для проведення досліджень штучної акустичної модифікації іоносфери і вдосконалення технології виявлення та ідентифікації слабких акусто-іоносферних збурень в процесі дистанційного радіозондування іоносфери в цілях здійснення фундаментальних досліджень стану іоносфери і процесів літосферно-іоносферної взаємодії.

3. В експерименті з дистанційного зондування за допомогою радіотелескопу УРАН-3 змін стану іоносферної плазми в процесі штучної акустичної модифікації 28.11.2013 встановлено величини затримок між початком випромінювання і реакцією іоносфери, які відповідають отриманим раніше (1996, 1997, 2006) оцінками, і складають $T \approx 4,5$ хв і $T \approx 40$ хв.

4. У всьому діапазоні частот датчиків бортового комплексу в даних не проглядаються специфічні відмінності сигналів в діапазоні приблизно ± 100 км (± 12 сек) до і після найближчої точки орбіти мікросупутника «Чибіс-М» до точки знаходження акустичного випромінювача, тобто при прольоті безпосередньо над джерелом.

5. З порівняння діаграм частота-час для вимірювань на «Чибіс-М» можна зробити висновок, що як у випадку магнітного, так електричного полів, є відмінності між випадками відсутності і наявності акустичного збурення на інтервалах, більших ніж 20 хв. після включення акустичного збурення. З'являються виражені лінійчаті структури (в запису - короткі широкосмугові імпульси тривалістю 6–7 сек, що при швидкості КА в 7,9 км/с становить приблизно 50 км. При цьому відстань між лінійними елементами – від 50 до 500 км), максимальна потужність зміщується в низькочастотну область (≤ 8 Гц).

6. Виявлення зміни стану іоносфери за даними супутникових спостережень за методикою сканування стану іоносфери шляхом спостереження і аналізу ОНЧ електромагнітних хвиль при використаній частоті дискретизації є неможливим, слід підняти частоту до 25-30 кГц.

7. Результати експерименту (з наземної, атмосферної та іоносферної частини), якщо їх представити у вигляді дослідницької бази даних, будуть служити основою для подальшого розвитку нового комплексного напрямку – наземно-космічного акустичного дослідження стану іоносфери.

7. ТУРБУЛЕНТНІ ВЛАСТИВОСТІ СОНЯЧНОЇ ТА НАВКОЛОЗЕМНОЇ ПЛАЗМИ

7.1 Інверсія напрямку швидкості турбулентних утворень в сонячній плазмі: спокійні ділянки сонячної атмосфери

7.1.1 Вступ до розділу 7

Енергія, що утворюється в результаті ядерних реакцій в центральній області Сонця, переноситься до поверхні спочатку перевипромінюванням, а потім конвекцією. В свою чергу, конвективні рухи збуджують хвилі, які в основному відповідальні за нагрівання хромосфери та корони. Безпосереднім спостереженням доступна тільки верхня межа конвективної зони у вигляді грануляційної структури фотосфери. Саме цей прошарок атмосфери Сонця, з однієї сторони, найбільш інтересний для дослідження, а з другої - найбільш важкий, оскільки потрібно приймати до уваги всі види переносу енергії.

Конвективні та хвильові рухи в сонячній атмосфері досліджувались неодноразово. Використовувались різні інструменти для спостережень та застосовувались різні методи обробки та інтерпретації цього спостережного матеріалу. Результати досліджень, які були опубліковані до 2000 р. можна знайти в роботі Еспагне та ін. [8]. Згідно цим роботам фотосферу можна розділити на дві складові з різними фізичними властивостями з межею біля $H=170$ км над рівнем утворення неперервного спектру. Цей висновок зроблений на основі того спостережного факту, що амплітуди інтенсивності та швидкості спочатку зменшуються з висотою, досягаючи мінімуму на $H=170$ км, а потім знову збільшуються. Інтенсивності та швидкості на $H>170$ км та на $H<170$ км не корелюють між собою. В нижній фотосфері енергія переноситься конвективними утвореннями, а в верхніх шарах - різноманітними хвилями.

З іншої сторони, Еспагне та ін. [8] на основі власних спостережень прийшли до висновку, що фотосферу можна розділити на дві області тільки по відношенню до поля інтенсивностей, поскільки вертикальні конвективні швидкості проникають аж до висот $H=500$ км. Близький результат отримав також Салучи та ін. [20].

В наступні роки значні зусилля були направлені на визначення середньої висоти, на якій відбувається інверсія контрасту (температури) конвективних утворень. Результати різних авторів дуже сильно відрізняються. Кніір та ін.[14], досліджуючи спектрограму в лінії Mg b2, прийшли до висновку, що зміна знаку контраста над гранулами відбувається на висоті $H=60$ км, в той час як Бендлин та Фолкнер [7] за даними спостережень в лінії FeI 630.3 нм дають значення $H=270$ км. Близькі до цього значення висоти приводяться в

роботах Костика та Щукіної [17] – $H=250$ км, Янсен та Гаузи [11] – 200 км, а також Пушман та ін. [19] – 170 км. Стоділка та ін. [1-4] прийшли до висновку, що область температурної інверсії простягається до температурного мінімуму. Крім того, Костик і Щукіна [17] знайшли, що крім інверсії контрасту, має місце також зміна напрямку руху конвективних швидкостей. В середньому, це відбувається на висоті $H=250$ км.

Мета цього розділу, на основі спостережень з високою просторовою та часовою роздільними здатностями, дослідити конвективне поле швидкостей від $H=0$ км до $H=500$ км, зокрема визначити висоти, на яких відбувається зміна напрямку швидкостей. Наскільки нам відомо, ця проблема майже не досліджувалась.

7.1.2 Спостереження та первинна обробка спокійної ділянки

Спостереження були проведені 26.08.2001 р. на 70-см німецькому вакуумному баштовому телескопі VTT, який встановлений в обсерваторії Дель Тейде Інституту Астрофізики на Канарських островах (о. Тенерифе, Іспанія). Описання телескопу та спектрографа можна знайти в роботі Шретера та ін. [22].

Для спостережень були вибрані лінії нейтрального FeI 639.361 нм та іонізованого FeII 523.418 нм заліза. З допомогою вузькополосних фільтрів в лінії водню H α та в лінії іонізованого кальцію CaII K була вибрана спокійна ділянка поблизу центру сонячного диска. Світлоприймачем служила ПЗС-камера розмірами 1024x1024 піксел. Поле зору телескопу складало $0^{\circ}46' \times 89''$.

Спостереження велись одночасно на двох камерах. Лінії експонувались з інтервалом біля 8 сек протягом 158 хв. Під час спостережень тремтіння сонячної поверхні на вхідній щілині спектрографа, обумовлене нестабільністю земної атмосфери, находилось в межах $0''.3 - 0''.5$. Всі 943 зображень були виправлені за плоске поле [13], а саме:

1. Виключення темного струму з усіх зображень спектра та калібровочних зображень.
2. Корекція всіх зображень за нахил та кривизну вхідної щілини спектрографа.
3. Виключення з середнього калібровочного зображення сонячних ліній поглинання.

Наступна обробка даних спостережень зводилась до знаходження інтенсивності та швидкості на різних остаточних глибинах контурів ліній FeI 639.361 нм и FeII 523.418 [24]. Для кожної лінії ми вибрали 11 ширин на яких для кожного зображення спектра ($t=1-943$) та для кожної спектральної "доріжки" ($x=1-1024$) на 11 рівнях спектральної лінії ($h=1-11$) ми знаходили значення інтенсивності $I(t,x,h)$ та швидкості в короткохвильовому $V_b(t,x,h)$ та довгохвильовому $V_r(t,x,h)$ крилах ліній нейтрального FeI 639.361 нм та

іонізованого FeII 523.418 нм заліза. Ті ж величини $\bar{I}(h), \bar{U}_b(h), \bar{U}_r(h)$ були знайдені і для усередненого по простору $x=1-1024$ та часу $t=1-943$ контурів ліній заліза. Відповідні флуктуації знаходились згідно виразам:

$$\begin{aligned}\delta I(t,x,h) &= I(t,x,h) - \bar{I}(h), \\ \delta V_b(t,x,h) &= V_b(t,x,h) - \bar{U}_b(h), \\ \delta V_r(t,x,h) &= V_r(t,x,h) - \bar{U}_r(h).\end{aligned}$$

Коливання швидкості $\delta V_b(t,x,h)$ та $\delta V_r(t,x,h)$ були виправлені за зміщення, обумовлені рухом Землі навколо Сонця.

Флуктуації параметрів δI та δV обумовлені, в основному, конвективними та хвильовими рухами. Щоб розділити грануляційну та хвильову складові полів інтенсивності та швидкості ми побудували діагностичну $k-\omega$ діаграму, тобто залежність потужності варіацій δI та δV від часової ω та просторової k частот [12, 15-17]. В подальшому всі дослідження велись тільки з конвективною складовою полів інтенсивності та швидкості.

7.1.3 Результати спостережень спокійної ділянки

Для того, щоб конвективні рухи, які отримані з контурів ліній на різних остаточних інтенсивностях віднести до певних висот в атмосфері Сонця, необхідно обчислити теоретичні контури досліджуваних ліній. Для цієї мети ми скористались програмою NATAJA [5, 21, 23]. За модель атмосфери Сонця нам послужила тримірна модель Асплунда та ін. [6]. Результати представлені в Таблиці 7.1.

Таблиця 7.1. Напівширини спектральних ліній та відповідні їм середні висоти в атмосфері Сонця, на яких вимірювались інтенсивності та швидкості протягом всього часу спостережень

Дожина хвилі, нм	Напівширини (пм), на яких знаходились інтенсивності та швидкості										
523.462	1.0	1.9	3.3	4.2	4.9	5.5	6.1	7.2	9.3	15	20
639.361	0.25	1.5	3.0	4.0	4.9	5.5	6.0	7.2	9.5	14	20

Дожина хвилі, нм	Середні висоти (км), на яких знаходились інтенсивності та швидкості										
523.462	-25	-23	-8	20	45	60	80	120	180	290	340
639.361	5	20	70	130	190	210	250	320	390	470	490

Перейдемо безпосередньо до знаходження висот, на яких відбувається зміна напрямку швидкостей та знака контрасту. Відзначимо, що зміна напрямку швидкостей конвективних рухів, наскільки нам відомо, раніше не досліджувалась за винятком однієї нашої роботи (Костик, Щукіна [17]).

Попередній аналіз показав, що розкид висот, на яких відбувається зміна напрямку руху надзвичайно великий, від 50 до 450 км. Виявилось, що причиною такого розкиду є не випадкові чи систематичні похибки, а це наслідок індивідуальних особливостей конвективних вихрів.

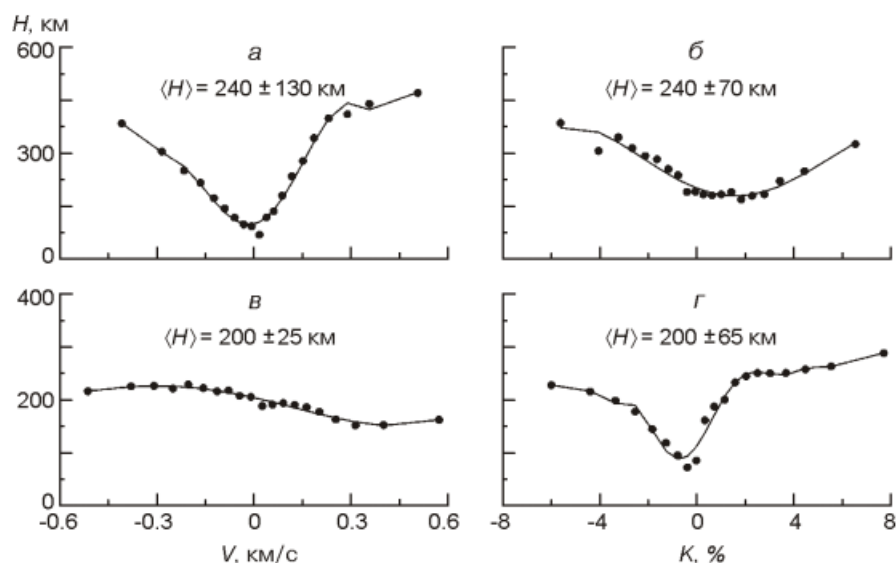


Рисунок 7.1 – Висоти, на яких відбувається зміна напрямку руху швидкості в залежності від швидкості в континуумі (верхня ліва панель) та контрасту в континуумі (верхня права панель), а також висоти, на яких контраст змінює знак в залежності від швидкості в континуумі (нижня ліва панель) та контрасту в континуумі (нижня права панель). Лінія FeI 639.361 нм.

На верхній лівій панелі Рис.7.1 видно, що висота, на якій відбувається зміна напрямку руху дуже сильно залежить від швидкості руху поблизу континуума: чим більша по абсолютній величині ця швидкість, тим вище в атмосфері Сонця відбувається зміна напрямку руху. Такий взаємозв'язок нам здається природним. В середньому зміна напрямку руху відбувається на висоті $H=240\pm130$ км.

Залежність висоти зміни напрямку руху над гранулами та міжгранулами показана на верхній правій панелі (нагадаємо, що поняття гранули та міжгранули ми застосовуємо виключно тільки на висоті утворення неперервного спектру). Крім очікуваного

збільшення висоти зі збільшенням контрасту як гранул так і міжгранул, відзначимо трохи асиметричний характер цієї залежності.

На нижній лівій панелі Рис.7.1 показано на яких висотах в атмосфері Сонця відбувається зміна знака контрасту конвективних утворень в залежності від їх швидкості на висоті утворення континууму. На наш погляд, ця залежність дещо дивна: висота зміни знаку контраста майже не залежить від швидкості конвективних утворень.

На нижній правій панелі висота зміни знака контрасту представлена в залежності від контраста гранул та міжгранул. Відзначимо, що над гранулами зміна знаку контраста відбувається майже в два рази частіше, ніж над міжгранулами. В середньому зміна знаку контраста відбувається на висоті $H=200\pm65$ км, що трохи нижче, чим зміна напрямку руху ($H=240\pm130$ км), хоча і в межах середнього відхилення.

На рис. 7.2 ми приводимо результати досліджень, які отримані по лінії FeII 523.418 нм.

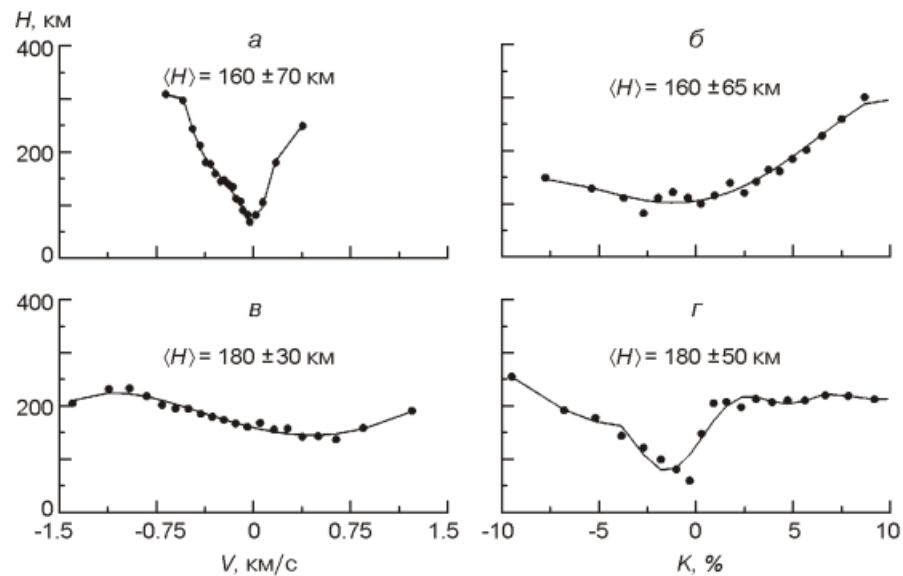


Рисунок 7.2 – Висоти, на яких відбувається зміна напрямку руху швидкості в залежності від швидкості в континуумі (верхня ліва панель) та контрасту в континуумі (верхня права панель), а також висоти, на яких контраст змінює знак в залежності від швидкості в континуумі (нижня ліва панель) та контрасту в континуумі (нижня права панель). Лінія FeII 523.418 нм

Вони підтверджують залежності, які були отримані по лінії FeI 639.361 нм. Відзначимо тільки, що середні висоти зміни напрямку руху та знаку контраста, які знайдені по лінії FeII 523.418 нм, на 20-80 км менші, ніж по лінії FeI 639.361 нм. Це зрозуміло, оскільки діапазон висот, в межах яких утворюється лінія FeII 523.418 нм менший, ніж лінія FeI 639.361 нм.

7.2 Інверсія напрямку швидкості турбулентних утворень в сонячній плазмі: активні ділянки сонячної атмосфери

7.2.1 Спостереження та первинна обробка активної ділянки

Спостереження були проведені 13.11.200 р. на 70-см німецькому вакуумному баштовому телескопі VTT, який встановлений в обсерваторії Дель Тейде Інституту Астрофізики на Канарських островах (о. Тенерифе, Іспанія) одночасно в трьох участках довжин хвиль: FeI 15643-15658 Å, BaII 4554 Å, CaII 3968 Å. По фільтрограмі в лінії CaII 3968 Å була вибрана активна ділянка поблизу центра сонячного диску - факел. Процесом спостережень управляла TIP_камера (інфрачервоний поляриметр), вхідна щілина якого сканувала участок поверхні Сонця. Лінія BaII реєструвалась вузькополосним світлофільтром (TESOS_камера) в неперервному спектрі та в 37 довжинах хвиль. На третій камері реєстрація велась тільки в центрі лінії CaII 3968 Å. Первинна обробка спостережень аналогічна, як і для спокійної ділянки.

7.2.2 Результати спостережень активної ділянки

На Рис. 7.3 показані висоти, на яких відбувається зміна знака швидкості (дві верхні панелі) та зміна знака контрасту (дві нижні панелі). Закономірності такі ж самі, як і для спокійної ділянки: чим більша швидкість або чим вищий контраст конвективних елементів, тим на більшій висоті в сонячній фотосфері відбувається зміна знаку і швидкості, і контрасту. В середньому інверсія контрасту має місце на висоті $H=420\pm130$ км, а швидкості - на висоті $H=330\pm160$ км. Це приблизно на 150 км вище, ніж в спокійній ділянці.

Чи залежать ці висоти від величини напруженості магнітного поля? Відповідь знаходимо на Рис. 7.4. Так, залежать, але тільки починаючи з $B=1000$ Гс. Для збільшення статистики ми усереднили висоти зміни знака швидкості та контраста.

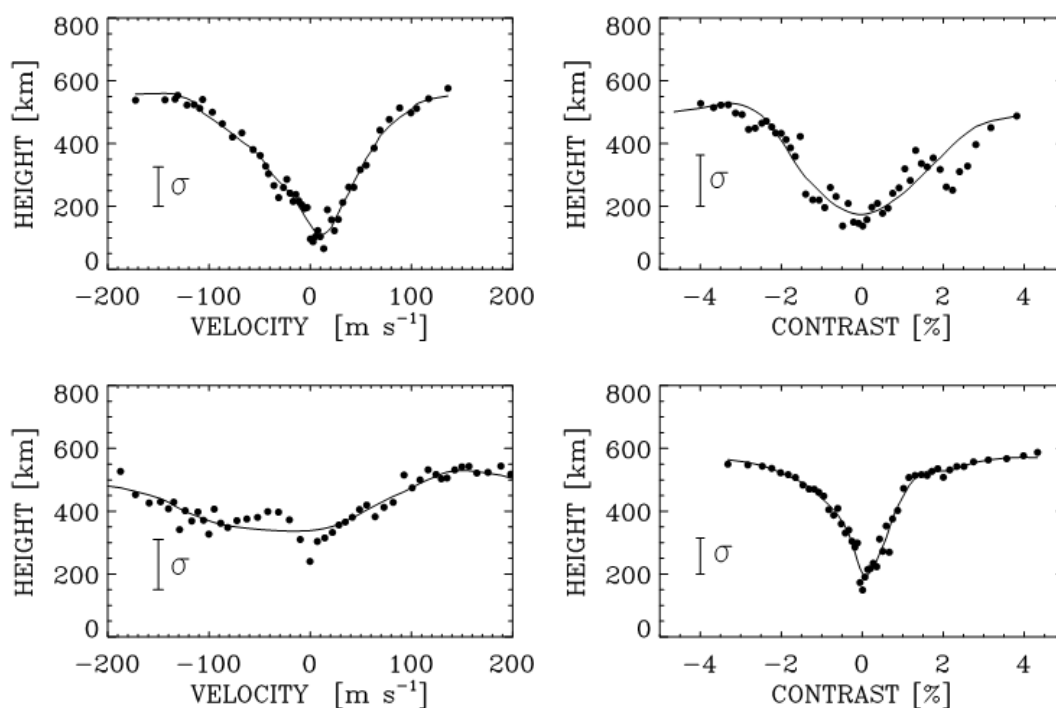


Рисунок 7.3 – Висоти, на яких відбувається зміна напрямку руху швидкості в залежності від швидкості в континуумі (верхня ліва панель) та контрасту в континуумі (верхня права панель), а також висоти, на яких контраст змінює знак в залежності від швидкості в континуумі (нижня ліва панель) та контрасту в континуумі (нижня права панель). Лінія BaII 455.4 нм

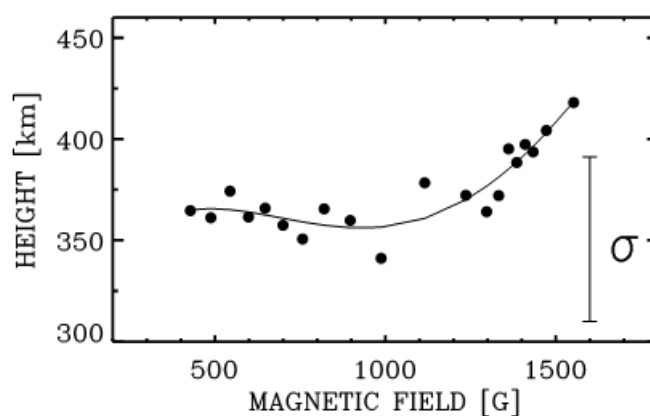


Рисунок 7.4 – Висоти, на яких відбувається зміна знаку контраста та напрямку швидкості в залежності від напруженості магнітного поля

7.3 Обговорення результатів

Результати наших досліджень показали, що в сонячній фотосфері, починаючи з $H=50$ км порушується класична картина конвекції. Конвективні елементи в процесі свого руху як вгору, так і вниз змінюють не тільки знак контрасту, але і напрямок руху. Часто мають місце обидва випадки. Висота, на якій відбувається зміна знаку контрасту, сильно залежить від контрасту в континуумі і майже не залежить від швидкості, які мали гранули та міжгранули на $H=0$ км. Потрібно відзначити, що вперше на зміну знака контрасту в сонячній атмосфері, мабуть, вказали Каталано [9], а також Холвегер та Кніір [10]. Стоділка та ін. [1-4] приходять до висновку, що область температурної інверсії простягається від $H=150$ км до температурного мінімуму. При цьому спостерігається тенденція: чим більша гранула, тим на більших висотах відбувається інверсія температури. Згідно Пушман та ін. [19] інверсія температури має місце для утворень більших за $1''5$ на висотах $H>200$ км. Ці висновки підтверджуються і нашими результатами. З іншої сторони, Стоділка та ін. [3] стверджують, що інверсія частіше відбувається над міжгранулами, а згідно нашим результатам - над гранулами. Великий розкид середніх висот, на яких відбувається інверсія температури (контрасту), від 60 км до 650 км за даними різних авторів, обумовлений не тільки різними методиками обчислення геометричних висот утворення ліній, але, в основному, різними центральними глибинами ліній, які використовують різні автори.

В сонячній атмосфері відбувається не тільки зміна знаку контраста конвективних елементів, але і зміна напрямку руху. В діапазоні висот $H=0-500$ км уже 60% конвективних елементів змінюють напрямок свого руху на протилежний. Наскільки нам відомо, раніше ця особливість руху конвективних елементів не досліджувалась.

7.4 Висновки до розділу 7

Детальний аналіз результатів спектральних спостережень ліній різних хімічних елементів показав, що в сонячній фотосфері, як в спокійній так і в активній ділянці сонячного диску, має місце не тільки зміна знака контрасту, що було відомо і раніше, але і зміна напрямку руху конвективних елементів. В активній ділянці сонячної поверхні ця інверсія відбувається на значно більших висотах, ніж в спокійних. Питання, чому саме так відбувається, є предметом майбутніх досліджень. Цікавим є також той факт, що висота інверсії залежить від напруженості магнітного поля, але тільки починаючи з $B=1000$ Гс.

8. ВИЗНАЧЕННЯ ХАРАКТЕРУ ТУРБУЛЕНТНОСТІ В РІЗНИХ ОБЛАСТЯХ МАГНІТОСФЕРИ ЗЕМЛІ. АНАЛІЗ ПРОЦЕСІВ ПЕРЕНЕСЕННЯ

8.1 Вступ до розділу 8

Внаслідок заокругленості перешкоди, якою є магнітосфера Землі для набігаючого надзвукового сонячного вітру, навколоземна ударна хвиля не прилягає впритул до границі магнітосфери (магнітопаузи), а відсунута від неї на деяку відстань. При цьому між ударною хвилею і магнітопаузою утворюється область, яка називається магнітошаром або перехідною областю. Саме ця область відіграє особливу роль у перетворенні динамічної та магнітної енергії сонячного вітру в енергію заряджених частинок і флуктуацій магнітного поля в області магнітосфери, визначаючи при цьому трансформацію і надходження енергії й імпульсу у внутрішні області магнітосфери. Крім того, інтенсивність зазначених процесів безпосередньо пов'язана з параметрами сонячного вітру і орієнтацією міжпланетного магнітного поля [1, 2].

Дослідження процесів у магнітошарі істотно ускладнюється наявністю турбулентності. У плазмових потоках вона може формуватися багатьма класами нестійкостей – дрейфово-дисипативні, кінетичні, магнітогідродинамічні та ін. [3, 4].

Незважаючи на більш ніж п'ятдесят років досліджень і безліч значимих результатів, задовільна теорія МГД турбулентності залишається важкодоступною. Дійсно, навіть найпростіші (найбільш ідеалізовані) випадки дотепер не до кінця зрозумілі.

- Яким чином турбулентність посилюється, підтримується і визначає форму магнітних полів? Яка структура і спектр цих полів на великих і малих масштабах? (Завдяки цьому проблема турбулентності безпосередньо пов'язана з фундаментальною проблемою генерації магнітного поля).
- Як енергія передається між каскадами і дисипує? (У аккреційному дисках і сонячній короні, наприклад, хотілося б знати, чи обумовлено нагрівання іонів або електронів турбулентними процесами).
- Яким чином турбулентний потік і магнітне поле підсилюють або стримують перенесення тепла.
- Які властивості дифузійних процесів при наявності переміжності турбулентних потоків? І чи можливе виникнення струменів і аномального перенесення плазми?

При взаємодії магнітошару і магнітосфери основні процеси взаємопов'язані і синхронізовані глобально низькочастотними магнітозвуковими коливаннями денного магнітошару як цілого [5]. У результаті відбувається «катастрофічна» перебудова потоку і

структури магнітного поля (прискорені і уповільнені струмені, перехід від ламінарної застійної області до нерегулярної структури приграничного шару). Складні турбулентні процеси, які спостерігаються в приграничних шарах магнітосфери Землі, не вдається описати в рамках аналітичних моделей МГД-течій. Для розгляду властивостей турбулентності на великих часових і просторових масштабах слід залучати методи статистичної фізики і каскадні моделі, розвинені в гідродинамічних теоріях. При аналізі дуже важливим є дослідження властивостей турбулентності в залежності від масштабу. Це може дати відповідь на одне з найбільш важливих запитань: наскільки анізотропія на великих масштабах, пов'язана з магнітним полем, зберігається на проміжних і малих масштабах? Незважаючи на проведення численних теоретичних досліджень, питання про ізотропність турбулентності плазми на малих масштабах залишається відкритим і активно обговорюється дотепер. Для вирішення цієї проблеми потрібні відповідні експериментальні дані, особливо про вплив граничних і крайових ефектів на властивості турбулентності. Необхідно також враховувати, що властивості турбулентних прикордонних шарів пов'язані не стільки з фізичними механізмами розвитку нестійкостей, скільки з симетріями, що описують масштабну інваріантність на істотно обмеженому діапазоні масштабів турбулентних прикордонних шарів.

Аналітично або чисельно розв'язати задачу про динаміку турбулентної плазми (в тривимірній геометрії) і визначити особливості турбулентності на великих часових масштабах в даний час не вдається. Отже, необхідно з експерименту визначити статистичні властивості турбулентності, пов'язані з масштабною інваріантністю, і отримати оцінки для показників степеня залежності параметрів плазми в припущенні степеневих законів. Це дозволить розвинути уявлення про фізичні властивості турбулентності плазми і дасть можливість якісно і кількісно описати процеси переносу в турбулентних перехідних шарах.

8.2 Використані супутникові спостереження

Для аналізу характеристик сонячного вітру на орбіті Землі та розгляду властивостей плазмового потоку в найбільш збуреній області магнітосфери – магнітошарі – проведено відбір фізично однорідних вимірів ферозондових магнітометрів космічного апарату С3 місії «Кластер-2» з частотою опитування 22,5 Гц.

Приклади розглянутих змін флуктуацій магнітного поля приведено на рис. 8.1.

Із рисунків добре прослідковується, що флуктуації в магнітошарі суттєво відрізняється від незбуреного сонячного вітру насамперед набагато більш високою

мінливістю всіх параметрів і плазми, і магнітного поля. Дійсно, безпосередньо виміряні значення модуля магнітного поля B сильно флюктуують щодо своїх середніх значень. Ці флюктуації спостерігаються в самому широкому діапазоні частот.

В якості кількісної міри рівня варіацій магнітного поля було взято його відносне стандартне відхилення (RSD), тобто стандартне відхилення параметра на деякому інтервалі, віднесене до його середнього значення на цьому інтервалі.

З даних видно, що відносні варіації поля в магнітошарі мають значно більш широкий розподіл, а їх середні значення перевищують значення в сонячному вітрі приблизно в 2–3 рази.

Із аналізу 50-ти подій можна виділити, що при переході із СВ до МШ рівень флюктуацій значно змінювався:

- в плазмі сонячного вітру (СВ) дисперсія варіацій нормована на поточне середнє значення складає $\delta B/B = 0.05 - 0.25$;
- в форшоковій області (ФШ) рівень флюктуацій $\delta B_y/B = 0.3 - 0.4$, $\delta B/B = 0.2 - 0.3$;
- після перетину ударної хвилі (УХ) в постшоковій області (ПШ) рівень флюктуацій зростає у декілька разів в порівнянні з форшоком і відповідає значенням – $\delta B_y/B \square \delta B/B \sim 0.5$;
- в глибині магнітошару (МШ) рівень флюктуацій спадає до $\delta B/B \sim 0.3$.

Максимальний рівень флюктуацій відповідає моменту входження супутника із плазми сонячного вітру в магнітошар.

У всіх областях кут між хвильовим вектором і напрямом поля, в середньому, досить великий і помітно не змінюється при переході від однієї області до іншої.

Максимальний рівень флюктуацій відповідає моменту входження супутників із плазми сонячного вітру в магнітошар.

Тому, одним із питань які досліджувалися в рамках даного звіту це питання щодо джерел підвищеного рівня варіацій в магнітошарі. Перш за все, необхідно з'ясувати – чи є ці варіації лише проявом ("посиленням") аналогічних варіацій в сонячному вітрі, тобто мають зовнішнє джерело, або вони генеруються в самому магнітошарі, тобто мають внутрішнє джерело (див звіт за 2015 рік).

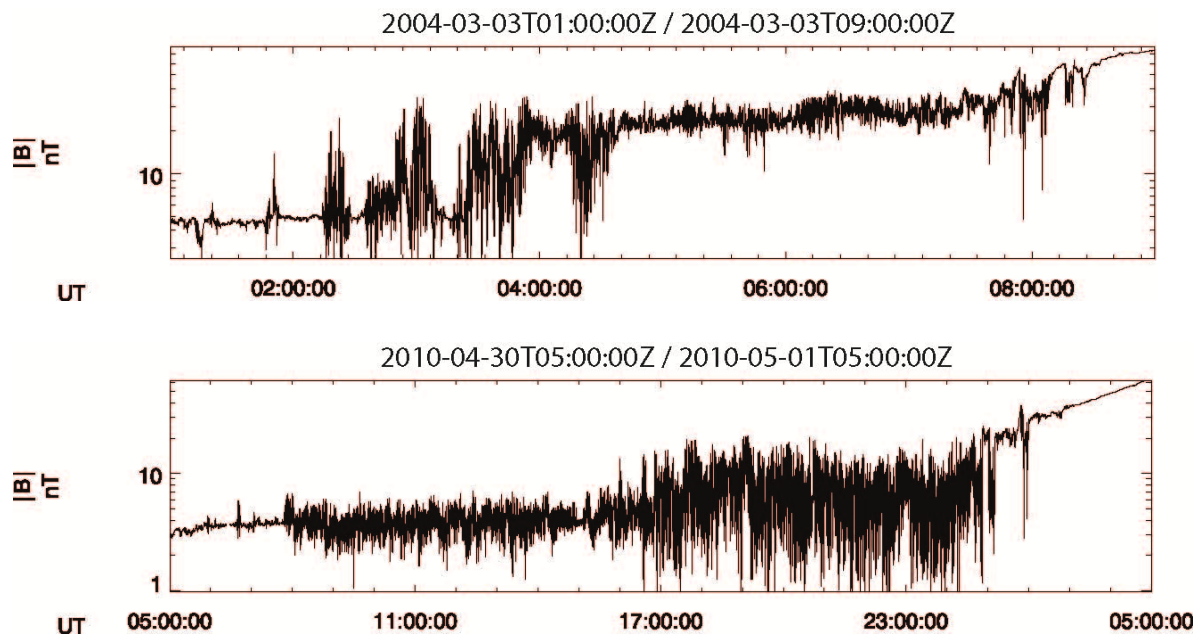


Рисунок 8.1 – Приклади розглянутих флуктацій магнітного поля

Дослідження цього питання показало, що із зростанням рівня варіацій в сонячному вітрі рівень варіацій в магнітошарі також зростає, що відповідає припущенням про «посилення» їх у магнітошарі. Однак дуже важливо, що навіть при майже повній відсутності в сонячному вітрі флуктуацій магнітного поля, в магнітошарі існують варіації, що мають, в середньому, вельми високий рівень.

Отже, всі істотні зміни в плазмі сонячного вітру і в міжпланетному магнітному полі відображаються в збуренні аналогічних параметрів у магнітошарі. Однак зворотне судження буде невірним – зовсім не всі спостережувані в магнітошарі варіації параметрів мають своїм джерелом флуктуації сонячного вітру або ММП, значна частина з них генерується в самому магнітошарі або на його межах.

У рамках такого представлення суттєвим є питання про зовнішні чинники, які відповідають за розвиток варіацій параметрів у магнітошарі. Для цього було проведено порівняння залежності варіацій магнітного поля в магнітошарі від кута між вектором ММП і нормаллю до ударної хвилі.

Отримано, що із переходом від квазіпаралельної до квазіперпендикулярної ударної хвилі, рівень варіацій магнітного поля в магнітошарі сильно знижується (детальніше див. звіт за 2015 рік).

Таким чином, найбільш імовірним механізмом генерації збурень будуть процеси на навколоземній ударної хвилі. На користь цього свідчить і та обставина, що жодна з наявних гідродинамічних або МГД-моделей потоку плазми в магнітошарі не може

описати (передбачити) наявність подібних варіацій, які є, очевидно, наслідком кінетичних, а не МГД-процесів.

8.3 Аналіз супутникових даних

Не дивлячись на те, що в теорії турбулентності розвинені могутні аналітичні методи, сучасні аналітичні моделі все ще не досягають такого ж ступеня детальності та точності як напівемпіричні каскадні моделі, що засновані на статистичних методах. Особливо це характеризує опис турбулентності з переміжністю. Оскільки переміжність є не тільки результатом турбулентної «активності», але і сама турбулентна «активність» розподілена неоднорідно. При цьому функція розподілу описується розподілом Леві [6, 7].

Крім того, аналіз властивостей турбулентних процесів можна доповнити спектральними дослідженнями: Фур'є та вейвлет-аналіз. При цьому вейвлет-розгляд дозволяє навіть простежити за зміною спектральних властивостей сигналу з часом, вказати, які частоти (масштаби) домінують в сигналі в кожен конкретний момент. Але слід відмітити, що спектральний аналіз, крім найпростіших випадків, не дозволяє визначити тип турбулентних процесів, (особливо при наявності переміжності).

8.3.1 Фрактальний розгляд

Слід відмітити, що на сьогоднішній день немає однозначного визначення «фракталу». Згідно Лавер'є [8], фрактал – геометрична фігура, в якій один і той же фрагмент повторюється при кожному зменшенні масштабу. Фрактали, які характеризуються даними властивостями і які утворюються в результаті простої рекурсивної процедури (комбінації лінійних перетворень) називають конструктивними фракталами. Серед основних властивостей фрактальних множин можна виділити:

- мають тонку структуру (містять довільно малі масштаби);
- занадто нерегулярні, щоб могли бути описані за допомогою геометричних підходів;
- мають форму самоподібності;
- зазвичай «фрактальна розмірність» множини більша, ніж його топологічна розмірність;
- у більшості випадків фрактальні множини визначаються рекурсивно.

При аналізі на масштабі τ , який кратний дискретності вимірів в часі індукції магнітного поля Δt . Весь часовий діапазон $(N\Delta t)$ розділений на підмножину

$$B_{k,m} = \{B(m\Delta t), B(m\Delta t + \tau), B(m\Delta t + 2\tau), \dots, B(m\Delta t + [(N - m) / k] \tau)\},$$

де $k(= \tau / \Delta t)$, $m = 1, 2, \dots, k$, і в квадратних дужках вказано значення що не перевищує весь часовий інтервал вимірювань.

Довжина $L_m(\tau)$ підмножини $B_{k,m}$ визначається як

$$L_m(\tau) = \frac{(\sum_{i=1}^k |B(m\Delta t + i\tau) - B(m\Delta t + (i-1)\tau)|) A_m}{\tau}.$$

Коефіцієнт A_m , визначається співвідношенням $(N-1)/([(N-m)/k] k)$ і є, по суті коефіцієнтом нормування для регулювання розходження в числі даних (кількості вимірів) розглянутої підмножини. При усередненні $L_m(\tau)$ по k точках отримують співвідношення $L(\tau) \propto \tau^{-d}$, в такому випадку $B(t)$ самоафінні дані, а d – фрактальна розмірність [9].

Крім того, для такого типу даних має місце залежність спектральної потужності від частоти $P(f) \propto f^{-n}$, $n = 5 - 2d$, $d \neq 1$, $d \neq 2$.

Переваги фрактального аналізу над традиційним Фур'є аналізом були відзначені ще в роботі [10].

З використанням даного методу проведено дослідження турбулентних процесів і порівняння отриманих результатів із Фур'є аналізом в форшоковій області (рис. 8.2).

Слід відмітити, що відносний рівень флуктуацій (значення флуктуацій нормоване на поточне середнє значення) в даній області складав – 0.3.

Дослідження масштабних властивостей флуктуацій магнітного поля в форшоковій області подано на рис. 8.2, де на рис. 8.2а представлено результати фрактального аналізу, а на рис. 8.2б – результати Фур'є аналізу.

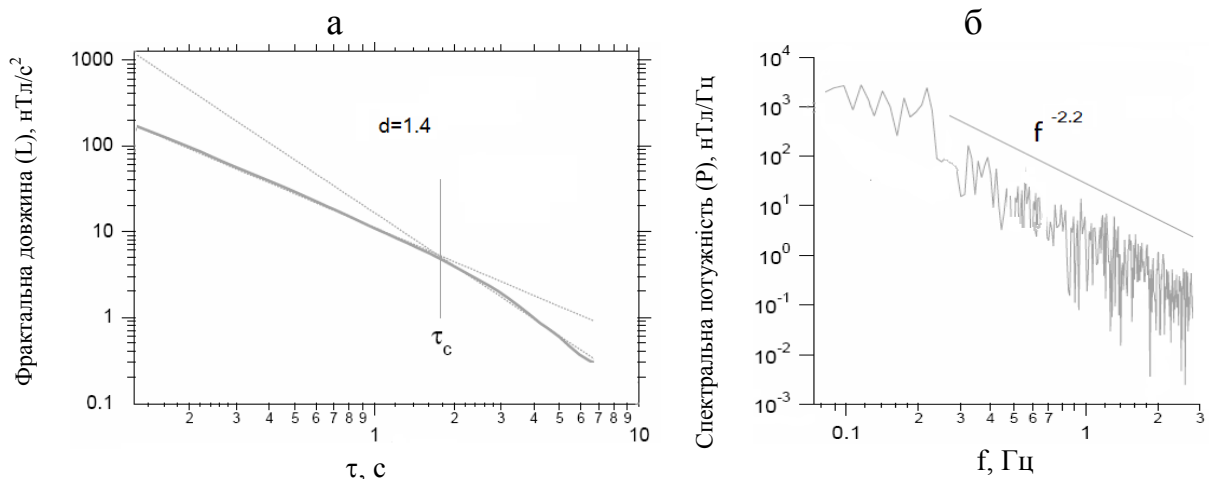


Рисунок 8.2 – Порівняння між різними типами аналізу флуктуацій магнітного поля для частини форшокової області (2010/03/27): а – лінійний фрактальний аналіз; б – спектральний аналіз.

Фрактальна довжина характеризується «гладенькою» структурою, Фур'є - спектр показує, велику кількість нерегулярних коливань. Апроксимація фрактальних результатів двома пунктирними лініями показує наявність двох областей $L(\tau)$. Зміна нахилу фрактальної довжини відбувається на масштабі біля 1.8 с, фрактальна розмірність першої області рівна 1.4. Це значення добре узгоджується із значенням спектрального індексу для спектрального аналізу $n = 5 - 2 \cdot 1.4 = 2.2$.

Часовий масштаб на якому відбувається зміна фрактальної розмірності близький до значення іонноциклотронної частоти ω_i , таким чином, характеризує різні масштаби розгляду турбулентних процесів в форшоковій області магнітосфери Землі.

Аналізуючи результати фрактального і спектрального аналізу флуктуацій магнітного поля в форшоковій області можна виділити наступні закономірності: фрактальний аналіз характеризується значно більшою стабільністю і локалізацією в часі ніж спектральний аналіз; крім того, він дає надійні результати навіть при аналізі на масштабах, які складають значну частину всього інтервалу вимірів.

Слід відмітити, що підтверджено лінійний зв'язок між отриманою спектральною розмірністю і показником степені перекачки енергії в турбулентному процесі для форшокової області.

Наведений вище фрактальний аналіз базується на методі (критерії) «yardstick» довжини, який розглядає фрактальні довжини на різних масштабах кратних дискретності вимірів. Такий підхід не дозволяє дати суттєвої інформації про еволюцію системи. Для цієї мети аналізують функцію густини ймовірності флуктуацій досліджуваних параметрів (PDF-аналіз).

В роботі аналізувалася структурна функція першого порядку яка визначається співвідношенням $S(\tau) = \langle |B(t + \tau) - B(t)| \rangle$, [6, 11, 12].

При наявності самоподібності (що є в загальному випадку наслідком властивості симетрії рівнянь які використовуються для опису фізичної природи процесів) будемо мати зв'язок між структурною функцією першого порядку та масштабом розглянутих подій $\langle |B(t + \tau) - B(t)| \rangle \propto \tau^{-s}$. Показник степеня s - називають ще показником Гельдера, при цьому при $s = 0.5$ ми маємо нормальний Гаусовий розподіл флуктуацій магнітного поля, який властивий для довільного випадкового процесу (броунівський рух). Чим суттєвіше значення s відрізняється від значення 0.5, тим на довших масштабах є кореляції в системі і наявні реорганізаційні процеси.

Результати PDF-аналізу для плазми сонячного вітру, форшокової області та області магнітосфери подано на рис. 8.3 – 8.5 Еволюція висоти максимуму функції густини

ймовірності флуктуацій магнітного поля при аналізі на різних часових масштабах представлена на рис. 8.6.

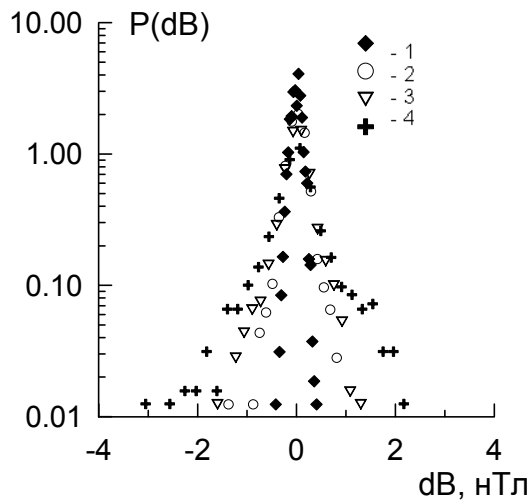


Рисунок 8.3 – Розподіл PDF магнітного поля (2010/03/21) з різним дискретним часом τ для плазми сонячного вітру (СВ): 1– τ , 2– 16τ , 3– 64τ , 4– 128τ .

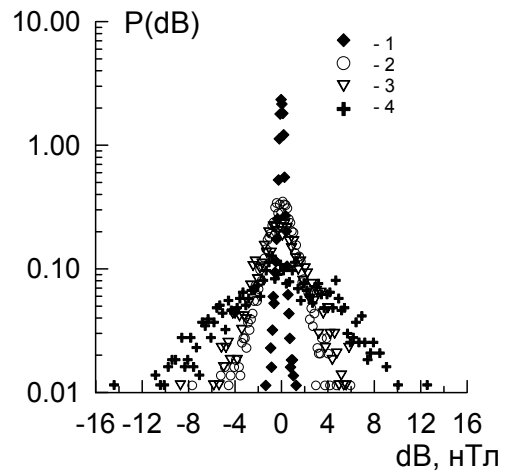


Рисунок 8.4 – Розподіл ймовірності коливань магнітного поля (2010/03/21) з різним дискретним часом τ для області магнітосфари (МШ): 1– τ , 2– 16τ , 3– 64τ , 4– 128τ .

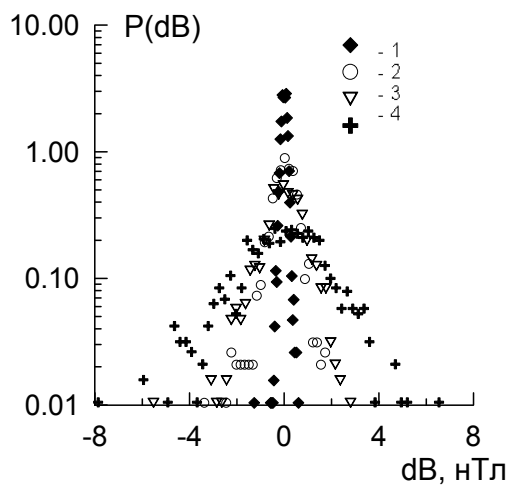


Рисунок 8.5 – Розподіл PDF магнітного поля (2010/03/21) з різним дискретним часом τ для форшокової області (ФШ): 1– τ , 2– 16τ , 3– 64τ , 4– 128τ .

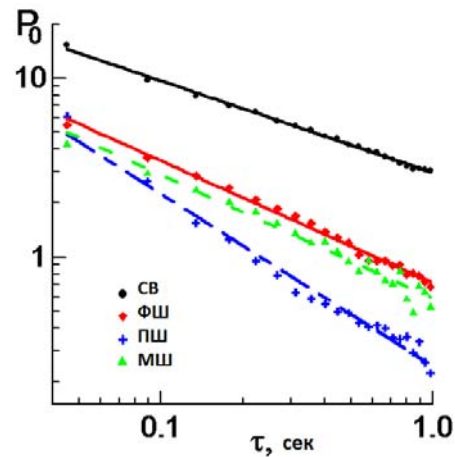


Рисунок 8.6 – Значення максимуму PDF флуктуацій магнітного поля $P(0)$ від кроку по часу в логарифмічному масштабі для 01/03/2013. Експериментальні точки апроксимувалися прямою $P \sim \tau^{-s}$. Значення s подані в таблиці 8.1

Таблиця 8.1. Приклади зміни показника степеня значення максимуму функції розподілу густини ймовірності флуктуацій магнітного поля для різних подій і областей в діапазоні до 1 с.

	2004 /03 /03	2013 /03 /01	2014 /04 /09	2004 /03 /05	2009 /01 /06	2010 /04 /30	2007 /01 /06	2007 /01 /30	2008 /01 /20	2009 /03 /11	2009 /03 /30	2010 /02 /16
СВ	0.54	0.51	0.53	0.47	0.55	0.48	0.54	0.51	0.54	0.52	0.53	0.62
ФШ	0.76	0.68	0.89	0.60	0.66	0.88	0.74	0.67	0.72	0.68	0.88	0.77
ПШ	0.96	0.97	0.91	0.90	0.99	-	0.96	0.9	0.89	0.89	0.99	0.99
МШ	0.66	0.69	0.68	0.88	0.96	0.73	0.94	0.89	0.84	0.82	0.99	0.9

Із графіків і параметрів в таблиці можна зробити висновок, що в діапазоні до 1 с за виключенням плазми сонячного вітру, розподіл помітно відхиляється від гаусівського. На масштабах, більше 1 с. значення параметрів лежить в діапазоні 0.62 до 0.47.

Важливою особливістю отриманих результатів є наявність переміжності в перехідних областях магнітосфери Землі. Для плазми ж сонячного вітру зміна максимуму функції густини ймовірності подібна до типового Гаусового розподілу – переміжності немає.

Про відхилення функції розподілу густини ймовірності флуктуацій досліджуваних параметрів від нормального розподілу можна говорити й із аналізу значення ексцесу, який визначається через моменти другого і четвертого порядку формулою [13]:

$$K(l) = \frac{S_4(l)}{(S_2(l))^2},$$

де $S_4(l) = \langle |X(x+l) - X(x)|^4 \rangle$ та $S_2(l) = \langle |X(x+l) - X(x)|^2 \rangle$ – моменти четвертого та другого порядків, $X(x)$ – досліджуваний параметр. Ексцес може приймати значення від 1 до ∞ . Для нормального розподілу $K(l) = 3$. Незважаючи на те, що величина ексцесу є одним із способів відображення характеру переміжності, проте вона не дозволяє зробити кількісного порівняння ступеня і механізму переміжного процесу. Якщо значення ексцесу на різних часових масштабах залишається постійним, то це вказує на відсутність переміжності.

При визначенні значення ексцесу флуктуацій магнітного поля аналізувалась залежність $K(\tau) = \frac{S_4(\tau)}{(S_2(\tau))^2}$, від масштабного параметра τ , де зсув за часом для вимірів

місії „Кластер-2”, як і при розгляді особливостей функції густини ймовірності флуктуацій магнітного поля, був кратним 0.0445 с. Значення ексцесів для плазми сонячного вітру та перехідних областей представлені на рис. 8.7.

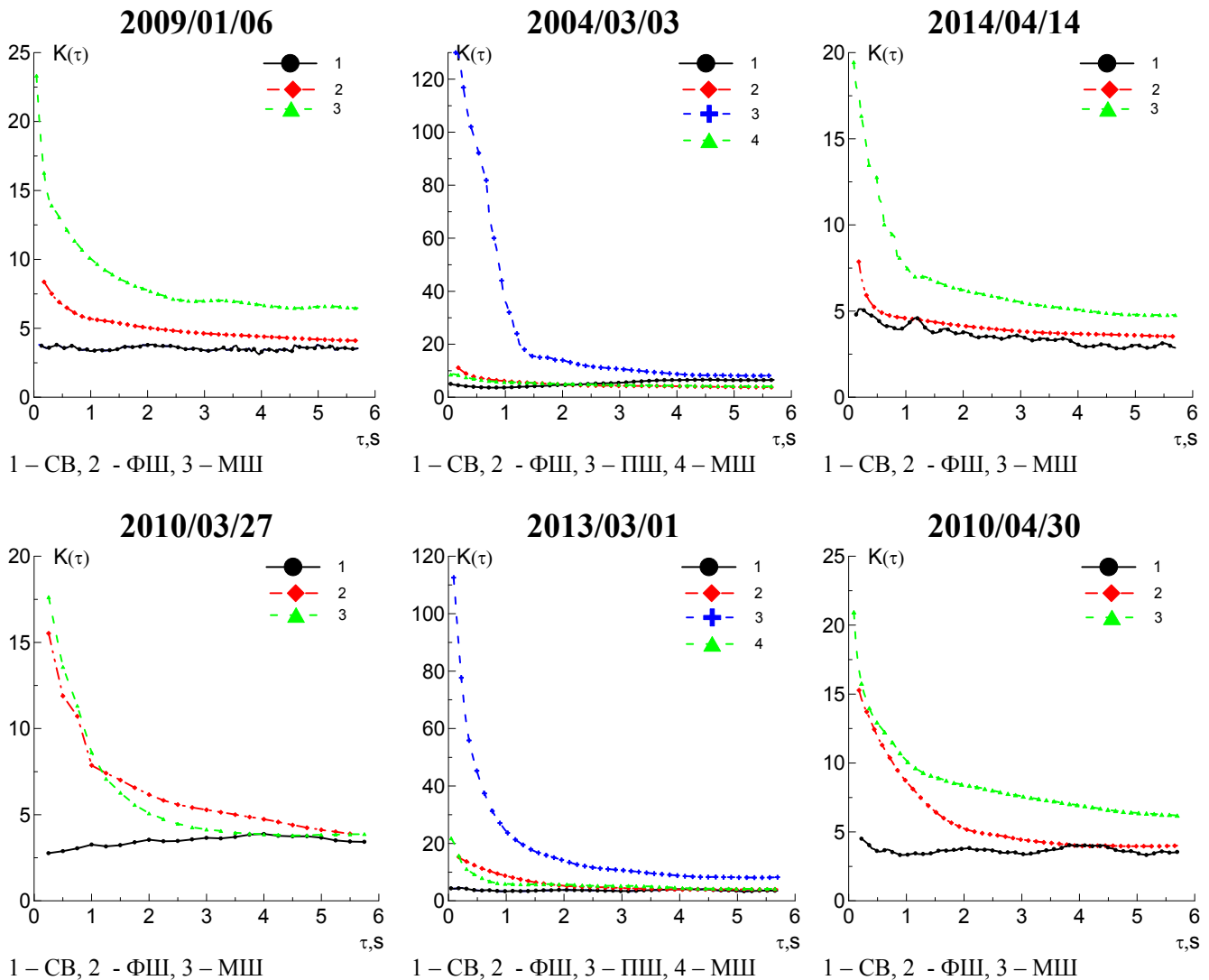


Рисунок 8.7 – Значення ексцесу для плазми сонячного вітру та перехідних областей

З графіків видно, що для плазми СВ значення функції $K(\tau)$ коливається близько 3 (нормальний розподіл). Для інших областей значення функції $K(\tau)$ на малих масштабах приймає значення від 120 до 10, при $\tau \leq 1$ с ексцес різко спадає, а на часових масштабах більше 2 с виходить на значення, близьке до 3. Таким чином, для перехідних областей на малих часових масштабах ми маємо розподіл з гострішою вершиною і крутизною крил, більшою, ніж для нормального розподілу. Отримані залежності повністю підтвердили результати, отримані при аналізі функції густини ймовірностей флуктуацій магнітного поля та підтверджують наявність переміжності турбулентних процесів на малих масштабах в перехідних областях магнітосфери.

8.3.2 Мультифрактальний аналіз

Є випадки, в яких один або два значення фрактальної розмірності не відображають реальні властивості масштабування. У цьому випадку динаміка системи може бути описана за допомогою організованої критичності [14]. При цьому в літературі розглядають особливості з використанням мультифрактального підходу.

Властивість узагальненої самоподібності і мультифрактальності характеризується спектром сингулярностей (мультифрактальним спектром). Для оцінки спектрів сингулярностей $D(h)$ і показників Гельдера h можна використати ланцюг

$$h = d\zeta / dq, D(h) = qh - \zeta(q) \Leftarrow S_q(\tau) = \langle |B(t+\tau) - B(t)|^q \rangle \sim \tau^{\zeta(q)}$$

На Рис. 8.8 наведено розраховані значення показників Гельдера для різних порядків моменту. З аналогії між мультифрактальним формалізмом і статистичною термодинамікою [15, 16], змінні h і q відіграють таку ж роль в статистичному описі процесу, що енергія і зворотня температура в термодинаміці.

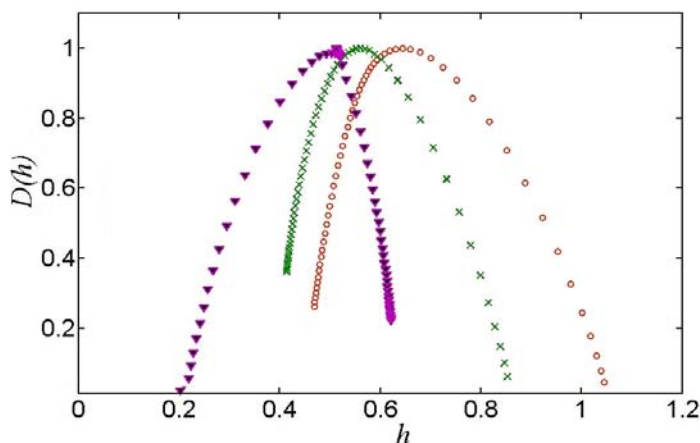


Рисунок 8.8 – Значення мультифрактального спектру $D(h)$ в залежності від показника Гельдера для різних перехідних областей магнітосфери Землі (2010/03/27): трикутники – форшокова область, кружки – постшокова область, хрестики – область магнітошару

Із рис. 8.8 можна відмітити, що для всіх флуктуації магнітного поля які було зареєстровано в перехідних областях магнітосфери Землі має місце уширений (параболічний) вигляд мультифрактального спектру. Саме уширення і колоколоподібність – типові ознаки мультифрактальності стохастичних процесів. Слід відмітити, що для броунівського процесу (турбулентність колмогорівського типу) $D(h)$ є точкою з показником Гельдера $h=1/3$, тобто процес характеризується одним показником (значенням). Різниця $h_{\max} - h_{\min}$ є кількісною характеристикою спектру, яку можна використовувати як показник степені відхилення від ізотропної турбулентності – колмогорівського процесу. Уширення спектру $D(h)$ для проаналізованих областей магнітосфери лежить в межах від 0.4 – 0.7. Найбільше уширення спостерігається для постшокової області, а найменше для форшоку.

Серія додатніх вимірів у часі може бути представлена як $\varepsilon(t) = |B(t + \Delta t) - B(t)|^2$ із яких можна знайти співвідношення $d\mu = \varepsilon(t) dt / T \langle \varepsilon \rangle$, де розглядаємо значення флуктуацій магнітного поля, T це загальний час, а $\langle \varepsilon \rangle$ – це середнє значення ε . Із вимірів можна знайти ряд $p_l(\tau) = \int d\mu$, де $\tau = 2^n \Delta t$ і часткова функція може бути визначена, як $\Gamma(q, t) = \sum p_l(\tau)^q \approx \tau^{\gamma(q)}$. Таким чином прослідковується залежність між частковою функцією та середнім значення величини, q – порядок структурної функції. Узагальнена розмірність D пов'язана із показником степені співвідношенням $\gamma(q) = (q - 1)D_q$. Коефіцієнт переміжності μ задається виразом $\mu = -2dD_q / dq$ при $q = 0$. Результати цього аналізу показані на рис. 8.9 – 8.10, в якому показник степені масштабування (рис. 8.9) і узагальненої розмірності (рис. 8.10) нанесені залежно від порядку моменту. Як видно із рис. 8.9, показник степені масштабування не є лінійною функцією порядку моменту, що свідчить про мультифрактальний характер зміни магнітного поля і існування ієрархії узагальненого виміру.

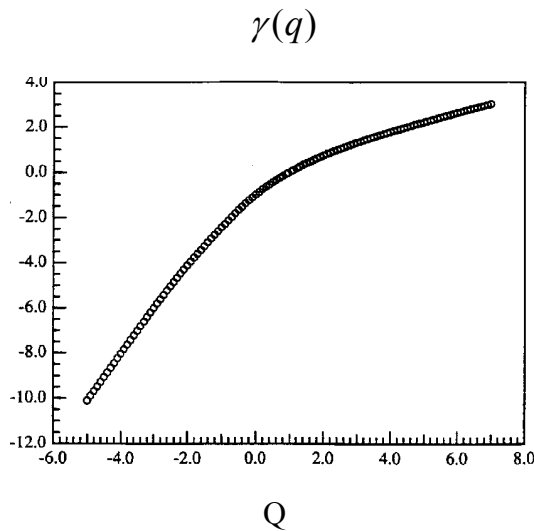


Рисунок 8.9 – Масштабний фактор для області магнітошару (2014/04/14)

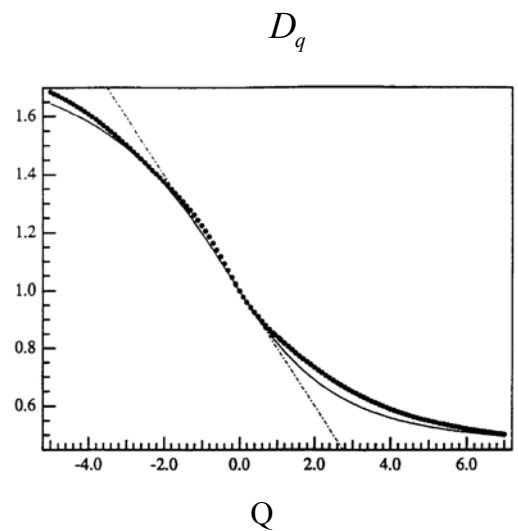


Рисунок 8.10 – Узагальнена розмірність для області магнітошару (2014/04/14). Порівняння узагальненої розмірності із моделями лог-нормальна модель (штрих – пунктирна лінія) і Р – модель (суцільна лінія)

Узагальнена розмірність близька до лог-нормальної моделі тільки для невеликого діапазону порядку моментів, а Р-модель добре вписується в цілому. Слід зазначити, що обидві моделі були введені для опису переміжності як поправка до масштабування

Колмогорова в інерційному інтервалі спектра турбулентності. Лог-нормальні моделі є частиною каскадної моделі, яка генерує мультиплікативний випадковий сигнал в той час як Р -модель по суті є двохмасштабною множиною Кантора з коефіцієнтом фрагментації не рівним $\frac{1}{2}$, так що енергетичний каскад неоднорідний на масштабах розглянутої турбулентності.

Ще одним результатом наведеного вище мультифрактального аналізу є визначення коефіцієнта переміжності, який знаходиться в діапазоні від 0,18 до $\sim 0,42$. Це означає, що коррекцію на переміжність потрібно вводити при аналізі степеня спектрального індексу для розгляду моделей турбулентності. Крім того, не слід забувати, що ми аналізуємо флуктуації магнітного поля а не потоку швидкості – тобто може бути різниця між рідиною і МГД-середовищем. Оскільки для однорідного потоку рідини показник степені спектрального індексу – $5/3$, а для випадку МГД-речовини – $3/2$.

Визначення процесів перенесення при аналізі особливостей структурних функцій (моментів функції густини ймовірності) різних порядків q відповідно до часового інтервалу τ для ряду даних $B(t)$. Структурні функції високих порядків дозволяють охарактеризувати властивості турбулентних процесів на малих масштабах. При цьому структурна функція визначалася співвідношенням [12, 17, 18]:

$$S_q(\tau) = \langle |B(t+\tau) - B(t)|^q \rangle,$$

де $\langle \dots \rangle$ означає усереднення експериментальних даних за часом. Крім того, має місце степенева залежність структурної функції від зсуву по часу τ .

$$S_q(\tau) \propto \tau^{\zeta(q)}.$$

Для лог-пуассонівської ізотропної 3D турбулентної каскадної моделі маємо залежність (скейлінг) [19, 20]:

$$\zeta(q) = \frac{q}{9} + 2 \left[1 - \left(\frac{2}{3} \right)^{\frac{q}{3}} \right].$$

Для моделі Політано-Пукке [21] –

$$\zeta(q) = q/8 + 1 - (1/2)^{q/4}.$$

На практиці властивість узагальненої самоподібності дозволяє підвищити точність визначення скейлінгу структурної функції при аналізі експериментальних даних. При аналізі скейлінгу структурної функції, нормованої на скейлінг для третього моменту будемо мати порівняння експериментальних даних із колмогорівською моделлю турбулентності K41, для якої $\zeta(3) = 3/3 = 1$. Для порівняння ж експериментальних значень із

турбулентності Ірошнікова-Крейчнана знаходять залежність $\zeta(q)/\zeta(4)$, оскільки для неї $\zeta(4) = 4/4 = 1$. Приклади проведеного ESS аналізу подані на рисунку 8.11 – 8.12.

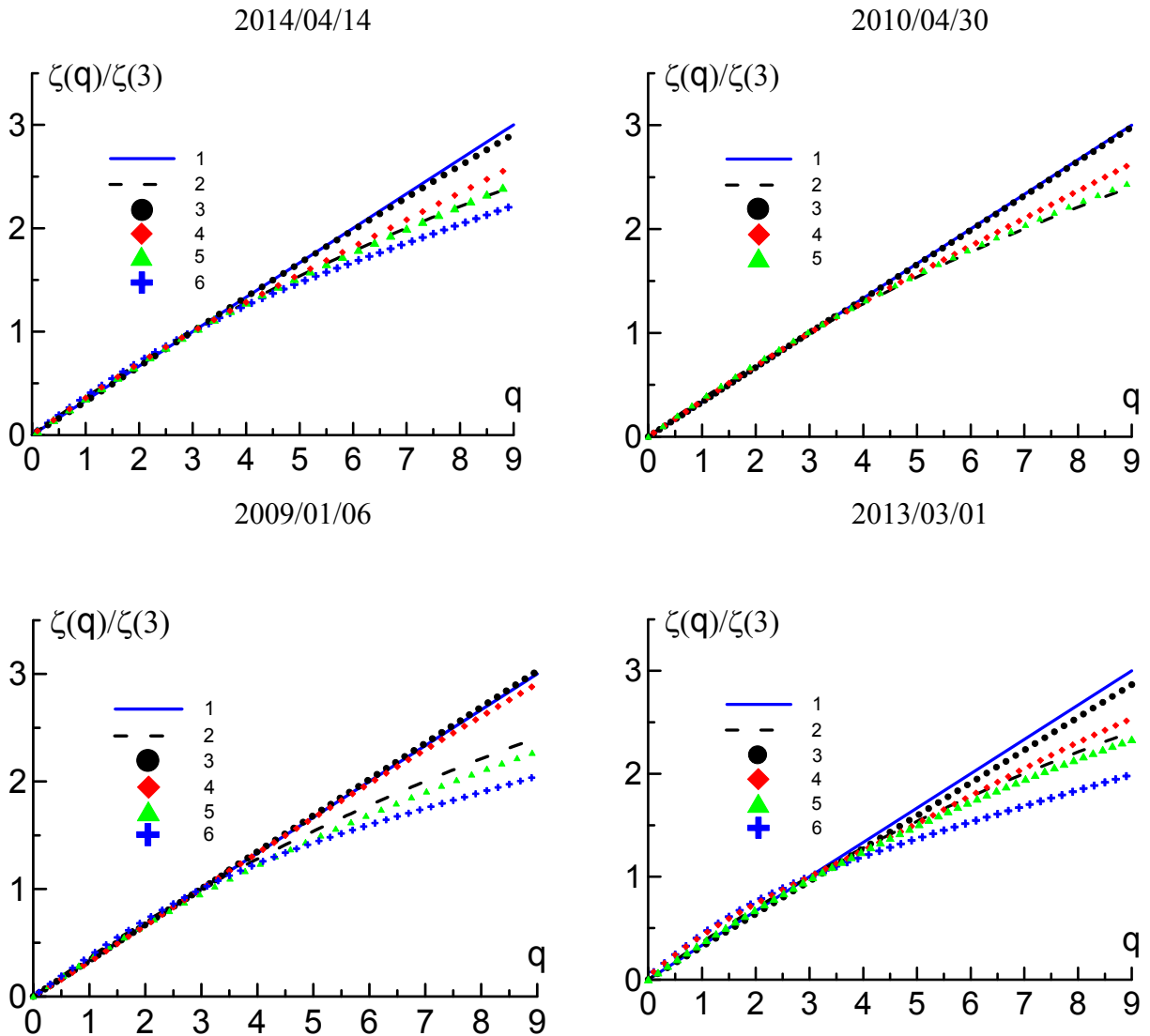
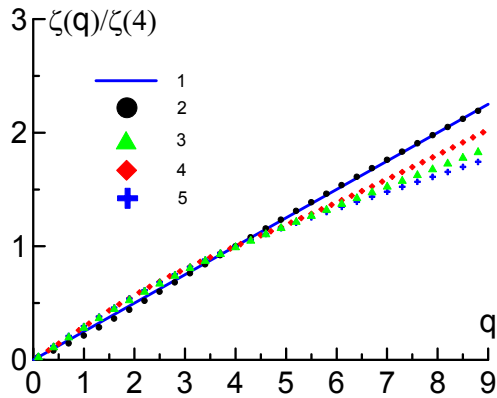
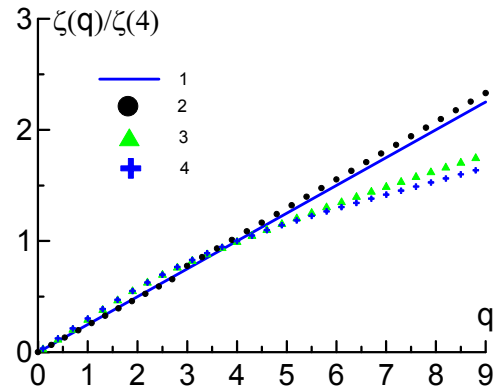


Рисунок 8.11 – Відношення експоненціального значення структурної функції q -того порядку до третього порядку: 1- K41 – значення розраховані по моделі Колмогорова; 2 – ШЛ – значення розраховані по ізотропній логпуасонівській каскадній моделі; 3 - СВ – експериментальні дані для плазми сонячного вітру; 4 - ФШ – експериментальні дані області форшоку, 5 - МШ – експериментальні дані для магнітошару; 6 - ПШ – експериментальні данні для постшокової області.

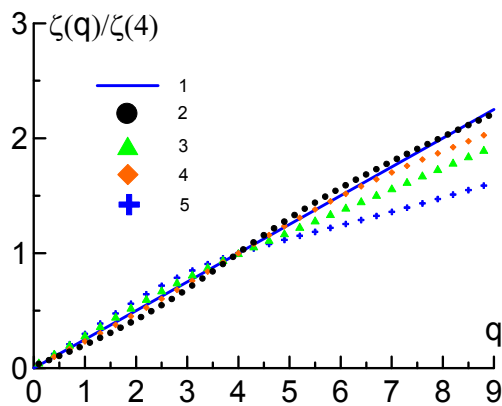
2014/04/14



2010/04/30



2009/01/06



2013/03/01

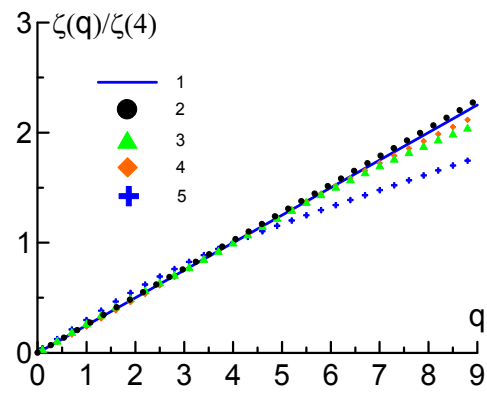


Рисунок 8.12 – Відношення експоненціального значення структурної функції q -того порядку до четвертого порядку: 1 - ІК – значення розраховані по моделі Ірошнікова-Крайчнана; 2 - СВ – експериментальні дані для плазми сонячного вітру; 4 - ФШ – експериментальні дані області форшоку, 3 - МШ – експериментальні дані для магнітосфари; 5 - ПШ – експериментальні данні для постшокової області.

Серед отриманих результатів можна відмітити, що турбулентні процеси в плазмі сонячного вітру для областей де дисперсія варіацій нормована на поточне середнє значення складає $\delta B/B \sim 0.25$ – близькі до двовимірної моделі Ірошнікова-Крейчнана, а для областей де дисперсія варіацій нормована на поточне середнє значення складає $\delta B/B \sim 0.05$ – описуються Колмогорівською моделлю.

В середині магнітосфари турбулентні процеси описуються ізотропною логпуассонівською каскадною моделлю. У всіх інших розглянутих випадках має місце неізотропність турбулентних процесів в перехідних областях магнітосфери Землі.

В результаті проведеного ESS-аналізу можна отримати значення параметрів логпуассонівського скейлінга β і Δ та використати їх для визначення особливостей

турбулентного переносу плазми (табл. 8.2). У такому підході коефіцієнт узагальненої дифузії залежить від $\zeta(q)$ як [22, див. звіт за 2014 р]:

$$D \propto \tau^R, R = \Delta(1/\beta - 1).$$

Таке співвідношення використовується для оцінки переносу в статистично неоднорідному середовищі. У загальному випадку показник R визначається фрактальними властивостями середовища.

Таблиця 8.2 – Параметри дифузійних процесів

Дата	Положення	β	Δ	$R = \Delta(1/\beta - 1)$	$s = \{1 + R\} / 2$
2004/03/03	ФШ	0.26	0.2	0.57	0.79
	ПШ	0.45	0.8	0.98	0.99
	МШ	0.66	0.6	0.31	0.66
2013/03/01	ФШ	0.28	0.14	0.36	0.68
	ПШ	0.49	0.94	0.98	0.99
	МШ	0.4	0.25	0.38	0.69
2014/04/09	ФШ	0.56	0.97	0.76	0.88
	ПШ	0.51	0.87	0.84	0.92
	МШ	0.67	0.71	0.35	0.68
2009/01/06	ФШ	0.45	0.24	0.3	0.65
	ПШ	0.47	0.86	0.97	0.99
	МШ	0.52	0.99	0.91	0.96
2010/04/30	ФШ	0.53	0.88	0.78	0.89
	МШ	0.59	0.65	0.45	0.73
2004/03/05	MSH	0.5	0.8	0.8	0.9
	FSH	0.64	0.5	0.28	0.64
	PSH	0.61	1.35	0.86	0.93
2007/01/06	MSH	0.51	0.87	0.84	0.92
	FSH	0.51	0.52	0.5	0.75
	PSH	0.52	0.99	0.92	0.96
2007/01/30	MSH	0.56	0.97	0.76	0.88
	FSH	0.43	0.30	0.4	0.7
	PSH	0.52	0.89	0.82	0.91
2008/01/20	MSH	0.56	0.92	0.72	0.86
	PSH	0.52	0.82	0.76	0.88
2009/03/11	MSH	0.52	0.67	0.62	0.81
	FSH	0.45	0.33	0.4	0.7
	PSH	0.54	0.99	0.84	0.92
2009/03/30	MSH	0.48	0.89	0.96	0.98
	FSH	0.34	0.4	0.78	0.89
	PSH	0.49	0.94	0.98	0.99
2010/02/16	MSH	0.45	0.77	0.94	0.97
	FSH	0.4	0.39	0.58	0.79
	PSH	0.49	0.94	0.98	0.99

При цьому існує зв'язок між показником степеня що характеризує еволюцію PDF та параметром R . Закон зміщення частинок з часом задається співвідношенням: $\langle \delta X^2(\tau) \rangle \propto D\tau \propto \tau^{2S} \propto \tau^\alpha$ з показником $2S = 1 + R$ [22, 23, 24]. Де, як згадувалося вище, для нормальної дифузії $\alpha = 1$, а конвективний рух (балістичний) характеризується значенням $\alpha = 2$.

Параметр S – отриманий із ESS-аналізу добре узгоджується із значеннями отриманими в результаті PDF розгляду (табл. 8.1).

Можна відмітити, що із експериментально визначених індексів β і Δ у різних областях магнітосфери Землі розраховані значення $R \approx 0.3 \div 0.98$, $S \approx 0.65 \div 0.99$, $\alpha \propto 1 + R \approx 1.3 \div 1.98 > 1$. Така залежність означає існування супердифузії.

8.3.3 Вейвлет – аналіз

При дослідженні турбулентних процесів, за необхідності, проаналізувати просторові поля зі складною, багатомасштабною структурою або часових сигналів із змінним з часом спектральним складом використовується – вейвлет аналіз [25, 26].

Вейвлети використовуються як при аналізі часових сигналів, так і при дослідженні структури просторових полів. При цьому вони об'єднали в собі дві важливі властивості – подібність і виражену локалізованість у фізичному і фур'є - просторах. Основні вимоги яким має задовольняти сімейство функцій, щоб бути вейвлетами:

- Допустимість (аналізуючий вейвлет $\psi(t)$ (вживають також термін материнський вейвлет), повинен мати нульове середнє значення.
- Подібність. Всі функції сімейства отримуються із аналізуючого вейвлету шляхом масштабного перетворення і зсуву.
- Зворотність. Вейвлет-перетворення має бути зворотнім, тобто має існувати зворотне перетворення, яке однозначно відновлює вихідну функцію за її вейвлет-представленням.
- Регулярність. Функція $\psi(t)$ повинна бути добре локалізована і в фізичному просторі і в просторі Фур'є.

Материнський вейвлет використаний в роботі задовольняє умові $\psi(t) = \psi((t - b) / a)$, де $a > 0$ – масштабний фактор (розтягнення) функції, b – параметр що характеризує зсув материнського вейвлету. Коефіцієнт масштабування прямо пов'язаний з частотою. Коефіцієнти для безперервного вейвлет – перетворення, який використовувався мають вигляд [27]

$$W(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \psi\left(\frac{t - b}{a}\right) dt.$$

Використаний материнський вейвлет є вейвлетом Гаусовим Морле і задавався функцією:

$$y(t) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \left[\exp(-i2\pi f_0 t) - \exp(-2\pi^2 \sigma^2 f_0^2) \right] \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right),$$

де f_0 є параметр частоти, яка дозволяє змістити частотний діапазон для дослідження і σ – це ширина гаусової обвідної.

Хороша дискретність вимірів флуктуацій магнітного поля дозволила провести аналіз високочастотної області спектру. Результати вейвлет-аналізу в форшоковій області представлено на рис. 8.13.

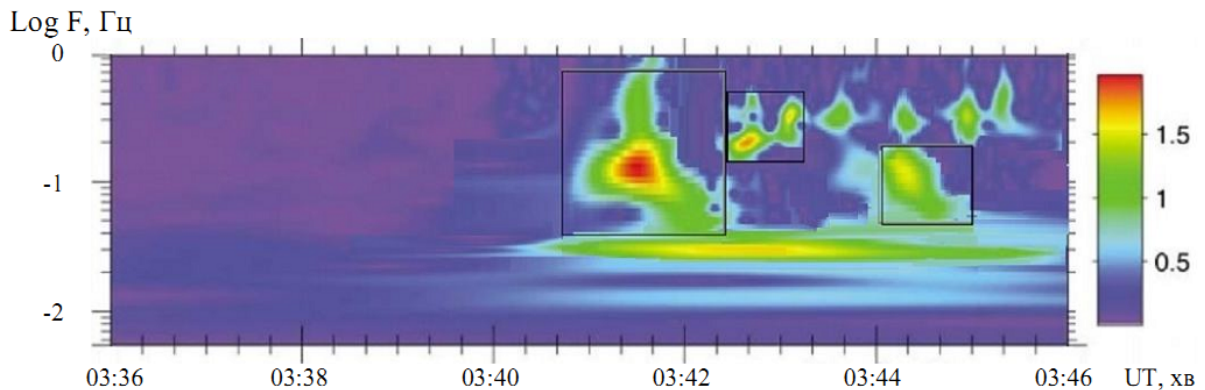


Рисунок 8. 13 – Результат вейвлет – аналізу флуктуацій модуля магнітного поля при русі космічного апарату із плазми сонячного вітру в форшокову область (2010/03/21) (флуктуації в плазмі сонячного вітру порівняні з точністю вимірювання магнітометра). Прямокутниками виділено каскадні процеси. Момент переходу із плазми сонячного вітру в форшокову область ~ 03:41 UT.

На рис. 8.13 добре прослідковується наявність кількох компонент частот. Можна відмітити наявність низькочастотної складової (~0.015 і ~0.026 Гц) яка з'явилась безпосередньо перед початком перетину форшокової області (~ 03:41 UT). В ~3:43:40, 3:44:20, 3:45:00, 3:45:20 UT спостерігаються коливання на частоті ~0.3 Гц. Крім того, найцікавішим є наявність каскадних процесів (виділенні на графіку прямокутниками). Так відразу після входження в форшокову область коливання, що виникли на частоті ~0.2 Гц поступово зміщуються з часом до частоти ~0.04 Гц. Аналогічна ситуація спостерігається і в ~03:44 UT. Таким чином, маємо зворотній каскадний процес – перехід від високих частот до низьких. Прямий каскадний процес спостерігається в момент часу ~ 03:42:25 UT і характеризується переходом від низьких до високих частот (від ~0.15 Гц до ~0.4 Гц). Інтенсивність зворотнього каскадного процесу, що починається в ~03:41 UT суттєво вища ніж для зворотнього каскадного процесу, що починається в 03:44 UT.

Таким чином, в результаті вейвлет аналізу можна крім характерних частот визначити наявність в досліджуваній області прямих чи зворотніх каскадних процесів.

Бікогерентний вейвлет аналіз. Бікогерентне вейвлет перетворення являє собою розрахунок вейвлетного біспектру, який є узагальненням вейвлет-перетворення. Нормалізований біспектр (бікогерентність) характеризує фазові співвідношення (фазовий зв'язок) між різними частотними складовими, які присутні в сигналі. Про фазовий зв'язок можна говорити тільки в тому випадку, коли в сигналі який аналізується одночасно присутні дві частоти, сума (чи) різниця яких, а також сума фаз цих частотних компонент залишається сталою протягом деякого проміжку часу. Бікогерентність є кількісною мірою такого фазового зв'язку.

Таким чином бікогерентний вейвлет аналіз використовують для пошуку взаємодії «хвиля-хвиля». Використаний в роботі бікогерентний вейвлет аналіз визначався як [28]:

$$\left[b^W(a_1, a_2) \right]^2 = \frac{|B^W(a_1, a_2)|^2}{\int |W_f(a_1, \tau) W_f(a_2, \tau)|^2 d\tau \int |W_f(a, \tau)|^2 d\tau},$$

де $B^W(a_1, a_2)$ – нормалізований біспектр, який задається співвідношенням

$$B^W(a_1, a_2) = \int W_f^*(a, \tau) W_f(a_1, \tau) W_f(a_2, \tau) d\tau,$$

а $W_f(a, \tau)$ – вейвлет перетворення, що визначається в часовому інтервалі $t_0 \leq t \leq t_1$, а a визначається зі співвідношення $1/a = 1/a_1 + 1/a_2$ – по суті правило сумування частот. Знак * означає комплексне спряження.

Вейвлетний взаємний біспектр можна інтерпретувати як фазовий зв'язок між хвилями (вейвлетами) частоти яких задовольняють правилу сумування частот.

Результати проведеного біспектрального аналізу для області магнітосферу подано на рис. 8.14.

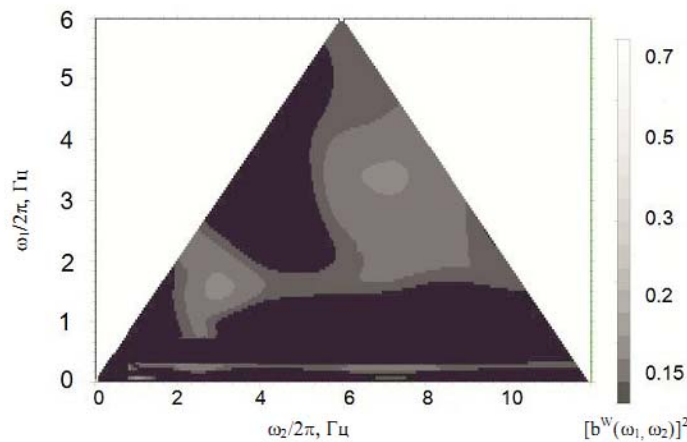


Рисунок 8.14 – Результати біспектрального аналізу для області магнітосферу (2010/03/27)

Серед результатів можна відмітити наявність двох бі-максимумів на частоті $f_1 \sim 1.5$ Гц і 3.25 Гц та для частоти $f_2 \sim 3.5$ Гц і 7.1 Гц. При цьому $f_1 + f_2$ рівне ~ 5 і 10.35 Гц відповідно для першого і другого максимуму. Значення бікогерентного максимуму як для першого так і для другого випадку перевищує 50% (значення 0.5 на шкалі).

Проведений біспектральний аналіз вказує на наявність фазового зв'язку між різними частотними сигналами які мають місце у флуктуаціях магнітного поля і свідчить про багатомасштабний характер динаміки магнітосфери.

8.4 Висновки до розділу 8

В розділі розглянуто особливості взаємодії сонячного вітру із магнітосферою Землі. Проведено ґрунтовний аналіз механізмів і підходів до опису турбулентних процесів. Значна увага приділена опису розвиненої турбулентності і характерним особливостям каскадних моделей.

В ході виконання роботи проведено детальний аналіз флуктуацій магнітного поля в різних областях магнітосфери та плазмі сонячного вітру. При цьому проводився аналіз різними сучасними методами – від фрактального і мультифрактального до вейвлет аналізу. Вся сукупність використаних методів дослідження вказує на наявність багатомасштабної природи турбулентних процесів в перехідних – пограничних областях магнітосфери Землі.

При цьому ситуація в магнітошарі суттєво відрізняється від незбуреного сонячного вітру насамперед набагато більш високою змінністю параметрів магнітного поля. Цей факт може вказувати на можливість перетворення ламінарного потоку за ударною хвилею в нестационарні магнітозвукові потоки і уповільнення альвенівської течії, що становить єдину синхронізовану картину взаємодії у зовнішньому пограничному шарі, товщина якого оцінюється в 1–2 радіуса Землі.

При перетині УХ не лише зростає інтенсивність флуктуацій, але змінюється і їх структура: у постшоковій області переважають майже ізотропні коливання, де магнітне поле демонструє сильні флуктуації як за величиною, так і за напрямом. Варіації поля і плазми в цій області інтенсивні, але низькокогерентні.

У глибині МШ магнітне поле із сильними флуктуаціями за напрямом переважно стискається. Характер турбулентного потоку плазми в МШ не пов'язаний безпосередньо з турбулентністю в СВ, і в значній мірі є проявом власних процесів в МШ.

Досліджено, що із переходом від квазіпаралельної до квазіперпендикулярної ударної хвилі, рівень варіацій магнітного поля в магнітошарі сильно знижується.

При порівнянні лінійного фрактального аналізу із спектральним аналізом для форшокової області отримано, що фрактальний аналіз є більш стабільним і локалізованим в часі в порівнянні з Фур'є аналізом. Крім того, фрактальний підхід дає надійні результати навіть при аналізі на масштабах які становлять значну частину всього інтервалу вимірювань. Отримано лінійний зв'язок між лінійною фрактальною розмірністю і показником степені перекачки енергії для форшокової області.

Аналіз зміни висоти функції розподілу густини ймовірності флуктуацій магнітного поля отриманих в рамках космічної місії „Кластер-2” показав наявність переміжності в перехідних областях магнітосфери Землі. Для плазми ж сонячного вітру зміна максимуму функції густини ймовірності подібна до типового Гаусового розподілу – переміжності немає.

Перехід від неоднорідної до однорідної турбулентності відбувається на масштабах іонноциклотронної частоти. Просторові масштаби ~ 100 км. Найбільш неоднорідними є флуктуації магнітного поля в постшоковій області.

Інерційний діапазон в перехідних областях магнітосфери Землі на порядок менший ніж інерційний діапазон для плазми сонячного вітру.

Також отримано, що мультифрактальний спектр в перехідних областях параболічний (для броунівського процесу – точка (процес характеризується одним значенням)). Найбільше уширення 0.7 спостерігається для постшокової області, а найменше для форшоку – 0.4. Ще одним результатом мультифрактального аналізу є визначення коефіцієнта переміжності, який знаходиться в діапазоні від 0,18 до $\sim 0,42$. Це означає, що корекцію на переміжність потрібно вводити при аналізі степеня спектрального індексу для розгляду моделей турбулентності.

Для конкретизації типу турбулентних процесів було проведено ESS-аналіз в результаті якого можна відмітити, що турбулентні процеси в плазмі сонячного вітру для областей де дисперсія варіацій нормована на поточне середнє значення складає $\delta B/B \sim 0.25$ – близькі до двовимірної моделі Ірошнікова-Крейчмана, а для областей де дисперсія варіацій нормована на поточне середнє значення складає $\delta B/B \sim 0.05$ – описуються Колмогорівською моделлю. В середині магнітосфери турбулентні процеси описуються ізотропною логпуасонівською каскадною моделлю. У всіх інших перехідних областях магнітосфери Землі має місце неізотропність турбулентних процесів.

Із PDF та ESS – аналізів знайдено значення узагальненого коефіцієнта дифузії на різних масштабах. Можна відмітити, що для перехідних областей маємо степеневу залежність від масштабу (показник степені варіюється в межах 1.3 – 1.98).

В результаті вейвлет аналізу вдалося, крім визначення характерних частот, виявити в форшоковій області, прямі і зворотні каскадні процеси. При цьому при переході із плазми сонячного вітру до форшокової області зворотні каскади виникають навіть частіше ніж прямі. Зворотні каскадні процеси зафіксовані і в області магнітопаузи.

Таким чином, магнітосфера веде себе як самоорганізована система з різними характерними масштабами.

Апробація різних методів і підходів по дослідженню характеристики турбулентного середовища в перехідних шарах магнітосфери Землі та плазмі сонячного вітру показала хорошу відповідність між різними дослідженнями і можливість взаємного їх доповнення для створення картини процесів в найменш досліджених середовищах – турбулентних.

ВИСНОВКИ

Розділ 1. Сформульовано умови реалізації резонансних збурень УНЧ діапазону з різною поляризацією, які перевірено з використанням спостережуваних даних з різних космічних апаратів. Резонансні поперечно-дрібномасштабні збурення генеруються за умови, що вектор сили збурення спрямований певним чином відносно магнітних поверхонь. Показано, що в однорідному магнітному полі протифазна поведінка кінетичного тиску плазми й тиску магнітного поля є характерною ознакою хвильового процесу магнітозвукового типу, а синфазна, відповідно, збурення швидкого магнітозвукового типу. Ця властивість магнітного звуку використана для ідентифікації хвильових мод у вимірах магнітного поля й параметрів плазми на борту космічних апаратів. На основі масиву вимірних параметрів плазми й магнітного поля з космічних апаратів Equator-S і AMPTE/CSE показано, що власні хвильові процеси тороїдального типу проходять без збурення тиску магнітного поля й, відповідно, без збурення тиску плазми.

Розділ 2. Досліджено розповсюдження УНЧ хвиль з неперервним спектром в магнітосферній плазмі. Розглянуто задачу про поширення азимутально-дрібномасштабних УНЧ мод в одновимірній-неоднорідній плазмі зі змінною кривизною силових ліній магнітного поля. Визначено області поширення та поперечну структуру стійких альфвенівських і каспових мод, а також нестійких балонних мод. Отримані результати якісно описують поведінку УНЧ мод з неперервним спектром в магнітосфері Землі і можуть бути використані для інтерпретації даних вимірювань з космічних апаратів та мережі радарів SuperDARN.

Результати узагальнено для розгляду генерації резонансних УНЧ мод в магнітосфері Землі в дипольному магнітному полі у локальному наближенні. Це поле більш точно описує геомагнітне поле до 6-7 радіусів Землі і не залежить від тороїдального кута. З врахуванням цих обставин отримано та проаналізовано дисперсійне рівняння для неоднорідної тривимірної плазми з магнітними поверхнями. Окремо розглянуто стійкий та нестійкий режими генерації збурень, а також умови реалізації резонансів. Теоретично досліджено дискретні власні альфвенівські моди у магнітосфері Землі. Саме ці моди, зазвичай, спостерігаються на космічних апаратах на відстані 3-4 радіусів Землі. Для знаходження спектру вказаних мод вихідну систему рівнянь було зведено до рівняння Шредінгера з потенціальною ямою типу Пешеля-Теллера. Дискретні моди цієї ями відповідають спектру дискретних альфвенівських мод. Отримано, що умова існування цих мод визначається кривизною силових ліній магнітного поля і градієнтом тиску плазми.

Такі моди можуть ефективно «розгойдуватися» високоенергетичними частинками у магнітосфері Землі.

Розділ 3. Розглянуто модель одновимірно-неоднорідної циліндричної плазми з магнітним полем, силові лінії якого являють собою концентричні кола, а рівноважні параметри магнітного поля і середовища змінюються поперек магнітних оболонок. В рамках цієї моделі показана можливість існування альфвенівських мод з дискретним спектром. Необхідною передумовою для виникнення таких мод є наявність резонаторів поперек магнітних оболонок, які можуть реалізовуватися в області кільцевого струму або поблизу зовнішньої крайки плазмопаузи. Досліджено характерні особливості реалізації мод з дискретним спектром. Проведено порівняння отриманих результатів з даними супутникових спостережень. Зроблено висновок, що значна частина полярних пульсацій в магнітосфері Землі є коливаннями з дискретним спектром. Показано, що запропонована модель, за рамками якої залишилося багато неврахованих властивостей магнітосфери, дозволяє пояснити основні експериментально спостережувані особливості генерації азимутально-дрібномасштабних УНЧ коливань в навколоземній плазмі.

Розділ 4. Досліджено умови реалізації і стійкості гвинтових мод на Сонці з азимутальними хвильовими числами $m = \pm 1$ в циліндричному плазмовому джгуті з криволінійним магнітним полем. Припускається, що всередині та зовні джгута присутні постійні вертикальні магнітні поля, а джгут оточений безструмовою плазмою і за його межами азимутальне магнітне поле спадає обернено пропорційно відстані від границі джгута. У наближенні «тонкого» плазмового джгута отримано дисперсійні рівняння для стійких та нестійких мод. Аналіз цих рівнянь проведено для випадку розривного вертикального магнітного поля на границі джгута. Визначено умови розповсюдження вказаних хвильових мод. Отримані результати можуть бути використані для інтерпретації поведінки сонячних магнітних трубок за вимірами з космічних апаратів.

Розділ 5. За даними вимірювань на супутнику Dynamics Explorer 2 над полярними областями досліджено глобальні коливання верхньої атмосфери та іоносфери Землі в УНЧ діапазоні. Встановлено, що за фізичною природою ці збурення являють собою АГХ, які характеризуються рядом специфічних властивостей: 1) в інтервалі висот 250-400 км хвилі спостерігаються систематично над полярними шапками в обох півкулях; 2) періоди АГХ близькі до періоду Брента-Вяйсяля на висотах спостережень (10-11 хв.); 3) переважають горизонтальні масштаби хвиль 500-600 км; 4) амплітуди АГХ над полярними шапками на порядок перевищують амплітуди хвиль цього типу в середніх широтах. Великі амплітуди полярних АГХ та вузький спектральний діапазон просторових і часових масштабів,

скоріше за все, вказують на резонансний механізм їх генерації. На основі статистичного аналізу супутникових даних встановлено глобальні закономірності розподілу та напрямки поширення АГХ на іоносферних висотах і проведено порівняльний аналіз цих збурень в полярних областях обох півкуль. Просторова локалізація цугів полярних АГХ демонструє виражений зв'язок з авроральним овалом – просторовою областю, де відбувається основна магнітосферно-іоносферна взаємодія. Таким чином, аналіз супутникових спостережень на іоносферних висотах вказує на важливу роль АГХ в енергообміні між магнітосферою та іоносферою.

Розділ 6. Представлено результати аналізу комплексних наземно-космічних експериментів з вивчення ефектів акустичного збурення іоносфери. Аналіз отриманих даних дав нові знання щодо впливу інфразвуку на верхню атмосферу та іоносферу і відкрив перспективні напрямки для подальших досліджень. В орбітальному сегменті космічні використовувались апарати DEMETER та «Чибіс-М», а в наземному – наземний низькочастотний акустичний випромінювач ННАВ (ЛЦ ІКД НАНУ та ДКАУ), радіотелескоп УРАН-3 ФМІ ім. Г.В. Карпенка НАН України (Львів). При аналізі виявлено періодичні та аперіодичні варіації статистичних характеристик даних і їхню кореляцію з приходом штучних акустичних збурень. Вперше розроблені фізико-математична модель та числовий алгоритм для моделювання поширення випромінювання на шляху від поверхні Землі до іоносфери з урахуванням реальних параметрів середовища. Запропоновано вдосконалену схему проведення подальших наземно-космічних акустичних експериментів.

Розділ 7. Проведений аналіз результатів спектральних спостережень ліній різних хімічних елементів показав, що в сонячній фотосфері, як в спокійній так і в активній ділянці сонячного диску має місце не тільки зміна знака контрасту, що було відомо і раніше, але і зміна напрямку руху конвективних елементів. В активній ділянці сонячної поверхні ця інверсія відбувається на значно більших висотах, ніж в спокійних.

Розділ 8. Досліджено особливості взаємодії сонячного вітру із магнітосферою Землі. Проведено ґрунтовний аналіз механізмів і підходів до опису турбулентних процесів. Значна увага приділена опису розвиненої турбулентності і характерним особливостям каскадних моделей. В ході виконання роботи проведено детальний аналіз флуктуацій магнітного поля в різних областях магнітосфери та плазмі сонячного вітру. При цьому проводився аналіз різними сучасними методами – від фрактального і мультифрактального до вейвлет аналізу. Вся сукупність використаних методів дослідження вказує на наявність багатомасштабної природи турбулентних процесів в перехідних – пограничних областях магнітосфери Землі.

Додаток А. Організаційне забезпечення та методичний супровід Програми

В ході виконання робіт в рамках Програми було проведено Британо-Українську (2013, Київ) та Британо-Україно-Іспанську (2015, Львів) наукові конференції з фізики Сонця та космічних досліджень:

- Загалом на обох конференціях було представлено 88 пленарних і 7 стендових доповідей;
- В роботі конференцій взяли участь вчені з 21 країни світу: Австралії, Австрії, Бельгії, Великобританії, Ізраїлю, Індії, Ірландії, Іспанії, Колумбії, Мексики, Німеччини, Норвегії, Росії, США, Угорщини, України, Франції, Чехії, Швеції, Шотландії, Японії;
- Сформовано склад локальних організаційних комітетів конференцій;
- Проведено чималу організаційну роботу з забезпечення належних умов сесійних засідань, приїзду та проживання учасників, змістовної культурної програми Конференцій;
- Було розроблено емблеми Конференцій, макети постерів, видано збірники тез доповідей, інформаційні матеріали для учасників, створено сайти Конференцій;
- Укомплектовано та інстальовано комплекс презентаційного обладнання для Конференцій.

Тематика доповідей була спрямована на дослідження фізики Сонця, магнітосфери та іоносфери, нелінійних явищ у космічній плазмі, спостережень та моделювання сонячно-атмосферних структур, сонячної активності. В ході роботи Конференцій відбулися наукові дискусії за напрямками проведення досліджень та реалізації спільних проектів.

Впродовж 2013 – 2016 рр. за темою Програми було опубліковано понад 30 статей в українських та зарубіжних наукових журналах.

Результати досліджень за Програмою доповідалися також на XII (2012, Євпаторія), XIII (2013, Євпаторія), XIV (2014, Ужгород), XV (2015, Одеса), XVI (2016, Одеса) Українських Конференціях з космічних досліджень.

До розділу 1

1. Агапитов А.В., Черемных О.К. Генерация солнечным ветром собственных ULF мод магнитосферы Земли // *Космічна наука і технологія*. – 2008. – 14. – № 4. – С. 72 – 81.
2. Агапітов О.В., Верхоглядова О.П., Івченко В.М. Хвилі стиснення в магнітосфері Землі: інтерпретація вимірювань КА Інтербол-І // *Космічна наука і технологія*. – 2001. – 7. – № 5/6. – С. 64–72.
3. Черемных О.К., Данилова В.В. Поперечно-мелкомасштабные МГД-возмущения в космической плазме с магнитными поверхностями // *Кинематика и физика небесных тел*. – 2009. – № 3.
4. Черемных О.К. К вопросу о резонансных МГД возмущениях в магнитосферной плазме // *Космічна наука і технологія*. – 2010. – №1.
5. Agapitov O.V., Glassmeier K.-H., Plaschke F. et al., Surface Waves and Field Line Resonances // *J. Geophys. Res.* – 2009. – 114. – doi:10.1029/2008JA013553.
6. Agapitov, O., and Cheremnykh O., Natural oscillations of the Earth magnetosphere associated with solar wind sudden impulses // *Ukr. Phys. J.* –2008. – 53. – P. 506–510.
7. Anderson, B. J., Statistical studies of Pc 3–5 pulsations and their relevance for possible source mechanisms of ULF waves // *Ann.Geophysicae*. –1993. – 11. –128.
8. Chen, L., and Hasegawa A., A theory of long-period magnetic pulsations. 1. Steady state excitation of field line resonance // *J. Geophys. Res.* –1974. – 79. – P. 1024–1032.
9. Hasegawa, A., Chen, L., Plasma heating by Alfvén-wave phase mixing // *Phys. Fluids*. – 1974. – 17. – P. 1399.
10. Cheng C.Z., Chang T.C., Lin C.A, Tsai W.H., Magnetohydrodynamic theory of field line resonances in the magnetosphere, // *J. Geophys. Res.* – 1993. –98. – N7. – P. 11339–11347.
11. Hollweg J.V. Resonance absorption of propagating fast waves in a cold plasma // *Planet.Space.Sci.* – 1990. –38. – P. 1017–1030.
12. Cheremnykh O.K., Parnowski A., Agapitov O., Perturbations and collective motions of plasma in the inner magnetosphere of the Earth // *Space Research of Ukraine 2006–2008*, National Space Agency of Ukraine, 15–18, 2008.
13. Cummings W. D., O'Sullivan R. J., and Coleman P. J., Standing Alfvén waves in the magnetosphere // *J. Geophys. Res.* – 1969. – 74. – P. 778.

14. Duffy P., The acceleration of cometary ions by Alfvén waves' // J. Plasma Phys. – 1989. – 42. – P. 13–25.
15. Dungey J. M., Electrodynamics of the outer magnetosphere // Sci.Rep. 69, Pa. State Ionos. Res. Lab. – University Park – 1954.
16. Engebretson M. J., Zanetti L. J., Potemra T. A., and Acuna M. H., Harmonically structured ULF pulsations observed by the AMPTE CCE magnetic field experiment // Geophys. Res. Lett. – 1986. – N 13. –P. 905–908.
17. Kepko L., and Spence H. E., Observations of discrete, global magnetospheric oscillations directly driven by solar wind density variations // J. Geophys. Res. – 2003. – 108. –P. 1257.
18. Klimushkin, D., P. Mager, and K. Glassmeier, Toroidal and poloidal Alfvén waves with arbitrary azimuthal wavenumbers in a finite pressure plasma in the Earth's magnetosphere // Ann. Geophys. – 2004. – 22. – P. 267–287.
19. Mann, I. R., A. N. Wright, K. J. Mills, and V. M., Nakariakov, Excitation of magnetospheric waveguide modes by magnetosheath flows // J. Geophys. Res. – 1999. – 104. – P. 333.
20. Mathie R. A., I. R. Mann, F. W. Menk, Pc5 ULF pulsations associated with waveguide modes observed with the IMAGE magnetometer array // J. Geophys. Res. – 1999. – 104. –P. 7025–7036.
21. Mathie, R. A., F. W. Menk, I. R. Mann, and D. Orr, Discrete field line resonances and the Alfvén continuum in the outer magnetosphere // Geophys. Res. Lett. – 1999. – 26. – P. 659–662.
22. Mills, K. J., A. N. Wright, and I. R. Mann, Kelvin-Helmholtz driven modes of the magnetosphere // Phys. Plasmas., 6, 4070, 1999.
23. Nishida, A., Geomagnetic diagnosis of the magnetosphere, Springer-Verlag, 1978.
24. Rae I. J., Donovan E. F., Mann I. R. et al., Evolution and Characteristics of Global Pc5 ULF Waves During a High Solar Wind Speed Interval // J. Geophys. Res. – 2005. – 110. – A12211. – doi:10.1029/2005JA011007.
25. Samson, J. C., Harrold B. G., Ruohoniemi J. M., and Walker A. D. M., Field line resonances associated with MHD waveguides in the magnetosphere // Geophys. Res. Lett. – 1992. – 19. – P. 441.
26. Singer, H. J., Multisatellite observations of resonant hydromagnetic waves // Planet. Space Sci. – 1982. – 30. – P. 1209.
27. Southwood, D. J., Some features of field line resonances in the magnetosphere // Planet. Space Sci. – 1974. – 22. – P.483.
28. Southwood, D. J., and Kivelson M. G., The effect of parallel inhomogeneity on magnetospheric hydromagnetic wave coupling //J. Geophys. Res. –1986. – 91. – P. 6871.

29. Tamao, T., Transmission and coupling resonance of hydromagnetic disturbances in the non-uniform Earth's magnetosphere // Sci. Rep. Tohoku Univ. – 1965. – 5. – 17. – P.43.
30. Takahashi K., Cheng C.Z., McEntire R.W., et al. Observation and theory of Pc5 waves with harmonically related transverse and compressional components // J. Geophys. Res. – 1990. – 95A. – N2. – P. 977–989.

До розділу 2

1. Агапитов А.В., Черемных О.К. Генерация солнечным ветром собственных УНЧ-мод магнитосферы Земли // Космическая наука и технология. - 2008. - 14, № 4. - С. 72-81.
2. Агапитов А.В., Черемных О.К. Поляризация резонансных УНЧ-возмущений в магнитосфере Земли // Кинематика и физика небесных тел. - 2011. - 27, № 3. - С. 17-27.
3. Агапитов А.В., Парновский А.С., Черемных О.К. Спектр поперечно-мелкомасштабных возмущений во внутренней магнитосфере Земли // Кинематика и физика небесных тел. - 2006. - 22, № 6. - С. 387-401.
4. Белаховский В.Б., Ролдугин В.К. Возбуждение Pc5 пульсаций при смене знака Vz-компоненты ММП // Геомагнетизм и аэрономия. - 2008. - 48, № 2. - С. 188-194.
5. Гуссенс М. Магнитогидродинамические волны и волновой нагрев неоднородной плазмы // Космическая магнитная гидродинамика / Под ред. Э. Приста и А. Худа. - М.: Мир, 1995. - 440 с.
6. Кадомцев Б.Б. Гидромагнитная устойчивость плазмы // Вопросы теории плазмы / Под ред. М. А. Леонтовича. - М.: Госатомиздат, 1963. - Вып. 2. - С. 132-176.
7. Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. - М.: Наука, 1988. - 304 с.
8. Климушкин Д.Ю. Пространственная структура азимутально-мелкомасштабных гидромагнитных волн в аксиально-симметричной магнитосфере с конечным давлением плазмы // Физика плазмы. - 1997. - 23, № 10. - С. 931-944.
9. Мазур В.А., Чуйко Д.А. Влияние МГД-волновода во внешней магнитосфере на отражение гидромагнитных волн от сдвигового течения на магнитопаузе // Физика плазмы. - 2013. - 39, № 12. - С. 1071-1088.
10. Мазур Н.Г., Федоров Е.Н., Пилипенко В.А. О возможности отражения альфвеновских волн в криволинейном магнитном поле // Физика плазмы. - 2004. - 30, № 5. - С. 450-458.
11. Мазур Н.Г., Федоров Е.Н., Пилипенко В.А. Дисперсионное соотношение для баллонных мод и условие их устойчивости в околоземной плазме // Геомагнетизм и аэрономия. - 2012. - 52, № 5. - С. 639-648.

12. Парновский А.С., Черемных О.К. Спектр баллонных возмущений с произвольной поляризацией во внутренней магнитосфере Земли // Космическая наука и технология. - 2006.- 12, №1. - С.49-56.
13. Парновский А.С. Черемных О.К. Желобковые и несжимаемые возмущения во внутренней магнитосфере Земли // Кинематика и физика небесных тел. - 2006. - 22, № 1. - С. 65-75.
14. Половин Р.В., Демущкий В.П. Основы магнитной гидродинамики. - М.: Энергоатомиздат, 1987. - 208 с.
15. Черемных О.К., Данилова В.В. Поперечно-мелкомасштабные МГД возмущения в космической плазме с магнитными поверхностями // Кинематика и физика небесных тел. - 2011. 27, № 2. - С. 63-79.
16. Bekhor S.H. The computation of field-line resonance frequencies in general geometries: a tool for improving the understanding of magnetospheric configurations // Journal of Plasma Physics. - 2006. - 72. - P. 309-327. - DOI:10.1017/S0022377805004150.
17. Chen L., Hasegawa A. A theory of long period magnetic pulsations. 1. Steady state excitation of field line resonance// J. Geophys. Res. - 1974.-79.-P.1024--1032.- DOI:10.1029/JA079i007p01024.
18. Cheng C.Z. MHD field line resonances and global modes in three-dimensional magnetic fields // J. Geophys. Res. - 2003. - 108(A1) - 1002. - DOI:10.1029/2002JA009470.
19. Cheng C.Z., Chang T.C., Lin C.A., Tsai W.H. Magnetohydrodynamic theory of field line resonances in the magnetosphere // J. Geophys. Res. - 1993. - 98(A7). - P. 11339-11347. - DOI:10.1029/93JA00505.
20. Cheremnykh O.K., Parnowski A.S. The theory of ballooning perturbations in the inner magnetosphere of the Earth // Advances in Space Research. - 2004. - 33. - P. 769-773. - DOI:10.1016/S0273-1177(03)00642-2.
21. Cheremnykh O.K., Parnowski A.S. Flute and Ballooning Modes in the Inner Magnetosphere of the Earth: Stability and Influence of the Ionospheric Conductivity // Space Science: New Research / Ed. by N. S. Maravell. - New York: Nova Science Publishers, 2006.- P. 71-108.
22. Cheremnykh O.K., Parnowski A.S. Influence of ionospheric conductivity on the ballooning modes in the inner magnetosphere of the Earth. Advances in Space Research. - 2006. - 37, №3. - P. 599-603. - DOI:10.1016/j.asr.2005.01.073.
23. Cheremnykh O.K., Parnowski A.S., Burdo O.S. Ballooning modes in the inner magnetosphere of the Earth // Planet. Space Sci. - 2004. - 55, № 13. - P. 1217-1229.- DOI:10.1016/j.bbr.2011.03.031.
24. Dmitrienko I.S. Evolution of FMS and Alfvén waves produced by the initial disturbance in the FMS waveguide // Journal of Plasma Physics. - 2013. - 79. - P. 7-17.-

DOI:10.1017/S0022377812000608.

25. Guglielmi A.V., Potapov A.S. Note on the dependence of Pc3--4 activity on the solar wind velocity // *Ann. Geophys.* -- 1994. -- 12. -- P. 1192--1196.-- DOI:10.1007/s00585-994-1192-z.
26. Kabin K., Rankin R., Mann I.R. et al. Polarization properties of standing shear Alfvén waves in non-axisymmetric background magnetic fields // *Ann. Geophys.* - 2007. - 25. - P. 815-822. - DOI:10.5194/angeo-25-815-2007.
27. Klimushkin D. Yu. Spatial structure of transversally small-scale hydromagnetic waves in a plane finite-model magnetosphere // *Planet. Space Sci.* - 1997. - 45. - P. 269-279. - DOI:10.1016/S0032-0633(96)00078-5.
28. Klimushkin D. Yu., Mager P. N. On the spatial structure and dispersion of slow magnetosonic modes coupled with Alfvén modes in planetary magnetospheres due to field line curvature // *Planet. Space Sci.* - 2008.- 56. - P. 1273-1279. - DOI:10.1016/j.pss.2008.03.002.
29. Klimushkin D. Yu., Mager P. N. Spatial structure and stability of coupled Alfvén and drift compressional modes in non-uniform magnetosphere: Gyrokinetic treatment // *Planet. Space Sci.* - 2011. - 59. - P. 1613-1620. - DOI:10.1016/j.pss.2011.07.010.
30. Klimushkin D.Yu., Leonovich A.S., Mazur V.A. On the propagation of transversally-small-scale standing Alfvén waves in a three-dimensionally inhomogeneous magnetosphere // *J. Geophys. Res.* - 1995. - 100, A6. - P. 9527-9534. - DOI:10.1029/94JA03233.
31. Klimushkin D.Yu., Mager P.N., Marilovtseva O.S. Parallel structure of Pc1 ULF oscillations in multi-ion magnetospheric plasma at finite ion gyrofrequency // *J. Atmosph. Sol.-Terr. Phys.* - 2010. - 72(18). - P. 1327-1332. - DOI:10.1016/j.jastp.2010.09.019
32. Klimushkin D.Yu., Mager P.N., Pilipenko V.A. On the ballooning instability of the coupled Alfvén and drift compressional modes // *Earth Planets Space.* - 2012. - 64. - P. 777-781.- DOI:10.5047/eps.2012.04.002.
33. Kozlov D.A. Slow magnetosonic oscillations with in a dipole magnetosphere with rotating plasma // *Int. J. Geomagn. Aeron.* - 2008. - 7 (GI3004). - DOI:10.1029/2006GI000164.
34. Kozlov D.A., Mazur N. G., Pilipenko V.A., Fedorov E. N. Dispersion equation for ballooning modes in two-component plasma // *Journal of Plasma Physics.* - 2014. - DOI:10.1017/S0022377813001347.
35. Leonovich A.S., Kozlov D.A. On ballooning instability in current sheets // *Plasma Phys. Control. Fusion.* - 2013. - 55 (085013). -- DOI:10.1088/0741-3335/55/8/085013.
36. Leonovich A.S., Kozlov D.A. Edemskiy I. K. Standing slow magnetosonic waves in a dipole-like plasmasphere // *Planet. Space Sci.* - 2010. - 58. - P. 1425--1433. - DOI:10.1016/j.pss.2010.06.007.
37. Leonovich A.S., Mazur V.A. A theory of transverse small-scale standing Alfvén waves in an

- axially symmetric magnetosphere // Planet. Space Sci. - 1993. - 41. - P. 697--717. - DOI: 10.1016/0032-0633(93)90055-7.
38. Leonovich A.S., Mazur V.A. A model equation for monochromatic standing Alfvén waves in the axially symmetric magnetosphere // J. Geophys. Res. - 1997. - V. 102. - P. 11443-11456. - DOI:10.1029/96JA02523.
 39. Leonovich A.S., Mazur V.A. Structure of magnetosonic eigenoscillations of an axisymmetric magnetosphere // J. Geophys. Res. - 2000. - 105. - P. 27707--27716. - DOI:10.1029/2000JA900108.
 40. Mager P.N., Klimushkin D.Yu. Theory of azimuthally small-scale Alfvén waves in an axisymmetric magnetosphere with small but finite plasma pressure // J. Geophys. Res. - 2002. - 107 (1356). - DOI:10.1029/2001JA009137.
 41. Mager P.N., Klimushkin D.Yu. Alfvén ship waves: high- ULF pulsations in the magnetosphere generated by a moving plasma inhomogeneity // Ann. Geophys. - 2008. - 26. - P. 1653-1663. - DOI:10.5194/angeo-26-1653-2008.
 42. Mager P.N., Klimushkin D.Yu., Kostarev D.V. Drift-compressional modes generated by inverted plasma distributions in the magnetosphere // J. Geophys. Res. Space Physics. - 2013. - 118. - P. 4915-4923. - DOI:10.1002/jgra.50471.
 43. Mager P. N., Klimushkin D. Yu., Pilipenko V. A., Schäfer S. Field-aligned structure of poloidal Alfvén waves in a finite pressure plasma // Ann. Geophys. - 2009. - 27. - P. 3875--3882. - DOI:10.5194/angeo-27-3875-2009.
 44. Parnowski A. S. Eigenmode analysis of ballooning perturbations in the inner magnetosphere of the Earth // Ann. Geophys. - 2007. - 25. - P. 1391-1403. - DOI:10.5194/angeo-25-1391-2007.
 45. Pilipenko V. A., Kozyreva O. V., Engebretson M. J. et al. Dynamics of long-period magnetic activity and energetic particle precipitation during the May 15, 1997 storm // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. - 2002. - 64. - P. 831-843. - DOI:10.1016/S1364-6826(02)00074-3.
 46. Schäfer S., Glassmeier K.-H., Eriksson P. T. I. et al. Spatio-temporal structure of a poloidal Alfvén wave detected by Cluster adjacent to the dayside plasmopause // Ann. Geophys. - 2008. -- 26. - P. 1805-1817. - DOI:10.5194/angeo-26-1805-2008.
 47. Southwood D. J. Some features of field line resonances in the magnetosphere // Planet. Space Sci. - 1974. - 22. - P. 483-491. - DOI: 10.1016/0032-0633(74)90078-6.
 48. Yeoman T.K., James M., Mager P.N., Klimushkin D.Yu. SuperDARN observations of high-m ULF waves with curved phase fronts and their interpretation in terms of transverse resonator theory // J. Geophys. Res. - 2012. - 117. - A06231. - DOI:10.1029/2012JA017668.
 49. Zolotukhina N.A. Wave effects of sudden impulse and substorm onset in the magnetospheric morning sector on January 4, 2001 // Geomagnetism and Aeronomy. - 2010. - 50, №8 (Special

50. Zolotukhina N.A., Mager P.N., Klimushkin D.Yu. Pc5 waves generated by substorm injection: a case study // Ann. Geophys. - 2008. - 26. - P. 2053-2059. - DOI:10.5194/angeo-26-2053-2008.

До розділу 3

1. Агапитов А. В., Черемных О. К. Поляризация резонансных УНЧ-возмущений в магнитосфере Земли // Кинематика и физика небесных тел. — 2011. — 27, № 3. — С. 17–27.
2. Агапитов А.В., Парновский А.С., Черемных О.К. Спектр поперечно-мелкомасштабных возмущений во внутренней магнитосфере Земли // Кинематика и физика небесных тел. — 2006. — 22, № 6. — С. 387–401.
3. Бурдо О. С., Черемных О. К., Верхоглядова О. П. Изучение баллонных мод во внутренней магнитосфере Земли // Изв. АН. Сер. физ. — 2000. — 64. — С. 1896–1900.
4. Гульельми А. В., Поляков А. Р. О дискретности спектра альвеновских колебаний // Геомагнетизм и аэрономия. — 1983. — 23, № 2. — С. 341–343.
5. Клейменова Н. Г., Афанасьева Л. Т., Козырева О. В. и др. Гигантские пульсации P_g на широтном профиле обсерваторий // Геомагнетизм и аэрономия. — 1990. — 30, № 4. — С. 579–583.
6. Климушкин Д. Ю. Пространственная структура азимутально-мелкомасштабных гидромагнитных волн в аксиально-симметричной магнитосфере с конечным давлением плазмы // Физика плазмы. — 1997. — 23, № 10. — С. 931–944.
7. Леонович А. С., Мазур В. А., Сенаторов В. Н. Альфвеновский волновод // ЖЭТФ. — 1983. — 85, №1(7). — С.141–145.
8. Магер П. Н., Климушкин Д. Ю. Генерация альфвеновских волн движущейся неоднородностью плазмы в магнитосфере // Физика плазмы. — 2007. — 33, № 5. — С. 435–442.
9. Мазур Н. Г., Федоров Е. Н., Пилипенко В. А. Дисперсионное соотношение для баллонных мод и условие их устойчивости в околоземной плазме // Геомагнетизм и аэрономия. — 2012. — 52, № 5. — С. 639–648.
10. Потапов А. С., Цэгмед Б., Рыжакова Л. В. Связь потоков релятивистских электронов на геостационарной орбите с уровнем УНЧ активности на поверхности Земли и в солнечном ветре в 23-м цикле // Космич. исслед. — 2012. — 50. — С. 130–146.
11. Черемных О. К., Данилова В. В. Поперечно-мелкомасштабные МГД возмущения в

- космической плазме с магнитными поверхностями // Кинематика и физика небесных тел. — 2011. — 27, № 2. — С. 63–79.
12. Черемных О. К., Климускин Д.Ю., Костарев Д.В. О структуре азимутально-мелкомасштабных УНЧ-колебаний горячей космической плазмы в кривом магнитном поле. Моды с непрерывным спектром // Кинематика и физика небесных тел. — 2014.— 30, №5. — С. 3–21.
 13. Agapitov A. V., Cheremnykh O. K. Natural oscillations of the Earth magnetosphere associated with solar wind sudden impulses // Ukrainian Physical Journal. — 2008. — 53(5). — P. 506–510.
 14. Agapitov A. V., Cheremnykh O. K. Magnetospheric ULF waves driven by external sources // Adv. Astron. Space Phys. — 2013. — 3. — P. 12–19.
 15. Andrushchenko Zh. N., Cheremnykh O. K., Edenstrasser J. W. Global Alfvén eigenmodes in a stellarator with trapped energetic particles // Phys. Plasmas. — 1999. — 6. — P. 2462–2471. — DOI:10.1063/1.873518.
 16. Appert K., Gruber R., Troyon F., Vaclavik J. Excitation of global eigenmodes of the Alfvén-wave in tokamaks // Plasma Phys. and Contr. Fusion. — 1982. — 24(9). — P.1147–1159. — DOI:10.1088/0032-1028/24/9/010.
 17. Cheremnykh O. K. Transversally small-scale perturbations in arbitrary plasma configurations with magnetic surfaces // Plasma Phys. And Contr. Fusion. – 2010. – 52(9). – 095006. – DOI:10.1088/0741-3335/52/9/095006.
 18. Cheremnykh O. K., Parnowski A. S. Flute and Ballooning Modes in the Inner Magnetosphere of the Earth: Stability and Influence of the Ionospheric Conductivity // Space Science: New Research / Ed. by N. S. Maravell. – New York: Nova Science Publishers, 2006. – P. 71–108.
 19. Cheremnykh O. K., Parnowski A. S. Influence of ionospheric conductivity on the ballooning modes in the inner magnetosphere of the Earth // Advances in Space Research. — 2006. — 37, №3. — P. 599–603. — DOI:10.1016/j.asr.2005.01.073.
 20. Cheremnykh O. K., Revenchuk S. M. Dispersion relations for the Suydam problem // Plasma Phys. and Contr. Fusion. — 1992. — 34(1). — P. 55–75. — DOI:10.1088/0741-3335/34/1/004.
 21. Cheremnykh O. K., Revenchuk S. M., Omel'chenko A. Ya., Burdo O. S. Theory of quasi-flute modes in toroidal plasma configurations // Phys. Scr. — 1995. — 51. — P. 263–276.— DOI:10.1088/0031-8949/51/2/016.
 22. Chi P. J., Le G. Observations of magnetospheric high-m poloidal waves by ST-5 satellites in low Earth orbit during geomagnetically quiet times // J. Geophys. Res. — 2015. —

120. — P. 4776–4783. — DOI:10.1002/2015JA021145.
23. Chisham G., Orr D., Yeoman T.K. Observations of a giant pulsation across an extended array of ground magnetometers and on auroral radar // Planet. Space Sci. — 1992. — 40. — P. 953–964. — DOI:10.1016/0032-0633(92)90135-B.
24. Chisham G., Mann I. R., Orr D. A statistical study of giant pulsation latitudinal polarization and amplitude variation // J. Geophys. Res. — 1997. — 102. — P. 9619–9630. — DOI:10.1029/97JA00325.
25. Cramm R., Glassmeier K.-H., Othmer C., et al. A case study of a radially polarized Pc4 event observed by the Equator-S satellite // Ann. Geophys. — 2000. — 18. — P. 411–415. — DOI:10.1007/s00585-000-0411-5.
26. Dai L., Takahashi K., Lysak R., et al. Storm time occurrence and spatial distribution of Pc4 poloidal ULF waves in the inner magnetosphere: A Van Allen Probes statistical study // J. Geophys. Res. — 2015. — 120. — P. 4748–4762. — DOI:10.1002/2015JA021134.
27. Denton R.E., Vetoulis G. Global poloidal mode // J. Geophys. Res. — 1998. — 103. — P. 6729–6739. — DOI:10.1029/97JA03594.
28. Denton R.E., Lessard M. R., Kistler L.M. Radial localization of magnetospheric guided poloidal Pc 4-5 waves // J. Geophys. Res. — 2003. — 108(A3). — P. SMP 4-1, CiteID 1105. — DOI:10.1029/2002JA009679.
29. Dmitrienko I. S. Evolution of FMS and Alfvén waves produced by the initial disturbance in the FMS waveguide // J. Plasma Phys. — 2013. — 79. — P. 7–17. — DOI:10.1017/S0022377812000608.
30. Dmitrienko I. S., Mazur V.A. The spatial structure of quasicircular Alfvén modes of waveguide at the plasmopause: interpretation of Pc1 pulsations // Planet. Space Sci. — 1992. — 40. — P. 139–148. — DOI:10.1016/0032-0633(92)90156-I.
31. Engebretson M. J., Murr D. L., Erickson K.N., et al. The spatial extent of radial magnetic pulsation events observed in the dayside near synchronous orbit // J. Geophys. Res. — 1992. — 97(A9). — P. 13741–13758. — DOI:10.1029/92JA00992.
32. Fenrich F. R., Samson J.C. Growth and decay of field line resonances // J. Geophys. Res. — 1997. — 102(A9). — P. 20031–20040. — DOI:10.1029/97JA01376.
33. Fenrich F. R., Samson J. C., Sofko G., et al. ULF high- and low-m field line resonances observed with the Super Dual Auroral Radar Network // J. Geophys. Res. — 1995. — 100(A11). — P. 21535–21548. — DOI:10.1029/95JA02024.
34. Glassmeier K.-H. Magnetometer array observations of a giant pulsation event // J. Geophys. — 1980. — 48. — P. 127–138.
35. Green C. A. Observations of Pg pulsations in the Northern auroral zone and at

- lower latitude conjugate regions // Planet. Space Sci. — 1979. — 27. — P. 63–77. — DOI:10.1016/0032-0633(79)90148-X.
36. Hughes W. J., McPherron R. L., Russell C. T. Multiple satellite observations of pulsation resonance structure in the magnetosphere // J. Geophys. Res. — 1977. — 82(4). — P. 492–498. — DOI:10.1029/JA082i004p00492.
 37. Klimushkin D. Yu. Resonators for hydromagnetic waves in the magnetosphere // J. Geophys. Res. — 1998. — 103. — P. 2369–2375. — DOI: 10.1029/97JA02193.
 38. Klimushkin D. Yu. Spatial structure and dispersion of drift mirror waves coupled with Alfvén waves in a 1-D inhomogeneous plasma // Ann. Geophys. — 2006. — 24. — P. 2291–2297. — DOI:10.5194/angeo-24-2291-2006.
 39. Klimushkin D. Yu., Chen L. Eigenmode stability analysis of drift-mirror modes in nonuniform plasmas // Ann. Geophys. — 2006. — 24. — P. 2435–2439. — DOI:10.5194/angeo-24-2435-2006.
 40. Klimushkin D. Yu., Mager P. N. Spatial structure and stability of coupled Alfvén and drift compressional modes in non-uniform magnetosphere: Gyrokinetic treatment // Planet. Space Sci. — 2011. — 59. — P. 1613–1620. — DOI:10.5194/angeo-24-2291-2006.
 41. Klimushkin D. Yu., Mager P. N. The Alfvén mode gyrokinetic equation in finite-pressure magnetospheric plasma // J. Geophys. Res. — 2015. — 120. — P. 4465–4474. — DOI:10.1002/2015JA021045.
 42. Klimushkin D. Yu., Mager P. N., Glassmeier K.-H. Toroidal and poloidal Alfvén waves with arbitrary azimuthal wave numbers in a finite pressure plasma in the Earth's magnetosphere // Ann. Geophys. — 2004. — 22. — P. 267–288. — DOI:10.5194/angeo-22-267-2004.
 43. Klimushkin D. Yu., Mager P. N., Glassmeier K.-H. Spatio-temporal structure of Alfvén waves excited by a sudden impulse localized on an L-shell // Ann. Geophys. — 2012. — 30. — P. 1099–1106. — DOI:10.5194/angeo-30-1099-2012.
 44. Kozlov D. A., Mazur N. G., Pilipenko V. A., Fedorov E. N. Dispersion equation for ballooning modes in two-component plasma // J. Plasma Phys. — 2014. — 80. — P. 379–393. — DOI:10.1017/S0022377813001347.
 45. Leonovich A. S., Kozlov D. A. Magnetosonic resonances in the magnetospheric plasma // Earth Planets Space. — 2013. — 65. — P. 369–384. — DOI:10.5047/eps.2012.07.002.
 46. Leonovich A. S., Mazur V. A. A theory of transverse small-scale standing Alfvén waves in an axially symmetric magnetosphere // Planet. Space Sci. — 1993. — 41. — P. 697–717. — DOI: 10.1016/0032-0633(93)90055-7.
 47. Leonovich A. S., Mazur V. A. Magnetospheric resonator for transverse-small-scale

- standing Alfvén waves // Planet. Space Sci.— 1995.— 43.— P.881–883.— DOI:10.1016/0032-0633(94)00206-7.
48. Leonovich A.S., Mazur V.A. Standing Alfvén waves with $m \gg 1$ in an axisymmetric magnetosphere excited by a non-stationary source // Ann. Geophys. — 1998. — 16. — P.914–920. — DOI:10.1007/s00585-998-0914-z.
 49. Leonovich A.S., Klimushkin D.Yu., Mager P.N. Experimental evidence for the existence of monochromatic transverse small-scale standing Alfvén waves with spatially dependent polarization // J. Geophys. Res. — 2015. — 120. P. 5443–5454. — DOI:10.1002/2015JA021044.
 50. Liu W., Sarris T. E., Li X., et al. Spatial structure and temporal evolution of a dayside poloidal ULF wave event // Geophys. Res. Lett. — 2011. — 38. — L19104. — DOI:10.1029/2011GL049476.
 51. Liu W., Cao J. B., Li X., et al. Poloidal ULF wave observed in the plasmasphere boundary layer // J. Geophys. Res. — 2013. — 118. — DOI:10.1002/jgra.50427.
 52. Mager P. N., Klimushkin D.Yu. Giant pulsations as modes of a transverse Alfvénic resonator on the plasmopause // Earth Planets Space. — 2013. — 65. — P. 397–409.— DOI:10.5047/eps.2012.10.002.
 53. Menk F. W., Waters C. L. Magnetoseismology: Ground-based remote sensing of the Earth's magnetosphere. — John Wiley and Sons, 2013. — ISBN: 978-3-527-41027-9. — 244 p.
 54. Mikhailova O. S. The spatial structure of ULF-waves in the equatorial resonator localized at the plasmopause with the admixture of the heavy ions // J. Atm. Sol. Terr. Phys. — 2014. — 108. — P. 10–16. — DOI:10.1016/j.jastp.2013.12.007.
 55. Rostoker G., Lam H.-L., Olson J. V. PC 4 giant pulsations in the morning sector // J.Geophys. Res. — 1979. — 84(A9). — P. 5153–5166. — DOI:10.1029/JA084iA09p05153.
 56. Saka O., Hayashi K., Leonovich A. S. Ionospheric loop currents and associated ULF oscillations at geosynchronous altitudes during preonset intervals of substorm aurora // J. Geophys. Res. — 2015. — 120. — P. 2460–2468. — DOI:10.1002/2014JA020842.
 57. Samson J.C., Wallis D. D., Hughes T. J., et al. Substorm intensifications and field line resonances in the nightside magnetosphere // J. Geophys. Res. — 1992. — 97. — P.8495–8518. — DOI:10.1029/91JA03156.
 58. Schafer S., Glassmeier K.-H., Eriksson P. T. I., et al. Spatial and temporal characteristics of poloidal waves in the terrestrial plasmasphere: a CLUSTER case study // Ann. Geophys. — 2007. — 25. — P. 1011–1024. — DOI:10.5194/angeo-25-1011-2007.
 59. Schafer S., Glassmeier K.-H., Eriksson P. T. I., et al. Spatio-temporal structure of a

- poloidal Alfvén wave detected by Cluster adjacent to the dayside plasmapause // *Ann. Geophys.* — 2008. — 26. — P. 1805–1817. — DOI:10.5194/angeo-26-1805-2008.
60. Singer H. J., Hughes W. J., Russel C. T. Standing hydromagnetic waves observed by ISEE 1 and 2: Radial extent and harmonic // *J. Geophys. Res.* — 1982. — 87. — P.3519–3527. — DOI:10.1029/JA087iA05p03519.
61. Takahashi K., Anderson B. J. Distribution of ULF-energy (< 80 mHz) in the inner magnetosphere: a statistical analysis of AMPTE CCE magnetic field data // *J. Geophys. Res.* — 1992. — 97. — P. 10751–10769. — DOI:10.1029/92JA00328.
62. Takahashi K., Glassmeier K.-H., Angelopoulos V., et al. Multisatellite observations of a giant pulsation event // *J. Geophys. Res.* — 2011. — 116(A11223). — DOI:10.1029/2011JA016955.
63. Vetoulis G., Chen L. Global structures of Alfvén-ballooning modes in magnetospheric plasmas // *Geophys. Res. Lett.* — 1994. — 21(19). — P.2091–2094. — DOI:10.1029/94GL01703.
64. Yeoman T. K., James M., Mager P. N., Klimushkin D. Yu. SuperDARN observations of high-m ULF waves with curved phase fronts and their interpretation in terms of transverse resonator theory // *J. Geophys. Res.* — 2012. — 117. — A06231. — DOI:10.1029/2012JA017668.
65. Zolotukhina N. A., Mager P. N., Klimushkin D. Yu. Pc5 waves generated by substorm injection: a case study // *Ann. Geophys.* — 2008. — 26. — P. 2053–2059. — DOI:10.5194/angeo-26-2053-2008.

До розділу 4

1. Бейтман Г. МГД-неустойчивости / Г. Бейтман. — М.: Энергоиздат, 1982. — 200 с.
2. Бернштейн А. Неустойчивость плазмы. Т.1 / А. Бернштейн / ред. А.А. Галеев и Р. Судан // В кн.: Основы физики плазмы. С — 365 — 392.
3. Гуссенс М. Магнитогидродинамические волны и волновой нагрев неоднородной плазмы / М. Гуссенс // В кн.: Космическая магнитная гидродинамика. — М.: Мир, 1995. — С. 144 — 178.
4. Загородний А.Г. Введение в физику плазмы / А.Г. Загородний, О.К. Черемных. — Киев: Наукова думка, 2014. — 696 с.
5. Кадомцев Б.Б. Гидромагнитная устойчивость плазмы / Б.Б. Кадомцев // В кн. Вопросы теории плазмы. Выпуск 2. — М.: Госатомиздат, 1963. — С. 132–176.

6. Кенро Миямото. Основы физики плазмы и управляемого синтеза / Миямото Кенро. – М.: Физматлит, 2007. – 424 с.
7. Ладиков-Роев Ю.П. Магнито-вихревые кольца / Ю.П. Ладиков-Роев // Изв. АН СССР. Сер. Механика и машиностроение. – 1960. – №4. – С. 7–13.
8. Ладиков-Роев Ю.П. Распространение несжимаемых винтовых мод в тонкой магнитной силовой трубке / Ю.П. Ладиков-Роев, О.К. Черемных // Проблемы управления и информатики. – 2016. – №2. – С. 91–100.
9. Паркер Е. Космические магнитные поля. Их образование и проявления. Часть 1 / Е. Паркер. – М.: Мир, 1982. – 608 с.
10. Робертс Б. Магнитогидродинамические волны на Солнце / Б. Робертс: В кн. Космическая магнитная гидродинамика. – М.: Мир, 1995. – С. 112–143.
11. Филиппов Б.П. Эруптивные процессы на Солнце / Б.П. Филиппов. – М: Физматлит, 2007 – 216 с.
12. Цап Ю.Т. Баллонная неустойчивость и колебания корональных петель / Ю.Т. Цап, Ю.Г. Копылова, А.В. Степанов // Астрон. Журн. – 2006. – № 12. – С. 1142–1152.
13. Черемных О.К. О структуре азимутально-мелкомасштабных УНЧ-колебаний горячей космической плазмы в кривом магнитном поле. Мода с непрерывным спектром / О.К. Черемных, Д.Ю. Климушкин, Д.В. Косторев // Кинематика и физика небесных тел. – 2014. – Т.30, №5. – С. 3–21.
14. Черемных О.К. К теории поперечно-мелкомасштабных мод в цилиндрическом плазменном шнуре / О.К. Черемных // Кинематика и физика небесных тел. – 2015. – Т. 31, №5. – С. 3–19.
15. Черемных О.К. О структуре азимутально-мелкомасштабных УНЧ-колебаний горячей космической плазмы в кривом магнитном поле. Моды с дискретным спектром / О.К. Черемных, Д.Ю. Климушкин, П.Н. Магер // Кинематика и физика небесных тел. – 2016. – Т. 32, №3. – С.26–39.
16. Шафранов В.Д. К вопросу о гидромагнитной устойчивости плазменного шнура с током в сильном магнитном поле / В.Д. Шафранов // ЖЭТФ – 1970. – Т. 40. – С. 241–253.
17. Andrushchenko Z.N. Steady MHD flows in a cylindrical plasma column / Z.N. Andrushchenko, S.M. Revenchuk, O.K. Cheremnykh // Plasma Physics Reports, 1993, V.19, OSTI Identifier: 102 964.
18. Bennet K. Waves in twisted magnetic flux tubes / K. Bennet, B. Roberts, V. Narain // Solar Phys. – 1999. – V. 185. – P. 41–59.

19. Burdo O.S. General geometric dispersion relations for toroidal plasma configuration / O.S. Burdo, O.K. Cheremnykh, S.M. Revenchuk, V.D. Pustovitov // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. – 1994. – V.36, N4. – P.641 – 656.
20. Cheremnykh O.K. Dispersion equation and stability limit for ballooning flute modes in tokamak with circular magnetic surfaces and arbitrary pressure profile / O.K. Cheremnykh // *Nucl. Fusion*. – 1989. – V. 29 (1). – P. 1899 –1904.
21. Cheremnykh O.K. Relaxation of non-ideal magnetohydrodynamic plasma in cylindrical column / O.K. Cheremnykh, Z. M. Andrushchenko, J.W. Edenstrasser, V.B. Taranov // *Physics of Plasmas*. - 1994. – V.1 (8). – P- 2525–2530.
22. Cheremnykh O.K. On the motion of vortex rings in an incompressible media / O.K. Cheremnykh // *Nelineinaya Dinamika [Russian Journal of Nonlinear Dynamics]*. – 2003. – V. 4 (4). – P. 417 – 428.
23. Cheremnykh O.K. Non-compressible modes in the thin plasma cylinder / O.K. Cheremnykh, V.N. Fedun, A.N. Krystal // *Astr. Astroph.* (in press).
24. Edwin P.M. Wave propagation in magnetic cylinder / P.M. Edwin, B. Roberts // *Solar Phys.* – 1983. – V. 88. – P. 179 – 191.
25. Erdelyi R. Sausage MHD waves in incompressible flux tubes with twisted magnetic fields / R. Erdelyi, V. Fedun // *Solar Phys.* – 2006. – V. 238. – P. 41–59.
26. Erdelyi R. Linear MHD Sausage Waves in Compressible Magnetically Twisted Flux Tubes / R. Erdelyi, V. Fedun // *Solar Phys.* – 2007. – V. 246. – P. 101 – 118.
27. Hain K. Zur Stabilität Zylinder Symmetrischer Plasma Konfigurationen mit Volumenströmen / K. Hain, R.Z Lüst // *Naturforsch.* – Bd 13a. – 1958. – S. 936 – 940.
28. Kryshchal A.N. One type of three-wave interaction of low-frequency waves in magneto-active plasma of the solar atmosphere / A.N. Kryshchal, S.V. Gerasimenko, A. D. Voitsekhovska, O.K. Cheremnykh // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*. – 2014. – V. 30 (3). – P. 147–154.
29. Ladikov-Roev Yu. P. Axisymmetric force-free magnetic configurations in plasma flux / Yu. P. Ladikov-Roev, S.O. Cheremnykh, V.A. Yatsenko // *Journal of Automation and Information Sciences*. – 2013. – V. 45, № 4. – P. 45–58.
30. Ladikov-Roev Y. P. Nonstationary model of solar spicula / Y. P. Ladikov-Roev, A. A. Loginov, O.K. Cheremnykh // *Journal of Automation and Information Sciences*. – 2014. – V.46 (10). – P. 20–29.
31. Ruderman M.S. Nonaxisymmetric oscillations of the thin twisted magnetic tubes / M.S. Ruderman // *Solar Phys.* – 2007. – V. 246. – P. 119 – 131.
32. Ruderman M.S. Propagating kink waves in thin twisted magnetic tubes with continuous equilibrium magnetic field / M.S. Ruderman // *Astr. Astroph.* – 2015. – V. 575, A130. – P. 1-11.

33. Stepanov A.V. MHD – oscillations of Coronal loops and diagnostics of flare plasma / A.V. Stepanov, K. Shibasaki, Yu.G. Kopylova, Yu.T. Tsap // Solar Physics with Nobeyama Radioheliograph: Proceedings of Nobeyama Symposium. – 2004, NSRO. – Report No1. – P. 23–31.
34. Wesson J. A. Hydromagnetic stability of tokamaks / J. A. Wesson // Nucl. Fusion. – 1978. V. 18 (1). – P. 87–132.

До розділу 5

1. Бурмака В.П., Таран В.И., Черногор Л.Ф. Результаты исследования волновых возмущений в ионосфере методом некогерентного рассеяния // Успехи современной радиоэлектроники. – 2005. – №3. – С.4-35.
2. Федоренко А.К. Крючков Е.И. Распределение среднемасштабных АГВ в полярных регионах по данным спутниковых измерений//Геомagnetизм и аэрономия. – 2011. – 51, №1. – С. 527-539.
3. Лизунов Г.В., Федоренко А.К. Генерация атмосферных гравитационных волн солнечным терминатором по данным измерений на спутнике “Atmosphere Explorer-E” // Радиофизика и радиоастрономия. – 2006. – Т.11, №1. – С. 49 – 62.
4. Федоренко А.К. Восстановление характеристик атмосферных гравитационных волн в полярных регионах на основе масс-спектрометрических спутниковых измерений // Радиофизика и радиоастрономия. – 2009. – Т.14, №3. – С. 254-265.
5. Rees D., Fuller-Rowell T.J., Gordon R., Killeen T.L., Hays P.B., Wharton L., Spencer N.W. A comparison of wind observations of the upper thermosphere from the Dynamics Explorer satellite with the predictions of a global time-dependent model // Planet. Space Sci. – 1983. – 31, N11. – P. 1299 – 1314.
6. Lühr H., Rentz S., Ritter P., Liu H., Häusler K. Average thermospheric wind pattern over the polar regions, as observed by CHAMP // Ann. Geophys. – 2007. – 25. – P. 1093 – 1101. (www.ann-geophys.net/25/1093/2007).
7. Черемных О.К. Резонансная мода в термосфере Земли // Космическая наука и технология. – 2011. – 17, №6. – С.74-76.

До розділу 6

1. Гохберг М.Б., Шалимов С.Л. Литосферно-ионосферная связь и ее моделирование. // Российский Журнал Наук о Земле.- 2000.- Том 2.- N 2.- С. 95-108.
2. Досин Д.Г., Івантишин О.Л., Кошовий В.В., Лозинський А.Б. Іоносферно-діагностичний комплекс ІДК УРАН-3 // Відбір та обробка інформації. - 1997. - Вип. 11(87). – С. 3-7.
3. Івантишин О.Л. Інформаційно-вимірювальний комплекс на базі радіотелескопа УРАН для дослідження слабких акусто-іоносферних збурень. Автореферат дис. канд. технічн. наук // Фізико-механічний інститут імені Г.В. Карпенка НАН України, Львів, 2007.
4. Дистанційне радіозондування слабких акусто-іоносферних збурень з використанням радіофізичних комплексів на базі радіотелескопа УРАН-3 / В кн.: Звіт про НДР «Експериментальні і теоретичні дослідження декаметрового радіовипромінювання галактичних та позагалактичних джерел методом інтерферометрії». № держреєстрації 0197U003373. – Фізико-механічний інститут НАН України, Львів. 1999. – С. 223- 330.
5. Исследование и разработка методов восстановления радиоизображений и радиоакустики для изучения влияния солнечной акустики в декаметровом диапазоне волн на процессы в ионосфере и тропосфере / Отчет по НИР. Львов: Физико-механический институт АН Украины, 1991 – 370 с.
6. Кошевой В.В. Радиофизическая и радиоастрономическая диагностика ионосферных эффектов, вызванных наземным инфразвуковым излучателем (предварительные результаты) // Изв. Вузов. Радиофизика. - 1999. – т. 42, №8. – С. 785-798.
7. Кошовий В.В., Івантишин О.Л. Дослідження штучних акусто-іоносферних збурень радіоастрономічним методом // Відбір і обробка інформації. - 1999. - Вип. 13(89). - С. 21-25.
8. Кошовий В.В., Сорока С.О. Акустичне збурення іоносферної плазми наземним випромінювачем. I. Експериментальне виявлення акусто-іоносферних збурень // Космічна наука і технологія. - 1998. - Т 4. - № 5/6. - С. 3—17.
9. Негода А.А., Сорока С.А. Перспективы развития исследований атмосферы ионосферы с использованием искусственного акустического воздействия. // Космічна наука і технологія. - 1999. - Т 5. - № 2/3. - С. 3—12.

10. Новиков Д.И., Климов С.И., Корепанов В.Е. и др. Магнитно-волновой комплекс микроспутника "Чибис-М" для изучения электромагнитных параметров космической погоды // Сборник трудов выездного семинара, серия "Механика, управление и информатика" / Под ред. Назирова Р.Р. М.: ИКИ РАН. 2009. С. 78-89. (<http://www.cosmos.ru/books/2009chibis-m.pdf>).
11. Руденко, О. В. Нелинейные пилообразные волны. // Успехи физических наук. – 1995. – 165 (9). – С. 1011-1036.
12. Спосіб оцінювання інфразвукової обстановки на поверхні землі на основі акусто-електромагнітного моніторингу іоносфери / Дек. пат. на кор. мод. №59531, Україна, МПК G01W 1/08. – № u201010307; Заявл. 25.10.2010; Опубл. 25.05.2011, Бюл. №10. – 4 с.
13. 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.
14. Aburjania, George D. and Machabeli, George Z. Generation of electromagnetic perturbations by acoustic waves in the ionosphere. // Journal of Geophysical Research.- 1998. - Vol. 103. - No. A5. – P. 9441-9447.
15. Aramyan, A. R., Galechyan, G. A., Harutunyan, G. G. and Manukyan G. V. Transformation of Acoustic Waves in Upper Atmosphere. // Laser Physics. – 2010. - Vol. 20. - No. 1. - P. 298-301.
16. Aramyan, A.R., Galechyan, G.A., Harutyunyan, G.G., Mangasaryan, N.R., Bilen, S.G. and Soroka, S. Modeling of Interaction of Acoustic Waves With Ionosphere. // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2008. - Vol. 36. - No. 1. - P. 305-309.
17. Blanc, E. Observations in the upper atmosphere of infrasonic waves from natural or artificial sources: a summary. // Annales Geophysicae. - 1985. - № 3. – P. 673-688.
18. Donn, William L. and Rind, David. Natural Infrasound as an Atmospheric Probe. // Geophys. J. R. astr. Soc. – 1971. - № 26. – P. 111-133.
19. Drobzheva, Ya. V. and Krasnov, V. M. The Spatial Structure of the Acoustic Wave Field Generated in the Atmosphere by a Point Explosion. // Acoustical Physics. – 2001. - Vol. 47. - No. 5. - P. 556-564.
20. Galperin, Yu. and Hayakawa, M. On a possibility of parametric amplifier in the stratosphere-mesosphere suggested by active MASSA experiments with the AUREOL-3 satellite. // Earth Planets Space. – 1998. - № 50. – P. 827-832,.

21. Garces, Milton, Drob, Douglas P. and Picone, J. Michael. A theoretical study of the effect of geomagnetic fluctuations and solar tides on the propagation of infrasonic waves in the upper atmosphere. // *Geophys. J. Int.* – 2002. - № 148. – P. 77-87.
22. Gotinyan, O.E., Ivchenko, V.V., Rapoport, Yu.G. Model of the internal gravity waves excited by lithospheric greenhouse effect gases. // *Space Science and Technology (Ukraine). Suppl.* – 2001. - Vol.7. - No 2. - P. 26-33.
23. Grimalsky, V.V., Koshevaya, S.V., Perez-Enriquez, R. and Kotsarenko, A.N. Nonlinear Excitation of ULF Atmosphere-Ionosphere Waves and Magnetic Perturbations Caused by ELF Seismic Acoustic Bursts, // *Physica Scripta.* – 2003. - V.67. - No 3. - P. 453-456.
24. Hines C.O., Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights // *Can. J. Phys.* – 1960. – Vol. 38. – P. 1441-1481.
25. Koshevaya, S.V., Grimalsky, V.V., Burlak, G.N., Perez Enriquez, R., Kotsarenko, A.N. Magnetic Perturbations Excited by Seismic Waves.// *Physica Scripta.* – 2001. - V. 64. - No 2. - P. 172-176.
26. Koshevaya, S.V., Grimalsky, V.V., Siquieros-Alatorre, J., Perez-Enriquez, R. and Kotsarenko, A.N., Acoustic and Acousto-Gravity Wave Pulses Caused by Sources of Seismic Origin // *Physica Scripta.* -2004. - V. 70. - No 1. - P. 72-78.
27. Koshovy V.V., Ivantyshyn O.L. Research of the Artificial Acousto-Ionosperic Disturbances / XXVI th General Assembly of the International Union of Radio Science. August 13-21, 1999, Toronto, Canada. - Abstracts. - Toronto: University of Toronto, 1999. - P. 506.
28. Koshovyy, V., Nazarchuk, Z., Romanyshyn, I., Ivantyshyn, O., Lozynskyy, A., Soroka, S., Alyokhina, L. Acousto-Electromagnetic Investigations of an Acoustical Channel of the Lithosphere-Ionosphere Interaction / XXVIIIth General Assembly of International Union of Radio Science (URSI). October 23-29, 2005, New Delhi, India. – Proceedings. – 4p.
29. Kotsarenko, N.Ya, R. Pérez Enríquez, and S.V. Koshevaya. Excitation of plasma waves in the ionosphere caused by atmospheric acoustic waves. // *Astrophysics and Space Science.* -1996. - 246.2. – P. 211-217.
30. Kotsarenko, N.Ya., Soroka, S.A., Koshevaya, S.V. and Koshovyy, V.V. Increase of the Transparency of the Ionosphere for Cosmic Radiowaves Caused by a Low Frequency Wave // *Physica Scripta.* – 1999. - Vol. 59. – P. 174-181.
31. Laštovička, Jan. Forcing of the ionosphere by waves from below. // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* – 2006. - № 68. – P. 479-497.

32. Mityakov, N. A. Parametric Acoustic Antenna in the Atmosphere. // Radiophysics and Quantum Electronics. – 2006. - Vol. 49. - No. 7. – P. 514-519.
33. Naugolnkh, K. A. and Rybak, S. A. Sound Propagation in an Unstable Atmospheric Layer. // Acoustical Physics. – 2007. - Vol. 53. - No. 3. - P. 417-420.
34. Ostrovsky, Lev A. Ionospheric effects of ground motion: The roles of magnetic field and nonlinearity. // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2008. - № 70. – P. 1273- 1280.
35. Pilipenko, V. A. and Fedorov, E. N. Modulation of the total electron content in the ionosphere by geomagnetic pulsations.// Geomagnetism and Aeronomy, English Translation. – 1995. - Vol. 34. - No. 4. - P. 516 -519.
36. Pokhotelov, O.A., Parrot, M., Fedorov, E.N., Pilipenko, V.A., Surkov, V.V., Gladyshev, V.A. Response of the ionosphere to natural and man-made acoustic sources. // Ann. Geophys. – 1995. - Vol. 13. - Iss. 11. - P. 1197-1210.
37. Rapoport, Yu.G., Gotynyan, O.E., Ivchenko, V.M., Kozak, L.V. and Parrot, M. Effect of acoustic - gravity wave of the lithospheric origin on the ionospheric F region before earthquakes, // Physics and Chemistry of the Earth. – 2004. - Vol. 29. - P. 607-616.
38. Rapoport, Yu.G., Hayakawa, M., Gotynyan, O.E., Ivchenko, V.N., Fedorenko, A.K. and Selivanov, Yu.A. Stable and unstable plasma perturbations in the ionospheric F region, caused by spatial packet of atmospheric gravity waves. // Phys. Chem. Earth. – 2009. - Vol. 34. - P. 508-515.
39. Rind, David. Heating of the lower thermosphere by the dissipation of acoustic waves. // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. – 1977. - Vol. 39. - P. 445 – 456.
40. О. К. Черемних, В. В. Гримальський, В. М. Івченко, В. В. Кошовий, В. П. Мезенцев, М. О. Мельник, О. Л. Івантишин, Р.Т. Ногач, Ю. Г. Рапопорт, Ю. О. Селіванов. Експериментальні та теоретичні дослідження штучної акустичної модифікації атмосфери та іоносфери, // Косм. наука та технологія, 2015, т. 21, No 1, с. 48-53.
41. О. К. Черемных, С. И. Климов, В. Е. Корепанов, В. В. Кошовый, М. Е. Мельник, О. Л. Ивантишин, Р.Т. Ногач, Ю. Г. Рапопорт., Ю. А. Селиванов, Л. П. Семенов. Наземно-космический эксперимент по искусственной акустической модификации ионосферы. Первые результаты, // Косм. наука та технологія, 2014, т. 20, No 6, с. 60-74.
42. Iyemori, T., K. Nakanishi. T. Aoyama, Y. Yokoyama, Y. Koyama, and H. Luhr, Confirmation of existence of the small-scale field-aligned currents in middle and low

latitudes and an estimate of time scale of their temporal variation, *Geophys. Res. Lett.*, 2015, 42, 22-28.

43. Zettergren, M. D., and J. B. Snively, Ionospheric response to infrasonic-acoustic waves generated by natural hazard events, // *J. Geophys. Res. Space Physics*, 2015, 120, doi:10.1002/2015JA021116.

До розділу 7

1. Стодилка М.И. Температурная структура реальной солнечной грануляции // *Кинематика и физика небес. тел.*- 2003.- **19**, № 5.- С. 407-416.
2. Стодилка М.И. Структура конвективных движений в фотосфере Солнца // *Кинематика и физика небес. тел.*- 2006.- **22**, № 4.- С. 260-270.
3. Стодилка М.И., Баран О.А., Малинич С.З. Особенности конвекции в фотосфере Солнца // *Кинематика и физика небес. тел.*- 2006.- **22**, № 3.- С. 173-182.
4. Стодилка М.И., Баран О.А. Структура фотосферной конвекции Солнца на субгрануляционных масштабах // *Кинематика и физика небес. тел.*- 2008.- **24**, № 2.- С. 99-109.
5. Щукина Н.Г., Трухильо Буэно Х. Линии FeI в спектрах холодных звезд: не-ЛТР эффекты в атмосфере солнечного типа // *Кинематика и физика небесных тел.*- 1998.- **14**, № 4.- С. 315-329.
6. Asplund M., Nordlund Å., Trampedach R., Allende Prieto C., Stein R. F. Line formation in solar granulation. I. Fe line shapes, shifts and asymmetries // *Astron. and Astrophysics.*- 2000.- **359**, №2.- P.729-742.
7. Bendlin C., Volkmer R. Results from two-dimensional spectroscopic observations of solar granulation with a Fabry-Perot interferometer // *Astron. and Astrophys.*- 1993.- **278**, № 2.- P. 601-606.
8. Espagnet O., Muller R., Roudier T., Mein N., Mein P. Penetration of the solar granulation into the photosphere: height dependence of intensity and velocity fluctuations // *Astron. and Astrophys. Suppl.* – 1995.- **109**, №1.- P.79-108.
9. Evans, J. W., Catalano C. P. Observed Oddities in the Lines H, K, b and H beta // *Solar Phys.*- 1972.- **27**, № 2.- P. 299-302.
10. Holweger H., Kneer F. Spatially Resolved Spectra of Solar Granules // *Solar and Stellar Granulation, Proceedings of the 3rd International Workshop of the Astronomical Observatory of Capodimonte and the NATO Advanced Research Workshop on Solar*

- and Stellar Granulation, Dordrecht: Kluwer, edited by Robert J. Rutten and Giuseppe Severino. NATO Advanced Science Institutes Series C.- 1989.- **263**.- P.173.
11. Janssen K., Gauzzi G. Dynamics of the solar photosphere with IBIS. I. Reversed intensity structure in the mid-photosphere // *Astron. and Astrophys.*- 2006.- **450**, №1.- P.365-374.
 12. Khomenko E. V., Kostik R. I., Shchukina N. G. Five-minute oscillations above granules and intergranular lanes // *Astron. and Astrophys.*- 2001.- **369**, №2.- P.660-671.
 13. Kiselman D. High-spatial-resolution solar observations of spectral lines used for abundance analysis // *Astron. Astrophys. Suppl.* – 1994.- **104**.- P. 23-77.
 14. Kneer F. J., Mattig W., Nesis A., Werner W. Coherence analysis of granular intensity // *Solar Phys.*- 1980.-**68**, №1.- P. 31-39.
 15. Kostyk R. I., Shchukina N. G. Local 5-min oscillations above solar granules and intergranular space // *Astron. Lett.*- 1999.- 25, №10.- P.678-687.
 16. Kostyk R. I., Khomenko, E. V. The Effect of Acoustic Waves on Spectral-Line Profiles in the Solar Atmosphere: Observations and Theory // *Astron. Reports.*- 2002.- **46**, №12.- P. 925-931.
 17. Kostyk R. I., Shchukina N. G. Fine Structure of Convective Motions in the Solar Photosphere: Observations and Theory // *Astron. Reports.*- 2004.- **48**, № 9.- P.769-780.
 18. Puschmann K., Vázquez M., Bonet J. A., Ruiz Cobo B., Hanslmeier, A. Time series of high resolution photospheric spectra in a quiet region of the sun. I. Analysis of global and spatial variations of line parameters // *Astron. and Astrophys.*- 2003.- **408**, №1.- P.363-378.
 19. Puschmann K. G., Ruiz Cobo B., Vázquez M., Bonet J. A., Hanslmeier, A. Time series of high resolution photospheric spectra in a quiet region of the Sun. II. Analysis of the variation of physical quantities of granular structures // *Astron. and Astrophys.*- 2005.- **441**, № 3.- P.1157-1169.
 20. Salucci G., Bertello L., Cavallini F., Ceppatelli G., Righini A. The height dependence of intensity and velocity structures in the solar photosphere // *Astron. and Astrophys.*- 1994.- **285**, № 1.-P.322-332.
 21. Shchukina Nataliya, Trujillo Bueno Javier. The Iron Line Formation Problem in Three-dimensional Hydrodynamic Models of Solar-like Photospheres // *Astrophysical J.*- 2001.- **550**, № 2.-P. 970-990.
 22. Schroeter E. H., Soltau D., Wiehr E. The German solar telescopes at the Observatorio del Teide // *Vistas in Astron.*- 1985.- **28**, №3.- P. 519-525.

23. Socas-Navarro H, Trujillo Bueno J. Linearization versus Preconditioning: Which Approach Is Best for Solving Multilevel Transfer Problems? // *Astrophys. J.*- 1997.- **490**, №2.- P.383-392.
24. Stebbins Robin, Goode Philip R. Waves in the solar photosphere // *Solar Phys.*- 1987.- **110**, № 2.- P. 237-253.

До розділу 8

1. Зеленый Л.М. Космическая геогеофизика. / Л.М. Зеленый, И.С. – Веселовский (ред.) М.: Физматлит. – Том 1. – 2008. – 624 с.
2. Shevyrev N.N. Some features of the plasma flow in the magnetosheath behind quasi – parallel and quasi – perpendicular bow shocks / Shevyrev N.N., Zastenker G.N. // *Planet. Space Science.* – 2005. – V.53.– P. 95–102.
3. Кадомцев Б.Б. Турбулентность плазмы. – Вопросы теории плазмы (Под ред. М. А. Леонтовича). – М., Атомиздат – 1964. – С .188–335.
4. Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме / Кадомцев Б.Б.– М. Наука – 1988. – 303 с.
5. Савин С. П. Динамическое взаимодействие потока плазмы с горячим пограничным геомагнитной ловушки / Савин С. П., Л. М. Зеленый, Э. Амата и др. // *Письма в ЖЕТФ.* – 2004. – 79, № 8. –С. 452–456.
6. Consolini G. On the magnetic field fluctuations during magnetospheric tail current disruption: A statistical approach / Consolini G., M. Kretzschmar A.T.Y. Lui, G.Zimbardo, and W.M. Macek. // *J. Geophys. Res.* – 2005.– 110 – A07202. doi:10.1029/2004JA010947.
7. Заславский Г.М. Введение в нелинейную физику От маятника до турбулентности и хаоса. / Заславский Г.М. , Сагдеев Р.З. – М.: Наука. – 1988. –368 с.
8. Lauwerier H. A. Fractals – images of chaos / H. A Lauwerier. // Princeton Univ. Press – 1991
9. Feder, J. 1988. Fractals. / Feder, J. // Plenum Press, New York, – P. 12, Section 2:3.
10. Ohtani, S. Magnetic uctuations associated with tail current disruption: fractal analysis / Ohtani, S., Higuchi, T., Lui, A.T.Y., Takahashi, K // *Journal of Geophysical Research* – 1995. – 100 – P. 19135
11. Козак Л.В. Статистический анализ турбулентности форшоковой области и магнитослоя Земли / Козак Л.В, Пилипенко В.А., Чугунова О.М. и др. // *Космические исследования* – 2011. – 49, № 3.– С. 202–212.

12. Козак Л.В. Статистический анализ турбулентности форшоковой области и магнитослоя Земли / Козак Л.В, Пилипенко В.А., Чугунова О.М. и др. // Космические исследования – 2011. – 49, № 3.– С. 202–212.
13. Закс Л. Статистическое оценивание / Закс Л. – М., «Статистика» – 1976 – 598 с.
14. Фриш У. Турбулентность: Наследие А. Н. Колмогорова. / Фриш У. – М.: Фазис. – 1998. –343 с.
15. Ландау Л.Д. , Лифшиц Е.М. Гидродинамика.– М.: Наука, 1988.–С.736
16. Монин С.. Статистическая гидромеханика. Ч.2. Механика турбулентности. / С.Монин, А.М., Яглом Л. – Гидрометеиздат – 1967.– 720 с.
17. Budaev V. P. Intermittency and extended self-similarity in space and *fusion plasma*: boundary effects / Budaev V. P., Savin S., Zelenyi L. et al. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. – 2008. – V. 50. – P. 074014.
18. Савин С. П. Динамическое взаимодействие потока плазмы с горячим погранслоем геомагнитной ловушки / Савин С. П., Л. М. Зеленый, Э. Амата и др. // Письма в ЖЕТФ. – 2004. – 79, № 8. –С. 452–456.
19. Dubrulle B. Intermittency in fully developed turbulence: Log – Poisson statistics and generalized scale covariance / Dubrulle B. // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. 73. — P. 959–962.
20. She Z. Universal scaling laws in fully developed turbulence / She Z., Leveque E. // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – 72. – P. 336–339.
21. Politano H., Pouquet A., and Carbone V. Determination of anomalous exponents of structure functions in two-dimensional magnetohydrodynamic turbulence // *Europhys. Lett.* –1998. –V.43. –P. 516–521
22. Treumann R. A. Theory of super-diffusion for the magnetopause / Treumann R. A. // *Geophys. Res. Lett.* – 1997. – 24– P. 1727–1730.
23. Chechkin A.V Generalized fractional diffusion equations for accelerating subdiffusion and truncated Lévy flights / Chechkin A.V., Gorenflo R., and Sokolov I.M., // *Physical Review* – 2002. – 66, 046129. – P. 13.
24. Lovejoy S. Diffusion in One Dimensional Multifractal Porous Media / Lovejoy S., D. Schertzer, P. Silas. // *Water Resources Research*. – 1998. – V. 34. – P. 3283–3291.
25. Астафьева Н. М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения / Астафьева Н. М. // *Успехи физических наук*. – 1996. –. Т.166. –N.11.
26. Фрик П.Г. Вейвлет-анализ и иерархические модели турбулентности / Фрик П.Г. – ИМ СС УрО РАН, Пермь. – 1992. – 40 с.

27. Grossmann A. Decomposition of Hardy functions into square integrable wavelets of constant shape / Grossmann A., Morlet J. // SIAM Journal of Mathematical Analysis – 1984. – 15. – P. 723 – 731.
28. Consolini G., Lui A.T.Y. Symmetry breaking and nonlinear wave-wave interaction in current disruption: possible evidence for a dynamical phase transition. – Magnetospheric current systems (Eds. Ohtani S.-I., Fujiiji R., Hesse M., Lysak R.L.). – Washington: AUG. – 2000. – 118. – 395 p.

ПЕРЕЛІК ПУБЛІКАЦІЙ ВИКОНАВЦІВ НДР ЗА ЗВІТНИЙ ПЕРІОД 2013-2016 рр.
(сумарний імпакт-фактор публікацій – 16.593)

1. Федоренко А.К., Крючков Е.И. Ветровой контроль распространения акустико-гравитационных волн в полярной термосфере //Геомagnetизм и аэрономия – 2013. – т.53, № 3, с. 394-405; (імпакт-фактор журналу – **0.51**).
2. Беспалова А.В., Федоренко А.К. Хвильові збурення нейтральних частинок та іонів в полярних областях //Космічна наука і технологія – 2013. – т.19, №4. – С.50–56.
3. Agapitov O.V., Cheremnykh O.K. Magnetospheric ULF waves driven by external sources. //Advances in Astronomy and Space Physics – 2013. –v.3№1 — p.12-19.
4. Менджул Д.І., Агапітов О.В., Черемних О.К. Особенности і поширення ДНЧ-хвиль у внутрішній магнітосфері Землі // Кинематика и физика небесных тел . — 2013. — 29, N 3. – С.3 – 21; (імпакт-фактор – **0.36**).
5. О.К. Черемных, Ю.М. Ямпольский, А.В. Агапитов, А.В. Зализовский, В.Н. Ивченко, Л.В. Козак, А.С. Парновский, Ю.Г. Рапопорт, Ю.А. Селиванов, А.В. Колосков, С.О. Черемных. Исследования МГД колебаний внутренней магнитосферы Земли в космическом проекте “Резонанс” // Космическая наука и технология. – 2013 . – 19, № 2 – С.5–42.
6. Cheremnykh S.O., Parnovsky A.S. On damping of ULF MHG modes in the inner magnetosphere of the Earth// Advances in Astronomy and Space. –2013.
7. Черемных С.О. О поляризации поперечно-мелкомасштабных МГД-мод в магнитосфере Земли// Космическая наука и технология. 2013. Т. 19. № 4. С. 57–64.
8. A.N. Kryshnal, S.V. Gerasimenko, A.D. Voitsekhovska, O.K. Cheremnykh One Type of Three-Wave Interaction of Low-Frequency Waves in Magnetoactive Plasma of the Solar Atmosphere // Kinematics and Physics of Celestial Bodies, 2014, Vol. 30, No. 3, pp. 147–154; (імпакт-фактор - **0.36**).
9. Федоренко А.К., Крючков Е.И. Наблюдаемые особенности акустико-гравитационных волн в гетеросфере //Геомagnetизм и аэрономия – 2014. - т.54, №1. – С.116-123; (імпакт-фактор – **0.55**).
10. O.K. Cheremnykh, D.Yu. Klimushkin, D.V. Kostarev. On the Structure of Azimuthally Small_Scale ULF Oscillations of Hot Space Plasma in a Curved Magnetic Field. Modes with Continuous Spectrum //Kinematics and Physics of Celestial Bodies, 2014, Vol. 30, No. 5, pp. 209–222; (імпакт-фактор - **0.36**).

11. Беспалова А.В., Федоренко А.К. Супутникові дослідження іоносферних проявів поширення акустико-гравітаційних хвиль //Радіофізика і радіоастрономія – 2014. – т.19, №3– С.206-216.
12. Kryshnal, A.N., Voitsekhovska, A.D., Gerasimenko, S.V., Sidorenko, M.V. On the possibility of the development of longitudinal wave instabilities on the background of the small-scale Bernstein turbulence in preflare chromosphere of a solar active region. Kinematics and Physics of Celestial Bodies. 30 (5), p. 234-243. 2014; (імпакт-фактор - **0.36**).
13. Savin; E. Amata; V. Budaev; L. Zelenyi; E. A. Kronberg ; Z. Nemecek; J. Blecki; L. Kozak; S. Klimov; A. Skalsky; L. Lezhen. On nonlinear cascades and resonances in the outer magnetosphere. JETP Letters. 99 (1), pp. 16-21. 2014; (імпакт-фактор - **1.172**).
14. Fedorenko A.K, Bepalova 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; (імпакт-фактор - **1.731**).
15. Черемних О.К., Федоренко А.К., Крючков Є.І., Черемних С.О., Беспалова А.В. Експериментальні та теоретичні дослідження резонансних явищ в магнітосферно-іоносферній плазмі //Космічна наука і технологія – 2015. - т. 21, №1. – С.64-69.
16. Ладиков-Роев Ю.П., Черемных О.К., Федоренко А.К., Набивач В.Е. Акустико-гравитационные волны в вихревой полярной термосфере // Проблемы управления и информатики – 2015 – №5. – С. 74-84.
17. A. Kryshnal, S. Gerasimenko, A. Voitsekhovska, V. Fedun. The ion-acoustic instability in the pre-flare plasma near the loop footpoints at solar active regions // - 2013.-Annales Geophysicae, -31, -P. 2193-2200; (імпакт-фактор - **1.73**).
18. A.N. Kryshnal, S.V. Gerasimenko, A.D. Voitsekhovska. Small-scale Langmuir wave instability in pre-flare chromosphere of solar active regions// -2014. – Astrophysics and Space Science. -349, №2. –P.637-646.
19. A.N. Kryshnal, S.V. Gerasimenko, A.D. Voitsekhovska, O.K. Cheremnykh. One Type of Three-Wave Interaction of Low-Frequency Waves in Magnetoactive Plasma of the Solar Atmosphere // Kinematics and Physics of Celestial Bodies, 2014, Vol. 30, No. 3, pp. 147–154; (імпакт-фактор - **0.36**).
20. Cheremnykh O.K. On the theory of transversally small-scale modes in the cylindrical plasma column // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2015. – V. 31, № 5. – p. 213-224; (імпакт-фактор - **0.36**).

21. Kozak, L.V., Prokhorenkov, A.S., Savin, S.P. Statistical analysis of the magnetic fluctuations in boundary layers of Earth's magnetosphere. *Advances in Space Research*, 56 (10), pp. 2091-2096. 2015; (імпакт-фактор - **1.409**).
22. Kryshchal, A., Fedun, V., Gerasimenko, S., Voitsekhovska, A. Oblique Bernstein Mode Generation Near the Upper-hybrid Frequency in Solar Pre-flare Plasmas. *Solar Physics*. Volume 290, Issue 11, 2015, P. 3331-3341; (імпакт-фактор - **2.862**).
23. Л.В. Козак, Р.І. Костик, О.К. Черемних, А.С. Прохоренков Прояви процесів самоорганізації в атмосфері Сонця та навколоземному просторі // *Космічна наука і технологія*. -2015. Т. 21. № 4 с. 66-80.
24. Agapitov O., Cheremnykh O. Magnetospheric ULF waves driven by external sources. *arXiv preprint arXiv:1512.00919*. 2015.
25. Bespalova A.V., Fedorenko A.K., Cheremnykh O.K., Zhuk I.T. Satellite observations of wave disturbances caused by moving solar terminator // *J. Atmos. Solar. Terr. Phys.* V. 140. P. 79–85. 2016. doi:10.1016/j.jastp.2016.02.012; (імпакт-фактор - **1.463**).
26. Е.И. Крючков, О.К. Черемных, А.К. Федоренко. Особенности акустико-гравитационных волн в полярной термосфере Земли // *Кинематика и физика небесных тел*, 2016 (принята в печать); (імпакт-фактор - **0.36**).
27. Федоренко А.К., Беспалова А.В. Жук И.Т., Крючков Е.И. Широтные особенности акустико-гравитационных волн в верхней атмосфере по данным спутниковых измерений // *Геомагнетизм и аэрономия*, 2016 (принята в печать); (імпакт-фактор - **0.556**).
28. Cheremnykh O.K., Klimushkin D.Y., Mager P.N. On the structure of azimuthally small-scale ULF-oscillations of a hot space plasma in a curved magnetic field: Modes with discrete spectra. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies* 32 (3), 120-128. 2016; (імпакт-фактор - **0.36**).
29. Ladikov-Roev Y.P., Cheremnykh O.K. Propagation of Incompressible Kink Modes in a Thin Magnetic Flux Tube. *Journal of Automation and Information Sciences* 48 (3). 2016.
30. Rapoport, Yu. G., O. K. Cheremnykh, V. V. Koshovy, M. O. Melnik, O. L. Ivantyshyn, R. T. Nogach, Yu. A. Selivanov, V. V. Grimalsky, V. P. Mezentssev, L. M. Karataeva, V. N. Ivchenko, G. P. Milinevsky, V. N. Fedun, and E. N. Tkachenko. Ground-Based Acoustic Parametric Generator Impact on Atmosphere and Ionosphere in Active Experiment, *Annales Geophysicae*, 2016 (In Press); (імпакт-фактор - **1.73**).