НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ІНСТИТУТ ІОНОСФЕРИ

Л. Я. ЄМЕЛЬЯНОВ
Л. Ф. ЧОРНОГОР
М. В. ЛЯШЕНКО
А. Є. МІРОШНІКОВ
К. Д. АКСЬОНОВА

РУХ ПЛАЗМИ В ІОНОСФЕРІ:
ДОСЛІДЖЕННЯ МЕТОДОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО РОЗСІЯННЯ

Монографія

Харків – 2021

УДК 621.371, 550.388, 550.385.4, 621.396, 004.67
ББК 26.2:26.23, 32.8, 32.9

Є88

РЕЦЕНЗЕНТИ:

О. В. Колосков, д-р. фіз.-мат. наук, с.н.с.,
Радіоастрономічний інститут НАН України

І. М. Мищенко, д-р. фіз.-мат. наук, с.н.с.,
Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України

І. В. Остроумов, д-р. техн. наук, доц.,
Національний авіаційний університет

Рекомендовано до друку Вченою радою Інституту іоносфери
(протокол № 4 від 04.06.2021 р.)

Ємельянов Л. Я.

Є88 Рух плазми в іоносфері: дослідження методом некогерентного розсіяння : монографія / Л. Я. Ємельянов, Л. Ф. Чорногор, М. В. Ляшенко, А. Є. Мірошніков, К. Д. Аксьонова. – Х.: ТОВ "ПЛАНЕТА-ПРІНТ", 2021. 460 с.

ISBN

У монографії розглянуто радіофізичну задачу вимірювання швидкості руху іоносферної плазми в діапазоні висот 120–1500 км. Розроблено нові та розвинуто існуючі методи аналізу некогерентно розсіяного сигналу, розроблено принципи побудови радіосистем для дослідження вертикального переносу плазми F-області іоносфери. Розробки реалізовано на радарі некогерентного розсіяння Інституту іоносфери (м. Харків). Наведено результати дослідження динамічних процесів в іоносфері над Україною в періоди спокійного та збуреного станів іоносфери протягом майже трьох циклів сонячної активності. Отримані дані використовуються для уточнення регіональної моделі іоносфери, що необхідно для прогнозування космічної погоди та, як наслідок, для нормального функціонування космічних апаратів, засобів радіозв'язку, радіолокації тощо.

Для наукових працівників і інженерів у галузі радіофізичних методів дослідження середовищ, викладачів, аспірантів і студентів фізичних спеціальностей університетів.

ББК 26.2:26.23, 32.8, 32.9

© Ємельянов Л. Я., Чорногор Л. Ф., Ляшенко М. В., Мірошніков А. Є., Аксьонова К. Д., 2021

© Обкладинка ТОВ "ПЛАНЕТА-ПРІНТ", 2021
ISBN © ТОВ "ПЛАНЕТА-ПРІНТ", 2021

ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА 9

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ 12

ВСТУП 14

Література до вступу 17

Розділ 1. РАДІОФІЗИЧНІ АСПЕКТИ ВИЗНАЧЕННЯ ШВИДКОСТІ РУХУ ІОНОСФЕРНОЇ ПЛАЗМИ 19

1.1. Процес перенесення плазми в іоносфері 19

1.2. Радіофізичні основи вимірювання швидкості руху іоносферної плазми. 24

1.2.1. Аналіз і порівняння існуючих методів вимірювання швидкості руху іоносферної плазми 24

1.2.2. Метод некогерентного розсіяння радіохвиль 25

1.2.3. Принципи реалізації вимірювань методом НР 31

1.2.4. Радіосигнали для вимірювань методом НР 32

1.3. Методичні аспекти вимірювання швидкості руху іоносферної плазми використанням методу НР 38

1.3.1. Геометрія вимірювання швидкості руху плазми 38

1.3.2. Порівняння способів вимірювання швидкості руху плазми 40

1.4. Можливості радарів НР для вимірювання швидкості руху іоносферної плазми 49

1.4.1. Короткі відомості про радари НР 49

1.4.2. Радар НР метрового діапазону радіохвиль Інституту іоносфери 52

1.5. Короткий екскурс в історію Інституту іоносфери та розвитку його радарів 55

1.6. Висновки до розділу 1 66

Література до розділу 1 67

Розділ 2. РОЗРОБКА ЕФЕКТИВНИХ МЕТОДІВ ВИМІРЮВАННЯ ШВИДКОСТІ РУХУ ПЛАЗМИ ЗА КОРЕЛЯЦІЙНИМИ ФУНКЦІЯМИ НЕКОГЕРЕНТНО РОЗСІЯНОГО СИГНАЛУ 80

2.1. Визначення швидкості плазми за кореляційними функціями сигналу на проміжній частоті 81

2.2. Аналіз алгоритмів оцінки швидкості руху іоносферної плазми 92

2.3. Визначення швидкості руху іоносферної плазми з використанням обробки сигналу на низькій частоті 105

2.4. Обґрунтування необхідних характеристик радара НР Інституту іоносфери для визначення швидкості 112

2.5. Висновки до розділу 2 121

Література до розділу 2 121

Розділ 3. ОПТИМІЗАЦІЯ РАДІОВИМІРЮВАНЬ ШВИДКОСТІ РУХУ ІОНОСФЕРНОЇ ПЛАЗМИ 126

3.1. Розробка принципів побудови і оптимізація доплерівських радіоприймальних систем з урахуванням специфіки некогерентного розсіяння 126

3.1.1. Багатофункціональна багатоканальна приймально-задавальна система 128

3.1.2. Радіоприймальний пристрій для вимірювань параметрів іоносфери на висотах до 1500 км 140

3.2. Аналіз та мінімізація похибок радіовимірювання швидкості плазми 142

3.2.1. Апаратурна мінімізація статистичної складової похибки оцінки швидкості руху іоносферної плазми 142

3.2.2. Вплив характеристик зондувального сигналу і радіоприймального тракту на точність вимірювання швидкості руху плазми методом НР ... 145

3.2.3. Вплив ефектів імпульсного зондування на точність вимірювання швидкості руху іоносферної плазми 152

3.2.4. Мінімізація систематичних похибок вимірювання швидкості руху іоносферної плазми 156

3.2.5. Питання зниження впливу зондувального сигналу на точність вимірювання швидкості руху іоносферної плазми 163
3.3. Розробка способів зменшення систематичних похибок вимірювання швидкості руху плазми 167
3.3.1. Багаточастотний метод вимірювання параметрів НР сигналів 168
3.3.2. Двочастотний метод зондування іоносфери 174
3.4. Сучасний стан методичного, апаратного та програмного забезпечення визначення швидкості та інших параметрів іоносфери 176
3.4.1. Радари некогерентного розсіяння Інституту іоносфери 176
3.4.2. Алгоритмічне та програмне забезпечення для обробки даних радара НР 189
3.4.3. База даних Інституту іоносфери 192
3.4.4. Експрес-обробка експериментальних даних 193
3.5. Висновки до розділу 3 195
Література до розділу 3 197

Розділ 4. АПАРАТУРНО-МЕТОДИЧНІ РОЗРОБКИ ВИМІРЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ НР СИГНАЛУ ТА ІОНОСФЕРИ, ВИКОРИСТОВУЮЧИ ОБРОБКУ СИГНАЛУ НА ПРОМІЖНІЙ ЧАСТОТІ 205
4.1. Передумови для розробки способу та підсистеми приймання, запису й обробки сигналів на проміжній частоті 206
4.2. Підсистема приймання, запису й обробки сигналу на проміжній частоті 208
4.3. Обробка сигналу на проміжній частоті 215
4.4. Експериментальні результати при обробці сигналу на проміжній частоті 220
4.5. Тестування підсистеми приймання, запису й обробки сигналу на проміжній частоті 224
4.6. Використання радара некогерентного розсіяння і способів визначення швидкості руху для прикладних цілей 233
4.7. Висновки до розділу 4 252
Література до розділу 4 254

Розділ 5. ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ ДОСТОВІРНОСТІ ВИМІРЮВАННЯ ШВИДКОСТІ ІОНОСФЕРНОЇ ПЛАЗМИ 259
5.1. Загальні питання отримання достовірної інформації про швидкість 259
5.2. Розробка принципів і апаратури формування сигналів тестування і контролю радара некогерентного розсіяння 263
5.3. Імітація сигналу некогерентного розсіяння відповідно до стану та динаміки іоносферної плазми 274
5.4. Висновки до розділу 5 279
Література до розділу 5 280

Розділ 6. ДОСЛІДЖЕННЯ РЕГУЛЯРНИХ ПРОЦЕСІВ РУХУ В ІОНОСФЕРІ 284
6.1. Результати спостережень в умовах незбуреної іоносфери в період з 1986 по 2008 рр.. 285
6.1.1. Висотно-часові варіації вертикальної швидкості плазми 285
6.1.2. Сезонні варіації швидкості руху плазми 296
6.1.3. Варіації швидкості руху плазми протягом циклу сонячної активності .. 301
6.2. Спостереження процесів у геокосмосі в спокійних геофізичних умовах поблизу максимуму 24-го циклу сонячної активності 304
6.2.1. Стан космічної погоди 305
6.2.2. Результати спостережень вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми в спокійних геомагнітних умовах 307
6.2.3. Результати спостережень параметрів іоносферної плазми, що використовуються для розрахунку параметрів динамічних процесів в іоносфері 313
6.2.4. Результати розрахунку параметрів динамічних процесів у геокосмосі 319
6.2.4.1. Сезонно-добові варіації параметрів динамічних процесів 321
6.2.4.2. Висотні залежності параметрів динамічних процесів..... 325
6.3. Варіації вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми на фазах спаду і мінімуму 24 циклу сонячної активності 328

6.4. Дослідження руху плазми в іоносфері з високою роздільною здатністю ... 332
6.5. Дослідження руху плазми при одночасному зондуванні іоносфери радарами із зенітною та повноповоротною антенами ... 334
6.6. Зіставлення експериментальних даних з результатами моделювання для магнітоспокійних умов ... 338
6.7. Зіставлення результатів вимірювання швидкості руху іоносферної плазми з розрахунковими даними за моделлю іоносфери FLIP ... 340
6.8. Висновки до розділу 6 ... 341
Література до розділу 6 ... 343

Розділ 7. ПРОЦЕСИ ПЕРЕНОСУ ІОНОСФЕРНОЇ ПЛАЗМИ ПІД ЧАС ГЕОКОСМІЧНИХ БУР ... 350
7.1. Геокосмічна буря 24–25 вересня 1998 р. ... 351
7.2. Геокосмічна буря 29–31 травня 2003 р. ... 360
7.3. Геокосмічна буря 20–21 січня 2010 р. ... 364
7.4. Геокосмічна буря 5–6 серпня 2011 р. ... 372
7.5. Геокосмічна буря 13–15 листопада 2012 р. ... 375
7.6. Геокосмічна буря 14–17 березня 2016 р. ... 378
7.7. Геокосмічна буря 21 грудня 2016 р. ... 381
7.8. Геокосмічна буря 21–23 березня 2017 р. ... 393
7.9. Геокосмічна буря 7–8 вересня 2017 р. ... 397
7.10. Геокосмічна буря 18 грудня 2019 р. ... 402
7.11. Геокосмічна буря 23–24 вересня 2020 р. ... 404
7.12. Висновки до розділу 7 ... 406
Література до розділу 7 ... 408

Розділ 8. СПОСТЕРЕЖЕННЯ ПРОЦЕСІВ ПЕРЕНОСУ ІОНОСФЕРНОЇ ПЛАЗМИ ПІД ЧАС СОНЯЧНИХ ЗАТЕМНЕНЬ ... 415
8.1. Сонячне затемнення 11 серпня 1999 р. ... 416
8.2. Сонячне затемнення 31 травня 2003 р. ... 419
8.3. Сонячне затемнення 29 березня 2006 р. ... 421

8.4. Сонячне затемнення 1 серпня 2008 р. 423
8.5. Сонячне затемнення 4 січня 2011 р. 428
8.6. Сонячне затемнення 20 березня 2015 р. 439
8.7. Висновки до розділу 8 447
Література до розділу 8 449

ВИСНОВОК 457

ПЕРЕДМОВА

Друга половина XX та початок XXI століть характеризуються інтенсивним дослідженням і освоєнням навколоземного космічного середовища (геокосмосу). Це пов'язано зі швидким розвитком ракетно-космічної техніки, засобів радіолокації, радіонавігації, телекомунікації, дистанційного зондування тощо. Атмосфера та геокосмос слугують основним радіоканалом поширення радіохвиль різних діапазонів. Саме цей радіоканал визначає якість функціонування наземних і космічних систем різного призначення.

Параметри геокосмосу, який входить до природних систем Сонце – міжпланетне середовище – магнітосфера – іоносфера – атмосфера – Земля та Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера, суттєво змінюються у часі та просторі. Вони залежать від сонячної активності, стану космічної погоди, процесів у підсистемах указаних систем. Параметри геокосмосу та, зокрема, іоносфери суттєво змінюються в залежності від положення в циклі сонячної активності, пори року, часу доби, географічних координат. На параметри сильно впливають високоенергетичні джерела природного та антропогенного походження. До природних джерел належать сонячні бурі, падіння великих космічних тіл, сонячний термінатор, сонячні затемнення, грози, погодні фронти, урагани та тайфуни, виверження вулканів, землетруси тощо. Антропогенними джерелами є запуски ракет, політ великих космічних апаратів і літаків, потужні вибухи, дія на навколоземне середовище потужним радіо- та акустичним випромінюваннями, потоками плазми, заряджених частинок, хімічними реагентами тощо.

Таким чином, дослідження геокосмосу та фізичних процесів у геокосмосі, їх динаміки є *важливою та актуальною* науковою проблемою.

Геокосмічне середовище досліджується за допомогою цілої низки наземних методів і методів космічного базування. Найбільш інформативним із наземних методів є метод некогерентного розсіяння. Він дозволяє вимірювати ряд

основних параметрів іоносфери та за їх даними обчислювати низку вторинних параметрів середовища.

Метою даної монографії є опис можливостей і складу радара некогерентного розсіяння Інституту іоносфери НАН і МОН України, методик вимірювання й обробки даних, результатів вимірювань параметрів іоносфери в спокійних і збурених умовах.

Монографія складається з восьми розділів.

У першому розділі проведено аналітичний огляд радіофізичних методів визначення швидкості плазми.

У другому розділі проведено порівняльний аналіз запропонованих методів кореляційних вимірювань швидкості, виконано аналіз алгоритмів оцінки швидкості руху плазми при різних умовах вимірювань і вибір оптимального варіанту на основі статистичного підходу, обґрунтовано вимоги до радара некогерентного розсіяння для визначення швидкості плазми області F іоносфери.

У третьому розділі розглянуто питання апаратурної реалізації вимірювань, зокрема, розробки принципів побудови доплерівських приймально-задавальних систем з урахуванням специфіки НР сигналу, проведено аналіз впливу апаратурних факторів на точність вимірювання швидкості плазми, розроблено принципи зменшення або усунення похибок визначення швидкості.

У четвертому розділі розглянуто питання методики, апаратурної реалізації, обробки НР сигналу, виділеного в тракті проміжних частот радіоприймального пристрою для визначення швидкості руху та інших параметрів іоносферної плазми.

У п'ятому розділі розглянуто питання забезпечення достовірності визначення швидкості руху та інших параметрів іоносферної плазми.

У шостому розділі наведено результати регулярних вимірювань вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми спільно з іншими іоносферними параметрами за різними геліофізичними умовами.

Сьомий розділ присвячений динамічним процесам в іоносфері, викликаним сонячними затемненнями.

У восьмому розділі представлено результати досліджень реакції іоносфери (в тому числі динамічних процесів) на геокосмічні бурі.

Автори вдячні своїм колегам за участь у впровадженні результатів досліджень і плідне наукове співробітництво. Окремої подяки заслуговують рецензенти книги д-р. фіз.-мат. наук, с.н.с. О. В. Колосков, д-р. фіз.-мат. наук, с.н.с. І. М. Миценко, д-р. техн. наук, доц. І. В. Остроумов за корисні зауваження і поради.

У монографії використано результати, що отримані в ході проведення Інститутом іоносфери фундаментальних та прикладних досліджень у рамках ряду держбюджетних науково-дослідних робіт Національної академії наук України та Міністерства освіти і науки України.

Автори

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

АК – антенний комутатор

АКФ – автокореляційна функція

АФП – антенно-фідерний пристрій

АЦП – аналого-цифровий перетворювач

АЧХ – амплітудно-частотна характеристика

ВЧ – висока частота, високочастотний

ЗМ – змішувач

IRI, FLIP – міжнародні довідкові моделі іоносфери

ІЗП – імпульс запуску передавача

КФ – кореляційна функція

МБ – магнітна буря

ММП – міжпланетне магнітне поле

НДА-100 – зенітна дводзеркальна антена діаметром 100 м радара Інституту іоносфери

НР – некогерентне розсіяння

НЧ – низька частота, низькочастотний

ОЗП – оперативний запам’ятовуючий пристрій

ПК – персональний комп’ютер

ППА-25 – повноповоротна антена діаметром 25 м радара Інституту іоносфери

ПЧ – проміжна частота

РПрП – радіоприймальний пристрій

РПП – радіопередавальний пристрій

СА – сонячна активність

СД – синхронний детектор

СЗ – сонячне затемнення

ПК – персональний комп’ютер

ПВЧ – підсилювач високої частоти

ПНЧ – підсилювач низької частоти

ППЧ – підсилювач проміжної частоти

ФМ – фазова маніпуляція

ФНЧ – фільтр нижніх частот

ФЧХ – фазочастотна характеристика

ЦАП – цифро-аналоговий перетворювач

ВСТУП

Дослідження динамічних процесів в іоносферній плазмі є найважливішою проблемою космічної радіофізики і геофізики. Рух іоносферної плазми, разом з процесами іонізації і рекомбінації, грає фундаментальну роль у динаміці іоносфери і формуванні її області F [1–4]. Він у значній мірі визначає структуру області F іоносфери, істотно впливає на поширення радіохвиль, функціонування систем радіозв'язку, радіолокації, радіонавігації, радіотелеметрії тощо. Для середньоширотної області F переважною є вертикальна складова швидкості руху плазми V_z, спричиненого переносом іоносферної плазми завдяки амбіполярній дифузії уздовж силових ліній магнітного поля Землі, захопленням плазми нейтральним вітром також уздовж геомагнітних силових ліній і електромагнітним дрейфом у схрещених електричному і магнітному полях.

Швидкість руху плазми є однією з основних характеристик середовища. Саме вона дозволяє пояснити ряд явищ, що спостерігаються області F іоносфери, таких як зміна висоти шару, підтримання області F іоносфери вночі, перенесення речовини уздовж силових ліній геомагнітного поля тощо. За результатами вимірювання швидкості руху іонізованої компоненти можуть визначатися електричні поля в геокосмосі, будуватися картина глобальної циркуляції нейтральної компоненти верхньої атмосфери, обчислюватися потоки частинок у зовнішній іоносфері та інші аерономічні параметри. Ці результати є необхідними для розвитку сучасних теорій іоносферних процесів, служать основою побудови теоретичних, емпіричних і гібридних моделей іоносфери, іоносферних радіоканалів, а також для верифікації прогнозів, які здійснюються на основі загальних моделей циркуляції атмосфери. Підвищення точності прогностичних моделей забезпечує в кінцевому підсумку поліпшення якості прогнозування умов декаметрового радіозв'язку, підвищення ефективності функціонування засобів радіолокації і радіонавігації.

Розв’язання проблеми дистанційного вимірювання просторово-часових

варіацій швидкості руху іоносферної плазми стало можливим завдяки значним досягненням у галузях фізики плазми, космічної та статистичної радіофізики, теорії і технології дистанційного радіозондування.

Особливий інтерес становить вимірювання вертикальної складової швидкості плазми одночасно з іншими іоносферними параметрами. Це в повній мірі дозволяє здійснювати найбільш інформативний радіофізичний метод дослідження іоносфери – метод некогерентного розсіяння (НР) радіохвиль [2, 5–16].

Дослідженню рухів в іоносфері методом НР присвячено значну кількість робіт. До ранніх з них відносяться, наприклад, [6–9]. Дотепер вивчення динаміки іоносфери залишається однією з актуальних задач радіофізики і геофізики (див., наприклад, [11–16]).

У зв'язку з різним механізмом руху іоносферної плазми в різних широтах, дані про швидкість плазми, одержувані в цих широтах, значно відрізняються [6, 7, 10–17]. Дослідження руху іоносферної плазми на харківському радарі, який є єдиною системою НР в середніх широтах у Центральній Європі, дають цінну інформацію, оскільки іоносфера Землі не є сферично симетричною через розбіжності географічних і геомагнітних полюсів, внаслідок чого, експериментальні дані, отримані в інших географічних регіонах, не завжди адекватно описують стан іоносфери над європейським регіоном.

Можливості приєднання радара НР Інституту іоносфери НАН і МОН України (Харків) до світової мережі радарів НР і його вдале розташування відносно діючих у наш час радарів у Міллстоун-Хіллі (США) і Іркутську (Росія), розташованих у близьких широтах, а також обсерваторій EISCAT, розміщених у Скандинавії в зоні полярного овалу, дозволяють вивчати як висотно-часові особливості процесів переносу іоносферної плазми, так і їх довготні і широтні ефекти. Експериментальні дані, отримані над територією України, суттєво доповнюють картину глобальних явищ в іоносфері.

Знання швидкості руху плазми необхідно для пояснення багатьох явищ, які не можуть бути інтерпретовані з використанням одних лише даних, отри-

маних за допомогою інших методів, зокрема найбільш застосовуваного методу вертикального зондування. Так, дані про рух плазми показують детальну картину явищ в умовах таких природних збурень іоносфери, як магнітні бурі і сонячні затемнення.

Визначення швидкості руху плазми є найбільш складним у методі НР. Для її визначення вимірюється доплерівській зсув центральної частоти спектра НР сигналу. Цей зсув обумовлюється швидкістю руху зондувального об'єму плазми як єдиного цілого. Про високі вимоги до експериментальних методик і апаратури може говорити наступна оцінка. Для робочої частоти радара НР Інституту іоносфери, що дорівнює 158 МГц, величина швидкості руху плазми 1 м/с відповідає зсуву центральної частоти спектра розсіювання на 1 Гц при його ширині 6–15 кГц. Сигнал НР, що містить інформацію про іоносферні параметри в потужності і спектрі (або кореляційній функції), має випадковий характер. Його потужність є порівнянною з потужністю космічних і апаратурних шумів, а часто і менше неї. Все це ставить жорсткі вимоги до систем радара НР і алгоритмів обробки інформації. Великою мірою це стосується радіоприймальної системи, яка в силу специфіки методу НР повинна мати підвищену в порівнянні зі звичайними радіолокаційними приймачами чутливість і стабільність параметрів протягом періоду посилок в умовах зондування іоносфери потужним (одиниці мегават) радіоімпульсним сигналом.

Параметри іоносфери зазнають великі зміни в залежності від висоти, часу доби, сезону і активності Сонця. Відповідно змінюються і характеристики НР сигналу. Тому велике значення має вибір характеристик зондувального сигналу, методу обробки (кореляційного або спектрального), а також структури і параметрів приймально-реєструючого тракту.

У даній монографії викладаються основні принципи вимірювання швидкості руху іоносферної плазми та інших параметрів іоносфери і динамічних процесів за допомогою методу НР, представлено аналіз впливу апаратурних і геофізичних факторів на точність визначення швидкості руху іоносферної пла-

зми і розроблено методи зменшення похибок вимірювання швидкості. Наведено результати спостережень варіацій вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми над Харковом для характерних геофізичних періодів (поблизу літнього та зимового сонцестояння, весняного і осіннього рівнодення) за спокійними геліогеофізичними умовами, а також під час геомагнітних бур різної інтенсивності і сонячних затемнень. Наведено результати розрахунків параметрів динамічних процесів в іоносфері.

Література до вступу

1. Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д. Движения в ионосфере. М.: Наука, 1979. 344 с.
2. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. М.: Наука, 1988. 528 с.
3. Иванов-Холодный Г. С., Михайлов А. В Прогнозирование состояния ионосферы. Л.: Гидрометеоиздат. 1980. 190 с.
4. Schunk R. W., Nagy A. F. Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry. Cambridge, UK: Cambridge University Press. 2004. P.554.
5. Эванс Дж. В. Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн. *ТИИЭР* № 4, Т. 57. 1969. 139–175 с.
6. Woodman R. F., Hagfors T. Methods for the measurement of vertical ionospheric motions near the magnetic equator by incoherent scattering. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* Vol. 74, No. 5. 1969. P. 1205–1212.
7. Determination of F-region vertical drifts at Millstone Hill / J. V. Evans, R. A. Brockelman, R. F. Julian et al. *Radio Sci.* V. 5. No. 1. 1970. P. 27–38.
8. Evans J. V. Ionospheric movements measured by incoherent scatter: A review. *J. Atmos. Terr. Phys*. Vol. 34. 1972. P. 175–209.

9. Amayenc P., Vasseur G. Neutral winds deduced from incoherent scatter observations and their theoretical interpretation. *J. Atmos. Terr. Phys.* Vol. 34. 1972. P. 351–364.
10. Pingree J. E., Fejer B. G. On the height variation of the equatorial F region vertical plasma drift. *J. Geophys. Res.* Vol. 92, No. A5. 1987. P. 4763–4766.
11. Berkey J. E., Richmond A. D., Barnes R. M., González S., Tepley C. A. Solar cycle variations in F region electrodynamic drifts at Arecibo. *J. Geophys. Res.* V. 95. 1990. P. 4303–4306.
12. Davies J. A., Yeoman T. K, Lester M., Milan S. E. A comparison of F-region ion velocity observations from the EISCAT Svalbard and VHF radars with irregularity drift velocity measurements from the CUTLASS Finland HF radar. *Annales Geophysicae*. V. 18. 2000. P. 589–594.
13. Fejer B. G., Scherliess L. On the variability of equatorial F-region vertical plasma drifts. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys*. Vol. 63, No. 9. 2001. P. 893–897.
14. Scherliess L, Fejer B. G., Holt J., Goncharenko L., Amory-Mazaudier C., Buonsanto M. J. Radar Studies of mid-latitude ionospheric plasma drifts. *J. Geophys. Res.* V. 106. 2001. P. 1771–1783.
15. Bertoni F., Batista I. S., Abdu M. A., Reinisch B. W., Kherani E. A. A comparison of ionospheric vertical drift velocities measured by Digisonde and Incoherent Scatter Radar at the magnetic equator. *J. Atmos. Terr. Phys.* V. 68. 2006. P. 669–678.
16. Shcherbakov A. A. Medvedev A. V., Kushnarev D. S., Tolstikov M. V., Alsatkin S. S. Calculation of meridional neutral winds in the middle latitudes from the Irkutsk incoherent scatter radar. *J. Geophys. Res.* V. 120, No. 12. 2015. P. 10851–10863. – doi:10.1002/2015JA021678.
17. The August 2011 URSI World Day campaign: Initial results / T.J. Immel, G. Liu, S.L. England et al. *J. Atm. Sol.-Terr. Phys.* V. 134. 2015. P. 47–55.

РОЗДІЛ 1
РАДІОФІЗИЧНІ АСПЕКТИ ВИЗНАЧЕННЯ ШВИДКОСТІ РУХУ ІОНОСФЕРНОЇ ПЛАЗМИ

Висотний профіль електронної концентрації $N_e(h)$ формується під впливом ряду факторів, у тому числі вертикального переносу іоносферної плазми (див., наприклад, [1–3]). Зважаючи на важливість цієї характеристики для вивчення динаміки іоносфери і прогнозування її стану, виникає необхідність регулярних вимірювань вертикальної складової швидкості руху плазми.

В даному розділі стисло розглянуто фізичні причини руху іоносферної плазми, проведено співставлення радіофізичних методів вимірювання швидкості, в результаті якого показані переваги методу некогерентного розсіяння (НР) радіохвиль, проаналізовано особливості застосування радарів НР, а також методичні аспекти вимірювання швидкості руху плазми, обґрунтовано необхідність підвищення точності виміру.

1.1. Процес перенесення плазми в іоносфері

Основними процесами, що впливають на формування іоносфери, є утворення електронів та іонів у результаті іонізації, їх рекомбінація і перенесення. Взаємозв'язок між ними описано рівнянням безперервності [1, 2] для концентрацій іонів:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = q_i - L_i - \mathrm{div}(N_i \vec{V}_i),$$

де N_i – для концентрацій *i*-го сорту іонів; q_i і L_i – швидкості процесів утворення і рекомбінації іонів з електронами; $\vec{V}_i$ – середня спрямована швидкість переносу іонів, $N_e = \sum N_i$.

Видно, що варіації концентрації, викликані рухом плазми, рівні дивергенції від густини потоку $N_i\vec{V}_i$.

Для середньо-широтного F2-шару іоносфери (висота приблизно від 200 до 1000 км) розглядається переважно перенос заряджених частинок по вертикалі, оскільки горизонтальні похідні макроскопічних параметрів малі [1, 2]. Більш того, область F формується саме під дією вертикального переносу.

З урахуванням сказаного рівняння безперервності набирає вигляду:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = q_i - L_i - \frac{\partial (N_i V_{iz})}{\partial z}, \qquad (1.1)$$

де V_{iz} – вертикальна складова швидкості іонів.

Для F2-шару іоносфери, де основними компонентами є іони атомарного кисню O^+, електрони і нейтральні частинки, $N_i \approx N(O^+) \approx N_e$, $V_{iz} = V_z(O^+) = V_z$, і рівняння (1.1) запишеться наступним чином [2]:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = q - L - \frac{\partial (N_e V_z)}{\partial z}, \qquad (1.2)$$

де q – швидкість іоноутворення для іонів O^+; $L = \beta_r N_e$ – швидкість рекомбінації; β_r – лінійний коефіцієнт рекомбінації іонів O^+; V_z – вертикальна складова швидкості іонів O^+.

Вертикальний перенос іоносферної плазми відбувається під впливом трьох основних процесів: амбіполярної дифузії, нейтрального вітру і дрейфу в схрещених електричному і магнітному полях [1, 2, 4]:

$$V_z = (V_D)_z + (V_n)_z + (V_E)_z . \qquad (1.3)$$

У правій частині виразу представлено вертикальні складові швидкостей дифузії $(V_D)_z$, вітрового захоплення $(V_n)_z$ і електромагнітного дрейфу $(V_E)_z$.

Амбіполярна дифузія іоносферної плазми спричиняється силою тяжіння і градієнтами тиску. Внаслідок намагніченості плазми амбіполярна дифузія заряджених частинок відбувається в основному вздовж силових ліній магнітного поля Землі. При цьому електрони і іони рухаються спільно, оскільки їх утримує один біля одного поляризаційне електричне поле, що виникає через розділення зарядів під час руху електронів та іонів, обумовленого різницею їхніх мас. Швидкість амбіполярної дифузії вздовж геомагнітного поля [1]:

$$V_D = V_{D||} = -D_a \left(\frac{\sin I}{H_p} + \frac{1}{N_i}\frac{\partial N_i}{\partial s_{||}} + \frac{1}{T_p}\frac{\partial T_p}{\partial s_{||}} \right),$$

де D_a – коефіцієнт амбіполярної дифузії [1, 2]:

$$D_a = \frac{\kappa T_p}{m_i \sum_n \nu_{in}}, \qquad (1.4)$$

стосовно до висот області F у знаменнику стоять маса іона і сума частот зіткнення іона O^+ з нейтральними молекулами O, O_2 і N_2; H_p – плазмова шкала висот, $H_p = \kappa T_p / m_i g$; T_p – плазмова температура, $T_p = T_i + T_e$; T_i і T_e – температури іонів і електронів; I – нахил геомагнітного поля; $s_{||}$ – координата, що спрямована паралельно до силової лінії геомагнітного поля; κ – стала Больцмана; g – прискорення вільного падіння.

Тут і далі індекси $_{||}$ і $_{\perp}$ позначають відповідно напрямок уздовж або поперек силової лінії геомагнітного поля.

Оскільки $dz = ds_{||} \sin I$, вертикальна складова швидкості амбіполярної ди-

фузії дорівнює:

$$\left(V_D\right)_z = V_D \sin I = -D_a \sin^2 I \left(\frac{1}{H_p} + \frac{1}{N_i}\frac{\partial N_i}{\partial z} + \frac{1}{T_p}\frac{\partial T_p}{\partial z} \right). \qquad (1.5)$$

Друга складова переносу іоносферної плазми викликана нейтральними вітрами, причиною виникнення яких є нагрів і розширення верхньої атмосфери. Швидкість плазми, що обумовлена вітровим захопленням, дорівнює [1] $V_n = V_{n||} = V_{nx}\cos I \cos D - V_{ny}\cos I \sin D + V_{nz}\sin I$, а її вертикальна складова:

$$\left(V_n\right)_z = \left(V_{n||}\right)_z = V_{nx}\sin I \cos I \cos D - V_{ny}\sin I \cos I \sin D + V_{nz}\sin^2 I , \qquad (1.6)$$

де V_{nx}, V_{ny}, V_{nz} – меридіональна, зональна і вертикальна складові швидкості нейтрального газу; D – схиляння геомагнітного поля (кут між географічним і геомагнітних меридіаном). Зазвичай V_{nx}, $V_{ny} >> V_{nz}$, і $D \approx 0$, вираз (1.6) спрощується:

$$\left(V_n\right)_z \approx V_{nx}\sin I \cos I . \qquad (1.7)$$

Рух нейтрального газу від полюса до екватора викликає рух іоносферної плазми вгору по силових лініях геомагнітного поля, а рух нейтрального вітру від екватора до полюса викликає рух плазми вниз.

Третя складова переносу іоносферної плазми обумовлена електромагнітним дрейфом. Наявність схрещених електричного і магнітного полів обумовлює рух іонів у напрямку, перпендикулярному як вектору напруженості електричного поля **E**, так і вектору магнітної індукції **B,** зі швидкістю:

$$\mathbf{V}_\perp = \frac{\mathbf{E}\times\mathbf{B}}{B^2} . \qquad (1.8)$$

З виразу (1.8) можна отримати зональну, меридіональну і вертикальну складові швидкості електромагнітного дрейфу:

$$(V_E)_x = (V_{E\perp})_x = (V_E)_z \operatorname{ctg} I \cos D - (E_y / B)\operatorname{cosec} I, \tag{1.9}$$

$$(V_E)_y = (V_{E\perp})_y = -(V_E)_z \operatorname{ctg} I \sin D + (E_x / B)\operatorname{cosec} I, \tag{1.10}$$

$$(V_E)_z = (V_{E\perp})_z = (E_x / B)\cos I \sin D + (E_y / B)\cos I \cos D, \tag{1.11}$$

де E_x і E_y – складові напруженості електричного поля, що спрямовані в північній півкулі відповідно на південь і схід; B – модуль магнітної індукції геомагнітного поля.

При $D \approx 0$ вирази (1.9)–(1.11) спрощуються:

$$\begin{aligned}
(V_E)_x &\approx (V_E)_z \operatorname{ctg} I - (E_y / B)\operatorname{cosec} I, \\
(V_E)_y &\approx (E_x / B)\operatorname{cosec} I, \\
(V_E)_z &\approx \frac{E_y}{B}\cos I.
\end{aligned} \tag{1.12}$$

Основний внесок в вертикальний електромагнітний дрейф плазми вносить зональне електричне поле, причому спрямоване на схід поле призводить до руху плазми вгору, а на захід – вниз.

Загалом, на підставі (1.3–1.12) вираз для вертикальної складової швидкості руху області F іоносфери можна записати у вигляді

$$V_z = -D_a \sin^2 I \left(\frac{1}{H_p} + \frac{1}{N_i}\frac{\partial N_i}{\partial z} + \frac{1}{T_p}\frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + V_{nx} \sin I \cos I \cos D -$$
$$- V_{ny} \sin I \cos I \sin D + V_{nz} \sin^2 I + (E_x/B)\cos I \sin D + (E_y/B)\cos I \cos D$$

або при $D \approx 0$

$$V_z \approx -D_a \sin^2 I \left(\frac{1}{H_p} + \frac{1}{N_i}\frac{\partial N_i}{\partial z} + \frac{1}{T_p}\frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + V_{nx} \sin I \cos I + \frac{E_y}{B}\cos I . \qquad (1.13)$$

Вимірюючи вертикальну складову швидкості руху плазми спільно з іншими параметрами іоносфери і використовуючи наведені вище вирази, можна з залученням існуючих моделей іоносфери визначати швидкості і напрямки окремих складових нейтрального вітру або напруженості електричного поля.

1.2. Радіофізичні основи вимірювання швидкості руху іоносферної плазми

1.2.1. Аналіз і порівняння існуючих методів вимірювання швидкості руху іоносферної плазми

В основу методів вимірювання рухів в іоносфері покладено спостереженням за переміщенням в іоносфері під дією дрейфу або нейтрального газу штучних або природних неоднорідностей або вимір змінних під впливом досліджуваного середовища характеристик радіосигналу, що поширюється в ній [5].

Визначення швидкості вертикального руху плазми є окремим випадком визначення швидкості її загального руху. Для вимірювання швидкості загального руху іоносферної плазми використовувався, наприклад, метод інжекції плазми [6]. Метод заснований на викиданні з ракети хімічних речовин у вигляді фотолюмінесцерувальних різними кольорами нейтральних і іонних хмар і фотографуванні траєкторій їх руху. Метод має обмеження по висотному діапазону (нижні висоти іоносфери) і по точності вимірювань. Ракетні вимірювання є дорогими і тому можуть бути тільки епізодичними.

Великий обсяг важливої інформації про рух іоносферної плазми було отримано радіофізичним методом рознесеного прийому [5, 7–9]. Метод ґрунтується на вивченні утвореною на рівні земної поверхні дифракційної картини, що отримується шляхом реєстрації параметрів прийнятого трьома (або більше)

наземними антенами сигналу, відбитого від іоносфери (при радіозондуванні із Землі) або заломленого іоносферою (при радіозондуванні з штучного супутника Землі або прийомі сигналу радіоастрономічного джерела). Метод є прийнятним, переважно, для дослідження горизонтальних рухів дрібномасштабних (з розмірами $l < 2$ км) неоднорідностей в іоносфері.

Відомі також методи непрямого визначення руху за змінами в часі вимірюваного (за допомогою іоносферної станції або іншого радіотехнічного пристрою) параметра, наприклад, висоти максимуму іонізації області E або F [10, 11–14] або електронної концентрації [11, 15]. Для розрахунку руху плазми при цих методах використовуються моделі іоносфери [13, 16–19]. Моделі мають ряд припущень і адекватні конкретним умовам експерименту, в яких вони отримані. Тому прямий метод вимірювання швидкості плазми є переважальним.

Вимірювання швидкості руху плазми здійснюються також за допомогою спеціалізованих іонозондів з вимірювання доплерівського зміщення частоти відбитих іоносферою сигналів [20–22]. Істотними недоліками таких вимірювань є характерні для іонозондів обмеженість діапазону досліджуваних висот, необхідність відновлення істинних значень висоти, слабка роздільна здатність за висотою і неможливість визначення параметрів іоносфери за певних її станах (наприклад, за наявності шару E_s).

1.2.2. Метод некогерентного розсіяння радіохвиль

Теоретичні та експериментальні дослідження, що базуються на методі НР, розпочались наприкінці 1950-х рр. [23]. Метод має широкі інформаційні можливості і, на відміну від інших методів дослідження іоносфери, дає змогу отримувати практично всі іоносферні параметри, зокрема і ті, що неспроможні бути виміряними із Землі іншим способом [23, 24]. Практика радіолокаційного зондування з використанням НР довела, що цей радіофізичний метод є найбільш інформативним методом вивчення іоносфери. Він дає змогу проводити регулярні

безперервні і тривалі вимірювання параметрів іоносфери і охоплює висотний діапазон приблизно від 80 до 2000 км і вище. Наявність екрануючого шару E_s не погіршує точність визначення параметрів іоносфери, що обумовлено застосуванням робочої частоти радара НР, що значно перевищує плазмові частоти. Ще однією перевагою методу НР є визначення з високою точністю дальності (висоти) розсіювального об'єму, що відповідає часу затримки розсіяного сигналу, оскільки при використовуваних робочих частотах швидкість поширення радіохвиль практично дорівнює швидкості світла. Метод отримав свій розвиток завдяки створенню теорії розсіяння радіохвиль плазмою і значного вдосконалення радіолокаційної техніки [4, 23, 24–36, 37–43]. Він є альтернативним і чудовим доповненням до вимірювань за допомогою супутників і ракет при глобальних дослідженнях іоносфери.

Метод НР ґрунтується на розсіянні радіохвиль на хаотичних теплових флуктуаціях електронної концентрації іоносферної плазми.

У 1958 р. У. Гордон [37] висловив думку про те, що потужний радіолокатор, який має досить велику антену, може виявити розсіяні іоносферою сигнали і дозволить вимірювати електронну концентрацію і електронну температуру як функції висоти в широкому діапазоні висот іоносфери.

К. Боулс [38], використовуючи радіолокаційний сигнал у метровому діапазоні хвиль (на частоті 41 МГц), експериментально підтвердив можливість виявлення розсіяного сигналу. Він виявив, що повна потужність розсіяння збігається з величиною, передбаченою У. Гордоном, а ширина спектра набагато менше, і, отже, спектральна густина потужності набагато більше передбаченої. К. Боулс припустив [39], що спостережуване доплерівське уширення спектра відповідає тепловим швидкостям позитивних іонів.

Спектр НР сигналу залежить від співвідношень між довжиною хвилі радара λ і дебаєвським радіусом екранування електронів [23] $D_e \approx 69(T_e/N_e)^{1/2}$ м (тут T_e вимірюється в К, N_e – в м$^{-3}$).

При $\lambda << D_e$ розсіяння відбувається на електронах, а спектр має ґаусівський

характер. Його ефективна півширина пропорційна середній тепловій швидкості електронів. Якщо ж $\lambda >> D_e$ спектр розсіяння містить іонну складову, в загальному випадку несиметричну відносно носійної частоти зондувального сигналу, і електронну складову у вигляді двох вузьких ліній, що відстоять від носійної частоти на значення плазмової частоти f_p. Ці складові зумовлені розсіянням на іонно-звукових і електронно-звукових хвилях. Важливо, що основна частина потужності НР сигналу міститься в іонній складовій спектра.

Ефективний перетин розсіяння електрона в плазмі σ залежить від співвідношення λ і D_e. Для радарів метрового діапазону хвиль, як правило, $4\pi D_e/\lambda << 1$ і $\sigma = \sigma_e\left(1 + T_e/T_i\right)^{-1}$ [40, 41]. У разі зворотного розсіяння $\sigma_e \approx 10^{-28}$ м^2.

Ряд параметрів іоносфери отримують із спектра НР сигналу або його Фур'є-перетворення – кореляційної функції (КФ).

Вираз для спектра НР сигналу було отримано незалежно кількома авторами за різних спрощених умов [25–29, 40, 42–46]. Зручна для розрахунків формула іонної складової спектра, отримана в [47] на підставі робіт [48, 49] для беззіштовхувальної плазми, що складається з електронів і трьох сортів іонів, має вигляд

$$s(\theta) = \frac{1+\beta}{\sqrt{\pi}} \frac{a_1 \sum\limits_a \gamma_a \sqrt{\dfrac{m_{ia}}{m_{i1}}} e^{-\frac{m_{ia}}{m_{i1}}\theta^2}}{\left[1 + \beta\left(1 - \sum\limits_a \gamma_a \varphi\left(\sqrt{\dfrac{m_{ia}}{m_{i1}}}\theta\right)\right)\right]^2 + \pi\beta^2\theta^2\left(\sum\limits_a \gamma_a \sqrt{\dfrac{m_{ia}}{m_{i1}}} e^{-\frac{m_{ia}}{m_{i1}}\theta^2}\right)^2}, \quad (1.14)$$

де γ_a – відносний вміст іонів сорту a; m_{ia} – маса іонів сорту a; m_{i1} – маса іонів O^+, що переважають в області F іоносфери;

$$\varphi(z) = 2ze^{-z^2}\int_0^z e^{x^2}dx;\ a_1 = \frac{\lambda}{4\pi}\sqrt{\frac{m_{i1}}{2\kappa T_i}};\ \theta = a_1\omega = \frac{\lambda\omega}{4\pi}\sqrt{\frac{m_{i1}}{2\kappa T_i}}\ .$$

Нормована автокореляційна функція дорівнює

$$\rho(\tau)=\frac{2}{a_1}\int_0^{\infty}s(\theta)\cos\left(\frac{\theta\tau}{a_1}\right)d\theta\ . \qquad (1.15)$$

Вирази (1.14) і (1.15) будуть нами використані в розділі 2 для дослідження похибки визначення швидкості руху плазми.

При $\lambda >> D_e$ повна півширина спектра розсіяного іоносферою сигналу дорівнює [4] $3\Delta f_i(T_e / T_i)^{1/2}$. Тут Δf_i – доплерівське зміщення, що викликається рухом іонів, котрі переміщаються відносно радара з середньою тепловою швидкістю $\overline{V_i}$:

$$\Delta f_i=\frac{2\overline{V_i}}{\lambda}=\frac{1}{\lambda}\left(\frac{8\kappa T_i}{m_i}\right)^{1/2}.$$

Для іонів атомарного кисню O^+ $\Delta f_i = 65T_i^{1/2}/\lambda$ Гц, де λ вимірюється в метрах, а T_i – в кельвінах. Для довжини хвилі радара Інституту іоносфери ($\lambda \approx 2$ м) і характерних для області F значень T_i = 1000 К і T_e = 2000 К ширина спектра НР сигнала приблизно дорівнює 4,6 кГц (при зондуванні монохроматичної хвилею).

Спектр розсіяного сигналу при відсутності загального руху плазми симетричний відносно носійної частоти радара (рис. 1.1, *а* [4]).

Якщо плазма переміщується (в об'ємі, що розсіюється) із середньою радіальною швидкістю V_d відносно радара, внаслідок ефекту Доплера весь спектр, не змінюючи своєї форми, зміщується відносно носійної частоти радара f_0 на величину f_d (див. рис. 1.1, *б*):

$$f_d=-\frac{2V_d}{\lambda}. \qquad (1.16)$$

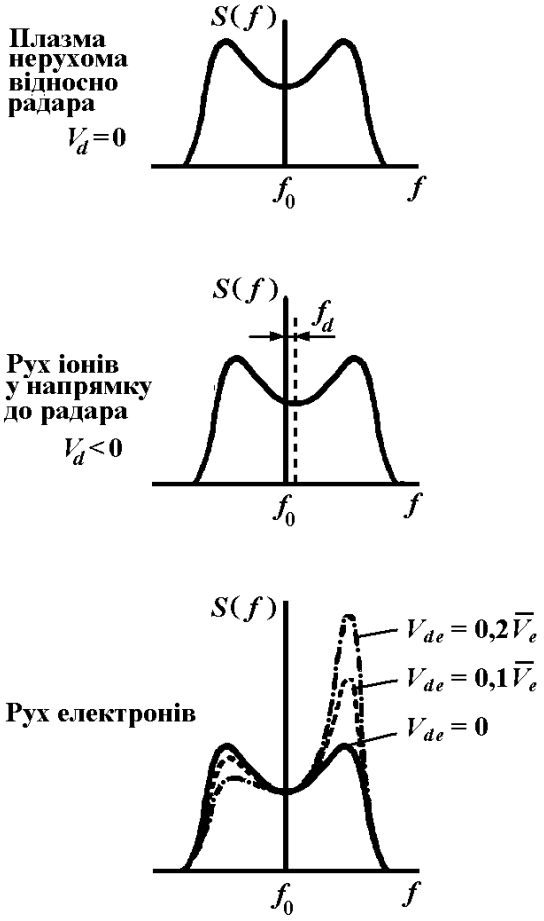


Рис. 1.1. Іонна компонента спектра сигналу некогерентного розсіяння для різних випадків: *а* – рух відсутній, *б* – є доплерівське зміщення спектра в позитивну область частотного зсуву (низьхідний рух плазми), *в* – є рух електронів відносно іонів (протікає електричний струм)

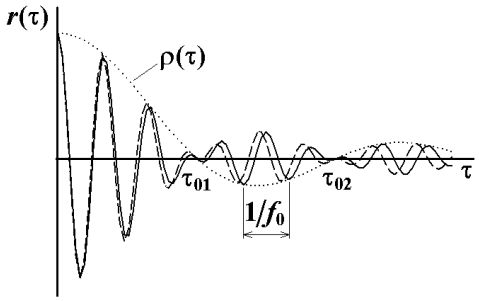


Рис. 1.2. Кореляційна функція НР сигналу на частоті при нерухомій плазмі (суцільна лінія) і при русі плазми в напрямку до радара (пунктирна лінія)

Для радара Інституту іоносфери при характерних для області F іоносфери

значеннях модуля вертикальної складової швидкості руху плазми $|V_d| = 0 \div 50$ м/с модуль частотного зміщення спектра Δf_d дорівнює $0 \div 50$ Гц, а його відношення до повної ширини спектра сигналу при зазначених вище температурах T_i і T_e складе величину, рівну 0÷0,01. Якщо обмежитись точністю вимірювання швидкості приблизно 1 м/с (що досить для області F іоносфери), при відповідному частотному зміщенні, що дорівнює 1 Гц, це відношення дорівнює приблизно 0,0002. Із зростанням T_i і T_e, що характерно при збільшенні висоти розсіювального об'єму, і при наявності легких іонів (гелію і водню), спектр НР сигналу розширюється, і це відношення знижується. Тому питання визначення зміщення спектра розсіяного сигналу полягає у високій точності вимірювання його спектра або КФ (рис. 1.2).

При наявності електричного струму в об'ємі що розсіюється, коли електрони і іони рухаються з різними швидкостями, повне доплерівське зміщення всього спектра визначається радіальною швидкістю іонів, а сам спектр стає асиметричним [28]. На рис. 1.1, *в* показано спектр розсіяного сигналу, коли загальний рух іонів відносно радара відсутній, а електрони здійснюють дрейф крізь іонний газ зі швидкістю 0, 0,1 і 0,2 їх теплової швидкості $\overline{V}_e$ [4]. Виявити таку асиметрію спектра можна тільки при дуже великих швидкостях руху електронів.

Численні виміри спектрів НР сигналів на різних установках НР протягом тривалого часу показують, що наявність струмів у середньоширотній іоносфері є надзвичайно рідкими за спокійних геомагнітних умов. Тому в більшості випадків цим ефектом нехтують, вважаючи, що спектри симетричні, а їх зрушення відносно носійної частоти радара викликані переміщенням плазми в цілому [50–52]. Таке припущення дозволяє значно спростити процедуру визначення швидкості руху плазми.

Метод НР має ряд специфічних особливостей. До цих особливостей відноситься випадковий характер НР сигналу, просторово-розподілений характер радіолокаційної цілі, низьке відношення сигнал/шум. Це призводить до необхідності статистичної обробки характеристик сигналу.

1.2.3. Принципи реалізації вимірювань методом НР

Існуючі установки НР працюють у діапазоні метрових чи дециметрових хвиль. Кожна з них містить в собі потужний передавач, як мінімум, одну антену з великою ефективною площею, високочутливий приймач і апаратуру обробки даних. Установки НР можна розділити на дві групи: моностатичні і полістатичні радари.

У полістатичній системі використовується один передавач і, як мінімум, один приймач, а передавальна і приймальна антени рознесені на певну відстань [23].

Моностатичні радари працюють в імпульсному режимі. Для прив'язки до висоти може використовуватися часове стробування приймача або отримання вибірок миттєвого напруги сигналу в дискретні моменти часу відносно початку радіолокаційної розгортки. Часова затримка від початку розгортки до *j*-го строба (або вибірки сигналу) визначає висоту h_j до досліджуваної *j*-ої ділянки іоносфери, а тривалість зондувального імпульсу і строба – протяжність цієї ділянки. Основною перевагою такої системи є можливість отримання інформації одночасно для великого висотного діапазону. Її недоліками є неможливість вимірювання повного вектора швидкості руху іоносферної плазми при нерухомій антени і необхідність враховувати спотворення спектра (кореляційної функції) НР сигналу, які зростають зі зменшенням тривалості зондувального імпульсу $\tau_{імп}$ [36].

Специфіка роботи радара в метровому діапазоні хвиль полягає в тому, що в цьому діапазоні на поширення радіохвиль істотно впливає ефект Фарадея, який обумовлений наявністю магнітного поля Землі. При використанні лінійно-поляризованих хвиль ефект призводить до спотворення висотного профілю інтенсивності НР сигналу та зниження відношення сигнал/шум. Для виключення цього впливу формуються і приймаються сигнали з круговою поляризацією, і від точності настройки приймально-передавального тракту радара на кругову

поляризацію залежить точність вимірювання параметрів іоносфери.

У цьому ж діапазоні рівень космічних шумів значно вищий, ніж у дециметровому діапазоні, а також частіше виявляються промислові завади, що накладає певні вимоги до радіоприймального тракту радара НР і алгоритму обробки сигналу. У метровому діапазоні хвиль спектр НР сигналу більш вузький, а інтервал кореляції більше, ніж у дециметровому діапазоні, що також висуває певні вимоги до вибору параметрів спектроаналізаторів приймального пристрою (при спектральних вимірюваннях) або корелометрів (при кореляційних вимірюваннях). Наприклад, при спектральній обробці для досягнення такої ж роздільної здатності за частотою, як у дециметровому діапазоні, потрібно зменшувати смугу пропускання кожного фільтра спектроаналізатора, що неминуче призводить до погіршення роздільної здатності за висотою.

1.2.4. Радіосигнали для вимірювань методом НР

У багатопозиційних радарах застосовуються як монохроматичні сигнали, так і послідовності радіоімпульсів, в однопозиційних – тільки радіоімпульсні сигнали.

Монохроматичний зондувальний сигнал. При взаємодії з плазмою монохроматичного зондувального сигналу спектр (КФ) НР сигналу збігається зі спектром (КФ) флуктуації концентрації електронів плазми. Роздільна здатність за частотою висока, а за висотою визначається шириною діаграм спрямованості передавальної і приймальної антен (області їх перетину).

Радіоімпульсний сигнал великої тривалості без внутрішньоімпульсної модуляції ВЧ заповнення. У моностатичних системах використовуються радіоімпульсні сигнали з прямокутною обвідною. Одним з найбільш часто вживаних сигналів є радіоімпульсний сигнал великої тривалості (0,5–1 мс) без внутрішньоімпульсної модуляції ВЧ заповнення. Він використовується для вимірювань параметрів іоносфери на висотах вище максимуму іонізації, де характер змін

цих параметрів по висоті монотонний. Тож висока роздільна здатність за висотою не потрібна, тоді як вимоги максимального використання енергетики радара стають на передній план, оскільки відношення сигнал/шум зменшується не тільки у зв'язку зі збільшенням висоти, але й внаслідок зменшення з висотою електронної концентрації.

Перевагою такого сигналу в порівнянні з іншими зондувальними сигналами є значне відношення сигнал/шум, що дозволяє вимірювати іоносферні параметри на значних висотах (до 1000–1500 км). Це пояснюється тим, що потужність розсіяного сигналу пропорційна тривалості зондувального імпульсу, що видно з відомого рівняння радіолокації для параболічної антени стосовно до методу НР [23, 24, 53]:

$$P_{\text{с}}(h) = \frac{0{,}76 P_{\text{імп}} \eta c \tau_{\text{імп}} A}{16\pi} \frac{\sigma N_e(h)}{h^2}, \qquad (1.17)$$

де $P_{\text{с}}(h)$ – потужність сигналу, некогерентно розсіяного на висотній ділянці з центром на висоті h, Вт; $P_{\text{імп}}$ – імпульсна потужність передавача, Вт; η – коефіцієнт корисної дії антенно-фідерного тракту; c – швидкість світла; $\tau_{\text{імп}}$ – тривалість зондувального імпульсу; A – ефективна площа поверхні антени, м^2; σ – ефективний переріз розсіяння електрона, м^2.

Для наочності на рис. 1.3 представлено висотно-часові діаграми, що описують цей режим зондування (тут по осі абсцис вказано радіолокаційну затримку, а по осі ординат – висоту). Така діаграма широко застосовується в описах реалізації методу НР (наприклад, у роботах: [32, 56, 57]). Протяжність цілі в поздовжньому напрямку до променя можна бачити з висотно-часової діаграми, що представлено на рис. 1.3, *а*. З діаграми видно, що в момент часу t приймаються сигнали від всіх випадкових розсіювачів, які є у висотному інтервалі Δh (жирна похила лінія). При кореляційній обробці тривалість зондувального імпульсу $\tau_{\text{імп}}$ повинна бути більше часу кореляції середовища $\tau_{\text{ср}} = \tau_{01}$ не менш як у два ра-

зи [36], τ_{01} – затримка, відповідна положенню першого нуля КФ (див. рис. 1.2). Для ефективної оцінки КФ НР сигналу бажано, щоб виконувалося співвідношення $\tau_{імп} \geq \tau_{02}$, де τ_{02} – затримка, що відповідає положенню другого нуля КФ. Затримку τ_{02} можна оцінити, використовуючи, наприклад, вираз [56] $\tau_{02} \geq 3\lambda\sqrt{m_i/T_e}$, де m_i – середня маса іонів [а.е.м.], λ – в м, T_e – в К, τ_{02} – в мс. Для іонів O^+ (m_i= 16 а.е.м.), $\lambda \approx 1{,}9$ м і $T_i = 1000$ К має дотримуватися умова $\tau_{імп} \geq \tau_{02} \geq 720$ мкс.

Недоліком такого сигналу є не цілком задовільна роздільна здатність за висотою, що обмежує висотний діапазон вимірювання параметрів іоносфери (в основному вище максимуму іонізації). Як правило, для урахування варіацій іоносферних параметрів на висотному інтервалі, відповідному тривалості зондувального сигналу, потрібна корекція вимірюваного спектра або КФ [57–59]. Також для визначення ряду іоносферних параметрів (T_e, T_i та ін.) потрібно враховувати взаємодію зондувального імпульсу з розсіювальним середовищем, оскільки спектр розсіяного сигналу є згорткою спектра флуктуацій електронної концентрації і спектра зондувального сигналу. При певних умовах потрібно також врахувати вплив приймального тракту.

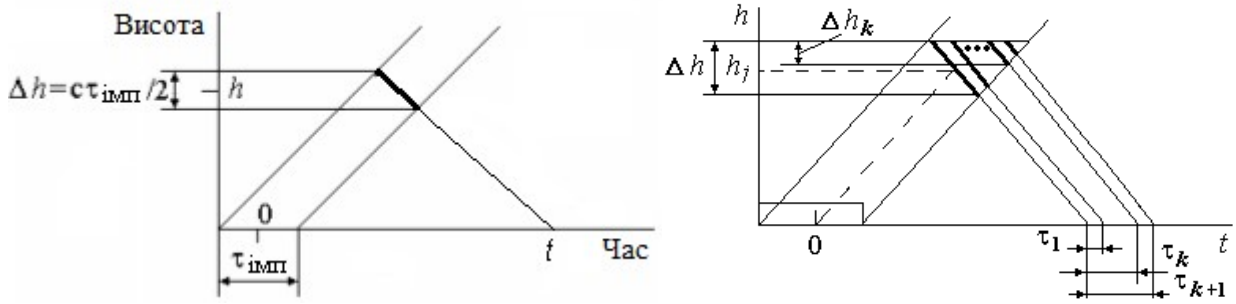
Ще одним недоліком є те, що при оцінці КФ зі збільшенням часового зсуву τ зменшується висотний інтервал Δh_k розсіювального об'єму плазми в порівнянні з інтервалом Δh при зсуві $\tau = 0$. Наочно це видно з рис. 1.3, *б*, де похилими лініями справа умовно показані вибірки розсіяного іоносферою сигналу, що приймаються в моменти часу $t_j = 2h_j/c$, $t_j+\tau_1$, …, $t_j+\tau_k$ і т.д. Зі збільшенням зсуву τ кореляційної функції $R(\tau)$ об'єм плазми, який бере участь у формуванні КФ, зменшується, що призводить до збільшення статистичної похибки оцінки КФ. Для вирівнювання дисперсій оцінок ординат КФ при різних зсувах τ і висотних інтервалів розсіювальних об'ємів плазми, використовуються спеціальні методи обробки НР сигналів [57].

Радіоімпульси без внутрішньоімпульсної модуляції малої тривалості. Для

зондування іоносфери застосовуються також радіоімпульси без внутрішньоімпульсної модуляції малої тривалості ($\tau_{імп} < \tau_{ср}$) і високою частотою повторення (150–200 Гц). Однак область застосування таких сигналів – невелика – тільки для визначення потужності НР сигналу, розсіяного на висотах у районі і нижче максимуму іонізації [60, 61].

Для подолання суперечності (протиріччя) між спектральною роздільною здатністю і роздільною здатністю за дальністю (висотою) використовуються кодовані сигнали. Одним з широко застосовуваних сигналів є послідовність здвоєних імпульсів [23, 32, 57, 60, 62].

Сигнал у вигляді коротких поодиноких і здвоєних радіоімпульсів. Зондувальний сигнал являє собою (рис. 1.4) циклічну послідовність посилок, кожна з яких складається з одного (для вимірювання потужності сигналу) або двох (для вимірювання КФ) коротких ($\tau_{імп}$ = 65–150 мкс) радіоімпульсів зі змінною затримкою між ними, що змінюється від періоду до періоду зондування на постійну величину $\Delta\tau$. Досліджується кореляція між результатами розсіяння першого та другого імпульсів. Затримка між імпульсами дорівнює аргументу КФ τ. Формування зондувального сигналу здійснюється згідно рис. 1.5, *а* або рис. 1.5 *б*, де по осі ординат позначено напругу його обвідної. Кількість посилок у послідовності вибирається виходячи з роздільної здатності за затримкою $\Delta\tau_{min}$ і інтервалу кореляції, що залежить від умов вимірів (висота, час доби, сезон та ін.). Роздільна здатність за висотою визначається тривалістю короткого радіоімпульсу ($\Delta h = c\tau_{імп}/2$), а роздільна здатність за частотою – максимальною затримкою τ_{max}. Для визначення таких параметрів середовища, як T_i, T_e, N_e, іонний склад, бажано, щоб для більшості досліджуваних висот іоносфери дотримувалася умова $\tau_{імп} << \tau_{02} \le \tau_{max}$.



а *б*

Рис. 1.3. Висотно-часові діаграми режиму зондування іоносфери імпульсом великої тривалості без внутрішньоімпульсної модуляції

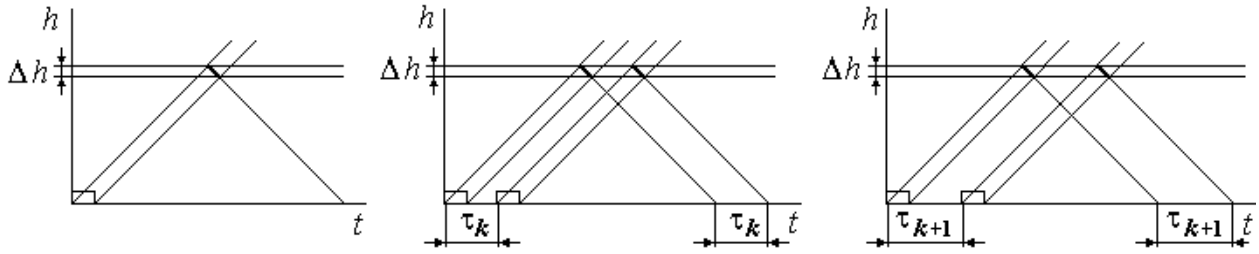
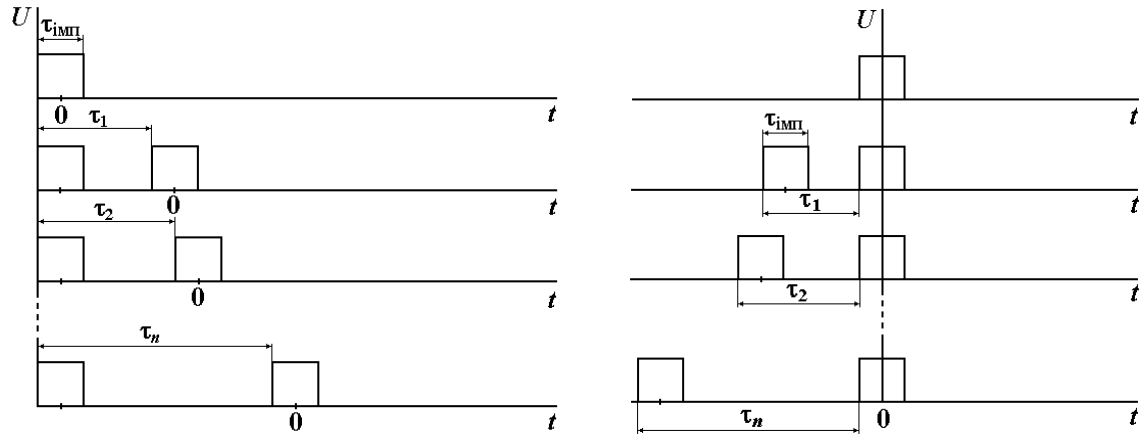


Рис. 1.4. Висотно-часові діаграми режиму зондування здвоєними імпульсами



а *б*

Рис. 1.5. Діаграми обвідних зондувальних сигналів у режимі здвоєних імпульсів

Основною перевагою зондування здвоєними імпульсами є визначення КФ з високою для області F роздільною здатністю за висотою (10–25 км). При цьому оцінюється безпосередньо КФ розсіювального середовища з огляду на те, що на визначення КФ практично не впливають амплітудно- і фазочастотні характеристики приймального тракту, оскільки фактично визначається взаємна

кореляційна функція між двома сигналами (розсіяними від першого і другого імпульсу), які проходять одні й ті ж кола приймача.

До недоліків можна віднести наступне:

– через зменшення тривалості радіоімпульсів (в порівнянні з поодиноким радіоімпульсним сигналом) знижується відношення сигнал/шум;

– оскільки в даному режимі зондування значення КФ для кожної конкретної затримки τ визначається окремо (на відміну від режиму зондування довгим імпульсом), час накопичення для кожного значення КФ в *n* разів менше загальної тривалості сеансу вимірювань, де *n* – кількість затримок;

– у разі зондування здвоєними імпульсами разом із корисним сигналом, що розсіяний об'ємом плазми з центром на висоті *h*, присутня завада від розсіяного сигналу на інтервалі з центром на висоті $h+c\tau/2$ або $h-c\tau/2$ (рис. 1.6, *а*). Ця завада – не є корельованою, однак, її наявність призводить до погіршення відношення сигнал/шум [32, 55].

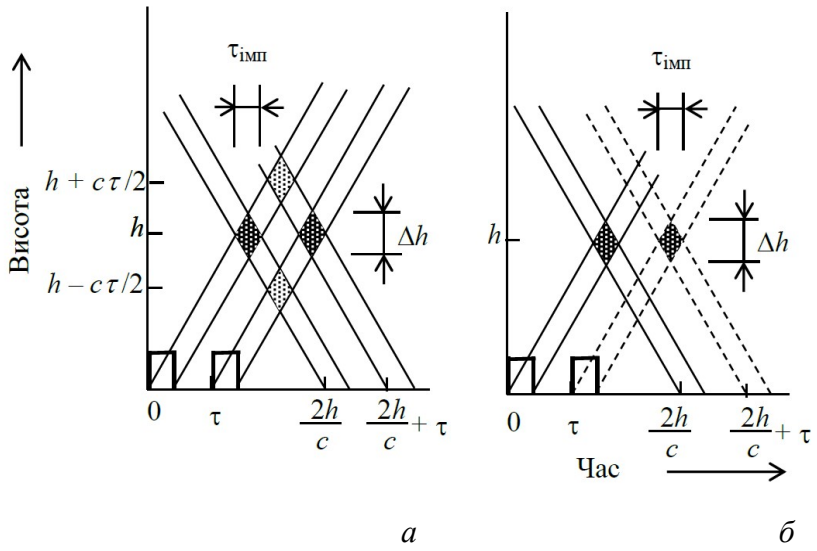


Рис. 1.6. Зондування іоносфери здвоєними імпульсами:
а – з однаковим напрямком обертання вектора
електричного поля, *б* – з різним напрямком обертання

Використанням здвоєних радіоімпульсів з круговою поляризацією і протилежними напрямками обертання вектора електричного поля (рис. 1.6, *б*) мо-

жна зменшити ці завади [23, 32, 63], але повністю виключити їх складно [23].

Багатоімпульсні послідовності радіоімпульсів. Подальшим розвитком двохімпульсного режиму зондування є зондування багатоімпульсними послідовностями [55, 57, 64–66]. Проблеми ті ж – наявність додаткового шуму, обумовленого розсіянням сигналу з ряду висот вище і нижче досліджуваної області.

Широкосмугові радіосигнали. Для дослідження тонкої структури нижньої іоносфери, коли потрібна роздільна здатність за висотою не гірше ніж один кілометр і при цьому потрібно зберегти прийнятне відношення сигнал/шум, доцільно використовувати широкосмугові (лінійно-частотно-модульовані або фазоманіпульовані) сигнали [67–71]. Застосування таких сигналів обмежено висотним діапазоном (в основному область Е), де інтервал кореляції середовища $\tau_{кор}$ великий. Однією з головних труднощів використання широкосмугових сигналів для зондування областей з безперервно розподіленими розсіювачами (іоносферної плазми) на відміну від дискретних об'єктів є накладення залишків сигналів, розсіяних сусідніми ділянками, на стиснуту складову сигналу. Важливо, що рівень шумових залишків може бути порівняний з рівнем стиснутої складової сигналу [68].

1.3. Методичні аспекти вимірювання швидкості руху іоносферної плазми використанням методу НР

1.3.1. Геометрія вимірювання швидкості руху плазми

Радар НР може вимірювати тільки складову швидкості руху плазми в напрямку бісектриси кута між напрямками падаючої і відбитої радіохвилі [4] (рис. 1.7). За допомогою моностатичного радара (використовує зворотне розсіяння) визначається рух плазми уздовж променю радара.

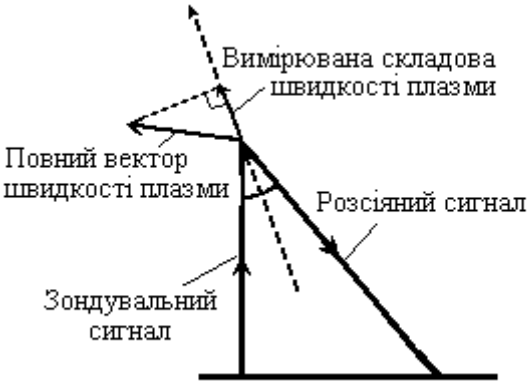


Рис. 1.7. Діаграма, що показує напрямок зондувального і розсіяного сигналів (загальний випадок). У випадку моностатичної системи вектори поширення зондувального, розсіяного сигналів і вимірюваної компоненти швидкості лежать на одній осі.

Результати одновимірних вимірювань швидкості плазми методом НР було отримані вперше на французькій станції в Сен-Сантіні [72, 73], а потім на інших радарах НР (в Джікамарке і Міллстоун-Хіллі) [74–76].

Вимірювання зі зміною орієнтації променю антени проводилися, наприклад, на установках НР у Міллстоун-Хіллі [77–79], Аресібо [80, 81]. У разі таких вимірювань кожна складова швидкості визначається шляхом послідовної зміни орієнтації променю антени. При цьому вводиться припущення, що швидкість плазми не зазнає істотних змін у полі зору антени і постійна протягом часу, який потрібен для повороту антени по азимуту. Таке припущення нерідко є виправданим для середньоширотних і низькоширотних станцій НР (таких, як Міллстоун-Хілл, Харків, Аресібо), але не завжди є прийнятним для високоширотних станцій через велику мінливість стану іоносфери за часом і простором [81].

Вимірювання окремих складових або повного вектору швидкості плазми, що є в одному і тому ж розсіювальному об'ємі, здійснювались на станції в Малверні [51, 82], на бістатичній установці Сен-Сантин – Нансе, а потім квадростатичній установці Сен-Сантин – Нансе – Монпазьє – Манд [83, 84]. Великі можливості у визначенні просторової картини розподілу складових повного вектора швидкості плазми має радіолокаційна система EISCAT [85, 86]. Система дозволяє застосовувати обидва методи – моностатичний і полістатичний.

1.3.2. Порівняння способів вимірювання швидкості руху плазми

Вимірювання швидкості перенесення іоносферної плазми можна проводити, використовуючи спектральну або кореляційну обробку НР сигналу.

Спектральні вимірювання. Швидкість руху плазми можна визначати за вимірюваним спектром НР сигналу, за яким визначаються також електронна і іонна температури та іонний склад.

Для здійснення спектральних вимірювань використовуються сигнали передавача, що працює в режимі безперервного випромінювання, як, наприклад, на французькій станції в Сен-Сантіні та британській станції в Малверні, або в режимі зондування довгими імпульсами, як це було реалізовано на станціях у Міллстоун-Хіллі і Аресібо.

У разі імпульсного зондування вибір тривалості зондувального радіоімпульсу $\tau_{імп}$ є доволі критичним. З одного боку, для поліпшення роздільної здатності за дальністю $\Delta d = c\tau_{імп}/2$ (або висоті $\Delta h = c\tau_{імп}/2$ при вертикальному зондуванні) слід зменшувати тривалість імпульсу. З іншого боку, для отримання прийнятної роздільної здатності за частотою вимагається, щоб ширина спектра зондувального імпульсу, що дорівнює приблизно $1/\tau_{імп}$, була значно менше доплерівського розширення спектра, що викликається тепловими флуктуаціями електронної концентрації ($\sim 3\Delta f_i$). Крім того, при зменшенні тривалості імпульсу знижується відношення сигнал/шум і, відтак, зростає статистична похибка вимірювання швидкості руху плазми й інших параметрів. Тому в разі імпульсного зондування при спектральному методі передається досить довгий імпульс, спектр якого в 3÷5 раз вужчий спектра флуктуацій концентрації іоносферної плазми, й аналіз прийнятого сигналу здійснюється спектроаналізатором, що охоплює весь допустимий інтервал частот.

У разі безперервного режиму випромінювання, який може використовуватися тільки на полістатичному радарі, роздільна здатність за дальністю (висотою) залежить тільки від ширини діаграм спрямованості антен і геометрії екс-

перименту, а роздільна здатність за частотою – від параметрів приймально-обробного тракту радара.

Спектральні вимірювання можна здійснювати, безпосередньо визначаючи спектр за допомогою гребінки вузькосмугових фільтрів аналізатора спектра (як, наприклад, на станції в Сен-Сантіні [87], на радарі в Міллстоун-Хіллі [50]) або одного вузькосмугового фільтра, що перестроюється за частотою за певні проміжки часу (як це раніше відбувалось на радарі в Міллстоун-Хіллі [50] або здійснюючи дискретні виміри та Фур'є-аналіз сигналів за допомогою ЕОМ (як, наприклад, на станції в Аресібо [4]). У будь-якому випадку середньоквадратична похибка вимірювання швидкості σ_V залежить від відношення потужності сигналу до потужності шуму $q = P_{\text{с}}/P_{\text{ш}}$ і становить [4] $\sigma_V \approx \overline{V_i}/\sqrt{N}$ при $q>>1$, $\sigma_V \approx \overline{V_i}/q\sqrt{2N}$ при $q\leq 1$, де N – кількість незалежних вимірів (для моностатичного радара дорівнює кількості випромінених радіоімпульсів), $\overline{V_i}$ – середня теплова швидкість іонів.

В [50] наведено так звану «оптимальну» методику аналіза виміряного спектра для оцінювання доплерівського зміщення f_d, обумовленого рухом плазми. Методика полягає в максимізації інтеграла $I = \int_{-\infty}^{\infty} P(f)W(f - f_d)df$, де $P(f)$ – виміряний спектр сигналу, а $W(f)$ – очікуваний спектр, теоретично розрахований за моделлю. Недоліком методики є те, що форма спектра заздалегідь невідома.

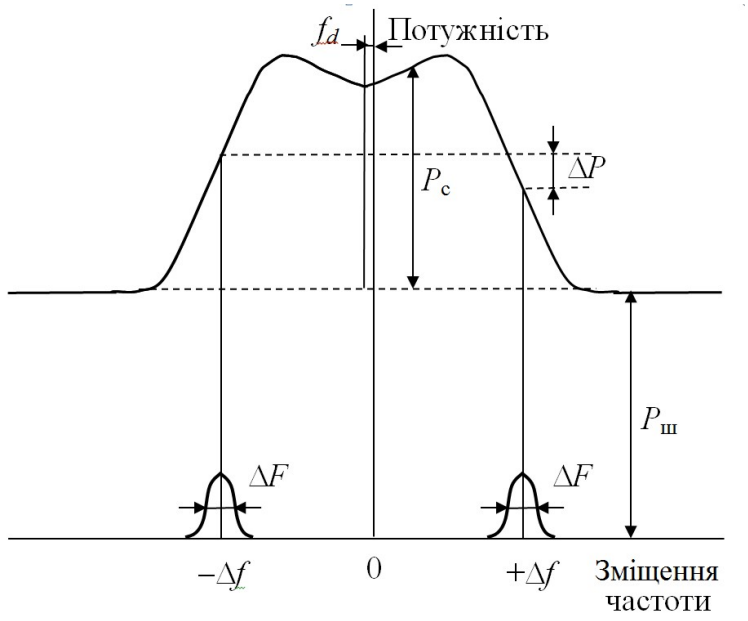
Спосіб вимірювання швидкості в Сен-Сантіні полягав у тому, що спектр потужності НР сигналу визначався за допомогою 39 фільтруючих каналів, рівномірно зміщених у смузі, що займає спектр розсіяного сигналу. Отриманий спектр порівнювали з теоретично розрахованими спектрами та добивалися їх максимальної відповідності при малому зміщенні частоти [72, 87]. Суттєвим недоліком способу є методична похибка визначення V_d, пов'язана з тим, що теоретично розраховані спектри внаслідок ряду припущень можуть неадекватно описувати процес розсіяння [88]. Особливо це відноситься до області висот

менших за 200 км, де іоносферна плазма є складною за своєю структурою та спостерігається посилення впливу зіткнень між її частинками, і понад 500–700 км, де є кілька сортів іонів.

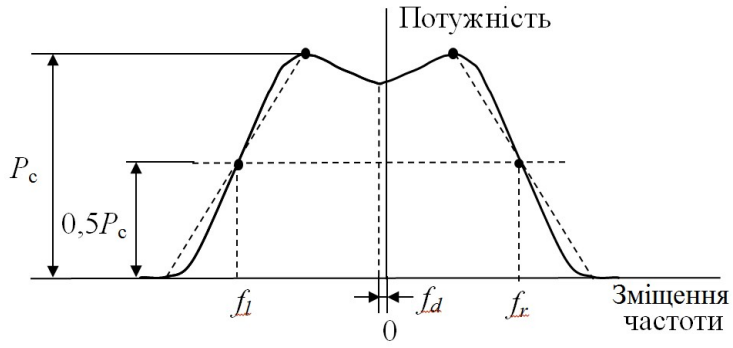
Один із способів прямих спектральних вимірювань швидкості руху плазми пояснюється за допомогою рис. 1.8, *а* [87], де подана типова форма спектра адитивної суміші НР сигналу та шуму. Тут середня частота спектра зміщена на величину f_d відносно частоти сигналу, що передається. Вимірювання полягає в порівнянні рівнів сигналів в двох ідентичних фільтрах з шириною смуги пропускання ΔF, симетрично зміщених за частотою відносно носійної частоти зондувального сигналу.

Аналогічним є спосіб, що також використовує найбільш різкі зміни спектра по його краях. Визначивши частоти половинних потужностей крил спектра (рис. 1.8, *б*), знаходять швидкість руху плазми [50].

Недолік цієї методики полягає не тільки в тому, що підвищення роздільної здатності за частотою призводить до погіршення роздільної здатності за висотою, але і в тому, що кількість вузькосмугових фільтрів обмежена. Кожен з них має кінцеву ширину смуги пропускання, що може призводити до додаткових помилок у вимірюваннях швидкості руху плазми. У разі використання фільтра, що перестроюється за частотою, зменшується ефективний час накопичення для оцінки кожної точки спектра і, отже, погіршується статистична точність. Крім того, ширина спектра та крутизна його схилів може значно змінюватися для сигналів, розсіяних з різних висот іоносфери, що при одночасних вимірюваннях на великому інтервалі висот може стати причиною зростання систематичної похибки визначення швидкості плазми (особливо на висотах іоносфери нижче максимуму іонізації) через збільшення ступеня нелінійності ділянки схилу спектра, що потрапляє в смугу пропускання конкретного вузькосмугового фільтра.



а



б

Рис. 1.8. До спектрального методу визначення швидкості руху іоносферної плазми

Таким чином, спектральні вимірювання швидкості руху іоносферної плазми мають певні обмеження, що особливо проявляються при зондуванні іоносфери сигналом у метровому діапазоні хвиль.

Кореляційні вимірювання. КФ функцію НР сигналу можна визначити безпосередньо за її виміром або, як це здійснювалося в Міллстоун-Хіллі, за допомогою Фур'є-перетворення виміряних спектрів [4, 50]. Останньому варіанту властиві недоліки спектральних вимірювань, і, крім того, вносяться додаткові обчислювальні похибки.

В обох випадках визначається КФ, представлена, як [4]

$$\rho(\tau) = a(\tau) + jb(\tau). \qquad (1.18)$$

Визначаючи дійсну $a(\tau)$ і уявну $b(\tau)$ складові КФ, знаходять значення обвідної $\gamma(\tau) = \left[a^2(\tau) + b^2(\tau)\right]^{1/2}$ і фази $\Phi(\tau) = \text{arctg}[b(\tau)/a(\tau)]$. Обвідну КФ використовують для визначення T_i, T_e, N_e і іонного складу. Доплерівське зміщення частоти, обумовлене рухом плазми, дорівнює $\Omega_d = d\Phi / d\tau$, а швидкість руху плазми

$$V_d = \frac{\lambda}{4\pi}\left(\frac{d\Phi}{d\tau}\right)_{\text{ср}}. \qquad (1.19)$$

Тут $\left(\frac{d\Phi}{d\tau}\right)_{\text{ср}}$ – середня зміна фази.

Один з методів визначення V_d з використанням наведених вище виразів із залученням декількох оцінок функції $\Phi(\tau)$ полягає в тому, що результати вимірювання функції $\Phi(\tau)$ для декількох дискретних значень $\Delta\tau$ апроксимуються прямою лінією, побудованої методом найменших квадратів [62]. Нахил α отриманої лінії прийнято в якості швидкості зміни фази $\Delta\Phi(\tau)/\Delta\tau$, і ця величина використовувалась у виразі (1.19) для визначення V_d.

При безпосередньому вимірюванні КФ (зокрема, в режимі зондування здвоєними імпульсами, що використовується на станції в Джікамарці) середньоквадратична похибка даного способу визначається з виразу [62]

$$\sigma_V = \frac{1}{\sqrt{2N}} \frac{\lambda}{4\pi} \frac{\left(1 - \tilde{\rho}^2\right)^{1/2}}{\tilde{\rho}\tau}, \qquad (1.20)$$

де N – кількість переданих пар зондувальних імпульсів, а $\tilde{\rho}$ – нормована КФ луна-сигналів при зсуві між імпульсами, що дорівнює τ. У реальних умовах $\tilde{\rho} = Rr_{\text{Re}}(\tau)$ $S = R\rho(\tau)$, де R – константа менше одиниці, а $r_{\text{Re}}(\tau)$ – дійсна КФ сигналу за відсутності руху плазми.

При зондуванні здвоєними імпульсами $\tilde{\rho}$ – відношення "корельованої" потуж-

ності луна-сигналу до повної потужності. Для здвоєних імпульсів, переданих та отриманих з однієї і тієї ж поляризацією $\tilde{\rho} = \gamma(\tau)q/(1+2q)$, і його величина не перевищує 0,5. При ортогональній поляризації першого та другого імпульсів пари $\tilde{\rho} = \gamma(\tau)q/(1+q)$ і при великих відношеннях сигнал/шум може досягати одиниці.

З виразу (1.20) видно, що для того, щоб отримувати мінімальні похибки оцінки швидкості плазми, бажано, щоб при великих значеннях τ коефіцієнт кореляції був високим. З огляду на цю обставину, метод здвоєних імпульсів бажано застосовувати на малих висотах іоносфери та в районі максимуму іонізації.

Розглянутий спосіб не є оптимальним, однак в умовах екваторіальної іоносфери дає хороші результати (похибка вимірюваної V_d в Джікамарці може бути знижена до 1–2 м/с). Це пояснюється специфічною особливістю радара в Джікамарці [62] – зондування здійснюється практично перпендикулярно напрямку силових ліній магнітного поля Землі, в результаті чого спектр НР сигналу значно звужується (теоретично в одну вузьку лінію), що обумовлює збільшення інтервалу кореляції.

Для середньоширотної іоносфери прийнятним виявився метод, що полягає в пошуку такого значення $d\Phi/d\tau$, що забезпечує максимальну величину інтеграла [50]

$$I = \left| \sum_{\tau} [a(\tau) + jb(\tau)] S(\tau) e^{-j(d\Phi/d\tau)} \right|, \qquad (1.21)$$

де $S(\tau)$ – очікувана (за даних геофізичних умов вимірювань) модельна обвідна КФ (що дорівнює квадратному кореню з суми квадратів дійсної та уявної складових) при кожному часовому зсуві τ, а за невідомого значення $d\Phi/d\tau$ береться нахил функції фази. У цьому способі очікувані значення $S(\tau)$ можуть не збігатися з реальними. Використання як $S(\tau)$ усереднених значень $\gamma(\tau)$, отриманих за кількома циклам вимірювань (з сумарним часом накопичення близько 30 хв) дозволяє наблизити

отримані значення швидкості до реальних.

Існує також спосіб пошуку V_d за допомогою порівняння виміряної КФ з очікуваною теоретичною КФ [89]. Недоліком є наявність методичної похибки визначення V_d, що виникає при підгонці теоретичної КФ до виміряної (аналогічно вище наведеній підгонці теоретичного спектра до виміряного).

Оскільки ширина іонної складової спектра НР сигналу набагато менше його носійної частоти $(\Delta\Omega/\omega_0 << 1)$ НР сигнал можна вважати вузькосмуговим випадковим процесом, який може бути представлено як [90, 91] $x(t) = a(t)\cos[\omega_0 t + \varphi(t)]$. У цьому виразі $a(t)$ і $\varphi(t)$ – функції, що повільно змінюються в порівнянні з коливанням носійної частоти. Тут у загальному випадку $\varphi(t) = \Omega_d t + \varphi_{сл}(t) + \varphi_0$, де $\Omega_d = 2\pi f_d$ – кругова частота доплерівського зміщення, що викликана рухом плазми; $\varphi_{сл}(t)$ – випадкова фаза; φ_0 – початкова фаза.

Якщо представити сигнал $x(t)$ у вигляді суми двох квадратурних складових, то можна отримати такий вираз його КФ [53]

$$R(\tau) = \frac{1}{2}[R_{11}(\tau) + R_{22}(\tau)]\cos\omega_0\tau + \frac{1}{2}[R_{12}(\tau) - R_{21}(\tau)]\sin\omega_0\tau, \qquad (1.22)$$

де $R_{11}(\tau) = E\{x_1(t)\,x_1(t-\tau)\}$, $R_{12}(\tau) = E\{x_1(t)\,x_2(t-\tau)\}$,

$R_{21}(\tau) = E\{x_2(t)\,x_1(t-\tau)\}$, $R_{22}(\tau) = E\{x_2(t)\,x_2(t-\tau)\}$,

E – символ математичного сподівання;

$x_1(t) = a(t)\cos[\Omega_d t + \varphi_{сл}(t)]$, $x_2(t) = a(t)\sin[\Omega_d t + \varphi_{сл}(t)]$.

З іншого боку, для вузькосмугового випадкового сигналу справедливим є наступний зв'язок з енергетичним спектром $F(\Omega) \equiv F(\omega - \omega_0)$ його КФ [90]:

$$R(\tau) = R_c(\tau)\cos\omega_0\tau + R_s(\tau)\sin\omega_0\tau, \qquad (1.23)$$

$$R_c(\tau)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}F(\Omega)\cos\Omega\tau d\Omega,\quad R_s(\tau)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}F(\Omega)\sin\Omega\tau d\Omega.$$

З (1.22) і (1.23), видно, що $R_c(\tau)=\frac{1}{2}[R_{11}(\tau)+R_{22}(\tau)]$, $R_s(\tau)=\frac{1}{2}[R_{12}(\tau)-R_{21}(\tau)]$.

Перша КФ описує симетричну складову енергетичного спектра, а друга – асиметричну.

З виразу випливає, що КФ можна визначати як на проміжній $(\omega_0=\omega_{\text{пч}})$, так і на низькій $(\omega_0=0)$ частоті.

Зокрема, на проміжній частоті можна окремо визначати парну $R_c(\tau)$ і непарну $R_s(\tau)$ складові КФ, якщо певним чином вибирати дискретні затримки $\tau_к$. Так, з виразу (1.23) видно, що при виборі затримок $\tau_k=2\pi k/\omega_0$, де k – парні цілі числа, другий доданок перетворюється в нуль, а $R(\tau)=R_c(\tau_k)$. Якщо k – непарні числа, $R(\tau)=R_s(\tau_k)$. Це дозволяє значно скоротити обсяг обчислювальних засобів для кореляційної обробки на проміжній частоті. Реалізація аналогічного способу кореляційної обробки покладена в основу корелятора і багатоканальної системи кореляційної обробки радара Інституту іоносфери.

У разі обробки НР сигналу в області низьких частот зручно використовувати комплексне уявлення вузькосмугового сигналу:

$$\dot{U}(t)=\dot{x}(t)e^{j(\omega_0 t+\varphi_c)}=[x_1(t)+jx_2(t)]e^{j(\omega_0 t+\varphi_c)},$$

де $\dot{x}(t)$ – комплексна обвідна. КФ цього сигналу дорівнює [53]:

$$\dot{R}_u(\tau)=\{[R_{11}(\tau)+R_{22}(\tau)]\cos\omega_0\tau+[R_{12}(\tau)-R_{21}(\tau)]\sin\omega_0\tau\}+$$
$$+j\{[R_{11}(\tau)+R_{22}(\tau)]\sin\omega_0\tau-[R_{12}(\tau)-R_{21}(\tau)]\cos\omega_0\tau\}.$$

Якщо перенести спектр сигналу на «нульову» частоту, тобто прийняти

$\omega_0 = 0$,

$$\dot{R}_u(\tau) = [R_{11}(\tau) + R_{22}(\tau)] - j[R_{12}(\tau) - R_{21}(\tau)],$$

де дійсна $a(\tau) = R_{11}(\tau) + R_{22}(\tau)$ і уявна $b(\tau) = R_{12}(\tau) - R_{21}(\tau)$ складові відповідають виразу (1.18).

Спрощену структурну схему вимірювача показано на рис. 1.9. При використанні зсунутих на інтервал τ радіосигналів з ортогональними поляризаціями (круговими поляризаціями з протилежними напрямками обертання вектора електричного поля) [62] схема ускладнюється (рис. 1.10), оскільки прийом розсіяних сигналів з різними поляризаціями здійснюється двома приймальними каналами.

Беручи до уваги викладені вище особливості спектральної та кореляційної обробок НР сигналу, перевагу віддаємо кореляційному способу обробки, який при імпульсному зондуванні дає можливість визначати швидкість руху плазми з більшою точністю при достатній роздільній здатності за висотою для різних висот іоносфери.

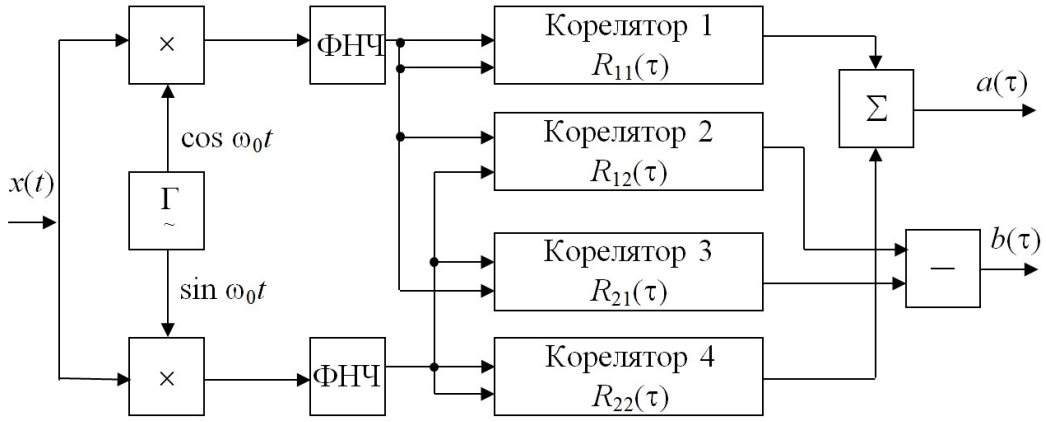


Рис. 1.9. Структурна схема вимірювача комплексної кореляційної функції для визначення швидкості плазми

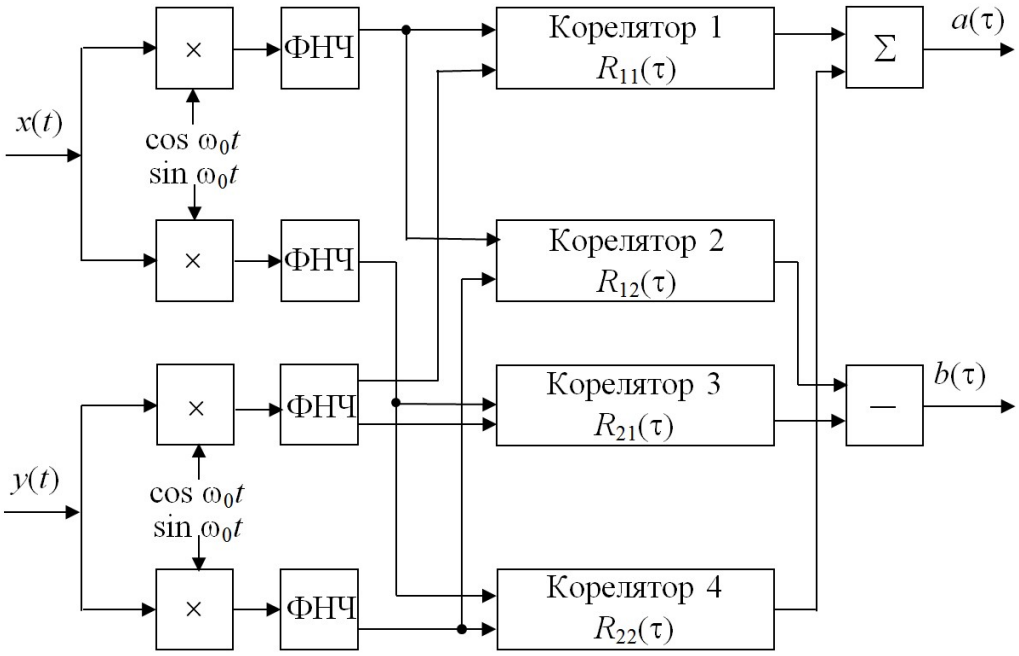


Рис. 1.10. Структурна схема вимірювача при використанні сигналів з ортогональними поляризаціями

1.4. Можливості радарів НР для вимірювання швидкості руху іоносферної плазми

1.4.1. Короткі відомості про радари НР

Нині у світі регулярно проводять дослідження іоносфери 11 установок НР, розташування яких умовно показано на рис. 1.11.

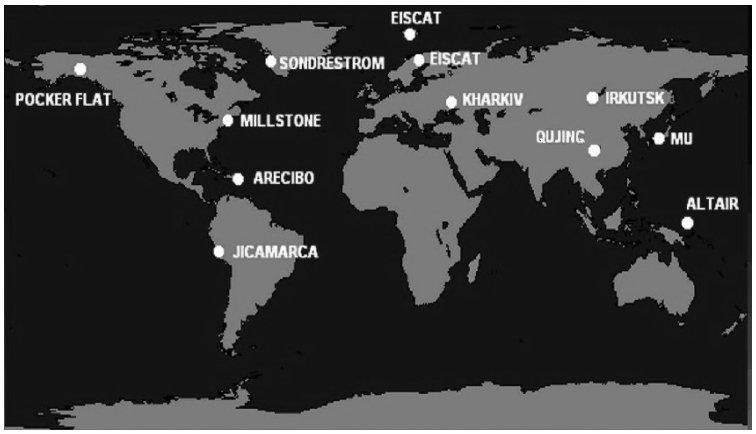


Рис. 1.11. Світова мережа радарів некогерентного розсіяння

У таблиці 1.1 наведено параметри установок НР, які проводять або раніше активно проводили вимірювання швидкості руху іоносферної плазми [4, 23, 24, 366, 51, 80–83, 85, 92–107]. Видно, що радари НР працюють у діапазонах метрових і дециметрових хвиль. Найбільш активно нині працюють радари НР, що розташовані в Міллстоун-Хіллі (Хайстек, США, Массачусетський технологічний інститут), Іркутську (Росія, Інститут сонячно-земної фізики), Скандинавії (Європейська асоціація НР EISCAT, що створена і підтримувана Норвегією, Швецією, Фінляндією , Японією, Францією, Німеччиною та Великобританією). Перші два радара розташовані в середніх широтах, так само як і радар Інституту іоносфери (Харків), але значно відрізняються довготою. Також активно почав працювати радар некогерентного розсіяння Qujing (QJISR), розташованій у Китаї, який був введений до експлуатації в 2014 р.

Всі радари НР забезпечені потужними радіопередавачами з імпульсною потужністю не менш 1 МВт, великими антенами, високочутливими радіоприймальними пристроями та високопродуктивними спеціалізованими пристроями обробки. По можливості використовуються сигнали з круговою поляризацією.

Таблиця 1.1

Параметри радарів некогерентного розсіяння

Станція	Широта	Довгота	Тип антени	Робоча частота, МГц	Імпульсна (середня) потуж-ністьМВт	Режим
Джікамарка, Перу (США)	11,9° півд. ш.	76,0° з. д.	Синфазна решітка, 290×290 м^2	49,9	4	Вертик., імп.
*Аресібо, Пуерто-Ріко (США)	18,3° півн. ш	66,8° з. д.	Сфероїд зі скануючим промінем, ∅300 м	430	2	Вертик., імп.

Міллстоун Хілл (США)	42,6° півн. ш	71,5° з. д.	Парабол. ∅68 м Парабол. повор., ∅46 м	440 440	3 3	Вертик., імп. Полноповор. імп.
* Сен-Сантін (Франція) (полістатич.)	44,6° півн. ш	2,2° сх. д.	Рефлектор 20×100 м^2	935	(0,15)	Вертик., безперерв.
Харків (Україна)	49,6° півн. ш	36,3° сх. д.	Парабол., ∅100 м Парабол. повор., ∅25 м	158 158	2,4–3,6 2,4–3,6	Вертик., імп. Полноповор. імп.
MU radar, Кіото (Японія) (моностатич.)	34,85° півн. ш	136,1° сх. д.	Кругова (∅103 м) синфазна антенна решітка з 475 антен типу хвильового каналу	46,5	1	З можливістю зміни напрямку променя, імп.
*Малверн (Англія) (полістатич.)	52,1° півн. ш	2,3° з. д.	Парабол., ∅43 м	400,5 400,5	8 (0,04)	Вертик., імп. Вертик., безперерв.
Іркутськ (Росія)	52,5° півн. ш	104,0 сх. д.	Пара хвилеводно-щілинних антен довжиною 240 м, обмежених секторальними рупорами	154-162	2,5–3,2	З можливістю зміни напрямку променя, імп.
EISCAT (моностатич.) (полістатич.)	70° півн. ш	19,2° сх. д.	Парабол. циліндр 120×40 м^2 (Тромсе) Полноповор. парабол., ∅32 м (Тромсе),	224 931	5 (0,6) 2 (0,25)	Поворотн. Полнопов.

			дві приймальні ант. (Кируна і Соданкюля)			
Покер Флет, Аляска (США)	65° півн. ш	147° з. д.	4096 антенних діполей	430–450	2	Імп.
Резолют Бей, Канада (США)	75° півн. ш	95° з. д.	4096 антенных діполей	430–450	2	Імп.
Свальбард, архіпелаг Шпіцберген (EISCAT)	78° півн. ш	15° сх. д.	Повноповоротна параболична, 32 м	500	2	Поворотн., імп.
Сондерстрем, Гренландія (США)	67° півн. ш	51° з. д.	Повноповоротна параболична, 32 м	1290	5	Поворотн., імп.
Qujing, Китай	25,6° півн. ш	103,8°В	Повноповоротна параболична, 29 м	500	2	Поворотн., імп.
Примітка: * – в цей час не функціонує.						

1.4.2. Радар НР метрового діапазону радіохвиль Інституту іоносфери

Радар НР Інституту іоносфери НАН і МОН України [99, 100, 113] призначений для дослідження іоносфери в діапазоні висот 100–1000 км і більше. Він працює на одній з частот 158±3 МГц. Тривалість зондуючих імпульсів 65–840 мкс, частота повторення 24,4–70 Гц. Радар дозволяє визначати з високою точністю (похибка 1–10%) параметри іоносфери N_e, T_i, T_e, іонний склад та ін. у діапазоні висот 100–1000 км і вище. Структурну схему радара наведено на рис. 1.12.

Рис. 1.12. Структурна схема харківського радара некогерентного розсіяння

Використовується одна з найбільших у світі двохдзеркальна параболічна антена зенітного випромінювання діаметром 100 м (рис. 1.13), виконана за схемою Кассегрена [114]. Ширина променю становить приблизно 1°. Антена є приймально-передавальної і дозволяє випромінювати та приймати сигнали з круговою та лінійною поляризаціями, завдяки наявності двох ортогональних вібраторів. Розв'язка між радіоприймальним і радіопередавальним пристроями в кожному з двох каналів хвилевідного фідерного тракту здійснюється за допомогою антенних комутаторів хвилевідно-щілинного типу, виконаних на газонаповнених розрядниках.

Рис. 1.13. Антена НДА-100

Передавач складається з двох каналів потужних підсилювачів, що працюють із зовнішнім збудженням від загального задавального пристрою [115, 116]. Імпульсна потужність кожного каналу до 1,5 МВт. Для випромінювання сигналів з лінійною або круговою поляризаціями, встановлюється певна різниця фаз між сигналами двох каналів. Аналогічна система з двох каналів передавача працює і в радарі метрового діапазону з повноповоротною параболічною антеною діаметром 25 м.

Відносна нестабільність частоти хронізатора становить 10^{-8}.

Радіоприймальний пристрій описано в підрозділі 3.1.

Для обробки сигналу на проміжній частоті спочатку використовували одноканальний корелометр (КМ-73) [117], а згодом багатоканальний пристрій кореляційної обробки («СКІФ») [118]. Корелометр КМ-73 застосовувався деякий час лише для визначення обвідної АКФ НР сигналу, тобто спочатку не був підготовлений до вимірювання швидкості плазми. Потім у ньому були зроблені суттєві доробки, що дозволили визначати швидкість відповідно до розроблених методик, опис яких наведено в розділі 2. Пристрій обробки «СКІФ» було виконано на

базі мікропроцесорів і персонального комп'ютера. Принципи обробки інформації аналогічні принципам КМ-73, але, завдяки багатоканальні, його можливості розширені.

Для обробки квадратурних сигналів приймача на низькій частоті використовується спеціалізований вимірювально-обчислювальний комплекс (корелометр) [119, 120. До складу корелометра входять: двопроцесорний модуль, два десятирозрядних АЦП, синхронізатор і кілька персональних комп'ютерів, об'єднаних локальною обчислювальною мережею. Вимірювально-обчислювальний комплекс доповнений чотирьохканальним програмованим корелометром, що виконано на основі ЕОМ [121]. Корелометр дозволяє обчислювати в реальному часі комплексну кореляційну функцію НР сигналу, по якій визначаються всі іоносферні параметри в великому діапазоні висот. З 2009 р. у складі радара НР функціонує нова багатоканальна система обробки даних на основі модуля АЦП Е20-10 і ПК з розширеними можливостями порівняно з описаними вище пристроями обробки [122].

Сучасний стан радарних систем Іоносферної обсерваторії Інституту іоносфери після значної модернізації апаратури представлено в підрозділі 3.4.

1.5. Короткий екскурс в історію Інституту іоносфери та розвитку його радарів

Етапи розвитку Інституту іоносфери НАН і МОН України описано в [123, 124]. Після другої світової війни стрімко почали розвиватися радіолокація, радіонавігація та інші галузі науки та техніки, пов'язані з радіофізикою, радіотехнікою, радіоелектронікою, ракетобудуванням, що було викликано необхідністю зміцнення обороноздатності держави, розвитком радіоелектронної промисловості та початком космічних досліджень. У зв'язку з цим значно зросла необхідність у вивченні іоносфери як середовища, яке впливає на умови поширення радіохвиль, надійність радіозв'язку і управління космічними апаратами, точність визначення параметрів радіолокаційних цілей і радіонавігаційних координат тощо.

Під науковим керівництвом і за безпосередньої участі В. І. Тарана (в майбутньому доктора фіз.-мат. наук, професора) було обґрунтовано необхідність постановки, проведення еталонних досліджень іоносфери найбільш інформативним і точним методом некогерентного розсіяння радіохвиль для розв'язання наукових і військово-прикладних задач. Обґрунтовано основні параметри науково-дослідного комплексу – радара НР.

У 1963 р. на радіотехнічному факультеті Харківського політехнічного інституту (ХПІ) була створена Науково-дослідна лабораторія іоносфери (НДЛІ), яку очолив В. І. Таран. У цій лабораторії були розпочаті роботи, спрямовані на проведення досліджень іоносфери новим багатообіцяючим методом НР.

Поблизу м. Змієва почала створюватися унікальна, єдина в Радянському Союзі обсерваторія з еталонними науковими інструментами – спеціалізованими радарами НР. Науково-дослідній лабораторії іоносфери Міністерством оборони було передано радіотехнічне обладнання, яке стало основою радарів НР. Здебільшого, це були елементи радіопередавальних і радіоприймальних пристроїв радарів, знятих з озброєння. Специфічні для методу НР вузли радарів розроблялися і виготовлялися персоналом лабораторії.

Упродовж багатьох років була проведена величезна робота з проектування, створення та розвитку високопотенційних радарів НР, спеціалізованих систем обробки інформації, ефективних методик зондування іоносфери, приймання НР сигналу та його обробки.

У 1968 р. було введено в експлуатацію автоматичну іоносферну станцію, яка в подальшому була модернізована й експлуатувалася до 1980-х рр.

У 1971 р. у ХПІ за ініціативою В. І. Тарана була створена загально технічна кафедра радіоелектроніки, яку він і очолив. НДЛІ перетворилася в науково-дослідну лабораторію кафедри радіоелектроніки (НДЛ-РЕ).

Перші результати методом НР були отримані в 1972 р. за допомогою радара з нерухомою параболічною антеною діаметром 30 м, промисловим радіолокаційним передавачем, а також радіоприймачем і спектроаналізатором, розро-

бленими та впровадженими співробітниками НДЛІ.

Дослідним заводом ХПІ із залученням ряду проектно-конструкторських організацій Радянського Союзу була створена унікальна найбільша в Європі зенітна дводзеркальна параболічна антена діаметром 100 м, яка є основним інструментом дослідження іоносфери і нині.

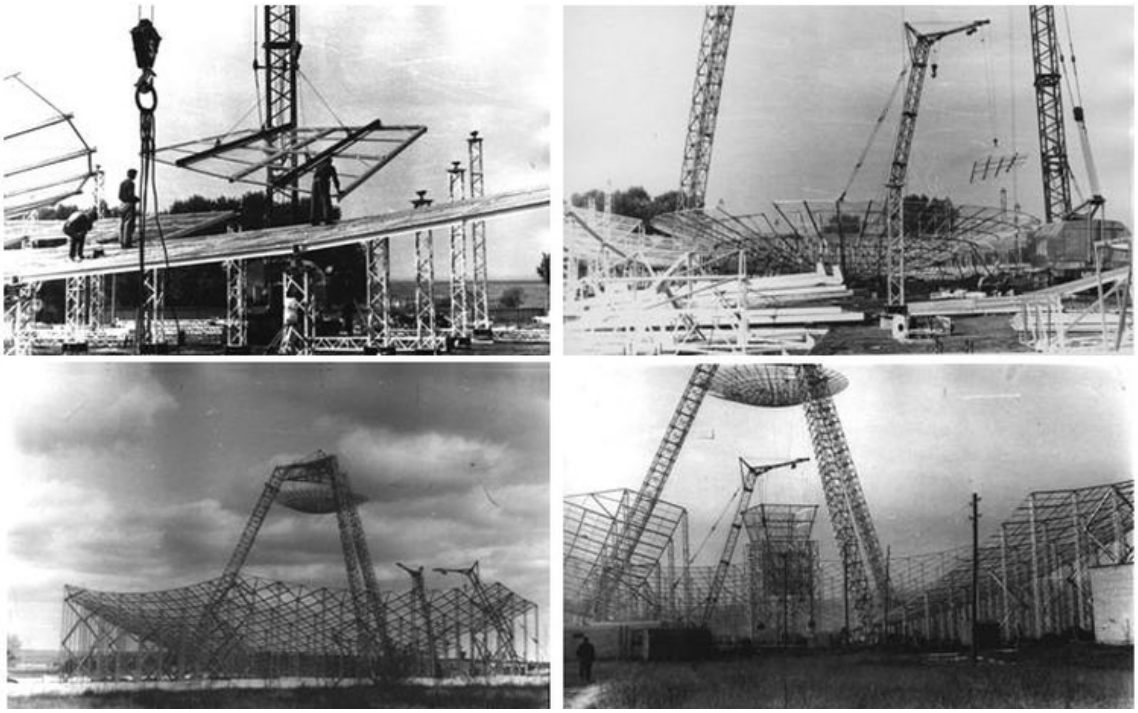


Рис. 1.14. Етапи будівництва параболічної антени діаметром 100 м

У цей період було також впроваджено новий більш надійний і чутливий радіоприймальний пристрій з шумовою температурою близько 100 К, модернізовано радіопередавач з імпульсною потужністю 2 МВт. Створений на базі цих елементів радар НР метрового діапазону хвиль дав можливість досліджувати іоносферну плазму методом НР і проводити систематичні вимірювання основних параметрів іоносфери (електронної концентрації, температур електронів та іонів, швидкості руху іоносферної плазми, відносної концентрації молекулярних і атомарних іонів) у широкому діапазоні висот (100–1500 км). Як відомо, іншими методами дослідження іоносфери неможливо одночасно отримати такий набір даних.

Із 1975 р. проводилися регулярні дослідження іоносфери за допомогою корелометра, розробленого та виготовленого колективом співробітників. Цей оригінальний за принципом дії корелометр виконував функції пристрою обробки та синхронізатора радара до кінця 1980-х рр., коли з'явилися перші персональні комп'ютери.

У 1977 р. було проведено перші експерименти з кодованими сигналами, що дозволило вивчати тонку структуру іоносфери на висотах її Е-шару.

Результати наукових досліджень іоносфери методом НР, особливо висотного розподілу концентрації електронів, мали велике значення при визначенні координат цілей радіолокаторами протиракетної оборони. Такі дослідження виконувались на замовлення Міністерства оборони СРСР та інших наукових організацій.

З кінця 1970-х рр. почали проводитися роботи з вивчення ефектів в іоносфері, які пов'язані з потужними вибухами та запусками космічних апаратів. Іоносферні збурення, викликані цими антропогенними факторами, спостерігалися на відстанях до декількох тисяч кілометрів від джерела енергії. Ця тематика визвала великий інтерес у всіх установ, які розробляли системи швидкого визначення цілей та вивчали аномальні атмосферні явища.

У 1983 р. НДЛ-РЕ отримала статус Окремого конструкторського бюро радіофізичних досліджень іоносфері (ОКБ РФДІ).

У 1985 р. було введено в експлуатацію іонозонд «Базис», який до 2017 р. використовувався для калібрування даних радара НР і дослідження іоносфери методом вертикального зондування.

У першій половині 1980-х рр. побудовано фазовану антенну решітку розмірами 300×300 м^2 і впроваджено апаратуру нагрівного стенду декаметрового діапазону хвиль. У 1985 р. були проведені перші експерименти зі збурення іоносферної плазми потужним високочастотним випромінюванням.

Упродовж 1986–1989 рр. було введено в експлуатацію багатофункціональний корелометр «СКІФ». Він був виконаний на базі розроблених спеціалізова-

них цифрових пристроїв і персональних комп'ютерів, які з'явилися на той час. Тоді ж було розроблено та впроваджено багатофункціональну багатоканальну радіоприймальну систему та синтезатор зондувального сигналу, що значно розширило можливості радара НР і сумісно з корелометром «СКІФ» дозволило використовувати складові сигнали з частотною та фазовою маніпуляціями. Також було кардинально модернізовано радіопередавальний пристрій, підвищено потужність і надійність його роботи.

У 1989 р. було введено до експлуатації повноповоротну антену діаметром 25 м. Завдяки їй було отримано перші унікальні результати з просторового дослідження іоносфери методом НР.

Рис. 1.15. Повноповоротна антена ППА-25

Наприкінці 1980-х рр. було впроваджено радар НР дециметрового діапазону хвиль і проводилися дослідження тонкої структури іоносфери на висотах E- та F1-шарів за допомогою цього радара.

Для радарів дециметрового та метрового діапазонів хвиль було розроблено і впроваджено спеціалізовані системи обробки нового (на той час) покоління, а також програмне забезпечення для первинної (в реальному часі) обробки НР сигналу та визначення параметрів іоносфери.

Уперше було розроблено емпіричну модель області F іоносфери над Харковом для різних сезонів і рівнів активності Сонця на базі великого статистичного матеріалу експериментальних даних, отриманих методом НР.

У 1970-і і 1980-і рр. Інститут іоносфери постійно проводив дослідження ефектів стартів ракет як з космодрому Байконур, так і з мису Канаверел (США) методами НР і вертикального зондування. Були встановлені як швидкості поширення збурень при стартах радянських і американських ракет, так і характерні висоти поширення збурень. Було виявлено відміну характерних висот поширення збурень, викликаних рідинними двигунами і твердопаливними двигунами ракет. Дані досліджень ефектів стартів ракет були використані для розвитку ракетобудування і радіолокації.

У 1990 р. Окреме конструкторське бюро радіофізичних досліджень іоносфери ХПІ було перетворено в Особливе конструкторське бюро радіофізичних досліджень іоносфери.

17 квітня 1991 р. постановою Ради Міністрів УРСР на базі Особливого конструкторського бюро радіофізичних досліджень іоносфери було створено Інститут іоносфери НАН і МОН України, який очолив проф. В. І. Таран.

У 1990-ті рр. було створено нові програми обробки інформації, які враховували сучасні тенденції в методі НР.

У 1993 р. було представлено емпіричну модель висоти максимуму шару Е, створену за даними радара НР.

Із 1994 р. почалася співпраця інституту з Національним космічним агентством України.

Із 1996 р. Інститут іоносфери почав проводити дослідження варіацій легких іонів гелію та водню. Для цього було введено в дію нову високочутливу прецизійну радіоприймальну систему та модернізовано програмне забезпечення. Проведено вимірювання й інтерпретацію результатів досліджень іонного складу верхньої іоносфери. Спільні дослідження іоносфери з обсерваторіями Хейстек і Аресібо (США), що проводилися з 1996 р., дозволили виявити довго-

тні та широтні варіації концентрації іонів водню.

Упродовж 2000–2010-х рр. продовжилося оновлення систем обробки та програмного забезпечення, що дозволило значно підвищити точність визначення параметрів іоносфери та швидкість обчислень. Введено режим двочастотного зондування іоносфери довгими і короткими радіоімпульсами для одночасного вимірювання параметрів іоносфери у великому діапазоні висот із достатньою роздільною здатністю для висот середньої і верхньої іоносфери.

Із початку 2000-х рр. в Інституті іоносфери проводяться дослідження впливу на іоносферу геокосмічних бур, сонячних затемнень і ефектів, пов'язаних зі стартами балістичних ракет; ведуться роботи зі створення регіональної іоносферної моделі.

У 2001 р. іоносферна обсерваторія інституту, що іменується «Іоносферний зонд», була визнана об'єктом Національного надбання України.

З 2009 р. Інститут іоносфери очолив д-р техн. наук, проф. І. Ф. Домнін. Він провів комплекс робіт із вдосконалення науково-експериментальної бази інституту, розвитку співпраці з вченими та науковими організаціями. Інститут іоносфери має наукове співробітництво з такими організаціями України, як Інститут радіофізики та електроніки імені О. Я. Усикова НАН України, Радіоастрономічний інститут НАН України, Інститут космічних досліджень НАНУ та НКАУ, Інститут геофізики імені С. І. Субботіна НАН України, Національне космічне агентство України, Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, Харківський університет повітряних сил імені Івана Кожедуба Міністерства оборони України, Національний технічний університет «ХПІ» тощо.

За ініціативою проф. І. Ф. Домніна та під його безпосереднім керівництвом наукові співробітники створили базу даних Інституту іоносфери, що забезпечило наочність подання інформації про іоносферу над Харковом, значно спростило обмін інформацією між вченими та підвищило надійність зберігання інформації, яка є цінною через унікальність кожного експерименту.

Одним з важливих напрямів досліджень, що проводяться в Інституті іоносфері,

є виявлення та оцінка параметрів хвильових процесів, а саме: рухомих іоносферних збурень, що генеруються під час дії високоенергійних природних і антропогенних джерел, до яких належать викиди корональної маси, геокосмічні бурі, землетруси, виверження вулканів, циклони, старти та польоти ракет, потужне випромінювання тощо. Ці збурення є результатом і індикатором варіацій як атмосферної, так і космічної погоди. Хвильові збурення суттєво впливають на чутливість і точностні характеристики систем телекомунікації, радіонавігації та радіолокації, які встановлені зокрема на космічних апаратах і супутниках, а також на рух космічних об'єктів.

Загалом, отримано велику кількість експериментальних даних упродовж більш ніж трьох циклів сонячної активності. Виявлена залежність параметрів іоносфери над Харковом від висоти, часу доби, сезону, сонячної та геомагнітної активностей. Вперше отримано систематичні дані про середньоширотну іоносферу центральноєвропейського регіону. На базі даних харківського радара НР за період 1986–2020 рр. розроблено напівемпіричну модель середньоширотної іоносфери (CERIM IION). Вперше було виявлено іоносферні ефекти, які свідчать про збурення в іоносфері, що викликаються потужними наземними вибухами, стартами потужних ракет і високочастотним нагрівом іоносфери на глобальних відстанях. Виявлено також швидкі варіації параметрів області F іоносфери, які впливають на точностні характеристики загоризонтних радіолокаційних станцій. Зареєстровано зміни параметрів іоносфери під впливом потужного короткохвильового випромінювання та дрейф штучно збуреної області іоносфери. Виявлено ефекти відмінності в поведінці іонів водню (як і інших параметрів) в іоносфері над Україною й американським континентом; геліофізичні ефекти впливу магнітно-спряженої області (для Харкова – поблизу о. Мадагаскар) на параметри іоносфери над Україною; ефекти динамічних процесів в іоносферній плазмі; ефекти впливу сонячного термінатора. Виявлено, що в умовах низької сонячної активності для всіх сезонів концентрація термосферного водню до 2–3 разів більша за прогнози міжнародної моделі атмосфери NRLMSISE-00. Виявлено особливості висотно-часових варіацій іоносферних параметрів під час сонячних затемнень за різного стану космічної погоди. Проаналізовано

вплив геомагнітних бур різної потужності на іоносферні параметри, динамічні та теплові процеси в іоносфері. Науково-технічними досягненнями є розробка, впровадження та модернізація унікальних високопотужних і прецизійних радіотехнічних систем радарів НР, нагрівного стенду, спеціалізованих пристроїв обробки інформації, введення до дії сучасного цифрового іонозонду, двочастотної GNSS (Global Navigation Satellite System) базової станції з метою вимірювання параметрів іоносфери методом просвічування з використанням супутникових GPS і ГЛОНАСС сигналів, розробка алгоритмів і програм обробки НР сигналу та інтерпретація вимірюваних параметрів іоносфери.

Значний науковий внесок у ці роботи зробили професори, доктори наук: В. І. Таран, І. Ф. Домнін, Є. В. Рогожкін, Л. Ф. Чорногор, В. О. Пуляєв, Т. О. Скворцов; кандидати наук: Н. П. Маглеваний, Ю. Г. Гукасов, О. О. Закорін В. М. Лисенко, Л. Я. Ємельянов, Д. А. Дзюбанов, Ю. І. Под'ячий, М. В. Ляшенко, Т. Г. Живолуп, Д. В. Котов, С. В. Панасенко, В. П. Бурмака, С. О. Пазюра, О. В. Богомаз, С. В. Кацко, В. В. Барабаш; заступники директора А. М. Грідін і В. К. Боговський, головні інженери І. Б. Скляров і Я. М. Чепурний; керівники лабораторій, груп та секторів: О. І. Григоренко, Ф. О. Маєнко, В. І. Головін, А. М. Смірнов, О. Д. Коваль, А. Ф. Кононенко, В. В. Дівавін, С. В. Черняєв; наукові співробітники Л. П. Гончаренко, С. В. Грінченко, А. Є. Мірошніков, Д. О. Іскра, М. О. Шульга, К. Д. Аксьонова; провідні інженери: О. І. Поліваний, М. І. Палій; В. М. Парфьонов, С. В. Піддубний; інженери В. П. Курисько, М. М. Паун, В. А. Лазарєв, О. І. Стаховська, Г. В. Болібок. Діяльність заступника директора з фінансово-адміністративних питань Л. О. Коптяєвої, головного бухгалтера О. В. Буднік, завідуючого експлуатаційного відділу В. О. Мяло, провідного інженера-енергетика І. В. Зикіна, робітника вищої категорії М. М. Шевченка і багато інших також сприяла науковим досягненням інституту.

Упродовж останнього десятиліття співробітництво із зарубіжними вченими успішно продовжується і розвивається. Інститут проводить сумісні експерименти з установками НР США, а також радарами НР і потужним нагрівним

стендом Європейської Асоціації радарів некогерентного розсіяння (EISCAT), що розташовані на території скандинавських країн. У цих експериментах виявляються широтні та довготні ефекти в іоносфері. Молоді вчені Інституту іоносфери брали участь в експериментах безпосередньо на установках НР у Норвегії та Фінляндії.

У рамках міжнародного договору про співробітництво між Інститутом іоносфери, НТУ «ХПІ» та Арктичним університетом (Норвегія) Інститут іоносфери з 2012 р. брав активну участь у виконанні грантів: CPEA-2012/10021 – Norwegian-Ukrainian cooperation aimed to sustainable development of the education process in geospace researches; CPEALA-2014/10001 – Harmonization of the Norwegian-Ukrainian educational activities in geospace researches. У 2012–2015 рр. шестеро аспірантів і один викладач кафедри «Радіоелектроніка» НТУ «ХПІ» пройшли стажування в Арктичному університеті Норвегії. У цей же період Інститутом іоносфери спільно з НТУ «ХПІ», Радіоастрономічним інститутом НАН України і Арктичним університетом Норвегії проведено дві Міжнародні школи-конференції для молодих вчених (Алушта (Україна), 2013 р., Тромсьо (Норвегія), 2014 р.).

У рамках міжнародного співробітництва Інститут іоносфери бере участь у виконанні багатьох міжнародних програм.

Нині науковці Інституту іоносфери активно співпрацюють із вченими Інституту фізики атмосфери (Чехія), Королівського метеорологічного інституту (Бельгія), Університету Джорджа Мейсона та Массачусетського технологічного інституту (США), Інституту геофізики та Центру космічних досліджень Польської академії наук (Польща), Університету Фредеріка (Кіпр), Університету Кіото (Японія), Nagoya University (Японія), Mus Alparslan University (Туреччина) тощо.

Іоносферну обсерваторію інституту неодноразово відвідували вчені України, США, Росії, Казахстану, Великобританії, Норвегії, Фінляндії, Туреччини. Вони брали участь у конференціях і семінарах, які проводив Інститут іоносфе-

ри. Міжнародна наукова громадськість високо оцінила експериментальні установки та наукові досягнення інституту. Науковці Інституту іоносфери, в свою чергу, безпосередньо брали участь у міжнародних школах, конференціях і симпозіумах. Географія широка: США, Росія, Норвегія, Фінляндія, Великобританія, Італія, Польща, Чехія, Іспанія, Канада, Австрія, Бельгія, Китай, Японія, Кіпр тощо. Результати, одержані вченими Інституту іоносфери сумісно з зарубіжними колегами, було представлено на багатьох міжнародних конференціях високого рівня.

Інститут іоносфери бере участь у науково-освітніх проектах за програмами Еразмус+, «Наука заради мира і безпеки» й Українського науково-технологічного центру.

На базі Інституту іоносфери і кафедри космічної радіофізики радіофізичного факультету ХНУ імені В. Н. Каразіна з метою підвищення ефективності спільних досліджень атмосфери і геокосмосу створена Міжвідомча науково-дослідна лабораторія радіофізичних досліджень атмосфери і геокосмосу.

Спільно з НТУ «ХПІ» створено Науково-навчальний центр дистанційного радіозондування іоносфери “ІОН”, який здійснює теоретичні й експериментальні дослідження, спрямовані на вдосконалення існуючих радіофізичних методів дослідження геокосмосу.

Діяльність Інституту іоносфери тісно пов'язана з навчальним процесом і підготовкою фахівців на кафедрі «Радіоелектроніка» НТУ «ХПІ». Участь у навчальному процесі провідних вчених Інституту іоносфери, використання унікального науково-дослідного комплексу в Іоносферній обсерваторії для студентських практикумів і виконання дипломних проектів з наукової тематики Інституту іоносфери дозволили істотно підвищити рівень підготовки випускників кафедри.

Наукова діяльність інституту неодноразово відзначалася. Найбільш вагомі заохочення: премія Ради Міністрів СРСР (1989 р., п’ять науковців), премії Президента України для молодих вчених у 2006 р. (три науковця) та в 2010 р. (два

науковця), а також стипендії Кабінету міністрів України для молодих вчених, відзнака «За наукові досягнення» МОН України, почесні грамоти НАНУ і МОНУ, грамоти Президії НАНУ та Харківської обласної ради. Молоді вчені неодноразово були переможцями щорічного обласного конкурсу «Найкращий молодий науковець Харківщини».

На цей час Інститут іоносфери успішно продовжує проводити дослідження геокосмосу в спокійних геліогеофізичних умовах, а також під час унікальних подій в навколишньому середовищі.

Таким чином, унікальні наукові дослідження, розпочаті в 1960-х рр. у невеличкій лабораторії в складі ХПІ, дали можливість їй перерости в потужну структуру академічного рівня – Інститут іоносфери НАН і МОН України, який є одним із провідних у галузі дослідження іоносфери в Україні.

1.6. Висновки до розділу 1

1. Вимірювання швидкості руху іоносферної плазми є необхідними для дослідження динаміки іоносфери. Особливу цінність для середньоширотної області F становить визначення вертикальної складової швидкості переносу плазми. Важливо проводити вимірювання швидкості спільно з іншими іоносферними параметрами. Це дозволяє визначити швидкості нейтрального вітру, потоки плазми і т.п. і, в кінцевому підсумку, побудувати адекватні фізико-математичні моделі іоносферних процесів і іоносферного каналу поширення радіохвиль.

2. На основі порівняльного аналізу відомих методів вимірювання швидкості руху іоносферної плазми обрано метод НР радіохвиль, як найбільш інформативний, досить точний, має прийнятну висотно-часову роздільну здатність, що дозволяє в широкому діапазоні висот іоносфери визначати одночасно швидкість руху плазми та інші параметри іоносфери.

3. На основі порівняльного аналізу існуючих способів визначення швидкості плазми методом НР обрано варіант визначення швидкості безпосередньо за

виміряними кореляційними функціями НР сигналу. Цей варіант являє собою прямі вимірювання швидкості без залучення додаткової апріорної інформації щодо статистичних параметрів НР сигналу, не потребує додаткових перетворень вимірюваних параметрів НР сигналу (наприклад, перетворень Фур'є) і є прийнятним для використання як у режимі зондування поодинокими довгими радіоімпульсами, так і в режимі зондування циклічною послідовністю поодиноких і здвоєних радіоімпульсів.

4. Проведено короткий огляд радарів НР, які здійснюють (або раніше здійснювали) вимірювання швидкості руху плазми. Встановлено, що в даний час застосовується в основному кореляційна обробка.

5. Представлено стислу історію створення та розвитку Інституту іоносфери і його досягнень.

Література до розділу 1

1. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. М.: Наука, 1988. 528 с.
2. Иванов-Холодный Г. С., Михайлов А. В Прогнозирование состояния ионосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1980. 190 с.
3. Кринберг И. А., Тащилин А. В. Ионосфера и плазмосфера. М.: Наука, 1984. 190 с.
4. Evans J. V. Ionospheric movements measured by incoherent scatter: A review. *J. Atmos. Terr. Phys*. Vol. 34. 1972. P. 175–209. DOI: 10.1016/0021-9169(72)90164-X.
5. Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д. Движения в ионосфере. М.: Наука, 1979. 344 с.
6. Sechrist C. F. Mechtly E. A., Shirke T. S. Coordinated rocket measurements on the D-region of the D-region winter anomaly. I. Experimental results. *J. Atmos. Terr. Phys.* Vol. 31, No. 1. 1969. P. 145–153. DOI: 10.1016/0021-9169(69)90088-9.

7. Cavalieri D. Travelling planetary scale waves in the E-region. *J. Atmos. Terr. Phys.* Vol. 38, No. 9/10. 1976. P. 965–978. DOI: 10.1016/0021-9169(76)90079-9.
8. Lauter E. A. Present research aspects in ionosphere stratosphere coupling effects. *Space Res.* Vol. 7. 1968. P. 212–227.
9. Галкин А. И., Ерофеев Н. М., Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д. Ионосферные измерения. М.: Наука, 1971. 174 с.
10. Fejer B. G., de Paula E. R., Heelis R. A., Hanson W. B. Global equatorial ionospheric vertical plasma drifts measured by the AE-E satellite. *J. Geophys. Res* Vol. 100, No. A4. 1995. P. 5769–5776. DOI: 10.1029/94JA03240.
11. Titheridge J. E. Winds in the ionosphere–a review. *J. Atmos. Terr. Phys.* Vol. 57, No. 14. 1995. P. 1681–1714. DOI: 10.1016/0021-9169(95)00091-F.
12. Маглеванный Н. П., Андреев А. Е., Скляров И. Б., Свиридов И. А. Дрейфовые измерения Е-области с высоким разрешением. *Вестн. Харьк. политехн. ин-та*: *Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния*. № 259. Вып. 6. 1988. С. 11–12.
13. Карпачев А. Т., Гасилов Н. А. Вариации скорости вертикального дрейфа плазмы с долготой в среднеширотной ночной летней ионосфере, рассчитанные по данным измерений *hm*F2. *Геомагнетизм и аэрономия.* Т. 38, № 5. 1998. С. 89–99.
14. Островский Г.И. Определение вертикальной скорости движения плазмы V_z на станциях некогерентного рассеяния радиоволн. Всесоюзная научно-техническая конференция *«Теория и практика применения метода некогерентного рассеяния радиоволн»:* тез. докл. Харьков, 1983. С. 55.
15. Rao P. V. Night-time plasma transport in the topside ionosphere using backscatter N_e profiles. *J. Atmos. Terr. Phys*. Vol. 30. 1968. P. 1415–1427. DOI: 10.1016/S0021-9169(68)91277-4.
16. Rishbeth H. The effect of Winds on the ionosphere F2-peak. *J. Atmos. Terr. Phys.* Vol. 29, No. 1. 1967. P. 225–238.
17. Rishbeth H., Ganguly S., Walker J. C. G. Field-aligned and field-perpendicular

velocities in the ionosphere F2-layer. *J. Atmos. Terr. Phys.* Vol. 40, No. 7. 1968. P. 767–784.

18. Buonsanto M. J., Salah J. E., Miller K. L., Oliver W. L, Burnside R. G, Richardss P. G. Observations of neutral circulation at mid-latitudes during the equinox transition study / *J. Geophys. Res.* Vol. 94, No. 12. 1989. P. 16987–16997. DOI: 10.1029/JA094iA12p16987.
19. Бенькова Н.П., Деминов М. Г., Калифарска Н. Ф. Аналитическая модель ночной среднеширотной F2-области. Препринт ИЗМИРАН. № 17 (631). 1986. 14 с.
20. Kouba D., Boška J., Galkin I. A., Santolík O., šauli P. Ionospheric drift measurements: Skymap points selection. *Radio Sci.* No. 43. RS1S90 2008. P. 1–11. DOI: 10.1029/2007RS003633.
21. Reinisch B. W., Scali J. L., Haines D. M. Ionospheric drift measurements with ionosondes. *Annali di Geofisica.*, No. 41(5–6). 1998 P 695–702. DOI: 10.4401/ag-3812.
22. Reinisch B. W., Huang X., Galkin I. A., Paznukhov V., Kozlov A., Nsumei P., Khmyrov G. Recent advances in real-time analysis of ionogram and ionospheric drift measurements with Digisondes. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* No. 67. 2005. P. 1054–1062. DOI: 10.1016/j.jastp.2005.01.009.
23. Эванс Дж. В. Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн. *ТИИЭР* № 4, Т. 57. 1969., 139–175 с.
24. Beynon W. J. G. Williams P. J. S. Incoherent scatter of radio waves from the ionosphere. *Repts. Prog. Phys.* Vol. 41. No. 6. 1978. P. 909–956. DOI: 10.1088/0034-4885/41/6/003.
25. Salpeter E. E. Electron density fluctuations in plasma. *Physical Review*. Vol. 120. 1960. p. 1528–1535. DOI: 10.1103/PhysRev.120.1528.
26. Fejer J. Scattering of radio waves by an ionized gas in thermal equilibrium. *Can. Journ. Phys*. Vol. 38. 1960. P 1114–1133. DOI: 10.1139/p60-119.

27. Fejer J. Scattering of radio waves by an ionized gas in thermal equilibrium in the presence of uniform magnetic field. *Can. Journ. Phys*. Vol. 39. 1961. P 716–740. DOI: 10.1139/p61-081.
28. Rosenbluth M. N., Rostoker N. Scattering of electromagnetic waves by a non–equilibrium plasma. *Phys. Fluids.* Vol. 5, No. 7. 1962. P. 776–788. DOI: 10.1063/1.1724446.
29. Dougherty J. P. A, Farley D. T. Theory of incoherent scatter of radio waves by a plasma. *J. Geophys. Res*. Vol. 66, No. 19. 1963. P. 5473–5486.
30. Некогерентное рассеяние радиоволн : Сборник статей / Пер. с англ. под ред. В. А. Рудакова. М.: Мир, 1965. 208 с.
31. Farley D. T. A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma. *J. Geophys. Res.* Vol. 71, No. 17. 1966. P. 4091–4098.
32. Farley D. T. Incoherent scatter correlation function measurements. *Radio Sci.* Vol. 4, No. 10. 1969. P. 935–953. DOI: 10.1029/RS004i010p00935.
33. Farly D. T. Radio wave scattering from the ionosphere. *Methods of Experimental Physics.* No. 98. 1971. P. 139–186.
34. Мисюра В. А., Ткачев Г. Н., Ерохин Ю. Г. Возможности и некоторые результаты исследования ионосферы методом «некогерентного» рассеяния радиоволн. *Ионосферные исследования*. № 20. М.: Наука, 1972. С. 85–93.
35. Таран В. И. Некогерентное рассеяние радиоволн на тепловых флуктуациях электронной плотности. *Ионосферные исследования*. № 27. М.: Наука, 1979. С. 19–32.
36. Суни А.Л., Терещенко В. Д., Терещенко Е. Д., Худукон Б. З. Некогерентно е рассеяние радиоволн в высокоширотной ионосфере. Апатиты: Кольский научн. центр АН СССР, 1989. 183 с.
37. Gordon W. E. Incoherent scattering of radio waves by free electrons with applications to space exploration by radar. *Proc. IRE*. Vol. 46. 1958. P. 1824–1829. DOI: 10.1109/JRPROC.1958.286852.
38. Bowles K. L. Observations of vertical incidence scatter from the ionosphere at

41 Mcs. *Phys. Rev. Letters*. Vol. 1, No. 12. 1958. P. 454–455. DOI: 10.1103/PhysRevLett.1.454.

39. Bowles K. L. Incoherent scattering by free electrons as a technique for studing the ionosphere and exosphere: Some observations and theoretical considerations. *J. Res. NBS*. Vol. 65D. 1961. P. 1–13.
40. Buneman O. Scattering of radiation by the fluctuations in a non-equilibrium plasma. *J. Geophys. Res*. Vol. 67, 1962. P. 2050–2053. DOI: 10.1029/JZ067i005p02050.
41. Moorcroft D. R. On the power scattered from density fluctuations in a plasma. *J. Geophys. Res.* Vol. 68. 1963. P. 4870–4872. DOI: 10.1029/JZ068i016p04870.
42. Renau J. Scattering of electromagnetic waves from a non-degenerate ionized gas. J. *Geophys. Res.* Vol. 65. 1960. P. 3631–3640. DOI: 10.1029/JZ065i011p03631.
43. Farley D. T., Dougherty J. P. A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma. *Proc. Roy. Soc.* (London). Vol. A259. 1960. P. 79–99.
44. Farley D. T., Dougherty J. P., Barron D. W. A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma. II: Scattering in a magnetic field. *Proc. Roy. Soc.* (London). Vol. A263. 1961. P. 238–258.
45. Hagfors T. Density fluctuation in a plasma in magnetic field with application to the ionosphere. *J. Geophys. Res.* Vol. 56. 1961. P.1699–1712. DOI: 10.1029/JZ066i006p01699.
46. Lehtinen M. Statistical theory of incoherent scatter radar measurements: Ph.D. thesis. Univ. of Helsinki, Helsinki, Finland, EISCAT Scientific Association. Kiruna, Sweden, 1986. 97 p.
47. Гринченко С. В. Оптимальный алгоритм многократных вычислений теоретических характеристик некогерентно рассеянного сигнала. *Сб. научн. трудов ХГПУ*. Вып. 7. 1999. С. 331–336.
48. Ситенко А. Г. Электромагнитные флуктуации в плазме. Харьков: Из-во

ХГУ им. А.М. Горького, 1965. 185 с.

49. Farley D. T. Radio wave scattering from the ionosphere. *Methods of Experimental Physics.* No. 98. 1971. P. 139–186. DOI: 10.1016/S0076-695X(08)60861-3.
50. Evans J. V., Brockelman R. A., Julian R. F., Reid W. A., Carpenter L. A. Determination of F-region vertical drifts at Millstone Hill. *Radio Sci.* Vol. 5. No. 1. 1970 P. 27–38. DOI: 10.1029/RS005i001p00027.
51. Taylor G. N. Meridional F2-region plasma drifts at Malvern. *J. Atmos. Terr. Phys.* Vol. 36. 1974. P. 267–286. DOI: 10.1016/0021-9169(74)90047-6.
52. Waldteufel P. Effects of neutral collisions and drifts on the spectra of Thomson scattered signals. *Aeronomy report*. No. 19. 1967. P. 11–15.
53. Брюннели Б. Е., Кочкин М. И., Пресняков И. Н., Терещенко Е. Д., Терещенко В. Д. Метод некогерентного рассеяния радиоволн. Л.: Наука, 1979. 188 с.
54. Perkins F. W. Physical and computational considerations in the interpretation of Thomson scatter spectra. *Aeronomy lab. Urbana.* No. 19. 1967. P. 15–23.
55. Fukao S., Wakasugi K. Correlation function measurements for incoherent scatter radar. *Report of Ionosphere and Space Research in Japan*. Vol. 30. 1976. P. 95–101.
56. Рогожкин Е. В., Маенко Ф. А. Цифровой коррелометр с известной центральной частотой спектра. *Вестн. ХПИ. Автоматика и приборостроение*. Харьков: Вища школа. № 85, Вып. 1. 1974. С. 28–34.
57. Holt J. M., Rhoda D. A., Tetenbaum D., van Eyken A. P. Optimal analysis of incoherent scatter radar data. *Radio Sci.* Vol. 27, No. 3. 1992. P. 435 – 447. DOI: 10.1029/91RS02922.
58. Рогожкин Е. В. Измерение параметров ионосферной плазмы по корреляционной функции сигнала некогерентного рассеяния. *Ионосферные исследования*. №27. 1979. С. 46–59.
59. Лысенко В. Н. Измерение параметров ионосферы средствами корреляционной обработки некогерентно рассеянного сигнала. *Радиофизика и элек-*

троника: сб. научн. трудов. Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины. Харьков. Т. 7, № 1. 2002. С. 82–88.

60. Головин В. И., Рогожкин Е. В., Таран В. И., Черняев С. В. Наблюдения ионосферы с помощью метода некогерентного рассеяния. *Вестн. Харьк. политехн. ин-та: Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния.* № 155. Вып. 1. 1979. С. 12–22.
61. Таран В. И., Подъячий Ю. И., Смирнов А. Н., Емельянов Л. Я. Возмущения ионосферы после мощного наземного взрыва по наблюдениям методом некогерентного рассеяния. *Изв. Академии наук СССР "Физика Земли"*. М: № 11. 1985. С. 75–79.
62. Woodman R.F., Hagfors T. Methods for the measurement of vertical ionospheric motions near the magnetic equator by incoherent scattering. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* Vol. 74, No. 5. 1969. P. 1205–1212. DOI: 10.1029/JA074i005p01205.
63. Farley D.T. Incoherent studies of the ionosphere: a status report. *Bull. Inform. Union radio Sci. int.* No. 183. 1972. P. 16–31.
64. Zamlutti C. J., Farley D.T. Incoherent scatter multiple–pulse measurements. *Radio Sci.* Vol. 4, No. 10. 1969. P. 935–953
65. Farley D.T. Multiple-pulse incoherent scatter correlation function measurements. *Radio Sci.* Vol. 6, No. 7. 1972. P. 664–666. DOI: 10.1029/RS007i006p00661.
66. Zamlutti C. J., Farley D. T. Incoherent scatter multiple–pulse measurements at Arecibo. *Radio Sci.* Vol. 10, No. 6. 1975. P. 573–580.
67. Gray R. W., Farley D. T. Theory of incoherent scatter measurements using compressed pulses. *Radio Sci*. No. 8. 1973. P. 123–131. DOI: 10.1029/RS008i002p00123.
68. Маглеванный Н. П., Таран В. И., Гордеев А. А., Скляров И. Б. Применение широкополосных зондирующих сигналов для измерения параметров ионосферы. *Ионосферные исследования*. №27. 1979. С. 92–97.

69. Сарычев В. Т. О фазоманипулированных сигналах при некогерентном зондировании. *Некогерентное рассеяние радиоволн.* Изд. Кольского филиала АН СССР. Апатиты: 1980. С. 95–105.
70. Ткачев Г. Н. Возможности использования устройств оптимальной обработки сигнала, отраженного от дискретного объекта, для измерения мощности «ионного» компонента некогерентно рассеянного сигнала. *Некогерентное рассеяние радиоволн.* Изд. Кольского филиала АН СССР. Апатиты: 1980. С. 79–88.
71. Lehtinen M. S., Huuskonen A. General incoherent scatter analysis and GUISDAP. *Journ. Atmos. Terr. Phys*. Vol. 58, No. 1–4. 1996. P. 435–452. DOI: 10.1016/0021-9169(95)00047-X.
72. Carru H., Petit M., Vasseur G., Waldteufel P. Résultats ionosphériques obtenus par diffusion de Thomson, 1966–1967. *Ann. Geophys.* No. 23. 1967. P. 455–465.
73. Vasseur G. Dinamics of the F region observed with Thomson scatter, 1, Atmospheric circulation and neutral winds. *J. Atmos. Terr. Phys.* No. 31. 1969. P. 397–420. DOI: 10.1016/0021-9169(70)90028-0.
74. Woodman R. F. Vertical drift velocities and east-west electric fields at the magnetic equator. *J. Geophys. Res*. Vol. 75. 1970. P. 6249–6259. DOI: 10.1029/JA075i031p06249.
75. Evans J. V. Observation of F-regions vertical velocities at Millstone Hill: 1. Evidence for drifts due to expansion, contraction, and winds. *Radio Sci.* Vol. 6, No. 10. 1971. P. 609–626. DOI: 10.1029/RS006i006p00609.
76. Evans J. V. Observations of F-region vertical velocities at Millstone Hill: 2. Evidence for fluxes into and out of the protonsphere. *Radio Sci.* Vol. 6, No. 10. 1971. P. 843–854. DOI: 10.1029/RS006i010p00843.
77. Buonsanto M. J., Hagan M. E., Salah J. E., Fejer B. G. Solar Cycle and Seasonal Variations in F Region Electrodynamics at Millstone Hill. *J. Geophys. Res.* Vol. 98. 1993. P. 15677–15683. DOI: 10.1029/93JA01187.
78. Buonsanto M. J., Witasse O. G. An updated climatology of thermospheric neu-

tral winds and F region ion drifts above Millstone Hill. *J. Geophys. Res*. Vol. 104. 1999. P. 24675–24687. DOI: 10.1029/1999JA900345.

79. Scherliess L., Fejer B. G., Holt J., Goncharenko L., Amory-Mazaudier C., Buonsanto M. J. Radar Studies of mid-latitude ionospheric plasma drifts. *J. Geophys. Res.* Vol. 106. 2001. P. 1771–1783. DOI: 10.1029/2000JA000229.
80. Behnke R. A., Harper R. M. Vector Measurements of F region ion transport at Arecibo.*J. Geoph. Res.* Vol. 78, No. 34. 1973. P. 8222–8234. DOI: 10.1029/JA078I034P08222.
81. Hagfors T., Behnke R.A. Measurement of three-dimensional plasma velocities at the Arecibo observatory. *Radio Sci*. Vol. 9, No. 2. 1974. P. 89–93. DOI: 10.1029/RS009i002p00089.
82. Taylor G. N., Rishbeth H., Williams P. J. S. Multistatic incoherent scatter measurements of ionospheric drift velocity. *Nature*, Lond. No. 242. 1973. P. 109–111. DOI: 10.1038/242109b0.
83. Bauer P., Waldteufel P., Vialle C. The French quadristatic incoherent scatter facility. *Radio Sci.* No. 9. 1974. P. 77–83. DOI: 10.1029/RS009i002p00077.
84. Blanc M., Amayenc P., Bauer P., Taieb C. Electric field induced drifts from the French incoherent scatter facility. *J. Geophys. Res*. Vol. 82. 1997. P. 87–97. DOI: 10.1029/JA082i001p00087.
85. Baron M. The EISCAT facility. *J. Atmos. Terr. Phys.* Vol. 46, No. 6/7. 1984. P. 469–472. DOI: 10.1016/0021-9169(84)90065-5.
86. Williams P. J. S., Jones G. O. L., Jain A. R. Methods of measuring plasma velocity with EISCAT. *J. Atmos. Terr. Phys.* Vol. 46, No. 6/7. 1984. P. 521–530. DOI: 10.1016/0021-9169(84)90071-0.
87. Petit M., Reyssat M., Petit M. La station de réception du sondeur ionosphérique à diffusion français. *L'Onde Elec*. Vol. 46. 1966. P. 21–24.
88. Moorcroft D. R. On the determination of temperature and ionic composition by electron backscattering from the ionosphere and magnetosphere. *J. Geophys. Res.* Vol. 69. 1964. P. 955–970. DOI: 10.1029/JZ069i005p00955.

89. Roberts J. S. Spectrum analysis of ionosphere radar return. *Electronics Letters*. Vol. 6, No. 7. 1970. P. 196–197.
90. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Сов. радио. Т. 1. 1969. 752 с.
91. Тихонов В. И. Статистическая радиотехника. М.: Радио и связь, 1982. 624 с.
92. Foster J. C., Zherebtsov G. A., Taran V. I. Longitude Studies of the Sub-Auroral Ionosphere using the Millstone Hill, Kharkov and Irkutsk Incoherent Scatter radars. Abstracts of *32nd Scientific Assembly of COSPAR*. Nagoya, Japan. 1998. P. 121.
93. Bowles K. L. Measuring plasma density in the magnetosphere. *Science*. Vol. 139. 1963. P. 389–391. DOI: 10.1126/science.139.3553.389.
94. Hysell D. L. Incoherent scatter experiments at Jicamarca using alternating codes. *Radio Science*. Vol. 35, No. 6. 2000. P. 1425–1435. DOI: 10.1029/2000RS002368.
95. Gordon W. E. Arecibo ionospheric observatory. *Science*. Vol. 146. 1964. P. 26–30. DOI: 10.1126/science.146.3640.26.
96. Evans J. V. The Millstone Hill ionospheric radar. *Aeronomy Report.* No. 19. 1967. P. 47–50.
97. Foster J. C. Radar Observations of magnetosphere-ionosphere coupling at mid and high latitudes. *J. Geomag. Geoelectr.* No. 47. 1995. P. 801–812. DOI: 10.5636/jgg.47.801.
98. Armistead G. W., Evans J. V. , Reid W. A. Measurements of D- and E-region electron densities by the incoherent scatter technique at Millstone Hill. *Radio Sci.* Vol. 7, No. 1. 1972. P. 153–162. DOI: 10.1029/RS007i001p00153.
99. Таран В. И. Исследование ионосферы с помощью радаров некогерентного рассеяния в Харькове. *Вестн. ХГПУ*: Вып. 31. 1999. С. 3–9.
100. Таран В. И. Исследование ионосферы в естественном и искусственно возмущенном состояниях методом некогерентного рассеяния. Геомагнетизм и

аэрономия. Т. 41, № 5. 2001. С. 659–666.

101. Sato T., Ito A., Oliver W. L., Fukao S., Tsuda T., Kato S., Kimura I. Ionospheric incoherent scatter measurements with the middle and upper ionosphere radar. Techniques and capability. *Radio Sci*. Vol. 24. 1989. P. 85–98. DOI: 10.1029/RS024i001p00085.
102. Oliver W. L., Fukao S., Takami T., Yamamoto M., Tsuda T., Nakamura T., Kato S. Thermospheric meridional winds measured by the middle and upper ionosphere radar. *J.Geophys. Res*. Vol. 95. 1990. P. 7683–7692. DOI: 10.1029/JA095iA06p07683.
103. Yamamoto M., Fukao S. Recent Results of Ionosphere-Thermosphere Observations with the MU radar. *Review of Western Pacific Geophysics Meeting.* Hong Kong, August 17–21, 1992. P. 211–213.
104. Williams P. J. S., Taylor G. N. The UK incoherent scatter radar. *Radio Sci.* Vol. 9, No. 2. 1974. P. 85–88. DOI: 10.1029/RS009i002p00085.
105. Жеребцов Г. А., Заворин А. В., Медведев А. В., Носов В. Е., Потехин А. П., Шпынев Б. Г. Иркутский радар некогерентного рассеяния. *Радиотехника и электроника.* Т. 47. № 11. 2002. С. 1339–1345.
106. Rishbeth H., Van Eyken A. P. EISCAT: early history and the first ten years of operation. *J. Atmos. Terr. Phys.* No. 55. 1993. P. 525–542. DOI: 10.1016/0021-9169(93)90002-G.
107. Ding Z., Wu J., Xu Z., Xu B., Dai L. The Qujing incoherent scatter radar: system description and preliminary measurements. *Earth Planets Space* 70, 87. 2018. DOI: 10.1186/s40623-018-0859-8.
108. The ElSCAT Svalbard radar: A case study in modern incoherent scatter radar system design / G. Wannberg, I. Wolf, L.-G. Vanhainen, K. Koskennie et al. Radio Science, V 32, N 6, 1997. P 2283-2307 DOI: 10.1029/97RS01803.
109. EISCAT_3D: A Next-Generation European Radar System for Upper-Atmosphere and Geospace Research / U.G. Wannberg et al. *The Radio Science Bulletin.* N 332. 2010. P 75-88 DOI: 10.23919/URSIRSB.2010.7911050.

110. Wang J., Morton Y. T. A comparative study of ionospheric irregularity drift velocity derived from a GNSS receiver array and Poker Flat Incoherent Scatter Radar measurements during high-latitude ionospheric scintillation. *J. Geophys. Res. Space Physics*. 122. 2017 P. 6858–6881. DOI: 10.1002/2017JA024015.
111. Makarevich R. A., Lamarche L. J., Nicolls M. J. Resolute Bay Incoherent Scatter Radar observations of plasma structures in the vicinity of polar holes. *J. Geophys. Res. Space Physics*. 120. 2015 P.7970–7986. DOI: 10.1002/2015JA021443.
112. Ioannidis G., Farley D. T. LETTERS, Incoherent Scatter Observations at Arecibo Using Compressed Pulses. Radio Science 7(7) 1972. P. 763-766 DOI:10.1029/RS007i007p00763.
113. Domnin I. F., Chepurnyy Ya. M., Emelyanov L. Ya., Chernyaev S. V., Kononenko A. F., Kotov D. V., Bogomaz O. V., Iskra D. A. Kharkiv Incoherent Scatter Facility. *Bulletin of the National Technical University "Kharkiv Politechnic Institute"*: *scientific papers. Issue: Radiophysics and ionosphere.* Kharkiv: NTU "KhPI". 2014. No. 47 (1089). P. 28–42.
114. Гукасов Ю. Г., Ивченко В. Н. Измерение диаграмм направленности антенны НДА-100 по токам на поверхности зеркала. *Вестн. Харьк. политехн. ин-та: Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния.* № 155, Вып. 1. 1979. С. 29–33.
115. Головин В. И., Галушкин Н. Н., Лазарев В. А., Гордеев А.А. Радиопередающее устройство измерительного комплекса некогерентного рассеяния. *Вестн. Харьк. политехн. ин-та: Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния.* № 155, Вып. 1. 1979. С. 45–50.
116. Смагло Н.А., Коваль А. Д., Боговский В. К. Радиопередающее устройство радара метрового диапазона. *Вестник ХГПУ.* Вып. 31. 1999. С.113–116.
117. Рогожкин Е. В., Забирко М. Н., Паун М. Н., Шаталова Н. Ф. Коррелометр измерительного комплекса Харьковского политехнического института / *Вестн. Харьк. политехн. ин-та: Исследование ионосферы методом неко-*

герентного рассеяния. № 155, Вып. 1. 1979. С. 40–44.

118. Рогожкин Е. В., Пуляев В. Н., Хлебников А. Н. Система обработки НР-сигнала. *Вестн. Харьк. политехн. ин-та: Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния.* № 271, Вып. 7. 1989. С. 24–30.
119. Лысенко В.Н., Кочергин А. Г. Измерение параметров ионосферы методом некогерентного рассеяния с использованием аппаратуры обработки на цифровых процессорах. Тез. докл. *XVII Всесоюзной конф. по распр. радиоволн.* Ульяновск, 1993. С. 72.
120. Лысенко В. Н. Программируемый коррелятор для измерения параметров ионосферы методом некогерентного рассеяния. *Вестн. ХГПУ*. Вып. 31. 1999. С. 96–99.
121. Лысенко В. Н., Кононенко А. Ф., Черняк Ю. В. Программируемый коррелятор для измерения параметров ионосферы методом некогерентного рассеяния. *Вестн. Национального техн. ун-та «Харьковский политехнический институт»: Сборник научных трудов. Тематический выпуск «Радиофизика и ионосфера».* Харьков: НТУ «ХПИ». № 23. 2004. С. 49–62.
122. Искра Д. А. Повышение точности определения автокорреляционных функций сигнала некогерентного рассеяния. *Вестник Национального технического университета «Харьковский политехнический институт»:* Сборник научных трудов. Тематический выпуск «Радиофизика и ионосфера». №33 (1066). 2013. С. 34–37.
123. Емельянов Л. Я., Живолуп Т. Г. Институт ионосферы НАН и МОН Украины. Краткий исторический обзор. *Вестник национального технического университета «Харьковский политехнический институт»*: Сборник научных трудов. Тематический выпуск “Радиофизика и ионосфера”, № 44. Харьков: НТУ «ХПИ». 2011. С. 3–10.
124. Emelyanov, L. Ya, Zhivolup, T. G. History of the development of IS radars and founding of the Institute of Ionosphere in Ukraine. *History of Geo- and Space Sciences.* 4, 2013. P. 7–17. DOI: 10.5194/hgss-4-7-2013.

РОЗДІЛ 2

РОЗРОБКА ЕФЕКТИВНИХ МЕТОДІВ ВИМІРЮВАННЯ ШВИДКОСТІ РУХУ ПЛАЗМИ ЗА КОРЕЛЯЦІЙНИМИ ФУНКЦІЯМИ НЕКОГЕРЕНТНО РОЗСІЯНОГО СИГНАЛУ

Вимірювання швидкості переносу іоносферної плазми являє собою складну радіофізичну задачу, оскільки на фоні космічних і апаратурних шумів необхідно реєструвати доплерівські зміщення, значення яких на 2–3 порядки менше ширини спектра НР сигналу та на 8 порядків – значення носійної частоти. Ця задача ставить особливі та жорсткі вимоги до структури вимірювального радара НР і методики вимірювання.

Значний практичний інтерес становить розробка такого методу вимірювання швидкості плазми, який не вимагає залучення теоретичних моделей автокореляційних функцій, що уникає похибки, спричиненої неадекватністю моделі досліджуваного середовища реальному стану іоносфери.

В цьому розділі запропоновано методи кореляційних вимірювань швидкості руху іоносферної плазми в разі обробки сигналу на проміжній частоті, проведено аналіз алгоритмів оцінки швидкості за різних умов вимірювань і вибір оптимального варіанту на основі статистичного аналізу. Також розглянуто варіанти визначення швидкості плазми за кореляційними функціями НР сигналу, виділеного в області низьких частот. Запропоновано алгоритм оцінки швидкості за квадратурними складовими кореляційної функції НР сигналу, що мінімізує похибку оцінки швидкості.

Результати цього розділу опубліковано в [4–11, 14–18, 22–25, 33–35].

2.1. Визначення швидкості плазми за кореляційними функціями сигналу на проміжній частоті

Задамося нормованою КФ НР сигналу $\rho(\tau)$ при зондуванні іоносфери сигналом з носійною частотою f_0 і наявності доплерівського зміщення f_d у вигляді [1]:

$$r_0(\tau) = \rho(\tau)\cos 2\pi(f_0 + f_d)\tau\,. \qquad (2.1)$$

Зауважимо, що обвідна нормованої КФ НР сигналу $\rho(\tau)$ при монохроматичному зондувальному сигналі або зондуванні здвоєними імпульсами збігається з нормованою кореляційною функцією теплових флуктуацій електронної концентрації іоносферної плазми [2, 3].

Внаслідок переносу спектра прийнятого НР сигналу на проміжну частоту (ПЧ) $f_{\text{пр}}$, на якій проводиться кореляційна обробка, коефіцієнт кореляції сигналу перетворюється до вигляду [4]:

$$r(\tau) = \rho(\tau)\cos 2\pi\left\lfloor f_{\text{пр}} + (-1)^J(\Delta f + f_d)\right\rfloor\tau\,, \qquad (2.2)$$

де J – кількість перетворень частоти в радіоприймальному тракті, коли частота гетеродина $f_{\text{г}}$ перевищує частоту сигналу $f_{\text{с}}$ на вході змішувача, Δf – додане в носійну частоту зондувального сигналу зміщення відносно робочої частоти радара f_0, на яку приймач настроєний таким чином, що f_0 перетворюється у відому частоту $f_{\text{пр}}$. Це зміщення забезпечується формуванням носійної частоти радара з частот гетеродинів радара НР. У окремому випадку $\Delta f = 0$.

Підставляючи (1.16) в (2.2), отримаємо:

$$r(\tau) = \rho(\tau)\cos 2\pi\left\lfloor f_{\text{пр}} + (-1)^J(\Delta f - 2V_d/\lambda)\right\rfloor\tau\,. \qquad (2.3)$$

При визначенні значення КФ $r(\tau_k)$ за конкретною затримкою τ_k

$$r(\tau_k) = \rho(\tau_k)\cos 2\pi\left[f_{\text{пр}} + (-1)^J(\Delta f - 2V_d/\lambda)\right]\tau_k . \qquad (2.4)$$

Цей вираз містить дві невідомі величини – $\rho(\tau_k)$ і V_d (значення $f_{\text{пр}}$ відомо, оскільки в когерентній радіолокаційній системі воно є комбінацією частот гетеродинів). Тому, для визначення V_d необхідно, як мінімум, два виміри $r(\tau_k)$, в одному з яких один з параметрів (τ_k, Δf або J) змінений.

Розглянемо випадок, коли як змінний параметр використовується затримка τ. Нехай $\Delta f = 0$ і J – непарне.

Тоді з (2.3) виходить $r(\tau) = \rho(\tau)\cos 2\pi(f_{\text{пр}} + 2V_d/\lambda)\tau$.

При вимірюванні КФ сигналу на ПЧ через малість доплерівської добавки частоти заздалегідь дотримується умова $f_{\text{пр}} >> |2V_d/\lambda|$. Тому при дискретних затримках, кратних періоду ПЧ ($\tau_k = k/f_{\text{пр}}$, k – ціле число), з точністю до часток відсотка виконуються співвідношення $\cos 2\pi(f_{\text{пр}} + 2V_d/\lambda)\tau_k = 1$ та $r(\tau_k) = \rho(\tau_k)$.

Іншими словами, виміряне значення КФ відповідає значенню її обвідної та практично не залежить від швидкості руху плазми.

При затримках, що не кратні періоду ПЧ

$$\tau_\alpha = \tau_k + \frac{\alpha}{f_{\text{пр}}} = \frac{(k+\alpha)}{f_{\text{пр}}}, \qquad 0 < \alpha < 1, \qquad (2.5)$$

виміряне значення обумовлюється величиною швидкості руху плазми та значенням обвідної КФ

$$r(\tau_\alpha) = \rho(\tau_\alpha)\cos 2\pi\left(f_{\text{пр}} + \frac{2V_d}{\lambda}\right)\tau_\alpha . \qquad (2.6)$$

Або, враховуючи (2.5) та циклічність тригонометричної функції з періо-

дом 2π, отримуємо

$$r(\tau_\alpha) = \rho(\tau_\alpha)\cos 2\pi\left(\alpha + \frac{2V_d\tau_\alpha}{\lambda}\right).$$

Принцип визначення швидкості плазми пояснюється рис. 2.1, де показано нормовані КФ сигналу НР на проміжній частоті (безперервною лінією – за відсутністю руху плазми, переривчастою – за його наявністю).

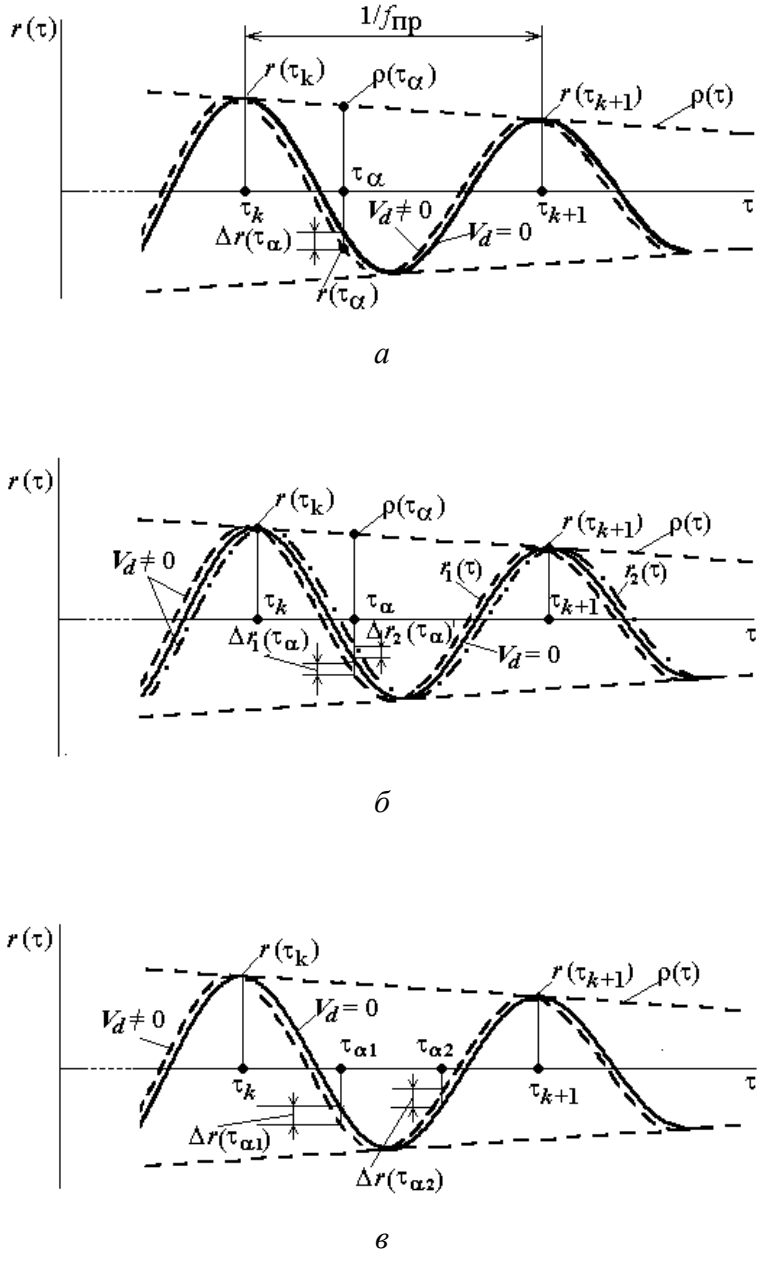


Рис. 2.1. До питання визначення швидкості руху іоносферної плазми за кореляційними функціями сигналу НР на проміжній частоті

Якщо здійснювати вимірювання значень обвідної КФ для декількох (як мінімум, двох) дискретних затримок $\tau_k = k / f_{\text{пр}}$ і вимір значення $r(\tau_\alpha)$ з дискретною затримкою τ_α, з якою гармонічна функція має значний градієнт (рис. 2.1, *а*), можна інтерполюванням знайти значення обвідної КФ $\rho(\tau_\alpha)$ при затримці τ_α та, перетворюючи вираз (2.6), визначити швидкість

$$V_d = \frac{\lambda}{2\tau_\alpha}\left[\frac{1}{2\pi}\arccos\frac{r(\tau_\alpha)}{\rho(\tau_\alpha)} - \alpha\right]. \qquad (2.7)$$

Таким чином, визначення швидкості руху іоносферної плазми в найпростішому випадку (при використанні мінімальної кількості значень КФ) містить наступні операції:

– приймання НР сигналу;

– перенесення спектра сигналу на ПЧ;

– вимірювання КФ $r(\tau_k) = \rho(\tau_k)$ при значенні затримки $\tau_k = k / f_{\text{пр}}$, кратній періоду ПЧ;

– вимірювання $r(\tau_{k+1}) = \rho(\tau_{k+1})$ при значенні затримки $\tau_{k+1} = \tau_k + 1 / f_{\text{пр}}$, кратній періоду ПЧ;

– вимірювання КФ $r(\tau_\alpha)$ при значенні затримки $\tau_\alpha = \tau_k + \alpha / f_{\text{пр}}$;

– розрахунок значення обвідної КФ $\rho(\tau_\alpha)$ інтерполяцією виміряних значень $r(\tau_k)$ і $r(\tau_{k+1})$ (функція $\rho(\tau)$ змінюється досить повільно в порівнянні з $r(\tau)$, щоб використати лінійну інтерполяцію: $\rho(\tau_\alpha) = \alpha r(\tau_{k+1}) + (1 - \alpha) r(\tau_k)$);

– визначення швидкості іоносферної плазми за формулою (2.7).

Використовуючи цифрові пристрої кореляційної обробки, необхідні затримки τ нескладно реалізувати завдяки використанню тактових імпульсів з частотою слідування, кратній проміжної, тобто $f_{\text{т}} = \eta f_{\text{пр}}$, для квантування прийнятого сигналу та керування пристроями зсуву. Це можна здійснити шляхом синтезу сигналу з тактовою частотою із сигналів гетеродинів приймача. У та-

кому разі $\alpha = l/n$, l – ціле число і

$$V_d = \frac{\lambda}{2\tau_l}\left[\frac{1}{2\pi}\arccos\frac{r(\tau_l)}{\rho(\tau_l)} - \frac{l}{n}\right]. \qquad (2.8)$$

На підставі цього принципу було реалізовано пристрій визначення швидкості руху іоносферної плазми, на яке отримано авторське свідоцтво на винахід [5].

Як змінюваний параметр у виразі (2.3) можна взяти Δf. Нехай в першому вимірі $\Delta f = \Delta f_1 = 0$, а в другому – $\Delta f = \Delta f_2 = \Delta F$, причому $\Delta F << f_{\text{пр}}$.

На підставі (2.4) запишемо систему рівнянь:

$$r_1(\tau_\alpha) = \rho(\tau_\alpha)\cos 2\pi\left[f_{\text{пр}} + (-1)^J f_d\right]\tau_\alpha,$$
$$r_2(\tau_\alpha) = \rho(\tau_\alpha)\cos 2\pi\left[f_{\text{пр}} + (-1)^J (\Delta F + f_d)\right]\tau_\alpha.$$

Тут як τ_α використовується затримка, що не є кратною періоду $1/f_{\text{пр}}$, за якою градієнт гармонічного заповнення КФ є високим.

Позначимо $s = r_1(\tau_\alpha)/r_2(\tau_\alpha)$, $g = 2\pi f_{\text{пр}}\tau_\alpha$, $d = 2\pi(-1)^J f_d\tau_\alpha$, $b = 2\pi(-1)^J \Delta F\tau_\alpha$.

Тоді $s = \dfrac{\cos(g+d)}{\cos(g+b+d)}$, і в результаті рішення системи рівнянь:

$$\operatorname{tg} d = \frac{s\cos(g+b) - \cos g}{s\sin(g+b) - \sin g},$$

звідки

$$f_d = \frac{1}{2\pi(-1)^{(J-1)}}\operatorname{arctg}\frac{s\cos(g+b) - \cos g}{s\sin(g+b) - \sin g}.$$

Використовуючи (2.2), остаточно отримаємо вираз для швидкості руху плазми [6]:

$$V_d = \frac{(-1)^{(J-1)}\lambda}{4\pi\tau_\alpha}\operatorname{arctg}\frac{\cos 2\pi f_{\text{пр}}\tau_\alpha - s\cos 2\pi\left[f_{\text{пр}} + (-1)^J \Delta F\right]\tau_\alpha}{\sin 2\pi f_{\text{пр}}\tau - s\sin 2\pi\left[f_{\text{пр}} + (-1)^J \Delta F\right]\tau_\alpha}. \quad (2.9)$$

У разі непарного J (в РПрП радара НР Інституту іоносфери $J = 3$)

$$V_d = \frac{\lambda}{4\pi\tau_\alpha}\operatorname{arctg}\frac{\cos 2\pi f_{\text{пр}}\tau_\alpha - s\cos 2\pi\left(f_{\text{пр}} - \Delta F\right)\tau_\alpha}{\sin 2\pi f_{\text{пр}}\tau_\alpha - s\sin 2\pi\left(f_{\text{пр}} - \Delta F\right)\tau_\alpha}. \quad (2.10)$$

Якщо в одному з вимірів кореляційної функції НР сигналу $\Delta f = 0$, а в іншому – ввести зміщення у частоту зондувального сигналу $\Delta f = \Delta F = 2f_{\text{пр}}$, а приймання здійснювати по "дзеркальному" (відносно частоти останнього гетеродина) каналу, швидкість руху плазми визначається виразом, отриманим аналогічно виразу попереднього варіанту (2.9):

$$V_d = \frac{(-1)^{(J-1)}\lambda}{4\pi\tau_\alpha}\operatorname{arctg}\left(\frac{1-s}{1+s}\operatorname{ctg}2\pi f_{\text{пр}}\tau_\alpha\right).$$

Введемо $s_\alpha = \dfrac{1-s}{1+s}$. Тоді

$$V_d = \frac{(-1)^{(J-1)}\lambda}{4\pi\tau_\alpha}\operatorname{arctg}\left(s_\alpha \operatorname{ctg}2\pi f_{\text{пр}}\tau_\alpha\right). \quad (2.11)$$

При виведенні виразу (2.11) були зроблені припущення щодо рівності довжин хвиль в одному й іншому вимірах. Оскільки проміжна частота $f_{\text{пр}}$, на якій здійснюється кореляційна обробка, на три порядки менша від носійної частоти f_0, відносна похибка обчислення V_d, що викликана цим припущенням складає величину $\delta V_d \approx 10^{-3}$.

Ця похибка повністю виключається, якщо зондування здійснювати з $\Delta f = 0$ (носійна частота дорівнює f_0), але останнє перетворення частоти в радіопри-

ймальному пристрої здійснювати за допомогою гетеродинів, різниця частот яких дорівнює подвоєній проміжній, тобто змінюючи величину J на 1. Це рівнозначно введенню зміщення в частоту останнього гетеродина $\Delta f = \Delta F = -2f_{\text{пр}}$ у другому вимірі. Таким чином, проводиться два вимірювання КФ сигналу НР $r_1(\tau_\alpha)$ та $r_2(\tau_\alpha)$, які відрізняються тим, що в одному з них спектр сигналу на виході РПрП є дзеркальним відображенням спектра в іншому вимірі.

На рис. 2.1, *б* показані КФ НР сигналу для цього випадку. Якщо рух плазми відсутній, спектри та кореляційні функції сигналів від першого та другого каналів приймача збігаються. При наявності руху спектри зміщуються в різні боки по відношенню до частоти $f_{\text{пр}}$, а високочастотні заповнення КФ зміщуються по осі затримок τ у протилежні боки (стискаються та розтягуються). При цьому збільшення КФ $\Delta r_1(\tau_\alpha)$ і $\Delta r_2(\tau_\alpha)$, що залежать від величини швидкості руху плазми, відрізняються знаками. Тому чутливість до змін швидкості вдвічі більше, ніж у метода, що відповідає (2.10) та рис. 2.1, *а*.

Початкові рівняння (2.3) приймають вигляд:

$$r_1(\tau_\alpha) = \rho(\tau_\alpha)\cos 2\pi\left[f_{\text{пр}} + (-1)^{(J-1)}\frac{2V_d}{\lambda}\right]\tau_\alpha ,$$

$$r_2(\tau_\alpha) = \rho(\tau_\alpha)\cos 2\pi\left[f_{\text{пр}} + (-1)^{J}\frac{2V_d}{\lambda}\right]\tau_\alpha .$$

Розв’язанням системи є вираз

$$V_d = \frac{(-1)^{(J-1)}\lambda}{4\pi\tau_\alpha}\operatorname{arctg}\left(s_\alpha \operatorname{ctg} 2\pi f_{\text{пр}}\tau_\alpha\right), \qquad (2.12)$$

що збігається з виразом попереднього варіанту (2.11).

При непарній кількості перетворень частоти

$$r_1(\tau_\alpha) = \rho(\tau_\alpha)\cos 2\pi\left(f_{\text{пр}} + \frac{2V_d}{\lambda}\right)\tau_\alpha\ ,$$
$$r_2(\tau_\alpha) = \rho(\tau_\alpha)\cos 2\pi\left(f_{\text{пр}} - \frac{2V_d}{\lambda}\right)\tau_\alpha\ , \qquad (2.13)$$

$$V_d = \frac{\lambda}{4\pi\tau_\alpha}\operatorname{arctg}\left(s_\alpha \operatorname{ctg} 2\pi f_{\text{пр}}\tau_\alpha\right). \qquad (2.14)$$

Останній варіант (2.14) є переважним. Відрізняючись простотою реалізації, він дозволяє за наявністю двох каналів пристрою обробки проводити обидва виміри одночасно (оскільки не потрібує змін параметрів зондувального сигналу) і, отже, значно зменшити статистичну похибку оцінки швидкості руху плазми при тій же тривалості сеансу [7].

Аналогічний результат досягається при використанні парних значень КФ $r(\tau_{\alpha 1})$ і $r(\tau_{\alpha 2})$, симетрично розташованих на осі затримок відносно значень КФ при затримках, кратних величині $1/f_{\text{пр}}$ (рис. 2.1, *в*).

В реальних умовах за допомогою кореляційної обробки здійснюється оцінка кореляційних функцій $\widetilde{r}_1(\tau)$ і $\widetilde{r}_2(\tau)$ шумоподібного НР сигналу, яка у загальному випадку відрізняється від дійсних значень $r_1(\tau)$ і $r_2(\tau)$ тим більше, чим менший час накопичення даних. Тому визначувана швидкість $\widetilde{V}_d$ також є оцінкою дійсної швидкості V_d і, з огляду на випадковий характер НР сигналу, у вирази (2.7–2.12), (2.14) замість $r(\tau)$, s, s_α і V_d підставляються $\widetilde{r}(\tau)$, $\widetilde{s}$, $\widetilde{s}_\alpha$ і $\widetilde{V}_d$. При $\tau = \tau_\alpha$ вираз (2.14) набирає вигляду

$$\widetilde{V}_d = \frac{\lambda}{4\pi\tau_\alpha}\operatorname{arctg}\left(\widetilde{s}_\alpha \operatorname{ctg} 2\pi f_{\text{пр}}\tau_\alpha\right). \qquad (2.15)$$

З наведених вище виразів видно, що, в принципі, можна визначати швидкість всього лише за значеннями КФ з однією вибраною затримкою $\tau = \tau_\alpha$.

З одного боку, необхідно забезпечити високий градієнт $r(\tau)$ при затримці $\tau = \tau_\alpha$. З іншого боку, величина затримки τ_α повинна бути в межах інтервалу кореляції НР сигналу, та значення обвідної КФ $\rho(\tau_\alpha)$ не має бути близьким до нуля, щоб уникнути значного зростання похибки визначення швидкості при $\rho(\tau_\alpha) \to 0$ (як це буде показано в розділі 2.2).

Параметри іоносфери відрізняються на різних висотах і змінюються за часом і зміною геофізичних умов. Відповідно зазнає змін і функція $\rho(\tau)$ (зокрема змінюються інтервал кореляції та затримки τ, при яких функція $\rho(\tau)$ перетинає ось абсцис) (див., наприклад, рис. 2.2 [8] і рис. 2.3, де наведено експериментальні дані та результати обчислення за міжнародною моделлю іоносфери IRI (International Reference Ionosphere). Тому, якщо одночасно вимірювати швидкість руху плазми на різних висотах іоносфери в геофізичних умовах, що змінюються, останню вимогу важко (або неможливо) забезпечити для всіх досліджуваних висот якщо визначати швидкість за значеннями КФ з однією дискретною затримкою τ_α.

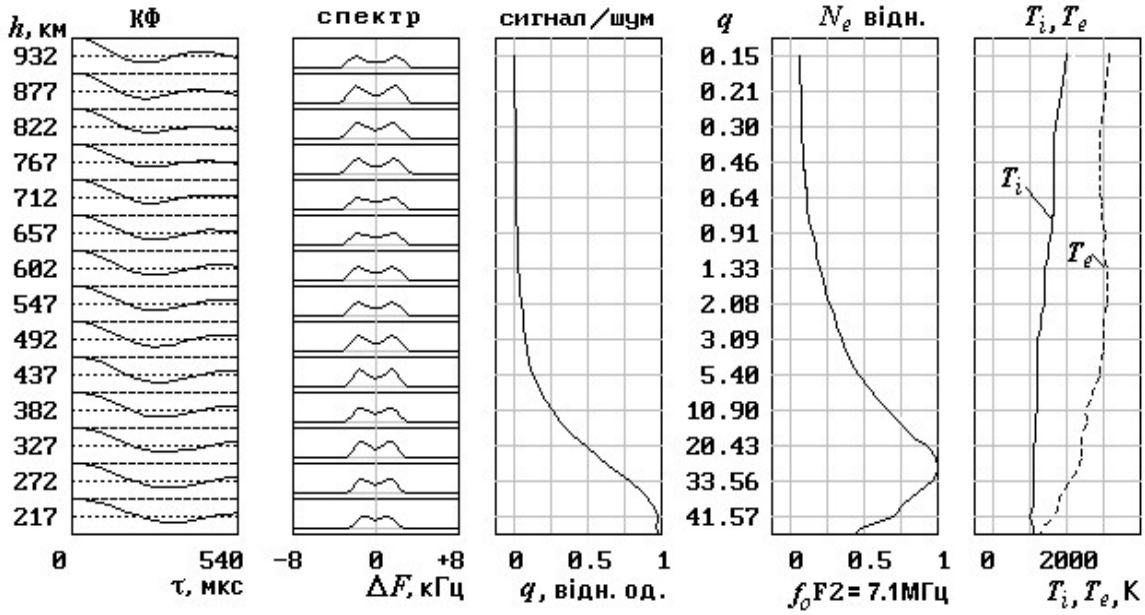
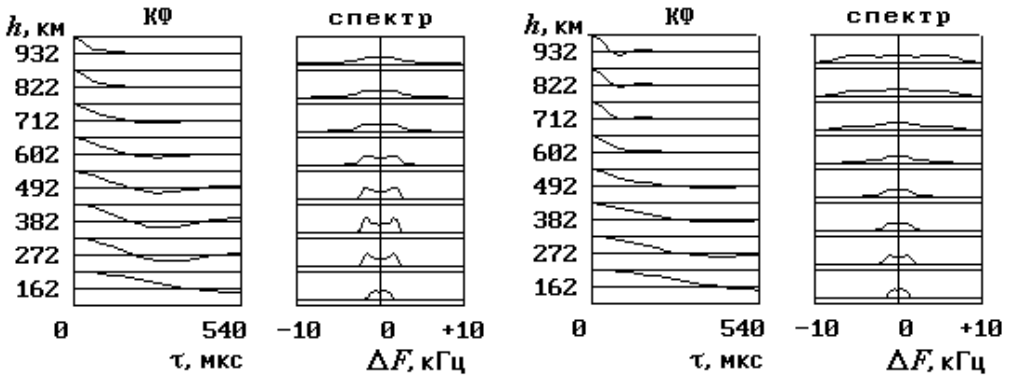


Рис. 2.2. Висотні залежності кореляційних функцій та спектрів НР сигналу, відношення сигнал/шум q (на графіку у відносних одиницях, праворуч від графіка – числові значення), нормованих значень концентрації електронів $N_e(h)_{\text{норм}}$, температур іонів $T_i(h)$ і електронів $T_e(h)$, виміряні радаром НР Інституту іоносфери



а *б*

Рис. 2.3. Висотні розподіли параметрів НР сигналу,
обчислені з міжнародної моделі іоносфери IRI для 12.08.1999 р.: *а* – день; *б* – ніч

Якщо для визначення швидкості використовувати оцінки декількох значень КФ з різними дискретними затримками, можна уникнути зниження точності за наведеною вище причини. Тим більше, що вимірювання V_d необхідно здійснювати одночасно з вимірюванням інших іоносферних параметрів (N_e, T_e, T_i, та ін.), що вимагає визначення коефіцієнтів кореляції НР сигналу для декількох дискретних затримок $\tau_к$. (Тут і надалі будемо використовувати замість індексу α при параметрі τ індекс k як номер відліків КФ.)

Зокрема, застосовуючи просте усереднення по n вимірам і використовуючи (2.15), отримуємо вираз для оцінки V_d за кількома виміряними значеннями КФ

$$\widetilde{V}_d = \frac{\lambda}{4\pi n}\sum_k \frac{1}{\tau_k}\operatorname{arctg}\left(\widetilde{s}_\alpha \operatorname{ctg} 2\pi f_{\text{пр}}\tau_k\right). \qquad (2.16)$$

Більш високої точності можна досягти, використовуючи для оцінювання V_d метод найменших квадратів. Для кожної дискретної затримки $\tau_к$ проводиться два виміри КФ НР сигналу $\widetilde{r}_1(\tau)$ і $\widetilde{r}_2(\tau)$ зі зміненими умовами формування або приймання сигналу. Як наведено в [6, 9], швидкість руху плазми визначається мінімізацією отриманого з (2.13) функціоналу

$$\widetilde{L}(V)=\sum_k\left[\frac{\widetilde{r}_1(\tau_k)}{C_1(V,\tau_k)}-\frac{\widetilde{r}_2(\tau_k)}{C_2(V,\tau_k)}\right]^2 \tag{2.17}$$

або

$$\widetilde{L}(V)=\sum_k\left[\frac{\widetilde{r}_1(\tau_k)}{\widetilde{r}_2(\tau_k)}-C(V,\tau_k)\right]^2 P(\tau_k), \tag{2.18}$$

де $C_1(V,\tau_k)=\cos 2\pi\left(f_{\text{пр}}+2V/\lambda\right)\tau_k$; $C_2(V,\tau_k)=\cos 2\pi\left(f_{\text{пр}}-2V/\lambda\right)\tau_k$;

$C(V,\tau_к) = C_1(V,\tau_к)/C_2(V,\tau_к)$; $P(\tau_к)$ – вагова функція, що враховує точність вимірювання значень КФ.

Обидва функціонали рівнозначні, проте функціонал (2.18) вимагає певних апріорних знань. Зокрема, як вагова функція $P(\tau_к)$ може бути використана функція, пропорційна виміряним або модельним (для цих умов вимірювання) значенням обвідної КФ $\rho(\tau_к)$. У функціоналі (2.17) зважування здійснюється без будь-яких додаткових даних.

Мінімум $\widetilde{L}(V)$ визначається перебором дискретних значень величини V в межах обраних граничних значень з кроком, рівним, наприклад, 1 м/с, що забезпечує точність, достатню для розв'язання геофізичних задач.

На підставі (2.13) аналогічно (1.21) можна записати «кореляційний» функціонал, за яким шукана швидкість V_d визначається пошуком його максимуму:

$$\widetilde{F}(V)=\frac{\left[\sum_k \widetilde{r}_1(\tau_k)\widetilde{r}_2(\tau_k)\cos(\varphi_{0k}+\varphi_{\tau k})\cos(\varphi_{0k}-\varphi_{\tau k})\right]^2}{\sum_k \widetilde{r}_1^{\,2}(\tau_k)\cos^2(\varphi_{0k}-\varphi_{\tau k})\sum_k \widetilde{r}_2^{\,2}(\tau_k)\cos^2(\varphi_{0k}+\varphi_{\tau k})}, \tag{2.19}$$

де $\varphi_{0k}=2\pi f_{\text{пр}}\tau_k$, $\varphi_{\tau k}=4\pi\tau_k V/\lambda$.

Для всіх варіантів величина дискретних затримок τ_k вибирається, виходячи з очікуваної форми КФ НР сигналу (на підставі апріорної інформації про характер $\rho(\tau)$ в різний час доби, року, для конкретних висот) і залежності зміни $r(\tau)$

від малих доплерівських добавок частоти [6, 7].

Наведені вище методи вимірювання швидкості іоносферної плазми не вимагають використання теоретичних передумов. Це особливо важливо для вимірювань в умовах природних і штучних збурень іоносфери через принципову неможливість побудови моделі, що точно описує характеристики реальних НР сигналів.

Позитивним ефектом використання прямих методів визначення швидкості за характерними точками КФ НР сигналу на ПЧ є значне зменшення кількості необхідних для обробки відліків КФ (без погіршення точності визначення V_d) у порівнянні з методами, побудованими на порівнянні виміряних КФ сигналу на проміжній частоті з теоретичними КФ. Це дозволяє проводити вимірювання V_d і інших параметрів іоносфери одночасно на багатьох висотах іоносфери з достатньою висотною роздільною здатністю в реальному масштабі часу.

Перевага вимірювання КФ НР сигналу на ПЧ за характерними точками для визначення швидкості плазми до появи сучасної високопродуктивної обчислювальної техніки полягала в істотному зменшенні обчислювального обладнання та часу обчислень.

2.2. Аналіз алгоритмів оцінки швидкості руху іоносферної плазми

При розв'язанні зворотної радіофізичної задачі – оцінюванні швидкості руху іоносферної плазми статистичні похибки є неминучими. Їх величина, зокрема, залежить від методики обробки сигналу. У зв'язку з цим становить інтерес аналіз статистичних показників оцінки швидкості та вибір оптимального алгоритму обробки [10, 11].

Методика вимірювань іоносферних параметрів містить у собі визначення КФ НР сигналу як різниця оцінок КФ суміші сигнал+шум і КФ шуму:

$$\widetilde{R}(h,\tau_k) = \widetilde{R}_{\text{сш}}(h,\tau_k) - \widetilde{R}_{\text{ш}}(\tau_k), \qquad h = ct/2.$$

НР сигнал і шум є незалежними випадковими процесами, які підпорядковуються нормальному закону розподілу, центровані. До того ж інтервал кореляції шуму обумовлюється скінченною смугою пропускання радіоприймального тракту. Оцінка КФ суміші сигнал+шум для висоти $h = ct/2$, що відповідає затримці часу t відносно початку періоду посилок зондувального сигналу, та КФ шуму за кількома вимірами в кінці періоду посилок (відповідному радіолокаційній розгортці дальності), де передбачається відсутність НР сигналу, проводиться згідно виразами:

$$\begin{aligned} \widetilde{R}_{\text{сш}}(h,\tau_k) &= \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} u_{\text{сш}}(t)_i\, u_{\text{сш}}(t+\tau_k)_i; \\ \widetilde{R}_{\text{ш}}(\tau_k) &= \frac{1}{NM}\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{M} u_{\text{ш}}(t)_{ij}\, u_{\text{ш}}(t+\tau_k)_{ij}, \end{aligned} \tag{2.20}$$

де $u(t)$ – миттєві значення напруги вихідного сигналу приймача; N – кількість незалежних вимірів з конкретної висоти h, для кожного окремого значення КФ з певною затримкою τ_k; M – кількість незалежних вимірів шуму в кожній реалізації (тобто в кожному періоді посилок). Тут k – ціле число, що позначає номер відліку КФ, зокрема, $\tau_k = k\Delta\tau$ або $\tau_k = (k+\alpha)\Delta\tau$, де $\Delta\tau$ – крок за затримкою, α – раціональне число, менше одиниці.

Вважаємо, що протягом часу, що дорівнює періоду посилок зондувальних імпульсів, кореляція сигналу повністю руйнується, та пари сигналів $u_{\text{сш}}(t)$, $u_{\text{сш}}(t+\tau_k)$ сусідніх реалізацій незалежні. У разі зондування здвоєними імпульсами вважаємо фільтри приймача досить широкосмуговими, щоб за обраних затримках τ_k було відсутнє накладення відгуку від першого імпульсу пари на відгук від другого імпульсу. Приймаємо також допущення щодо стаціонарності сигналу та шуму.

Оцінку нормованої КФ НР сигналу $\widetilde{r}(\tau_k) = \widetilde{R}(\tau_k)/\widetilde{R}(0)$, що використовується для визначення параметрів іоносфери, в тому числі та швидкості руху

плазми, представимо у вигляді:

$$\widetilde{r}(\tau_k)=\frac{\widetilde{R}(\tau_k)}{\widetilde{R}(0)}=\frac{R(\tau_k)(1+\varepsilon_{\tau k})}{R(0)(1+\varepsilon_{\tau 0})}=r(\tau_k)\frac{1+\varepsilon_{\tau k}}{1+\varepsilon_{\tau 0}}=\rho(\tau_k)f\left(\tau_k,V_d\right)\frac{1+\varepsilon_{\tau k}}{1+\varepsilon_{\tau 0}}, \qquad (2.21)$$

де $\varepsilon_{\tau k}$ і $\varepsilon_{\tau 0}$ – випадкові відносні похибки оцінок ненормованих КФ $R(\tau_k)$ і $R(0)$; $f(\tau_k,V_d)$ – аналітично задана функція від затримки та швидкості руху плазми, яка визначається методикою вимірювання. Зокрема, для методу вимірювання швидкості, заснованого на обробці сигналів на виході двох приймальних каналів, КФ яких описуються виразами (2.13), на підставі цих виразів і (2.21) отримаємо:

$$\begin{cases}\widetilde{r}_1(\tau_k)=\rho(\tau_k)\cos(\varphi_{0k}+\varphi_{d\tau k})\dfrac{1+\varepsilon_{\tau k1}}{1+\varepsilon_{\tau 01}};\\ \widetilde{r}_2(\tau_k)=\rho(\tau_k)\cos(\varphi_{0k}-\varphi_{d\tau k})\dfrac{1+\varepsilon_{\tau k2}}{1+\varepsilon_{\tau 02}},\end{cases}$$

де $\varphi_{0k}=2\pi f_{\text{пр}}\tau_k$, $\varphi_{d\tau k}=4\pi\tau_k V_d/\lambda$ – фазовий зсув, обумовлений рухом плазми зі швидкістю V_d уздовж променя радара. У режимі зондування здвоєними імпульсами обвідна нормованої КФ $\rho(\tau)$ збігається з АКФ флуктуацій іоносферної плазми [3]. Тут і далі для спрощення запису аргумент h у виразах для КФ опускаємо.

При необмеженому збільшенні кількості вибірок асимптотично точні значення швидкості V_d можна знайти за допомогою отриманих у розділі 2.1 співвідношень (2.15), (2.17), (2.19) [6], що випливають з (2.13). Запишемо відповідні вирази в більш наочному для подальшого розгляду вигляді: для визначення швидкості за значеннями КФ при одній дискретній затримці τ_k.

$$\widetilde{V}_d=\frac{\lambda}{4\pi\tau_k}\operatorname{arctg}\left[\frac{1-\widetilde{r}_1(\tau_k)/\widetilde{r}_2(\tau_k)}{1+\widetilde{r}_1(\tau_k)/\widetilde{r}_2(\tau_k)}\operatorname{ctg}\varphi_{0k}\right] \qquad (2.22)$$

або за значеннями КФ при декількох дискретних затримках шляхом пошуку мінімуму виразу

$$\widetilde{L}(V)=\sum_k\left[\frac{\widetilde{r}_1(\tau_k)}{\cos(\varphi_{0k}+\varphi_{\tau k})}-\frac{\widetilde{r}_2(\tau_k)}{\cos(\varphi_{0k}-\varphi_{\tau k})}\right]^2 \tag{2.23}$$

або пошуку максимуму виразу

$$\widetilde{F}(V)=\frac{\left[\sum_k\widetilde{r}_1(\tau_k)\widetilde{r}_2(\tau_k)\cos(\varphi_{0k}+\varphi_{\tau k})\cos(\varphi_{0k}-\varphi_{\tau k})\right]^2}{\sum_k\widetilde{r}_1^{\,2}(\tau_k)\cos^2(\varphi_{0k}-\varphi_{\tau k})\sum_k\widetilde{r}_2^{\,2}(\tau_k)\cos^2(\varphi_{0k}+\varphi_{\tau k})}, \tag{2.24}$$

де $\varphi_{0k}=2\pi f_{\text{пр}}\tau_k$, $\varphi_{\tau k}=4\pi\tau_k V/\lambda$, $V_d=V$ коли $\widetilde{L}(V)=\min$ або $\widetilde{F}(V)=\max$.

Аналітичні дослідження статистичних похибок, а саме зміщення оцінок та їхніх середньоквадратичних відхилень від істинних значень, при скінченній кількості вибірок здійснити важко. Разом з тим, очевидно, визначення цих характеристик необхідно, зокрема з точки зору порівняння точності алгоритмів.

Ефективним засобом розв'язання цієї задачі є обчислювальний експеримент статистичного моделювання процедур оцінювання V_d.

Статистичне моделювання. Будемо вважати, що здійснюється накопичення великої кількості результатів незалежних вимірювань (період слідування зондувальних імпульсів значно перевищує часи кореляції НР сигналу та шуму та $N>>1$). Тоді, з огляду на незміщеність оцінок $\widetilde{R}_{\text{сш}}(\tau_k)$, $\widetilde{R}_{\text{ш}}(\tau_k)$ і, отже, $\widetilde{R}(\tau_k)$, похибки $\varepsilon_{\tau k}$ і ε_{τ_0} є розподіленими за нормальним законом, причому $\mathrm{E}\{\varepsilon_{\tau k}\}=\mathrm{E}\{\varepsilon_{\tau 0}\}=0$, де E – символ математичного очікування.

Можна показати, що, з огляду на те, що $N>>1$, $\varepsilon_{\tau k}$ і ε_{τ_0} є статистично незалежними. Позначимо: $\sigma_{\tau k}^2=\mathrm{E}\left\{\varepsilon_{\tau k}^2\right\}$, $\sigma_0^2=\mathrm{E}\left\{\varepsilon_{\tau 0}^2\right\}$.

Метод статистичного моделювання полягає в багаторазовому «зашумуванні» обраної теоретичної АКФ при певних дисперсіях σ_0^2 і $\sigma_{\tau k}^2$. Алгоритм

моделювання містить наступне:

– введення початкових даних (швидкості V_d, відношення сигнал/шум q, значення температури іонів T_i, відношення температур електронів та іонів $\beta = T_e/T_i$, маси іонів m_i, кількості незалежних вимірів N та ін.);

– визначення значень теоретичної АКФ іоносферної плазми відповідно до отриманого з (1.14), (1.15) або [12] виразу для двокомпонентної (електрони та іони O^+) плазми області F іоносфери:

$$\rho_T(\tau_k) = \frac{2(1+\beta)}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{e^{-\theta^2} \cos\frac{\theta\tau_k}{a} d\theta}{\{1+\beta[1-\varphi(\theta)]\}^2 + \pi\beta^2\theta^2 e^{-2\theta^2}}, \qquad (2.25)$$

де $\varphi(\theta) = 2\theta e^{-\theta^2} \int_0^{\theta} e^{x^2} dx$, $a = \frac{\lambda}{4\pi}\sqrt{\frac{m_i}{2\kappa T_i}}$,

– обчислення σ_0 і вектора значень $\sigma_{\tau k}$,

– формування масивів випадкових чисел $\xi_1(j)$, $\xi_2(j)$, $\xi_3(j)$, …, $\xi_n(j)$, значення яких підпорядковуються нормальному закону розподілу з нульовим математичним очікуванням і дисперсією що дорівнює одиниці, ($j = [1, m]$, m – ціле число, $m >> 1$),

– обчислення масивів випадкових чисел $\varepsilon_{\tau 01}(j) = \sigma_0\xi_1(j)$, $\varepsilon_{\tau 02}(j) = \sigma_0\xi_2(j)$, $\varepsilon_{\tau k1}(j) = \sigma_{\tau k}\xi_l(j)$, $\varepsilon_{\tau k2}(j) = \sigma_0\xi_l(j)$, l – номер відповідного масиву $\xi_1(j)$,

– багатократне обчислення «зашумленої» КФ за формулою:

$$\begin{cases} \widetilde{r}_1(\tau_k) = \rho_T(\tau_k)\cos(\varphi_{0k} + \varphi_{d\tau k})\dfrac{1+\varepsilon_{\tau k1}}{1+\varepsilon_{\tau 01}}, \\ \widetilde{r}_2(\tau_k) = \rho_T(\tau_k)\cos(\varphi_{0k} - \varphi_{d\tau k})\dfrac{1+\varepsilon_{\tau k2}}{1+\varepsilon_{\tau 02}}, \end{cases}$$

– визначення параметра $\widetilde{V}_{dj}$ для ряду реалізацій з використанням виразу

(2.22), (2.23), (2.24) (або аналогічного) для кожного конкретного вектора $\rho_I(\tau_k)$,

– оцінку статистичних характеристик:

Зміщення

$$\Delta_V = \frac{1}{m}\sum_{j=1}^{m}(\widetilde{V}_{dj} - V_d)$$

і середньоквадратичного відхилення

$$\sigma_V = \sqrt{\frac{1}{m}\sum_{j=1}^{m}(\widetilde{V}_{dj} - V_d)^2}\,.$$

Обсяг вибірки *m* приймається, виходячи з необхідної точності оцінок.

Знайдемо необхідні для моделювання вирази, що визначають σ_0 і $\sigma_{\tau k}$ (опускаючи для спрощення індекси *k*).

Дисперсія оцінки КФ суміші сигнал+шум дорівнює

$$\sigma^2_{R_{\text{сш}}} = \mathrm{E}\left\{\left[\widetilde{R}_{\text{сш}}(\tau) - R_{\text{сш}}(\tau)\right]^2\right\} = \mathrm{E}\left\{\widetilde{R}^2_{\text{сш}}(\tau)\right\} - R^2_{\text{сш}}(\tau).$$

Використовуючи вираз (2.20) і [13], отримаємо

$$\sigma^2_{R\,\text{сш}} = \frac{1}{N^2}\sum_{i,j=1}^{N}\mathrm{E}\left\{u_{\text{сш}}(t)_i\, u_{\text{сш}}(t+\tau)_i\, u_{\text{сш}}(t)_j\, u_{\text{сш}}(t+\tau)_j\right\} - R^2_{\text{сш}}(\tau) = \frac{R^2_{\text{сш}}(0) + R^2_{\text{сш}}(\tau)}{N}.$$

Аналогічно дисперсія оцінки АКФ шуму

$$\sigma^2_{R_{\text{ш}}} = \frac{R^2_{\text{ш}}(0) + R^2_{\text{ш}}(\tau)}{NM}.$$

Враховуючи що $R^2_{\text{сш}}(0) = \left[R(0) + R_{\text{ш}}(0)\right]^2 = R^2(0)\left(1 + 2/q + 1/q^2\right)$, де $q = R(0)/R_{\text{ш}}(0)$ – відношення сигнал/шум, і

$$R^2_{\text{сш}}(\tau) = R^2(\tau) + 2R(\tau)R_{\text{ш}}(\tau) + R^2_{\text{ш}}(\tau) = r^2(\tau)R^2(0)\left[1 + \frac{2}{q}\frac{r_{\text{ш}}(\tau)}{r(\tau)} + \frac{1}{q^2}\frac{r^2_{\text{ш}}(\tau)}{r^2(\tau)}\right],$$

отримаємо вираз для дисперсії КФ сигналу НР:

$$\sigma^2_R = \sigma^2_{R_{\text{сш}}} + \sigma^2_{R_{\text{ш}}} =$$
$$= \frac{1}{N}\left\{R^2(0)\left(1 + \frac{2}{q} + \frac{1}{q^2}\right) + r^2(\tau)R^2(0)\left[1 + \frac{2}{q}\frac{r_{\text{ш}}(\tau)}{r(\tau)} + \frac{1}{q^2}\frac{r^2_{\text{ш}}(\tau)}{r^2(\tau)}\right] + \frac{R^2(0)}{Mq^2}\left[1 + r^2_{\text{ш}}(\tau)\right]\right\} =$$
$$= \frac{R^2(0)}{N}\left[1 + \frac{2}{q} + \frac{1}{q^2} + r^2(\tau) + \frac{2}{q}r_{\text{ш}}(\tau)r(\tau) + \frac{1}{q^2}r^2_{\text{ш}}(\tau) + \frac{1}{Mq^2} + \frac{r^2_{\text{ш}}(\tau)}{Mq^2}\right] =$$
$$= \frac{R^2(0)}{N}\left\{1 + r^2(\tau) + \frac{2}{q}\left[1 + r_{\text{ш}}(\tau)r(\tau)\right] + \frac{1}{Mq^2}(M+1)\left[r^2_{\text{ш}}(\tau) + 1\right]\right\}.$$

При цьому

$$\sigma^2_\tau = \frac{\sigma^2_R}{R^2(\tau)} = \frac{1}{Nr^2(\tau)}\left\{1 + r^2(\tau) + \frac{2}{q}\left[1 + r_{\text{ш}}(\tau)r(\tau)\right] + \frac{M+1}{Mq^2}\left[r^2_{\text{ш}}(\tau) + 1\right]\right\}. \quad (2.26)$$

У разі $\tau = 0$ приходимо до виразу:

$$\sigma_0{}^2 = \frac{2}{N}\left(1 + \frac{2}{q} + \frac{M+1}{Mq^2}\right). \quad (2.27)$$

Оскільки зазвичай виконується співвідношення $r_{\text{ш}}(\tau) << 1$ (що досягається вибором ширини смуги пропускання фільтра приймача), вираз (2.26) можна спростити:

$$\sigma^2_\tau \approx \frac{1}{Nr^2(\tau)}\left[1 + r^2(\tau) + \frac{2}{q} + \frac{M+1}{Mq^2}\right] \approx \frac{1}{r^2(\tau)}\left[\frac{r^2(\tau)}{N} + \frac{\sigma^2_0}{2}\right].$$

Зазвичай $N >> 1$, і виконується співвідношення $r^2(\tau)/N << \sigma^2_0/2$. Тому

$$\sigma_\tau^2 \approx \frac{\sigma_0^2}{2r^2(\tau)}. \qquad (2.28)$$

Розгалуження сигналів по двох каналах здійснюється у вихідному тракті РПрП, обробка сигналів однакова і, отже, дисперсії оцінки потужностей сигналів цих каналів рівні, тобто $\sigma_{01}^2 = \sigma_{02}^2 = \sigma_0^2$.

Отже, на підставі (2.27), (2.28) отримуємо шукані вирази:

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{2}{N}\left(1 + \frac{2}{q} + \frac{M+1}{Mq^2}\right)};$$

$$\sigma_{\tau k1,2} = \frac{\sigma_0}{\sqrt{2}r_{1,2}(\tau_k)} = \frac{\sigma_0}{\sqrt{2}\rho_T(\tau_k)f_{1,2}(\tau_k, V_d)},$$

де $r_{1,2}(\tau_k)$ (або $f_{1,2}(\tau_k,V_d)$) визначаються початковими співвідношеннями для КФ НР сигналу. Зокрема, для методів (2.22), (2.23), (2.24)

$$\sigma_{\tau k1,2} = \frac{\sigma_0}{\sqrt{2}\rho_T(\tau_k)\cos(\varphi_{0k} \pm \varphi_{d\tau k})} = \frac{\sigma_0}{\sqrt{2}\rho_T(\tau_k)\cos 2\pi(f_{\text{пр}} \pm 2V_d/\lambda)\tau_k}.$$

Для моделювання використовувались дані, характерні для радара НР метрового діапазону хвиль Інституту іоносфери, що працює в режимі зондування здвоєними радіоімпульсами, ($\tau_k = (9k+1)/3f_{\text{пр}}$, де $k = 7...12$, ($\Delta\tau = 1/9f_{\text{т}} = 1/3f_{\text{пр}}$); до того ж $\varphi_{0k} = \varphi_0 = 2\pi/3$ для будь-якого індексу k; $f_{\text{пр}} = 77$ кГц; $\lambda \approx 2$ м; $M = 10$). Залучалися звичайні для області F середньо-широтної іоносфери значення іоносферних параметрів (обчислені за формулою (2.25) обвідні КФ НР сигналу для ряду комбінацій іоносферних параметрів наведені на рис. 2.4).

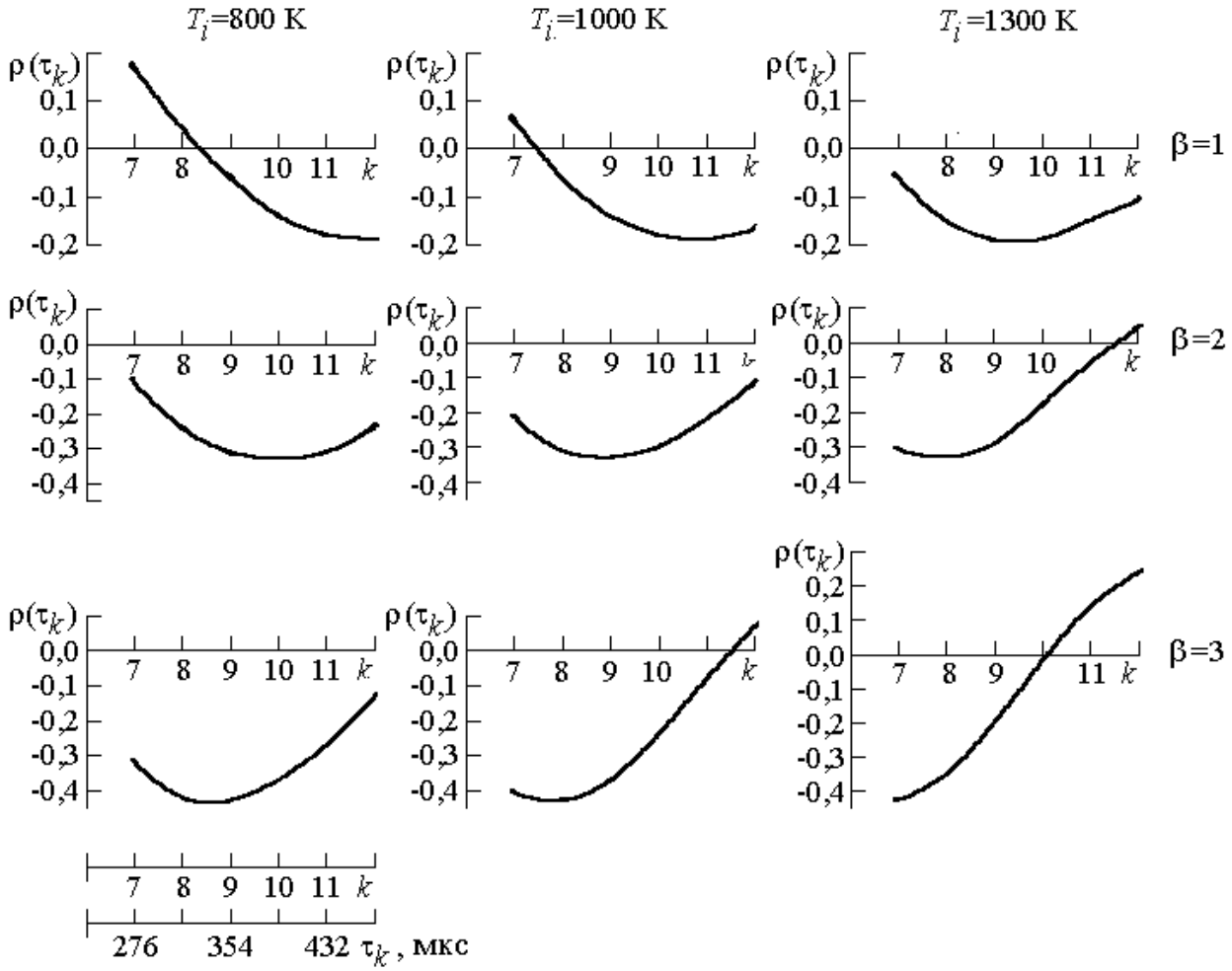


Рис. 2.4. Нормовані кореляційні функції НР сигналу для різних комбінацій T_i та $\beta = T_e / T_i$

Кількість незалежних відліків у більшості варіантів приймалося рівним $N = 70000$ для алгоритму (2.22) (для кожного з двох каналів приймача проводиться оцінка значення КФ $R(\tau_k)$ для однієї дискретної затримки τ_k і потужності $R(0)$) і $N = 20000$ для алгоритмів (2.23) і (2.24) (оцінка семи значень КФ, зокрема $R(0)$, здійснюється послідовно). Це відповідає сеансу вимірювань тривалістю приблизно 10 хвилин у разі паралельної обробки сигналів двох каналів приймача або близько 20 хвилин у разі послідовної обробки. Обсяг вибірки m був обраний, виходячи зі статистичної довірчої ймовірності експерименту з одного боку та тривалості його проведення з іншого. Задаючись похибкою оцінки середньоквадратичного відхилення та зміщення швидкості 1–5% і з огляду на те, що середньоквадратичне відхилення оцінок зворотно пропорційно $\sqrt{m}$, отримано, що $m = 100$.

За допомогою критерію узгодженості Пірсона перевірялась гіпотеза про нормальний розподіл випадкових чисел у масивах, що генеруються $\xi(j)$ з метою переконатися в коректності їх використання, а також даних масивів швидкостей, отриманих за однакових умов числового експерименту. Перевірка показала відповідність закону розподілення чисел $\xi(j)$ нормальному. Для швидкостей V_d також підтвердилась гіпотеза про нормальність, що дає змогу легко оцінити достовірність (довірчий інтервал оцінки швидкості плазми). Крім того, це дає можливість у разі потреби здійснювати згладжування результатів вимірювань як за висотою, так і за часом.

Результати числового експерименту. Залежності статистичних похибок оцінки швидкості руху плазми від різних факторів наведено на рис. 2.5. Їх аналіз показує, що середньоквадратична похибка σ_V і зміщення Δ_V значною мірою залежать від методики обробки. Так, у разі визначення швидкості за значеннями КФ з однією обраною затримкою τ_k можливе значне зростання похибки, якщо $\rho(\tau_k)$ близька до нуля (див. рис. 2.5, *а*). Ця обставина ускладнює застосування алгоритму (2.22) (а також всіх аналогічних алгоритмів, що використовують значення КФ з однією τ_k) для вимірювання швидкості в широкому діапазоні висот іоносфери та вимагає апріорних даних щодо стану іоносфери для вибору конкретної затримки τ_k.

Розрахунки показали, що у разі оцінювання за кількома значеннями КФ з різними τ_k залежність σ_V від параметрів T_i, $\beta = T_e/T_i$ проявляється набагато менше. Зокрема це видно з порівняння σ_V, що отримані за допомогою алгоритмів (2.22) (рис. 2.5, *а*) і (2.24) (рис. 2.5, *б*) з використанням одних і тих самих початкових даних. ($V_d = -20$ м/с, $q = 0{,}5$, $T_i = 800$ К або 1300 К, $\beta = 1$ або 3). Загалом, розрахунки показали, що в діапазоні значень T_i [600 ... 1300 К] відмінності в значеннях σ_V не перевищують 50% (при $\beta > 1$, $q > 0{,}1$, $N = 20000$, $V_d = -20$ м/с). Причому, поведінка σ_V залежить від величини β. При $\beta \approx 1$ (нічна іоносфера та нижня частина денної іоносфери) σ_V зростає при деяких значеннях T_i в 1,5–2 рази.

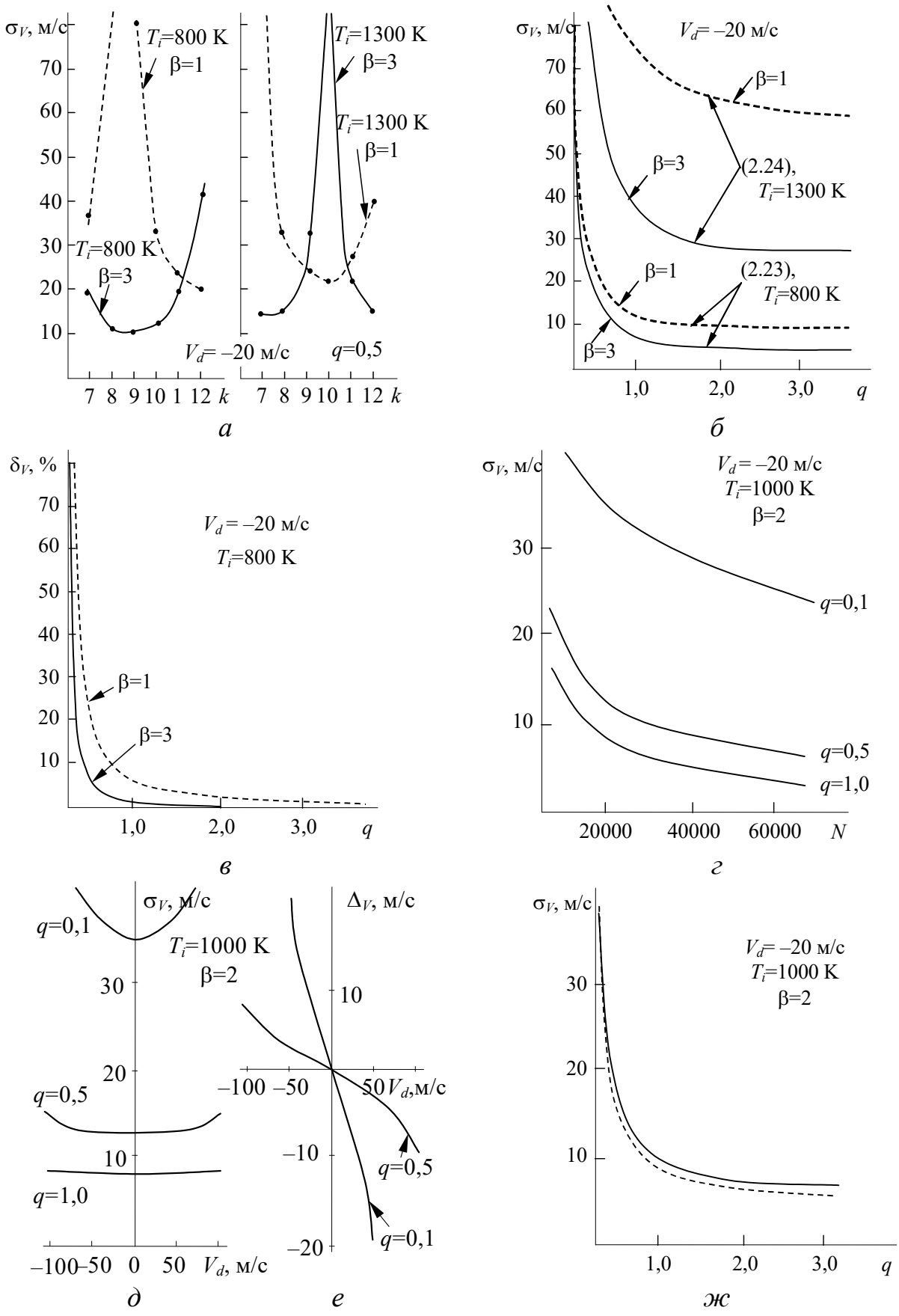


Рис. 2.5. Статистичні похибки оцінки швидкості руху плазми

Основними параметрами, що впливають на σ_V і Δ_V, є q і N. На рис. 2.5, *б* наведено залежності $\sigma_V(q)$ з використанням алгоритмів (2.23) і (2.24) для найбільш сприятливого випадку (суцільні лінії), коли комбінація значень параметрів T_i і β дає мінімальну похибку σ_V, і найбільш несприятливого (штрихові), коли σ_V максимальна. На рис. 2.5, *в* наведено залежності модуля відносного зміщення $\delta_V = |\Delta_V / V|$ від q. Рис. 2.5, *б* показує явну перевагу варіанту обробки за алгоритмом (2.23) над (2.24). Оскільки як робочий обрано алгоритм (2.23), подальший аналіз стосується саме його. Видно, що при збільшенні q понад 0,5 величина σ_V зменшується незначно, сягаючи певної межі $\sigma_{V\infty}$. Наявність $\sigma_{V\infty}$ при великих значеннях відношення сигнал/шум пояснюється шумовою природою самого НР сигналу. Зменшення q нижче 0,5 призводить до швидкого збільшення σ_V, яке при $q = 0{,}1$ сягає величини порядку 35–40 м/с.

Залежність σ_V від кількості незалежних вимірів N кожного значення КФ (рис. 2.5, *г*) досить точно апроксимується виразом $\sigma_V = a/N^b$, де a і b ($b \approx 0{,}5$) визначаються q, T_i, T_e і іншими параметрами. Апроксимація здійснювалася методом найменших квадратів.

На рис. 2.5, *д* і 2.5, *е* наведено залежності складових статистичної похибки від істинного значення швидкості V_d. Видно, що σ_V залежить від V_d тим більше, чим менше відношення сигнал/шум. При $q > 0{,}8$ значення σ_V практично не залежить від V_d ($-100 < V_d < +100$ м/с). При малих q спостерігається мінімум σ_V, коли V_d наближається до нуля.

З рис. 2.5, *в* і 2.5, *е* видно, що при даному методі обробки є зміщення оцінюваної швидкості, яке залежить від відношення сигнал/шум, тобто від статистичного розкиду виміряних значень КФ. Це зміщення викликано несиметричністю нелінійної функції заповнення КФ для ординат КФ $r_1(\tau_k)$ і $r_2(\tau_k)$, що мають великий розкид виміряних значень. Якщо використовувати дві пари вимірів, що відповідають кожній k-й точці КФ

$$\begin{cases} r_1(\tau_{k-}) = \rho(\tau_{k-})\cos(\varphi_{0k} - \varphi_{d\tau k}), \\ r_2(\tau_{k-}) = \rho(\tau_{k-})\cos(\varphi_{0k} + \varphi_{d\tau k}), \\ r_1(\tau_{k+}) = \rho(\tau_{k+})\cos(\varphi_{0k} + \varphi_{d\tau k}), \\ r_2(\tau_{k+}) = \rho(\tau_{k+})\cos(\varphi_{0k} - \varphi_{d\tau k}), \end{cases} \tag{2.29}$$

визначаючи V_d за допомогою мінімізації отриманого з (2.29) функціоналу [9]

$$\widetilde{L}(V) = \sum_k \left\{ \left[\frac{\widetilde{r}_1(\tau_{k+})}{\cos(\varphi_{0k} + \varphi_{\tau k+})} - \frac{\widetilde{r}_2(\tau_{k+})}{\cos(\varphi_{0k} - \varphi_{\tau k+})} \right]^2 + \left[\frac{\widetilde{r}_1(\tau_{k-})}{\cos(\varphi_{0k} - \varphi_{\tau k-})} - \frac{\widetilde{r}_2(\tau_{k-})}{\cos(\varphi_{0k} + \varphi_{\tau k-})} \right]^2 \right\},$$

можна звести зміщення ΔV_d до величини, близької до нуля. Відзначимо, що для радара НР Інституту іоносфери при обробці сигналу на проміжній частоті $\varphi_{0k} = 2\pi/3$ для будь-яких k, а затримки $\tau_{k-} = (9k-1)/3f_{\text{пр}}$ і $\tau_{k+} = (9k+1)/3f_{\text{пр}}$.

В процесі моделювання виявлено, що ефект, отриманий усуненням впливу шумових завад, які при зондуванні іоносфери здвоєними радіоімпульсами викликані розсіянням сигналів від висотних інтервалів, розташованих на відстані $c\tau/2$ вище та нижче досліджуваної висотної ділянки, незначний. Так, якщо $q < 0{,}5$, значення σ_V практично збігаються, а при $q > 0{,}5$ відмінність значень σ_V не перевищує 30%, тоді як сама величина σ_V мала (див. рис. 2.5, *ж*, де суцільною та пунктирною лініями позначена залежність $\sigma_V(q)$ відповідно за наявності та відсутності завад). Це можна пояснити тим, що в разі малих відношень сигнал/шум q величина σ_V обумовлена здебільшого дисперсією шуму, а в разі великих q внесок дисперсії шуму незначний порівняно з вкладом від дисперсій корисного та заважального випадкових сигналів.

Результати математичного моделювання узгоджуються з результатами оцінок за реальними вимірами V_d на радарі НР.

Аналіз результатів моделювання показує ефективність застосовуваної методики визначення швидкості руху іоносферної плазми [6, 14, 15], що, зокрема,

пов'язано зі зниженням ваги близьких до нуля значень КФ, які беруть участь в обробці.

2.3. Визначення швидкості руху іоносферної плазми з використанням обробки сигналу на низькій частоті

Розглянемо можливості зменшення статистичної похибки визначення V_d шляхом вдосконалення алгоритму обробки НР сигналу на низькій частоті при зондуванні іоносфери поодинокими радіоімпульсами [16, 17].

Методика вимірювання V_d [18] містить оцінку для кожного елемента висоти зондування $h = ct_j/2$ квадратурних складових КФ $\widetilde{R}_{\cos}(t_j, \tau_k)$ і $\widetilde{R}_{\sin}(t_j, \tau_k)$ та потужностей $\widetilde{P}_1(t_j)$, $\widetilde{P}_2(t_j)$ сигналів, виділених першим і другим квадратурними каналами приймача за допомогою синхронного детектування, обчислення оцінок КФ і потужностей НР сигналу, а потім – оцінок коефіцієнтів кореляції НР сигналу для декількох дискретних затримок $\tau_k = k\Delta\tau$:

$$\widetilde{r}_{\cos}\left(h_j, \tau_k\right) = \widetilde{r}_{\cos}(t_j, \tau_k) = \frac{\widetilde{R}_{\cos}(t_j, \tau_k)}{\sqrt{\widetilde{P}_1(t_j)\widetilde{P}_1(t_{j+k})}},\ \widetilde{r}_{\sin}\left(h_j, \tau_k\right) = \widetilde{r}_{\sin}(t_j, \tau_k) = \frac{\widetilde{R}_{\sin}(t_j, \tau_k)}{\sqrt{\widetilde{P}_1(t_j)\widetilde{P}_2(t_{j+k})}}.$$

У цих виразах і вище t_j – дискретний момент вибірки сигналу відносно початку періоду посилок, відповідного початку радіолокаційної розгортки; k – номер значення КФ при затримці τ_k; $\Delta\tau$ – крок дискретизації по τ. На радарі Інституту іоносфери при зондуванні іоносфери поодинокими імпульсами тривалістю $\tau_{\text{імп}} = 650–800$ мкс мінімальний номер $k_{\min} = 1$. У режимі зондування здвоєними імпульсами $k = 7–12$ ($k_{\min} = 7$).

Первинна обробка сигналу в реальному масштабі часу містить у собі оцінку потужності, авто- та взаємно- кореляційних функцій вихідних сигналів 1-го та 2-го квадратурних каналів приймача (вхідних сигналів корелятора):

$$\widetilde{P}_{1\text{сш}}(t_j)=\widetilde{R}_{1\text{сш}}(t_j,0)=\frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}u_{1,n}(t_j)u_{1,n}(t_j),\ \widetilde{P}_{2\text{сш}}(t_j)=\widetilde{R}_{2\text{сш}}(t_j,0)=\frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}u_{2,n}(t_j)u_{2,n}(t_j),$$

$$\widetilde{R}_{1\text{сш}}(t_j,\tau_k)=\frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}u_{1,n}(t_j)u_{1,n}(t_j+\tau_k),\qquad \widetilde{R}_{2\text{сш}}(t_j,\tau_k)=\frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}u_{2,n}(t_j)u_{2,n}(t_j+\tau_k),$$

$$\widetilde{R}_{12\text{сш}}(t_j,\tau_k)=\frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}u_{1,n}(t_j)u_{2,n}(t_j+\tau_k),\qquad \widetilde{R}_{21\text{сш}}(t_j,\tau_k)=\frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}u_{2,n}(t_j)u_{1,n}(t_j+\tau_k).$$

Квадратурні складові кореляційної функції вихідного сигналу приймача (суміші сигнал+шум):

$$\widetilde{R}_{\cos(\text{сш})}(t_j,\tau_k)=\widetilde{R}_{\text{Re}(\text{сш})}(t_j,\tau_k)=\frac{\widetilde{R}_{1\text{сш}}(t_j,\tau_k)+\widetilde{R}_{2\text{сш}}(t_j,\tau_k)}{2},$$

$$\widetilde{R}_{\sin(\text{сш})}(t_j,\tau_k)=\widetilde{R}_{\text{Im}(\text{сш})}(t_j,\tau_k)=\frac{\widetilde{R}_{12\text{сш}}(t_j,\tau_k)-\widetilde{R}_{21\text{сш}}(t_j,\tau_k)}{2}\ \text{ або}$$

$$\widetilde{R}_{\sin(\text{сш})}(t_j,\tau_k)=\widetilde{R}_{12\text{сш}}(t_j,\tau_k)\ \text{(для одноканального корелятора).}$$

Подальша обробка має в собі розрахунок значень потужності та КФ НР сигналу для кожного дискретного часу затримки t_j, відповідного висоті $h = ct_j/2$, при фіксованих затримках τ_k у вигляді різниці оцінок статистичного параметра суміші сигнал+шум і відповідного параметра шуму:

$$\widetilde{P}_{1,2}(t_j)=\widetilde{P}_{1,2\text{сш}}(t_j)-\widetilde{P}_{1,2\text{ш}},$$

$$\widetilde{R}_{\cos}(t_j,\tau_k)=\widetilde{R}_{\cos(\text{сш})}(t_j,\tau_k)-\widetilde{R}_{\cos(\text{ш})}(t_j,\tau_k),$$

$$\widetilde{R}_{\sin}(t_j,\tau_k)=\widetilde{R}_{\sin(\text{сш})}(t_j,\tau_k)-\widetilde{R}_{\sin(\text{ш})}(t_j,\tau_k),$$

корекцію результатів обробки та нормування КФ. У результаті первинної обробки в реальному часі для кожної висоти $h = ct_j/2$ визначаються статистичні ха-

рактеристики НР сигналу та параметри іоносфери при накопиченні, що відповідає сеансу вимірювань тривалістю в одну хвилину.

Вторинна обробка полягає в відбраковуванні даних, що зазнають спотворень (переважно в результаті відбиттів зондувального сигналу від літальних об'єктів), усередненні ненормованих статистичних характеристик НР сигналу за часом (використовуючи дані декількох однохвилинних сеансів вимірювань) і, в разі потреби, за висотою (тобто за часом затримки сигналу), корекції результатів обробки, нормування КФ і, нарешті, обчисленні швидкості руху плазми та інших іоносферних параметрів. Інтервал усереднення за часом для визначення швидкості плазми встановлюється в залежності від умов вимірювань. Зазвичай він дорівнює 15 хвилинам.

При кореляційній обробці сигналу значення швидкості визначається за середньою зміною різниці фаз між прямим і затриманим сигналами згідно з відомим виразом [19]

$$V_d = -\frac{\lambda}{4\pi}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial\tau}\right)_{\text{середн.}},$$

де $\varphi = \operatorname{arctg}[r_{\sin}(\tau)/r_{\cos}(\tau)]$, λ – довжина хвилі радара, $\left(\partial\varphi/\partial\tau\right)_{\text{середн.}}$ – середня швидкість зміни різниці фаз.

З цього виразу для декількох дискретних затримок τ_k випливає

$$\widetilde{V}_d = -\frac{\lambda}{4\pi\Delta\tau(n-1)}\sum_{k=k_{\min}}^{k_{\min}+n-2}\left\{\operatorname{arctg}\frac{\widetilde{r}_{\sin}(\tau_{k+1})}{\widetilde{r}_{\cos}(\tau_{k+1})} - \operatorname{arctg}\frac{\widetilde{r}_{\sin}(\tau_k)}{\widetilde{r}_{\cos}(\tau_k)}\right\}. \qquad (2.30)$$

Недоліком алгоритму (2.30) є значний розкид оцінки швидкості $\widetilde{V}_d$ через операцію віднімання близьких за значенням випадкових величин.

Якщо визначати V_d за зсувом фаз відносно нульової затримки, то

$$\widetilde{V}_d = -\frac{\lambda}{4\pi n}\sum_{k=k_{\min}}^{k_{\min}+n-1}\frac{1}{\tau_k}\left(\operatorname{arctg}\frac{\widetilde{r}_{\sin}(\tau_k)}{\widetilde{r}_{\cos}(\tau_k)} - \operatorname{arctg}\frac{\widetilde{r}_{\sin}(0)}{\widetilde{r}_{\cos}(0)}\right). \qquad (2.31)$$

На підставі (2.31) і того, що КФ сигналу після його синхронного детектування за відсутності спотворень у вузькосмуговому тракті приймача дорівнюють [20]

$$r_{\sin}(\tau_k)=\rho(\tau_k)\sin\Omega_d\tau_k,\ r_{\cos}(\tau_k)=\rho(\tau_k)\cos\Omega_d\tau_k,$$

де $\rho(\tau_k)=\sqrt{r_{\sin}^2(\tau_k)+r_{\cos}^2(\tau_k)}$ – обвідна КФ сигналу, можна визначити $\widetilde{V}_d$ за критерієм мінімуму середньоквадратичного відхилення відношень виміряних і теоретичних КФ:

$$\widetilde{L}(V)=\min\sum_{k=k_{\min}}^{k_{\min}+n-1}\left[\frac{\widetilde{r}_{\sin}(\tau_k)}{\widetilde{r}_{\cos}(\tau_k)}-\mathrm{tg}\Omega_d\tau_k\right]^2=\min\sum_{k=k_{\min}}^{k_{\min}+n-1}\left[\frac{\widetilde{r}_{\sin}(\tau_k)}{\widetilde{r}_{\cos}(\tau_k)}+\mathrm{tg}\left(\frac{4\pi\tau_k}{\lambda}V\right)\right]^2. \quad (2.32)$$

Тут $\Omega_d=-4\pi V_d/\lambda$ – доплерівське зміщення частоти, обумовлене рухом плазми уздовж променя радара зі швидкістю V_d (вважається що $V_d<0$, якщо в разі вертикального зондування плазма рухається вниз, і навпаки). Як уже зазначалося в розділі 2.1, пошук мінімуму $\widetilde{L}(V)$ для області F іоносфери достатньо здійснювати зміною параметра V з дискретністю 1 м/с.

Загальним недоліком алгоритмів (2.30), (2.31), (2.32) є значне зростання дисперсії $\widetilde{V}_d$ у разі наближення окремих $\widetilde{r}_{\cos}(\tau_k)$ до нуля. Кількість і номери k близьких до нуля значень КФ залежать від іоносферних параметрів, які, в свою чергу, визначаються конкретними умовами (висотою, часом доби, сезоном, геомагнітною та сонячною активністями та ін.). З ростом висоти кількість близьких до нуля значень КФ збільшується, що пов'язано з розширенням спектра сигналу (зменшенням інтервалу кореляції) через зростання іонної T_i і електронної T_e температур плазми та появи легких іонів.

Для того, щоб знизити вплив цього ефекту на точність визначення $\widetilde{V}_d$, можна ввести обмеження значень $\widetilde{r}_{\cos}(\tau_k)$ знизу. Але в такому разі кількість значень КФ, що беруть участь в обробці, зменшується. Для оцінки швидкості

на великих висотах з тією же кількістю значень КФ доцільно зменшити крок дискретизації часового зсуву $\Delta\tau$.

Позитивного ефекту можна досягнути, якщо враховувати вагу кожного значення КФ. За вагу доцільно взяти $\widetilde{\rho}^2(\tau_k)\tau_k$, де $\widetilde{\rho}^2(\tau_k) = \widetilde{r}^2_{\sin}(\tau_k) + \widetilde{r}^2_{\cos}(\tau_k)$, оскільки при збільшенні кожного із співмножників за іншими рівними умовами точність визначення $\widetilde{V}_d$ збільшується. Тоді з урахуванням (2.31) середнє зважене значення:

$$\widetilde{V}_d = -\frac{\lambda}{4\pi} \frac{\sum\limits_{k=k_{\min}}^{k_{\min}+n-1} \left\{ \operatorname{arctg} \frac{\widetilde{r}_{\sin}(\tau_k)}{\widetilde{r}_{\cos}(\tau_k)} - \operatorname{arctg} \frac{\widetilde{r}_{\sin}(0)}{\widetilde{r}_{\cos}(0)} \right\} \widetilde{\rho}^2(\tau_k)\tau_k}{\sum\limits_{k=k_{\min}}^{k_{\min}+n-1} \widetilde{\rho}^2(\tau_k)\tau_k^2}. \qquad (2.33)$$

Якщо припустити, що $\cos(4\pi\tau_k V/\lambda) \neq 0$ (тобто $-\pi/2 < 4\pi\tau_k V/\lambda < \pi/2$, що для параметрів радара НР ($\lambda \approx 2$ м, $k = 1\ldots9$, $\Delta\tau \approx 61$ мкс) відповідає прийнятній області визначення V_d [–455, +455 м/с]) і $\widetilde{r}_{\cos}(\tau_k) \neq 0$, з (2.32) отримаємо

$$\widetilde{L}(V) \approx \min \sum_{k=k_{\min}}^{k_{\min}+n-1} \left[\widetilde{r}_{\sin}(\tau_k)\cos\Omega_d\tau_k - \widetilde{r}_{\cos}(\tau_k)\sin\Omega_d\tau_k \right]^2 =$$

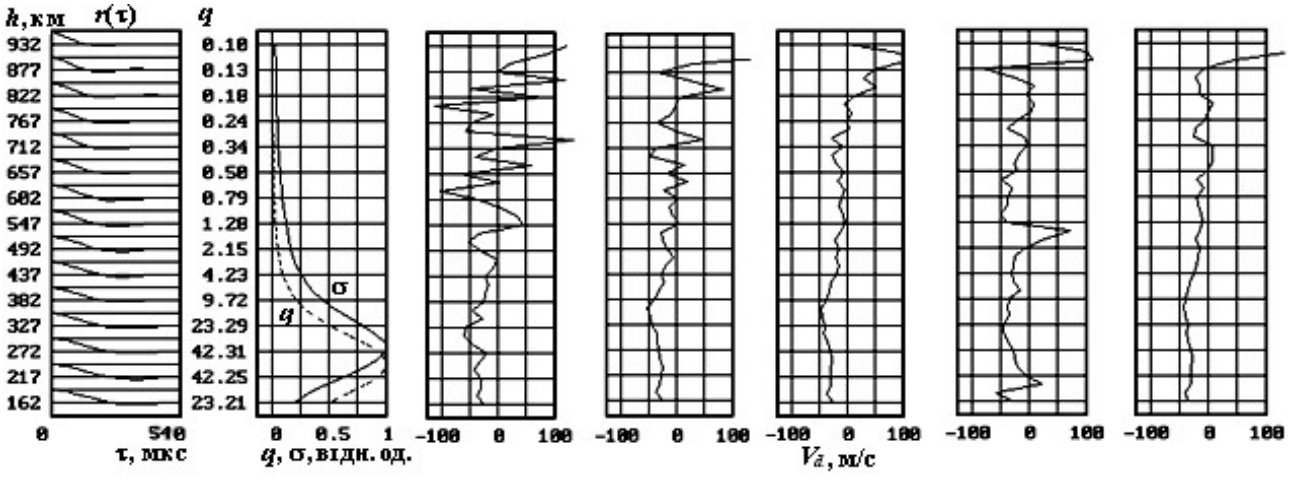
$$= \min \sum_{k=k_{\min}}^{k_{\min}+n-1} \left[\widetilde{r}_{\sin}(\tau_k)\cos\left(\frac{4\pi\tau_k}{\lambda}V\right) + \widetilde{r}_{\cos}(\tau_k)\sin\left(\frac{4\pi\tau_k}{\lambda}V\right) \right]^2. \qquad (2.34)$$

Перевагою алгоритму є те, що він уникає ділення на величину, близьку до нуля, й автоматично враховується вага кожного значення КФ.

У разі роботи в режимі зондування поодиноким імпульсом зі збільшенням зсуву τ_k зростає дисперсія оцінок КФ, оскільки підсумовується менша кількість добутків відліків напруг сигналу. Компенсація зростання дисперсії може здійснюватись за допомогою трикутного або трапецеїдального підсумовування (згладжування) [21], тобто шляхом збільшення кількості відліків, що усереднюються за часом затримки t_j (іншими словами, за висотними вимірами) ненормованих

КФ з ростом τ_k. При цьому роздільна здатність за висотою для кожної окремо взятої ординати КФ $R(t_j,\tau_k)$ стає такою ж, як і для КФ з нульовим зсувом $R(t_j,0)$ (тобто потужності), тобто визначається тривалістю зондувального імпульсу $\tau_{імп}$ і при вертикальному зондуванні в разі трикутного згладжування дорівнює $\Delta h = c\tau_{імп}/2$. Якщо $\tau_{імп} = 800$ мкс, $\Delta h = 120$ км. При підсумовуванні l додаткових відліків КФ і потужності (трапецоїдне згладжування) $\Delta h = c(\tau_{імп}+2l\Delta t)/2$. На основі великої кількості оброблених сеансів вимірювань швидкості руху плазми експериментально отримано, що при обраному мінімальному інтервалі між сусідніми відліками КФ (і потужності) $\Delta t = \Delta\tau = 61$ мкс прийнятний компроміс досягається, якщо $l = 2$ (підсумовування по п'яти відлікам). У такому випадку $\Delta h = 156$ км.

Аналіз різних варіантів обробки здійснено за допомогою розробленої для цієї мети універсальної програми, яка дозволяє обрати найприйнятніший варіант. Як первинні дані для всіх варіантів використовувалися одні і ті ж оцінки ненормованих КФ НР сигналу (без усереднення по t_j), виміряні в режимі зондування поодинокими імпульсами тривалістю 800 мкс. Для прикладу результати обробки одного із сеансів тривалістю 12 хвилин наведені на рис. 2.6.



а *б* *в* *г* *д* *е* *ж*

Рис. 2.6. Порівняння результатів висотних залежностей швидкості плазми, отриманих різними варіантами обробки

На рис. 2.6, *а* показано оцінки $\tilde{r}_{\cos}(\tau_k)$ на різних висотах іоносфери, на рис. 2.6, *б* – відношення сигнал/шум q (пунктирна лінія) і висотний профіль перетину розсіяння (у відносних одиницях), а на рисунках 2.6, *в*–2.6, *ж* – висотні розподілення вертикальної складової швидкості плазми $\tilde{V}_d = \tilde{V}_z$ для різних варіантів обробки, наведених у таблиці 2.1.

Таблиця 2.1

Варіанти обробки КФ сигналу (до рис. 2.6)

Рисунок	Алгоритм розрахунку $\tilde{V}_d$	Відкидаються значення $\lvert\tilde{r}_{\cos}(\tau_k)\rvert$, менші вказаних нижче	Згладжування КФ за часом затримки (за висотними відліками)
2.6, *в*	2.31	0,05	Без згладжування
2.6, *г*	2.31	0,05	Трикутне
2.6, *д*	2.31	0,05	Трапецоїдне
2.6, *е*	2.31	0,005	Трапецоїдне
2.6, *ж*	2.33 або 2.34	0,005 або 0,05	Трапецоїдне

З порівняння 2.6, *в*; 2.6, *г*; 2.6, *д* видно, що трапецоїдне згладжування дає бажаний ефект, якщо в обробці не використовуються близькі до нуля значення $\tilde{r}_{\cos}(\tau_k)$. У разі зниження порогу значень $\tilde{r}_{\cos}(\tau_k)$, що відкидаються, на деяких висотах є істотні спотворення $\tilde{V}_d$, як це видно з рис. 2.6, *е* (порівняно з рис. 2.6, *д*). Розрахунки показують, що в разі використання (2.31) прийнятні середньоквадратичні відхилення швидкості (5–20 м/с) при відношенні сигнал/шум $q > 0{,}5$ досягаються, коли рівень значень КФ, що відкидаються, по модулю перевищують 0,02–0,03.)

У разі використання (2.33) і (2.34) дані $\tilde{V}_d$ практично збігаються, за винятком невеликих відмінностей на висотах, де відношення сигнал/шум падає нижче 0,15. Розрахунки показали, що ці варіанти обробки дозволяють не менше ніж на порядок знизити поріг відкинутих значень КФ, тобто використовувати більшу кількість відліків $\tilde{r}_{\cos}(\tau_k)$, що реально беруть участь в обробці.

Результати обробки великої кількості сеансів вимірювань показали, що варіанти (2.33) і (2.34) дають найменші в порівнянні з іншими алгоритмами статистичні похибки $\widetilde{V}_d$. Отже, найбільший ефект у зниженні похибок $\widetilde{V}_d$ дають трапецоїдне згладжування за висотними вимірами та врахування ваги значень КФ.

Для великих висот іоносфери, коли відношення сигнал/шум падає, а зміна величини V_d з висотою незначна [22], запропоновано збільшувати кількість усереднених за висотою вимірів КФ зі збільшенням висоти [23].

Використання ненормованих квадратурних КФ для обчислення $\widetilde{V}_d$ відношення, а не коефіцієнтів кореляції, може на 0–5% знизити похибку $\widetilde{V}_d$. Врахування можливої неідентичності квадратурних каналів вихідного тракту РПрП в такому разі досягається за допомогою виміряних і усереднених на великому інтервалі в кінці періоду посилок значень потужностей шуму на виходах цих каналів.

Для висот іоносфери, близьких до висоти максимуму іонізації, де висотний градієнт V_d значний, а інтервал кореляції та відношення сигнал/шум досить великі, певне поліпшення роздільної здатності за висотою може бути досягнуто вилученням з обробки значень КФ з малими τ_k. У цьому разі при вертикальному зондуванні висотна роздільна здатність визначається протяжністю за висотою $\Delta h_k = c\left(\tau_{\text{імп}} - \left|\tau_{k\min}\right|\right)/2$ розсіювального об'єму, який бере участь у формуванні КФ, а не $\Delta h = c\tau_{\text{імп}}/2$.

2.4. Обґрунтування необхідних характеристик радара НР Інституту іоносфери для визначення швидкості

Розглянемо можливості методик визначення швидкості руху іоносферної плазми та наведемо обґрунтування вибору параметрів зондувального сигналу й апаратури радара стосовно до середньоширотної іоносфери європейського регіо-

ну. Детально матеріал, що викладається, наведено в роботах [22, 24, 25].

Перш за все, оцінимо діапазон можливих значень вертикальної складової швидкості руху плазми V_z на підставі наведених у підрозділі 1.1 положень.

Якщо знехтувати ефектами магнітного схилення (зважаючи на їх малість) вертикальна швидкість плазми області F, де іони O^+ є домінуючими, визначається виразами (1.13) і (1.4).

Для обґрунтування вимог до методів вимірювань і вимірювальної установки використовуємо дані про параметри іоносфери, що отримані з Міжнародної довідкової моделі іоносфери IRI для координат розташування радара НР Інституту іоносфери (49,6° пн.ш., 36,3° сх.д.). Деякі дані для високої (індекс сонячної активності $F_{10,7} = 200$) і низької ($F_{10,7} = 70$) сонячної активності, літа та зими наведено в табл. 2.2.

Таблиця 2.2

Параметри іоносфери, розраховані за моделлю IRI

	Висока сонячна активність ($F_{10,7} = 200$)							
	Літо, опівдні				Зима, опівдні			
	Розрахунок за моделлю IRI			Розрахунок	Розрахунок за моделлю IRI			Розрахунок
h, км	$N_e \cdot 10^{-6}$, $м^{-3}$	T_i, K	T_e, K	τ_c, мс	$N_e \cdot 10^{-6}$, $м^{-3}$	T_i, K	T_e, K	τ_c, мс
200	505500	1160	1480	0,936	192800	1010	1490	0,933
300	958750	1310	2620	0,703	1830000	1140	1960	0,813
500	495900	1430	2660	0,698	765300	1420	2470	0,724
700	197500	2030	2890	0,613	276700	2000	2770	0,684
1000	121500	2930	3220	0,634	162300	2870	3090	0,648
	Низька сонячна активність ($F_{10,7} = 70$)							
	Літо, опівдні				Зима, опівдні			
200	315100	770	1470	0,939	335900	680	1480	0,936
300	301900	960	2620	0,703	256000	910	1960	0,813
500	60130	1430	2660	0,698	48500	1410	2470	0,724
700	21230	2030	2900	0,669	16390	1990	2770	0,684
1000	14470	2930	3220	0,634	12780	2870	3090	0,648

Частоти зіткнення іонів O^+ з компонентами нейтрального газу визначаємо як [26, 27]:

$$\nu(O^+, O) = 3{,}35\cdot10^{-15}(T_i + T_n)^{1/2}N(O),$$
$$\nu(O^+, O_2) = 1{,}08\cdot10^{-15}N(O_2),$$
$$\nu(O^+, N_2) = 0{,}95\cdot10^{-15}N(N_2).$$

Тут T_i і T_n вимірюються в K, а концентрації частинок – в $м^{-3}$.

Температура нейтральної атмосфери T_n, а також концентрації атомарного кисню $N(O)$, молекулярного кисню $N(O_2)$ і молекулярного азоту $N(N_2)$ визначаються із залученням моделі нейтральної атмосфери MSIS-86 [28].

Розрахунки показують, що абсолютна величина дифузійної складової швидкості $(V_d)_z$ в області F іоносфери не перевищує 70 м/с.

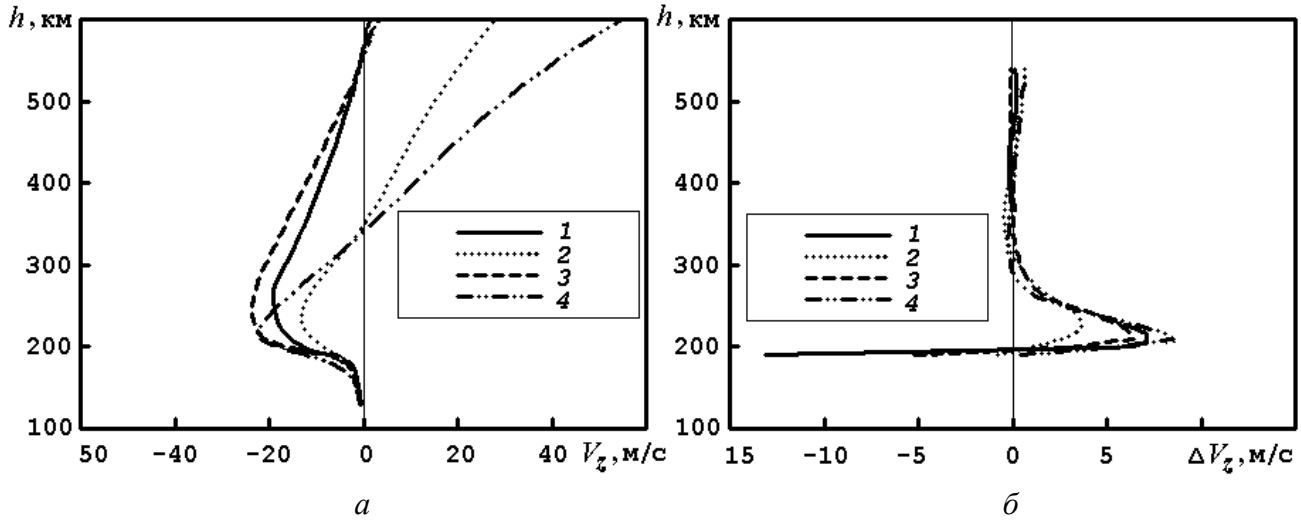
Для визначення зони значень складової, обумовленої взаємодією нейтрального вітру з компонентою, що іонізується, скористаємося моделлю термосферних вітрів [29]. Згідно з моделлю для середньоширотної іоносфери, меридіональна компонента термосферного вітру V_{nx} знаходиться в межах ±200 м/с. Враховуючи, що нахил до горизонту геомагнітного поля для Харкова становить $I = 66{,}4°$, з виразу (1.7) отримуємо діапазон можливих значень вертикальної швидкості переносу плазми, обумовленої впливом термосферного вітру, $(V_n)_z = \pm73$ м/с. У разі збурень в іоносфері меридіональна компонента V_{nx} може сягати 700 м/с, а швидкість вертикального дрейфу плазми, що викликається нею – 260 м/с [29]. Однак такі значення швидкостей бувають досить рідко.

Вертикальна складова швидкості плазми, що обумовлена електромагнітним дрейфом у середніх широтах не перевищує 10–20 м/с у незбуреній іоносфері (значення електричного поля менш 1 мВ/м) [19, 30]. В умовах геомагнітних збурень магнітосферне електричне поле може проникати в середні широти, сягаючи значень 10–15 мВ/м [31], і для модуля геомагнітного поля над Харковом, рівному $B = 5\cdot10^{-5}$ Тл, абсолютне значення вертикальної швидкості електромагнітного дрейфу може сягати 120 м/с.

Отже, в разі незбуреної іоносфери, навіть якщо припустити, що всі три компоненти вертикальної швидкості збігаються за напрямком, і ураховувати суму максимально можливих абсолютних значень цих компонент, знаходимо, що значення V_z на висотах 130–600 км знаходяться в межах ±160 м/с і за модулем не перевищують 200 м/с на висотах близько 1000 км. Під час збурень в іоносфері мають місце більш складні динамічні процеси. Так, зміна V_z, що викликана впливом проникального в середні широти електричного поля, значною мірою компенсується зміною швидкості нейтрального вітру [31], і значення V_z практично залишаються в тих же межах.

Використовуваний метод визначення вертикальної швидкості плазми має дозволяти однозначно визначати V_z в цих межах.

Результати розрахунку V_z, що отримані шляхом числового розв'язання рівняння безперервності для іонів O^+ (відповідно до методики, запропонованої в [26]) із залученням даних моделі IRI, наведено на рис. 2.7, *а*. Розрахунок виконано для близько полуденного часу ($\partial N_e/\partial t = 0$), для зимової та літньої іоносфери в умовах високої (індекс сонячної активності $F_{10,7} = 200$) та низької ($F_{10,7} = 70$) сонячної активностей.



а *б*

Рис. 2.7. Результати моделювання вертикальної швидкості руху плазми (*а*) та розрахунку похибки її визначення (*б*):

1 – літо, $F_{10,7} = 200$; *2* – літо, $F_{10,7} = 70$; *3* – зима, $F_{10,7} = 200$; *4* – зима, $F_{10,7} = 70$.

Вибираючи параметри імпульсного зондувального сигналу необхідно враховувати суперечливі вимоги, пов'язані з забезпеченням високого енергетичного потенціалу радара та прийнятної роздільної здатності за дальністю.

У разі зондування іоносфери поодинокими радіоімпульсами для мінімізації спотворень КФ НР сигналу тривалість зондувального імпульсу $\tau_{імп}$ повинна перевищувати інтервал кореляції флуктуацій електронної концентрації середовища: $\tau_c \leq \tau_{імп}$

У режимі зондування здвоєними імпульсами для визначення за формою обвідної КФ таких параметрів, як T_i, T_e, концентрацій частинок плазми, бажано, щоб виконувалося співвідношення $\tau_c \leq \tau_{max}$, де τ_{max} – максимальне значення аргументу вимірюваної КФ сигналу, що дорівнює максимальному зсуву між імпульсами пари. Для визначення V_z ця умова не обов'язкова, але збільшення τ_c на висотах у районі максимуму іонізації та нижче дає можливість збільшити τ_{max} і тим самим поліпшити точність визначення V_z через підвищення чутливості до зміни фази КФ і збільшення кількості не близьких до нуля значень обвідної КФ. Деякі значення τ_c, отримані на підставі виразу $\tau_c \approx 4{,}5\lambda\sqrt{m_i/T_e}$, мс [1], де λ – довжина хвилі радара в м, m_i – маса іонів в одиницях атомної ваги, T_e в К, наведені в табл. 2.2. Видно, що використання поодиноких імпульсів тривалістю 800 мкс на висотах, що перевищують 300 км, з цієї точки зору є прийнятним.

З іншого боку, має бути забезпечена роздільна здатність за висотою, що чисельно виражається як $\Delta h = c\tau_{імп}/2$, за якою похибка визначення V_z нехтовно мала. Оцінимо ступінь спотворень вимірюваної швидкості, що пов'язані зі зміною V_z і потужності НР сигналу в межах імпульсного об'єму. При цьому не будемо враховувати динамічні спотворення, обумовлені перехідними процесами в приймальному тракті, вважаючи тракт досить широкосмуговим. Також припустимо, що у формуванні всіх значень КФ з дискретними затримками τ_k, зокрема потужність $P = R(0)$, бере участь один і той же розсіювальний об’єм, що досягається обробкою НР сигналу з використанням трапецоїдного підсумовування [32].

(Якщо це підсумовування не застосовувати, роздільна здатність за дальністю поліпшується зі збільшенням номера k, але статистична похибка зростає).

Для оцінки похибки швидкості скористаємося наступним алгоритмом:

$$V_z(h) = -\frac{1}{n}\frac{\lambda}{4\pi}\sum_{k=k_{\min}}^{k_{\min+n-1}}\frac{1}{\tau_k}\operatorname{arctg}\frac{r_{\sin}(h,\tau_k)}{r_{\cos}(h,\tau_k)},$$

де n – кількість затримок КФ, що використовуються; $r_{\sin}(h,\tau_k)$ і $r_{\cos}(h,\tau_k)$ – квадратурні складові нормованої КФ для висоти h, $\tau_k = k\Delta\tau$ (для радара Інституту іоносфери $\lambda \approx 2$ м, $k = 1...9$, $\Delta\tau = 61$ мкс і $k = 7...12$, $\Delta\tau = 40$ мкс у разі зондування відповідно поодинокими та здвоєними імпульсами).

Абсолютна похибка вимірювання швидкості дорівнює $\Delta V_z(h) = V_z^*(h) - V_z(h)$, де $V_z^*(h)$ – результат визначення швидкості плазми, яка міститься в розсіювальному об'ємі з центром на висоті h, протяжність якого визначається тривалістю зондувального імпульсу, $V_z(h)$ – істинна швидкість на цій висоті. Як $V_z(h)$ використовуємо результати, що були отримані раніше (див. рис. 2.7, *а*).

Швидкість, що зазнала спотворень, визначимо з формули

$$V_z^*(h) = -\frac{\lambda}{4\pi n}\sum_{k=k_{\min}}^{k_{\min+n-1}}\frac{1}{\tau_k}\operatorname{arctg}\frac{\int_{h-\frac{c\tau_{\text{и}}}{4}}^{h-\frac{c\tau_{\text{и}}}{4}}\frac{N_e(H)}{H^2\left[1+T_e(H)/T_i(H)\right]}\rho(H,\tau_k)\sin\frac{-4\pi\tau_k V_z(H)}{\lambda}dH}{\int_{h-\frac{c\tau_{\text{и}}}{4}}^{h-\frac{c\tau_{\text{и}}}{4}}\frac{N_e(H)}{H^2\left[1+T_e(H)/T_i(H)\right]}\rho(H,\tau_k)\cos\frac{4\pi\tau_k V_z(H)}{\lambda}dH},$$

отриманої з виразів для «виміряних» КФ $r_{\sin}^*(h,\tau_k) = R_{\sin}^*(h,\tau_k)/P^*(h)$, $r_{\cos}^*(h,\tau_k) = R_{\cos}^*(h,\tau_k)/P^*(h)$ і виразів для початкових величин ненормованих

квадратурних КФ, потужності НР сигналу $P(h)$ і доплерівського зміщення частоти f_d, спричиненого рухом плазми: $R_{\sin}(h,\tau_k) = P(h)\rho(h,\tau_k)r_t(\tau_k)\sin 2\pi f_d\tau_k$, $R_{\cos}(h,\tau_k) = P(h)\rho(h,\tau_k)r_t(\tau_k)\cos 2\pi f_d\tau_k$, ($r_t(\tau_k)$ – функція, що збігається з КФ зондувального сигналу, а $f_d = -2V_z/\lambda$).

$$P(h) = R(h,0) = \text{const}\frac{N_e(h)}{h^2\left[1+T_e(h)/T_i(h)\right]}.$$

Нормована КФ флуктуацій електронної концентрації середовища $\rho(h,\tau_k)$ визначається як функція іоносферних параметрів з виразів (1.14, 1.15).

Результати моделювання для режиму зондування поодинокими імпульсами тривалістю 800 мкс наведено на рис. 2.7, *б*. Видно, що $\Delta V_z \le 1$ м/с на висотах, понад 270–280 км. Розрахунки показують, що використання здвоєних імпульсів тривалістю 65–130 мкс є прийнятним на висотах, що перевищують 130 км, і обмежене зверху висотою 550–600 км через зростання статистичної похибки.

Для розв'язання задачі одночасного визначення V_z на великому інтервалі висот іоносфери запропоновано використовувати для зондування іоносфери складені сигнали [22, 24, 33] (див. підрозділ 3.3.3).

Велике значення, особливо в разі зондування здвоєними радіоімпульсами, має стабільність фази заповнення сигналу, що випромінюється. Так, якщо не застосовувати будь-яких заходів, спотворення зондувального сигналу, що полягає в середньому набігу фази ВЧ заповнення протягом зондувального імпульсу тривалістю 150 мкс, наприклад, на один градус призводить до похибки вимірювання швидкості 18,5 м/с на всіх досліджуваних висотах.

Визначимо зону значень швидкості V_z [22, 33], враховуючи конкретні методики оцінки V_z за алгоритмами, наведеними в [11, 34]. Значення V_z, як було сказано вище, визначаються в результаті кореляційної обробки виділених на

проміжній частоті РПрП сигналів з взаємно дзеркальними спектрами або за виміряними квадратурними складовими КФ сигналу на низькій частоті (НЧ). КФ можна представити у вигляді:

а) на ПЧ:

$$r_1(\tau_k) = \rho(\tau_k)\cos 2\pi\left(f_{\text{пр}} + \frac{2V_z}{\lambda}\right)\tau_k ,$$

$$r_2(\tau_k) = \rho(\tau_k)\cos 2\pi\left(f_{\text{пр}} - \frac{2V_z}{\lambda}\right)\tau_k ,$$

б) на НЧ:

$$r_{\sin}(\tau_k) = -\rho(\tau_k)\sin 4\pi\tau_k \frac{V_z}{\lambda} ,$$

$$r_{\cos}(\tau_k) = \rho(\tau_k)\cos 4\pi\tau_k \frac{V_z}{\lambda} .$$

Аналізуючи аргументи тригонометричних функцій та підставляючи характеристики радара ($f_{\text{пр}}$ = 77 кГц, $\tau_k = (9k+1)/3f_{\text{пр}}$, де $k = 7...12$ на ПЧ і наведені вище параметри на НЧ), отримаємо мінімальну область значень швидкості в найбільш несприятливому випадку (при максимальній затримці τ_k):

а) на ПЧ: $-\lambda f_{\text{пр}}/8(9k_{\max}+1) < V_z < \lambda f_{\text{пр}}/8(9k_{\max}+1)$, тобто –176 м/с$<V_z<$+176 м/с,

б) при визначенні квадратурних КФ на НЧ і ПЧ:

$-\lambda/8\tau_{k\max} < V_z < \lambda/8\tau_{k\max}$, тобто –455 м/с $<V_z<$+455 м/с.

Таким чином, вимозі охопити діапазон V_z [±160 м/с] відповідають всі способи обробки: на ПЧ (визначаючи швидкість, наприклад, шляхом пошуку мінімуму виразу (2.23) та на НЧ (наприклад, за допомогою виразу (2.33).

Велике значення має вибір ширини смуги пропускання приймача $2\Delta F_R$. Бажано, щоб $2\Delta F_R \geq \Pi_c$, де Π_c – ширина спектра НР сигналу, яку можна оцінити за наближеною формулою $\Pi_c \approx 2\Delta f + 1/\tau_{\text{імп}}$. Тут $2\Delta f$ – ширина спектра флуктуацій електронної концентрації плазми. Розрахунки із залученням (1.14), (1.15) і даних моделі IRI для різного рівня сонячної активності показали, що величина $2\Delta f$ зростає з висотою та для висот 120–600 км не перевищує 17 кГц. У разі

$\tau_{імп}$ =800 мкс максимальна ширина спектра $П_с \approx 18$ кГц. Оцінка величини $2\Delta f$ для висот 120–550 км при $\tau_{імп}$ = 130 мкс (режим здвоєних імпульсів) показала, що $П_с$ також не виходить за межі 18 кГц.

Розрахунки показують, що при довжині хвилі $\lambda \approx 2$ м для визначення V_z із систематичною похибкою, що не перевищує 0,1 м/с, короткочасна відносна нестабільність частот гетеродинів РПрП (протягом радіолокаційної розгортки) та носійної частоти зондувального сигналу не повинна перевищувати 10^{-9}. Для моніторингу має бути забезпечена така ж довгочасна стабільність або забезпечена когерентна структура приймально-задавальної системи.

Крім залучення моделі іоносфери IRI, яка не завжди адекватно може відображати реальний стан іоносфери в нашому регіоні, подібні розрахунки було виконано також використанням усереднених результатів вимірювань $N_e(h)$, $T_e(h)$, $T_i(h)$ на радарі НР Інституту іоносфери, що отримані протягом двох циклів сонячної активності та наведені в [35] (див., наприклад, рис. 2.8).

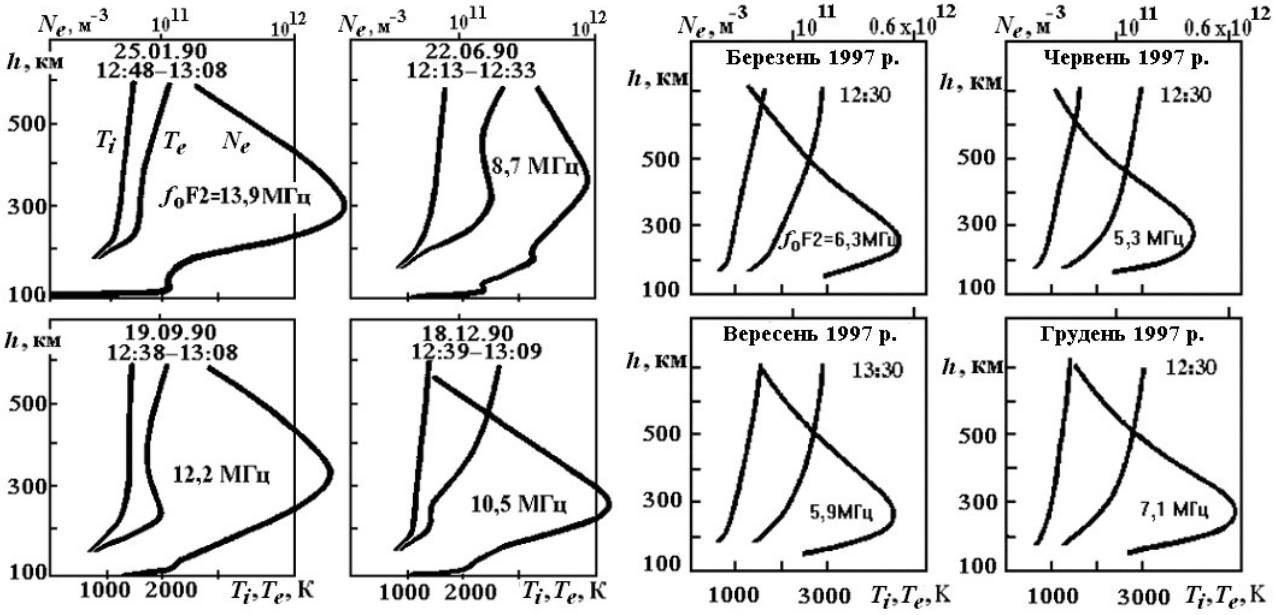


Рис. 2.8. Типові профілі $N_e(h)$, $T_e(h)$, $T_i(h)$ для максимуму (1990 р.) та мінімуму (1997 р.) сонячної активності за даними радара некогерентного розсіяння в Харкові

Результати розрахунків швидкості плазми й її похибок з використанням моделі IRI та даних радара НР близькі між собою.

2.5. Висновки до розділу 2

1. Розроблено ефективні методи визначення швидкості руху іоносферної плазми та відповідні алгоритми обробки некогерентно розсіяного сигналу, виділеного на проміжній або низькій частоті радіоприймального тракту.

2. Виконано числове моделювання, спрямоване на зниження статистичної похибки оцінки швидкості руху іоносферної плазми.

Рекомендовано алгоритм обробки сигналу, що мінімізує статистичний розкид швидкості руху плазми, обґрунтовано доцільність вилучення з обробки значення складових КФ, обвідна яких близька до нуля. Знайдено оптимальний поріг обмеження малих значень КФ. Показана ефективність застосування трапецоїдного підсумовування при обробці КФ НР сигналу, що знижує похибку вимірювання швидкості руху плазми.

3. Обґрунтовано близькі до оптимальних характеристики радара та зондувального радіосигналу для визначення методом НР вертикальної складової швидкості руху плазми середньоширотної іоносфери європейського регіону.

4. Встановлено, що методика обробки НР сигналу забезпечує однозначне визначення вертикальної швидкості V_z в межах ±160 м/с в діапазоні висот 130–600 км і ±200 м/с – вище.

Література до розділу 2

1. Рогожкин Е. В. Измерение параметров ионосферной плазмы по корреляционной функции сигнала некогерентного рассеяния. *Ионосферные исследования*. № 27. 1979. С. 46–59.
2. Farley D. T. Incoherent scatter correlation function measurements. *Radio Sci.* Vol. 4, No. 10. 1969. P. 935–953. DOI: 10.1029/RS004i010p00935.
3. Головин В. И., Рогожкин Е. В., Таран В. И., Черняев С. В. Наблюдения ионосферы с помощью метода некогерентного рассеяния. *Вестн. Харьк.*

политехн. ин-та: Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния. № 155. Вып. 1. 1979. С. 12–22.

4. Емельянов Л. Я. Измерения вертикальной составляющей скорости дрейфа ионосферной плазмы. *Вестн. Харьк. политехн. ин-та: Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния.* Харьков: Вища школа, № 248, Вып. 5. 1987. С. 24–26.
5. А.с. 1503529 СССР, МКИ G 01 S 13/95. Устройство определения скорости дрейфа ионосферной плазмы / Е .В. Рогожкин, В. И. Таран, В. А. Филоненко, А. Е. Андреев, Л. Я. Емельянов. № 4188893/24-09; заявл. 02.02.1987; зарегистр. 22.04.1989.
6. Емельянов Л. Я. Измерения скорости движения ионосферной плазмы. *Вестн. Харьк. политехн. ин-та: Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния.* № 259, Вып. 6. 1988. С. 7–11.
7. Емельянов Л. Я. Измерения вертикальной скорости движения ионосферной плазмы на моностатической установке некогерентного рассеяния. *XV Всесоюзная конференция по распространению радиоволн*.: тез. докл. окт. 1987 г. Алма-Ата. 1987. С. 70.
8. Емельянов Л. Я. Измерение высотных профилей электронной концентрации методом некогерентного рассеяния. *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 42, №1. 2002. С. 116–120. (Англ. версия: Emel'yanov L.Ya. Incoherent Scatter Measurement of the Electron Density Altitude Profiles. *Geomagnetism and Aeronomy.* V. 42, N 1. 2002. P. 109–113).
9. Емельянов Л. Я. Измерение скорости движения ионосферной плазмы. Всесоюзное совещание *«Теория и практика применения метода некогерентного рассеяния для исследования ионосферы»,* 2–4 июля 1987 г.: тез. докл. Харьков. 1987. С. 19–21.
10. Емельянов Л. Я. Особенности измерений дрейфа по автокорреляционной функции сигнала НР. Конференция *«Радиофизическая информатика»*: тез. докл. 27–29 нояб. 1990 г. М., 1990. С. 131.

11. Емельянов Л. Я. Оценка скорости дрейфа ионосферной плазмы методом некогерентного рассеяния. *Вестн. Харьк. гос. политехн. ун-та.:* сборник научных трудов. Харьков, ХГПУ, Вып. 31. 1999. С. 100–107.
12. Гринченко С. В., Дзюбанов Д. А., Забирко М. Н. Определение ионного состава в нижней ионосфере методом некогерентного рассеяния. *Вестн. Харьк. политехн. ин-та: Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния.* № 248, Вып. 5. 1987. С. 16–19.
13. Лившиц Н. А., Пугачев В. Н. Вероятностный анализ систем автоматического управления. М.: Сов. радио, Т. 1. 1963. 896 с.
14. Емельянов Л.Я., Григоренко Е. И., Скляров И. Б. Радиофизические наблюдения вертикального дрейфа плазмы в области F ионосферы на харьковском радаре некогерентного рассеяния. *Радиотехника*: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Вып. 136. 2004. С. 102–108.
15. Емельянов Л. Я. Оптимизация приема и обработки НР сигнала для повышения точности определения скорости переноса ионосферной плазмы. *Вестн. Нац. техн. ун-та «Харьковский политехнический институт»:* сб. научн. тр. Харьков: НТУ «ХПИ». № 35. 2005. С. 79–84.
16. Емельянов Л. Я. Оптимизация обработки некогерентно рассеянного сигнала для определения скорости дрейфа ионосферной плазмы. *Вестн. Нац. техн. ун-та «Харьковский политехнический институт»:* сб. научн. тр. Харьков: НТУ «ХПИ». № 4. 2001. С. 81–84.
17. Emelyanov L. Ya. Optimization of ionospheric plasma drift velocity measurement by incoherent scatter technique. *Atmospheric and ocean optics. Atmospheric physics*: VIII Joint International Symposium, Irkutsk, June 25–29, 2001: symp. proc. Tomsk: Institute of Atmospheric Optics SB RAS. 2001. P. 235.
18. Емельянов Л. Я. Измерение скорости дрейфа ионосферной плазмы с помощью радара некогерентного рассеяния. *Вестн. ХГПУ*: сб. научн. тр. Вып. 7. Часть третья. *Харьков:*1999. С. 343–348.
19. Evans J. V. Ionospheric movements measured by incoherent scatter: A review.

J. Atmos. Terr. Phys. Vol. 34. 1972. P. 175–209.
DOI: 10.1016/0021-9169(72)90164-X.

20. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Сов. радио. Т. 1. 1969. 752 с.
21. Holt J. M., Rhoda D. A., Tetenbaum D., van Eyken A. P. Optimal analysis of incoherent scatter radar data. *Radio Sci.* Vol. 27, No. 3. 1992. P. 435–447. DOI: 10.1029/91RS02922.
22. Емельянов Л. Я., Дзюбанов Д. А. Особенности определения скорости переноса плазмы среднеширотной ионосферы. *Радиотехника*: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Вып. 145. 2006. С. 5–13. (Англ. версія: Yemelyanov L. Ya., Dzyubanov D. A. The peculiarities of mid-latitude ionosphere plasma drift velocity determination. *Telecommunications Radio Engineering*. V. 66, No. 14. 2007. P. 1313–1327). DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v66.i14.90.
23. Емельянов Л. Я., Пуляев В. А., Скляров И. Б. Высотно-временные зависимости скорости движения ионосферной плазмы, полученные по корреляционным измерениям методом некогерентного рассеяния. Труды XX Всероссийской научной конференции «*Распространение радиоволн*», 2–4 июля 2002 г. Нижний Новгород. 2002. С. 48–49.
24. Emelyanov L. Ya., Dzyubanov D. A. The peculiarities of plasma drift velocity determination in midlatitude ionosphere over Ukrainian region. *Atmospheric and ocean optics. Atmospheric physics*: XI Joint International Symposium, Tomsk, June 23–26, 2004: symp. proc. Tomsk, 2004. P. 187.
25. Емельянов Л. Я. Обоснование характеристик радара для определения скорости дрейфа ионосферной плазмы методом некогерентного рассеяния. *Вестник Национального технического университета «Харьковский политехнический институт»*: сб. научн. тр. Тематический выпуск «Радиофизика и ионосфера». Харьков: НТУ «ХПИ». № 23. 2004. С. 29–36.
26. Иванов-Холодный Г. С., Михайлов А. В Прогнозирование состояния ионосферы. Л.: Гидрометеоиздат. 1980. 190 с.

27. Banks P. M., Kockarts G. Aeronomy, Part B. New York–London: Academic press, 1973. P. 355.
28. Hedin A. E. MSIS-86 thermospheric model. *J. Geophys. Res.* Vol. 92, No. 5. 1987. P. 4649–4662. DOI: 10.1029/JA092iA05p04649.
29. Hedin A. E., Biondi M. A., Burnside R. G., Hernandez G., Johnson R. M., Killeen T. L., Mazaudier C., Meriwether J. W., Salah J. E., Sica R. J., Smith R. W., Spencer N. W., Wickwar V. B., Virdi T. S. Revised Global Model of Thermosphere Winds using Satellite and Ground based Observations. *J. Geophys. Res*. Vol. 96. 1991. P. 7657–7688. DOI: 10.1029/91JA00251.
30. Matsushita S. Dynamo currents, winds and electric fields. *Radio Sci*. Vol. 4. 1969. P. 771–780. DOI: 10.1029/RS004i009p00771.
31. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. М.: Наука. 1988. 528 с.
32. Farley D. T., Dougherty J. P., Barron D. W. A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma. II: Scattering in a magnetic field. *Proc. Roy. Soc.* (London). Vol. A263. 1961. P. 238–258. DOI: 10.1098/rspa.1961.0158.
33. Емельянов Л. Я. Обоснование характеристик радара для определения скорости дрейфа ионосферной плазмы методом некогерентного рассеяния. *Вестник Национального технического университета «Харьковский политехнический институт»:* Сб. научн. тр. Тематический выпуск «Радиофизика и ионосфера». Харьков: НТУ «ХПИ». № 23. 2004. С. 29–36.
34. Емельянов Л. Я. Скорость движения ионосферной плазмы по корреляционным измерениям методом некогерентного рассеяния. *Первая Украинская конференция по перспективным космическим исследованиям*: сб. тр. 8–10 окт. 2001 г. Киев, 2001. С. 110–114.
35. Григоренко Е. И., Боговский В. К., Емельянов Л. Я., Кияшко Г. А., Пуляев В. А., Смагло Н. А. Вариации параметров ионосферы в периоды высокой и низкой солнечной активности. *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 41. № 2. 2001. С. 199–203.

РОЗДІЛ 3

ОПТИМІЗАЦІЯ РАДІОВИМІРЮВАНЬ ШВИДКОСТІ РУХУ ІОНОСФЕРНОЇ ПЛАЗМИ

Цей розділ присвячено питанням апаратурної реалізації вимірювання швидкості руху іоносферної плазми.

Розглянуто питання розробки і оптимізації радіоприймальних пристроїв радара НР, що використовуються для вимірювання швидкості руху іоносферної плазми разом з іншими іоносферними параметрами. Здійснено аналіз впливу апаратурних факторів на точність вимірювання швидкості з метою його усунення або зниження. Наведено розроблені принципи зменшення систематичної похибки вимірювання швидкості.

Результати розділу опубліковані в [2–4, 6–12, 16–19, 23–34, 36–43, 46, 48, 51–58] та ін.

3.1. Розробка принципів побудови і оптимізація доплерівських радіоприймальних систем з урахуванням специфіки некогерентного розсіяння

У зв'язку з випадковим характером розсіяного іоносферою сигналу, потужність якого мала, а спектральна густина залежить від багатьох факторів, до радіоприймального пристрою (РПрП) радара НР висуваються специфічні (у порівнянні зі звичайними радіолокаційними та радіоастрономічними приймачами) вимоги. Насамперед це стосується вимоги забезпечення високої чутливо-

сті РПрП і стабільності його параметрів протягом періоду посилок потужних зондувальних радіоімпульсів, що викликано необхідністю вимірювання параметрів НР сигналу в умовах відношення сигнал/шум від нуля до декількох десятків та імпульсного характеру роботи радара.

Залежно від стану іоносфери та відстані до розсіювального об'єму плазми потужність НР сигналу змінюється у великих межах і може бути значно нижча за потужність адитивної суміші космічних шумів і власних шумів приймального тракту. Статистичні похибки вимірюваних параметрів іоносфери, які є визначальними, значною мірою залежать від відношення сигнал/шум і часу накопичення результатів обробки НР сигналу.

Підвищити відношення сигнал/шум і, отже, зменшити статистичну похибку визначення іоносферних параметрів можна зниженням шумової температури РПрП і вибором його оптимальної ширини смуги пропускання.

Відомо [1], що чутливість РПрП обмежується не тільки шумами системи, а й нестабільністю коефіцієнта підсилення, що призводить до флуктуації потужності сигналу на виході приймача. Особливо небажаними є варіації коефіцієнта підсилення, періоди спектральних складових яких є порівняними з періодом посилок. Такі варіації можуть бути викликані, наприклад, впливом завад мережі живлення змінного струму.

Специфічно високі вимоги висуваються до стаціонарності розподілу потужності шуму і стабільності коефіцієнта передачі приймального тракту протягом періоду повторення зондувальних імпульсів, порушення яких може бути викликано імпульсним характером зондування. До того ж важливо (особливо для визначення швидкості плазми) вилучити синхронну з зондувальними радіоімпульсами нестабільність (протягом періоду посилок) частот генераторів, сигнали яких використовуються для формування ВЧ заповнення зондувального радіоімпульсу та гетеродинів приймача.

Для запобігання спотворень корисного сигналу амплітудно-частотна характеристика (АЧХ) приймального тракту повинна бути досить рівномірною в

смузі пропускання, ширина якої визначається спектром НР сигналу, або повинна враховуватися в процесі обробки сигналу.

Особливі вимоги висуваються також до завадостійкості РПрП.

У зв'язку з цим було розроблено та введено в дію радіоприймальні пристрої, що задовольняють вище наведеним вимогам. Задача розв'язана застосуванням високостабільних каскадів і перетворювачів частоти, швидковідновлюних бланкувальних вузлів, високостабільних генераторів, забезпеченням когерентної структури систем радара та надійної фільтрації напруг джерел живлення, раціональним конструкторським виконанням вузлів апаратури та їх екрануванням, ретельним контролем стану системи (автономним і в складі радара), а також застосуванням високоефективних методик обробки сигналу.

3.1.1. Багатофункціональна багатоканальна приймально-задавальна система

Розроблена та впроваджена до складу радара НР приймально-задавальна система [2] містить багатоканальний РПрП з потрійним перетворенням частоти та систему гетеродинів. Вона відповідає вимогам, які висуваються до систем, що виділяють на фоні космічних і апаратурних шумів слабкі шумоподібні сигнали, інтенсивність і спектр яких залежать від багатьох факторів. Система має широкі можливості завдяки специфічній структурі та конфігурації, що перестроюється для різних режимів вимірювань. У складі радара НР вона, зокрема, дозволяє:

– формувати складені багаточастотні і фазоманіпульовані зондувальні сигнали і паралельно виділяти елементи прийнятого НР сигналу для кореляційної обробки;

– одночасно виділяти прийняті сигнали із взаємнодзеркальними спектрами на проміжній частоті та квадратурні сигнали на низькій частоті для оцінок їх КФ, за якими визначаються параметри іоносфери (зокрема швидкість руху іо-

носферної плазми) відповідно до прийнятих методик обробки;

– здійснювати одночасне приймання сигналів з ортогональними лінійними поляризаціями (з метою вимірювання параметрів іоносфери, використовуючи ефект Фарадея) або приймання сигналів з круговою поляризацією від однієї або двох антен – вертикально спрямованої та повноповоротної;

– одночасно проводити вимірювання іонних і електронних компонент спектра НР сигналу, розсіяного одним і тим же або різними зондувальними об'ємами іоносферної плазми.

Приймач може використовуватися як радіоастрономічний.

Основні параметри системи:

– робоча частота – 158 МГц;

– діапазон перестройки РПрП відносно носійної частоти радара в режимі реєстрації електронної складової спектра НР сигналу ±8 МГц;

– третя ПЧ, на якій працюють пристрої обробки – 77 або 0 кГц;

– ефективна шумова температура приймача – 100–120 К;

– амплітудно-частотні характеристики окремих каналів близькі до прямокутних. Ширина плоскої частини АЧХ (за її нерівномірністю, що не перевищує 0,18 дБ): тракту виділення сигналів 3-ої ПЧ: $2\Delta F$ = 40, 35, 20 або 10 кГц; тракту виділення квадратурних сигналів в області низьких частот: ΔF =9 кГц ;

– динамічний діапазон – ≥ 30 дБ;

– регульований коефіцієнт підсилення – ≤ 140 дБ.

Забезпечуються основні режими роботи радара НР: вимірювання кореляційних функцій сигналів НР при зондуванні іоносфери поодинокими радіоімпульсами тривалістю 800 мкс або зондуванні циклічною послідовністю здвоєних імпульсів тривалістю 65–150 мкс зі змінною затримкою між ними, а також режим вимірювання потужності електронної та іонної компонент спектра НР сигналу. Структурну схему приймально-задавальної системи стосовно цих режимів наведено на рис. 3.1.

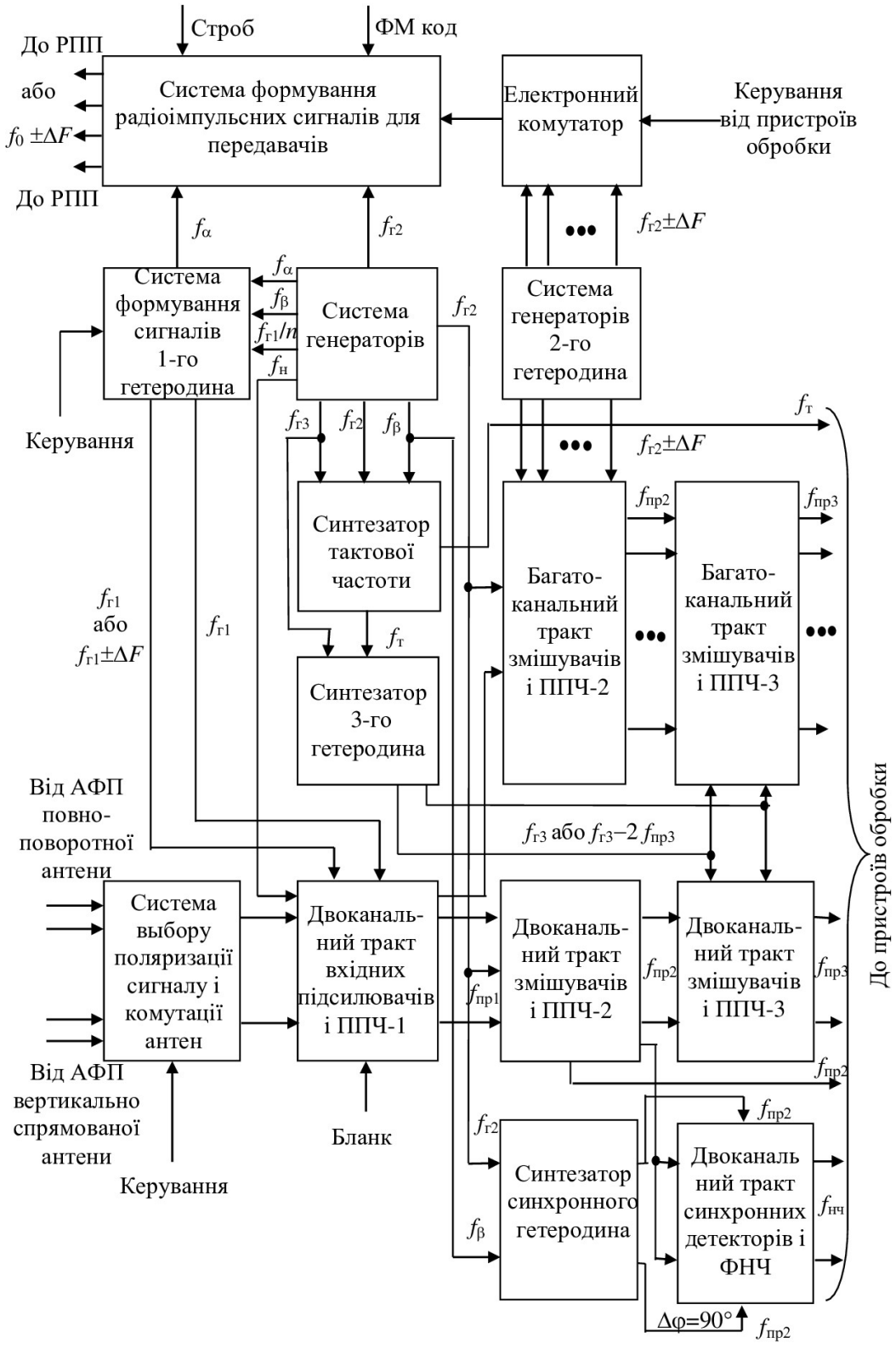


Рис. 3.1. Багатоканальна приймально-задавальна система

На вході РПрП є два ідентичних канали з параметричними підсилювачами, що забезпечують достатню для діапазону метрових хвиль ефективну шумову температуру приймача близько 100 К (загальна ефективна шумова температура

всієї приймальні системи, включно з антенно-фідерним пристроєм (АФП), 450–980 К). Сигнали на входи параметричних підсилювачів подаються від АФП через систему вибору поляризації сигналу та комутації антен.

Додаткове розгалуження каналів реалізовано в тракті ПЧ, де здійснюється послідовне перенесення спектрів сигналів на робочу частоту пристроїв обробки, основне підсилення сигналів та їх фільтрація. Гетеродини, крім основного призначення, використовуються для синтезу зондувального сигналу та тактового сигналу пристроїв обробки, поканальної селекції в тракті проміжних частот відгуків складеного сигналу, виділення сигналів зі взаємнодзеркальними спектрами та квадратурних сигналів. Цим забезпечується когерентність роботи радара, а також виключається взаємна нестабільність частот, на яких виконується кореляційна обробка, і тактової частоти, що дозволяє оцінювати характерні значення КФ сигналу та малі (одиниці-десятки герц) доплерівські зміщення спектра НР сигналу, спричинені рухом плазми [3].

Радіоімпульсний зондувальний сигнал формується за допомогою сигналів системи 1-го гетеродина та помножувача частоти, що стробується. У режимі роботи багаточастотним складеним сигналом для формування зондувального радіоімпульсу використовуються додатково генератори сітки частот 2-го гетеродина.

У режимі вимірювання електронної складової спектра НР сигналу зміщення частоти приймача відносно частоти передавача (на величину плазмової частоти, що відповідає концентрації електронів на конкретній висоті іоносфери) забезпечується системою першого гетеродина. Селекція відгуків складеного сигналу та перенесення їх спектрів на одну й ту ж проміжну частоту здійснюється в тракті другої ПЧ.

Виділення сигналів зі взаємнодзеркальними спектрами проводиться в тракті третьої ПЧ. З цією метою формуються сигнали 3-го гетеродина, частоти яких відрізняються на подвоєну третю ПЧ.

Виділення сигналів для квадратурної обробки здійснюється двоканальним

трактом, що містить ідентичні для обох каналів синхронні детектори, фільтри нижніх частот, підсилювачі та синтезатор сигналів синхронного гетеродина, частота яких дорівнює другій ПЧ, а різниця фаз дорівнює 90°.

У разі одночасної роботи двома антенами для забезпечення електромагнітної сумісності носійні частоти відрізняються на величину 100–400 кГц. Водночас забезпечується синхронна робота всіх пристроїв і кратність третьої проміжної частоти тактовій частоті пристрою обробки.

Особливості побудови РПрП і обґрунтування частотної стабільності сигналів. Формування частот сигналів 1-го, 2-го, 3-го гетеродинів приймача, носійної частоти радара f_0 і перенесення центральної (за відсутності руху іоносферної плазми) частоти спектра вихідного сигналу на робочу частоту пристрою обробки здійснюється відповідно до структурних схем, що наведено на рис. 3.2, і до нижче наведених виразів.

Варіант 1 (рис. 3.2, *а*). Системою формування сигналів 1-го гетеродина синтезується сигнал з частотою $f_{г1} = n(f_\alpha + f_\beta)$, де n – ціле число ($n = 16$), і сигнал збудження радіопередавального пристрою (РПП) з частотою f_α, який надходить на стробований помножувач частоти, внаслідок чого формується радіоімпульсний сигнал з частотою $f_0 = n f_\alpha$.

За відсутністю руху плазми після першого перетворення частоти в РПрП центральна частота прийнятого сигналу дорівнює $f_{пр1} = f_{г1} - f_0 = n(f_\alpha + f_\beta) - n f_\alpha = n f_\beta$.

Подальше перетворення здійснюється відповідно до виразів:

$$f_{пр2} = f_{г2} - f_{пр1} = f_{г2} - (f_{г1} - f_0),$$
$$f_{пр3} = f_{г3} - f_{пр2} = f_{г3} - [f_{г2} - (f_{г1} - f_0)] = f_{г3} - f_{г2} + n f_\beta.$$

Синтез тактової частоти для пристроїв обробки здійснюється аналогічно, завдяки використанню сигналів генераторів $f_\beta, f_{г2}, f_{г3}$:

$$f_т = 3(n f_β - f_{г2} + f_{г3}) = 3 f_{пр3}.$$

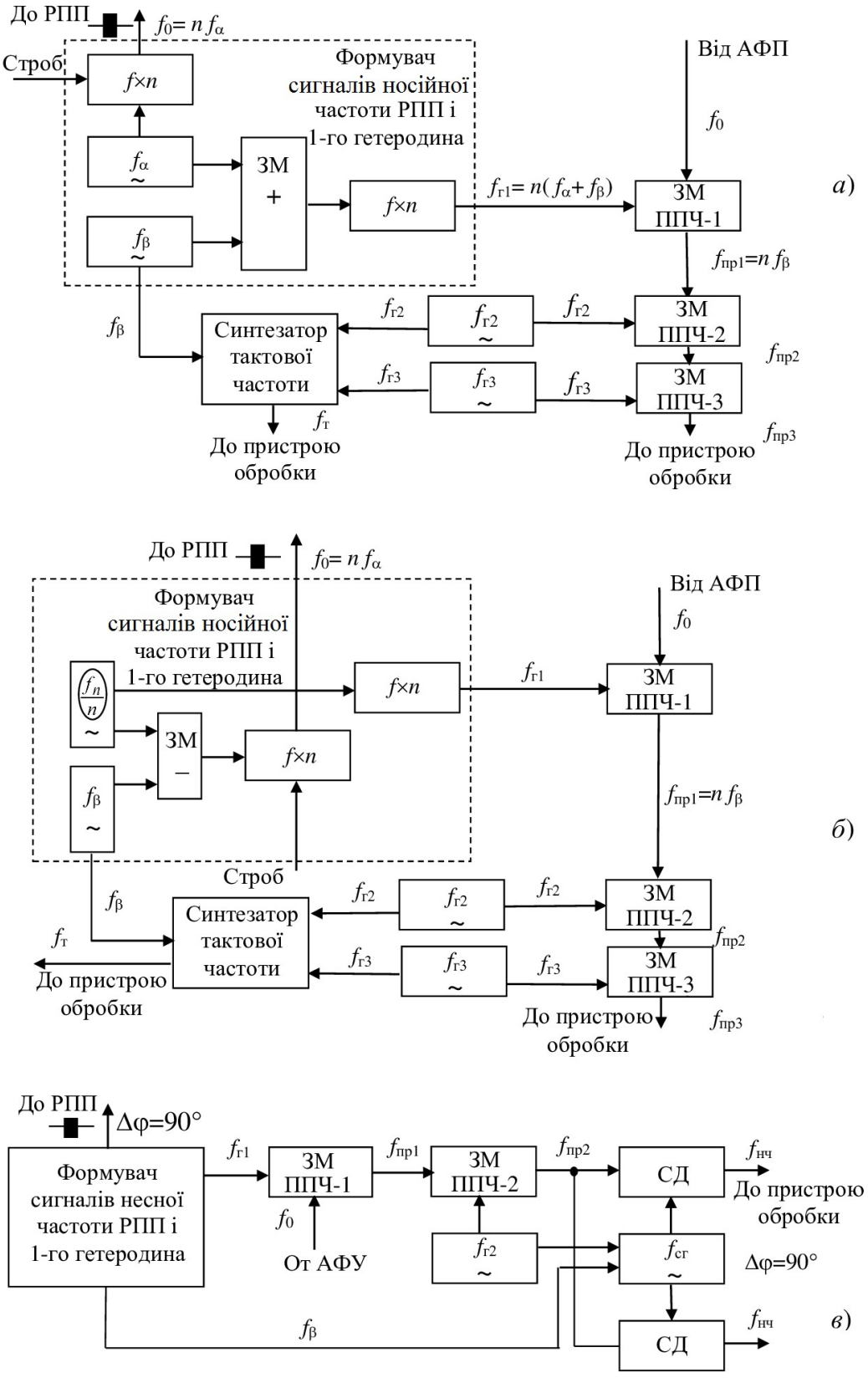


Рис. 3.2. Структурні схеми формування сигналів гетеродинів РПрП і носійної частоти РПП

Як зазначалося вище, при такому співвідношенні і затримках КФ $\tau_k = 9k/f_т$, де k – ціле число, вимірюється обвідна КФ сигналу, яка містить інформацію про температури T_e, T_i, іонний склад тощо. При затримках $\tau_k = (9k+1)/f_т$ вимірювана КФ сигналу на проміжній частоті стає чутливою до малих (одиниці–десятки герц) доплерівських зміщень, обумовлених рухом плазми.

Варіант 2 (рис. 3.2, *б*). Для передавача формується сигнал із частотою відповідно до виразу $f_0 = \left(\left[f_{г1}/n\right] - f_β\right)n$, а сигнал 1-го гетеродина – $f_{г1} = \left[f_{г1}/n\right]n$. Частота $f_{пр3}$ – така ж, що і для варіанту 1.

Для обробки сигналу на низькій частоті (рис. 3.2, *в*) частота 3-го (синхронного) гетеродина синтезується рівною другій ПЧ, а перенесення спектра здійснюється прецизійними синхронними детекторами (СД) (варіанти 3*а* або 3*б* в залежності від структури формувача носійної частоти РПП і 1-го гетеродина).

Всі наведені варіанти формування сигналів передавача та гетеродинів приймача забезпечують когерентність систем радара.

Проведено обґрунтування вимог до стабільності частот генераторів системи гетеродинів. За критерій обрана точність вимірювання швидкості руху плазми, як найбільш чутливого до нестабільності частоти параметра.

Для геофізичних застосувань достатньо вимірювати швидкість V_d з дискретністю 1 м/с. Крім того, бажано, щоб похибка вимірювання швидкості, що спричинюється частотною нестабільністю, була в 5–10 раз нижче статистичної похибки, викликаної шумовим характером НР сигналу та неминучою наявністю шуму на виході приймача. За сприятливих умов вимірювання (визначення параметрів іоносфери на висотах поблизу максимуму іонізації денної іоносфери, тривалість сеансу вимірювань щонайменше 15 хв., тощо) середньоквадратичне значення похибки V_d становить величину близько 5 м/с. Похибка V_d, що викликана частотної нестабільністю, не повинна перевищувати 0,5 м/с, що відповідає абсолютній похибці визначення доплерівського зміщення 0,5 Гц для радара з довжиною хвилі 2 м. Розрахунки засвідчили, що у разі незалежного формування сигналу з тактовою частотою допустимі

відносні нестабільності складають величини $\delta f_{г3} = 2 \cdot 10^{-7}$, $\delta f_{г2} \approx \delta f_{\beta} = 10^{-8}$, а при синтезі сигналу тактової частоти із сигналів гетеродинів, цілком достатньо $\delta f_{г3} \approx \delta f_{г2} \approx \delta f_{\beta} = 10^{-7}$. Така нестабільність практично не вносить похибки у визначення КФ сигналу. Похибка, що вноситься в параметр «дальність» («висота»), також мізерно мала – приблизно 0,004%. Необхідна стабільність генераторів забезпечується кварцовою стабілізацією та термостатуванням.

Більш жорсткі вимоги висуваються до стабільності частоти генератора f_{α} (варіанти 1 і 3*а*) або $\left[f_{г1}/n\right]$ (варіанти 2 і 3*б*), оскільки зміна частоти першого гетеродина на конкретній ділянці періоду повторення зондувальних радіоімпульсів відносно частоти на початку цього періоду, коли здійснюється зондування, відповідає похибці вимірювання доплерівського зміщення. Припустимі короткочасні відносні нестабільності цих генераторів $\delta f_{\alpha} \approx \delta\left[f_{г1}/n\right] \approx \delta f_{г1} \approx 6 \cdot 10^{-9}$.

Використовувані для формування розглянутих сигналів термостатовані кварцові генератори відповідають цим вимогам.

Для здійснення вимірювання швидкості руху плазми згідно з застосовуваною методикою, що описана в підрозділі 2.1, формуються сигнали третього гетеродина з частотами $f_{г3}$ і $f_{г3}^{*} = f_{г3} - 2f_{пр3} = f_{г3} - 2f_{т}/3$, які подаються на змішувачі тракту ПЧ для виділення сигналів зі взаємнодзеркальними спектрами у двох паралельних каналах для пристрою обробки. (Відзначимо, що на першому історичному етапі вимірювань швидкості руху плазми, коли кореляційна обробка проводилась одноканальним корелометром, вимірювання V_d здійснювалася за допомогою радара, структурна схема якого наведена на рис. 3.3 [4]. Сигнали 3-ої ПЧ кожного з каналів подавалися до корелометра по черзі за допомогою електронного комутатора, керованого корелометром). Для забезпечення вимірювання швидкості руху плазми за квадратурними складовими КФ синтезуються два сигнали синхронного гетеродина з різницею фаз 90° відповідно до виразу $f_{сг} = f_{пр2} = f_{г2} - nf_{\beta}$.

Перетворені синхронними детекторами квадратурні сигнали після НЧ фі-

льтрації та підсилення подаються до пристрою обробки.

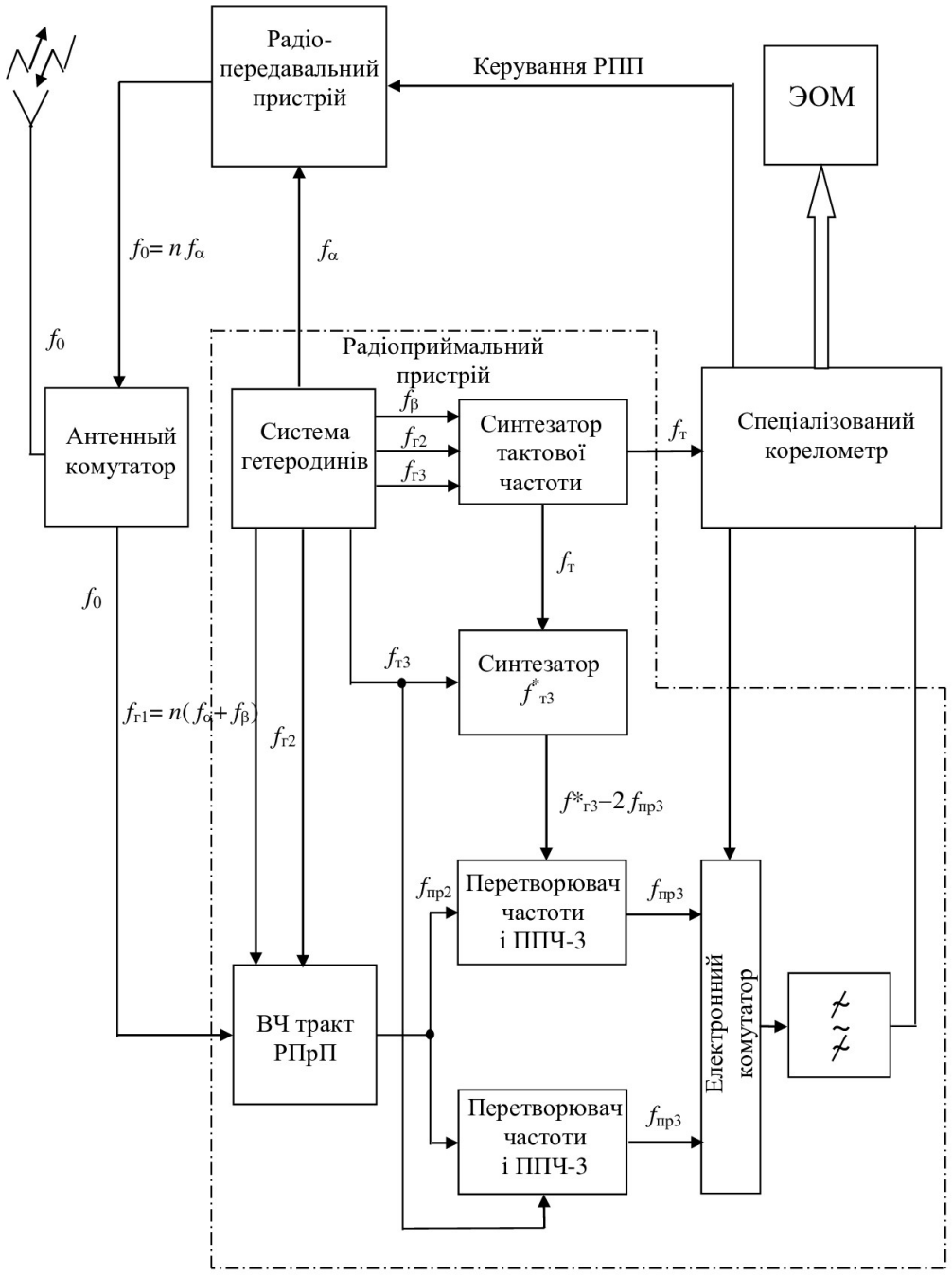


Рис. 3.3. Структурна схема реалізації вимірювання швидкості руху плазми з використанням одноканального корелометра

Завдяки введенню в роботу пристроїв обробки, які мають, як мінімум, два канали, з'явилась можливість проводити паралельну обробку сигналів взаємно-дзеркальних каналів або (і) квадратурних сигналів, що забезпечило зниження

середньоквадратичної похибки визначення швидкості приблизно в $\sqrt{2}$ разів з таким же часом накопичення [3]. Структурну схему модернізованого радара наведено на рис. 3.4.

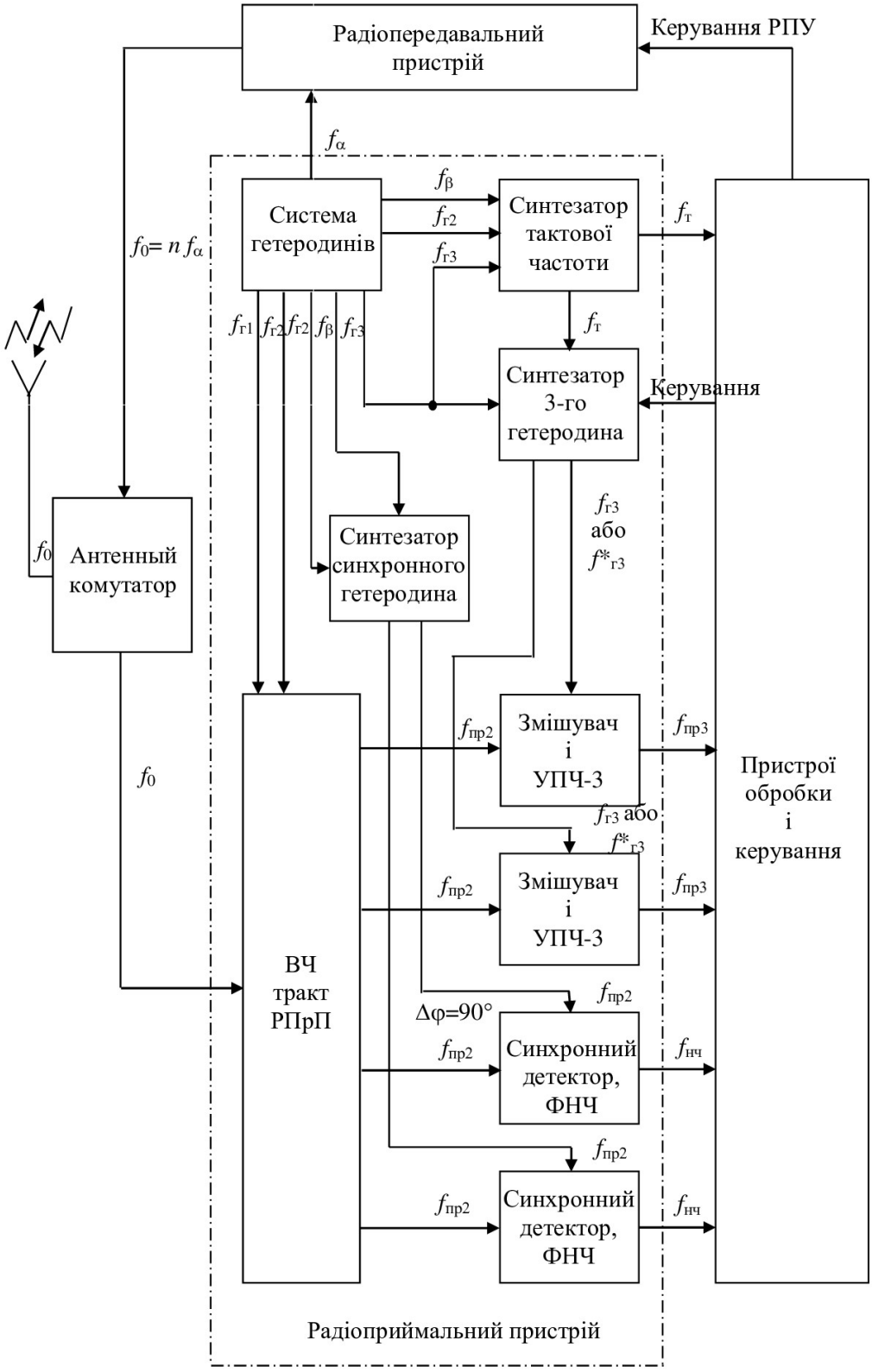


Рис. 3.4. Структура радара для вимірювання швидкості руху плазми

Принцип роботи зі складеним сигналом. Зондування іоносфери складеними сигналами дає ряд переваг [5]. Насамперед це стосується поліпшення роздільної здатності за висотою. Розроблений і реалізований принцип роботи приймально-задавальної системи зі складеними частотно- та фазоманіпульованими сигналами наведено [2, 6, 7].

У режимі роботи з складеним сигналом (рис В.1) формування радіоімпульсного зондувального сигналу здійснюється за допомогою генераторів f_β, $f_{г2}$, $[f_{г1}/n]$ (синтезатора частоти), системи формування сигналів 2-го гетеродина, електронного комутатора, керованого кодованим сигналом пристрою обробки, стробованого помножувача частоти та змішувачів системи формування радіоімпульсних сигналів для передавача. Внаслідок випромінюється складений сигнал з частотою заповнення елементарних посилок

$$f_0 \mp \Delta f^{(i)} = f_{г1} - nf_\beta + f_{г2} - f_\gamma^{(i)}.$$

Тут i – номер каналу.

Сигнал, що надходить від АФП, посилюється вхідним підсилювачем високочастотного тракту РПрП, після чого його спектр послідовно переноситься на першу $f_{пр1}$, другу $f_{пр2}$ і третю $f_{пр3}$ проміжні частоти. Розділення відгуків від елементарних посилок з різними центральними частотами спектра та перенесення на одну й ту ж частоту здійснюється в змішувачах (на другі входи яких подаються сигнали системи формування сітки частот 2-го гетеродина) і ППЧ-2 багатоканального тракту. Сигнал першого гетеродина формується з сигналу генератора «$f_{г1}/n$» за допомогою помножувача частоти на n. Як результат для кожного відгуку виконуються співвідношення

$$f_{пр1}{}^{(i)} = f_{г1} - (f_0 - \Delta f) = f_{г1} - f_{г1} + nf_\beta + \Delta f = nf_\beta + \Delta f,$$
$$f_{пр2}{}^{(i)} = f_{г2}{}^{(i)} - f_{пр1}{}^{(i)} = f_{г2}{}^{(i)} + \Delta f - nf_\beta - \Delta f = f_{г2}{}^{(i)} - nf_\beta = f_{пр2}.$$

Отже, і в цьому разі $f_{\text{пр3}}^{(i)} = f_{\text{г3}} - f_{\text{пр2}}^{(i)} = f_{\text{г3}} - f_{\text{пр2}} = f_{\text{пр3}} = f_{\text{т}} / 3$.

Для забезпечення вимірювання швидкості руху плазми з обробкою на 3-й ПЧ сигнали 3-го гетеродина формуються згідно з вище наведеними виразами і подаються на відповідні ідентичні змішувачі кожного каналу тракту ПЧ для виділення парних сигналів (зі взаємнодзеркальними спектрами) по паралельних каналах для багатоканального пристрою обробки. АЧХ і ФЧХ всіх каналів однакові і визначаються встановленими в ППЧ-3 смуговими фільтрами типу Кауера 7-го порядку.

Для пом'якшення вимог до ідентичності каналів передбачено циклічну зміну частоти заповнення елементів зондувального сигналу від одного періоду посилок до іншого. Вона здійснюється під керуванням багатоканального пристрою обробки.

Якщо сигнал з тактовою частотою формувати відповідно до виразу $f_{\text{т}} = 4 f_{\text{пр3}}$, є можливість безпосередньо оцінювати косинусну та синусну складові КФ НР сигналу на проміжній частоті для визначення швидкості плазми та інших іоносферних параметрів.

Для роботи з фазоманіпульованими сигналами передбачений маніпулятор фази (на носійній частоті), який керується кодом від пристрою обробки, і окремий широкосмуговий канал приймача в тракті 1-й проміжної частоти (15 МГц) з шириною смуги пропускання близько 350 кГц.

Використання багатоканального пристрою зі складеними сигналами доцільно для вимірювання швидкості плазми та інших іоносферних параметрів на висотах у районі максимуму іонізації і нижче, де потрібна висока роздільна здатність за висотою, а також надає можливість визначати в одному сеансі вимірювань параметри іоносфери у великому діапазоні висот.

У режимі вимірювання іонної компоненти спектра НР сигналу та двох електронних компонент (плазмових ліній) для передавача формується сигнал з частотою $f_0 = nf_\alpha$, а для приймача – сигнали 1-го гетеродина з частотами $f_{\text{г1}} = n\,(f_\alpha + f_\beta)$ для одного з каналів і $(f_{\text{г1}} + \Delta f)$ та $(f_{\text{г1}} - \Delta f)$ черезперіодно – для

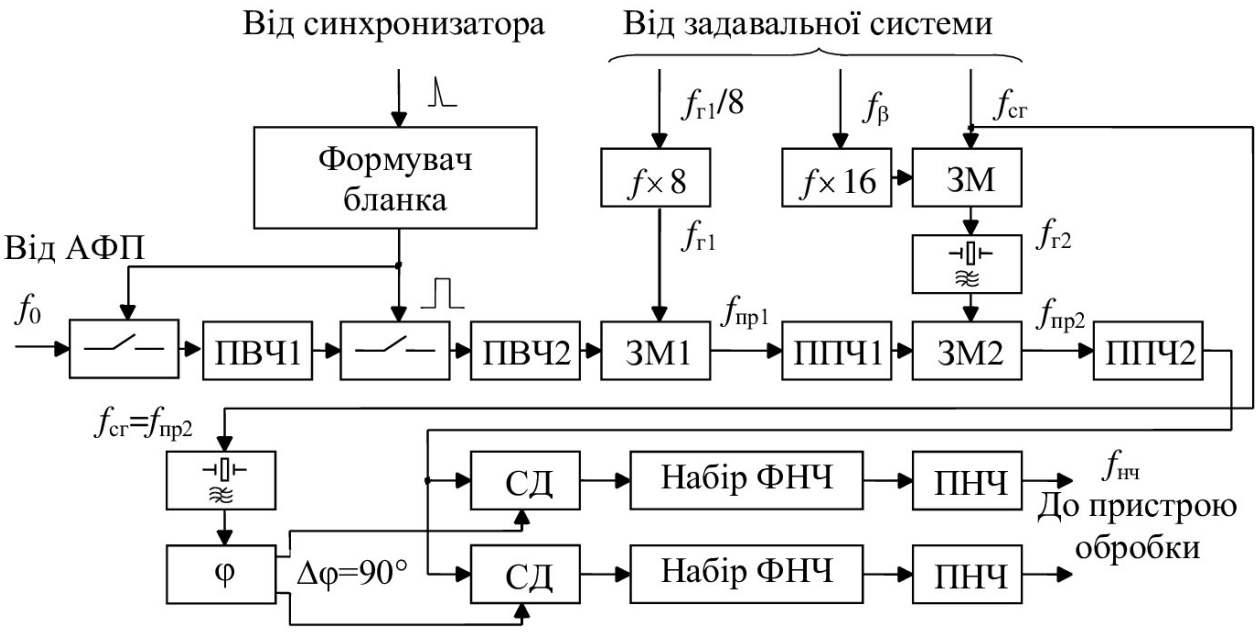
іншого каналу. Зміщення $\Delta f = f_{пл}$ ($f_{пл}$ – плазмова частота). При цьому використовуються два синтезатора частоти (з можливістю вибору Δf), генератори «f_α» і «f_β», змішувач (ЗМ), стробований помножувач частоти сигналу передавача, електронний комутатор (ЕК) і два помножувача частоти системи формування сигналів 1-го гетеродина.

Від АФП сигнали на входи ВЧ трактів РПрП подаються з двох виходів моста складання системи вибору поляризації. У кожному періоді посилок прийняті на частоті f_0 сигнали після перетворення в РПрП подаються на третій проміжній або низькій частоті на пристрої обробки для визначення іоносферних параметрів (зокрема швидкості плазми) по іонній компоненті спектра. Відлуння-сигнали на частотах ($f_0 + f_{пл}$) і ($f_0 - f_{пл}$) приймаються в почережних періодах посилок і після перетворення в РПрП подаються на багатоканальний пристрій обробки для реєстрації (у відповідних періодах) і оцінки електронних компонент, зокрема, для подальшого безпосереднього визначення концентрації електронів.

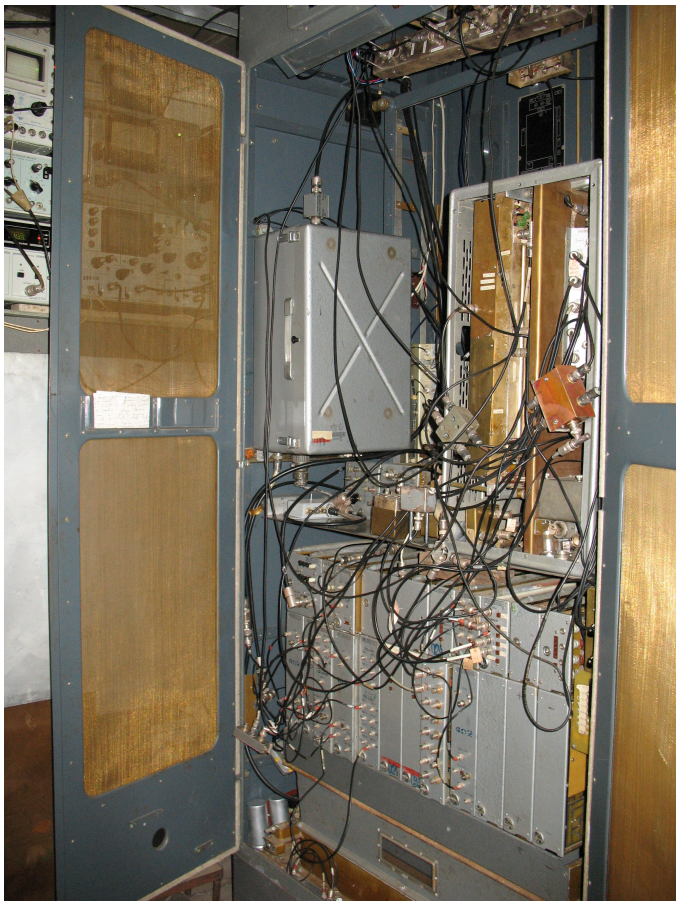
3.1.2. Радіоприймальний пристрій для вимірювань параметрів іоносфери на висотах до 1500 км

З метою забезпечення вимірювань параметрів іоносфери у великому діапазоні висот (від 60 до 1500 км і вище) розроблено та введено в роботу РПрП [8], що задовольняє підвищеним вимогам до стабільності його параметрів.

Пристрій (рис. 3.5) являє собою РПрП з потрійним перетворенням частоти. Спектр сигналу послідовно переноситься з носійної частоти (158 МГц) в область низьких частот, де здійснюється його кореляційна обробка. Пристрій виконано компактно та розташовано в безпосередній близькості до виходів антенно-фідерного тракту з метою максимального зниження втрат сигналу на вході РПрП і зменшення впливу завад. Деякі вузли РПрП виконано на базі блоків промислового радіолокаційного приймача, специфічні для радара НР вузли були розроблені та виготовлені.



а



б

Рис. 3.5. Радіоприймальний пристрій

для роботи у великому діапазоні висот іоносфери: *а* – структурна схема, *б* – зовнішній вигляд

Основні технічні характеристики РПрП радара НР наступні:

– коефіцієнт шуму $k_{ш} = 1{,}4$;

– коефіцієнт підсилення $k_p = 140$ дБ (регулюється);

– ширина смуги пропускання вхідного високочастотного тракту за рівнем 0,7 дорівнює $2\Delta F_{0,7} = 260$ кГц.

Ширина смуги пропускання (за рівнем 0,7) вихідного НЧ тракту, що визначає загальну АЧХ всього приймального тракту, може вибиратися використанням набору фільтрів нижніх частот з різними АЧХ дискретно: від 3,1 кГц до 9,5 кГц, у залежності від геофізичних умов вимірювань, що впливають на форму та ширину спектра НР сигналу.

Опис РПрП, зокрема принципи формування сигналів, що забезпечують когерентність роботи систем радара, наведено в [8, 9] і підрозділі 3.4.1. монографії.

РПрП дозволяє ефективно проводити в складі радара НР вимірювання параметрів іоносфери, зокрема швидкості руху плазми, в широкому діапазоні висот за різним станом космічної погоди.

3.2. Аналіз та мінімізація похибок радіовимірювань швидкості плазми

3.2.1. Апаратурна мінімізація статистичної складової похибки оцінки швидкості руху іоносферної плазми

Статистичні похибки вимірюваних параметрів іоносфери в значній мірі залежать від відношення потужності НР сигналу до потужності шуму ($q = P_c/P_ш$) і часу накопичення сигналу (див., наприклад, рис. 2.5, *б* і 2.5, *г*, які ілюструють залежності середньоквадратичної похибки σ_V визначення швидкості руху плазми від q і N, N – кількість замірів суміші сигнал+шум). Питання оптимізації приймання НР сигналу розглянуті в роботах [10, 11, 12].

При імпульсному зондуванні та визначенні $P_ш$ в кінці радіолокаційної розгортки з високою точністю (кількість замірів шуму в межах однієї розгортки

$M >> 1$), при $q << 1$ середньоквадратичні похибки оцінки потужності і КФ НР сигналу обернено пропорційні $\sqrt{N}$ (N – кількість замірів суміші сигнал+шум) і пропорційні величині $(1+1/q)$ (див. розділ 2.2). Зниження цих похибок є більш ефективним у разі підвищення q. До того ж, збільшення кількості вимірів N пов'язане з погіршенням роздільної здатності за часом і при обраній частоті посилок обмежена максимально прийнятною тривалістю сеансу вимірювань, яка визначається динамікою іоносферних процесів.

Відповідно до рівняння радіолокації для моностатичного радара НР з параболічною антеною, потужність сигналу, некогерентно розсіяного об'ємом іоносферної плазми з центром на висоті h, визначається виразом (1.17) [13].

Потужність шуму, приведеного до виходу антени, дорівнює

$$P_{\text{ш}} = \kappa T_{\text{сист}} \Delta F\,, \tag{3.1}$$

де $T_{\text{сист}}$ – ефективна шумова температура приймальної системи, ΔF – ефективна ширина смуги пропускання приймача.

Відношення сигнал/шум (враховуючи (1.17) і (3.1)):

$$q(h) = \frac{0{,}76 P_{\text{імп}} \eta c \tau_{\text{імп}} A}{16\pi\kappa T_{\text{сист}} \Delta F} \cdot \frac{\sigma N_e(h)}{h^2}\,. \tag{3.2}$$

Ефективна шумова температура приймальної системи дорівнює [14]

$$T_{\text{сист}} = T_{\text{А}} + T_{\text{лф}}(L-1) + L T_{\text{пр}}\,, \tag{3.3}$$

де $T_{\text{А}}$ – ефективна шумова температура антени, $T_{\text{лф}}$ – фізична температура фідерної лінії ($T_{\text{лф}} \approx T_{\text{о}}$=300 К), $T_{\text{пр}}$ – ефективна шумова температура приймача, $L = 1/\eta$ – втрати в тракті.

З виразів (3.2) і (3.3) видно, що за обраної тривалості імпульсу $\tau_{імп}$ (виходячи з необхідної роздільної здатності за дальністю), при наявних параметрах $P_{імп}$ і η підвищити відношення сигнал/шум і, отже, зменшити похибку визначення параметрів іоносфери можна зниженням шумової температури (коефіцієнта шуму $k_ш$) РПрП і вибором його оптимального значення ΔF.

Якщо вважати, що T_A впродовж доби змінюється в межах від 250 К до 755 К (відповідно до незалежних вимірювань на частоті радара 158 МГц), то, згідно з (3.1) і (3.2) з урахуванням параметрів радара Інституту іоносфери [15], виграш у відношенні сигнал/шум $\delta q = q(k_ш)/q(k_ш = 1{,}8)$ від зниження $k_ш$ в порівнянні з $k_ш = 1{,}8$ (рис. 3.6) помітніше при зниженні втрат L у тракті АФП.

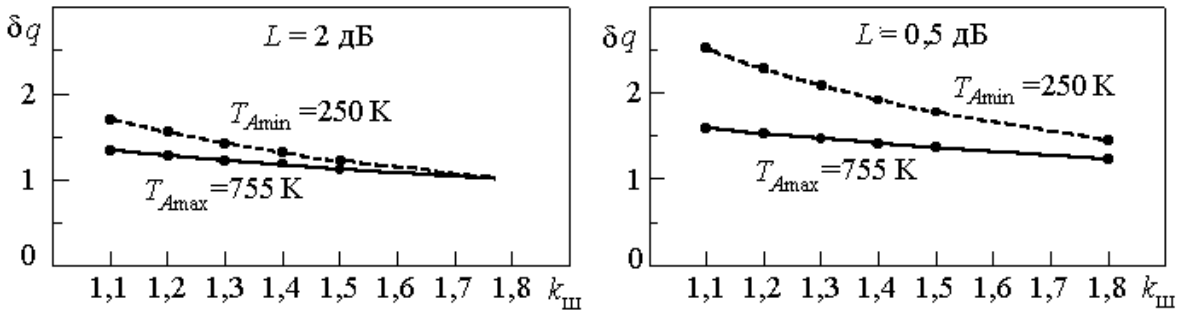


Рис. 3.6. Ефект зростання відношення сигнал/шум від зниження коефіцієнта шуму приймача $k_ш$ і втрат у фідерному тракті L

Для зниження $T_{сист}$ був розроблений і введений до складу РПрП радара НР малошумливий транзисторний підсилювач разом з блоком захисту вхідних електричних кіл приймача та вузькосмуговим коаксіальним фільтром. Як активний елемент підсилювача був застосований малошумливий транзистор типу 2S3608. Проведена оптимізація режиму роботи за критерієм мінімуму коефіцієнта шуму.

У великій мірі знижено вплив завад внаслідок розробки та введення в дію спеціально для цієї мети вузькосмугового ВЧ фільтру, який був виконаний на основі коаксіального чвертьхвильового резонатора. Ширина смуги пропускання вхідного ВЧ тракту $2\Delta F_{0,7}$ може встановлюватися в межах 150–260 кГц (в промисло-

вому виносному пристрої приймача $2\Delta F_{0,7} = 8$ МГц). Передбачено регулювання частоти настройки фільтра в межах 158±4 МГц.

Ширина смуги пропускання РПрП визначається найбільш вузькосмуговим трактом приймача – фільтрами нижніх частот. Для конкретних умов іоносферних вимірювань, які обумовлюються досліджуваним висотним діапазоном, тривалістю зондувального сигналу та ін., застосовуються фільтри, АЧХ яких найбільш підходять до цих умов (см. підрозділ 3.2).

У результаті модернізації РПрП отримано: коефіцієнт шуму приймача спільно із встановленим на вході циркулятором, блоком захисту приймача і вузькосмуговим фільтром дорівнює 1,4 (раніше при використанні радіолокаційного вхідного транзисторного підсилювача він дорівнював 1,8) при коефіцієнті стійної хвилі КСХ = 1,05 (раніше – не менше ніж 1,2). Виграш у відношенні сигнал/шум склав не менше 20–30%.

3.2.2. Вплив характеристик зондувального сигналу і радіоприймального тракту на точність вимірювання швидкості руху плазми методом НР

Визначення швидкості руху V_d іоносферної плазми здійснюється відповідно до методики [16, 17] шляхом вимірювання квадратурних складових КФ НР сигналу $\tilde{r}_{\sin}(\tau_k)$ і $\tilde{r}_{\cos}(\tau_k)$ та обчислення швидкості $\tilde{V}_d$ відповідно до виразу (2.31) або (2.33) (див. розділ 2.3). При цьому виникають систематичні помилки, обумовлені як впливом апаратури, так і методичними факторами. Розглянемо вплив на точність вимірювання V_d деяких факторів [18, 19].

При зондуванні іоносфери поодинокими радіоімпульсами в результаті взаємодії зондувального сигналу з фізичним середовищем (розсіювальним об'ємом іоносферної плазми) утворюється вузькосмуговий НР сигнал. Він може бути представлений квадратурними складовими КФ [20]:

$$r_c(\tau) = \rho(\tau) r_{\text{імп}}(\tau) \cos(\omega_0 + \Omega_d + \Delta\Omega_1)\tau,$$

$$r_s(\tau) = \rho(\tau) r_{\text{імп}}(\tau) \sin(\omega_0 + \Omega_d + \Delta\Omega_1)\tau .$$

Тут $\rho(\tau)$ – КФ флуктуацій електронної густини середовища, ω_0 – носійна частота радара, $\omega_0 = 2\pi f_0$, Ω_d – доплерівське зміщення частоти, обумовлене рухом плазми уздовж променя радара зі швидкістю V_d, $\Omega_d = -4\pi V_d/\lambda$, $\Delta\Omega_1$ – добавка до частоти, викликана зміною фази ВЧ заповнення протягом зондувального радіоімпульсу тривалістю $\tau_{\text{імп}}$, $r_{\text{імп}}(\tau)$ – множник, що залежить від КФ обвідної зондувального імпульсу та зміни потужності НР сигналу протягом періоду посилок. Якщо допустити, що сигнал стаціонарний на інтервалі, рівному тривалості імпульсу, то $r_{\text{імп}}(\tau)$ дорівнює КФ його обвідної та при прямокутній обвідній $r_{\text{імп}}(\tau) = (1-|\tau|)/\tau_{\text{імп}}$.

За аналогією з [21] отримано, що внаслідок приймання сигналу, його перетворення та фільтрації складові КФ сигналу на виході приймача, які підлягають вимірюванню, при однакових імпульсних характеристиках квадратурних каналів дорівнюють

$$r_{\cos}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\tau - t) r_{\text{імп}}(\tau - t) \cos\left(\Omega_d + \sum_m \Delta\Omega_m\right)(\tau - t) r_g(t) dt ,$$

$$r_{\sin}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\tau - t) r_{\text{імп}}(\tau - t) \sin\left(\Omega_d + \sum_m \Delta\Omega_m\right)(\tau - t) r_g(t) dt , \qquad (3.4)$$

де $r_g(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t) g(t+\tau) dt$, $g(t)$ – імпульсна характеристика приймача, яка обумовлюється здебільшого вузькосмуговою його частиною – фільтрами НЧ. Функція $r_g(\tau)$, як відомо [20], збігається з вимірюваною КФ шуму на виході приймача при наявності на його вході білого шуму, $\Delta\Omega_m$ – добавки до частоти, які спричинені недосконалістю апаратури та сприймаються як доплерівські зміщення. Вони можуть бути усунені або зведені до мінімуму технічними заходами або в процесі обробки сигналу. Так, вплив зміни фази заповнення зондувального імпульсу усувається формуванням радіоімпульсу з крутими фронтами та стабілізацією його амп-

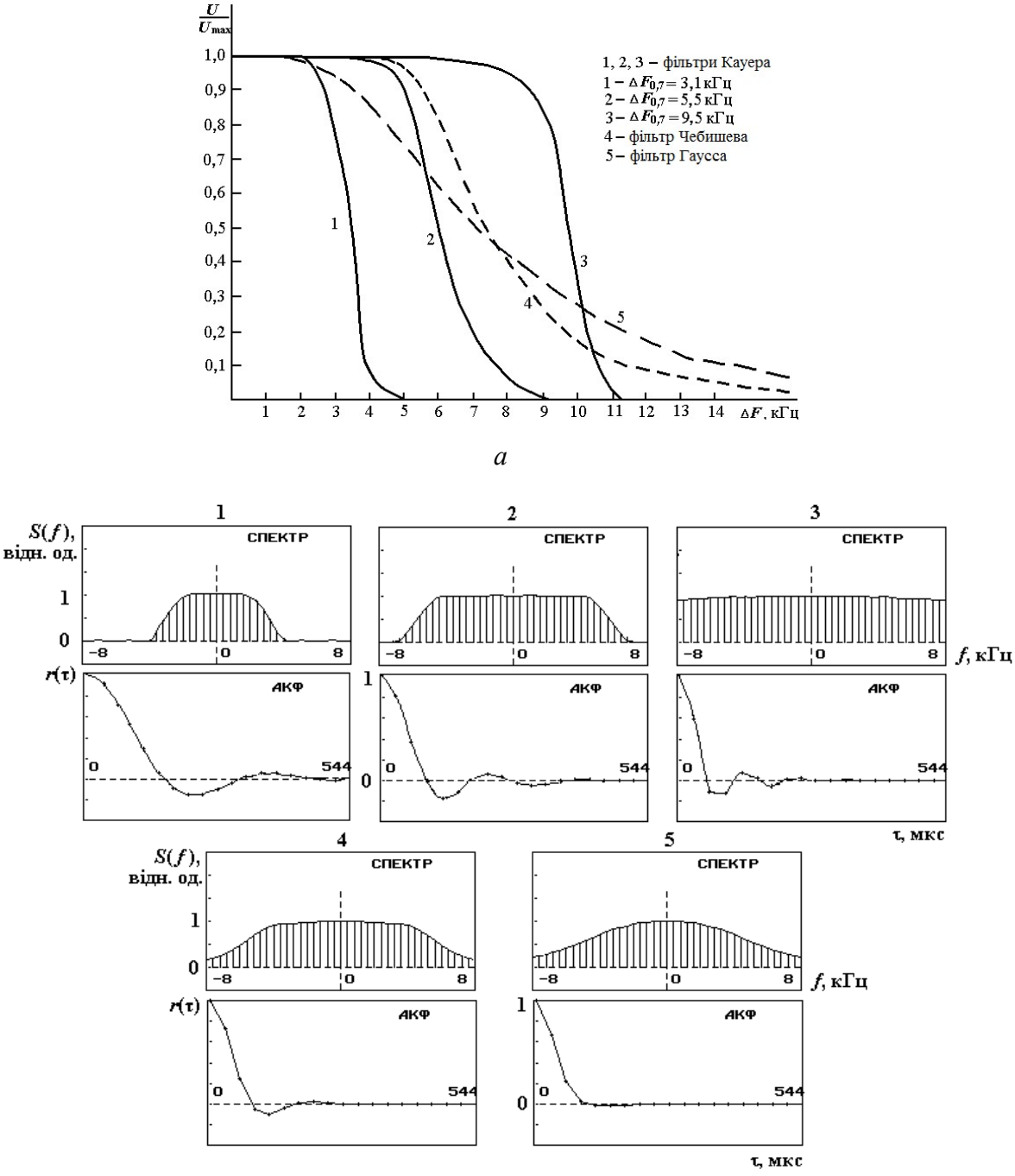
літуди [22, 23]. Розбіжність частоти настройки приймача з носійною частотою усувається когерентною побудовою систем радара [2, 8] і використанням задавального генератора з відносною короткочасною нестабільністю частоти протягом радіолокаційної розгортки не гірше 10^{-9}. Вплив зміни фази сигналу протягом радіолокаційної розгортки при відновленні розрядників антенного комутатора може бути зведений до мінімуму врахуванням у процесі обробки сигналу поправок, які попередньо вимірюються за допомогою контрольного сигналу з відомими характеристиками (див. підрозділ 3.2.4).

У зв'язку з тим, що КФ НР сигналу є багатопараметричними функціями стану іоносфери, для визначення впливу зондувального імпульсу та фільтрів приймача на систематичну похибку вимірювання V_d проведено числовий експеримент [18, 19]. Використовувалися вирази (2.31), (2.33), (2.34). Для розрахунку $\rho(\tau)$ застосовано вирази (1.14) і (1.15) (див. розділ 1.2).

Для моделювання використовувалися дані радара НР: $\lambda = 1{,}9$ м; $\tau_{імп} = 800$ мкс; $k = 0, 1, ...18$, $\Delta\tau = 30{,}55$ мкс, а також виміряні $r_g(\tau)$ приймального тракту (рис. 3.7, *б*) для фільтрів, АЧХ яких наведено на рис. 3.7, *а*. Обчислення $\rho(\tau)$ проводилося для плазми, що складається з електронів та іонів трьох сортів – H^+ з $m_{i1} = 1$ а.о.м., He^+ з $m_{i2} = 4$ а.о.м. та O^+ з $m_{i3} = 16$ а.о.м. Як аргументи використовувалися V_d, T_i, T_e, γ_1, γ_2, γ_3 за різними комбінаціями їх значень, що відповідають реальним умовам.

Деякі результати моделювання абсолютної похибки визначення швидкості руху плазми ΔV наведено в табл. 3.1–3.3. Розрахунки показали, що відносні похибки для різних V_d близькі.

В табл. 3.1 наведено результати для плазми, що містить електрони і іони O^+, що характерно для висот іоносфери до 600–700 км. Видно, що оптимальним є фільтр 4 з рівномірною до 4,5 кГц АЧХ і пологими схилами. Трохи підвищені похибки ΔV від впливу фільтра 3 пояснюються відносно тривалою осциляцією $r_g(\tau)$ через велику крутизну схилу АЧХ порівняно з шириною смуги пропускання. Вони знижуються зменшенням кількості значень КФ, що беруть участь в обчисленні V_d. Використання фільтра 1 небажано.



а

б

Рис. 3.7. Амплітудно-частотні характеристики фільтрів НЧ (*а*), спектральні густини потужності і АКФ шуму на виході РПрП при використанні різних фільтрів НЧ (*б*)

Таблиця 3.1

Залежність похибки вимірювання швидкості руху плазми від температури іонів T_i і відношення температур $\beta = T_e/T_i$ (при V_d =30 м/с і фільтрах 1–5)

γ_{H+}= 0, γ_{He+}= 0, γ_{O+}= 1,0		ΔV, м/с				
T_i, К	β	1	2	3	4	5
800	1	0,7	–0,2	–0,4	–0,3	–1,0
	2	–0,8	–0,6	1,2	–0,4	–1,2
	3	–3,2	–0,7	1,1	–0,3	–0,9
1200	1	–1,5	–0,8	0,9	–0,4	–1,3
	2	–4,9	–1,1	2,4	–0,5	–1,7
	3	–6,9	–1,3	1,6	–0,4	–1,6
1600	2	–8,6	–1,3	2,1	–0,3	–1,3

Таблиця 3.2

Залежність похибки вимірювання швидкості руху плазми від відносного вмісту іонів (при V_d = 30 м/с і фільтрах 1–5)

T_i = 2000 К, T_e = 2600 К			ΔV, м/с				
$\gamma_{н+}$	$\gamma_{не+}$	γ_{0+}	1	2	3	4	5
0	0	1,0	8,9	–1,7	4,1	–0,5	–2,3
0,2	0	0,8	–13,5	–1,9	–0,8	–0,1	–3,4
0,4	0	0,6	–20,0	–3,3	–1,4	–0,9	–6,2
0,6	0	0,4	–25,1	–13,7	–1,6	–9,2	–7,5
0,7	0	0,3	–26,4	–27,3	–8,8	–10,5	–8,2
0	0,05	0,95	–10,5	–1,8	3,5	–0,5	–2,6
0	0,1	0,9	–11,6	–2,0	4,1	–0,5	–2,9

Таблиця 3.3

Залежність похибки вимірювання швидкості руху плазми від тривалості зондувального радіоімпульсу та параметрів іоносфери (при V_d=30 м/с і фільтрах 1–5)

T_i, К	β	γ_{H+}	γ_{He+}	γ_{O+}	$\tau_{імп}$, мкс	ΔV, м/с				
						1	2	3	4	5
1000	2	0	0	1,0	500	–5,0	–1,4	3,9	–0,4	–1,7
					800	–2,8	–0,9	2,2	–0,3	–1,3
					∞	–1,1	–0,4	0,8	–0,2	–0,8
2000	2	0	0	1,0	500	–14,9	–2,0	2,8	–0,5	–2,9
					800	–13,2	–1,3	1,2	–0,4	–2,0
					∞	–9,3	–1,2	1,1	–0,2	–2,0
2000	1,3	0,6	0	0,4	500	–24,9	–14,3	–1,7	–9,8	–7,6
					800	–25,1	–13,7	–1,6	–9,7	–7,5
					∞	–25,4	–12,9	–1,5	–3,7	–6,2

З табл. 3.2 видно, що для верхньої іоносфери, де переважають легкі іони, більш підходять фільтри 4 і 3. Більш пологі схили фільтра 4 дозволяють значно зменшити ΔV врахуванням його характеристики $r_g(\tau)$ в обробці.

При зменшенні тривалості зондувального імпульсу (табл. 3.3) похибка V_d зростає, що так само, як і при наявності легких іонів, пояснюється розширенням спектра НР сигналу та збільшенням його спотворень схилами АЧХ фільтрів.

Розрахунки показали, що якоюсь мірою знизити ΔV можна, виключивши з обробки ординати КФ з малими τ_k. Однак результат залежить від параметрів іоносфери, і прийнятні $\Delta V = 1$–3 м/с можна отримати лише при $\gamma_{H^+} < 0{,}7$. До того ж можливо помітне погіршення статистичної точності. Розв'язати цю задачу можна, враховуючи характеристики радара, зокрема, за допомогою алгоритму обчислення V_d, отриманого на підставі виразів (2.34) і (3.4) [18, 24]:

$$\widetilde{L}(V) = \min \sum_{k=1}^{n} \left[\widetilde{r}_{\sin}(\tau_k)\bar{r}_{\cos}(\tau_k) - \widetilde{r}_{\cos}(\tau_k)\bar{r}_{\sin}(\tau_k)\right]^2, \qquad (3.5)$$

де $\bar{r}_{\cos}(\tau_k) = \int \bar{\rho}_T(\tau_k - t) r_{\text{и}}(\tau_k - t) \cos\left[\frac{4\pi(\tau_k - t)}{\lambda} V\right] r_g(t)\,dt,$

$\bar{r}_{\sin}(\tau_k) = \int \bar{\rho}_T(\tau_k - t) r_{\text{и}}(\tau_k - t) \sin\left[-\frac{4\pi(\tau_k - t)}{\lambda} V\right] r_g(t)\,dt,$

$\bar{\rho}_T(\tau_k)$ – обвідна теоретичної КФ, відповідної виміряним за досить тривалий проміжок часу параметрами іоносфери T_i, T_e і γ.

Застосування алгоритму (3.5) дозволяє знизити ΔV до 1 м/с.

Для ефективного приймання сигналів з різними спектрами й одночасного вимірювання параметрів плазми в усьому діапазоні висот іоносфери до 1000–1500 км запропоновано та реалізовано одночасно виділяти сигнали за допомогою двох вихідних двоканальних трактів з різною шириною смуги пропускання. Це не тільки дає можливість найкращим чином проводити фільтрацію сигналів, розсіяних у різних висотних діапазонах, але і підвищує достовірність отриманих резуль-

татів, завдяки можливості співставлення результатів вимірювань при одночасній роботі трактів з різною АЧХ [24].

Оптимізація вимірювань швидкості руху іоносферної плазми дозволяє знизити середньоквадратичну похибку вимірювання швидкості до 2 м/с для висот іоносфери в районі максимуму іонізації та до 10 м/с при відношенні сигнал/шум близько 0,2 при 15-хвилинному накопиченні, а також збільшити висотний діапазон вимірювання швидкості руху іоносферної плазми до 1000 км і більше [16].

В табл. 3.4 наведено результати обчислення абсолютної похибки ΔV, яка викликана нахилом ΔK_u вершини АЧХ приймального тракту до синхронних детекторів, що становить 0,5% і 0,05% на 1 кГц. Розрахунки проводилися для двокомпонентної плазми (100%-й вміст іонів O^+).

Таблиця 3.4

Залежність абсолютної похибки швидкості руху плазми ΔV [м/с]
від нахилу АЧХ радіоприймального тракту і параметрів іоносфери

При ΔK_u = 0,5% на 1 кГц

T_i, K / β	600	800	1000	1200
1	12,2	14,2	15,8	17,3
2,4	27,9	32,2	36,0	39,4

При ΔK_u = 0,05% на 1 кГц

T_i, K / β	600	800	1000	1200
1	2,1	2,4	2,7	2,9
2,4	2,9	3,3	3,7	4,0

Видно що ΔV збільшується зі зростанням T_i і β. Звідси виходить, що рівномірність АЧХ приймального тракту в межах ширини спектра НР сигналу повинна підтримуватися з високою точністю (до 0,01% на 1 кГц для зменшення ΔV нижче 1 м/с).

У режимі зондування здвоєними короткими імпульсами, якщо інтервал між ними перевищує час загасання імпульсної характеристики приймача, вплив АЧХ ВЧ, ПЧ або НЧ трактів незначний. Це підтверджено експериментальною перевіркою при значному спотворенні АЧХ і пояснюється тим, що в цьому режимі визначаються фактично взаємні КФ відгуків двох імпульсів пари, що зазнають однакових спотворень у лінійному тракті.

У будь-якому разі важливо, щоб характеристики фільтрів квадратурних

каналів приймача були максимально близькі, а також була забезпечена ортогональність вихідних сигналів приймача. На РПрП радара НР ці вимоги виконані, завдяки підбору з високою точністю (до 1%) параметрів ідентичних елементів кожної пари фільтрів НЧ і розробці високоточного і високостабільного фазообертача синхронного гетеродина, що забезпечує зсув фаз його сигналів 90^{o}. Водночас контрольована середня величина взаємної КФ квадратурних сигналів при нульовій затримці $r_s(0)$ не перевищує ±0,0006.

Проведений аналіз впливу апаратури та методичних чинників на точність визначення швидкості руху плазми дає можливість зниження або усунення окремих систематичних складових похибки вимірювань. Він дозволяє здійснити вибір фільтрів, оптимальних для конкретних умов експерименту, які визначаються висотним діапазоном і геофізичними умовами.

3.2.3. Вплив ефектів імпульсного зондування на точність вимірювання швидкості руху іоносферної плазми

При імпульсному зондуванні іоносфери можливі спотворення вимірюваної КФ НР сигналу внаслідок перехідних процесів у радіочастотних трактах, що призводить до похибки визначення іоносферних параметрів.

Оцінимо вплив апаратурних факторів, викликаний імпульсним характером роботи радара, на вимірювання швидкості переносу плазми [25]. Оцінку проведемо для двох варіантів алгоритмів визначення швидкості, які реалізовані на радарі НР Інституту іоносфери та використовують вимірювання нормованих КФ сигналів із взаємнодзеркальними спектрами, виділених на одній і тій же проміжній частоті $f_{\text{пр}}$ (див. розділи 2.1 і 2.2). Швидкість можна визначати за значеннями КФ сигналу при одній певній затримці τ_k, використовуючи вираз [4]

$$V_d^* = \frac{\lambda}{4\pi\tau_k}\operatorname{arctg}\left[\frac{1-C^*(\tau_k)}{1+C^*(\tau_k)}\operatorname{ctg}2\pi f_{\text{пр}}\tau_k\right],$$

або за кількома значеннями КФ з різними $\tau_k = k\Delta\tau_k$ мінімізацією виразу

$$L_V = \sum_k \left[\frac{r^*_{c1}(\tau_k)}{\cos 2\pi\left(f_{\text{пр}} + 2V/\lambda\right)\tau_k} - \frac{r^*_{c2}(\tau_k)}{\cos 2\pi\left(f_{\text{пр}} - 2V/\lambda\right)\tau_k} \right]^2,$$

де $C^*(\tau_k) = r^*_{\text{с1}}(\tau_k) / r^*_{\text{с2}}(\tau_k)$; $r^*_{\text{с1}}(\tau_k)$ і $r^*_{\text{с2}}(\tau_k)$ – нормовані КФ НР сигналу 1-го («основного») і 2-го («дзеркального») каналів. Тут і далі з індексом * наведені вимірювані величини, без індексу – дійсні.

Згідно із застосованою методикою вимірювань

$$r^*_{\text{с}}(\tau_k) = \frac{R^*_{\text{с+ш}}(\tau_k) - \overline{R}^*_{\text{ш}}(\tau_k)}{P^*_{\text{с+ш}} - \overline{P}^*_{\text{ш}}} = \frac{R^*_{\text{с}}(\tau_k)}{P^*_{\text{с}}},$$

де $R^*_{\text{с+ш}}(\tau_k)$ і $P^*_{\text{с+ш}}$ – КФ і потужність адитивної суміші НР сигналу і шуму на виході приймача, що відповідають конкретній ділянці радіолокаційної розгортки дальності; $\overline{R}^*_{\text{ш}}(\tau_k)$ і $\overline{P}^*_{\text{ш}}$ – КФ і потужність шуму, усереднені по ділянках у кінці розгортки дальності, де передбачається відсутність НР сигналу.

В ідеальному випадку з точністю до статистичного розкиду $\overline{R}^*_{\text{ш}}(\tau_k) = R_{\text{ш}}(\tau_k)$; $\overline{P}^*_{\text{ш}} = P_{\text{ш}}$, тобто усереднені в кінці розгортки характеристики шуму збігаються зі справжніми на досліджуваній ділянці.

Якщо шум розподілений на розгортці нерівномірно (нерівномірність викликана адитивною добавкою), виникають спотворення вимірюваної нормованої КФ сигналу та, як наслідок, вноситься похибка в параметри іоносфери, які визначаються.

Вирази для аналізу впливу нерівномірності розподілу шуму протягом періоду посилок на визначення швидкості плазми наведені в [25].

Вираз для аналізу першого методу обробки даних має вигляд [25]

$$V_d^*(k) = \frac{\lambda f_т}{4\pi(9k+1)} \operatorname{arctg}\left[\frac{1-C^*(k)}{1+C^*(k)} \operatorname{ctg}\frac{2\pi}{3}\right],$$

де

$$C^*(k) = \frac{\rho(\tau_k)\cos\left[\frac{2\pi}{3} + \frac{4\pi(9k+1)}{\lambda f_т} V_d\right] + r_ш(\tau_k)\frac{q_{доб}}{q}}{\rho(\tau_k)\cos\left[\frac{2\pi}{3} - \frac{4\pi(9k+1)}{\lambda f_т} V_d\right] + r_ш(\tau_k)\frac{q_{доб}}{q}}.$$

Для аналізу другого методу обробки вираз, що мінімізується:

$$L_V = \sum_k \left\{ \frac{\rho(\tau_k)\cos\left[\frac{2\pi}{3} + \frac{4\pi(9k+1)}{\lambda f_т} V\right] + r_ш(\tau_k)\frac{q_{доб}}{q}}{\cos\left[\frac{2\pi}{3} + \frac{4\pi(9k+1)}{\lambda f_т} V\right]} - \right.$$
$$\left. - \frac{\rho(\tau_k)\cos\left[\frac{2\pi}{3} + \frac{4\pi(9k+1)}{\lambda f_т} V\right] + r_ш(\tau_k)\frac{q_{доб}}{q}}{\cos\left[\frac{2\pi}{3} + \frac{4\pi(9k+1)}{\lambda f_т} V\right]} \right\}^2.$$

Тут $\rho(\tau_k)$ і $r_ш(\tau_k)$ – нормовані КФ НР сигналу (при зондуванні здвоєними імпульсами збігається з КФ середовища) і КФ шуму, $q_{доб}$ – відношення потужності додаткового шумового сигналу до потужності шуму, тобто $q_{доб} = P_{доб}/P_ш$.

Похибка параметра $C^*(\tau_k)$ і, отже, V_d* має складний характер, оскільки $\rho(\tau_k)$ є багатопараметричною функцією стану іоносфери. Тому оцінка впливу нестаціонарності шуму проводилася на комп'ютері для безлічі найбільш ймовірних комбінацій значень іоносферних параметрів, q, $q_{доб}$ із залученням конкретних параметрів радара НР.

Вважаючи плазму однорідною, без зіткнень, що складається з електронів і переважно іонів O^+ (що характерно для області F іоносфери), використовуємо для розрахунків вираз $\rho(\tau_k)$ (2.25).

Для радара НР Інституту іоносфери: $\lambda \approx 2$ м; виконується співвідношення $f_{\text{пр}} = f_{\text{т}}/3$, $f_{\text{т}}$ – тактова частота корелометра, $f_{\text{т}} \approx 231$ кГц; використовується фільтр ПЧ з шириною плоскої частини смуги пропускання близько 10 кГц; значення дискретних затримок $\tau_k = (9k+1)/f_{\text{т}}$, k =7...12. Пошук екстремуму здійснюється при зміні V в інтервалі [±160 м/с] з кроком 1 м/с.

Деякі результати розрахунку наведено в таблиці 3.5.

Таблиця 3.5

Результати моделювання швидкості руху іоносферної плазми,
яка визначається для різних значень V_d, T_i, $\beta = T_e/T_i$, $q_{\text{доб}}/q$

Первинні дані				V_d^*, м/с						
				Метод обробки 1						Метод 2
V_d, м/с	T_i, К	β	$q_{\text{доб}}/q$	k = 7	8	9	10	11	12	k =7…12
–20	1000	1,0	0,0	–20	–20	–20	–20	–20	–20	–20
			0,1	–22	–19	–20	–20	–20	–20	–20
			0,2	–25	–18	–21	–20	–20	–20	–20
			0,3	–28	–18	–21	–21	–19	–19	–20
			0,4	–32	–17	–22	–21	–19	–19	–20
			0,5	–38	–16	–22	–21	–19	–19	–20
–20	900	1,0	0,5	–27	–11	–23	–21	–19	–19	–20
		1,2		–51	–17	–22	–21	–19	–19	–20
		1,5		–13	–18	–21	–21	–19	–19	–20
		2,0		–17	–19	–21	–21	–19	–19	–20
	1100	1,0	0,5	17	–18	–22	–21	–19	–19	–20
		1,2		–13	–18	–21	–21	–19	–19	–20
		1,5		–17	–19	–21	–21	–19	–18	–20
		2,0		–18	–19	–21	–21	–19	–17	–20
	1300	1,0	0,5	–14	–18	–22	–21	–19	–18	–20
		1,2		–16	–19	–21	–21	–19	–18	–20
		1,5		–18	–19	–21	–21	–19	–16	–20
		2,0		–18	–19	–21	–21	–18	–27	–20
+10	1000	1,5	0,5	8	9	11	10	10	9	10
0				0	0	0	0	0	0	0
–10				–8	–9	–11	–10	–10	–9	–10
–30				–24	–28	–32	–31	–29	–28	–30
–50				–39	–47	–53	–52	–48	–47	–50
–50			0,2	–45	–49	–51	–51	–49	–49	–50

Для наочності відношення $q_{\text{доб}}/q$ вибрано великим (зазвичай $q_{\text{доб}}/q < 0{,}2$).

З табл. 3.5 видно, що обчислені V_d^* за значеннями КФ при одній затримці

(метод 1) мають при деяких значеннях аргументів помітні відхилення від справжніх V_d. Аналіз показав, що такі відхилення відбуваються, коли значення $\rho(\tau_k)$ близькі до нуля. Водночас, якщо використовувати другий метод обробки, такі відхилення відсутні, оскільки складові з малими $\rho(\tau_k)$ практично не впливають на пошук мінімуму.

В [25] розглянуто також вплив на вимірювання V_d^* зміни коефіцієнта передачі потужності приймального тракту протягом періоду посилок. Основний внесок у цю зміну вноситься газонаповненими розрядниками антенного комутатора при їх відновленні після закінчення зондувального сигналу, оскільки стабільність коефіцієнта передачі приймального пристрою порівняно надійно забезпечується застосуванням швидковідновлювальних бланкувальних каскадів, які захищають приймач від перевантажень під час зондування [26], і інших технічних заходів. Аналіз показав, що похибки визначення $C^*(\tau_k)$ і V_d^* збільшуються при зменшенні відношення сигнал/шум q, збільшенні ступеня зміни коефіцієнта корисної дії фідерного тракту $\delta\eta$ протягом періоду посилок, а також у великій мірі залежать від співвідношень між шумовою температурою антени та температурою фідерного тракту. Знайдено, що і в цьому випадку при визначенні швидкості за значеннями КФ при декількох τ_k залежність V_d^* від $\delta\eta$ значно менше, ніж за значеннями КФ при одній затримці.

Отже, вплив апаратурних факторів на вимірювання швидкості руху плазми може бути зведений до мінімуму застосуванням технічних заходів і використанням ефективних методик обробки сигналу.

3.2.4. Мінімізація систематичних похибок вимірювання швидкості руху іоносферної плазми

Задача полягає в мінімізації систематичних складових похибки V_d до рівня, нижче рівня статистичної похибки при прийнятному часовому накопиченні

(від 5 до 60 хв). У роботах [23, 27, 28, 29] розглянуто питання впливу на точність вимірювання V_d ряду апаратурних факторів, а також способи зниження похибок, спричинених ними.

В роботі [27] розглянуто вплив на вимірювані характеристики помилки вимірювання параметрів шуму. Така помилка може бути викликана зміною параметрів приймального тракту синхронно з радіолокаційною розгорткою через неякісне бланкування РПрП, зміною протягом радіолокаційної розгортки шумів передавача та антенного комутатора, а також завадами, що інтерпретуються при обробці як додатковий шум. Отже, відповідно до методики вимірювань (див. розділ 2.3), визначення швидкості руху плазми одночасно для всіх висот досліджуваного діапазону проводиться за виміряними квадратурними складовими КФ розсіяного сигналу $r_{\sin}(t_j, \tau_k)$ і $r_{\cos}(t_j, \tau_k)$ відповідно до виразів (2.31) або (2.33), наведеними в [24]. Оцінка складових КФ $r_{\sin}(t_j, \tau_k)$ і $r_{\cos}(t_j, \tau_k)$, відповідних висоті центру зондуємого об'єму іоносферної плазми $h_j = ct_j/2$, здійснюється шляхом вимірювання взаємної й автокореляційної функцій сигналів, виділених двома квадратурними каналами радіоприймача за допомогою синхронного детектування, й їх нормування (тут t_j – дискретний момент часу відносно початку радіолокаційної розгортки). Для радара НР Інституту іоносфери $k = 1$–9, $\Delta\tau = 61$ мкс при зондуванні поодинокими радіоімпульсами і $k = 7$–12, $\Delta\tau = 40$ мкс – здвоєними радіоімпульсами. Водночас ординати ненормованих КФ НР сигналу $R_{\sin}(t_j, \tau_k)$ і $R_{\cos}(t_j, \tau_k)$ та потужності НР сигналу першого та другого каналів приймача $P_1(t_j)$ і $P_2(t_j)$ обчислюються у вигляді різниці оцінок статистичних параметрів вихідних сигналів приймача (потужності та КФ адитивної суміші сигналу та шуму) для кожної вибірки j і відповідних параметрів шуму, усереднених по великій кількості вимірів у кінці розгортки дальності, де НР сигнал відсутній.

Неточне визначення параметрів шуму може призвести до помилки вимірювання V_d. Якщо вважати потужності сигналів на виходах каналів приймача рівними (процедура врахування нерівності коефіцієнтів підсилення каналів пе-

редбачена в алгоритмі обробки) і вважати, що на ділянках радіолокаційної розгортки, за якими реєструються параметри шуму, нормована КФ визначається виключно імпульсною характеристикою приймача (при наявності на його вході білого шуму), можна отримати такі вирази реально виміряних квадратурних складових КФ НР сигналу:

$$r^*_{\sin}\left(t_j,\tau_k\right)=r_{\sin}\left(t_j,\tau_k\right)\frac{1-\dfrac{r_{\text{ш}\sin}\left(\tau_k\right)}{r_{\sin}\left(t_j,\tau_k\right)}\dfrac{\delta P_{\text{ш}}}{q}}{1-\dfrac{\delta P_{\text{ш}}}{q}},$$

$$r^*_{\cos}\left(t_j,\tau_k\right)=r_{\cos}\left(t_j,\tau_k\right)\frac{1-\dfrac{r_{\text{ш}\cos}\left(\tau_k\right)}{r_{\cos}\left(t_j,\tau_k\right)}\dfrac{\delta P_{\text{ш}}}{q}}{1-\dfrac{\delta P_{\text{ш}}}{q}},$$

де $r_{\text{ш}\sin}(\tau_k)$ і $r_{\text{ш}\cos}(\tau_k)$ – квадратурні складові нормованої КФ шуму;

$\delta P_{\text{ш}}$ – відносна похибка визначення потужності шуму.

Видно, що виміряні КФ відрізняються від дійсних, зазначених без індексів *, тим більше, чим більше величина $\delta P_{\text{ш}}$ і менше q. Відмінність КФ залежить також від співвідношення між коефіцієнтами кореляції шуму і сигналу і при їх рівності помилка визначення КФ наближається до нуля. Видно також, що похибка значно зростає при $\delta P_{\text{ш}}/q = 1$.

Якщо знехтувати випадковим розкидом параметра $P_{\text{ш}}$, відношення квадратурних складових КФ сигналу, що входить у вирази (3.1) і (3.2), дорівнює

$$\frac{r^*_{\sin}\left(t_j,\tau_k\right)}{r^*_{\cos}\left(t_j,\tau_k\right)}=\frac{r_{\sin}\left(t_j,\tau_k\right)}{r_{\cos}\left(t_j,\tau_k\right)}\frac{1-\dfrac{r_{\text{ш}\sin}\left(\tau_k\right)}{r_{\sin}\left(t_j,\tau_k\right)}\dfrac{\delta P_{\text{ш}}}{q}}{1-\dfrac{r_{\text{ш}\cos}\left(\tau_k\right)}{r_{\cos}\left(t_j,\tau_k\right)}\dfrac{\delta P_{\text{ш}}}{q}}.$$

На рис. 3.8 показано деякі результати дослідження впливу помилки визначення потужності шуму.

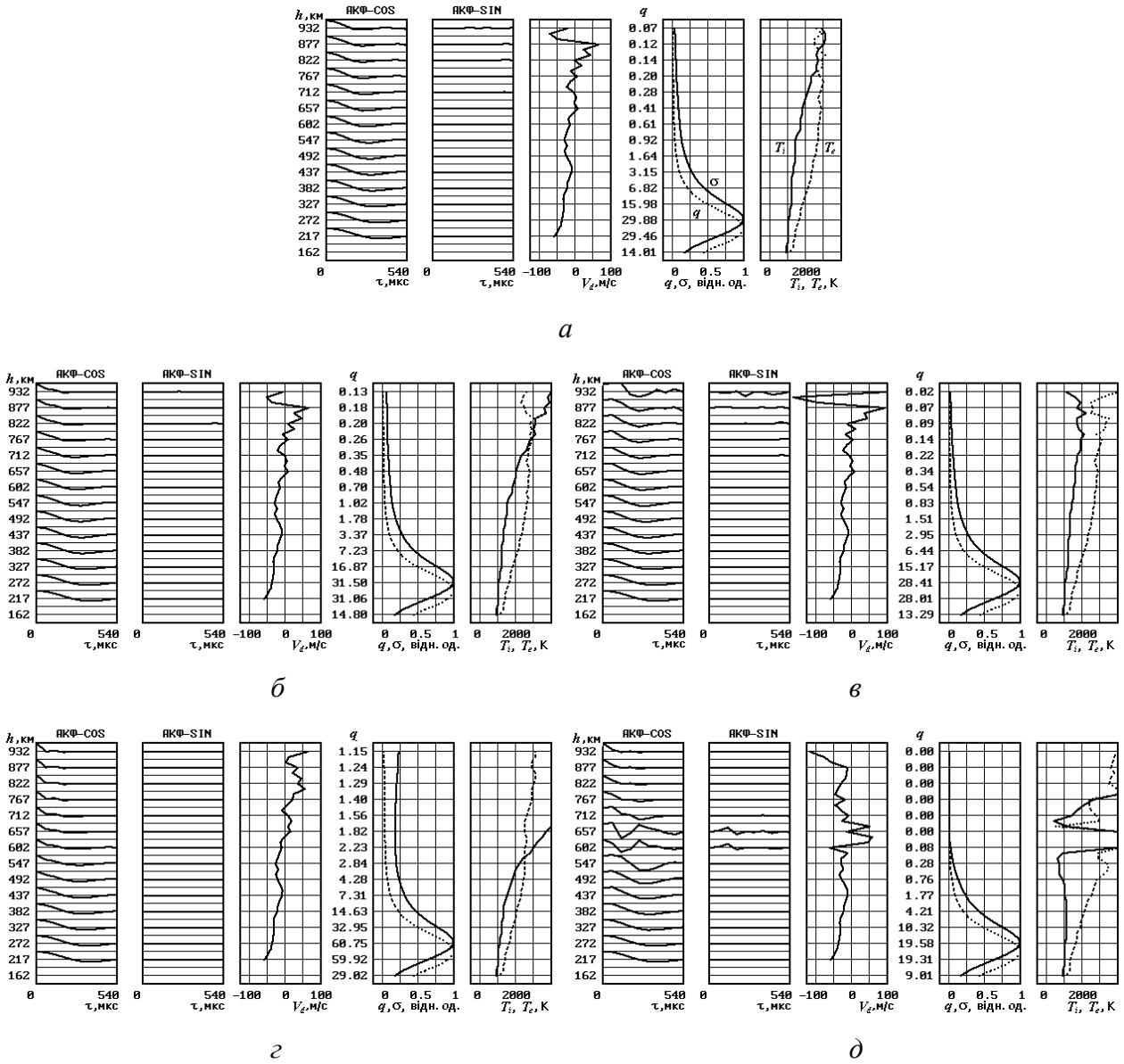


Рис. 3.8. Вплив похибки визначення потужності шуму на вимірювані параметри:

а – похибка $\delta P_{ш}$ дорівнює 0; *б* – –5%; *в* – +5%; *г* – –50%; *д* – +50%

Тут наведені висотні залежності $r_{\cos}(h, \tau_k)$ і $r_{\sin}(h, \tau_k)$, вертикальної складової швидкості $V_z(h) = V_d(h)$, числові значення та розподіли за висотою відношення сигнал/шум $q(h)$ (пунктирна лінія) і ефективного перерізу розсіяння σ (у відносних одиницях), температур іонів $T_i(h)$ і електронів $T_e(h)$ (пунктирна лінія). Видно, що при великих q похибка швидкості мізерно мала. Слід зазначити, що інші параметри (q, ефективний переріз розсіяння, N_e, T_i і T_e) порівняно з V_d є більш

чутливими до $\delta P_{ш}$. Загалом, аналіз показав, що похибка визначення потужності шуму близько 50% починає викликати відхилення у визначенні швидкості плазми при зменшенні відношення сигнал/шум нижче 0,9, а при $\delta P_{ш}$ менше 3% помилка визначення V_d не перевищує 1–2 м/с при відношеннях сигнал/шум більше 0,1, що нижче середньоквадратичної похибки вимірювання швидкості.

Якщо змінюється нормована КФ шуму, що можливо через вплив завади, спотворюються й оцінки квадратурних складових КФ НР сигналу. У такому разі похибка визначення V_d, яка залежить від інтенсивності та середньої частоти спектра завади може сягати декількох десятків метрів у секунду. Усунути похибку можна відбраковуванням або використанням потужності та КФ шуму з ділянок розгортки, на яких відсутня завада, або застосовуючи метод зондування, що базується на циклічний зміні частоти радара в момент часу (відносно початку розгортки), що відповідає верхній межі досліджуваного висотного діапазону (див. підрозділ 3.3.1).

Нестаціонарність параметрів шуму протягом розгортки дальності періодично контролюється. Під час таких тестувань передавач працює на частоті, зміщеній відносно смуги пропускання приймача. Зміни параметрів шуму протягом періоду посилок можуть контролюватися паралельно з вимірюваними іоносферними даними визначенням потужності та КФ шуму по додатковому каналу приймача (див. розділ 3.4).

У роботах [30–33] запропоновано метод і принципи реалізації придушення зондувального сигналу та завад (шуму) від радіопередавального пристрою, що проникають на вхід РПрП, на основі застосування додаткових елементів хвилеводно-щілинного моста антенного комутатора.

Завдяки застосуванню високоефективних бланкувальних пристроїв, придушення шумів передавача та стабілізації параметрів приймально-реєструючого тракту харківського радара НР, зміна параметрів шуму впродовж радіолокаційної розгортки не перевищує 1%.

Ще одним джерелом систематичної похибки визначення швидкості є розбіж-

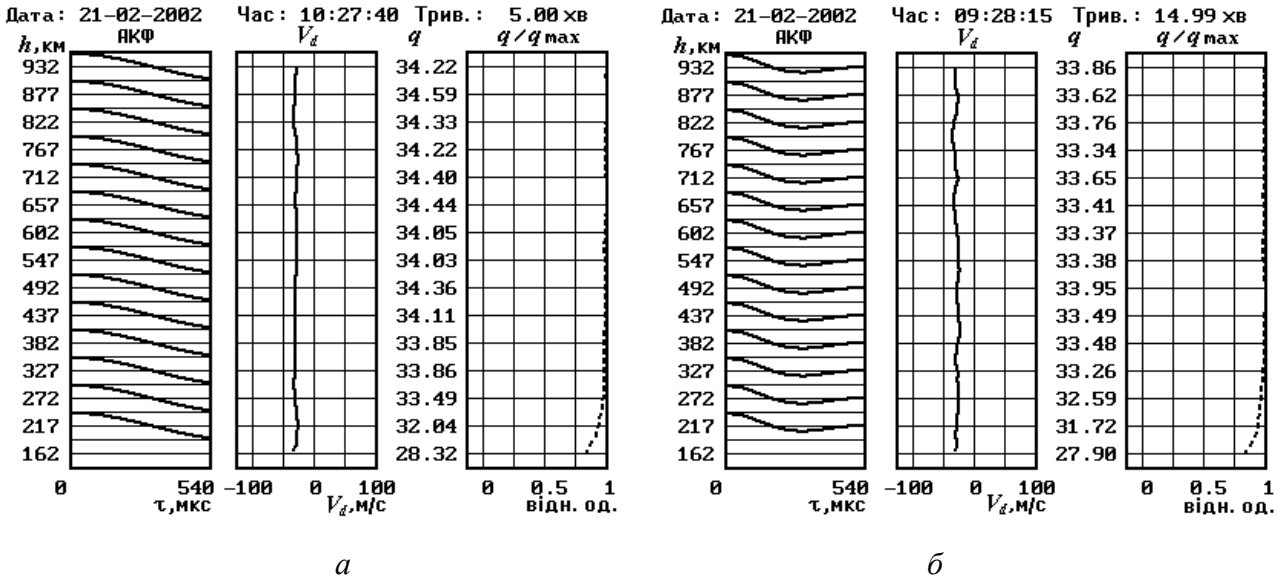
ність носійної частоти зондувального сигналу та середньої частоти спектра НР сигналу за винятком доплерівського зміщення, викликаного рухом плазми відносно радара. Сумарна помилка швидкості $\Delta V_d = \lambda/2 \sum_i \Delta f_i$, де Δf_i – добавки частоти, які викликані недосконалістю апаратури та сприймаються як доплерівські зміщення. Вони можуть бути усунені або зведені до мінімуму радіотехнічними методами або в процесі обробки сигналу.

Так, вплив зміни фази заповнення зондувального імпульсу усувається формуванням радіоімпульсу з крутими фронтами та стабілізацією його амплітуди. Вплив зміни фази сигналу на початку розгортки при відновленні розрядників антенного комутатора після закінчення зондувального імпульсу може бути зведений до мінімуму підбором розрядників, настройки тракту або врахуванням в процесі обробки сигналу поправок, які попередньо вимірюються за допомогою контрольного сигналу з відомими характеристиками. За такий сигнал використовується гармонійний сигнал, що подається на частині радіолокаційної розгортки, яка відповідає діапазону досліджуваних висот, або шумоподібний сигнал з параметрами, близькими до параметрів НР сигналу, та заданим зміщенням центральної частоти його спектра відносно носійної частоти радара [27, 33, 34]. Контрольний сигнал подається зазвичай по ефіру через антенно-фідерний тракт. Водночас передавач працює на зміщеній частоті відносно частоти настройки приймача та його смуги пропускання.

У разі виявлення систематичної помилки за результатами контрольних вимірів вносять корекцію в дані обробки швидкості.

На рис. 3.9 наведено результати контролю швидкості V_d при використанні контрольних сигналів, які підводяться до антенно-фідерного тракту при зміщенні частоти передавача відносно смуги пропускання приймача. Також показані нормовані КФ сигналу $r_{\cos}(t_j, \tau_k)$ і числові значення відношення сигнал/шум q для ряду ділянок радіолокаційної розгортки, що відповідають наведеним висотам, та розподіл по розгортці коефіцієнта передачі приймального тракту

q/q_{max} (у відносних одиницях). Видно, що середнє значення виміряного параметра-аналога швидкості практично не змінюється за висотою, незважаючи на зміну коефіцієнта передачі тракту, спричинену відновленням розрядників антенного комутатора після зондування, і відповідає установленому зміщенню (близько 27 Гц) центральної частоти спектра контрольного сигналу відносно робочої частоти радара (158 Мгц).



а *б*

Рис. 3.9. Результати контролю швидкості при використанні гармонійного (*а*) і шумоподібного (*б*) сигналів

При визначенні параметрів іоносфери (N_e, T_i, T_e, V_d. та ін.) у режимі зондування поодинокими довгими імпульсами зміни коефіцієнта передачі приймального тракту протягом початкової частини розгортки (через відновлення розрядників антенного комутатора після закінчення зондування) враховується коефіцієнтом корекції $K(t_j,\tau_k)$ [35]. У режимі здвоєних імпульсів вплив антенного комутатора усувається корекцією: потужності $P^*(t_j) = P(t_j)/K_p(t_j)$ і КФ $r^*(t_j,\tau_k) = r(t_j,\tau_k)[K_p(t_j)/\ K_p(t_j-\tau_k)]^{-2}$, де $K_p(t_j)$ – нормований коефіцієнт передачі приймального тракту. $K_p(t_j)$ має вигляд, близький до наростаючої до одиниці експоненти на початку розгортки дальності [36, 37].

У результаті усунення або врахування впливу апаратурних факторів сис-

тематична похибка вимірювання швидкості знижується до рівня, що не перевищує 2–3 м/с.

3.2.5. Питання зниження впливу зондувального сигналу на точність вимірювання швидкості руху іоносферної плазми

Одним з факторів, що впливає на точність вимірювання швидкості руху іоносферної плазми V_d методом НР при зондуванні іоносфери здвоєними імпульсами [38] є спотворення і неідентичність випромінюваних радіоімпульсів. Питання зниження впливу зондувального сигналу на точність вимірювання швидкості руху іоносферної плазми розглянуті в [23].

В цьому режимі циклічно формуються посилки у вигляді одного (для визначення потужності НР сигналу) і двох коротких імпульсів зі змінною від одного періоду зондування до іншого періоду дискретною часовою затримкою $\tau_k = k\Delta\tau$, яка дорівнює аргументу КФ $r(\tau_k)$, що визначається. Зондувальний сигнал умовно показано на рис. 3.10 (тут ІЗП – імпульс запуску передавача).

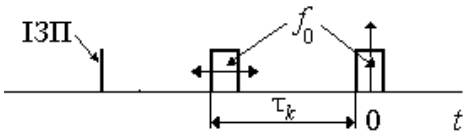


Рис. 3.10. Часова діаграма імпульсу запуску передавача й обвідних зондувальних імпульсів

Нерухомим відносно радіолокаційної розгортки є другий імпульс. Математично зондувальний сигнал можна представити як сума миттєвих напруг сигналів

$$u_1(t) = U_{\text{m}} a(t + \tau_k/2; \tau_{\text{и}}) \sin(2\pi f_0 t + \varphi_0), \quad u_2(t) = U_{\text{m}} a(t - \tau_k/2; \tau_{\text{и}}) \sin(2\pi f_0 t + \varphi_0),$$

де U_{m} – амплітуда напруги, $\tau_{\text{імп}}$ – тривалість кожного імпульсу, $f_{\text{о}}$ – носійна частота, φ_0 – початкова фаза ВЧ заповнення радіоімпульсів,

$$a(t,\tau_{и}) = \begin{cases} 1, -\tau_{и}/2 < t < \tau_{и}/2, \\ 0, \ t < -\tau_{и}/2; t > \tau_{и}/2. \end{cases}$$

При наявності радіальної швидкості руху плазми відносно радару квадратурні складові КФ НР сигналу, за якими визначається V_d, дорівнюють

$$r_{\sin}(\tau_k) = \rho(\tau_k) r_{и}(\tau_k) \sin 2\pi f_d \tau_k \ , \ r_{\cos}(\tau_k) = \rho(\tau_k) r_{и}(\tau_k) \cos 2\pi f_d \tau_k \ ,$$

де $\rho(\tau_k)$ – КФ флуктуацій електронної густини плазми, $r_{імп}(\tau_k)$ – КФ обвідної зондувального сигналу, що дорівнює одиниці при ідентичності випромінюваних імпульсів, $f_d = -2V_d/\lambda$ – доплерівське зміщення частоти.

Якщо є спотворення зондувального сигналу, вирази його складових можуть бути представлені, як

$$u_1(t) = m_1(t) U_{\text{m}} a(t + \tau_k/2; \tau_{и}) \sin(2\pi f_0 t + \varphi_1(t) + \varphi_0),$$
$$u_2(t) = m_2(t) U_{\text{m}} a(t - \tau_k/2; \tau_{и}) \sin(2\pi f_0 t + \varphi_2(t) + \varphi_0),$$

де коефіцієнти амплітудної модуляції $m_1(t)$, $m_2(t)$, що змінюються в часі, і фази $\varphi_1(t)$, $\varphi_2(t)$ ВЧ заповнення першого та другого імпульсів у загальному випадку можуть відрізнятися. У такому разі квадратурні складові КФ розсіяного сигналу, крім доплерівського зміщення частоти, містять добавку $\Delta f = (d\varphi/dt)_{\text{середн.}}/2\pi$, яка залежить від середнього протягом радіоімпульсу приросту фази і сприймається, як додаткове доплерівське зміщення, що і призводить до похибки визначення швидкості $\Delta V_d = -\lambda(d\varphi/dt)_{\text{середн.}}/4\pi$.

Основними причинами спотворень радіоімпульсів є перехідні процеси в модуляторі радіопередавача при зміні опору його навантаження, що залежать, зокрема, від часового розташування першого радіоімпульсу пари відносно ІЗП.

Для різних періодів зондування затримка першого радіоімпульсу відносно ІЗП змінюється, що призводить до додаткових спотворень його форми (рис. 3.11) і фазочастотних характеристик у порівнянні з другим радіоімпульсом і, як наслідок, до збільшення похибки вимірювання V_d.

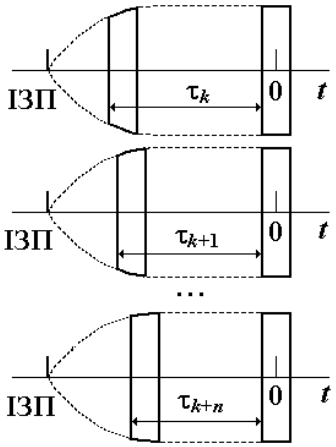


Рис. 3.11. Ілюстрація спотворення форми зондувального сигналу

При зондуванні поодиноким довгим радіоімпульсом тривалість перехідних процесів незначна в порівнянні з тривалістю радіоімпульсу (близько 800 мкс), опір навантаження модулятора майже не змінюється, ступінь спотворень мала.

Для уникнення спотворень зондувального двоімпульсного сигналу здійснюється заповнення міжімпульсного проміжку сигналом з частотою f_1, яка зміщена відносно носійної частоти f_0 здвоєних імпульсів (рис. 3.12), а також забезпечується більш ранній запуск передавачів відносно здвоєних радіоімпульсів, для чого ІЗП і імпульс включення сигналу заповнення з частотою f_1, які виробляються системою синхронізації радара, максимально зсуваються у бік випередження при незмінному положенні керувальних сигналів, що використовуються задавальною системою для формування здвоєних радіоімпульсів. Це дозволяє усунути затягування передніх фронтів рухомих зондувальних радіоімпульсів і, як наслідок, стабілізувати фазу їх заповнення.

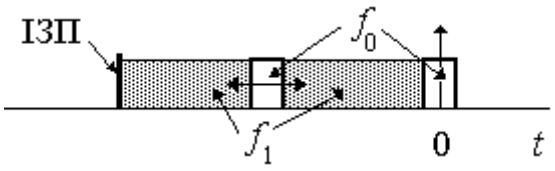
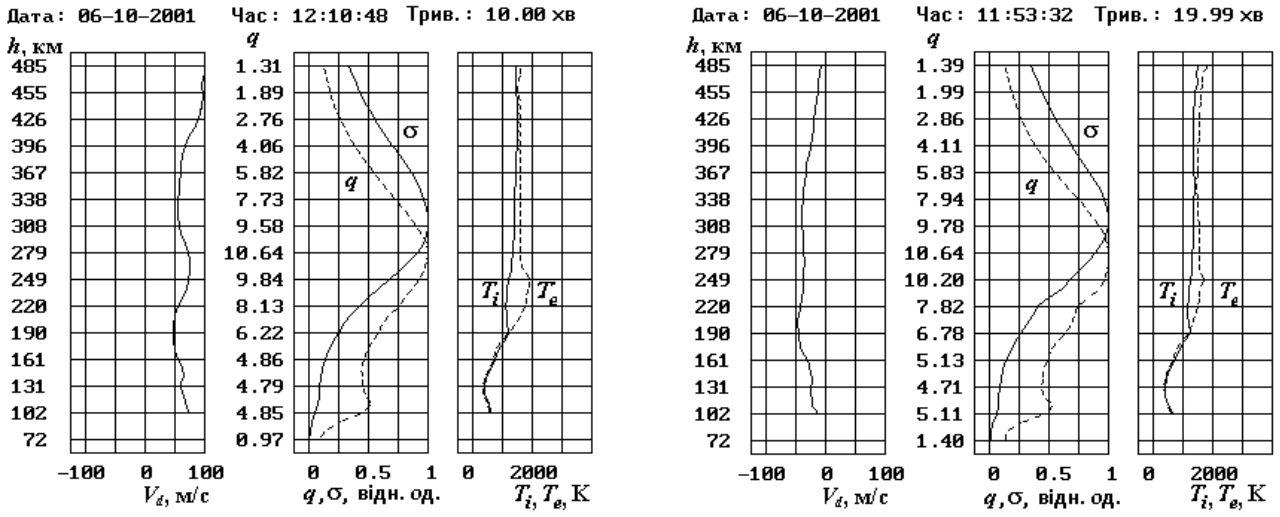


Рис. 3.12. Зондувальний сигнал із двочастотним заповненням

Більш детально основні джерела спотворень випромінюваного сигналу і вжиті заходи по їх вилученню описані в [23].

Ефективність описуваних заходів ілюструє рис. 3.13, на якому наведено експериментальні дані вимірювання вертикальної швидкості плазми $V_z = V_d$ спільно з іншими параметрами при зондуванні здвоєними імпульсами (*а*) та складеним сигналом з міжімпульсним заповненням з частотою $f_1 = f_0 + 100$ кГц (*б*). Для більшої наочності в цьому експерименті інтервал між ІЗП і переднім фронтом першого імпульсу пари свідомо зменшений, щоб посилити ступінь спотворення зондувального сигналу і, отже, V_d.



а *б*

Рис. 3.13. Результати вимірювань параметрів іоносфери при зондуванні здвоєними радіоімпульсами (*а*) і двочастотним складеним сигналом (*б*)

Видно значне зміщення швидкості на рис. 3.13, *а* у порівнянні з V_d на рис. 3.13, *б*, причому це зміщення близьке на всіх висотах, що характерно при спотворенні зондувального сигналу. Спостереження показують, що з усіх визна-

чених параметрів іоносфери найбільш схильний до впливу цього фактора саме параметр V_d. Значення V_d, отримані при зондуванні здвоєними імпульсами з використанням сигналу заповнення, близькі до значень, отриманих при зондуванні довгими імпульсами.

Наближення пари імпульсів до заднього фронту імпульсу модуляції зменшує тривалість небажаних перехідних процесів, що дозволяє виробляти більш раннє відмикання радіоприймача по закінченні зондування і в кінцевому підсумку знизити мінімально досліджувану висоту.

Цей режим зондування впроваджено на радарі НР. Зауважимо, що, якщо для визначення іоносферних параметрів використовуються тільки елементи з частотою f_0 (див. рис. 3.12), він фактично є режимом зондування здвоєними радіоімпульсами і вся інформація, що стосується використання здвоєних коротких імпульсів, яка наведена в інших розділах, стосується й описаного тут сигналу.

3.3. Розробка способів зменшення систематичних похибок вимірювання швидкості руху плазми

При дослідженні іоносфери методом НР для кожної ділянки періоду посилок (радіолокаційної розгортки дальності) визначається значення КФ суміші сигналу та шуму шляхом накопичення добутків миттєвих напруг прямого та затриманого сигналів на виході радіоприймального пристрою. Виділення КФ сигналу з КФ суміші сигналу та шуму засноване на тому припущенні, що в кінці розгортки НР сигнал відсутній. Таким чином, КФ, виміряна на останніх ділянках розгортки, приймається за КФ шуму і віднімається з КФ суміші сигналу та шуму, що відповідає кожній ділянці радіолокаційної розгортки.

Однак на результати вимірювань таким методом впливає можлива нерівномірність характеристик шуму вздовж розгортки дальності, що викликана імпульсним характером роботи радара. Виникають також помилки, пов'язані з неточністю визначення КФ шуму через наявність НР сигналу або сигналів, відбитих від

супутників, метеорів або інших об'єктів на ділянках розгортки, де визначаються параметри шуму. Рівень корисного сигналу може бути значно нижче рівня шуму. У такому разі похибка визначення КФ і потужності НР сигналу, викликана переліченими факторами, значно зростає, сягаючи десятків відсотків.

3.3.1. Багаточастотний метод вимірювання параметрів НР сигналів

Цей метод розроблено і впроваджено на радарі НР Інституту іоносфери для підвищення статистичної точності вимірювання параметрів іоносфери або для скорочення тривалості сеансів вимірювань без втрати точності, для усунення впливу численних інтенсивних завад у вигляді відбиттів від літальних об'єктів і наявності НР сигналу на ділянках радіолокаційної розгортки, за якими визначаються параметри шуму, а також для більш раціонального використання середньої потужності передавача [39, 40].

Обґрунтування реалізації цього методу, яке підтверджено авторським свідоцтвом [40], детально наведено в [39].

Оскільки сигнал у зоні вибірки шуму має бути відсутнім, накладаються певні обмеження на вибір періоду повторення зондувальних імпульсів, що призводить до неповного використання середньої потужності передавача. У ряді випадків, наприклад, при дослідженні швидкоплинних процесів у нижній і середній іоносфері, для забезпечення необхідної статистичної точності вимірювань, коли тривалість сеансу невелика, а роздільна здатність за дальністю висока, період повторення зондувальних імпульсів доводиться зменшувати. НР сигнал при цих умовах присутній на всіх ділянках радіолокаційної розгортки. Крім того, в зоні вибірки шуму епізодично з'являються сигнали, відбиті від супутників, метеорних слідів і інших літальних об'єктів. У результаті вимірювані параметри НР сигналу на всіх ділянках радіолокаційної розгортки значно спотворюються.

Отримано розрахункові значення похибок вимірювання потужності НР сигналу $\delta P_{\text{с}}$ (табл. 3.6), відношення сигнал/шум δq (табл. 3.7) і КФ НР сигналу $\delta r_{\text{с}}(\tau)$

(табл. 3.8), виражених у процентах, від відносного перевищення рівня додаткового сигналу над рівнем шуму $\delta\overline{P}_{\text{ш}}$ при різних відношеннях сигнал/шум q.

Найбільші похибки мають місце при малих значеннях q. Відношення сигнал/шум у значній мірі визначається станом іоносфери (зокрема, рівнем електронної концентрації N_e), тому розглянуті похибки залежать від досліджуваної висоти та часу проведення вимірювань, що ускладнює інтерпретацію даних. Якщо час перебування літального об'єкта в зоні діаграми спрямованості антени можна порівняти з тривалістю сеансу вимірювань, результати такого сеансу незадовільні, оскільки рівень відбитого від твердої цілі сигналу в десятки разів перевищує рівень шуму та НР сигналу.

Таблиця 3.6

Відносні похибки визначення потужності НР сигналу $\delta P_{\text{с}}$, %

$\delta P_{\text{ш}}$ / q	0,1	1,0
0,01	10	100
0,1	1	10
1,0	0,1	1
10	0,01	0,1

Таблиця 3.7

Відносні похибки визначення відношення сигнал/шум δq, %

$\delta P_{\text{ш}}$ / q	0,1	1,0
0,01	10,1	100
0,1	1,1	10,9
1,0	0,2	2,0
10	0,1	1,1

Таблиця 3.8

Відносні похибки визначення кореляційних функцій $\delta r_{\text{с}}(\tau)$, %, від $\delta\overline{P}_{\text{ш}}$

$r_{\text{доб}}/r_{\text{с}}$ $q/\delta P_{\text{ш}}$	0,1	0,5	1,0	2,0	5,0
5	22,5	12,5	0	–25	–100
10	10	5,6	0	–8,1	–44
50	1,8	1,0	0	–2,0	–8,2
100	0,9	0,5	0	–1,0	–4

Щоб усунути похибку, яка обумовлена наявністю сигналу на ділянках розгортки, де визначаються параметри шуму, запропоновано багаточастотний метод зондування іоносфери [39, 40]. На рис. 3.14 наведено часові діаграми, що пояснюють цей метод, у разі зондування іоносфери довгими поодинокими радіоімпульсами та використання двох значень носійних частот f_1 і f_2. За вимірюваний параметр тут наведена потужність вихідного сигналу приймача.

На рис. 3.15 показано часові діаграми частот передавача та приймача, а також КФ вихідного сигналу приймача при зондуванні здвоєними радіоімпульсами.

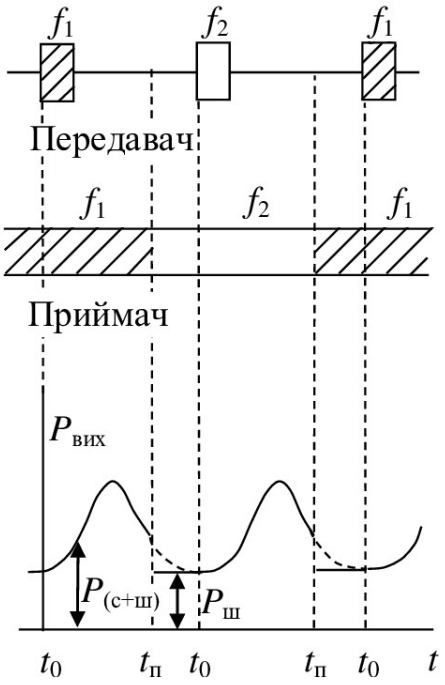


Рис. 3.14. Часові діаграми при багаточастотному методі зондування іоносфери

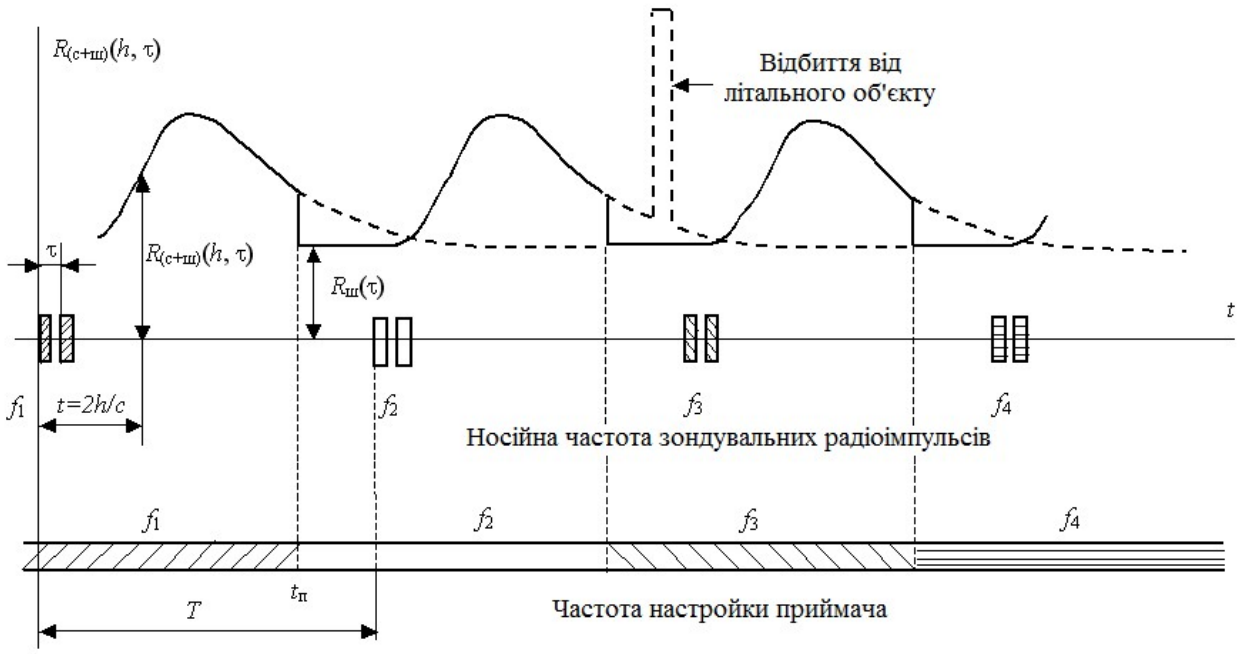


Рис. 3.15. Часові діаграми кореляційних функцій і частот сигналів у разі багаточастотного методу зондування іоносфери здвоєними імпульсами

На початку розгортки частота передавача та центральна частота настройки приймача є рівними, на виході приймача є НР сигнал і шум. У момент часу $t_п$ частота настройки приймача змінюється та на його виході присутній тільки шум. На початку наступної розгортки носійна частота зондувального імпульсу дорівнює новій частоті настройки приймача і т.д. Перша частина розгортки використовується для вимірювання параметрів суміші сигналу та шуму, друга – тільки параметрів шуму. Отже, обробка інформації при такому методі не відрізняється від звичайної обробки.

На рис. 3.16 показана схема апаратурної реалізації методу [39].

Структура приймально-задавальної системи дозволяє переносити спектр НР сигналу на одну і ту ж проміжну частоту незалежно від частоти зондування. Водночас КФ шуму на виході приймача повністю обумовлюється характеристиками фільтра тракту приймача з найменшою смугою пропускання. Для формування носійної частоти передавача f_0 і частоти гетеродина $f_г$, що визначає частоту настройки приймача, використовується керований синтезатор частоти (наприклад, Ч6-31). Його частота $f_{синт}$ залежить від коду схеми керування, стан

якої змінюється в момент часу $t_п$, коли на її вхід надходить імпульс від корелометра, що використовується, крім своєї основної функції, як синхронізатор радара.

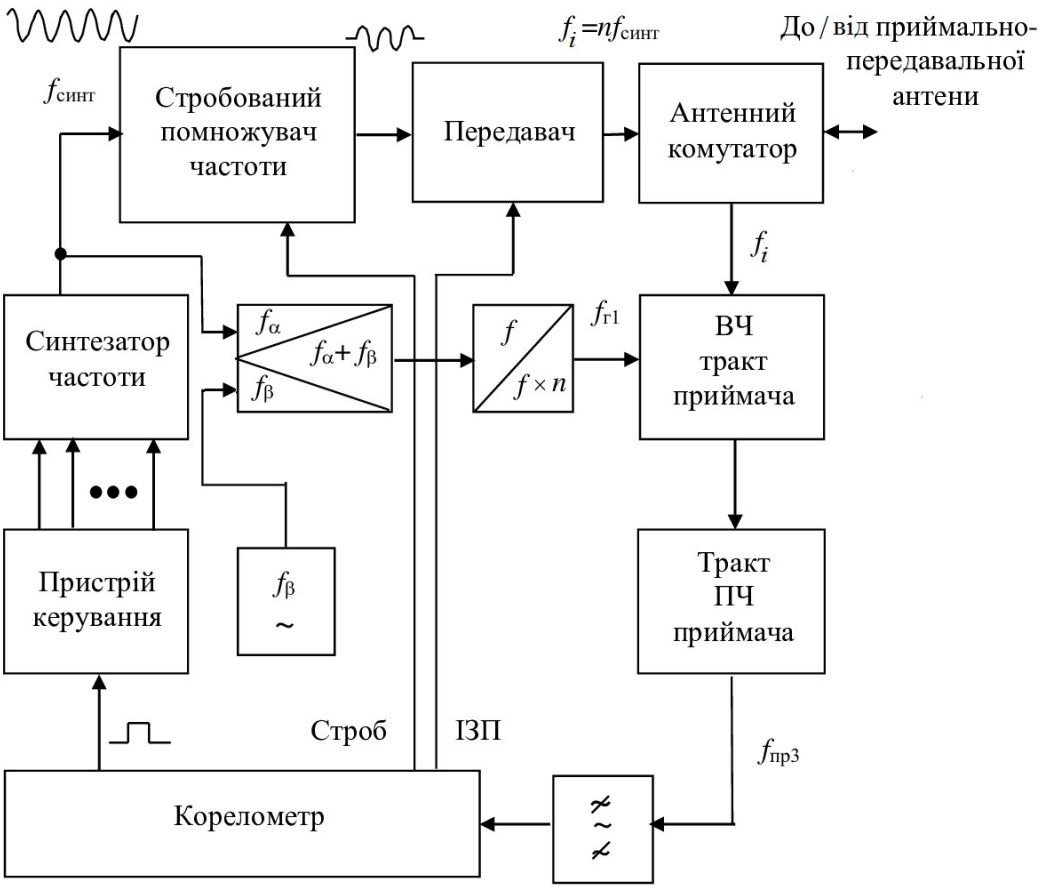


Рис. 3.16. Структурна схема реалізації багаточастотного методу зондування

Передавач формує радіоімпульс із моменту часу t_0 що визначається сигналами корелометра «строб» (стробувальний імпульс, за яким формується обвідна зондувального радіоімпульсу) і «ІЗП» (імпульс запуску передавача).

Пристрій керування синтезатором дозволяє вибрати необхідну кількість використовуваних носійних частот. Збільшивши кількість частот, можна позбутися від сигналів, що заважають, викликаних зондуванням на попередніх розгортках. Різниця між найбільш близькими носійними частотами вибирається, виходячи з достатнього придушення сигналів, що заважають. На радарі НР вона становить 80 кГц. Застосування багатоланкового фільтру ПЧ на виході приймача з шириною пло-

ської частини АЧХ, рівної 10 кГц, забезпечує придушення приблизно 60 дБ.

На рис. 3.17 представлено дані вимірювання нормованих висотних профілів значень qh^2, пропорційних перетину розсіяння, при використанні звичайного одночастотного (суцільна лінія) і багаточастотного (штрихова) методів. Частота повторення зондувальних імпульсів становила 200 Гц, тривалість сеансу вимірювань – 1 хв. Спотворення профілю qh^2, виміряного одночастотним методом, сягає 30–50% на ділянці розгортки, що відповідає області висот 500–600 км. У цьому сеансі похибка $\delta\overline{P}_{ш}$ через присутність НР сигналу в зоні вибірки шуму (650–750 км) досягла 5%. Водночас контрольні вимірювання обома методами при частоті повторення зондувальних імпульсів 100 Гц і вибірці шуму на ділянках розгортки, що відповідає висотам 1400–1500 км, показали близький характер профілів.

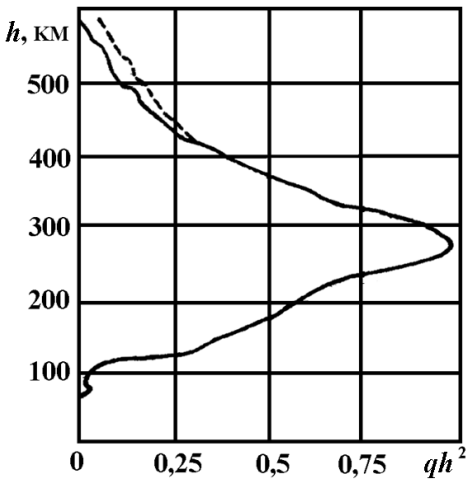


Рис. 3.17. Результати вимірювання висотного профілю перетину розсіяння при використанні звичайного одночастотного (суцільна лінія) та багаточастотного (штрихова) методів

Вимірювання КФ НР сигналу багаточастотним методом можливо при зондуванні іоносфери довгими поодинокими та короткими здвоєними імпульсами. Оскільки зміна носійної частоти набагато менше її абсолютного значення (158 МГц), при переході з однієї частоти на іншу зміна спектра НР сигналу та доплерівського зміщення, викликаного рухом іоносферної плазми, а, отже, і

КФ НР сигналу дуже мала (порядку 0,05...0,1%). Застосування багаточастотного методу для вимірювання швидкості руху іоносферної плазми дозволяє уникнути значних (одиниці-десятки метрів за секунду) похибок визначення швидкості руху плазми й уникнути втрати сеансів вимірювань при наявності відбиттів від літальних об'єктів у зоні вибірки параметрів шуму.

Багаточастотний метод є найбільш ефективним у разі дослідження іоносфери на висотах нижче максимуму іонізації F-області з використанням високих частот повторення зондувальних імпульсів.

3.3.2. Двочастотний метод зондування іоносфери

У розділі 2.4 було розглянуто питання про те, що для визначення вертикальної складової швидкості руху плазми V_z на висотах іоносфери вище максимуму іонізації шару F2 доцільно використовувати для зондування іоносфери імпульси великої тривалості, а в районі максимуму іонізації і нижче – використовувати зондування циклічною послідовністю здвоєних коротких радіоімпульсів.

Для одночасного визначення V_z на великому інтервалі висот запропоновано режим зондування двочастотним сигналом, одним з елементів якого є пара коротких імпульсів зі змінною від періоду до періоду затримкою між ними [10, 41,42]. До того ж повинна бути забезпечена когерентність формування ВЧ коливань елементів зондувального сигналу та гетеродина РПрП, за допомогою яких здійснюється частотна селекція відгуків прийнятих сигналів. Один з варіантів структурної схеми синтезу та приймання сигналів наведено на рис 3.18.

Формування радіосигналу для РПП здійснюється за допомогою змішувачів (ЗМ), помножувача частоти на 2, стробувального каскаду та стробованого помножувача частоти в n раз. Від синтезатора сигнали також подаються на РПрП для формування сигналів гетеродинів. У РПрП прийнятий від антенно-фідерного пристрою (АФП) сигнал підсилюється у бланкованому ПВЧ. Селекція відгуків від коротких імпульсів (з носійною частотою f_0) і сигналу запов-

нення (з носійною частотою f_1) і перенесення спектрів сигналів на одну і ту ж першу проміжну частоту ($f_{пр1}$) здійснюється в змішувачах ЗМ1. Реально на радарі НР $f_0 =$ 158 МГц, $f_1 = f_0 +$100 кГц, $n = 8$. У змішувачах ЗМ2 здійснюється перенесення спектрів на другу ПЧ ($f_{пр2}$). У трактах виділення квадратурних сигналів здійснюється синхронне детектування, низькочастотна фільтрація і підсилення сигналів, що подаються на пристрої обробки.

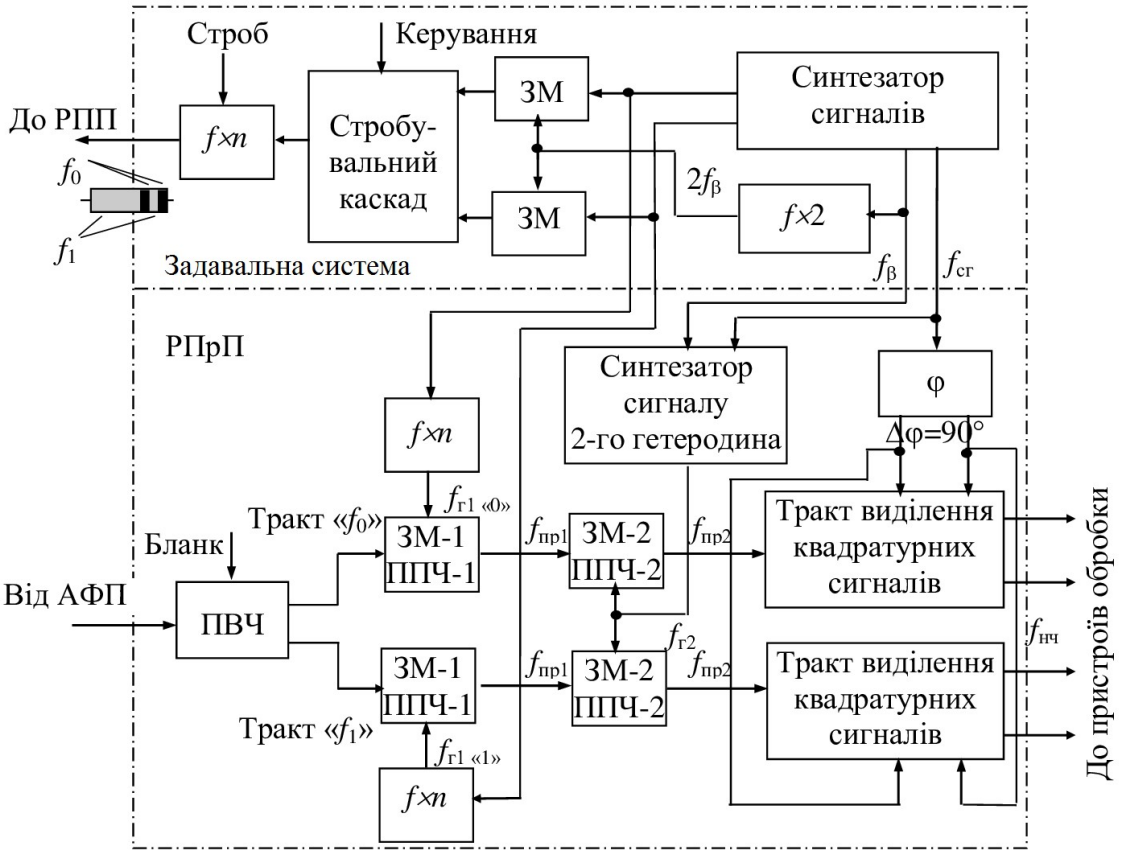


Рис. 3.18. Структурна схема реалізації двочастотного режиму зондування іоносфери

Для формування сигналів гетеродинів використовуються помножувачі частоти першого гетеродину, синтезатор частоти другого гетеродину та фазообертач сигналів синхронного гетеродину (з різницею фаз 90°).

У результаті перетворень центральна частота спектра НР сигналу переноситься на нульову частоту з точністю до доплерівського зміщення, викликано-

го рухом плазми уздовж променя радара, що і дозволяє незалежно визначати швидкість плазми за відповідними відгуками двочастотного сигналу.

Окремим випадком цього методу є метод зондування складеним двочастотним сигналом, що складається з імпульсного елемента великої тривалості на його початку й елемента малої тривалості в кінці [9]. Нині цей режим на харківському радарі НР є основним. Детально він описаний в наступному розділі.

3.4. Сучасний стан методичного, апаратного та програмного забезпечення визначення швидкості та інших параметрів іоносфери

3.4.1. Радари некогерентного розсіяння Інституту іоносфери

До складу Іоносферної обсерваторії Інституту іоносфери НАН та МОН України (49,676º пн. ш., 36,292º сх. д.) входять радари НР із зенітною та повноповоротною антенами (рис. 3.19) [9, 43].

Рис. 3.19. Антени радарів некогерентного розсіяння

Зенітна антена НДА-100 є дводзеркальною параболічною антеною типу Кассегрена з діаметром великого дзеркала 100 м і в цей час є однією з найбільших антен у світі. Рупор пірамідальної форми збуджується двома ортогонально розташованими штирями, завдяки чому забезпечується можливість роботи радара НР із сигналами з круговою поляризацією (для уникнення спотворень висотного профілю потужності НР сигналу в результаті впливу ефекту Фарадея) або двома сигналами з лінійною поляризацією (для вимірювання концентрації електронів з застосуванням ефекту Фарадея [13, 44, 45]).

Повноповоротна антена ППА-25 є однодзеркальною параболічною антеною з діаметром дзеркала 25 м. Рупорний випромінювач також збуджується двома ортогонально розташованими штирями. Основні параметри антен наведено в табл. 3.9.

На рис. 3.20 наведено нормовані діаграми спрямованості антен, отримані в результаті числового комп'ютерного моделювання.

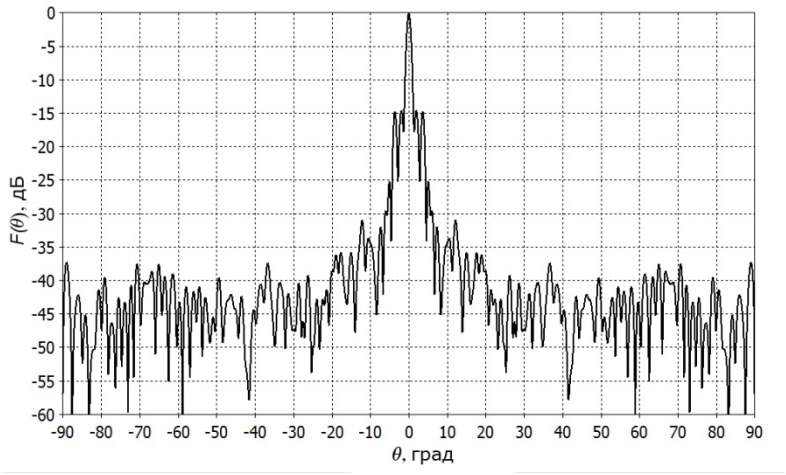
Таблиця 3.9.

Основні параметри зенітної НДА-100 і повноповоротної ППА-25 антен

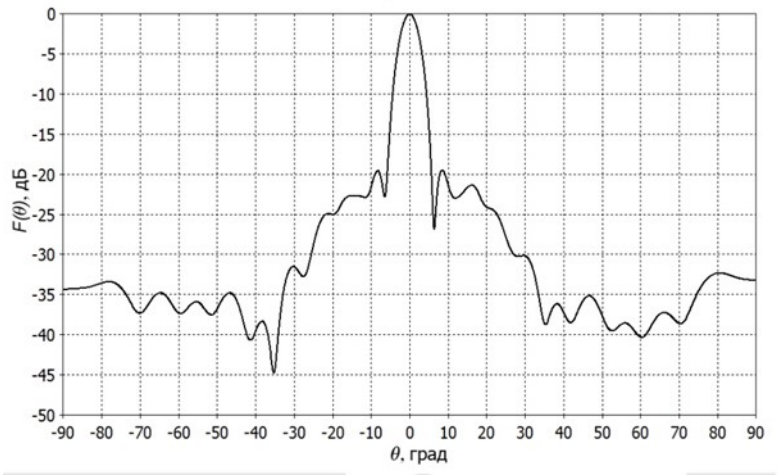
	НДА-100	ППА-25
Ефективна площа, $м^2$	3700	290
Коефіцієнт підсилення, дБі	41,1	30,1
Ширина діаграми спрямованості за рівнем половинної потужності, град	1,2	5,1
Рівень 1-го бокового пелюстка, дБ	–14,6	–19,6
Коефіцієнт використання поверхні апертури (КВП)	0,45	0,6

Радари можуть працювати як поодинці, так і два одночасно. Вони мають ідентичні структурні елементи і параметри (за винятком антен). Основні параметри кожного з них такі. Носійна частота становить близько 158 МГц. Імпульсна потужність радіопередавального пристрою становить до 3,6 МВт (зазвичай використовується потужність 2 МВт). Поляризація випромінюваного та прийнятого сигналів кругова або лінійна. Частота повторення зондувальних радіоім-

пульсів дорівнює 24,4 Гц. Шумова температура РПрП дорівнює 120 К, а смуга пропускання – 11–19 кГц.



а

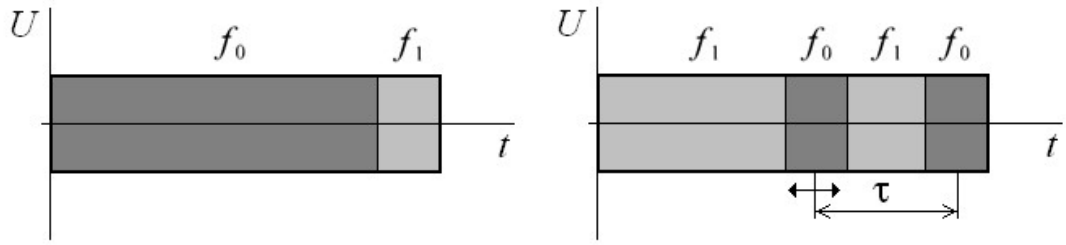


б

Рис. 3.20. Нормовані діаграми спрямованості антен
а – зенітної (НДА-100), *б* – повноповоротної (ППА-25)

У цей час переважно використовується два режими зондування [9].

Режим зондування складовим радіоімпульсним двочастотним сигналом (12-й режим), один з елементів якого має тривалість 663 мкс (або, в окремих експериментах, 725 мкс) і носійну частоту f_0 = 158 МГц, а другий – тривалість 135 мкс (або 65 мкс) і частоту $f_1 = f_0$+0,1 МГц (рис. 3.21, *а*).



а *б*

Рис. 3.21. Зондувальні сигнали в режимі випромінювання двочастотного радіоімпульсу з довгим і коротким елементами (*а*) та режимі зондування іоносфери циклічною послідовністю коротких поодиноких і здвоєних радіоімпульсів (*б*)

У РПрП здійснюється частотна селекція некогерентно розсіяних луна-сигналів і виділення квадратурних сигналів для кожного з елементів за допомогою синхронного детектування. У результаті приймання й обробки розсіяного іоносферою сигналу від першого елемента визначаються електронна концентрація N_e, температури іонів T_i і електронів T_e, вертикальна швидкість руху плазми V_z і іонний склад для ряду висот поблизу та вище максимуму іонізації з роздільною здатністю за висотою близько 100 км. Луна-сигнал від другого елементу використовується для визначення потужності НР сигналу, розсіяного плазмою в діапазоні висот 100–550 км, з роздільною здатністю по висоті 20 км (або 10 км) і розрахунку висотного профілю концентрації електронів. Цей режим роботи радара НР на теперішній час є основним.

Режим зондування іоносфери циклічною послідовністю поодиноких і здвоєних радіоімпульсів використовується для вимірювання параметрів іоносфери в діапазоні висот 150–550 км. У цьому режимі передавач випромінює один (для вимірювання потужності) або два (для вимірювання КФ НР сигналу) коротких (~150 мкс) імпульси зі змінною затримкою між ними (160–1000 мкс), що змінюється від періоду до періоду випромінювання на постійну величину (~40 мкс). З метою уникнення похибок вимірювання іоносферних параметрів, спричинених неідентичністю здвоєних радіоімпульсів (в першу чергу, похибки

визначення швидкості руху іоносферної плазми), використовується модернізований режим зондування здвоєними імпульсами [23] – випромінюється складовий сигнал з частотою елементів коротких імпульсів f_0 = 158 МГц і міжімпульсним ВЧ заповненням на зсунутій частоті $f_1 = f_0$+100 кГц (рис. 3.21, *б*).

Структурна схема радара НР показана на рис. 3.22 [9].

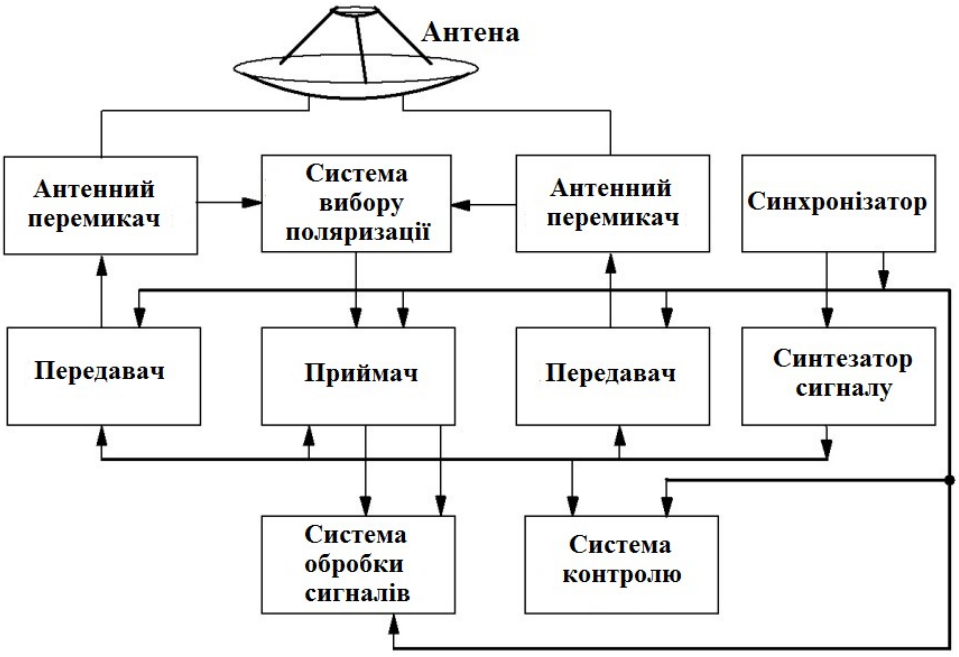


Рис. 3.22. Структурна схема радара НР Інституту іоносфери

Приймально-передавальна антена. Діаграма спрямованості антени НДА-100 була виміряна за відбиттями зондувального сигналу від каталогізованих техногенних космічних об'єктів з застосуванням методики й апаратури, розроблених в Інституті іоносфери [46]. Один з виміряних перерізів діаграми спрямованості антени показано на рис. 3.23.

Фідерний тракт виконано за двоканальною схемою. Тракт складається з коаксіальних і хвилеводних секцій, хвилеводно-коаксіальних переходів високої потужності, хвилеводних компенсаторів теплового розширення, кульових перемикачів, коаксіальних і хвилеводних спрямованих відгалужувачів. Розв'язка між радіоприймальним і передавальним пристроями забезпечується в кожному

з двох каналів фідерного тракту за допомогою антенних перемикачів хвилеводно-щілинного типу, виконаних на газонаповнених розрядниках.

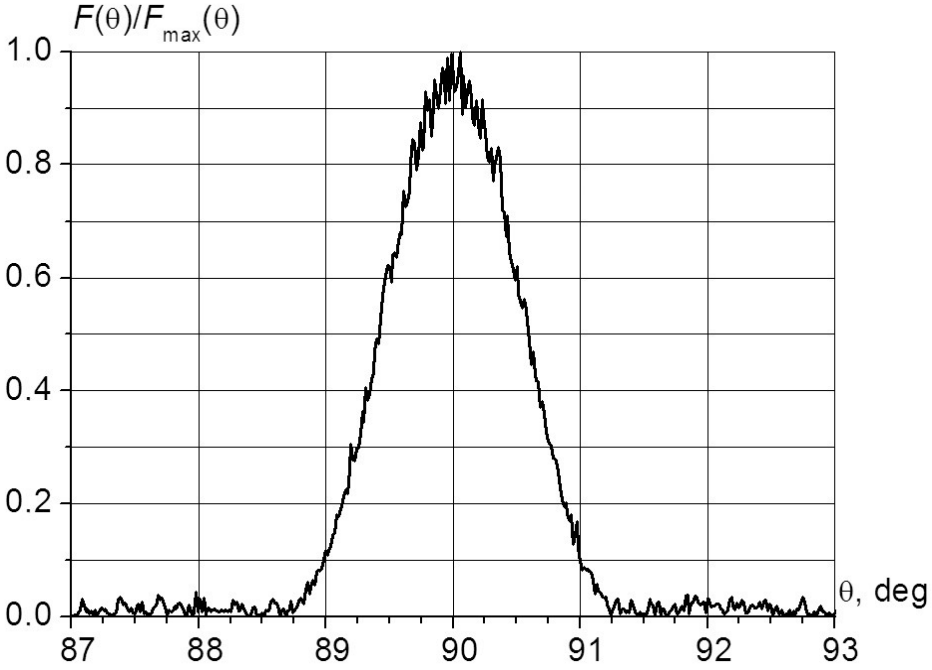


Рис. 3.23. Поперечний переріз діаграми спрямованості антени
в площині φ = 203°, виміряний за допомогою відбиттів від Cosmos-457 Rocket

Передавач складається з двох каналів потужних підсилювачів, що працюють із зовнішнім збудженням від загального синтезатора сигналів (задавального пристрою) [9, 47]. Імпульсна потужність кожного каналу становить до 1,5 МВт. Зазвичай вона встановлюється близько 1 МВт.

Для передачі сигналів з лінійною або круговою поляризаціями, встановлюється необхідний зсув фаз між сигналами двох каналів (0 або 90° відповідно). Структурна схема передавача показана на рис. 3.24. Кожен канал складається з попереднього підсилювача, підсилювача потужності, системи формування імпульсу анодної напруги (модулятор і випрямляч високої напруги), а також блоку живлення й обладнання охолодження.

Задавальний сигнал потужністю близько 130 мВт надходить від синтезатора на входи попередніх підсилювачів, що виконані у вигляді багатоступінчастої схеми на металокерамічних електронних лампах. Вихідні підсилювачі по-

тужності – триступінчасті, виконані на потужних тріодах, що охолоджуються дистильованою водою. Модулятор є джерелом імпульсної напруги для цих вузлів. Він складається з багатосекційних LC зарядних накопичувачів з повним розрядом енергії через імпульсний трансформатор. Всі елементи модулятора підібрані таким чином, щоб мінімізувати рівень шуму передавача в періоди між зондувальними імпульсами.

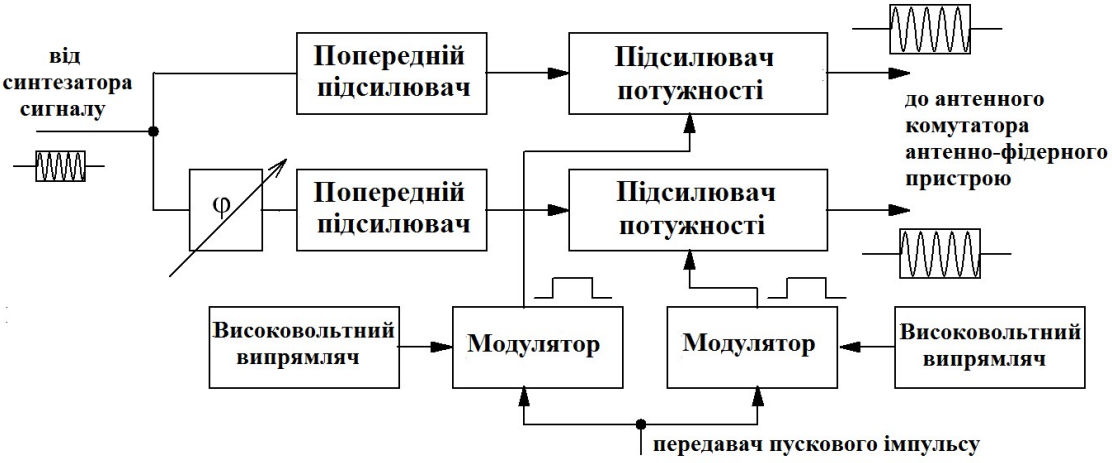


Рис. 3.24. Структурна схема передавача радара НР

Радіоприймальний пристрій радара НР – це багатоканальний приймач з потрійним перетворенням частоти [8, 9]. Спектр прийнятого сигналу послідовно переноситься з носійної частоти (158 МГц) в область низьких частот, де здійснюється кореляційна обробка. Приймальне обладнання розташовано поруч з виходами антенно-фідерної системи для того, щоб мінімізувати втрати потужності сигналу на вході приймача та зменшити завади.

Структурна схема приймача для приймання двох сигналів, рознесених один від одного по частоті, показана на рис. 3.25.

На вході приймача знаходяться: система вибору поляризації сигналу (що складається з фазообертача і коаксіального суматора сигналів від двох каналів фідерного тракту), циркулятор для узгодження вхідного опору приймача з опором фідера лінії (75 Ом), бланкувальний пристрій (для додаткового замикання приймача під час випромінювання зондувального сигналу), а також транзисторний підсилювач з низьким рівнем шуму ПВЧ1. Бланкування приймача забез-

печується за допомогою двох швидкодіючих електронних перемикачів у радіочастотному тракті (з PIN-діодами), щоб уникнути перевантаження приймача й АЦП пристроїв обробки. Підсилювач ПВЧ1 забезпечує достатню чутливість радіоприймача метрового діапазону хвиль: коефіцієнт шуму дорівнює 1,4. На виходах приймача виділяється кілька пар квадратурних сигналів (для кореляційної обробки) за допомогою синхронного детектування та фільтрації нижніх частот. Ширина смуги пропускання приймача визначається фільтрами нижніх частот. Зазвичай використовуються фільтри Кауера 7-го порядку з шириною смуги $\Delta F = 9{,}5$ кГц і $\Delta F = 5{,}5$ кГц, а також Гауса третього порядку з $\Delta F = 6{,}0$ кГц. Нерівномірність плоскої частини амплітудно-частотної характеристики цих фільтрів не перевищує 0,18 дБ.

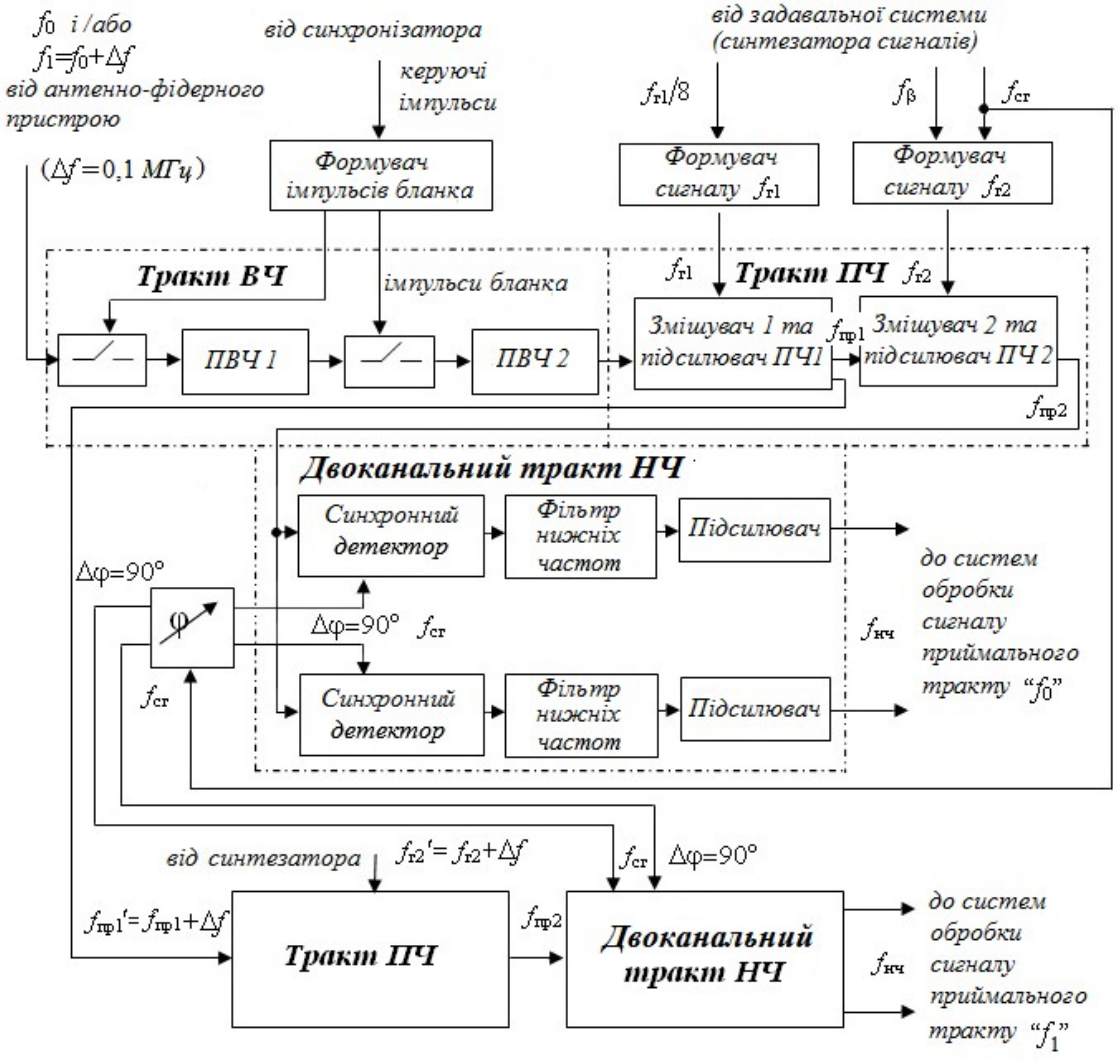


Рис. 3.25. Структурна схема радіоприймального пристрою радара НР

Сигнали гетеродинів приймача формуються з сигналів синтезатора для забезпечення когерентності систем радара НР. Це дає можливість вимірювати малі (в порівнянні з шириною спектра НР сигналу) доплерівські зрушення спектра, які використовуються для визначення радіальної швидкості руху іоносферної плазми.

Сигнал 1-го гетеродину з частотою $f_{г1}$ формується в помножувачі частоти з сигналу синтезатора з частотою ($f_{г1}/8$). Оскільки носійна частота зондувального сигналу формується синтезатором відповідно до виразу $f_0 = ((f_{г1}/8)–2f_β)·8$, перша ПЧ дорівнює $f_{пр1} = f_{г1}–f_0 = 16f_β$. Таким чином, вона відома з точністю до доплерівського зміщення спектра НР сигналу, викликаного рухом плазми. Сигнал 2-го гетеродину формується відповідно до виразу: $f_{г2} = 16f_β+f_{сг}$. Сигнал 3-го (синхронного) гетеродину формується за допомогою кварцового фільтра сигналу синтезатора з частотою $f_{сг}$. Тому друга проміжна частота $f_{пр2}$ збігається з частотою $f_{сг}$ синхронного гетеродину (у разі відсутності доплерівського зміщення). Унаслідок синхронного детектування, сигнал переноситься на нульову частоту з доплерівським зміщенням. Таким чином, забезпечується когерентність систем радара та можливість вимірювання швидкості руху іоносферної плазми.

Синтезатор сигналів (задавальна система) призначений для формування сигналів, необхідних для роботи передавача, приймача та пристрою обробки. Зокрема, формуються задавальні сигнали для передавача та формувачів гетеродинних сигналів для приймача. Сигнали задавальної системи синтезуються з високостабільного сигналу опорного генератора з частотою 5 МГц.

Система синхронізації призначена для забезпечення синхронної роботи обладнання. Вона виробляє імпульс запуску передавача, стробувальні імпульси для синтезатора (щоб сформувати задавальний сигнал для передавача), імпульс запуску формувача бланка приймача й інші сигнали керування.

В цей час використовується кілька незалежних одна від одної систем обробки сигналів.

Два двоканальних корелятора на основі процесорів сигналів сімейства TMS320 працюють з 1996 р. [35]. Один з них здійснює розрахунок автокореляційних функцій для оцінки концентрації електронів, іонного складу, іонної й електронної температур. У той же час інший корелятор обчислює квадратурні кореляційні функції для оцінки швидкості руху плазми.

Чотириканальний програмований корелятор складається з чотирьох 10-бітових високошвидкісних АЦП послідовного наближення й універсального персонального комп'ютера (ПК) [49]. Він був введений в експлуатацію у 2003 р. На відміну від кореляторів на основі процесорів сигналів сімейства TMS320, двоканальний програмований корелятор дозволяє отримати повний набір кореляційних функцій НР сигналу для оцінки всіх параметрів іоносферної плазми.

В цей час в структурі радара НР функціонує нова система обробки даних на основі модуля АЦП E20-10 [50]. Вона забезпечує безперервне отримання 16-розрядних даних з частотою обробки до 10 МГц і їх передачу на ПК за допомогою інтерфейсу USB 2.0. Програмне забезпечення, розроблене для обслуговування системи, являє собою додаток для операційної системи Microsoft Windows. Вона встановлює АЦП у відповідний режим, записує дані сигналу для кожного радіолокаційного сканування (1464 сканувань протягом сеансу вимірювання тривалістю 1 хв), обчислює КФ НР сигналу та візуалізує отримані дані. Високошвидкісний інтерфейс і ПК високої продуктивності дозволили значно збільшити частоту дискретизації (в цей час до 6 разів).

Функціональна схема модернізованого радара Інституту іоносфери, що дозволяє реалізувати кожен з описаних вище режимів, представлена на рис. 3.26.

За необхідністю радіоприймальний пристрій № 2 підключається до повноповоротної антени ППА-25 (на рисунку не показана) для одночасних вимірювань параметрів іоносфери при вертикальному та похилому зондуваннях [51, 52].

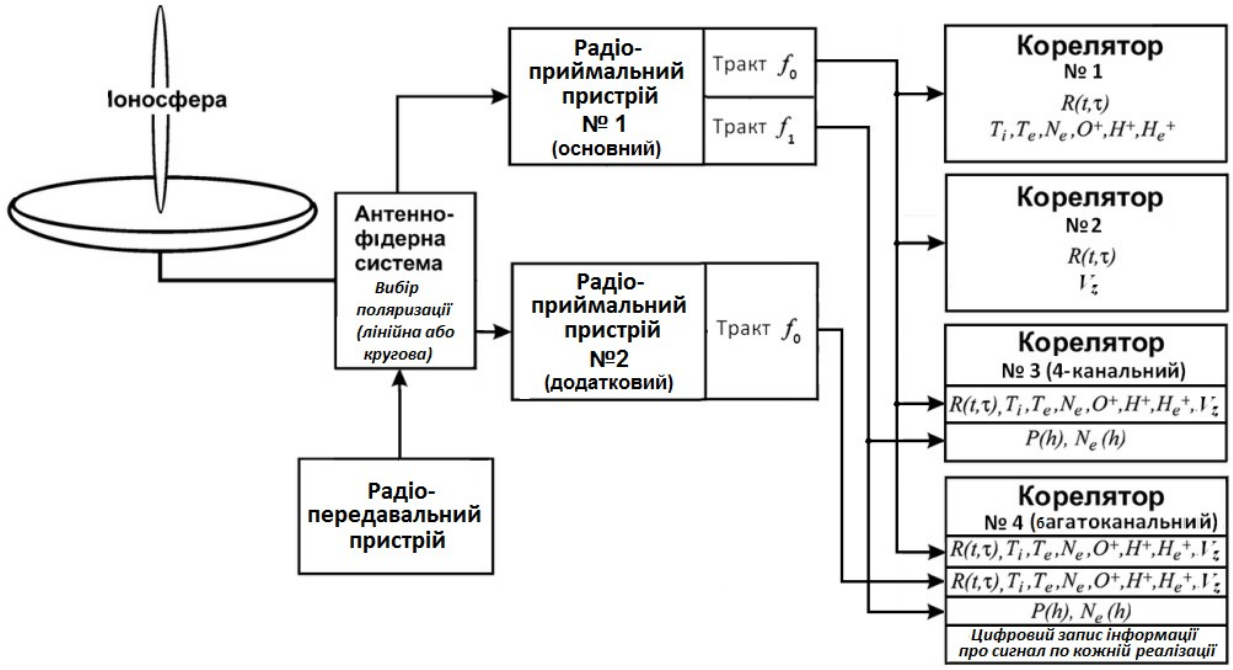


Рис. 3.26. Функціональна схема радара НР Інституту іоносфери

Визначені за допомогою корелометрів (кореляторів) параметри наведено на рисунку. Корелометри № 1 і № 2 були розроблені та виготовлені в кінці 90-х рр. і поки ще використовуються. Корелометр № 3 був розроблений і впроваджений спеціально для реалізації режиму зондування складовим двочастотних сигналом. Всі ці корелометри виконані на основі жорсткої логіки. Корелометр № 4 є повністю програмованим, відзначається високою продуктивністю та широкими можливостями.

Проведення експериментів з одночасним зондуванням у вертикальному і похилому напрямках значно підвищує можливості дослідження іоносфери і, зокрема, динамічних процесів в іоносфері методом НР.

Структурна схема радарів НР у режимі зондування іоносфери одночасно двома антенами представлена на рис. 3.27.

Сформовані задавальною системою складені радіоімпульсні сигнали подаються на радіопередавальні пристрої, підсилюються і надходять фідерними трактами через антенні комутатори до антен НДА-100 і ППА-25. Антенами ви-

промінюються сигнали відповідно у вертикальному та обраному похилому чи вертикальному напрямках.

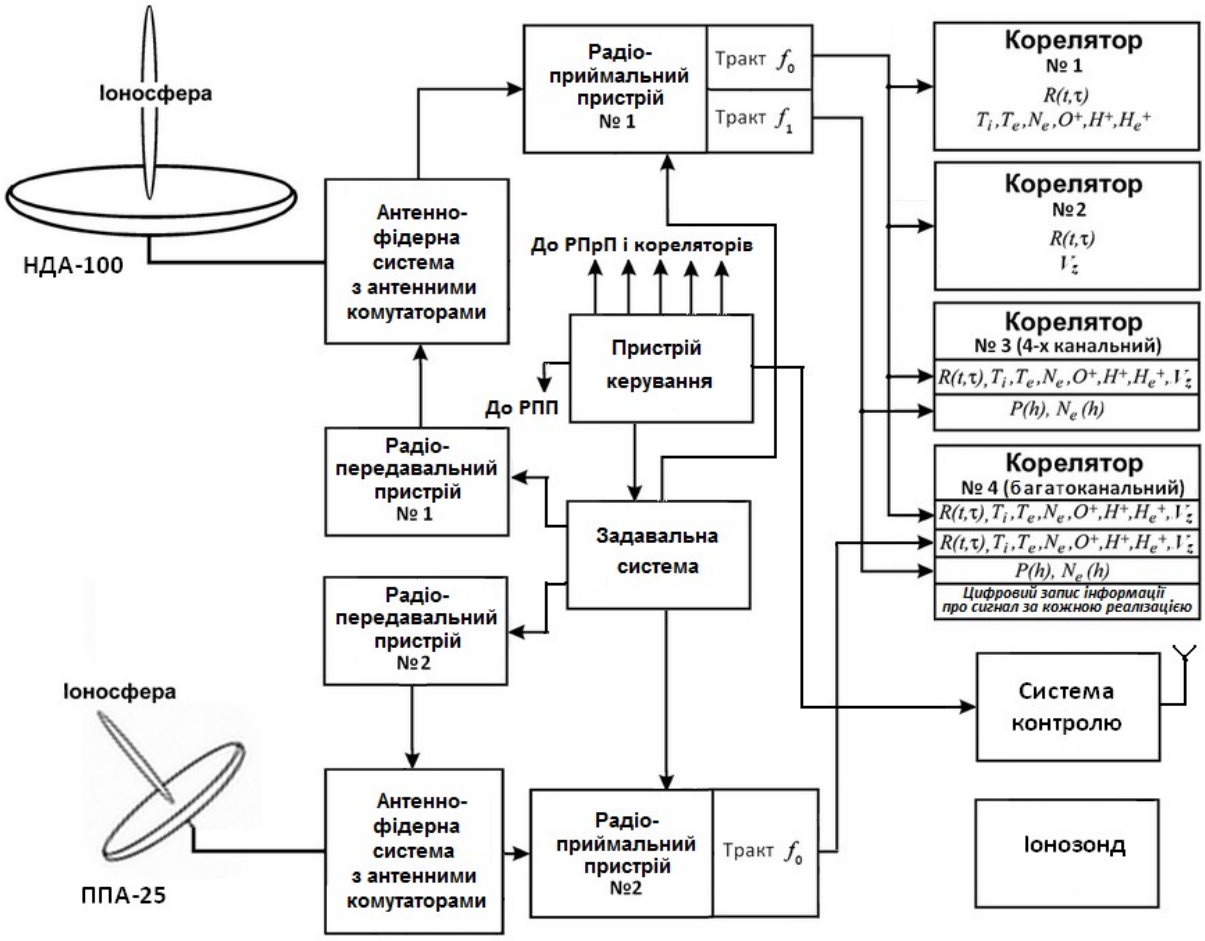


Рис. 3.27. Структурна схема радарів НР
в режимі зондування іоносфери двома антенами

Розсіяні іоносферою сигнали приймаються цими ж антенами і через антенні комутатори антенно-фідерного тракту подаються на входи відповідних радіоприймальних пристроїв. У РПрП здійснюється підсилення прийнятих сигналів, їх селекція в трактах «f_0» і «f_1», фільтрація, перенесення спектра в область низьких частот і виділення квадратурних сигналів для кожного з елементів за допомогою синхронного детектування для подальшої кореляційної обробки.

Пристрій управління формує керувальні імпульсні сигнали на всі системи радарів НР. Система контролю формує сигнали для тестування систем радарів (докладніше див. розділ 5).

Іонозонд використовується в складі радарів НР для калібрування вимірювань концентрації електронів шляхом прив'язки вимірюваної критичної частоти f_oF2 до максимуму відносного висотного профілю концентрації електронів, а також отримання додаткової інформації про іоносферу з іонограм.

Можливий також режим роботи двох радарів з одночасним зондуванням іоносфери двома антенами, спрямованими вертикально. За такої умови, щоб уникнути взаємного впливу, тракти НДА-100 і ППА-25 працюють із сигналами з протилежними круговими поляризаціями (і на передачу, і на приймання). Робота в такому режимі розширює можливості комплексу радарів НР і дозволяє порівнювати результати, отримані незалежними радарами, але з відмінними зондованими об’ємами іоносферної плазми. Для підвищення відношення сигнал/шум у вихідних трактах РПрП (виділення квадратурних сигналів) використовуються ФНЧ, найбільш прийнятні для умов експериментів: у тракті «f_0» РПрП антени НДА-100 – фільтри Кауера 7-го порядку з формою АЧХ, близькою до прямокутної, та шириною смуги пропускання по рівню половинної потужності, що дорівнює 9,5 кГц (для визначення параметрів іоносфери на висотах 200–1500 км); у тракті «f_1» РПрП антени НДА-100 – фільтри Чебишева 3-го порядку з шириною смуги пропускання 6,0 кГц (для визначення потужності НР сигналу на висотах у районі та нижче максимуму іонізації); у РПрП антени ППА-25 – фільтри Кауера 7-го порядку з формою АЧХ, близькою до прямокутної, та шириною смуги пропускання за рівнем половинної потужності, що дорівнює 5,5 кГц (для визначення параметрів іоносфери на висотах поблизу максимуму і нижче, де присутні електрони і іони атомарного кисню).

У 2018 р. до складу РПрП радарів НР впроваджено підсистему приймання, запису й обробки сигналу, що виділений в тракті другої ПЧ РПрП (докладніше див. розділ 4).

Отже, в Інституті іоносфери реалізовані всі основні режими роботи радара з використанням методу НР. Вибір режиму визначається поставленою метою та завданням вимірювань і станом іоносфери.

3.4.2. Алгоритмічне та програмне забезпечення для обробки даних радара НР

Матеріал цього підрозділу докладно наведено в [53–57]. Обробка даних включає в себе визначення КФ НР сигналу $R^*(t_j, \tau_k)$ як різниця оцінки КФ суміші сигнал+шум на кожній *j*-й досліджуваній ділянці дальності, протяжність якої визначається тривалістю зондувального імпульсу, і оцінки КФ шуму, усередненої по ряду вимірів у кінці радіолокаційної розгортки дальності, де рівень НР сигналу настільки малий, що ним можна знехтувати:

$$R^*(t_j, \tau_k) = R^*_{(\text{с+ш})}(t_j, \tau_k) - \overline{R^*_{\text{ш}}(\tau_k)},$$

де t_j – радіолокаційна затримка, що відповідає висоті $h_j = ct_j/2$ при вертикальному зондуванні, $j = 1, 2, \ldots, N$, N – кількість ділянок дальності, $\tau_k = k\Delta\tau$, $k = 0, 1, \ldots, n$, k і $\Delta\tau$ – номер ординати КФ і крок по затримці відповідно.

Для спрощення запису індекс «*» нижче буде опущений.

Процес обробки сигналу на кожній з ділянок дальності зводиться до того, що КФ НР сигналу визначають у кожному з двох квадратурних каналів і обчислюють

$$R_{\text{Re}}(t_j, \tau_k) = R_{11}(t_j, \tau_k) + R_{22}(t_j, \tau_k), \qquad (3.6)$$

отримуючи після нормування оцінку «дійсної» складової нормованої КФ НР сигналу $r_{\text{Re}}(t_j, \tau_k) = R_{\text{Re}}(t_j, \tau_k) / R_{\text{Re}}(t_j, 0)$. У виразі (3.6)

$$R_{11}(t_j, \tau_k) = \overline{u_1(t_j)\, u_1(t_j + \tau_k)},\ R_{22}(t_j, \tau_k) = \overline{u_2(t_j)\, u_2(t_j + \tau_k)}.$$

Індекси 1 і 2 відповідають номеру квадратурного каналу приймача.

Оскільки швидкість руху плазми достатньо мала, щоб нею знехтувати, складова $r_{\mathrm{Re}}\left(t_j,\tau_k\right)$ може бути використана для визначення параметрів іоносфери, таких як температури іонів T_i і електронів T_e, іонного складу, концентрації електронів N_e.

У загальному випадку визначення КФ НР сигналу проводиться з урахуванням «уявної» складової $R_{\mathrm{Im}}\left(t_j,\tau_k\right)$:

$$R\left(t_j,\tau_k\right)=\sqrt{R_{\mathrm{Re}}^2\left(t_j,\tau_k\right)+R_{\mathrm{Im}}^2\left(t_j,\tau_k\right)}.$$

У цьому випадку для отримання іоносферних параметрів використовується нормована КФ $r\left(t_j,\tau_k\right)=R\left(t_j,\tau_k\right)/R\left(t_j,0\right)$.

Складова $R_{\mathrm{Im}}\left(t_j,\tau_k\right)$ визначається як різниця взаємних кореляційних функцій сигналів квадратурних каналів:

$$R_{\mathrm{Im}}\left(t_j,\tau_k\right)=R_{12}\left(t_j,\tau_k\right)-R_{21}\left(t_j,\tau_k\right),$$

де

$$R_{12}\left(t_j,\tau_k\right)=\overline{u_1\left(t_j\right)\,u_2\left(t_j+\tau_k\right)},\ R_{21}\left(t_j,\tau_k\right)=\overline{u_2\left(t_j\right)\,u_1\left(t_j+\tau_k\right)}.$$

Параметри плазми (p_1, p_2, …) отримуються для кожної часової затримки t_j шляхом зведення до мінімуму наступного функціоналу [54]:

$$F\left(t_j,p_1,p_2,...\right)=\sum_{k=1}^{n}\left[r\left(t_j,\tau_k\right)-r_{\text{теор}}\left(\tau_k,p_1,p_2,...\right)\right]^2\rightarrow\min.$$

де $r_{\text{теор}}\left(\tau_k,p_1,p_2,...\right)$ – теоретична КФ.

У програмі обробки реалізовано декілька алгоритмів розрахунку швидкості руху плазми, основний з яких базується на використанні формули [42, 56]:

$$V_z\left(h_j\right)=-\frac{\lambda}{4\pi}\frac{\sum_{k=1}^{n}\left\{\operatorname{arctg}\left[\frac{R_{\mathrm{Im}}\left(t_j,\tau_k\right)}{R_{\mathrm{Re}}\left(t_j,\tau_k\right)}\right]\,r^2\left(t_j,\tau_k\right)\tau_k\right\}}{\sum_{k=1}^{n}r^2\left(t_j,\tau_k\right)\tau_k^2},\qquad(3.7)$$

де λ = 1.8987 м – довжина хвилі радара НР. $V_z<0$ у випадку, коли плазма руха-

ється донизу, тобто, у бік радара.

Спрощена формула для розрахунку швидкості руху плазми, яка також реалізована у програмі обробки:

$$V_z\left(h_j\right) = -\frac{\lambda}{4\pi n}\sum_{k=1}^{n}\frac{1}{\tau_k}\left(\operatorname{arctg}\left[\frac{r_{\mathrm{Im}}\left(t_j,\tau_k\right)}{r_{\mathrm{Re}}\left(t_j,\tau_k\right)}\right]\right).$$

На етапі вибору алгоритму обробки НР сигналу для оцінки швидкості плазми в програмі реалізована формула

$$V_z\left(h_j\right) = -\frac{\lambda}{4\pi\Delta\tau(n-1)}\sum_{k=1}^{n-1}\left\{\operatorname{arctg}\left[\frac{r_{\mathrm{Im}}\left(t_j,\tau_{k+1}\right)}{r_{\mathrm{Re}}\left(t_j,\tau_{k+1}\right)}\right] - \operatorname{arctg}\left[\frac{r_{\mathrm{Im}}\left(t_j,\tau_k\right)}{r_{\mathrm{Re}}\left(t_j,\tau_k\right)}\right]\right\},$$

$$V_z = -\frac{\lambda}{4\pi}\frac{d\varphi}{d\tau},$$

де $\varphi = \operatorname{arctg}[R_{\mathrm{Im}}(\tau) / R_{\mathrm{Re}}(\tau)]$. Результати моделювання та дані вимірювання реальної швидкості плазми показали, що при використанні цього алгоритму статистична похибка набагато більша, ніж при використанні інших алгоритмів.

Програма обробки також включає алгоритм оцінки швидкості плазми за допомогою методу пошуку мінімуму функціоналу

$$F(t_j,V) = \sum_{k=1}^{n}\left[\arctan\frac{r_{\mathrm{Im}}\left(t_j,\tau_k\right)}{r_{\mathrm{Re}}\left(t_j,\tau_k\right)} - \frac{4\pi\tau_k}{\lambda}V\right]^2 \to \min.$$

Для стандартних розрахунків пошук мінімуму $F(t_j,V)$ виконується шляхом зміни параметра швидкості V у діапазоні –500 ... 500 м/с. Цей алгоритм, як і (3.7), забезпечує статистичну похибку у визначенні швидкості плазми менше, ніж інші алгоритми.

Крім алгоритмів розрахунку швидкості руху, які оперують вхідними даними у вигляді КФ НР сигналу, реалізовано алгоритм, який усуває помилку визначення швидкості, що викликана асиметрією спектра НР-сигналу (асиметрія спектра може виникнути при наявності струму в іоносфері, однак для середньоширотної іоносфери ці події рідкісні) [56]. За цим алгоритмом спектр сиг-

налу $S(f)$ визначається з квадратурних компонент КФ за допомогою перетворення Гільберта. Верхня та нижня частини спектра відсікаються на рівнях 0,8 і 0,2 відповідно (рис. 3.28). Доплерівське зміщення f_D спектра НР сигналу $S(f)$ і швидкість $V_z(h_j) = \lambda f_D(t_j)/2$ визначаються безпосередньо з модифікованого спектра, або квадратурні компоненти КФ обчислюються з усіченого спектра з використанням зворотного перетворення Фур'є. а потім стандартним чином визначається швидкість руху плазми.

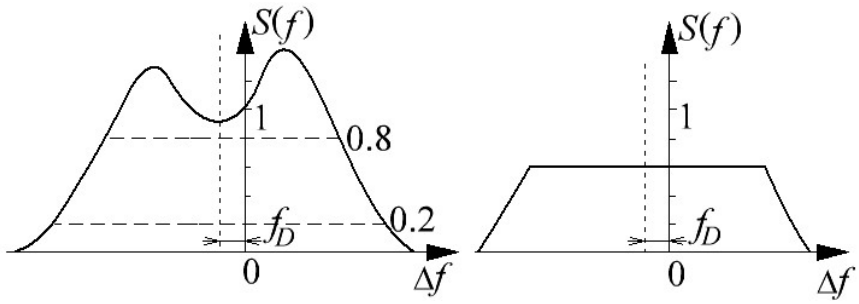


Рис. 3.28. Спектр НР сигналу до та після модифікації,
що використовується для визначення доплерівського зміщення

3.4.3. База даних Інституту іоносфери

Збільшення обсягу іоносферних даних, що отримані в Інституті іоносфери за допомогою радара НР і іонозонда, привело до необхідності створення бази даних. База даних дає змогу покращити інформаційне забезпечення, підвищити швидкодію процесу обробки іоносферних даних вимірювального комплексу. До того ж надається можливість з будь-якого робочого місця отримати доступ до інформаційного ресурсу.

Базу даних Інституту іоносфери було розроблено та впроваджено на основі об'єктно-реляційної системи управління базами даних (СУБД) PostgreSQL і оригінального програмного забезпечення [58]. Це дало змогу зберігати і відображати наступні види інформації:

– початкові дані, що формуються системою первинної обробки радара НР і іонозондом,

– службові дані,

– вихідні дані, що являють собою висотні та часові розподіли значень геофізичних параметрів, і службові дані роботи радара НР.

У загальному вигляді файли даних містять дату та час сеансу вимірювань, кореляційні функції НР сигналу, а також службову інформацію.

Для зберігання даних іонозонда була створена таблиця в СУБД PostgreSQL з наступними даними: дата та час вимірювання, значення критичної частоти шару F2, значення критичної частоти спорадичного шару E_s.

Програми імпорту та експорту даних реалізовано на мові C++ (фреймворк Qt) для різних операційних систем, таких як Windows, Linux і Mac Os X.

3.4.4. Експрес-обробка експериментальних даних

Систему експрес-обробки було розроблено та впроваджено для оперативної оцінки параметрів космічної погоди, параметрів радара й якості даних, що є в базі даних радара НР [59]. Вона базується на застосуванні відкритого програмного забезпечення, а саме системи управління базами даних (СУБД) PostgreSQL, програми візуалізації даних gnuplot, веб-сервера Apache, архіватора 7-zip і оригінального програмного забезпечення, написаного з використанням фреймворку Qt, в якому реалізуються основні етапи обробки даних радара НР. Основне призначене для користувачів програмне забезпечення, що представляє собою CGI-додаток, запускається за запитом клієнта та формує зміст web-сторінки. Завдяки використанню фреймворка Qt розробку та налагодження програмного забезпечення можна здійснювати в таких операційних системах, як Linux, Windows і Mac OS X.

Основний додаток виконує експрес-обробку даних радара НР, результатами якої є наступні часові залежності (рис. 3.29):

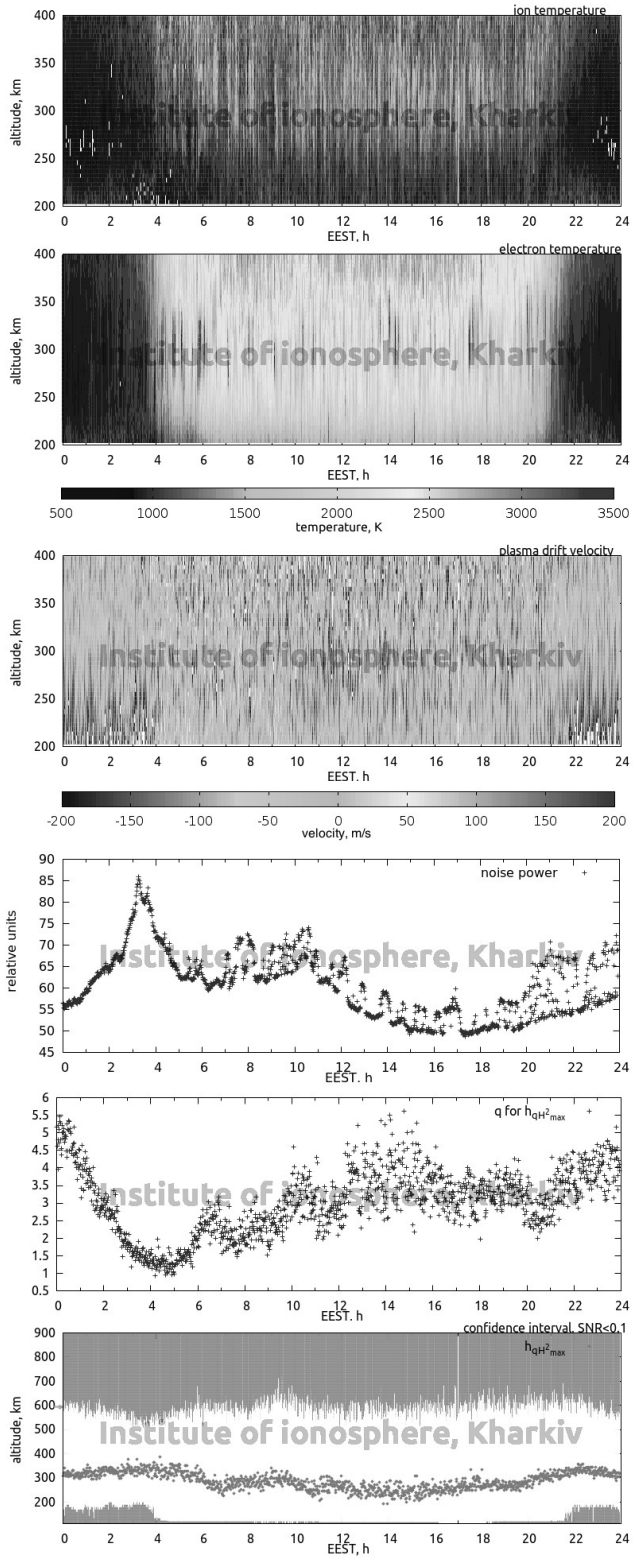


Рис. 3.29. Приклад візуалізації результатів розрахунку системою експрес-обробки даних 23.06.2016

– оцінок температур іонів і електронів на висотах 200–400 км (панелі 1 і 2 відповідно);

– оцінок концентрації електронів (якщо в базі даних присутні значення критичної частоти шару F2);

– оцінок вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми на висотах 200–400 км (панель 3).

– оцінок потужності шумів (космічних та апаратурних) (панель 4);

– оцінок відношення сигнал/шум у максимумі шару F2 іоносфери і висоти цього максимуму (панелі 5 і 6);

Обробці підлягають дані сеансів вимірювань з часовим накопиченням 1 хв. Кількість використовуваних ординат КФ при розрахунках було вибрано 15.

3.5. Висновки до розділу 3

Розроблено та реалізовано на радарі НР Інституту іоносфери принципи побудови доплерівських приймально-задавальних систем для вимірювання швидкості руху іоносферної плазми спільно з іншими іоносферними параметрами. На основі цих принципів розроблена та впроваджена багатофункціональна багатоканальна приймально-задавальна система, що дозволяє використовувати прості та складені багаточастотні та фазоманіпульовані сигнали для підвищення точності вимірювання швидкості руху плазми та покращення висотного розділення.

Розроблено та впроваджено радіоприймальний пристрій з підвищеною стабільністю характеристик і оптимізованими параметрами. Пристрій забезпечує проведення досліджень іоносфери до висоти 1500 км і вище, де потужність НР сигналу надзвичайно мала. Це дозволило отримати цінні дані про іоносферно-протоносферну взаємодію. Проведено модернізацію цього пристрою, в результаті якої запроваджено метод зондування двочастотним зондувальним сигналом з довгим і коротким елементами для одночасного дослідження середньої і зовнішньої іоносфери. Багатоканальність пристрою дає можливість досліджувати просторову картину в іоносфері завдяки одночасному зондуванні радарами із зенітною та повноповоротною антенами.

Проведено аналіз впливу апаратурних і методичних чинників на похибку вимірювання швидкості та знайдені шляхи уникнення, усунення або зниження цієї похибки. Встановлено, зокрема, що найбільш прийнятними для дослідження руху плазми на висотах області F іоносфери є ФНЧ типу Кауера 7-го порядку з шириною смуги пропускання по половинній потужності $\Delta F_{0,7}$ = 9,5 кГц і фільтри типу Чебишева 3-го порядку з $\Delta F_{0,7}$ = 6,4 кГц при зондуванні радіоімпульсами без внутрішньоімпульсної модуляції тривалістю близько 800 мкс і фільтри типу Кауера 7-го порядку з $\Delta F_{0,7}$ = 5,5 кГц при зондуванні здвоєними короткими радіоімпульсами. Проведений аналіз впливу параметрів радара НР на відношення сигнал/шум і, як наслідок, на похибку визначення швидкості плазми дав можливість провести модернізацію радіоприймального тракту, в результаті якої були розроблені високостабільні малошумливі вхідні підсилювачі з унікальними вузькосмуговими коаксіальними ВЧ фільтрами та надійними швидкодіючими пристроями захисту приймача.

Розроблено принципи підвищення точності вимірювання швидкості, що враховують імпульсний характер роботи радара. Запроваджено метод зондування іоносфери з використанням багаточастотного сигналу, який значно (з декількох десятків до десятих частин метра за секунду) знижують похибки, пов'язані з неточним визначенням потужності і кореляційної функції шуму.

Розроблено та проаналізовано ряд алгоритмів обробки НР сигналу для визначення швидкості плазми, обрано оптимальний алгоритм.

Розроблено та впроваджено базу даних Інституту іоносфери на основі об'єктно-реляційної системи управління базами даних (СУБД) PostgreSQL і оригінального програмного забезпечення. Це дозволяє зберігати та відображати інформацію про іоносферу та стан космічної погоди для широкого кола користувачів. Розроблено та впроваджено систему експрес-обробки для оперативної оцінки іоносферних даних, зокрема швидкість руху плазми, параметрів радара й якості даних, що знаходяться в базі даних радара НР.

Загалом, завдяки усуненню або врахуванню впливу апаратурних факто-

рів, систематична похибка визначення швидкості плазми за допомогою радара НР Інституту іоносфери не перевищує 3 м/с.

Література до розділу 3

1. Есепкина Р. Л., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н. Радиотелескопы и радиометры. М.: Наука, 1973. 416 с.
2. Емельянов Л. Я. Особенности приемо-задающей системы исследовательского комплекса некогерентного рассеяния. *«СВЧ-техника и спутниковый приём»:* Материалы конференции. 20–23 сент. 1993 г. Севастополь, Т. 6. 1993. С. 798–801.
3. Емельянов Л. Я. Измерение вертикальной составляющей скорости дрейфа ионосферной плазмы. *XVII Конференция по распространению радиоволн*.: тез. Докл. 21–24 сент. 1993 г. Ульяновск. 1993. С. 74–75.
4. Емельянов Л. Я. Измерения скорости движения ионосферной плазмы. *Вестн. Харьк. политехн. ин-та: Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния.* № 259. Вып. 6. 1988. С. 7–11.
5. Рогожкин Е. В. Кодирование элементов составного сигнала при НР. *Вестн. Харьк. политехн. ин-та: Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния.* № 259, Вып. 6. 1988. С. 19–26.
6. Емельянов Л. Я. Радиоприемное устройство измерительного комплекса некогерентного рассеяния метрового диапазона. Всесоюзная научно-техническая конференция *«Теория и практика применения метода некогерентного рассеяния радиоволн»:* Тез. докл. Харьков, 1983. С. 78–80.
7. Емельянов Л. Я., Курисько В. П., Омельченко В. В. Структура задающей системы ИК НР метрового диапазона. Всесоюзная научно-техническая конференция *«Теория и практика применения метода некогерентного рассеяния радиоволн»*: Тез. докл. Харьков, 1983. С. 111–112.
8. Емельянов Л. Я. Радиоприемное устройство радара некогерентного рассе-

яния. *Вестн. Харьк. гос. политехн. ун-та.*: сб. научн. тр. Харьков, Вып. 31. 1999. С. 108–112.

9. Domnin I. F., Chepurnyy Ya. M., Emelyanov L. Ya., Chernyaev S. V., Kononenko A. F., Kotov D. V., Bogomaz O. V., Iskra D. A. Kharkiv Incoherent Scatter Facility. *Bulletin of the National Technical University "Kharkiv Politechnic Institute"*: *scientific papers. Issue: Radiophysics and ionosphere.* Kharkiv: NTU "KhPI". No. 47 (1089). 2014. P. 28–42.
10. Емельянов Л. Я. Оптимизация приема и обработки НР сигнала для повышения точности определения скорости переноса ионосферной плазмы. *Вестн. Нац. техн. ун-та «Харьковский политехнический институт»:* Сб. научн. тр. Харьков: НТУ «ХПИ». № 35. 2005. С. 79–84.
11. Дзюбанов Д. А., Емельянов Л. Я., Лысенко В. Н., Мирошников А. Е. Измерение вертикальной компоненты скорости переноса ионосферной плазмы с помощью радара некогерентного рассеяния. *Труды XXII Всероссийской научной конференции «Распространение радиоволн» РРВ–22.* Ростов-на-Дону, Т. II. 2008. С. 261.
12. Емельянов Л. Я. Методические и аппаратурные особенности исследования динамики ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн. *Інформаційні технології: наука, техніка, технологія, освіта, здоров'я. Матеріали XVI Міжнародної науково-практичної конференції* Харків, частина II. 2008 С. 231.
13. Эванс Дж. В. Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн. *ТИИЭР* № 4, Т. 57. 1969., 139–175 с.
14. Краус Дж. Д. Радиоастрономия. М.: Сов. Радио, 1973. 456 с.
15. Таран В. И. Исследование ионосферы с помощью радаров некогерентного рассеяния в Харькове. *Вестн. ХГПУ*: Вып. 31. 1999. С. 3–9.
16. Емельянов Л. Я. Оптимизация обработки некогерентно рассеянного сигнала для определения скорости дрейфа ионосферной плазмы. *Вестн. Нац.*

техн. ун-та «Харьковский политехнический институт»: Сб. научн. тр. Харьков: НТУ «ХПИ». № 4. 2001. С. 81–84.

17. Емельянов Л. Я. Измерение скорости дрейфа ионосферной плазмы с помощью радара некогерентного рассеяния. Сб. научн. тр. *Харьков: ХГПУ*, Вып. 7. Часть третья. 1999. С. 343–348.
18. Emelyanov L. Ya. Optimization of ionospheric plasma drift velocity measurement by incoherent scatter technique. *Atmospheric and ocean optics. Atmospheric physics*: VIII Joint International Symposium, Irkutsk, June 25–29, 2001: symp. proc. Tomsk: Institute of Atmospheric Optics SB RAS. 2001. P. 235.
19. Емельянов Л. Я. Влияние характеристик зондирующего сигнала и радиоприемного тракта на точность измерения скорости дрейфа ионосферной плазмы методом некогерентного рассеяния. *Вестн. Харьк. гос. политехн. ун-та. Физические аспекты современных технологий.:* сб. научн. тр. Харьков: ХГПУ. Вып. 103. 2000. С. 34–38.
20. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Сов. радио. Т. 1. 1969. 752 с.
21. Farley D. T. Incoherent scatter correlation function measurements. *Radio Sci.* Vol. 4, No. 10. 1969. P. 935–953. DOI: 10.1029/RS004i010p00935.
22. Коваль А. Д., Еремин А. Н. Система стабилизации амплитуды зондирующего импульса передатчика. *Вестн. Харьк. гос. политехн. ун-та. Физические аспекты современных технологий*: сборник научных трудов. Харьков: ХГПУ. Вып. 103. 2000. С. 48–50.
23. Емельянов Л. Я., Скляров И. Б., Черняев С. В. Вопросы снижения влияния зондирующего сигнала на точность измерения скорости движения ионосферной плазмы. *Вестн. Нац. техн. ун-та «Харьковский политехнический институт»*: сб. научн. тр. Тематический выпуск «Радиофизика и ионосфера». Харьков: НТУ «ХПИ». № 9, т. 5. 2002. С. 25–28.
24. Емельянов Л. Я. Скорость движения ионосферной плазмы по корреляционным измерениям методом некогерентного рассеяния. *Первая Украин-*

ская конференция по перспективным космическим исследованиям: сб. тр. 8–10 окт. 2001 г. Киев, 2001. С. 110–114.

25. Емельянов Л. Я. Влияние эффектов импульсного зондирования на точность измерения скорости движения ионосферной плазмы. *Вестн. Харьк. политехн. ин-та: Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния.* № 271. Вып. 7. 1989. С. 14–20.
26. Емельянов Л. Я., Смагло Н. А. О возможности снижения минимальной исследуемой высоты. *Вестн. Харьк. политехн. ин-та: Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния.* Харьков: Вища школа. № 170. Вып. 2. 1980. С. 52–58.
27. Емельянов Л. Я., Скляров И. Б. Минимизация погрешностей измерения скорости движения ионосферной плазмы. *Вестн. Нац. техн. ун-та «Харьковский политехнический институт» Тематический выпуск «Радиофизика и ионосфера»:* Сб. научн. тр. Харьков: НТУ «ХПИ». № 9, т. 5. 2002. С. 29–33.
28. Емельянов Л. Я. Измерение скорости дрейфа ионосферной плазмы методом некогерентного рассеяния. *XIX Всероссийская научн. конференция «Распространение радиоволн»*: тез. докл. 22–25 июня 1999 г. Казань. 1999. С. 69–70.
29. Chernogor L. F., Emelyanov L. Ya. Means, methods and results of investigation of ionosphere plasma movement in the low solar activity period. *9th Ukrainian Conference On Space Research:* Abstracts. Yevpatoria. August 31–Sept. 5, 2009. Kyiv, 2009. С. 34.
30. Рогожкин Е. В., Антонова В. А., Емельянов Л. Я. О возможности улучшения характеристик антенных коммутаторов в радиолокаторах некогерентного рассеяния. *Радиотехника*: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Вып. 121. 2001. С. 61–64.
31. Пат. 41011 Україна, МПК Н 01 Р 1/14. Пристрій захисту приймача / Є.В. Рогожкін, Л.Я. Ємельянов, О.Л. Мозгова. № 2001010031; заявл.

03.01.2001; опубл. 15.08.2001, Бюл № 7.

32. Пат. 61721 Україна, МПК G 01 S 7/03, H 01 P 1/14. Пристрій захисту приймача / Є.В. Рогожкін, Л.Я. Ємельянов, О.О Тритяченко. – № 2003043136; заявл. 08.04.2003; опубл. 17.11.2003, Бюл № 11.
33. Емельянов Л. Я., Скляров И. Б. Обеспечение достоверности определения скорости дрейфа ионосферной плазмы методом некогерентного рассеяния. *Вестн. Нац. техн. ун-та «Харьковский политехнический институт» Тематический выпуск «Радиофизика и ионосфера»:* Сб. научн. тр. Харьков: НТУ «ХПИ». № 7, т. 4. 2003. С. 35–40.
34. Емельянов Л.Я., Григоренко Е. И., Скляров И. Б. Радиофизические наблюдения вертикального дрейфа плазмы в области F ионосферы на харьковском радаре некогерентного рассеяния. *Радиотехника*: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Вып. 136. 2004. С. 102–108.
35. Лысенко В. Н. Особенности корреляционной обработки некогерентно рассеянного сигнала при зондировании ионосферы в метровом диапазоне радиоимпульсами длительностью 800 мкс. *Вестн. Харьк. гос. политехн. ун-та*: Сб. научн. тр. Харьков, ХГПУ, Вып. 31. 1999. С. 90–95.
36. Емельянов Л. Я. Измерение высотных профилей электронной концентрации методом некогерентного рассеяния. *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 42, №1. 2002. С. 116–120.
37. Emel'yanov L.Ya. Incoherent Scatter Measurement of the Electron Density Altitude Profiles. *Geomagnetism and Aeronomy.* V. 42, N 1. 2002. P. 109–113.
38. Woodman R.F., Hagfors T. Methods for the measurement of vertical ionospheric motions near the magnetic equator by incoherent scattering. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* Vol. 74, No. 5. 1969. P. 1205–1212. DOI: 10.1029/JA074i005p01205.
39. Смирнов А. Н., Емельянов Л. Я Многочастотный метод измерения параметров НР-сигнала. *Вестн. Харьк. политехн. ин-та: Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния.* Харьков: Вища школа. № 234.

Вып. 4. 1986. С. 23–27.

40. А.с. 1544027 СССР, G 01 S 13/95. Устройство измерения корреляционной функции сигнала, некогерентно рассеянного ионосферой. / А.Н. Смирнов, В.И. Таран, Л.Я. Емельянов, Е.В. Рогожкин. № 4230793/24-09; заявл. 15.04.1987; зарегистр. 15.10.1989.
41. Емельянов Л. Я., Дзюбанов Д. А. Особенности определения скорости переноса плазмы среднеширотной ионосферы. *Радиотехника*: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Вып. 145. 2006. С. 5–13.
42. Yemelyanov L. Ya., Dzyubanov D. A. The Peculiarities of Mid-Latitude Ionosphere Plasma Drift Velocity Determination. *Telecommunications Radio Engineering*. V. 66, No. 14. 2007. P. 1313–1327).
43. Emelyanov, L. Ya, Zhivolup, T. G. History of the development of IS radars and founding of the Institute of Ionosphere in Ukraine. *History of Geo- and Space Sciences.* 4, 2013. P. 7–17. www.hist-geo-space-sci.net/4/7/2013/, DOI: 10.5194/hgss-4-7-2013.
44. Farley D. T. Faraday rotation measurements using incoherent scatter. *Radio Sci.* V. 4, No 2. 1969. P. 143–152. DOI: 10.1029/RS004i002p00143.
45. Головин В. И., Рогожкин Е. В., Таран В. И., Черняев С. В. Наблюдения ионосферы с помощью метода некогерентного рассеяния. *Вестн. Харьк. политехн. ин-та: Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния.* № 155. Вып. 1. 1979. С. 12–22.
46. Chepurnyy Ya. N., Yemelyanov L. Ya., Iskra D. A. Determination of incoherent scatter radar antenna characteristics using reflections from cataloguized man-made space objects. Telecommunications and Radio Engineering. Vol. 74, No. 6. 2015. P. 495–501. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v74.i6.20.
47. Смагло Н. А., Коваль А. Д., Боговский В. К. Радиопередающее устройство радара метрового диапазона. *Вестн. Харьк. гос. политехн. ун-та.*: Сб. научн. тр. Вып. 31. 1999. С.113–116.
48. Емельянов Л. Я. Радиоприемное устройство радара некогерентного рассе-

яния. *Вестн. Харьк. гос. политехн. ун-та.*: Сб. научн. тр. Вып. 31. 1999. С. 108–112.

49. Лысенко В. Н. Кононенко А. Ф., Черняк Ю. В. Программируемый коррелятор для измерения параметров ионосферы методом некогерентного рассеяния. *Вестн. Национального техн. ун-та «Харьковский политехнический институт»*: Сборник научных трудов. Тематический выпуск: Радиофизика и ионосфера. № 23. 2004. С. 49–62.
50. Искра Д. А. Повышение точности определения автокорреляционных функций сигнала некогерентного рассеяния. *Вестн. Нац. техн. ун-та «Харьковский политехнический институт».* Тематический выпуск «Радиофизика и ионосфера». № 33 (1066) 2013. С. 34–37.
51. Емельянов Л. Я., Чепурный Я. Н. Обеспечение режима одновременного зондирования ионосферы в вертикальном и наклонном направлениях с помощью радаров некогерентного рассеяния. *Вестник НТУ «ХПИ». Серия: Радиофизика и ионосфера.* Х.: НТУ «ХПИ». № 47 (1268). 2017. С. 44–50.
52. Emelyanov L., Chepurnyy Y., Bogomaz O. Simultaneous sounding of the ionosphere in the vertical and oblique directions using incoherent scatter radar. *2018 IEEE 38th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO).* 2018. P. 458–463. DOI: 10.1109/ELNANO.2018.8477456.
53. Domnin I. F, Emelyanov L. Ya, Chernogor L. F. Dynamics of the ionospheric plasma above Kharkiv during the January 4, 2011 solar eclipse. *Radio Physics and Radio Astronomy.* V. 3, No. 4. 2012. P. 311–324. DOI: 10.1615/RadioPhysicsRadioAstronomy.v3.i4.50.
54. Yemelyanov L. Ya. Radio physical observations of plasma drift velocities in the ionosphere near the maximum of solar cycle 24. *Telecommunications and Radio Engineering.* V. 74, No 20. 2015. P. 1841–1855. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v74.i20.
55. Емельянов Л. Я., Лялюк А. И., Рогожкин Е. В. Особенности обработки сигналов некогерентного рассеяния на радаре Института ионосферы.

*Радиотехник*а: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Вып. 182. 2015. С. 29–33.

56. Bogomaz O., Kotov D., Panasenko S., Emelyanov L. Advances in software for analysis of Kharkiv incoherent scatter radar data. *2017 International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo).* IEEE. 2017. P. 531–535. DOI: 10.1109/UkrMiCo.2017.8095425.
57. Emelyanov L., Miroshnikov A., Domnin I., Rogozhkin E. Features of Signals Reception and Processing at the Kharkiv Incoherent Scatter Radar. *2018 International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo).* IEEE. 2018.
DOI: https://doi.org/10.1109/UkrMiCo43733.2018.9047518.
58. Bogomaz O., Miroshnikov A., Domnin I. Peculiarities of database for Kharkiv incoherent scatter radar. *2017 International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo)*. IEEE. 2017. DOI: 10.1109/UkrMiCo.2017.8095424.
59. Богомаз А. В. Мирошников А. Е. Экспресс-обработка данных радара некогерентного рассеяния на удалённом сервере. *Вестник Национального технического университета "Харьковский политехнический институт"*. Сер. Радіофізика та іоносфера. № 28. 2013. С. 63–68.

РОЗДІЛ 4

АПАРАТУРНО-МЕТОДИЧНІ РОЗРОБКИ ВИМІРЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ НР СИГНАЛУ ТА ІОНОСФЕРИ, ВИКОРИСТОВУЮЧИ ОБРОБКУ СИГНАЛУ НА ПРОМІЖНІЙ ЧАСТОТІ

Для визначення параметрів іоносфери методом НР використовуються антени з великими габаритами, потужні радіопередавальні та чутливі радіоприймальні пристрої [1, 2]. Подальше поліпшення параметрів цих систем є складним і економічно не завжди обґрунтованим. Розвиток комп'ютерної техніки дозволяє нині застосовувати високопродуктивні комп'ютери з великим обсягом пам'яті і, як наслідок, значно розширити можливості радара НР і підвищити точність вимірюваних параметрів іоносфери з використанням ефективних алгоритмів обробки НР сигналу.

Обробка НР сигналу на проміжній частоті (ПЧ) дозволяє використовувати алгоритми, що адаптуються до досліджуваного діапазону висот і стану іоносфери, а також виконувати як кореляційну, так і спектральну обробку НР сигналу, виявляючи й оцінюючи асиметрію його спектра (зокрема, при збуреннях в іоносфері), а також підвищити точність вимірювання параметрів НР сигналу (і, відповідно, іоносфери), виключаючи вплив ряду апаратурних факторів і збільшуючи кількість дискретних відліків оброблюваного сигналу в процесі його цифрової обробки [3].

Запис дискретних відліків сигналу здійснюється за допомогою АЦП в моменти приходу імпульсів опитування. Для цифрової обробки сигналу, виділеного радіоприймачем на ПЧ, імпульси опитування мають бути жорстко прив'язаними до ПЧ. Також повинна бути забезпечена можливість отримання квадрату-

рних складових кореляційної функції НР сигналу в процесі його цифрової обробки. У зв'язку з цим виникла необхідність у розробці та впровадженні пристрою формування таких імпульсів, а також підсилювального тракту ПЧ, що дозволяють здійснювати частотну фільтрацію сигналу та посилювати його до рівня, достатнього для АЦП.

У цьому розділі представлено розроблені та впроваджені спосіб та підсистему, що дозволяють обробляти сигнали з використанням записів цифрованих значень сигналу на проміжній частоті близько 1 МГЦ (на відміну від представлених у попередніх розділах способів обробки НР сигналу на проміжній частоті 77 кГц).

4.1. Передумови для розробки способу та підсистеми приймання, запису й обробки сигналів на проміжній частоті

Для отримання якісних даних про параметри іоносфери за допомогою радара НР Інституту іоносфери використовується високочутливий радіоприймач з потрійним перетворенням частоти та виконується кореляційна обробка сигналів, що виділяються квадратурними каналами радіоприймача за допомогою синхронного детектування та фільтрації сигналу [2]. Спрощена структурна схема існуючої системи приймання й обробки сигналу НР на відеочастоті представлена на рис. 4.1.

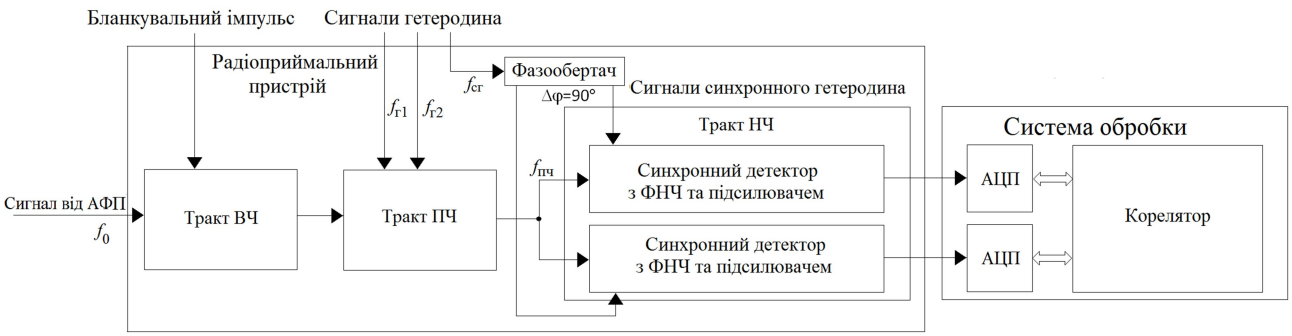


Рис. 4.1. Структурна схема системи приймання й обробки сигналу на відеочастоті

У тракті ВЧ здійснюється бланкування імпульсу радіопередавача, що просочується від антенно-фідерного пристрою (АФП), з метою його придушення під час зондування. У тракті ПЧ спектр НР сигналу переноситься з носійної частоти f_0 = 158 МГц на ПЧ $f_{пр}$ = 972,4 кГц, а в тракті НЧ здійснюється синхронне детектування та виділення квадратурних сигналів. Кожен з двох квадратурних каналів містить синхронний детектор з ФНЧ і підсилювачем та АЦП. Сигнали гетеродинів з частотами $f_{г1}$, $f_{г2}$ і $f_{сг}$ формуються таким чином, що центральна частота спектра НР сигналу на виході тракту ПЧ за відсутності доплерівського зміщення, викликаного рухом іоносферної плазми, ($f_{пр}$) дорівнює частоті синхронного гетеродину $f_{сг}$. Для формування квадратурних сигналів використовуються сигнали синхронного гетеродину з різницею фаз φ = 90°.

До цієї системи висуваються жорсткі вимоги щодо забезпечення ідентичності параметрів квадратурних каналів, точності та стабільності формування квадратурних сигналів для вимірювання швидкості руху іоносферної плазми.

Був запропонований новий спосіб побудови приймально-реєструючої системи, яка передбачає обробку прийнятого сигналу безпосередньо на проміжній частоті радіоприймального пристрою [3, 4]. При цьому квадратурні компоненти кореляційної функції (КФ) прийнятого сигналу визначаються виключно програмним способом, що дозволяє уникнути помилок, викликаних можливою неідентичністю двох каналів аналогового тракту приймача та двох АЦП системи обробки сигналів. Також виключається необхідність контролю та підтримки різниці фаз 90° сигналів синхронного гетеродину, що формуються за допомогою аналогового фазообертача.

Крім цього, з'являється можливість значно збільшити частоту запису дискретних відліків оброблюваного сигналу для підвищення точності вимірювання параметрів НР сигналу. Сучасні високопродуктивні ПК дозволяють записувати та зберігати великий масив відліків сигналу на проміжній частоті, а також використовувати цифрову обробку з оптимізованими алгоритмами (специфічними для різних діапазонів висоти та стану іоносфери [5]).

4.2. Підсистема приймання, запису й обробки сигналу на проміжній частоті [4, 6, 7]

На рис. 4.2 приведена структурна схема підсистеми приймання й обробки сигналу на ПЧ, яка використовує тільки один швидкодіючий АЦП на базі модуля L-card E20-10 (http://www.lcard.ru/ldocs/e20-10) [4, 6] .

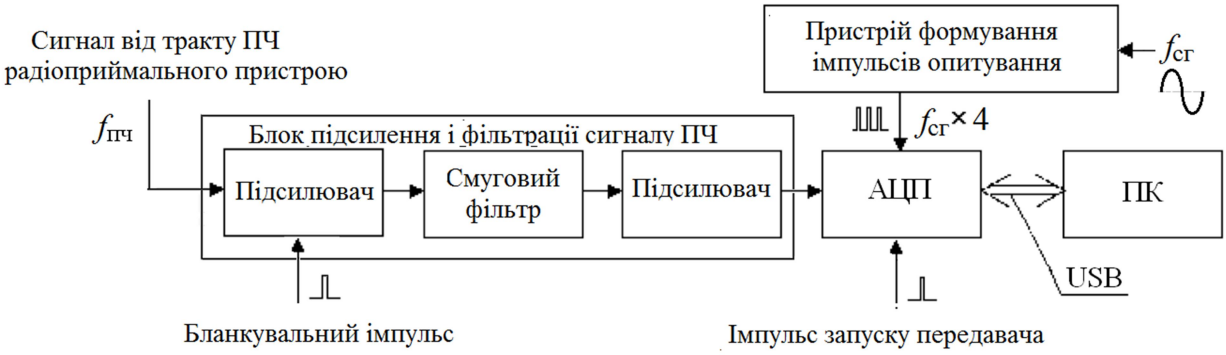


Рис. 4.2. Структурна схема підсистеми приймання й обробки сигналу на проміжній частоті

Підсистема доповнює діючу радіоприймальну систему. Вона містить у собі блок підсилення та фільтрації сигналу ПЧ (що складається з двох підсилювачів і смугового фільтра), АЦП, персональний комп'ютер (ПК) і пристрій формування опитувальних імпульсів. Для жорсткої прив'язки імпульсів опитування АЦП до проміжної частоти як вхідний сигнал для пристрою формування опитувальних імпульсів використовується сигнал синхронного гетеродина з частотою $f_{сг} = f_{пр} = 972{,}4$ кГц (при цьому забезпечується когерентна робота гетеродинів радіоприймача та сигналу задавальної системи для радіопередавача). На виході пристрою формуються імпульси з частотою слідування, що дорівнює $4f_{сг}$, тобто з періодом слідування, рівним чверті періоду сигналу синхронного гетеродина. Таким чином, сусідні відліки сигналу знаходяться в квадратурній залежності. Це дозволяє визначати ординати квадратурних складових КФ $R(\tau)$ з часовими зсувами (аргументами) τ, кратними періоду ПЧ і оптимальними для конкретних умов.

Як сигнал позначення початку кожної радіолокаційної розгортки використовуються імпульси запуску передавача радара НР.

Блок підсилення та фільтрації сигналу ПЧ. У розробленому та виготовленому нами блоці здійснюється підсилення сигналу приймача до рівня, необхідного для нормальної роботи АЦП, і його фільтрація. Ширина смуги пропускання тракту ПЧ підсистеми за рівнем 0,7 становить 38 кГц. Ширина пологої ділянки амплітудно-частотної характеристики дорівнює 18 кГц при її нерівномірності 0,086 дБ. Ці характеристики визначаються смуговим фільтром, виконаним на трьох пов'язаних LC контурах, і є прийнятними для фільтрації без спотворення сигналу НР з найбільш широким очікуваним спектром, характерним для сигналу, розсіяного на висотах зовнішньої іоносфери при наявності в ній легких іонів. Амплітудно-частотна характеристика блока посилення та фільтрації сигналу ПЧ представлена на рис. 4.3.

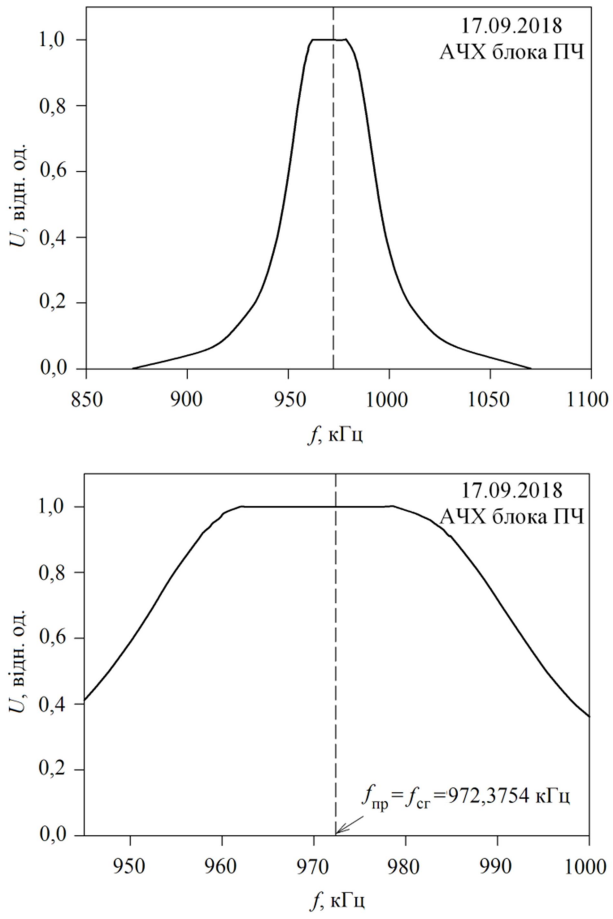


Рис. 4.3. Амплітудно-частотна характеристика
блока підсилення та фільтрації сигналу ПЧ

Для забезпечення відношення сигнал/шум, близького до максимально можливого для конкретних висот іоносфери й її стану, призначена додаткова цифрова квазіоптимальна фільтрація в процесі обробки сигналу в ПК. У першому підсилювачі передбачено бланкування для додаткового придушення сигналу передавача під час зондування. Другий підсилювач, крім основної функції посилення, здійснює сполучення фільтра з входом АЦП. Обидва підсилювача виконані на МОП-транзисторах КП307Ж. Як бланкувальні елементи в першому підсилювачі використовуються ключі на МОП-транзисторах у складі мікросхеми К547КП1Б. На виході другого підсилювача використовується операційний підсилювач на базі мікросхеми AD826.

Пристрій формування опитувальних імпульсів АЦП. До формувача опитувальних імпульсів АЦП ставляться особливі вимоги щодо стабільності (температурної та часової) та точності множення частоти. Це викликано прецизійністю вибірки сигналу для забезпечення квадратурності його відліків, використовуваних для подальшого розрахунку параметрів НР сигналу й іоносфери. Для формування імпульсного сигналу з почетвереною ПЧ були проаналізовані кілька варіантів помножувачів частоти. Зокрема, були розглянуті варіант на двох подвоювачах частоти та варіант на каскаді з відсіченням струму та виділенням 4-ої гармоніки. Найбільш прийнятним виявився запропонований нами варіант, заснований на виділенні 4-ої гармоніки з послідовності імпульсів із оптимальним співвідношенням періоду слідування та тривалості. Це видно з таких міркувань.

Варіант помножувача частоти з використанням сигналу з відсіченням. Якщо вхідний сигнал $u(t) = U_m \cos 2\pi f_{\text{сг}} t$ обмежити за рівнем $U_{\text{огр}}$, амплітуда n-ої гармоніки, як відомо, дорівнює

$$a_n = U_m \gamma_n(\theta).$$

Тут U_m – амплітуда вхідного сигналу, $\gamma_n(\theta)$ – коефіцієнт Берга для n-ої гармоніки:

$$\gamma_1 = \frac{1}{\pi}\left(\theta - \sin\theta\cos\theta\right),$$

$$\gamma_n(\theta) = \frac{2}{\pi} \frac{\sin n\theta \cos\theta - n\cos n\theta \sin\theta}{n\left(n^2 - 1\right)},$$

де θ – кут відсічки, $\theta = \arccos(U_{\text{огр}} / U_m)$.

Оптимальним для виділення корисної 4-ої гармоніки є кут відсічення $\theta = \pi/2$, але при цьому велика складова заважає 2-ій гармоніці, для якої це значення θ також оптимальне.

Варіант помножувача частоти з імпульсним сигналом. Ми запропонували варіант множення частоти, заснований на перетворенні вхідного гармонійного сигналу в серію імпульсів з таким же періодом слідування $T_{\text{сг}} = 1/f_{\text{сг}}$ і тривалістю $\tau_{\text{і}}$ з подальшою фільтрацією. При розкладанні в ряд Фур'є такого імпульсного сигналу амплітуда *n*-ої гармоніки дорівнює

$$a_n = \frac{2A}{\pi n} \sin\left(n\pi \frac{\tau_{\text{і}}}{T_{\text{сг}}} \right),$$

де *A* – амплітуда імпульсів.

Прирівнявши $da_n/d\tau_{\text{і}}$ до нуля, отримаємо оптимальні значення $\tau/T_{\text{сг}} = 1/(2n)$ або $3/(2n)$ для *n*-ої гармоніки. Розрахунки показали, що для виділення 4-ої гармоніки та максимального придушення найближчої 3-ої гармоніки найбільш прийнятним є співвідношення $\tau/T_{sg} = 0{,}333$, близьке до $3/(2\cdot 4)$.

Таблиця 4.1, в якій представлено обчислені з використанням вище наведених виразів відношення амплітуд заважальних гармонік до амплітуди 4-ої гармоніки (a_n/a_4, до операції фільтрації сигналу), ілюструє перевагу запропонованого способу.

Таблиця 4.1

Відношення амплітуд гармонік до амплітуди 4-ої гармоніки

n	Варіант з відсіченням сигналу	Варіант з імпульсним сигналом	
	$\theta = \pi/2$	$\tau/T_{\text{сг}} = 0{,}125$ або $0{,}375$	$\tau/T_{\text{сг}} = 0{,}333$
1	11,8	1,5	4,0
2	5,0	1,4	2,0
3	$1{,}8\cdot 10^{-5}$	1,2	$1{,}2\cdot 10^{-5}$

Перед розробкою пристрою варіант з імпульсним сигналом був апробований моделюванням за допомогою програми Multisim.

На рис. 4.4 наведено структурну схему розробленого пристрою. Епюри сигналів пояснюють його роботу.

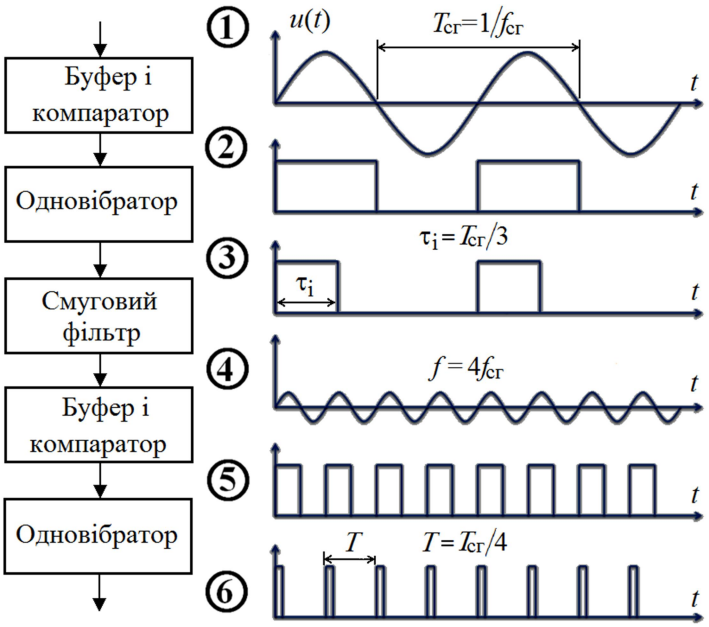


Рис. 4.4. Структурна схема пристрою формування опитувальних імпульсів АЦП і часові діаграми напруг сигналів у його колах

Буферні підсилювачі, виконані на польових транзисторах, забезпечують розв'язку радіотехнічних ланцюгів. Перетворення сигналів синусоїдальної форми в прямокутну здійснюється за допомогою компараторів, виконаних на базі швидкодіючих мікросхем Analog Device AD8561. Для усунення можливих помилкових спрацьовувань компаратора від завад застосована конфігурація схеми з гістерезисом. Перший одновібратор призначений для формування імпульсів з оптимальною (для виділення смуговим фільтром 4-ої гармоніки сигналу синхронного гетеродина) тривалістю, яка дорівнює 1/3 або 2/3 від періоду вхідного сигналу. Смуговий фільтр, що складається з двох зв'язаних контурів, придушує інші гармоніки сигналу, а другий компаратор і одновібратор формують необхідну форму для опитувальних імпульсів. Обидва одновібратори виконані на мікросхемі Philips 74HC4538. Запис інформації в АЦП здійснюється по перед-

ньому фронту сформованих імпульсів опитування. Дозвіл на запис дискретних відліків сигналу здійснюється під управлінням системи синхронізації радара.

Осцилограми сигналів на вході та виході пристрою наведено на рис. 4.5.

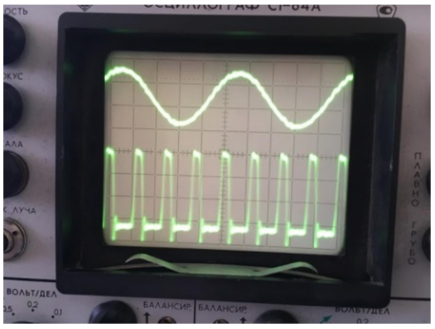


Рис. 4.5. Вхідний і вихідний сигнали пристрою формування опитувальних імпульсів АЦП

Завдяки автономності живлення, а також ретельному екрануванню блоків, виключається взаємне проникнення сигналів нової підсистеми в тракт радіо-приймального пристрою та навпаки, тобто забезпечується завадозахищеність прецизійного радіоприймального тракту.

На рис. 4.6 представлено зовнішній вигляд блоків підсистеми приймання, запису й обробки сигналу на проміжній частоті.

Рис. 4.6. Блоки підсистеми приймання, запису й обробки сигналу на проміжній частоті

На верхній панелі рис. 4.6 зображені блок формувача імпульсів опитування АЦП, блок підсилення та фільтрації сигналу ПЧ (ППЧ-2 бланкований) і блок живлення. На нижній панелі ліворуч представлено блоки АЦП трактів ПЧ і НЧ, а праворуч – монітор підсистеми приймання, запису й обробки сигналу на ПЧ із зображенням сигналу під час експериментів з новою підсистемою.

Структурна схема підсистеми в складі радіоприймальної системи радара НР представлена на рис. 4.7.

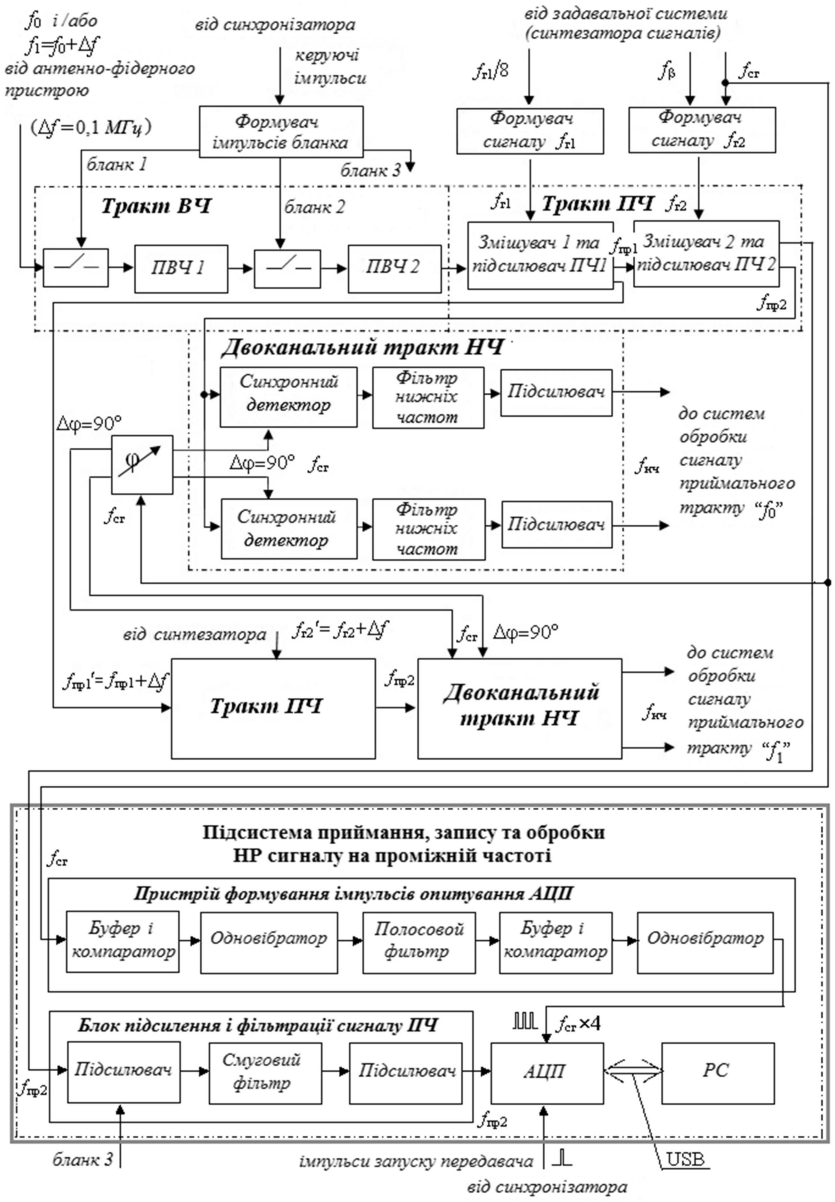


Рис. 4.7. Структурна схема підсистеми приймання, запису й обробки НР сигналу на проміжній частоті в складі радіоприймальної системи радара НР

4.3. Обробка сигналу на проміжній частоті

Під час вимірювання іоносферних параметрів здійснюється запис цифрованих миттєвих значень (дискретних відліків) вихідного сигналу приймача й їх зберігання у двійкових файлах, кожен з яких відповідає, як правило, однохвилинному сеансу вимірювань. У цих файлах міститься також службова інформація [8].

На рис. 4.8 *а*, наведено приклад однієї з отриманих експериментально радіолокаційних розгорток [4, 6], де показані виміряні дискретні відліки сигналу ПЧ на виході радіоприймального пристрою (протягом кожного сеансу вимірювань тривалістю 1 хв є 1464 розгорток, а кожна з розгорток містить 85552 відліків). Вздовж осі абсцис представлені значення висоти в кілометрах, а по осі ординат – значення напруги сигналу в умовних одиницях.

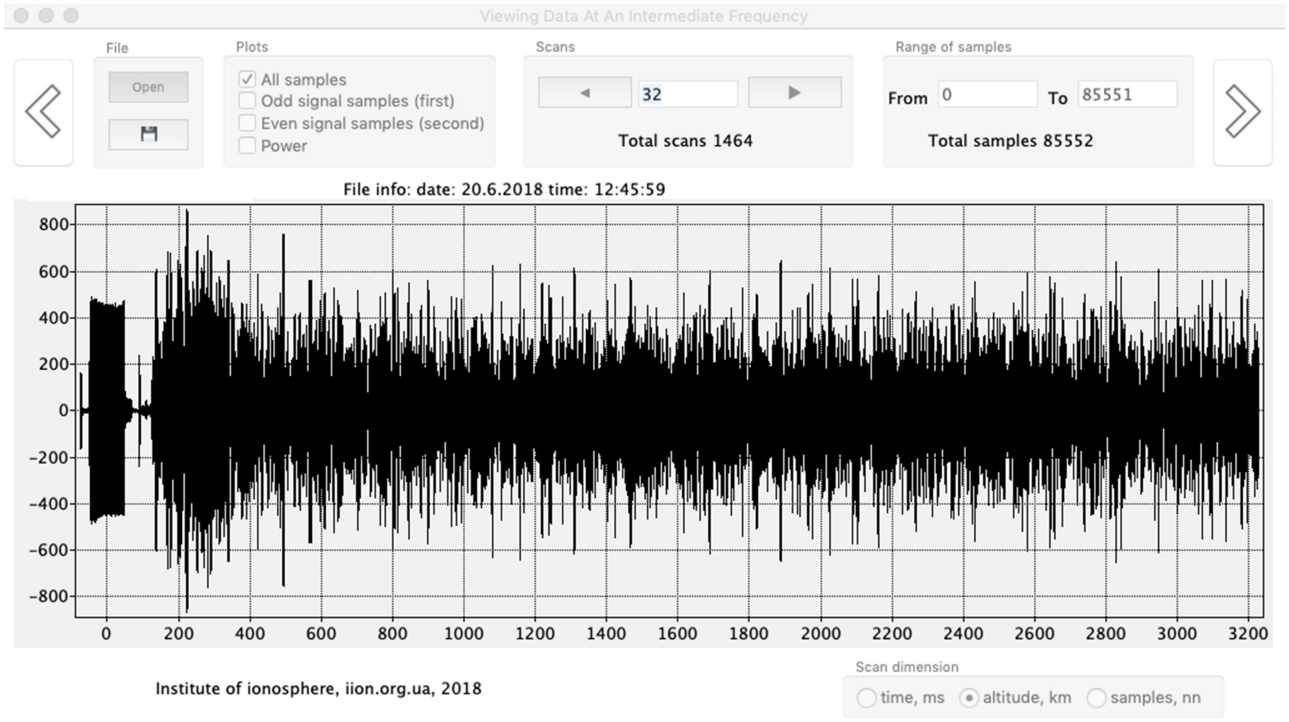
Відлік висоти починається з середини зондувального імпульсу (див. у лівій частині рисунку, де видно імпульс передавача, що просочується через антенний комутатор фідерного тракту та бланкувальні елементи приймача). На ділянках розгортки зліва видно НР сигнал на фоні космічного й апаратурного шуму.

На рис. 4.8, *б* представлена висотна залежність потужності сигналу (в умовних одиницях) на виході радіоприймального пристрою, накопичена протягом сеансу вимірювань параметрів іоносфери в складі радара НР.

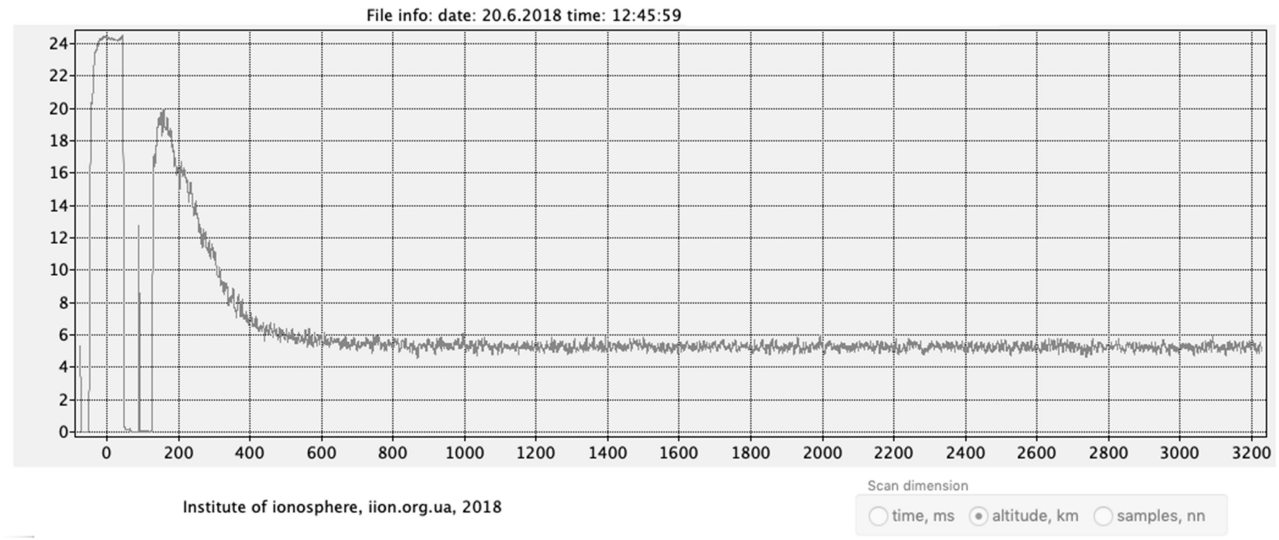
Обробка прийнятого сигналу на ПЧ має у собі такі ж стадії, що й обробка сигналу на низькій (відео) частоті, яка описана в [9, 10]: оцінка ординат КФ, перегляд даних і видалення завад, усереднення за часом (зазвичай 15 хв), виключення шуму, врахування характеристики відновлення антенного комутатора, оцінка параметрів іоносферної плазми.

Особливості запропонованого способу кореляційної обробки на ПЧ легко уявити за допомогою рис. 4.9, де ілюструються КФ НР сигналу на ПЧ при відсутності доплерівського зміщення спектра (суцільні лінії) і при його наявності (пунктир), викликаному загальним рухом плазми уздовж променя радара. Точ-

ками показані ординати КФ, які беруть участь у кореляційній обробці. $R_o(\tau)$ – обвідна КФ.



а



б

Рис. 4.8. Експериментальні дані, отримані під час вимірювання іоносферних параметрів: перетворений в цифровий вигляд і записаний сигнал ПЧ на виході радіоприймального пристрою протягом однієї радіолокаційної розгортки (*а*) і висотний профіль потужності цього сигналу, накопичений протягом сеансу вимірювань тривалістю 1 хв (*б*)

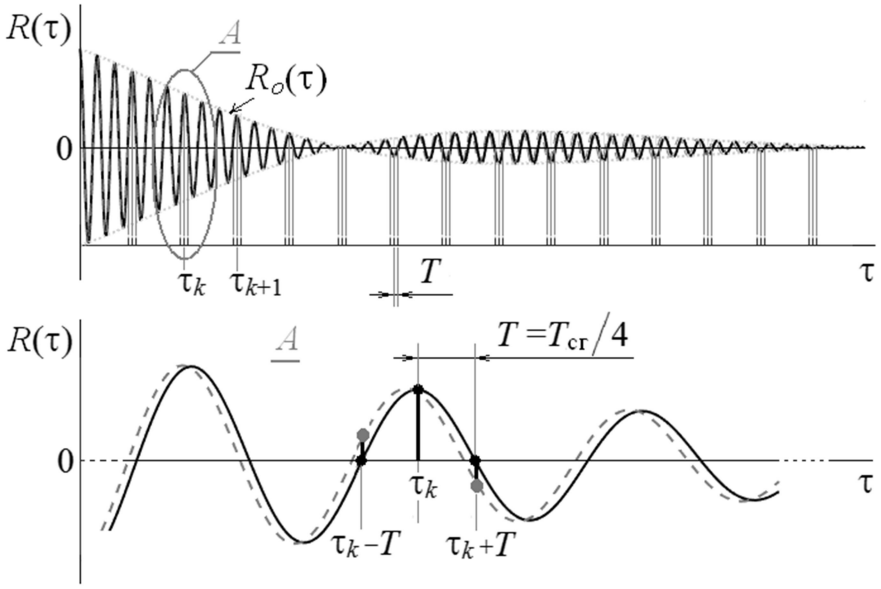


Рис. 4.9. Кореляційні функції НР сигналу на проміжній частоті за відсутності доплерівського зміщення спектра (суцільні лінії) і при його наявності (пунктирні лінії), викликаної рухом плазми уздовж променя радара

При дотриманні співвідношення $T = T_{\text{сг}}/4$, ординати синусної складової КФ, відповідні ординатам виміряної КФ з фіксованим часовим зсувом (τ_k–T) або (τ_k+T), дорівнюють нулю в разі відсутності руху плазми (доплерівський зсув спектра НР сигналу $f_d = 0$) і відрізняються від нуля при $f_d \neq 0$, а косинусна складова $R(\tau) = R(\tau_k)$ дорівнює обвідній КФ $R_{\text{о}}(\tau_k)$ в першому та близька до неї в другому випадку. Використання двох ординат синусної складової для кожного k-го аргументу КФ дозволяє виключити зміщення у визначенні швидкості руху іоносферної плазми.

Кореляційна обробка сигналу на ПЧ полягає в наступному.

Оцінюються ординати косинусної та синусної складових КФ прийнятого сигналу для кожної дискретної радіолокаційної затримки t_j, що відповідає висоті $h_j = ct_j/2$ центра розсіювальної ділянки іоносферної плазми протяжністю $\Delta h_j = c\tau_{\text{імп}}/2$, для фіксованих часових зсувів (аргументів КФ) τ_k.

$$R_{\cos\,(\text{с+ш})}\left(h_j, \tau_k\right) = \overline{u\left(t_j\right)\, u\left(t_j + \tau_k\right)},$$

$$R_{\sin(\text{с+ш})}\left(h_j, \tau_k + T\right) = \overline{u\left(t_j\right)\, u\left(t_j + \tau_k + T\right)},$$

$$R_{\sin(\text{с+ш})}\left(h_j,\tau_k-T\right)=\overline{u\left(t_j\right)\,u\left(t_j+\tau_k-T\right)},$$

де $u(t_j)$ – миттєві значення сигналу в моменти часу t_j; c – швидкість світла; $\tau_k = k\Delta\tau$; k – номер ординати КФ, $k = 0, 1,\ldots,n$; n – кількість використовуваних для розрахунку іоносферних параметрів ординат КФ; $\Delta\tau$ – крок зсуву (аргументу КФ); $T = T_{\text{сг}}/4$; $\tau_{\text{імп}}$ – тривалість зондувального імпульсу.

КФ НР сигналу визначаються у вигляді різниці КФ суміші сигнал+шум на кожній конкретній ділянці радіолокаційної розгортки та КФ шуму, усередненої на ділянках розгортки, де НР сигнал відсутній:

$$R_{\cos}\left(h_{j,}\tau_k\right)=R_{\cos\,(\text{с+ш})}\left(h_{j,}\tau_k\right)-\overline{R_{\cos\,(\text{ш})}\left(\tau_k\right)},$$

$$R_{\sin}\left(h_{j,}\tau_k\pm T\right)=R_{\sin\,(\text{с+ш})}\left(h_{j,}\tau_k\pm T\right)-\overline{R_{\sin\,(\text{ш})}\left(\tau_k\pm T\right)},$$

$$R_{\sin}\left(h_j,\tau_k\right)=\frac{1}{2}\left[R_{\sin}\left(h_j,\tau_k+T\right)-R_{\sin}\left(h_j,\tau_k-T\right)\right].$$

Ординати обвідної КФ визначаються як

$$R_{\text{o}}\left(h_j,\tau_k\right)=\sqrt{R^2_{\cos}\left(h_j,\tau_k\right)+R^2_{\sin}\left(h_j,\tau_k\right)}.$$

Нормовані КФ

$$r_{\text{o}}\left(h_j,\tau_k\right)=R_{\text{o}}\left(h_j,\tau_k\right)/R_o\left(h_j,0\right)$$

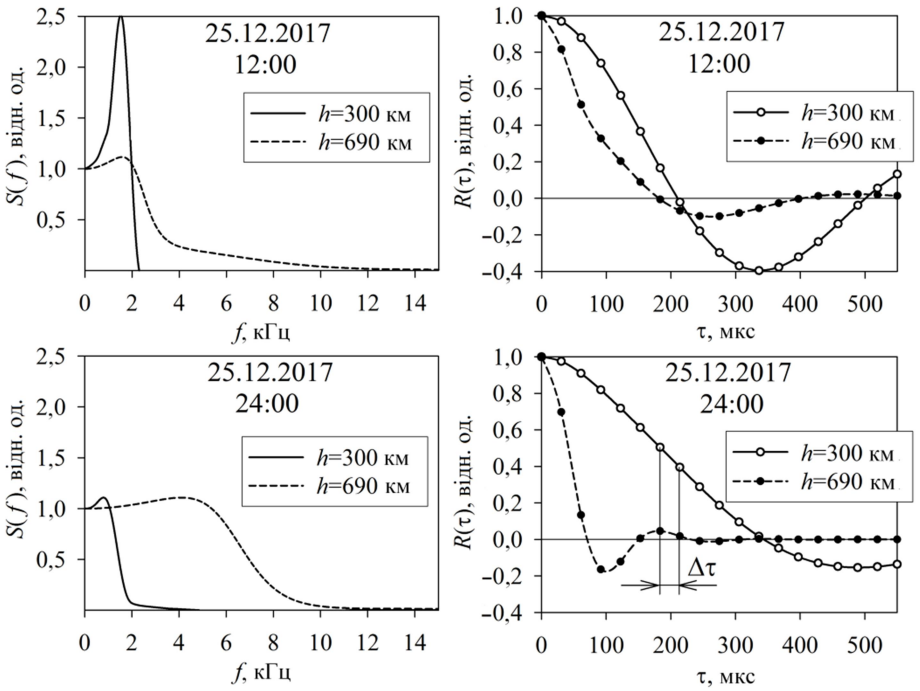
використовуються для розрахунку (з використанням методу найменших квадратів) висотних профілів іоносферних параметрів, таких як температури іонів і електронів, іонний склад, а також нормованого профілю концентрації електронів. Висотний профіль концентрації електронів розраховується із залученням критичної частоти шару іоносфери F2, яка вимірюється іонозондом.

Швидкість руху іоносферної плазми визначається відповідно до виразу

$$V_z\left(h_j\right)=-\frac{\lambda}{4\pi n}\sum_{k=1}^{n}\frac{1}{\tau_k}\left[\text{arctg}\frac{R_{\sin}\left(h_j,\tau_k\right)}{R_{\cos}\left(h_j,\tau_k\right)}\right].$$

Нове програмне забезпечення дозволяє оперативно встановлювати крок зсуву $\Delta\tau$ і кількість використовуваних для подальшої обробки ординат КФ. Зі зменшенням $\Delta\tau$ підвищується точність визначення параметрів іоносфери. В

принципі, мінімальний зсув $\Delta\tau$ може бути рівним періоду T слідування імпульсів опитування АЦП або періоду $T_{сг}$ коливань сигналу синхронного гетеродина (періоду ПЧ). Однак з практичної точки зору (обсяг інформації, що накопичується, та можливість обробки в реальному часі в процесі вимірювань) такої необхідності немає. Як показують розрахунки, при використанні зондувального радіоімпульсного сигналу з частотою $f_0 = 158$ МГц і тривалістю $\tau_{імп} = 650$ мкс найбільш прийнятні значення $\Delta\tau$ для зниження статистичної та систематичної похибок визначення іоносферних параметрів знаходяться в межах $4T_{сг} < \Delta\tau < 36T_{сг}$, причому, вибір $\Delta\tau$ залежить від параметрів іоносфери (температур іонів і електронів, іонного складу) для різних висот та її стану (див., наприклад, рис. 4.10).



а *б*

Рис. 4.10. Приклад півспектрів (*а*) і відповідних їм кореляційних функцій (*б*) НР сигналу для висот поблизу максимуму іонізації (суцільна лінія) і зовнішньої іоносфери (пунктир), виміряних вдень (верхня панель) і вночі (нижня панель) за допомогою радара НР Інституту іоносфери в умовах низької активності Сонця, які характеризуються найбільшими змінами іоносферних параметрів за висотою

Таким чином, якщо використовувати 18–20 ординат КФ на інтервалі кореляції (другий нуль КФ), чого достатньо для визначення параметрів іоносфери, оптимальним є крок від $\Delta\tau$ = 5–10 мкс для висот зовнішньої іоносфери, де переважають іони водню, і $\Delta\tau$ = 30–40 мкс для висот поблизу максимуму іонізації, де в основному присутні іони O^+.

4.4. Експериментальні результати при обробці сигналу на проміжній частоті

Після розробки, виготовлення та настройки підсистема приймання, запису й обробки сигналу на ПЧ була впроваджена до складу радіоприймального пристрою радара НР, та проведені експерименти.

На рис. 4.11–4.13 наведено дані вимірювань 20 червня 2018 р. при 15-хвилинному накопиченні (12:30–12:45 за місцевим часом).

Виміряна нормована КФ НР сигналу, розсіяного на висоті 280 км, наведена на рис. 4.11.

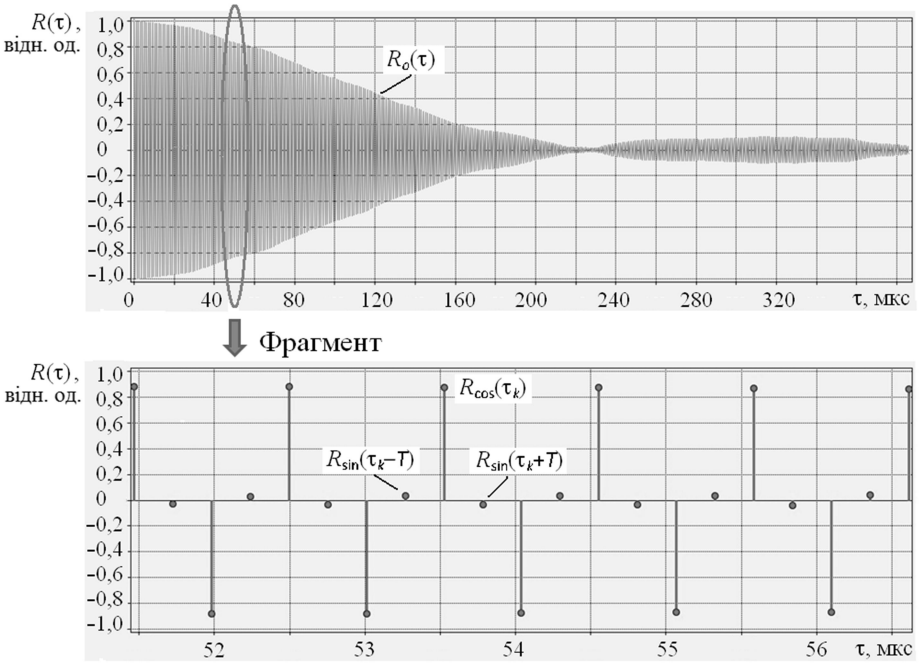


Рис. 4.11. КФ НР сигналу на висоті 280 км

(крок $\Delta\tau = T = T_{сг}/4$ = 0,257 мкс)

У розрахунку цієї КФ використані всі відліки сигналу та мінімально можливий крок зсуву (аргументу) КФ $\Delta\tau = T = T_{\text{сг}}/4 = 0{,}257$ мкс. При цьому розрахована величина вертикальної складової швидкості руху плазми V_z = -62 м/с.

На рис. 4.12 наведено виміряні квадратурні складові КФ НР сигналу, для трьох висот іоносфери. З рисунка видно, що інтервал кореляції зменшується зі збільшенням висоти. Для низьких і середніх висот кількість ординат КФ достатня для подальших обчислень, і вибір такого кроку $\Delta\tau$ виправданий. Для верхньої іоносфери число ординат КФ може бути недостатнім для визначення параметрів іоносфери з прийнятною точністю (особливо для нічного часу, коли інтервал кореляції може бути досить малим).

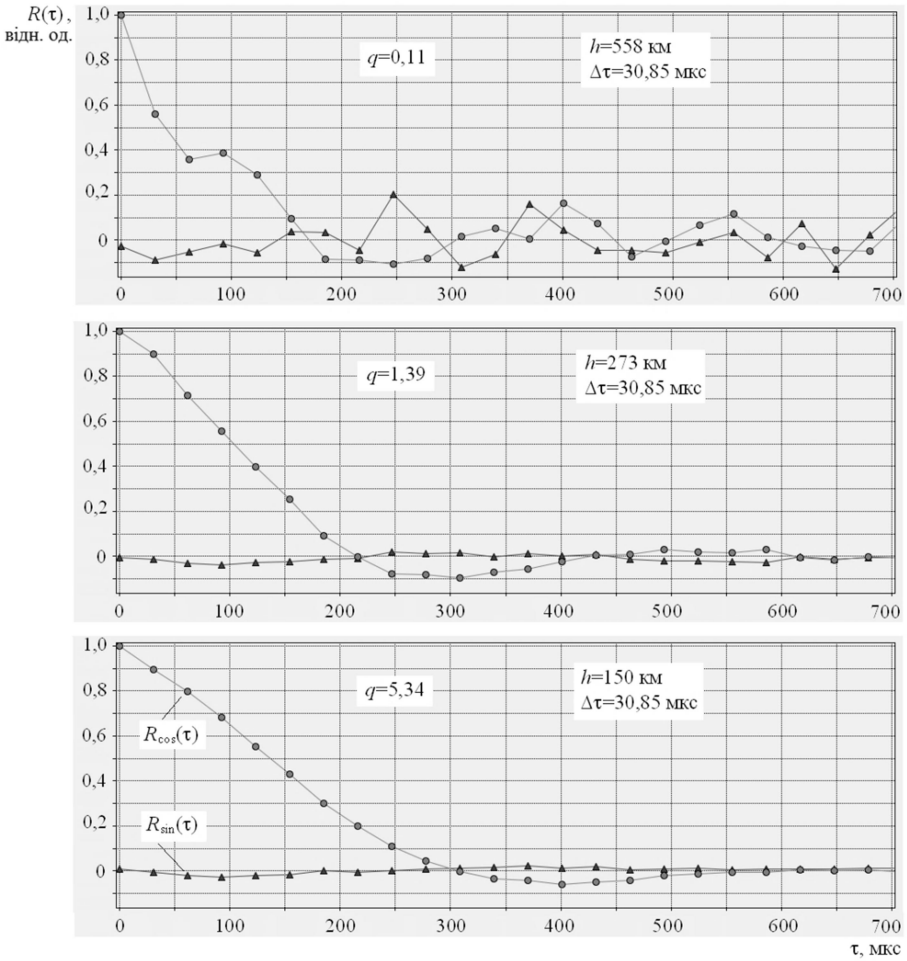
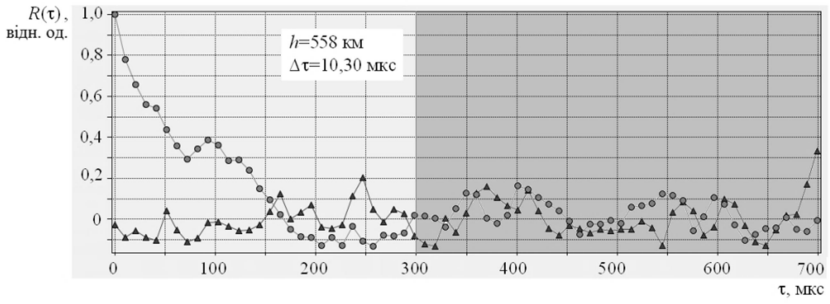


Рис. 4.12. Оцінки косинусних і синусних складових кореляційної функції НР сигналу для трьох висот: 150, 273 і 558 км (крок $\Delta\tau = 120,\cdot T \approx 30{,}85$ мкс, q – відношення сигнал/шум).

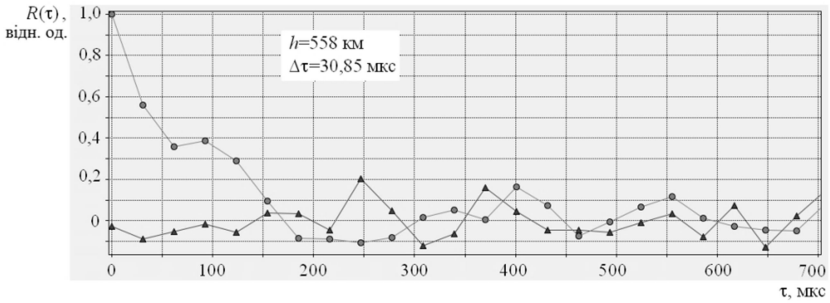
Відношення потужності розсіяного на великих висотах сигналу до потужності шуму (q) зі збільшенням висоти зменшується, і викликане цим зростання статистичної похибки може бути в якійсь мірі компенсовано зменшенням кроку $\Delta\tau$ і, отже, збільшенням кількості ординат КФ, що мають фізичний зміст і беруть участь в обробці.

Для ілюстрації вище сказаного на рис. 4.13 наведено порівняння результатів кореляційної обробки з використанням адаптивного режиму більш короткого кроку зсуву КФ (у цьому разі $\Delta\tau = 40 \cdot T_1 = 10{,}284$ мкс) і режиму зі стандартним (до теперішнього часу) кроком $\Delta\tau = T_2 \approx 30$ мкс. T_1 і T_2 – інтервали дискретизації сигналу.

З рис. 4.13 видно, що при використанні адаптивного режиму ($\Delta\tau = 10{,}3$ мкс) КФ сигналу, розсіяного у верхній іоносфері, можна визначати більш точно навіть для денного часу.



а



б

Рис. 4.13. Порівняння результатів кореляційної обробки з використанням адаптивного (а) і чинного (б) режимів

Ще однією перевагою є те, що непотрібні для обробки ординати в хвості КФ (в даному випадку показані на затемненій ділянці рис. 4.13, а для $\tau > 300$ мкс), не використовуються в подальших розрахунках параметрів іоносфери, тим самим не вноситься додаткова похибка, викликана статистичними розкидом значень цих ординат, економиться пам'ять ПК і скорочується час обробки.

Розрахунки показали, що середньоквадратичне відхилення КФ при порівнянні її з модельною КФ зменшилося приблизно в 2 рази при використанні кроку $\Delta\tau = 40 \cdot T \approx 10{,}3$ мкс замість $\Delta\tau = 80 \cdot T \approx 20{,}6$ мкс і в 2,5 рази – замість $\Delta\tau = 120 \cdot T \approx 30{,}9$ мкс.

На рис. 4.14 як приклад показаний один з висотних профілів вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми, отриманий за допомогою кореляційної обробки сигналу на ПЧ при часовому накопиченні 15 хв.

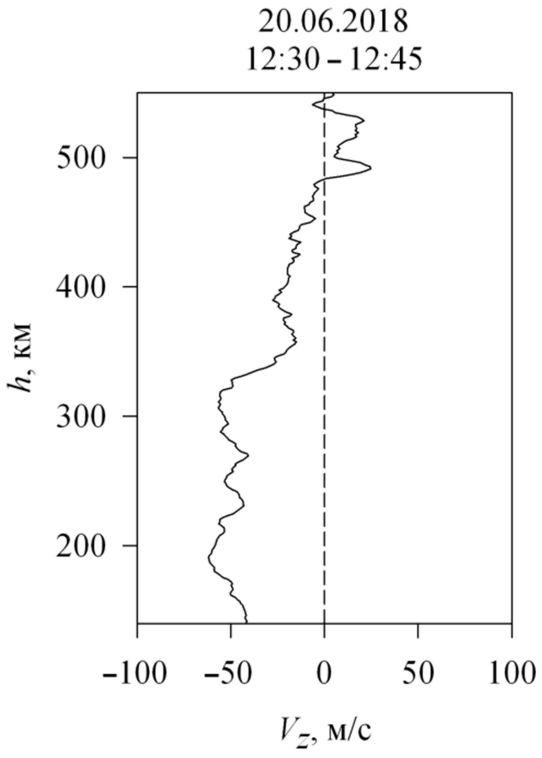


Рис. 4.14. Висотний профіль вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми

Отриманий профіль $V_z(h)$ є типовим для літньої середньоширотної іоносфери близько опівдня над Україною.

4.5. Тестування підсистеми приймання, запису й обробки сигналу на проміжній частоті

Тестування підсистеми проводилося на етапах її розробки, настроювання окремих вузлів, після її виготовлення, розробки програмного забезпечення, а також у складі радара НР після її впровадження.

На рис. 4.15 показано структуру та результати моделювання за допомогою програми Multisim принципу роботи помножувача частоти на 4 пристрою формування опитувальних імпульсів.

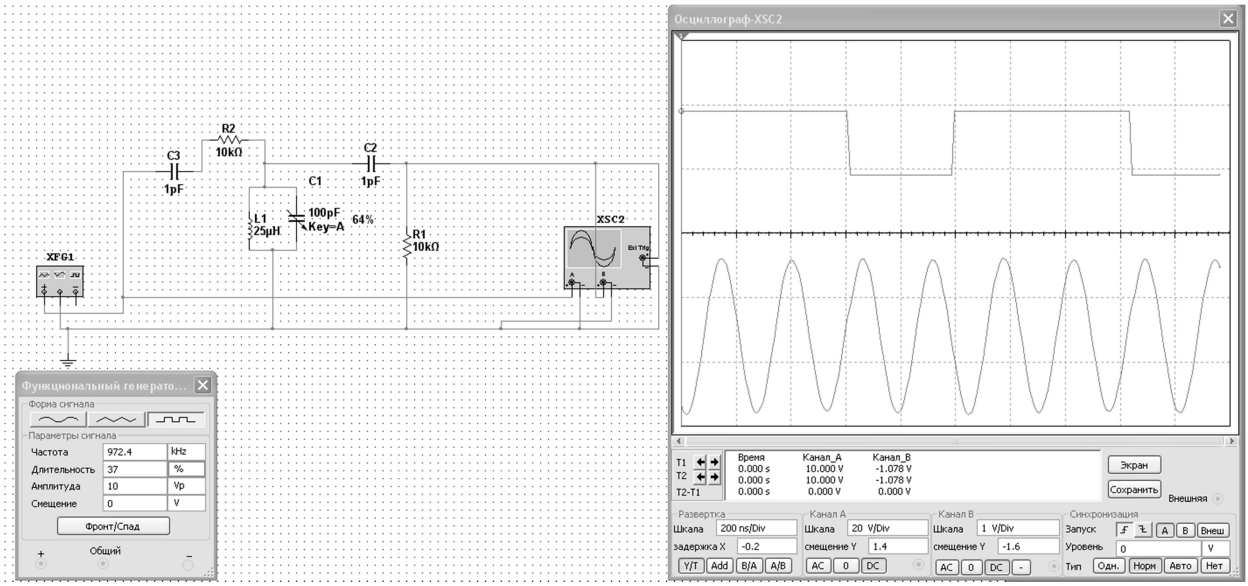


Рис. 4.15. Моделювання за допомогою програми Multisim
принципу роботи помножувача частоти на 4 з імпульсним сигналом

Змінюючи шпаруватість, амплітуду та частоту імпульсів генератора, а також добротність контуру, що виділяє 4-у гармоніку вхідного сигналу, ми визначили межі працездатності цього методу множення частоти та переконалися в

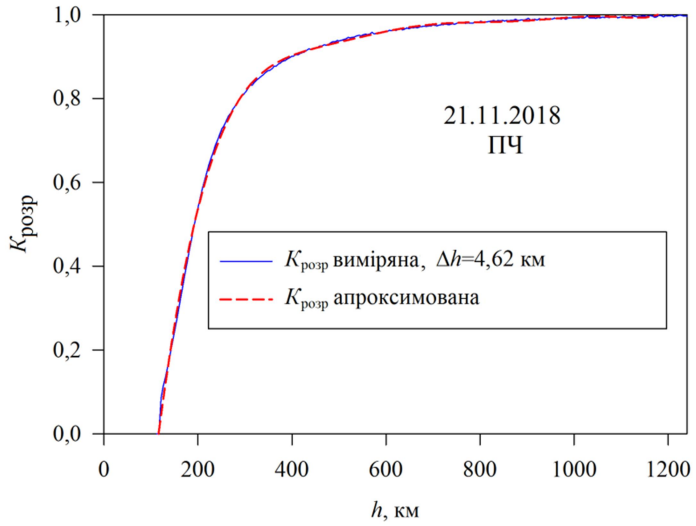
оптимальності розрахованих параметрів на етапі проектування пристрою формування опитувальних імпульсів.

Також на етапі розробки були промодельовані інші структурні складові, зокрема смуговий фільтр блока підсилення і фільтрації сигналу ПЧ.

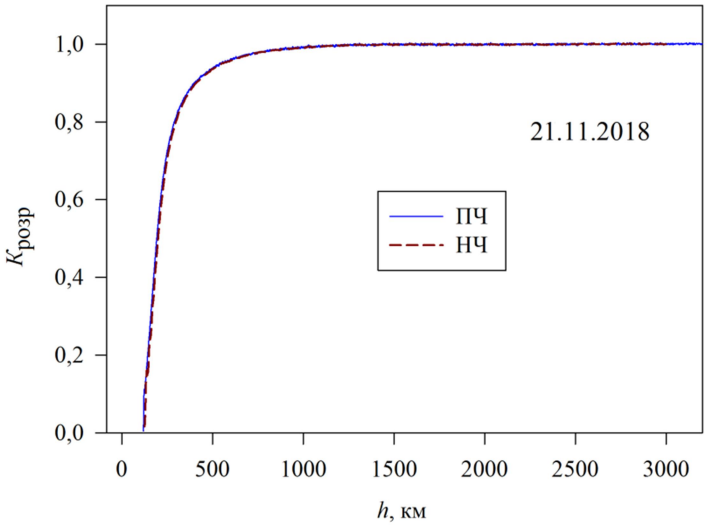
Для тестування структурних елементів приймально-обробного тракту і радара НР в цілому були розглянуті принципи і запропоновано пристрій формування сигналів тестування і контролю радара НР [11, 12]. Вимоги до нього вироблені на основі аналізу характеристик НР сигналу. Оскільки вимірювання методом НР є прецизійними, пристрій необхідний для забезпечення оперативного контролю параметрів систем радара НР як при підготовці його до вимірювань, так і під час проведення вимірювань іоносферних параметрів, з метою виявлення джерел похибки, її виключення або врахування при обробці отриманої інформації.

Запропонований пристрій дозволяє, завдяки когерентній структурі, проводити контроль вимірювання параметрів іоносферної плазми, зокрема швидкість її руху, а також синтезувати контрольний сигнал (безперервний або на частині радіолокаційної розгортки) декількох видів: гармонійний сигнал зі зміщенням частоти (задається програмно) відносно робочої частоти радара; шумоподібний сигнал з рівномірним спектром в обраній смузі частот; сигнал, подібний НР сигналу для різних станів іоносфери з параметрами, які задаються програмним способом. Пристрій дозволяє також тестувати й оптимізувати алгоритми та програми обробки шумоподібних сигналів.

Так, за допомогою гармонійного сигналу, що подається від контрольної антени по ефіру через антену НДА-100 і фідерний тракт радара на вхід радіоприймального пристрою, була виміряна характеристика відновлення протягом радіолокаційної розгортки дальності розрядників антенного комутатора (рис. 4.16), яка використовується для корекції даних у процесі обробки.



а



б

Рис 4.16. – Характеристика відновлення розрядників антенного комутатора виміряна та апроксимована (*а*), виміряна за сигналами на ПЧ і НЧ (*б*), Δh – крок за висотою

Для подальшого використання в обробці характеристика розрядників була апроксимована за методом найменших квадратів поліномом $K_{разр} = a_0+a_1h+a_2h^2+a_3h^3+a_4h^4+a_5h^5+a_6h^6+a_7h^7+a_8h^8$, де $a_0 = 1{,}28$; $a_1 = 1{,}25\cdot10^{-2}$; $a_2 = 2{,}46\cdot10^{-6}$; $a_3 = -1{,}96\cdot10^{-7}$; $a_4 = 6{,}77\cdot10^{-10}$; $a_5 = -1{,}11\cdot10^{-12}$; $a_6 = 9{,}95\cdot10^{-16}$; $a_7 = -4{,}66\cdot10^{-19}$; $a_8 = 8.95\cdot10^{-23}$. Апроксимована характеристика показана штриховою лінією на рис. 4.16, *а*.

Близькі за значенням характеристики були отримані і при одночасному вимірюванні з використанням стандартного тракту з синхронним детектуванням і обробкою квадратурних сигналів на низькій частоті (рис. 3.16, *б*). Характеристика, виміряна з мінімальним кроком за висотою $\Delta h = 0{,}039$ км (який відповідає кроку за часом $\Delta t_j = 0{,}26$ мкс), практично збігається з наведеною на рис. 4.16 характеристикою, яка вимірюється з $\Delta h = 4{,}62$ км ($\Delta t_j = 30{,}85$ мкс).

Характеристики, виміряні в режимі зондування послідовністю здвоєних радіоімпульсів із змінним інтервалом між ними та міжімпульсним заповненням на зрушеній частоті, незначно відрізняються від показаних на рис. 4.16 характеристик, отриманих у режимі зондування довгим складовим радіоімпульсом.

Корекція КФ НР сигналу для заданих затримки τ_k і висоти $h_j = ct_j/2$ здійснюється за формулою [10, 13]

$$R^*(h_j, \tau_k) = R^*(t_j, \tau_k) = \frac{R(t_j, \tau_k)}{\sqrt{K_{\text{разр}}(t_j) K_{\text{разр}}(t_j + \tau_k)}}.$$

На рис. 4.17 наведено результат одного з сеансів тестування вимірювання швидкості за гармонійним сигналом, що подається в тракт 2-ої ПЧ. У цьому разі зміщення частоти контрольного сигналу відносно 2-ої ПЧ ($f_{\text{пр2}} = f_{\text{сг}} = 972375{,}4$ Гц), що імітує доплерівське зміщення, дорівнює 124,2 Гц, що відповідає швидкості –117,82 м/с.

Видно, що результат тестування (виміряна величина швидкості) близька до значення імітованої швидкості.

Перевірка з різними значеннями імітованої швидкості показала, що абсолютна похибка визначення швидкості не перевищує 0,05 м/с, а середнє квадратичне відхилення близько 0,1 м/с. Це набагато менше середньоквадратичної похибки визначення швидкості руху плазми при реальних вимірах за НР сигналом, що є випадковим і приймається на фоні космічного та апаратурного шуму. При часовому накопиченні 15 хвилин вона зазвичай має значення від 2 м/с на висотах іо-

носфери, близьких до висоти максимуму іонізації, до 20–30 м/с на висотах зовнішньої іоносфери, де відношення сигнал/шум $q << 1$.

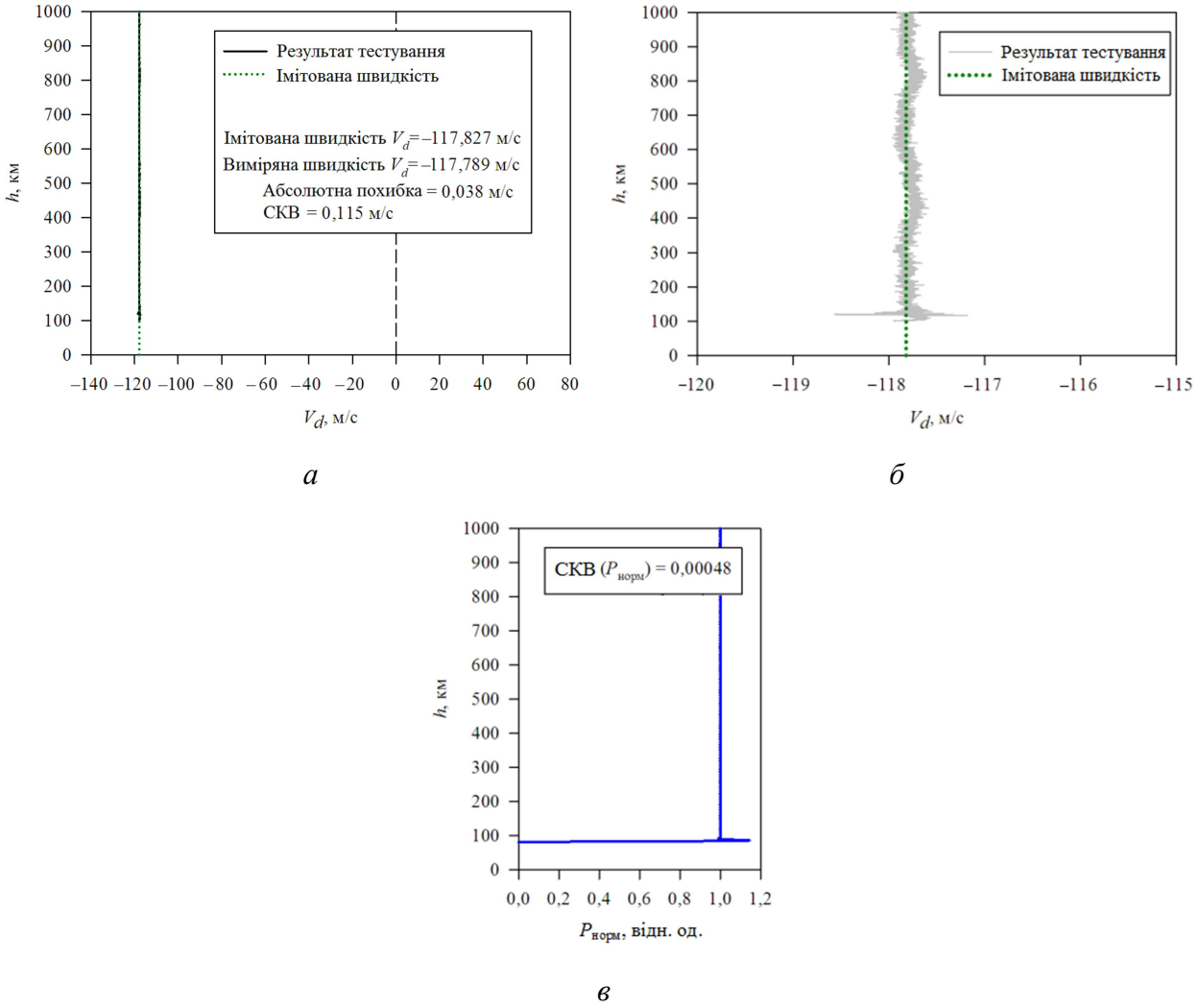


Рис. 4.17. Результат тестування швидкості руху плазми (*а* і *б* в різному масштабі) і стабільності коефіцієнта передачі приймально-реєструючого тракту (розподілу потужності сигналу по розгортці дальності, *в*)

На підставі таких же вимірювань потужності, КФ сигналу на виході тракту ПЧ і параметра-аналога швидкості плазми при непрацюючому передавачі з'ясовано, що бланкування приймача не впливає на стабільність його коефіцієнта передачі та частоти налаштування протягом радіолокаційної розгортки (див. рис. 8).

Для підвищення точності визначення іоносферних параметрів проводиться калібрування шкали висот радара НР автономно та за вимірюванням параметрів

відбиттів від каталогізованих техногенних космічних об'єктів, які потрапляли в головний пелюсток діаграми спрямованості антени. Методика калібрування описана в [14, 15].

Нульова висота (нуль на шкалі часу радіолокаційної розгортки) відповідає середині зондувального імпульсу, аналогічно середина відбитого сигналу відповідає відомій висоті каталогізованого літального апарату. Таке тестування проводилося для основного приймально-обробного тракту (з синхронним детектуванням та обробкою сигналу на НЧ). Тестування тракту приймання й обробки сигналу на ПЧ за відсутності каталогізованих об'єктів у максимумі діаграми спрямованості здійснювалося за допомогою порівняння результатів вимірювання на ПЧ і НЧ потужності сигналів відбиття від будь-якого космічного об'єкта (із заздалегідь невідомою висотою прольоту).

У табл. 4.2 представлено результати визначення висот, що відповідають передньому та задньому фронтам відбитого від літального об'єкта радіоімпульсного сигналу, для декількох сеансів вимірювань тривалістю 1 хв.

Таблиця 4.2

Значення висот, що відповідають передньому та задньому фронтам відбитого радіоімпульсу, виміряних у трактах ПЧ і НЧ

20.06.2018 Час	Висоти, що відповідають передньому ($h_{початок}$) та задньому ($h_{кінець}$) фронтам відбитого радіоімпульсу від літального об'єкта, км			
	Тракт ПЧ, програма обробки сигналу на ПЧ		Тракт НЧ, програма обробки сигналу на НЧ (UPRISE)	
	$h_{початок}$	$h_{кінець}$	$h_{початок}$	$h_{кінець}$
12:37:59	510	600	509	601
12:44:59	1465	1559	1462	1557
13:03:58	914	1009	913	1009
13:08:58	230	320	230	317
13:12:58	1020	1110	1018	1110

Рис. 4.18 ілюструє результати калібрування висоти. На рис. 4.18, *а* показано ділянку однієї з 1464 радіолокаційних розгорток дальності сеансу тривалістю 1 хв, оцифровані на ПЧ відліки сигналу (по 85552 відліків на наведеній ділянці розгортки, тривалість якої дорівнює ~22 мс). Ліворуч видно не в пов-

ному обсязі пригнічений бланкуванням (для контролю) зондувальний радіоімпульс. На всьому протязі розгортки присутній шум (космічний і апаратурний), а в лівій частині – шумоподібний НР сигнал.

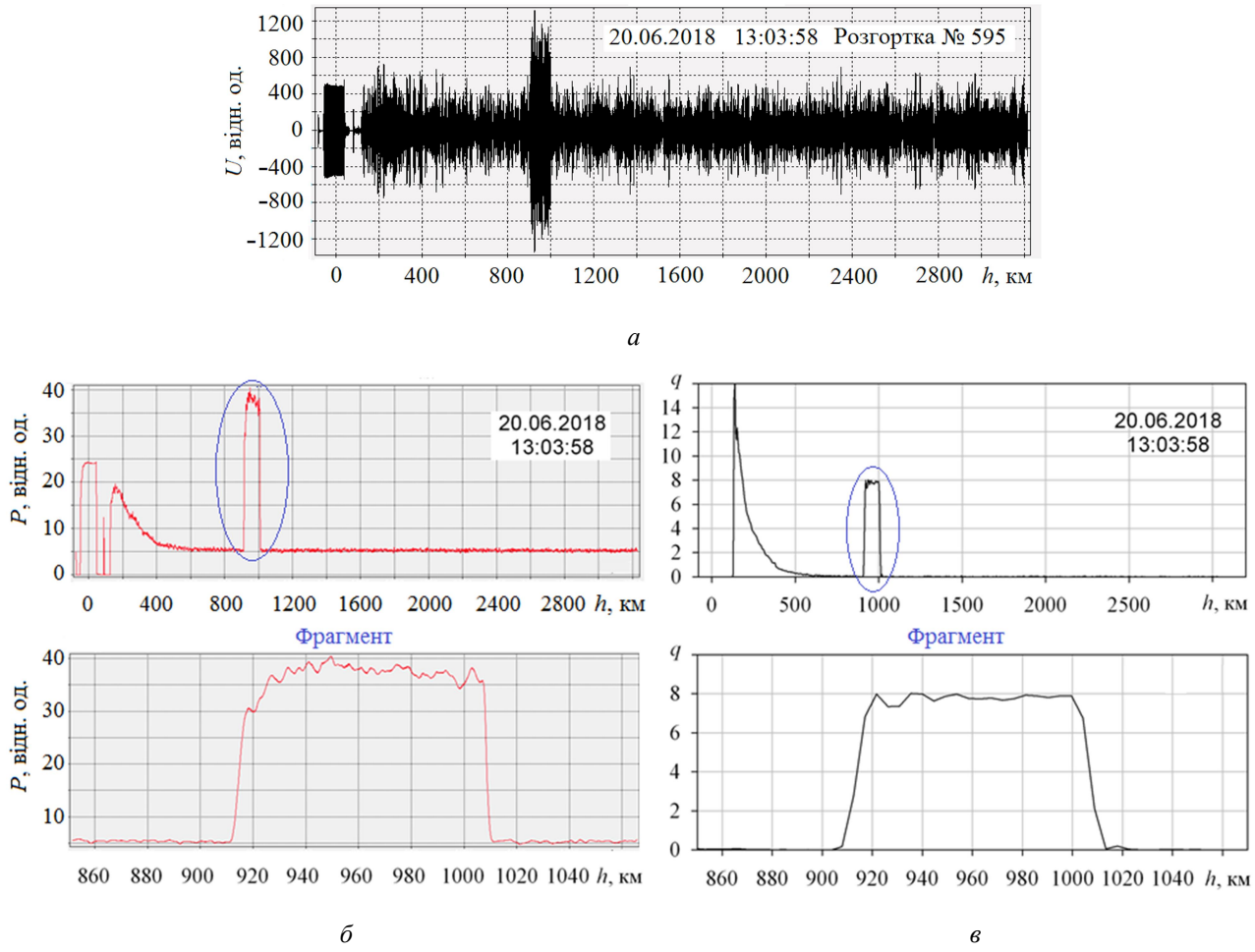


Рис. 4.18. Фрагмент оцифрованої на ПЧ радіолокаційної розгортки з сигналом, що відбивається від космічного об'єкта (*а*), висотні залежності потужності прийнятого й обробленого на ПЧ сигналу (адитивної суміші відбитого сигналу та шуму) (*б*) і відношення сигнал/шум при обробці на НЧ (*в*)

З табл. 1 і рис. 4.18, *б* та *в* можна впевнитися у відповідності результатів тестування висоти за відбитими від космічних об'єктів сигналів, виділених різними трактами приймальної системи й обробленими різними програмами.

Завдяки підсистемі приймання, запису й обробки сигналу на ПЧ отримана можливість вимірювання розподілу амплітуди та частоти зондувального радіоімпульсу на його протязі. Ці параметри можуть бути враховані при обробці НР

сигналу. Особливо це важливо при прецизійних вимірах швидкості руху іоносферної плазми.

Для експериментальних вимірювань параметрів зондувального сигналу забезпечується його приймання з ефіру за допомогою контрольної антени, неспотворене проходження сигналу в приймальному тракті завдяки відсутності антенного комутатора та вхідних кіл тракту ВЧ приймача з каскадами бланкування та достатньому ослабленню сигналу на вході приймача.

Для обчислення амплітуди сигналу для поточної вибірки u_j досить 4-х сусідніх вибірок, пов'язаних між собою квадратурною залежністю $U_m = \sqrt{1/2\left(u_{j-1}^2 + u_j^2 + u_{j+1}^2 + u_{j+2}^2\right)}$ [16]. Для виключення зсуву ми використовували вираз

$$U_{m\,j} = \frac{1}{2\sqrt{2}}\left[\sqrt{\left(u_{j-2}^2 + u_{j-1}^2 + u_j^2 + u_{j+1}^2\right)} + \sqrt{\left(u_{j-1}^2 + u_j^2 + u_{j+1}^2 + u_{j+2}^2\right)}\right].$$

Частота сигналу заповнення в районі кожної вибірки визначалася через отриманий нами вираз

$$\Delta f\left(t_j\right) = \Delta f_j = \frac{f_{\text{сг}}}{2\pi n}\left(\arcsin\frac{u_{(j+4n)}}{U_{m\,(j+4n)}} - \arcsin\frac{u_j}{U_{m\,j}}\right),$$

де t_j – час вибірки на радіолокаційної розгортці, $t_j = j/4f_{\text{сг}}$, n – кількість періодів сигналу заповнення між двома вибірками, що підлягають порівнянню. Моделювання розрахунку U_{mj} та Δf_j з гармонійним сигналом і різними початковими Δf і n показало високу точність обчислень (для Δf у межах –200…+200 Гц похибка не перевищує 0,064 Гц, а в межах –50…+50 Гц не перевищує 0,004 Гц).

Як приклад на рис. 4.19 наведено параметри зондувального сигналу, що виміряні в процесі налагодження радара НР.

Видно, що відновлення амплітуди сигналу заповнення в цьому разі мало місце приблизно протягом 0,25 мс. Відмінність частоти сигналу заповнення від

робочої частоти радара f_0 в середньому становило $\Delta f_{ср} = 53{,}8$ Гц, що відповідає $3{,}4 \cdot 10^{-7}$%. Незважаючи на дуже малу величину $\Delta f_{ср}$ в порівнянні з f_0, вона є сумірною з доплерівськими зміщеннями спектра НР сигналу при іоносферних вимірах швидкості руху плазми. Для виключення похибки вимірювання швидкості V_d потрібна корекція $\Delta V_d = -\Delta f_{ср} \lambda / 2$ (у цьому разі при довжині хвилі радара $\lambda = 1{,}9$ м $\Delta V_d = 51{,}1$ м/с).

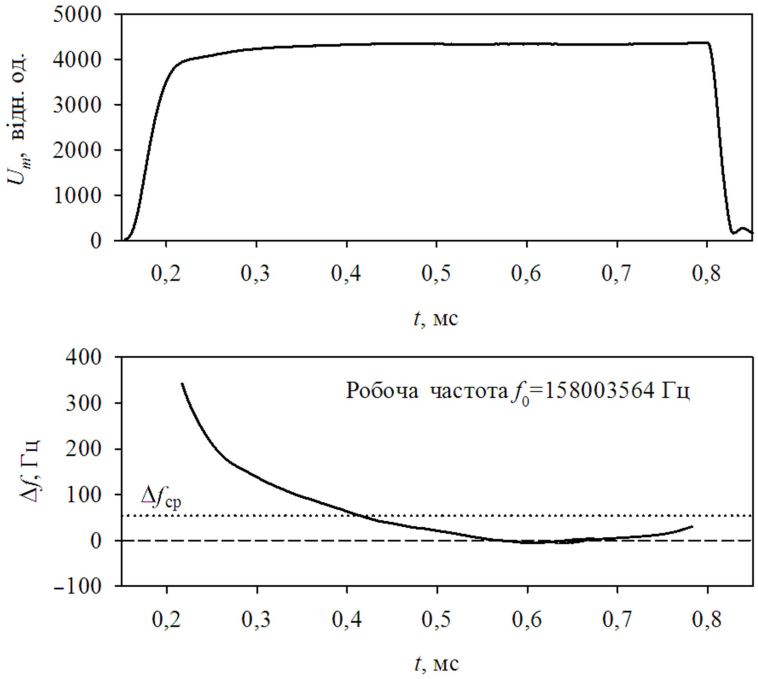


Рис. 4.19. Параметри зондувального імпульсу на його протязі: амплітуди U_m і варіації Δf частоти заповнення відносно робочої частоти

Такі ж результати отримано незалежним способом визначення Δf, $\Delta f_{ср}$ і відповідно величини корекції швидкості ΔV_d з використанням кореляційної обробки зондувального радіоімпульсу, що подібна обробці НР сигналу, яка описана в підрозділі 3.4.2 [17]. Відмінність розрахунку полягає у виборі кількості ординат, що беруть участь в обробці, та кроку затримки (аргументу) КФ τ_k. Як показав аналіз, у даному випадку (детермінованого сигналу з кінцевою тривалістю) доцільно та достатньо було використовувати одну ординату КФ з затримкою $\tau_k = 16{,}45$ мкс. У розрахунку брали участь всі вибірки протягом зондувального імпульсу з мінімальним кроком, рівним $\Delta t_j = 0{,}26$ мкс. Нормовані значення об-

відної напруги зондувального радіоімпульсу визначалися з виміряних значень потужності (КФ з затримкою, рівною нулю).

4.6. Використання радара некогерентного розсіяння і способів визначення швидкості руху для прикладних цілей

Для забезпеченням надійного функціонування на орбіті Землі космічних апаратів (КА), до переліку яких належать космічні станції, супутники зв'язку, метеорологічні супутники та ін., потрібен постійний контроль параметрів їх руху. Одним із параметрів є оцінка вектору швидкості КА, яка потрібна для обчислення показників орбіти. Через вплив варіацій магнітного поля та інших збурювальних сил результати цих розрахунків потребують постійного уточнення та прогнозування. Це також необхідно у зв'язку з фізичним опором середовища, що виникає через появу на шляху космічних орбітальних апаратів частинок атмосфери, в результаті чого апарати набувають небажаної складової швидкості руху в напрямку Землі.

Ще одна проблема, яка стала актуальною в останні роки, є загрозливе забруднення навколоземного космічного простору об'єктами штучного походження – космічним сміттям, у наслідок чого значно ускладнилася проблема безпеки існування супутників і космічних станцій. До космічного сміття належать супутники, які вийшли з ладу, відокремлювані при маневрах ступені ракет-носіїв і різноманітні деталі космічних апаратів та ін. Як показали результати спостережень, найбільша густина розташування цих частинок спостерігається в областях навколоземних орбіт від 400 до 2000 км [18], тобто на висотах, що найчастіше використовуються метеорологічними супутниками, супутниками зв'язку та супутниками моніторингового зондування. Як наслідок, міжнародному космічному співтовариству доводиться багато уваги приділяти проблемам виявлення, каталогізації положення та відстеження параметрів орбіт небажаних об'єктів, а також розробці методів і засобів, які б сприяли підвищенню рівня безпеки від зіткнень КА з космічним сміттям (див, наприклад, [19, 20]). У [21,

22, 23, 24, 25] розглянуто методологічні особливості приймання й обробки когерентних радіолокаційних сигналів відбиття від функціонуючих на орбітах навколоземного космічного простору космічних апаратів та елементів космічного сміття. Аналізуються способи отримання за допомогою наземних спеціалізованих радіолокаційних засобів, зокрема описаної вище підсистеми приймання, запису й обробки сигналу на проміжній частоті, інформації про складові вектора швидкості руху цих об'єктів.

На рис. 4.20 показано цифровані результати вимірювання напруги сигналу $U(h)$ на виході тракту проміжної частоти $f_{\text{пр}}$ у вигляді набору з 80 радіолокаційних розгорток протягом частини одного із сеансів вимірювання, тривалість якого 1 хв. Зображено частину кожної розгортки, повна тривалість якої (період імпульсного випромінювання радара) дорівнювала 41 мс. У цьому сеансі космічний об'єкт реєструвався на відстані близько 490 км протягом близько 2 с. Видно, що сигнал відбиття від об'єкта значно виділяється на фоні корисного НР сигналу і шуму.

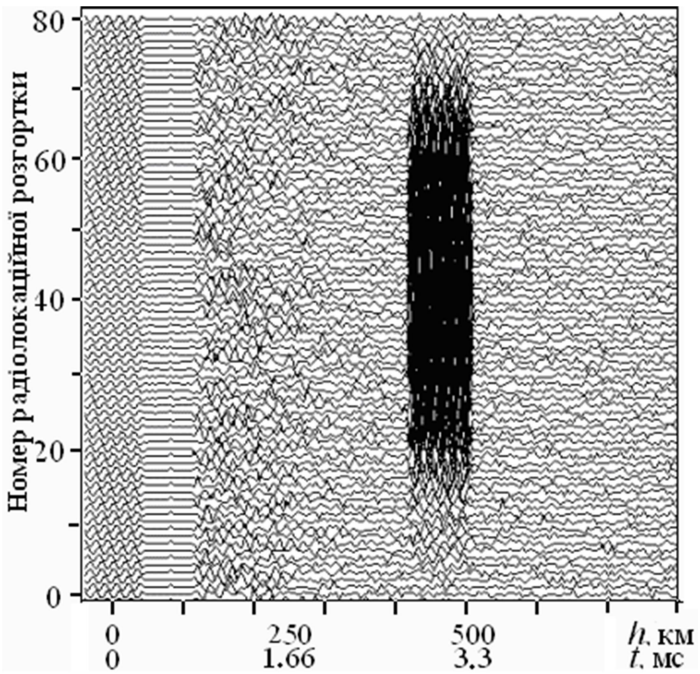


Рис. 4.20. Зображення цифрових відліків напруги сигналу на виході тракту ПЧ (суміші НР сигналу, шуму та зареєстрованого сигналу відбиття від космічного об’єкта) протягом ряду радіолокаційних розгорток дальності (відображено кожний сотий відлік)

На рис. 4.21 наведено одну з радіолокаційних розгорток із сигналом відбиття від космічного об'єкту, що знаходиться на висоті ~495 км (для харківського радара НР початок шкали дальності, в даному випадку висоти, відповідає середині зондувального імпульсу, тому дальність (при вертикальному зондуванні висота) до об’єкта відповідає середині сигналу відбиття). На початку розгортки видно випромінюваний радіоімпульс передавача, ослаблений антенним комутатором і бланкуванням приймача. У лівій частині розгортки на фоні шуму є присутнім НР сигнал.

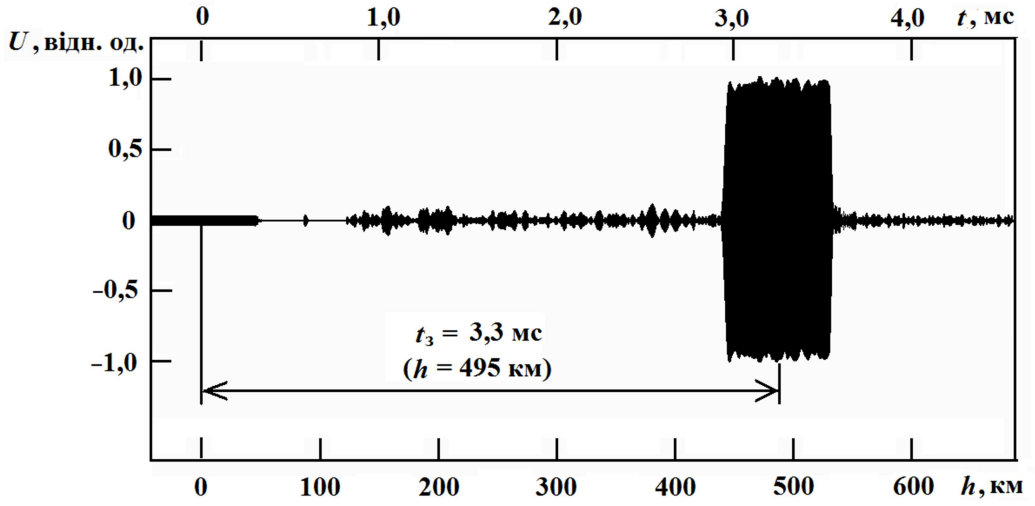


Рис. 4.21. Детальне зображення прийнятого сигналу в одній з радіолокаційних розгорток дальності

Розглянемо варіанти аналізу прийнятих сигналів відбиття з метою виявлення радіальної та горизонтальної складових швидкостей космічного об’єкту.

Радіальна складова швидкості. З метою розширення інформаційних можливостей радара НР пропонується додатково до обробки НР сигналу проводити аналіз сигналів, зареєстрованих як відбиття. Це дає можливість визначати відстань до космічного об'єкту та радіальну складову його швидкості. Для цього доцільно отримати квадратурні складові відбитого сигналу на проміжній частоті в процесі його цифрового перетворення і за ними розрахувати набіг фаз, який виникає в результаті ефекту Доплера.

Розглянемо детальне зображення напруги відбитого сигналу, який виділено на проміжній частоті $f_{\text{пр}} = T_{\text{пр}}^{-1}$. На рис. 4.22 показано фрагмент з його 16 періодів $T_{\text{пр}}$ при загальній кількості в кілька сотень (N) періодів на розгортці при тривалості зондувального імпульсу $T_{\text{імп}} = 660$ мкс. Для отримання квадратурних відліків сигналу в складі радіоприймального пристрою використовується швидкісний АЦП і формуються імпульси опитування АЦП з періодом, рівним чверті періоду сигналу проміжної частоти при відсутності доплерівського зміщення, тобто $\Delta\tau = T_{\text{пр}}/4$), як описано в [4, 23].

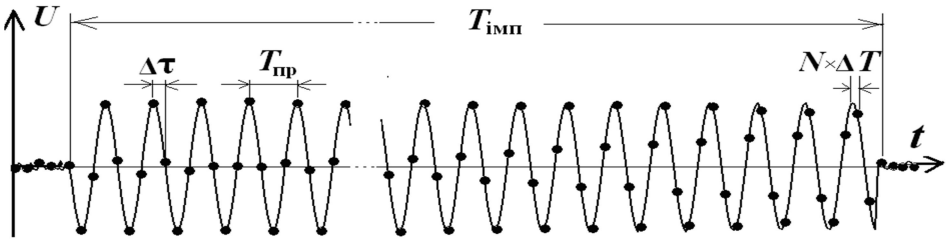


Рис. 4.22. Фрагмент сигналу відбиття з моментами його цифрового перетворення

На рис. 4.22 ілюструється випадок з рухомим відносно радара об'єктом. Доплерівське зміщення частоти проявляється в даному випадку зі знаком плюс (рух у напрямку до радара). Оскільки період вхідного сигналу зменшився, відліки U_i (точки) в моменти опитування АЦП поступово з часом t змінюють своє значення.

Для аналізу розподілу фази, перш за все, розраховуються значення обвідної сигналу (на базі двох сусідніх відліків, які є квадратурними складовими) як $\sqrt{U_i^2 + U_{i+1}^2}$ на початку кожного і-го періоду і як $\sqrt{U_{i+4}^2 + U_{i+4+1}^2}$ в його кінці. Тут i = 1, 2, ..., n – це номера цифрових відліків, що належать до сигналу когерентного відбиття від космічного об’єкту, $n = T_{\text{імп}}/\Delta\tau$.

Миттєві значення фаз дорівнюють відповідно:

$$\varphi_i = \arcsin\left(\frac{U_i}{\sqrt{U_i^2 + U_{i+1}^2}}\right);\ \varphi_{i+4} = \arcsin\left(\frac{U_{i+4}}{\sqrt{U_{i+4}^2 + U_{i+4+1}^2}}\right). \qquad (4.1)$$

Для випадку, що зображений на рис. 4.22, $\varphi_i \neq \varphi_{i+4}$ через наявність доплерівського зміщення частоти.

Усереднена за період тривалості ($T_{\text{імп}}$) відбитого сигналу різниця фаз визначається за формулою

$$\Delta\varphi = \frac{1}{n-5}\sum_{i=1}^{n-5}\left(\varphi_{i+4} - \varphi_i\right). \tag{4.2}$$

Використовуючи (4.2), визначаємо радіальну (уздовж променя антени) складову швидкості руху об'єкта V_r

$$V_r = -\frac{c\Delta\varphi}{4\pi f_0 T_{\text{пр}}} \text{ або } V_r = -\frac{c\Delta\varphi f_{\text{пр}}}{4\pi f_0}, \tag{4.3}$$

де c – швидкість світла, c = 299792458 м/с.

Формулу (4.3) отримано з використанням відомих виразів:

$$f_{\text{д}} = -f_0\frac{2V_r}{c},$$

$$f_{\text{с}} = f_0 + f_{\text{д}} = f_0 - f_0\frac{2V_r}{c},$$

$$f_{\text{с пр}} = f_{\text{пр}} + f_{\text{д}} = f_{\text{пр}} - f_0\frac{2V_r}{c},$$

$$f_{\text{д}} = \frac{1}{2\pi}\frac{d\varphi}{dt}.$$

У цьому разі:

$$f_{\text{д}} = \frac{1}{2\pi}\frac{\Delta\varphi}{T_{\text{пр}}} = \frac{1}{2\pi}\Delta\varphi f_{\text{пр}}.$$

Тут $f_{\text{с}}$ – частота сигналу на вході радіоприймача, $f_{\text{с пр}}$ – частота сигналу на виході тракту проміжної частоти, $f_{\text{д}}$ – доплерівська добавка до частоти сигналу при русі літального об'єкта із швидкістю V_r в радіальному напрямку. У даному разі $V_r > 0$ означає видалення об'єкта від радара, а $V_r < 0$ його наближення, аналогічно тому, як заведено в методі НР ($V_{\text{пл}} > 0$ при русі плазми вгору, $V_{\text{пл}} < 0$ при низхідному русі плазми).

Однозначність обчислень дотримується, якщо різниця фаз $\Delta\varphi$ знаходиться в межах $[-\pi/2, \pi/2]$. Таким чином із (4.3) отримуємо межі визначення радіальної швидкості об'єкту V_r $[-cf_{\text{пр.}} / 8f_0, cf_{\text{пр.}} / 8f_0]$. Для харківського радара $f_0 = 158003600$ Гц, $f_{\text{пр}} = 972400$ Гц, і межі вимірюваної швидкості становлять ±230000 м/с.

*Горизонтальна складова швидкості***.** Аналізуючи час перебування об’єкту в зоні дії променя радіолокатора, додатково можна розрахувати і складову його швидкості, що пов’язана з горизонтальним, уздовж поверхні Землі, рухом. Для цього в систему обробки паралельно з фазовим аналізатором пропонується ввести обчислювач, алгоритм роботи якого наступний.

Так само, як і у випадку вимірювання швидкості руху в радіальному напрямку, протягом сеансу вимірювань формується та зберігається в пам'яті масив відліків напруг $U_{i,j}$ прийнятого та перетвореного на проміжну частоту сигналу. По закінченню сеансу в цьому масиві виділяються ті m розгорток, в яких присутній відбитий сигнал. На кожній розгортці цей сигнал займає її частину, що відповідає тривалості зондувального сигналу, з кількістю відліків n. Таким чином, розмірність тієї частини масиву, де присутнє відбиття у вигляді напруг $U_{i,j}$ (i = 1, 2, ..., m, а j = 1, 2, ..., n) становить $m \times n$, де i – номер розгортки, а j – номер цифрового відліку відбитого від об'єкта сигналу на i-й розгортці (номер висоти).

Для кожної i-ої розгортки обчислюється потужність відбитого сигналу з використанням квадратурних значень напруг:

$$P_{i,j} = U_{i,j}^2 + U_{i,j+1}^2,\ j = 1, 2, \ldots, n-1. \qquad (4.4)$$

На рис. 4.23 приведено умовне зображення поверхні, що сформована з елементів $P_{i,j}$ та пов'язана з формою діаграми спрямованості антени радара.

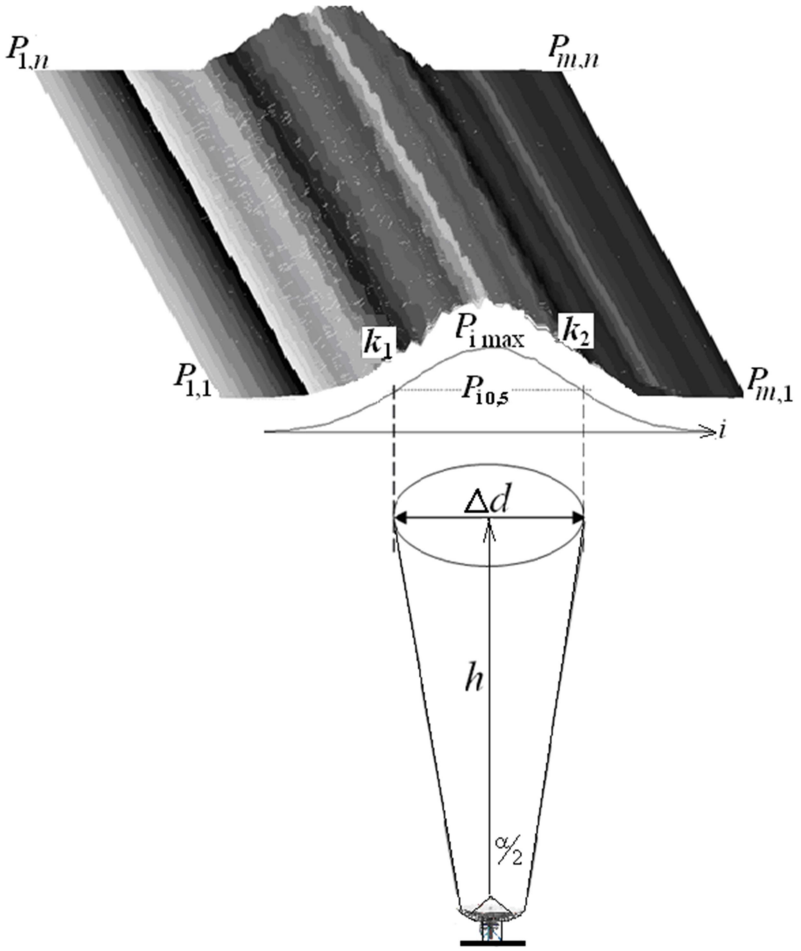


Рис. 4.23. Потужність сигналу відбиття, зареєстрованого на m розгортках з кількістю вибірок n сигналу на кожній розгортці

Оскільки реально відбитий від космічного об'єкта сигнал приймається на фоні шуму і НР сигналу, доцільно значення $P_{i,j}$ уздовж кожної розгортки усереднити за формулою

$$P_i = \frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n} P_{i,j}\ . \qquad (4.5)$$

Як результат, отримуємо узагальнену (від розгортки до розгортки) часову залежність потужності P_i сигналу відбиття (рис. 4.23). Визначаємо часовий інтервал перебування об'єкта в промені антени:

$$\Delta t = T_{\text{р}}(k_2 - k_1)\,. \tag{4.6}$$

Тут $T_{\text{р}}$ – період проходження зондувальних імпульсів (тривалість радіолокаційної розгортки), k_1 і k_2 – номера розгорток, в інтервалі між якими значення потужності P_i перевищує рівень половини максимального значення $P_{i\,\max}$,. Ширина Δd діаграми спрямованості вертикально спрямованої антени за рівнем половинної потужності обмежена кутом розкриву α відповідно до виразу

$$\Delta d = 2h\ \text{tg}\frac{\alpha}{2}, \tag{4.7}$$

де h – висота відбиття.

Горизонтальна складова швидкості руху об'єкта визначається як

$$V_{hor} = \frac{\Delta d}{\Delta t}. \tag{4.8}$$

У разі використання поворотної антени для зондування простору в похилому напрямку довжина Δd шляху прольоту об'єктів через діаграму спрямованості збільшується (рис. 4.24). У цьому випадку замість (4.7) слід використовувати вираз

$$\Delta d = \frac{2R\ \text{tg}(\alpha/2)}{\sin\beta},$$

де β – кут нахилу променя антени радара до горизонту.

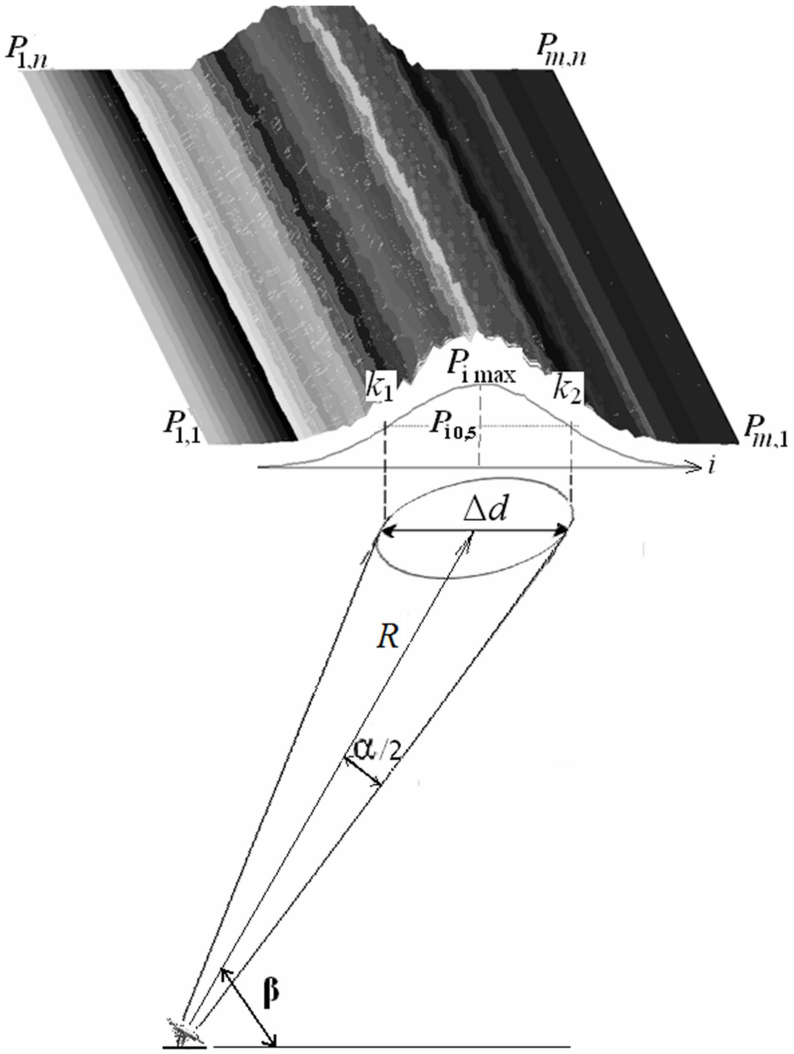


Рис. 4.24. Потужність відбитого сигналу при похилому зондуванні

Точність оцінки швидкості руху космічного об'єкту

Можливості радара. На підставі оцінки відношення сигнал/шум розглянемо можливості радара.

Виходячи з основного рівняння радіолокації при використанні однієї приймально-передавальної антени

$$P_{\text{с}} = \frac{P_{\text{імп}} G_{\text{А}} S_{eff} S_{\text{А}}}{16\pi^2 R^4 L}$$

і наявності шуму на вході приймача, вираз відношення сигнал/шум q при узгодженому приймачі ($\Delta F_{\text{пр}} = 1/T_{\text{імп}}$) і нехтуванні втратами в тракті ($L = 1$) має вигляд [26]

$$q = \frac{P_{\text{імп}} G_{\text{A}} S_{eff} S_{\text{A}} T_{\text{імп}}}{16\pi^2 R^4 k T_c}.$$

Тут $P_{\text{с}}$ – потужність прийнятого сигналу відбиття від космічного об'єкту, $P_{\text{імп}}$ – імпульсна потужність передавача, G_{A} – коефіцієнт підсилення антени, S_{eff} – ефективна площа розсіяння цілі, S_{A} – ефективна площа поверхні антени, $T_{\text{імп}}$ – тривалість зондувального імпульсу, $\Delta F_{\text{пр}}$ – ефективна ширина смуги пропускання приймача, R – відстань до об'єкту (при вертикальному зондуванні висота $h = R$), k – стала Больцмана, $T_{\text{с}}$ – температура системи.

Ефективна площа розсіяння S_{eff} залежить від виду об'єкта. Для розрахунку S_{eff} приймаємо як об'єкт ціль у вигляді квадратної площадки зі сторонами $a \times a$. Із [27] $S_{eff} = 4\pi a^4 / \lambda^2$, де λ – довжина хвилі.

У табл. 4.3 наведено розрахункові значення відношення сигнал/шум q в залежності від лінійних розмірів космічного об'єкта для ряду висот у припущенні, що об'єкт рухається по круговій орбіті з першою космічною швидкістю, яка визначається виразом [28]

$$V_{1\text{косм}} = \sqrt{\mu_0 / r},$$

де μ_0 – гравітаційний параметр Землі ($\mu_0 = 3{,}98602 \cdot 10^{14}$ м^3/с^2), r – радіус-вектор з центру Землі до космічного об'єкту ($r = R_{\text{з}} + h$, $R_{\text{з}}$ – радіус Землі, $R_{\text{з}} = 6371 \cdot 10^3$ м).

В розрахунках використано такі числові значення: $P_{\text{імп}}$ =2 МВт, $T_{\text{імп}}$ = 660 мкс, G_{A} = 41,1 дБ, S_{A} = 3700 м^2, λ = 1,897 м. Температура системи $T_{\text{с}}$ зазвичай змінюється протягом доби в межах 470–980 К. Для розрахунку було обрано її максимальне значення.

Із табл. 4.3 і рис. 4.25 видно, що при використанні радара метрового діапазону хвиль з приймально-передавальною антеною великих розмірів (з високим коефіцієнтом посилення) можуть бути виявлені об'єкти з розмірами одиниць сантиметрів і більше (як критерій прийнято $q > 0{,}1$).

Таблиця 4.3, *а*

Залежність відношення сигнал/шум від розмірів, ефективної площі розсіяння і висоти об'єкта за найгіршими умовами приймання сигналу (T_c = 980 К=max)

a, см	1	2,5	3,5	5	10	15	20	25	30
S_{eff}, м^2 / *h*, км	$3{,}49\cdot10^{-8}$	$1{,}36\cdot10^{-6}$	$5{,}24\cdot10^{-6}$	$2{,}18\cdot10^{-5}$	$3{,}49\cdot10^{-4}$	$1{,}77\cdot10^{-3}$	$5{,}58\cdot10^{-3}$	$1{,}36\cdot10^{-2}$	$2{,}83\cdot10^{-2}$
300	0,1269	4,957	19,04	79,3	1269	6424	20304	49570	102789
600	0,0079	0,3098	1,1902	4,957	79,3	401	1269	3098	6424
900	0,0016	0,0612	0,2351	0,9792	15,67	79,3	250	611	1269
1200	0,0005	0,0194	0,0744	0,3098	4,957	25,09	79,3	193	401
1500	0,0002	0,0079	0,0305	0,1269	2,030	10,28	32,5	79,3	164

Таблиця 4.3, *б*

Залежність відношення сигнал/шум від розмірів, ефективної площі розсіяння і висоти об'єкта за найкращими умовами приймання сигналу (T_c = 470 К = min)

a, см	1	2,5	3,5	5	10	15	20	25	30
S_{eff}, м^2 / *h*, км	$3{,}49\cdot10^{-8}$	$1{,}36\cdot10^{-6}$	$5{,}24\cdot10^{-6}$	$2{,}18\cdot10^{-5}$	$3{,}49\cdot10^{-4}$	$1{,}77\cdot10^{-3}$	$5{,}58\cdot10^{-3}$	$1{,}36\cdot10^{-2}$	$2{,}83\cdot10^{-2}$
300	0,2646	10,33	39,70	165	2646	13395	42336	103360	214327
600	0,0165	0,6460	2,48	10,3	165	837	2646	6460	13395
900	0,0033	0,1276	0,49	2,04	32,6	165	523	1276	2646
1200	0,0010	0,0404	0,15	0,646	10,3	52,3	165	404	837
1500	0,0004	0,0165	0,063	0,264	4,23	21,4	68	165	343

Рис. 4.25 ілюструє залежність *q* від розмірів космічного об’єкту для різних висот його орбіти за найгіршими умовами приймання сигналу.

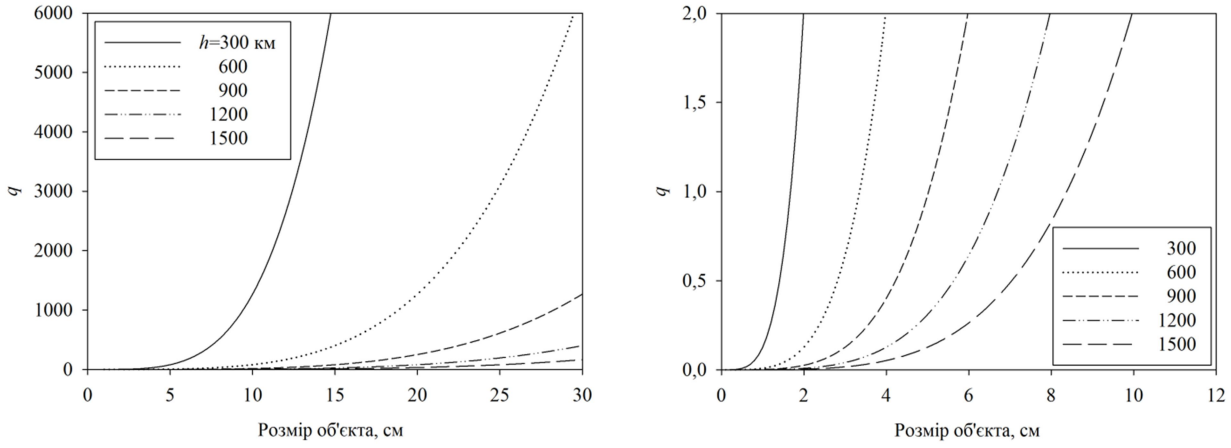


Рис. 4.25. Залежність відношення сигнал/шум від ефективної площі розсіяння та висоти космічного об'єкта

Горизонтальна складова швидкості. Задача визначення горизонтальної складової швидкості об'єкта зводиться до визначення двох моментів виявлення

відбитого сигналу – при входженні космічного об'єкта в зону променя антени та виході з цієї зони. Оскільки потужність суміші НР сигналу та шуму, на фоні яких виявляється відбитий сигнал, змінюється з часом (що пов'язано зі станом іоносфери та рівнем шумової температури неба), як критерій виявлення доцільно вибрати рівень потужності P_0, при якому, наприклад, дотримується рівність $P_0 = 1{,}1\overline{P}_{\text{нр+ш}}$, де $\overline{P}_{\text{нр+ш}}$ – потужність суміші НР сигналу та шуму, які є незалежними випадковими процесами з нормальним законом розподілу. Значення $\overline{P}_{\text{нр+ш}}$ визначається по ряду замірів до появи сигналу відбиття на тій же ділянці радіолокаційної розгортки, де виявлено відбитий сигнал. Виявлення відбиття також може здійснюватися за зміненим виглядом автокореляційної функції сигналу, що приймається.

Припустимо, що кут розкриття антени α відомий і потужність прийнятого сигналу (суміші відбитого сигналу, НР сигналу та шуму) $P_{\text{пр}} > P_0$. У цьому випадку основними параметрами, що впливають на похибку, є моменти початку (t_1) і кінця (t_2) виявлення. Кожен з них вимірюється з дискретністю в один період радіолокаційної розгортки $T_{\text{р}}$. Закон розподілу рівномірний. При цьому дисперсії вимірювання часу на початку та кінці виявлення сигналу відбиття та відповідні середньоквадратичні похибки дорівнюють

$$D_{t_1} = D_{t_2} = \frac{T_{\text{р}}^2}{12}, \qquad \sigma_{t_1} = \sigma_{t_2} = \frac{T_{\text{р}}}{\sqrt{12}}.$$

Оскільки $\Delta t = t_2 - t_1$, дисперсія та середньоквадратична похибка вимірювання тривалості прольоту космічного об'єкта дорівнюють відповідно

$$D_{\Delta t} = 2D_{t_{1,2}} = \frac{T_{\text{р}}^2}{6}, \quad \sigma_{\Delta t} = \frac{T_{\text{р}}}{\sqrt{6}}. \tag{4.9}$$

Оцінимо похибку вимірювання горизонтальної швидкості при вертикаль-

ному зондуванні. Як видно з виразу (4.7), для визначення ширини діаграми спрямованості необхідно вимірювати висоту h, яка пов'язана з радіолокаційним часом затримки $t_з$ виразом $h = ct_з/2$. Вираз потенційної середньоквадратичної похибки $t_з$ при зондуванні радіоімпульсом з прямокутною обвідної має вигляд [26]

$$\sigma_{t_з} = \frac{T_0}{2\pi\sqrt{q}}. \tag{4.10}$$

Похибка вимірювання висоти

$$\sigma_h = \frac{cT_0}{4\pi\sqrt{q}}. \tag{4.11}$$

Похибка визначення ширини діаграми спрямованості на підставі (4.7 і 4.11)

$$\sigma_{\Delta d} = 2\sigma_h \operatorname{tg}\frac{\alpha}{2} = \frac{cT_0}{2\pi\sqrt{q}}\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2} \quad \text{або} \quad \sigma_{\Delta d} = \frac{c}{2\pi f_0\sqrt{q}}\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}.$$

Оскільки вимірювані параметри Δt та h (і, відповідно, Δd) є незалежними, потенційна відносна середньоквадратична похибка визначення горизонтальної швидкості, виходячи з (4.8), дорівнює

$$\delta_{V_{hor}} = \sqrt{\delta_{\Delta d}^2 + \delta_{\Delta t}^2},$$

де $\delta_{\Delta d} = \sigma_{\Delta d}/\Delta d$ і $\delta_{\Delta t} = \sigma_{\Delta t}/\Delta t$ – відносні похибки довжини та часу прольоту, причому $\delta_{\Delta d} = \delta_{\Delta h}$, $\delta_{\Delta h}$ – відносна похибка визначення висоти.

У таблицях 4.4 і 4.5 наведено результати розрахунку ряду параметрів та їх похибок для різних умов. Як вхідні параметри для розрахунку використані на-

ступні: висота h, відповідна їй перша космічна швидкість $V_{1\text{косм}}$, відношення q потужності відбитого від об'єкта сигналу до потужності суміші НР сигналу та шуму, а також параметри радара НР ($T_\text{р} = 0{,}04098$ с, f_0, α). У даному разі час прольоту визначався як $\Delta t = \Delta d / V_{1\text{косм}}$, а Δd – з виразу (4.7).

Розрахунки показали, що відносна похибка висоти в залежності від відношення q (див. табл. 4.4) значно менше похибки висоти $\delta_{\Delta h}$, викликаної дискретним зчитуванням її значень з кроком Δh, і похибки визначення часу прольоту $\delta_{\Delta t}$ (див. табл. 4.5). Зазвичай для вимірювання параметрів іоносфери вибирається крок $\Delta h \approx 4$ км. Однак, є можливість отримувати дані з мінімальним кроком за висотою, який дорівнює 38,55 м. У табл. 4.5 наводяться результати розрахунку похибки горизонтальної складової швидкості об'єкта для цих двох варіантів. Видно, що різниця вкрай мала.

Таблиця 4.4

Залежність відносних середньоквадратичних похибок $\delta_{\Delta d} = \delta_h$ від відношення сигнал/шум

q	0,1	0,5	1	5	10	20	50
σ_h, м / h, км	4,77	2,14	1,51	0,68	0,48	0,34	0,21
300	$1{,}59\cdot10^{-5}$	$7{,}12\cdot10^{-6}$	$5{,}03\cdot10^{-6}$	$2{,}25\cdot10^{-6}$	$1{,}59\cdot10^{-6}$	$1{,}13\cdot10^{-6}$	$7{,}12\cdot10^{-7}$
600	$7{,}96\cdot10^{-6}$	$3{,}56\cdot10^{-6}$	$2{,}52\cdot10^{-6}$	$1{,}13\cdot10^{-6}$	$7{,}96\cdot10^{-7}$	$5{,}63\cdot10^{-7}$	$3{,}56\cdot10^{-7}$
900	$5{,}31\cdot10^{-6}$	$2{,}37\cdot10^{-6}$	$1{,}68\cdot10^{-6}$	$7{,}50\cdot10^{-7}$	$5{,}31\cdot10^{-7}$	$3{,}75\cdot10^{-7}$	$2{,}37\cdot10^{-7}$
1200	$3{,}98\cdot10^{-6}$	$1{,}78\cdot10^{-6}$	$1{,}26\cdot10^{-6}$	$5{,}63\cdot10^{-7}$	$3{,}98\cdot10^{-7}$	$2{,}81\cdot10^{-7}$	$1{,}78\cdot10^{-7}$
1500	$3{,}18\cdot10^{-6}$	$1{,}42\cdot10^{-6}$	$1{,}01\cdot10^{-6}$	$4{,}50\cdot10^{-7}$	$3{,}18\cdot10^{-7}$	$2{,}25\cdot10^{-7}$	$1{,}42\cdot10^{-7}$

Таблиця 4.5

Результати розрахунку параметрів, їх похибок та відносної середньоквадратичної похибки горизонтальної складової швидкості космічного об'єкта для ряду висот

					$\Delta h = 38{,}55$ м		$\Delta h = 4000$ м	
h,км	$V_{1\text{косм}}$, м/с	Δd, м	Δt, с	$\delta_{\Delta t}$	$\delta_h = \delta_{\Delta d}$	δ_{Vhor}	$\delta_h = \delta_{\Delta d}$	δ_{Vhor}
300	7729,91	6283,41	0,8129	0,0146	$3{,}71\cdot10^{-5}$	0,0146	$3{,}85\cdot10^{-3}$	0,0151
600	7561,75	12566,83	1,6619	0,0071	$1{,}85\cdot10^{-5}$	0,0071	$1{,}92\cdot10^{-3}$	0,0074
900	7404,11	18850,24	2,5459	0,0046	$1{,}24\cdot10^{-5}$	0,0046	$1{,}28\cdot10^{-3}$	0,0048
1200	7255,93	25133,66	3,4639	0,0034	$9{,}27\cdot10^{-6}$	0,0034	$9{,}62\cdot10^{-4}$	0,0035
1500	7116,31	31417,07	4,4148	0,0027	$7{,}42\cdot10^{-6}$	0,0027	$7{,}70\cdot10^{-4}$	0,0028

Видно, що відносна середньоквадратична похибка горизонтальної складової швидкості космічного об'єкта становить частки–одиниці відсотків і зменшується з висотою. Основний внесок вносить похибка визначення часу прольоту.

Радіальна складова швидкості. Для оцінки точності визначення радіальної складової швидкості об’єкту спочатку треба оцінити похибку оцінки різниці фаз, за якою обчислюється швидкість за виразами (4.2) та (4.3). Для цього скористаємося рекомендаціями, що наведені в [26].

Розглянемо корисний сигнал $S(t)$, що має вид радіоімпульсу з прямокутною обвідною $A(t)$:

$$S(t) = A(t)\cos(2\pi f_0 t + \varphi),$$

де $A(t) = \begin{cases} A, & -\dfrac{T_{i\text{МП}}}{2} \le t \le \dfrac{T_{i\text{МП}}}{2}, \\ 0, & t < -\dfrac{T_{i\text{МП}}}{2},\ t > \dfrac{T_{i\text{МП}}}{2}. \end{cases}$

Для фази φ_i сигнальна функція для такого сигналу має вид

$$J_c(\varphi) = \frac{2}{N_0}\int\limits_{-\frac{T_{i\text{МП}}}{2}}^{\frac{T_{i\text{МП}}}{2}} A^2(t)\frac{\cos(\varphi-\varphi_i)+\cos(2\pi f_0 t+\varphi+\varphi_i)}{2}dt \approx q\cos(\varphi-\varphi_i),$$

де $N_0/2$ – спектральна густина білого шуму.

Перша похідна

$$\frac{dJ_c}{d\varphi} = -q\sin(\varphi-\varphi_i).$$

Друга похідна

$$\frac{d^2J_c}{d\varphi^2} = -q\cos(\varphi-\varphi_i).$$

Прирівнюючи $\varphi = \varphi_i$, отримуємо

$$\frac{d^2 J_c}{d\varphi^2} = -q\,.$$

Дисперсія оцінки фази

$$\sigma_\varphi^2 = -\left(\frac{d^2 J_c}{d\varphi^2}\right)^{-1}\,.$$

Середньоквадратична похибка оцінки фази φ_i

$$\sigma_\varphi = \frac{1}{\sqrt{q}}\,.$$

Така ж похибка є при оцінці фази φ_{i+4}. Тому середньоквадратична похибка оцінки різниці фаз дорівнює

$$\sigma_{\Delta\varphi} = \frac{2}{\sqrt{q}}\,.$$

Якщо провести усереднення згідно з виразом (4.2), ця похибка дорівнює

$$\sigma_{\Delta\varphi} = \frac{2}{\sqrt{qn_{\text{н}}}}\ ,$$

де $n_{\text{н}}$ – кількість незалежних замірів протягом прийнятого радіоімпульсу, що залежить від інтервалу кореляції шуму або суміші шумоподібного НР сигналу та шуму в тракті проміжної частоти радіоприймача: $n_{\text{н}} = [T_{\text{імп}}/\tau_{\text{кор}}]$.

Виходячи з виразу (4.3), отримуємо середньоквадратичну похибку оцінки радіальної швидкості для однієї радіолокаційної розгортки

$$\sigma_{V_r} = \frac{cf_{\text{пр}}}{4\pi f_0}\sigma_{\Delta\varphi} = \frac{cf_{\text{пр}}}{2\pi f_0\sqrt{qn_{\text{н}}}}\,.$$

Вважаючи, що V_r визначається протягом часу перебування об’єкту в зоні

спостереження радару, для визначення похибки за цей час використовуємо значення кількості періодів зондування як $m = [\Delta t / T_{\text{р}}]$. Тоді

$$\sigma_{\Delta\varphi}(\Delta t) = \frac{2}{\sqrt{q n_{\text{н}} m}}$$

і потенційна середньоквадратична похибка оцінки радіальної швидкості за час спостереження за об'єктом дорівнює

$$\sigma_{V_r}(\Delta t) = \frac{c f_{\text{пр}}}{2\pi f_0 \sqrt{q n_{\text{н}} m}}.$$

В табл. 4.6 наведено результати розрахунку середньоквадратичної похибки оцінки різниці фаз та відносної середньоквадратичної похибки оцінки радіальної швидкості δ_{Vr} за час спостереження за об'єктом. Для розрахунку використовувались ті ж параметри, що і для табл. 4.4 та 4.5, а також $n_{\text{н}} = T_{\text{імп}} f_{\text{пр}} = 642$.

Таблиця 4.6

Залежність середньоквадратичної похибки оцінки різниці фаз та відносної середньоквадратичної похибки оцінки радіальної швидкості від відношення сигнал/шум і висоти спостереження об'єкту

	h.км	Δt, с	*q* / *m*	0,5	1	5	10	50	100	1000	5000
σΔφ,	300	0,8129	19	0,02561	0,01811	0,00810	0,00573	0,00256	0,00181	0,00057	0,00026
рад	600	1,6619	40	0,01765	0,01248	0,00558	0,00395	0,00177	0,00125	0,00039	0,00018
	900	2,5459	62	0,01418	0,01003	0,00448	0,00317	0,00142	0,00100	0,00032	0,00014
	1200	3,4639	84	0,01218	0,00861	0,00385	0,00272	0,00122	0,00086	0,00027	0,00012
	1500	4,4148	107	0,01079	0,00763	0,00341	0,00241	0,00108	0,00076	0,00024	0,00011
σ_{Vr},	300	0,8129	19	7521	5318	2378	1682	752	532	168	75
м/с	600	1,6619	40	5184	3665	1639	1159	518	367	116	52
	900	2,5459	62	4164	2944	1317	931	416	294	93	42
	1200	3,4639	84	3577	2529	1131	800	358	253	80	36
	1500	4,4148	107	3169	2241	1002	709	317	224	71	32

Видно, що спосіб достатньо чутливий до відношення сигнал/шум.

Із результатів обчислення (табл. 4.3–4.6) випливає те, що для неспотвореного приймання сигналів відбиття від космічних об’єктів треба використовувати окремий канал приймального пристрою з високим динамічним діапазоном (відношення сигнал/шум від часток одиниць до сотень тисяч).

Приклади розрахунків.

Для прикладу розглянемо випадок, зображений на рис. 4, який мав місце за наступними умовами.

Зондування проводилося у вертикальному напрямку із застосуванням дводзеркальної антени типа Кассегрена діаметром 100 м. Кут розкриву її діаграми спрямованості дорівнює $\alpha = 1{,}2°$. Відбиття від космічного об’єкту зареєстровано на висоті ~495 км. Тривалість сигналу відбиття уздовж розгортки, що пов'язана з тривалістю зондувального імпульсу, дорівнювала $T_{\text{імп}} = 660$ мкс (що відповідає протяжності за висотою ~100 км). Період сигналу на проміжній частоті $T_{\text{пр}} = 1{,}028$ мкс. Оскільки період слідування імпульсів опитування АЦП дорівнював $\Delta\tau$=0,257 мкс, кількість квадратурних відліків відбиття уздовж розгортки дорівнювала $n = T_{\text{імп}} / \Delta\tau = 2568$. До уваги бралися розгортки з номерами i = 1, 2, ..., 80.

У цьому разі отримано такі дані за період спостереження об’єкту.

Відношення сигнал/шум $q \approx 3210$.

Розрахунок фазового зсуву сигналу за формулами (4.1) і (4.2) показав значення $\Delta\varphi = 2{,}48 \cdot 10^{-6}$ рад. Його середньоквадратична похибка $\sigma_{\Delta\varphi} = 0{,}12 \cdot 10^{-6}$ рад. Обчислення за формулою (4.3) вертикальної складової швидкості об’єкту дало $V_r = -0{,}36$ м/с, $\sigma_{Vr} = 0{,}02$ м/с, $\delta_{Vr} = 0{,}46$. Ці дані свідчать про те, що об’єкт поступово наближається до поверхні Землі.

З урахуванням (4.4), (4.5) і (4.6) одержано: $k_2 - k_1 = 34$, $\Delta t = 1{,}394$ с, $\sigma_{\Delta t} = 0{,}015$ с. Обчислена за формулою (4.7) ширина діаграми спрямованості антени на висоті 495 км дорівнює $\Delta d = 10{,}37$ км. Горизонтальна складова швидко-

сті руху об’єкту за виразом (4.8) становить $V_{hor} = 7440$ м/с, $\sigma_{Vhor} = 79$ м/с, $\delta_{Vhor} = 0{,}0106$.

Обчислена згідно з [28] перша космічна швидкість на висоті 495 км дорівнює 7619 м/с (в разі кругової орбіти) або більшою (при еліптичній орбіті). Таким чином, отримана нами реальна швидкість руху об'єкта менше першої космічної швидкості на 2,4%, що може свідчити про ймовірне поступове сходження його з орбіти. Причиною цього може бути вплив як внутрішніх, так і зовнішніх чинників, що збурюють рух космічного об’єкту (наприклад, поломка апарату та його некероване зниження, або спеціальне гальмування двигунами і зведення апарату з орбіти як відпрацьованого свій ресурс та ін.).

Апаратурна реалізація. На рис. 4.26 наведена структурна схема радара НР, задіяного для обчислення параметрів руху космічних об’єктів згідно з приведеними вище алгоритмами. Його штатним режимом є випромінювання зондувальних радіоімпульсів на частоті f_0, приймання розсіяного сигналу з супергетеродинним переносом його спектра на проміжну частоту $f_{\text{пр}}$ та обчислення кореляційних характеристик перетвореного в АЦП в цифрову форму сигналу НР, які призначені для оцінки параметрів іоносферної плазми.

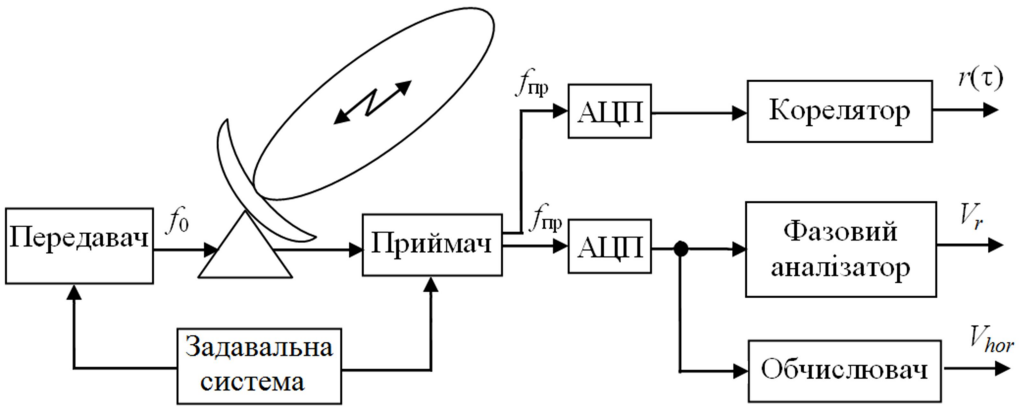


Рис. 4.26. Структурна схема радара НР, задіяного для обчислення параметрів руху космічних об’єктів

Задавальна система формує радіоімпульсний сигнал для передавача та сигнали гетеродинів для приймача. При цьому забезпечується когерентна структура радара, яка дає можливість визначати доплерівське зміщення частоти сиг-

налів і, як наслідок, швидкостей руху іоносферної плазми та космічних об’єктів.

Введений в структуру радара НР фазовий аналізатор, обробляючи сигнали відбиття від літальних об’єктів одночасно з роботою корелятора, може в реальному часі видавати результати розрахунку радіальної (відносно радару) складової швидкості V_r руху цих об’єктів, а обчислювач – значення горизонтальної складової швидкості V_{hor}.

На всі структурні елементи радара подаються імпульсні сигнали керування від синхронізатора радара, а на АЦП фазового аналізатора та обчислювача додатково формуються імпульси опитування АЦП із сигналу синхронного гетеродина за допомогою спеціального формувача, описаного в підрозділі 4.2.

Представлені способи дозволяють вимірювати параметри руху космічних об’єктів одночасно з вимірюванням параметрів іоносфери. Оскільки сигнали некогерентного розсіяння та відбиття від космічних об’єктів відрізняються за характеристиками, доцільно використовувати окремі канали приймача і АЦП, що є найбільш прийнятними для цих сигналів.

Розроблені способи сприяють вирішенню багатьох практичних завдань безпеки космічних польотів, діяльності систем супутникового зв'язку, функціонування космічних станцій, оптимального позиціонування об'єктів на орбіті.

4.7. Висновки до розділу 4

1. Розроблено та впроваджено підсистему приймання, запису на проміжній частоті й обробки сигналу, яка реалізує запропонований спосіб кореляційної обробки сигналу некогерентного розсіяння та дозволяє позбутися недоліків, властивих системам з фіксованим алгоритмом обробки. Розроблено та вдосконалюється програмне забезпечення обробки НР сигналу. Новий спосіб і підсистема, що реалізує його, дають наступні переваги:

• Виключення аналогових електричних кіл для формування квадратурних сигналів дозволяє уникнути можливого впливу ряду апаратурних факторів на точність визначення квадратурних складових кореляційної функції НР сигналу.

• Адаптація кроку часового зсуву та кількості ординат вимірюваної кореляційної функції до НР сигналу при різному стані іоносфери, в тому числі до НР сигналу, що приймається с різних висотних ділянок.

• Можливість збільшення кількості відліків сигналу на радіолокаційній розгортці дальності з метою зменшення статистичної похибки оцінки кореляційної функції НР сигналу і, як наслідок, параметрів іоносфери.

• Можливість використання додатково до кореляційного аналізу спектральної обробки НР сигналу для детального аналізу ефектів в іоносфері, особливо в її збуреному стані.

• Запис великої кількості відліків сигналу з малими (близько 0,26 мкс) інтервалами між ними дозволяє апробувати та використовувати в будь-який час найрізноманітніші алгоритми обробки, найбільш прийнятні для конкретних умов вимірювань.

• Обробка сигналу на проміжній частоті приймача дає можливість здійснювати ефективний контроль зондувальних імпульсів (розподіл амплітуд і фаз на їх протязі) під час проведення вимірювань, а також облік їх характеристик при визначенні параметрів іоносфери.

• З'являється можливість виключення завад на ранній стадії обробки, аналізуючи безпосередньо відліки сигналу для кожної радіолокаційної розгортки, а не обчислені статистичні параметри сигналу при накопиченні за всіма розгортки протягом сеансу вимірювань.

2. Проведено тестування підсистеми і її програмного забезпечення автономно і в складі радара НР.

3. Проведено тестування систем радара та вимірювання параметрів іоносфери, зокрема параметра, еквівалентного вимірюваної швидкості руху іоносферної плазми, характеристик відновлення розрядників антенного комутатора після закінчення зондування, точності шкали висот радіолокаційної розгортки дальності.

4. Розроблено методику контролю параметрів зондувального радіоімпульсу передавача (обвідної напруги та відхилення частоти заповнення від робочої частоти радара), проводяться виміри цих параметрів з метою поліпшення стабільності роботи передавача та корекції виміряних параметрів НР сигналу й іоносфери (зокрема, швидкості руху іоносферної плазми).

5. Розроблено і впроваджено методики, що дозволяють за допомогою радара НР вимірювати параметри руху космічних об'єктів одночасно з вимірюванням параметрів іоносфери та сприяють вирішенню практичних завдань безпеки космічних польотів, діяльності систем супутникового зв'язку, функціонування космічних станцій, оптимального позиціонування об'єктів на орбіті.

6. Отримані експериментальні результати підтверджують ефективність запропонованого способу кореляційної обробки та розробленої підсистеми.

Література до розділу 4

1. Evans J. V. Theory and practice of ionosphere study by Thomson scatter radar. *Proceedings of the IEEE.* Vol. 57. No 4. 1969. P. 496–530. DOI: 10.1109/PROC.1969.7005.
2. Domnin I. F., Chepurnyy Ya. M., Emelyanov L. Ya., Chernyaev S. V., Kononenko A. F., Kotov D. V., Bogomaz O. V., Iskra D. A. Kharkiv incoherent scatter facility. *Bulletin of the National Technical University "Kharkiv Polytechnic Institute".* Series: Radiophysics and Ionosphere. № 47 (1089). 2014. P. 28–42.
3. Емельянов Л. Я., Лялюк А. И., Рогожкин Е. В. Особенности обработки сигналов некогерентного рассеяния на радаре Института ионосферы. *Радиотехника*: Всеукр. Межвед. Науч.-техн. сб. Вып. 182. 2015. С. 29–33.
4. Emelyanov L., Miroshnikov A., Domnin I., Rogozhkin E. Features of Signals Reception and Processing at the Kharkiv Incoherent Scatter Radar *2018 International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo).* IEEE. 2018. DOI: 10.1109/UkrMiCo43733.2018.9047518.

5. Емельянов Л. Я., Богомаз А. В., Касымов И. М. Квазиоптимальный прием сигналов некогерентного рассеяния. *Вісн. Нац. техн. ун-ту «Харківський політехнічний інститут»*: Збірник наукових праць. Серія: Радіофізика та іоносфера. Харків: НТУ «ХПІ». № 37 (1146). 2015. С. 79–86.
6. Емельянов Л. Я., Мирошников А. Е., Колодяжный В. В. Разработка подсистемы приема сигнала некогерентного рассеяния, его записи и обработки на промежуточной частоте. *Вісн. Нац. техн. ун-ту «Харківський політехнічний інститут»:* Збірник наукових праць. Серія: Радіофізика та іоносфера. Харків: НТУ «ХПІ». № 43 (1319). 2018. С. 33–42.
7. Емельянов Л. Я., Мирошников А. Е. Разработка формирователя сигнала управления АЦП устройства записи сигнала некогерентного рассеяния и его обработки на промежуточной частоте. *XXVI Міжнародна науково-практична конференція: Інформаційні технології: наука, техніка, технологія, освіта, здоров'я. (MicroCAD-2018):* Збірник тез доповідей. Секція 17. Навколоземний космічний простір. Радіофізика та іоносфера. Харків: Національний технічний університет "Харківський політехнічний інститут". Ч. III. 2018. С. 308.
8. Мирошников А. Е. Формат данных системы обработки сигналов на промежуточной частоте радара НР. *Вісн. Нац. техн. ун-ту «Харківський політехнічний інститут»*: Збірник наукових праць. Серія: Радіофізика та іоносфера. Харків: НТУ «ХПІ». № 47 (1268). 2017. С. 57–60.
9. Domnin I.F., Emelyanov L. Ya, Chernogor L. F. Dynamics of the ionospheric plasma above Kharkiv during the January 4, 2011 solar eclipse. *Radio Physics and Radio Astronomy*. Vol. 3, No. 4. 2012. P. 311–324. DOI: 10.1615/RadioPhysicsRadioAstronomy.v3.i4.50.
10. Bogomaz O., Kotov D., Panasenko S., Emelyanov L. Advances in software for analysis of Kharkiv incoherent scatter radar data. *2017 International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo)*. IEEE. 2017. P. 531–535. DOI: 10.1109/UkrMiCo.2017.8095425.
11. Емельянов Л. Я. Разработка принципов и аппаратуры формирования сиг-

налов тестирования и контроля радара некогерентного рассеяния. *Радиотехника:* Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Вып. 188. 2017. С. 41–49.

12. Yemelyanov L. Ya. Development of principles and instrumentation for generation of test and control signals of the incoherent scatter radar. *Telecommunications and Radio Engineering.* Vol. 76, Issue 14. 2017. P. 1259–1271. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v76.i14.50.
13. Emel'yanov L. Ya. Incoherent scatter measurement of the electron density altitude profiles. *Geomagn. Aeron.* Vol. 42, No. 1. 2002. P. 109–113.
14. Bogomaz O. V., Kotov D. V. A library of routines for incoherent scatter radar data processing. *Вестн. Нац. техн. ун-та "Харьковский политехнический институт".* Серия: "Радиофизика и ионосфера". № 47 (1089). 2014. С. 10–14.
15. Chepurnyy Ya. N., Yemelyanov L. Ya., Iskra D.A. Determination of incoherent scatter radar antenna characteristics using reflections from cataloguized man-made space objects. *Telecommunications and Radio Engineering.* V. 74, No 6. 2015. P. 495–501. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v74.i6.20.
16. Рогожкин Е. В., Подъячий Ю, И., Емельянов Л. Я. Модификация цифрового представления радиолокационных сигналов. *Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* Вып. 196. 2019. С. 69–75.
17. Емельянов Л. Я., Мирошников А. Е., Колодяжный В. В. Разработка подсистемы приема сигнала некогерентного рассеяния, его записи и обработки на промежуточной частоте. *Вісник національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут»*: Збірник наукових праць. Серія: Радіофізика та іоносфера. Харків: НТУ «ХПІ». № 43 (1319). 2018. С. 33–42.
18. Lehtinen M., Markkanen J., Väänänen A., Huuskonen A., Damtie B., Nygrén T., Rahkola J. A new incoherent scatter technique in the EISCAT Svalbard Radar. *Radio Sci*. Vol. 37, no. 4. 2002. DOI: 10.1029/2001RS002518.
19. Holt J. M., Erickson P. J., Gorczyca A. M., Grydeland T. MIDAS-W: a workstation-based incoherent scatter radar data acquisition system. *Ann. Geophys*. Vol. 18, no. 9. 2000. P. 1231–1241. DOI: 10.1007/s00585-000-1231-3.
20. Grydeland T., Lind F. D., Erickson P. J., Holt J. M. Software Radar signal pro-

cessing. *Ann. Geophys*. Vol. 23, no. 1. 2005. P. 109–121. DOI: 10.5194/angeo-23-109-2005.

21. Спосіб визначення за допомогою радарів некогерентного розсіяння радіальної складової швидкості руху штучних космічних об'єктів: Пат. № 138959 Україна, МПК[8] G01S 13/95. / Пуляєв В. О., Рогожкін Є. В., Ємельянов Л. Я.; заявник і патентовласник Інститут іоносфери НАН і МОН України. u201906277; заявл. 05.06.2019; опубл. 10.12.2019, Бюл. №23. 4 с.
22. Спосіб визначення за допомогою радара некогерентного розсіяння горизонтальної складової швидкості руху штучних космічних об'єктів: Пат. № 143384 Україна, МПК8 G01S 13/95. / Пуляєв В. О., Ємельянов Л. Я., Чепурний Я. М.; заявник і патентовласник Інститут іоносфери НАН і МОН України. u202001106; заявл. 20.02.2020; опубл. 27.07.2020, Бюл. №14. 4 с.
23. Miroshnikov A, Pulyaev V., Emelyanov L., Rogozhkin E. Determination of the incoherent scatter signal statistical characteristics. *2019 IEEE 39th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO-2019)*: Conference Proceedings. April 16–18 2019, Kyiv. 2019. P. 774–777. DOI: 10.1109/ELNANO.2019.8783823.
24. Emelyanov L., Pulyayev V., Miroshnikov A, Rogozhkin E. Determination of the Artificial Space Objects Speed Using the Incoherent Scatter Radars. *2020 IEEE 40th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO):* Conference Proceedings. April 22–24 2020, Kyiv, Ukraine. 2020. P. 678–682. DOI: 10.1109/ELNANO50318.2020.9088855.
25. Пуляєв В. О., Ємельянов Л. Я., Мірошніков А. Є. Швидкість руху штучних космічних об’єктів та її визначення за допомогою радара некогерентного розсіяння. *Фізика атмосфери та геокосмосу.* № 1. 2020. С. 56–75. DOI: 10.47774/phag.01.01.2020-5.
26. Черногор Л. Ф. Дистанционное радиозондирование атмосферы и космоса: Учебное пособие. Х.: ХНУ имени В.Н. Каразина. 2009. 500 с.
27. Белоцерковский Г. Б. Основы радиолокации и радиолокационные устрой-

ства. Москва: Сов. Радио. 1975. 336 с.

28. Солодов А. В. Инженерный справочник по космической технике. Москва: Воениздат. 1977. 430 с.

РОЗДІЛ 5

ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ ДОСТОВІРНОСТІ ВИМІРЮВАННЯ ШВИДКОСТІ РУХУ ІОНОСФЕРНОЇ ПЛАЗМИ

5.1. Загальні питання отримання достовірної інформації про швидкість

Достовірність вимірювання швидкості плазми забезпечується застосуванням стандартних статистичних методів обробки сигналів, калібруванням характеристик радара і контролем його функціонування.

Вірогідність може в якійсь мірі забезпечуватися порівнянням даних про рух плазми, отриманих на конкретному радарі НР, з даними, отриманими на інших вимірювальних установках або іншими радіофізичними методами [1, 2]. Однак це порівняння може носити лише якісний характер через відмінності географічних координат вимірювальних установок, часу вимірювань, геліогеофізичних умов і інших чинників.

У разі незбуреної іоносфери побічно достовірність може підтверджуватися аналізом висотно-добових залежностей набору вимірюваних іоносферних параметрів, що включають, крім швидкості руху плазми, концентрацію електронів N_e, температури електронів T_e і іонів T_i, іонний склад. Зокрема, можлива перевірка отриманих результатів шляхом розв'язання рівняння безперервності відповідно до методики [3]. Такі обчислення проводяться періодично і дають непогані результати для незбуреної іоносфери в години, близько до опівдня [4].

Протягом доби навіть за відсутності магнітних збурень можливі значні зміни швидкості, особливо в нічний час [5, 6]. У такому разі про достовірність можна судити по відповідності часових варіацій вимірюваних параметрів

існуючим уявленням про динаміку іоносфери.

Як показано в [5], деякі висотні і часові варіації швидкості плазми не є регулярними, що, власне, і становить інтерес для дослідження динаміки іоносфери. Тому для забезпечення достовірності визначення швидкості плазми необхідний незалежний контроль параметрів радара.

Актуальною задачею є забезпечення контролю параметрів систем радара НР як при підготовці його до вимірювань, так і під час проведення вимірювань іоносферних параметрів, з метою виявлення джерел похибки, її виключення або врахування при обробці отриманої інформації. Частина процедур, пов'язаних з підготовкою радара до вимірювань, здійснюється при вимкненому радіопередавальному пристрої (РПП), а ряд процедур вимагає роботи РПП, який споживає значну потужність (імпульсна потужність РПП радара НР Інституту іоносфери в звичайних режимах роботи становить 2 МВт, середня споживана потужність – близько 100 кВт). Тому в даний час актуальність також складається в необхідності оперативного контролю з мінімальними витратами часу і електроенергії.

У процесі введення режиму вимірювання швидкості плазми були розроблені методи і створені пристрої для контролю радара НР [7, 8, 5, 9–11].

Найважливіша частина радара, а саме весь приймально-оброблювальний тракт, тестується незалежними методами і засобами за допомогою гармонійних сигналів, «білого шуму» або шумового сигналу з відомими параметрами. Контрольний сигнал може бути безперервним або імпульсним. Він подається на вхід РПрП безпосередньо або через контрольну антену й антенно-фідерний тракт радара.

Під час вимірювань іоносферних параметрів контрольний радіоімпульсний сигнал може подаватися через ефір на ділянках радіолокаційної розгортки, на яких НР сигнал відсутній і не проводиться оцінка параметрів шуму. Приймальний тракт контролюється за допомогою шумоподібного сигналу імітатора, характеристики якого близькі характеристикам НР сигналу при денних або нічних вимірах. При цьому контролюється чутливість приймальної

системи і відповідність виміряних спектрів і автокореляційних функцій прийнятого й обробленого пілот-сигналу вихідним характеристикам сигналу імітатора.

Приклади застосування контрольного шумового і гармонійного сигналів для перевірки вимірювання швидкості плазми наведені в підрозділі 3.2.4 (див., наприклад, рис. 3.9).

Ці ж сигнали використовуються для вимірювання характеристик відновлення розрядників антенних комутаторів з метою подальшої корекції КФ НР сигналу [5] (див. Підрозділ 3.2.4).

За допомогою контрольного сигналу є можливість контролювати стабільність основних характеристик апаратури, як довготривалу, так і короткочасну протягом радіолокаційної розгортки, а також імітувати доплерівські зміщення спектрів сигналів.

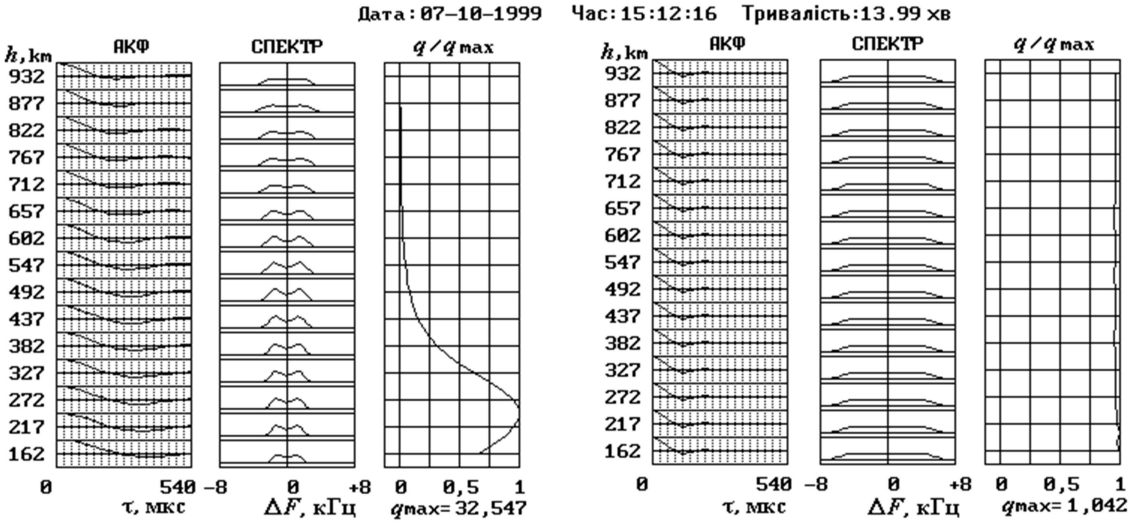
Так, перевірка стабільності вимірюваної швидкості з використанням контрольномо сигналу зі зміщенням частоти, що відповідає швидкості –34 м/с, показала, що при 15-хвилинних сеансах вимірювань протягом 11 годин і відношенні сигнал/шум у межах 15,2–15,8, усереднений по 36 висотним відлікам параметр-аналог швидкості знаходився в межах значень –(33–35) м/с. Для кожного сеансу середньоквадратичне відхилення значень цього параметра протягом радіолокаційної розгортки становило близько 3 м/с. При використанні фільтрів НЧ приймача з ефективною шириною смуги пропускання 5,5 і 9,5 кГц параметри швидкості ідентичні, в той час як виміряне відношення сигнал/шум, як і слід було очікувати, відрізнялося в 1,6 рази.

Під час вимірювань іоносферних параметрів стан приймального тракту безперервно контролюється вимірюванням на ділянках радіолокаційної розгортки, де НР сигнал відсутній, потужності і КФ шуму на виході РПрП, а також його спектра, що збігається з квадратом АЧХ приймача.

З метою контролю параметрів шуму (потужності і КФ) на всіх робочих ділянках періоду посилок під час вимірювань іоносферних параметрів введено додатковий двоканальний тракт виділення квадратурних сигналів, ідентичний

діючому. Замість сигналу синхронного гетеродина на синхронні детектори цього тракту через фазообертач, що забезпечує зрушення фаз 90^{O}, подаються сигнали від високостабільного промислового генератора з частотою, зміщеною відносно частоти синхронного гетеродина на 100 кГц. Таким чином, забезпечується виділення у двох квадратурних каналах додаткового тракту тільки шумового сигналу (без НР сигналу і відбиттів від літальних об'єктів).

На рис. 5.1 представлено результати одночасних вимірювань параметрів НР сигналу і шуму. Видно, що АКФ і спектри шуму на всіх ділянках періоду посилок, відповідних зазначеним зліва висот, ідентичні, а при 14-хвилинному накопиченні відносна зміна потужності шуму (у відносних одиницях на рис. 5.1 праворуч) не перевищує 1% на всіх висотах, крім нижніх (до $h = 220$ км), де зміна викликана відновленням розрядників антенного комутатора після закінчення зондування.



а *б*

Рис. 5.1. Результати одночасних вимірювань параметрів НР сигналу (*а*) і шуму (*б*)

Для забезпечення достовірності вимірювань швидкості іоносферної плазми та інших іоносферних параметрів проводяться такі заходи:

Перед вимірюваннями іоносферних параметрів:

- Контроль параметрів кожної системи радара НР;

- Вимірювання кореляційної функції шуму, контроль стабільності потужності і КФ шуму протягом радіолокаційної розгортки при вимкненому передавачі і при його роботі на зміщеній частоті відносно робочої частоти радара;
- Контроль настройки радара на передачу і приймання сигналів з круговою поляризацією;
- Калібрування характеристики відновлення розрядників антенного комутатора для подальшого врахування в процесі обробки сигналу;
- Контроль обвідної і фази зондувального радіоімпульсу;
- Калібрування вимірювання швидкості плазми за допомогою контрольного гармонійного або шумового сигналу (з характеристиками, близькими до характеристик НР сигналу), що подається на РПрП безпосередньо або через ефір через антенно-фідерний тракт.

У період вимірювань:

- Контроль потужності і КФ шуму, а також відношення сигнал/шум;
- Поточний контроль вимірюваних параметрів;
- Контроль завад.

Після закінчення вимірювань:

- Ретельне вибракування даних, спотворених завадами.

Особливості калібрування радара і контролю вимірювання швидкості руху плазми наведені здебільшого в [5, 9, 10, 12, 13, 14, 15,16] і підрозділах 3.2.4, 5.5, 5.2 та 5.3 цієї монографії.

5.2. Розробка принципів і апаратури формування сигналів тестування і контролю радара некогерентного розсіяння

Питання, пов'язані з контролем радара, розглядалися рядом авторів (див., наприклад, [5, 10, 16–22]). Так, для експериментальної перевірки точності вимірювання параметрів НР сигналу були розроблені способи формування

контрольного сигналу шляхом пропускання білого шуму через лінійний фільтр (при цьому спектральна густина потужності сигналу на виході фільтра визначається його амплітудно-частотною характеристикою) [17, 21], способи підсумовування великого числа незалежних гармонійних сигналів з випадковими початковими фазами [18, 20, 22].

У складі апаратури радара НР Інституту іоносфери є пристрій контролю, що заснований на формуванні спектра сигналу, подібного НР сигналу, за допомогою генератора білого шуму на стабілітроні і фільтрів нижніх частот [17]. Контрольний сигнал, що виробляється цим пристроєм на частоті, близькій до носійної частоти радара, подається по ефіру на антенно-фідерний пристрій радара. Цей сигнал використовується для контролю вимірювання обвідної КФ шумоподібного сигналу і пов'язаних з нею параметрами іоносфери – температур іонів і електронів, а також для вимірювання характеристики відновлення розрядників антенного комутатора після закінчення випромінювання зондувального сигналу. Однак контроль вимірювання швидкості плазми за допомогою пристрою [17] є проблематичним у зв'язку з відсутністю когерентного формування сигналу на носійній частоті і взаємною нестабільністю центральної частоти спектра контрольного сигналу і робочої частоти приймача в разі установки нерівного нулю імітованого доплерівського зміщення. Обмеження функціональності пристрою також пов'язано з формуванням всього трьох сигналів з відмінними спектрами, що пов'язано з наявністю трьох фільтрів, які формують спектр.

Вимірювання характеристики антенного комутатора здійснюється також за допомогою гармонійного сигналу, який формується високостабільним генератором, не пов'язаним з радаром [16, 19]. Перевіряється також точність вимірювання швидкості плазми. Однак доцільно здійснювати її контроль за імітованим доплерівським зміщенням не тільки частоти гармонійного сигналу, але і спектра шумоподібного контрольного сигналу.

У зв'язку з цим була поставлена мета розробити багатофункціональний пристрій формування сигналів для тестування передавальних, приймальних і

обробних систем радара НР і контролю точності вимірювання параметрів іоносфери методом НР, зокрема швидкості руху іоносферної плазми.

Для контролю апаратурних факторів, що впливають на точність визначення параметрів іоносфери, і вимірювання характеристик, які використовуються для корекції даних в процесі обробки, запропоновано пристрій формування контрольного сигналу (пристрій контролю) [13–15].

Особливі вимоги до пристрою контролю.

1. Можливість синтезу гармонійних і шумоподібних сигналів з параметрами, що задаються.

2. Прецизійність:

– висока точність установки зміщення центральної частоти спектра контрольного сигналу відносно робочої частоти радара (f_0 = 158 МГц) і проміжних частот контрольованих трактів – до 0,1–0,5 Гц;

– формування сигналів, нестабільність частоти (або центральної частоти спектра) яких відносно робочої частоти радара НР f_0 не перевищує 0,1 Гц;

3. Зручність у керуванні для оперативного контролю.

4. Забезпечення електромагнітної сумісності з системами радара НР.

Сигнали для контролю радара НР. Запропонований пристрій формування контрольного сигналу дозволяє, завдяки когерентній структурі, проводити контроль вимірювання параметрів іоносферної плазми, зокрема швидкість її руху, а також синтезувати контрольний сигнал декількох видів:

– гармонійний сигнал з обираємим зміщенням частоти відносно робочої частоти радара;

– шумоподібний сигнал з рівномірним спектром у смузі частот, що обирається;

– сигнал, подібний НР сигналу для різних станів іоносфери з параметрами, які задаються програмним способом.

Для контролю під час іоносферних вимірювань, можна використовувати радіоімпульсний синтезований сигнал, який подається в контрольований тракт на ділянках радіолокаційної розгортки дальності, де НР сигнал відсутній. Для

тестування радара при підготовці до вимірювань може використовуватися (в залежності від контрольованого параметра) радіоімпульсний або безперервний сигнал. Сигнали радара НР під час іоносферних вимірювань зображені на рис. 5.2. Типи синтезованих сигналів наведені на рис. 5.3.

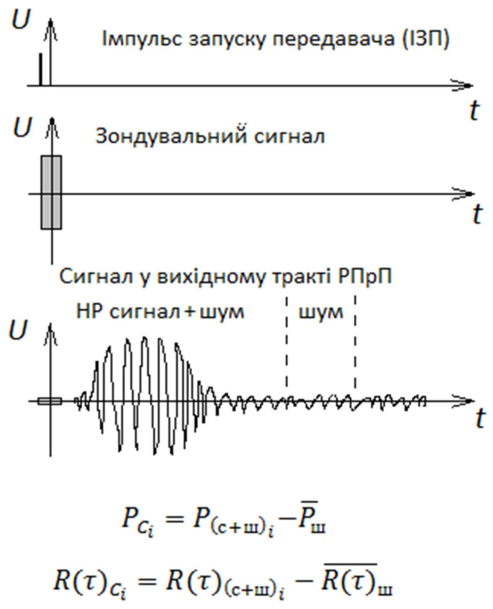


Рис. 5.2. Сигнали радара НР під час іоносферних вимірювань

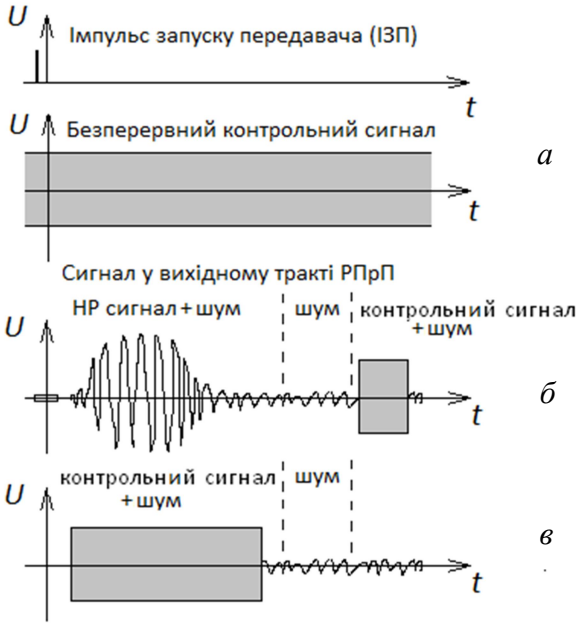


Рис. 5.3. Застосування контрольного сигналу при тестуванні апаратури (*а*, *в*) і під час іоносферних вимірювань (*б*)

Тут ІЗП – імпульс запуску передавача. Період слідування ІЗП відповідає тривалості радіолокаційної розгортки (близько 40 мс). Статистичні параметри НР сигналу (потужність P_{ci} і кореляційна функція $R(\tau)_{ci}$) для кожної конкретної *i*-ї ділянки розгортки визначаються при обробці у вигляді різниці відповідних параметрів суміші сигнал+шум і усереднених параметрів шуму, виміряних на ділянках розгортки, де НР сигнал відсутній (див. рис. 5.2).

Пристрій контролю в складі радара НР. Функціональна схема роботи пристрою контролю в складі радара НР зображена на рис. 5.4.

Тут показано структурні елементи в складі радара: антена, антенно-фідерний пристрій (АФП), радіопередавальний пристрій (РПП), радіоприймальний пристрій (РПрП) зі змішувачами (ЗМ) і синхронними

детекторами (СД), а також елементи пристрою контролю: імітатор сигналів, що складається з формувача спектра сигналу та синтезатора контрольного сигналу, й елементи контролю зондувального радіосигналу.

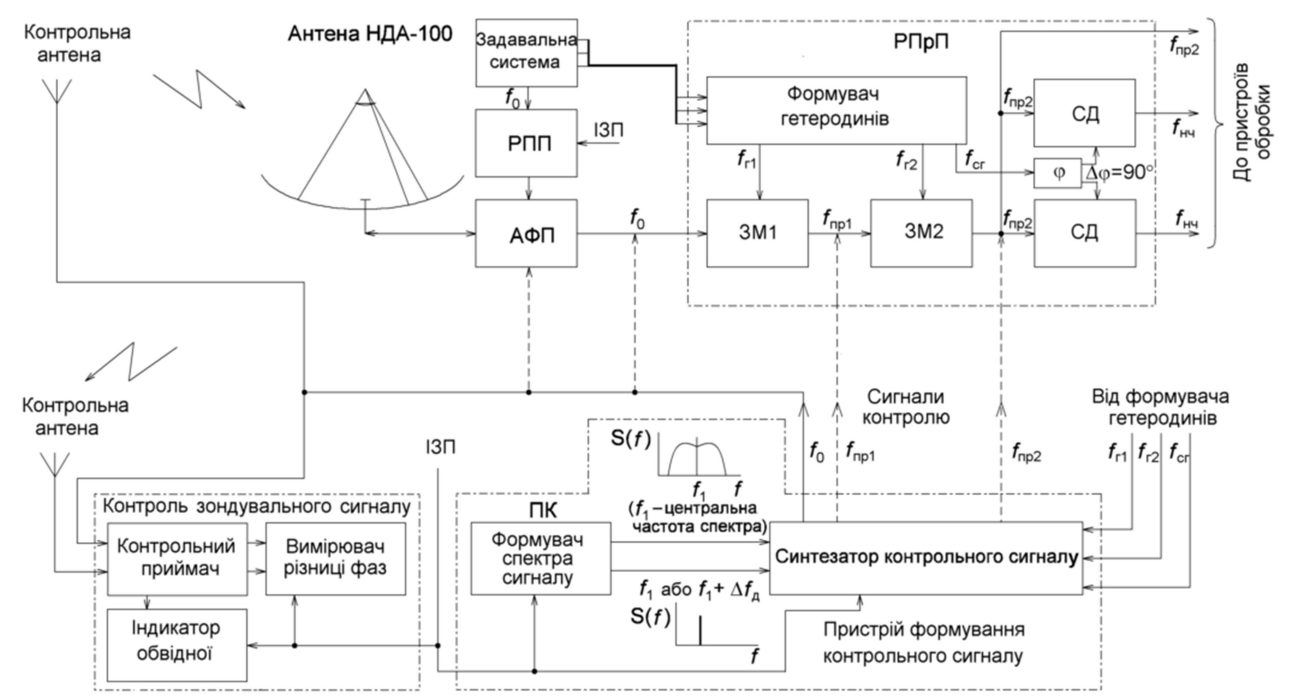


Рис. 5.4. Функціональна схема роботи пристрою контролю у складі радара НР

Формувач спектра сигналу – це персональний комп'ютер з оригінальним програмним забезпеченням і вбудованою звуковою картою, яка формує на виході її цифро-аналогового перетворювача сигнал з необхідними характеристиками (такими як спектральна густина потужності і закон розподілу).

Синтезатор контрольного сигналу здійснює перенесення спектра сформованого сигналу на робочу частоту радара f_0, а також на проміжні частоти (ПЧ) $f_{пр1}$ і $f_{пр2}$, для контролю всіх каскадів приймально-обробного тракту радара НР.

Елементи контролю зондувального радіосигналу містять двоканальний радіоприймач, індикатор обвідної радіоімпульсу і вимірювач миттєвої різниці фаз між прийнятим за допомогою контрольної антени зондувальним сигналом і

сигналом пристрою контролю з частотою f_0. ІЗП служить для синхронізації і стробування.

Для забезпечення когерентності використовуються сигнали першого, другого і синхронного гетеродинів РПрП радара з частотами $f_{г1}$, $f_{г2}$ і $f_{сг}$ [8, 23]. Доплерівське зміщення спектра контрольного сигналу імітується зміщенням частоти допоміжного сигналу на величину $\Delta f_д$.

Контрольний сигнал може подаватися (безперервно або на певній ділянці радіолокаційної розгортки) на вхід радіоприймального пристрою безпосередньо, або за допомогою контрольної антени по ефіру через антенно-фідерний тракт радара, а також у тракти першої $f_{пр1}$ і другий $f_{пр2}$ проміжних частот РПрП (див. рис. 5.4).

Тривалість і затримка початку контрольного сигналу відносно ІЗП встановлюється експериментатором.

Структурна схема пристрою формування контрольного сигналу. Унаслідок аналізу параметрів контрольного сигналу, які має забезпечити пристрій, з урахуванням особливостей радара НР, а також на підставі зазначених вище вимог, була розроблена структурна схема пристрою формування контрольного сигналу [14], яка зображена на рис. 5.5.

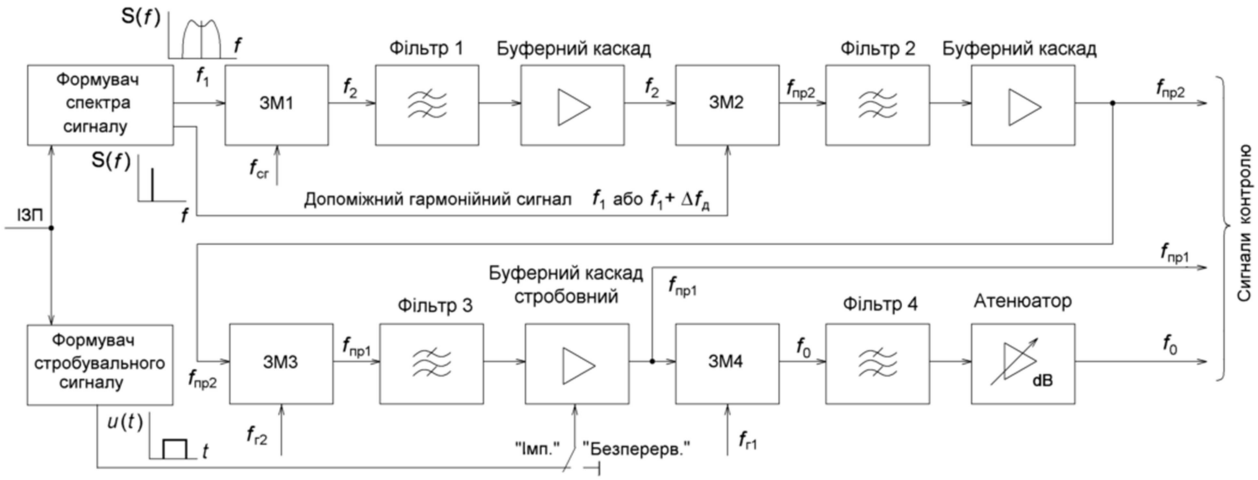


Рис. 5.5. Структурна схема пристрою формування контрольного сигналу

Пристрій містить у собі формувач (на базі ПК) сигналу з центральною частотою спектра f_1 і допоміжного гармонійного сигналу, а також тракт перенесення спектра контрольного сигналу на носійну частоту радара f_0, виконаний на основі чотирьох змішувачів ЗМ1–ЗМ4.

Формувач спектра сигналу. Принцип формування шумоподібного сигналу заснований на його синтезі у вигляді суми гармонійних складових з випадковими фазами й амплітудами, які відповідають розрахованим за параметрами іоносфери спектрам [15, 24]:

$$x(t) = \sum_{i=1}^{N} \sqrt{S_i}\ \sin\left(2\pi f_i t + \theta_i\right). \qquad (1)$$

Тут S_i – значення складової енергетичного спектра, який задається для синтезу, f_i – частота; θ_i – випадкова початкова фаза, рівномірно розподілена на інтервалі $[-\pi, \pi]$. При $S_i = \text{const}$ формується шумоподібний сигнал з рівномірним спектром, а при $N = 1$ – гармонійний сигнал.

Структурна схема формувача спектра представлена на рис. 5.6.

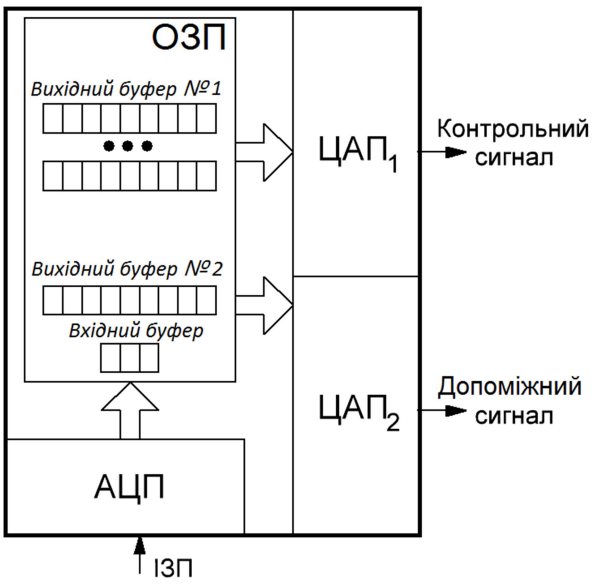


Рис. 5.6. Структурна схема формувача спектра сигналу

Для роботи зі звуковою платою використовується бібліотека BASS [25]. Контрольний і допоміжний сигнали формуються за допомогою двох ЦАП, що

працюють у 16-розрядному режимі. Сигнал ІЗП, необхідний для синхронізації роботи формувача спектра, надходить на мікрофонний вхід звукової плати. Затримка між ІЗП і початком формування сигналу задається програмно.

Алгоритм роботи програми-формувача спектра показано на рис. 5.7.

Ініціалізація звукової плати містить вибір пристрою, який буде виробляти вивід сигналу (ПК може мати кілька звукових плат), установку частоти дискретизації АЦП, яка дорівнює 44100 Гц, що достатньо для формування сигналу зі спектром на центральній частоті 15 кГц і шириною одиниці кілогерц, подібного НР сигналу, а також виділення пам'яті для вихідних буферів. Вибір режиму роботи формувача здійснюється з клавіатури в текстовому вікні. Для роботи пристрою в режимі реального часу доцільне застосування заздалегідь розрахованих вибірок сигналів, оскільки обчислення за формулою (1) при великій кількості гармонійних складових N є відносно ресурсоємними. Як показує досвід формування шумоподібних сигналів на ПК з використанням даного способу [20], застосування табличних значень функції синуса і зменшення кількості гармонік негативно позначається на якості імітації сигналу. Розрахунок допоміжного сигналу і запис його миттєвих значень у відповідний буфер проводиться одноразово. Багаторазове відтворення цього сигналу здійснюється апаратним способом у сигнальному процесорі звукової плати. Під час очікування приходу ІЗП проводиться заповнення вхідного буфера звукової плати однією з реалізацій сигналу з заданим спектром. Найпростіший алгоритм формування потрібної

Рис. 5.7. Алгоритм роботи програми-формувача спектра

затримки відносно фронту ІЗП може забезпечити її значення від 5 мс. Для отримання меншої затримки необхідно враховувати інформацію про час надходження ІЗП попередньої радіолокаційної розгортки. Вивід контрольного сигналу на звукову плату здійснюється шляхом зміни робочого вихідного буфера звукової плати на заздалегідь підготовлений (під час очікування ІЗП) вхідний буфер.

Синтезатор контрольного сигналу. Для того щоб перенести спектр синтезованого сигналу на робочу частоту радара НР з точністю до обраного зміщення частоти $\Delta f_д$ і дотримати когерентність, використовується чотириразове перетворення частоти (див. рис. 5.5). Від формувача спектра сигналу на синтезатор надходить гармонійний сигнал з частотою f_1, або сигнал з рівномірним спектром з центральною частотою f_1, або сигнал, подібний НР сигналу, з тією ж центральною частотою. Також подається допоміжний сигнал (безперервний або радіоімпульсний) з частотою f_1 або (для імітації доплерівського зміщення) $f_1+\Delta f_д$. Як результат перетворення сигналів у змішувачах ЗМ1 і ЗМ2 спектр контрольного сигналу переноситься на другу ПЧ $f_{пр2}$, в ЗМ3 – на першу ПЧ $f_{пр1}$, а в ЗМ4 – на носійну частоту f_0.

Для розрахунку параметрів і вибору елементів пристрою контролю було проведено аналіз характеристик НР сигналу для різного стану іоносфери як з міжнародної моделі іоносфери IRI-2007 [26], так і з використанням реальних даних вимірювань за допомогою радара НР. На рис. 5.8 наведено для прикладу, спектри НР сигналу для ряду висот в умовах високої сонячної активності [27].

В результаті аналізу з'ясовано, що при наявній звуковій карті формувача спектра доцільно синтезувати шумоподібний контрольний сигнал з напівшириною спектра до 5 кГц. Виходячи з цього, обрана частота допоміжного сигналу f_1 = 15 кГц.

Величина імітованого зміщення $\Delta f_д$ обрана в діапазоні –500…+500 Гц, виходячи з реальних значень доплерівського зміщення спектра НР сигналу.

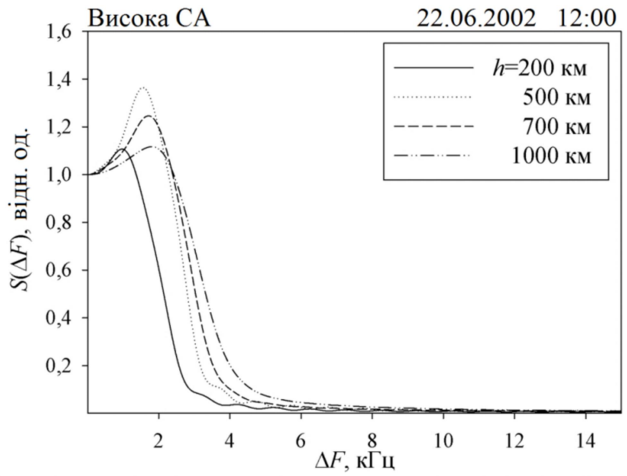


Рис. 5.8. Спектри НР сигналу в області низьких частот,
виміряні за допомогою радара НР для ряду висот іоносфери

Принцип формування сигналів пристрою контролю (див. рис. 5.5) ілюструється таблицею 1.

Таблиця 5.1

Порядок формування частот у синтезаторі контрольного сигналу

Частоти гетеродинів (від РПрП)	Частоти синтезованих сигналів	Примітки
$f_{г1} = 173{,}0312$ МГц	$f_1 = 15$ кГц (центральна частота спектра)	Гармонійний або випадковий сигнал із заданим спектром
$f_{г2} = 16$ МГц	$f_1 = 15$ кГц або $f_1+\Delta f_Д$ = 14,5…15,5 кГц	Допоміжний гармонійний сигнал ($\Delta f_Д$ –імітоване 272оза смугових зміщення, яке задається, $\Delta f_Д$ = –500…0…500 Гц з кроком 1 Гц)
$f_{сг} = 972{,}4$ кГц	$f_2 = f_1+f_{сг} = 987{,}4$ кГц	ЗМ1
	$f_{пр2} = f_2 – f_1 = 972{,}4$ кГц	ЗМ2
	$f_{пр1} = f_{г2} – f_{пр2} = 15{,}0276$ МГц	ЗМ3
	$f_0 = f_{г1} – f_{пр1} = 158{,}0036$ МГц	ЗМ4

Як основний елемент змішувачів була обрана мікросхема подвійного балансного змішувача SA612A. Вибір саме цієї мікросхеми пояснюється її характеристиками, що задовольняють за такими параметрами, як діапазон робочих частот (не менше ніж до 500 МГц), вхідний і вихідний опору (1,5 кОм), коефіцієнт шуму (до 6 дБ) і досить ефективне придушення паразитних сигналів [28]. Смугові фільтри застосовані для фільтрації побічних продуктів перетворення.

Буферні каскади призначені для узгодження вхідних і вихідних опорів вузлів і усунення впливу наступних каскадів на попередні. Регульований атенюатор служить для додаткової установки напруги вихідного сигналу на частоті в необхідних межах 0–25 мкВ (основна установка рівня напруги кожного з вихідних сигналів здійснюється програмно за допомогою формувача спектра сигналу).

Імпульсний або безперервний режим роботи пристрою забезпечується програмно у формувачі спектра сигналу перериванням сигналу, що надходить на ЗМ1 або (щоб уникнути перехідних процесів у найбільш вузькосмугових фільтрах 1 і 2) за допомогою формувача імпульсного стробувального сигналу й електронного ключа в стробуємому буферному каскаді. У другому разі на ЗМ1 подається безперервний сигнал, а перемикач встановлюється в положення «Імп.».

Вимоги до смугових фільтрів на виходах змішувачів. Для всіх фільтрів: нерівномірність АЧХ в смузі спектра контрольного сигналу ($2\Delta f$ = 10 кГц) – не більше 0,1 дБ; придушення позасмугових завад – не менше 40 дБ.

Виходячи з цих умов сформульовано основні вимоги до кожного конкретного фільтру, які представлені в таблиці 2.

Таблиця 5.2

Основні вимоги до смугових фільтрів

Розташування фільтрів	Ширина смуги пропускання	Ширина смуги затримання (за рівнем 40 дБ)
ЗМ1 і ЗМ 2	Не менше 10 кГц (з нерівномірністю АЧХ не більше 0,1 дБ)	≤ 30 кГц
ЗМ 3	590 кГц	≤ 1,8 МГц
ЗМ 4	4,9 МГц	≤ 15 МГц

Особливі вимоги до ширини смуги пропускання і ширини смуги затримання АЧХ пред'являються до фільтрів, що стоять після змішувачів ЗМ1 і ЗМ2. Це обумовлено тим, що різниця між частотою гетеродина ($f_{сг}$) на вході ЗМ1, а також сигналу (f_1) на вході ЗМ2, і центральною частотою спектра сигналу на виході відповідного змішувача (f_2 і $f_{пр2}$) досить мала (15 кГц) і

порівнянна з шириною синтезованого спектра сигналу ($2\Delta f = 2…10$ кГц). Найбільш прийнятними для всіх фільтрів є фільтри типу Кауера. Основні характеристики розрахованих фільтрів наведено в таблиці 3.

Таблиця 5.3

Основні характеристики розрахованих смугових фільтрів

Розташування фільтрів	Порядок фільтра	Затухання в смузі пропускання ΔA, дБ	Затухання в смузі затримання A_s, дБ	Робоча частота, МГц
ЗМ1 і ЗМ2	5	0,039	60,8	0,9874 і 0,9724
ЗМ3 і ЗМ4	3	0,011	52,82	15,0276 і 158,0036

Функціонування пристрою контролю. Для проведення контролю вузлів радара НР здійснюється підключення до контрольованого вузла відповідного виходу пристрою контролю. Вводяться в ПК вхідні дані (тип сигналу, його характеристики – напруга, тривалість, затримка відносно ІЗП, для гармонійного сигналу – частота, для випадкового сигналу з рівномірним спектром – ширина спектра і доплерівське зміщення, яке імітується, для сигналу-аналогу НР сигналу – значення імітованих температур іонів і електронів, швидкості руху плазми, тривалості зондувального імпульсу). При використанні сигналу на носійній частоті додатково встановлюється необхідне ослаблення регульованого атенюатора. У разі контролю з використанням імітованого НР сигналу його спектр розраховується автоматично з урахуванням тривалості зондувального радіоімпульсу відповідно з виразами, наведеними в [12, 27, 29].

5.3. Імітація сигналу некогерентного розсіяння відповідно до стану та динаміки іоносферної плазми

Контроль точності вимірювання параметрів іоносфери, тестування радіоприймальної системи та системи обробки доцільно здійснювати за допомогою контрольного сигналу, функція розподілу ймовірностей та спектр

якого мають бути близькими до функції розподілу та форми спектра розсіяного іоносферою сигналу.

Як прототип було розглянуто спосіб, який полягає у формуванні спектральної густини сигналу, що імітується, за допомогою N окремих незалежних синусоїдальних генераторів, які виробляють гармонічні складові f_n, рівномірно розподілені вздовж осі частот [18]. Число N обирається, виходячи з необхідної відстані між частотами спектральних складових.

Сумарний аналоговий сигнал у цьому випадку має вигляд:

$$S(t) = \sum_{n=1}^{N} A_n \sin(2\pi f_n t + \theta_n), \tag{5.1}$$

де $A_n = \sqrt{W_n}$ – амплітуда n-го гармонічного коливання, W_n – величина n-ї складової енергетичного спектра, що задається для синтезу, f_n – частота, θ_n – випадкова фаза, рівномірно розподілена на інтервалі $[-\pi; \pi]$.

Проте такий сигнал не несе в собі інформацію про динамічні процеси в іоносфері, а саме про ті, що пов'язані з рухом іоносферної плазми та із струмами в плазмі, які призводять до зміщення та перекосу форми спектра НР сигналу.

Було розв'язано задачу імітації НР сигналу таким чином, щоб мати змогу виробляти його миттєві значення, які б характеризувалися особливою формою спектра, а саме такого сигналу, що відображав би реальний вплив руху іонізованих частинок в іоносфері [12].

Сутність способу імітації є такою.

Якщо електрони й іони рухаються вздовж променя радара зі швидкістю V_D, спектр прийнятого сигналу розсіяння, не змінюючи форму, зміщується на величину частоти Доплера

$$f_D = \frac{2f_0}{c} V_D \,, \tag{5.2}$$

де f_0 – частота випромінювання радара, c – швидкість світла.

Цей випадок при синтезі враховується, якщо вираз (5.1) замінити на

$$S(t) = \sum_{n=1}^{N} \{A_n \sin[2\pi(f_n + f_D)t + \theta_n]\}. \tag{5.3}$$

Якщо в плазмі електрони рухаються незалежно від іонів зі швидкістю V_e, виникає струм [30]

$$j = N_e \, e \, (V_D - V_e) \,, \tag{5.4}$$

де N_e – концентрація електронів, e – заряд електрону ($1{,}68 \cdot 10^{-19}$ Кл), а спектр сигналу набуває асиметрії, тобто перекосу форми по відношенню до центральної частоти f_0.

Перекіс спектра росте зі збільшенням відносної швидкості електронів, яку характеризує величина $\frac{V_e}{\overline{V}_e} = 0;\ 0{,}1;\ 0{,}2; \ldots$, де $\overline{V}_e = \sqrt{\frac{2kT_e}{m_e}}$ – середня теплова швидкість електронів, k – стала Больцмана (k = $1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К), T_e і m_e – температура та маса ($9{,}1 \times 10^{-31}$ кг) електронів (рис. 5.9) [31].

В цьому випадку асиметрію спектра можна врахувати за допомогою експериментально підібраного виразу, наприклад, $B_n = 1 + \frac{10n}{N} \frac{V_e}{\overline{V}_e} \sin\left(\pi \frac{2n - N}{N}\right)$, що характеризує значення n-ї спектральної складової сигналу з урахуванням перекосу спектра, а для моделювання використовується вираз

$$S(t) = \sum_{i=1}^{N} B_n A_n \sin[2\pi(f_n + f_D)t + \theta_n]. \tag{5.5}$$

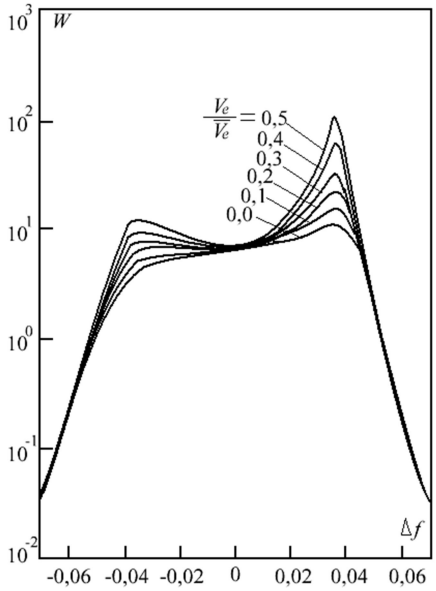
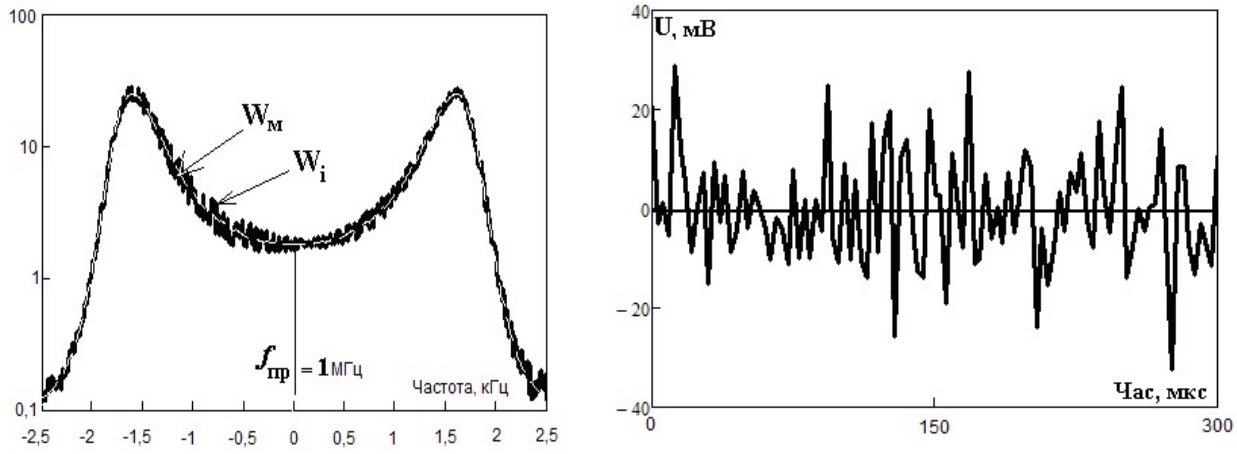


Рис. 5.9. Спектр НР сигналу за різними значеннями
відношення швидкостей руху $V_e/\overline{V}_e$ частинок іоносферної плазми

Спектр НР сигналу W для визначення A_n можна розрахувати, використовуючи, наприклад, вираз (1.14) [29], наведений в розділі 1. Як вхідні дані для моделювання використовуються температури іонів T_i та електронів T_e, склад іонів, швидкість руху плазми V_D, та відношення $V_e/\overline{V}_e$. При цьому нульова частота одержаного спектра синтезованого сигналу відповідає частоті f_0 випромінювання радара або проміжній частоті радіоприймального пристрою $f_{\text{пр}}$.

Як приклад, рис. 5.10 ілюструє результати моделювання НР сигналу без урахування динаміки іоносферної плазми (згідно з виразом (5.1) або (5.3) або (5.5), коли $V_D = 0$ і $V_e/\overline{V_e} = 0$). Як нульова частота використана проміжна частота радара $f_{\text{пр}} = 1$ МГц. Відношення $T_e/T_i = 2$. Значення $f_0 = 150$ МГц.

Для цього варіанту параметрів згідно теорії розсіяння було обчислено форму модельного спектра $W_{\text{м}}$ (рис. 5.10, *а*, біла пунктирна лінія). По цьому значенню спектра розраховано амплітуди A_n кожного n-го гармонічного коливання, та згідно (5.2) одержано їх суму (сигнал розсіяння) у вигляді напруги U (на рис. 5.10, *б* приведена частина цього процесу).

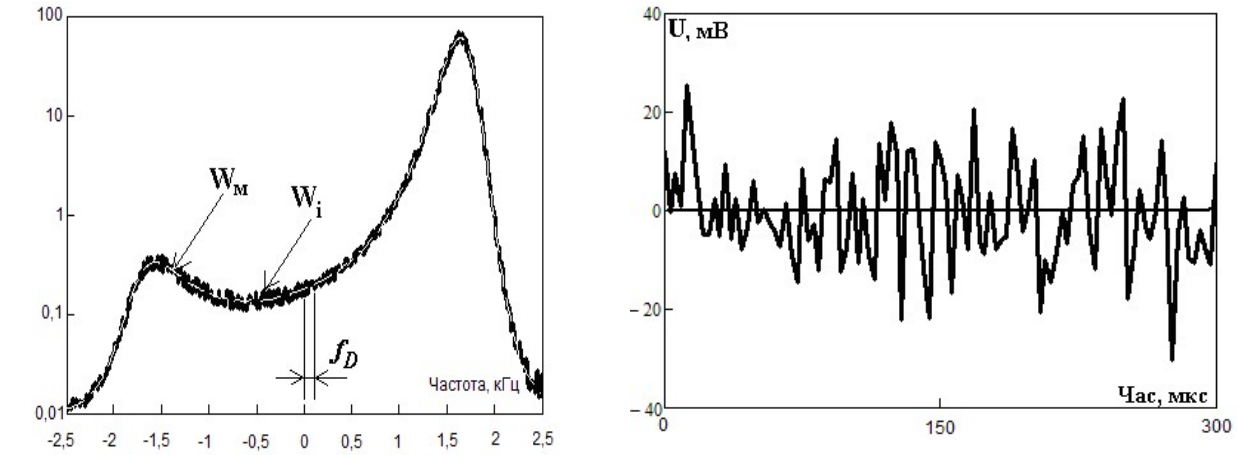


а *б*

Рис. 5.10. Результати моделювання НР сигналу без урахування динаміки іоносферної плазми

Для перевірки правильності синтезу цього сигналу розсіяння проведено його контрольне Фур'є-перетворення. У результаті розрахунків одержано спектр імітованого сигналу W_i, який накладено на заданий спектр $W_м$. Як можна бачити, моделювання дало задовільні результати.

На рис. 5.11, *а* і 5.11, *б* наведено результати моделювання НР сигналу з урахуванням динаміки іоносферної плазми (5.5). Швидкість руху плазми $V_D = 100$ м/с, відношення $V_e / \overline{V_e} = 0{,}4$.



а *б*

Рис. 5.11. Результати моделювання НР сигналу з урахуванням динаміки іоносферної плазми

Для перевірки правильності синтезу цього сигналу за формулою (5.5) також проведено його Фур'є-перетворення та накладено результат імітації W_i на заданий спектр. Можна переконатися, що моделювання з достатньою точністю дає задовільний результат.

5.4. Висновки до розділу 5

Розроблено принципи контролю вимірювання швидкості плазми і врахування апаратурних факторів, що спотворюють результати вимірювань, які полягають:

– у використанні контрольних гармонійних і шумоподібних сигналів з відомими характеристиками для калібрування приймального тракту, вимірювання характеристик розрядників антенних комутаторів для подальшого врахування цих характеристик в процесі обробки сигналів;

– у вимірюванні статистичних характеристик шуму на виході радіоприймального тракту, за допомогою яких контролюються параметри тракту, зокрема, АЧХ і ФЧХ, якість формування квадратурних сигналів,

– у контролі зондувального сигналу й якості настройки радара на передачу і приймання сигналів з круговою поляризацією.

Розроблено пристрій формування сигналів для тестування систем радара НР, який дозволяє:

– оперативно контролювати точність визначення параметрів іоносфери, таких як температури іонів і електронів, іонний склад, швидкість руху іоносферної плазми;

– контролювати такі параметри систем радара, як амплітудна і фазова стабільність параметрів радіосигналів передавального і приймально-обробного трактів, (як довгострокова, так і протягом радіолокаційних розгорток), чутливість і амплітудно-частотна характеристика РПрП, точність установки фазового зсува при формуванні квадратурних сигналів тощо;

– тестувати й оптимізувати алгоритми і програми обробки сигналу.

Запропонований пристрій контролю дозволяє здійснювати оперативний контроль систем радара як при підготовці до іоносферних вимірювань, значно скорочуючи час на неї, так і в період вимірювань. Він може використовуватися в навчальному процесі як лабораторний макет.

Література до розділу 5

1. Salah J. E., Goncharenko L. P. Common-volume measurements of mesospheric winds using radar and optical instruments: 1. Comparison of observations. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* No. 61. 1999. P. 1259–1271. DOI: 10.1016/S1364-6826(99)00085-1.
2. Schunk R. W., Sojka J. J. Ionosphere-thermosphere space weather issues. *J. Atmos. Terr. Phys.* Vol. 58, No. 14. 1996. P. 1527–1574. DOI: 10.1016/0021-9169(96)00029-3.
3. Иванов-Холодный Г. С., Михайлов А. В. Прогнозирование состояния ионосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1980. 190 с.
4. Емельянов Л. Я. Измерение высотных профилей электронной концентрации методом некогерентного рассеяния. *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 42, №1. 2002. С. 116–120. (Англ. версія: Emel'yanov L.Ya. Incoherent Scatter Measurement of the Electron Density Altitude Profiles. *Geomagnetism and Aeronomy.* V. 42, N 1. 2002. P. 109–113).
5. Емельянов Л. Я., Скляров И. Б. Обеспечение достоверности определения скорости дрейфа ионосферной плазмы методом некогерентного рассеяния. *Вестн. Нац. техн. ун-та «Харьковский политехнический институт» Тематический выпуск «Радиофизика и ионосфера»:* Сб. научн. тр. Харьков: НТУ «ХПИ». № 7, т. 4. 2003. С. 35–40.
6. Емельянов Л. Я., Дзюбанов Д. А. Особенности определения скорости переноса плазмы среднеширотной ионосферы. *Радиотехника*: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Вып. 145. 2006. С. 5–13. (Англ. версія: Yemelyanov L. Ya., Dzyubanov D. A. The Peculiarities of Mid-Latitude

Ionosphere Plasma Drift Velocity Determination. *Telecommunications Radio Engineering*. V. 66, No. 14. 2007. P. 1313–1327).

7. Емельянов Л. Я. Измерения вертикальной скорости движения ионосферной плазмы на моностатической установке некогерентного рассеяния. *XV Всесоюзная конференция по распространению радиоволн*, окт. 1987 г.: тез. докл. Алма-Ата, 1987. С. 70.
8. Емельянов Л. Я. Радиоприемное устройство радара некогерентного рассеяния. *Вестн. Харьк. гос. политехн. ун-та.*: сб. научн. тр. Харьков, Вып. 31. 1999. С. 108–112.
9. Емельянов Л. Я., Курисько В. П., Паун М. Н., Кононенко А. Ф. Контроль приемно-регистрирующей и задающей систем измерительного комплекса некогерентного рассеяния. Всесоюзное совещание *«Теория и практика применения метода некогерентного рассеяния для исследования ионосферы»:* тез. докл. Харьков. 1987. С. 58–59.
10. Емельянов Л. Я., Скляров И. Б., Черняев С. В., Полеткин А. А. Контроль поляризации и стабильности параметров радара некогерентного рассеяния. *Вестн. Нац. техн. ун-та «Харьковский политехнический институт»*: Сб. научн. трудов. Харьков: НТУ «ХПИ». № 4. 2001. С. 85–88.
11. Емельянов Л. Я., Скляров И. Б. Повышение достоверности определения скорости переноса ионосферной плазмы. *Третья Украинская конференция по перспективным космическим исследованиям*: Сборник тезисов. Кацивели: Ин-т космических исследований НАНУ-НКУ, 2003. С. 94.
12. Спосіб імітації сигналу некогерентного розсіяння згідно до стану та динаміки іоносферної плазми: деклараційний патент України на корисну модель UA № 58665. / *Пуляєв В. О., Мірошніков А. Є., Ємельянов Л. Я., Богомаз О. В., Козлов С. С.* Бюл. №. 8 від 24.06.2011.
13. Емельянов Л. Я. Разработка принципов и аппаратуры формирования сигналов тестирования и контроля радара некогерентного рассеяния. *Радиотехника*: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Вып. 188. 2017. С. 41–49.
14. Yemelyanov L. Ya. Development of principles and instrumentation for

generation of test and control signals of the incoherent scatter radar *Telecommunications and Radio Engineering*. V. 76, Issue 14. 2017. P. 1259–1271. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v76.i14.50.

15. Емельянов Л. Я., Богомаз А., В. Бравичев Б. Р. Устройство формирования сигналов для контроля радара некогерентного рассеяния. *Вісник національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут».* Збірник наукових праць. Серія "Радіофізика та іоносфера". Харків: НТУ «ХПІ». № 58 (1157). 2016. С. 84–94.
16. Emel'yanov L. Ya. Incoherent Scatter Measurement of the Electron Density Altitude Profiles. *Geomagnetism and Aeronomy.* V. 42, N 1. 2002. P. 109–113.
17. Скляров И. Б. Устройство формирования контрольного сигнала радара некогерентного рассеяния. *Вестн. Харьк. гос. политехн. ун-та.:* сб. научн. тр. Харьков. Вып. 31. 1999. С. 117–119.
18. Лысенко В.Н. Синтез модели НР-сигнала. *Вестн. Харьк. политехн. ин-та: Исследование ионосферы методом НР*. № 248. Вып. 5. 1987. С. 21–24.
19. Цуркан А. В. Учет влияния антенного коммутатора на определение параметров ионосферы. *Вестн. Харьк. гос. политехн. ун-та. Физические аспекты современных технологий*: Сб. научн. тр. Харьков: ХГПУ. Вып. 103. 2000. С. 113–115.
20. Богомаз А. В., Искра Д. А. Программно-аппаратный комплекс для имитации некогерентно рассеянного сигнала. *Вестн. Нац. техн. ун-та «Харьковский политехнический институт»*: Сб. научн. тр. Серия: Радиофизика и ионосфера. Харьков: НТУ «ХПИ». № 33 (1066) 2013. С. 3–7.
21. Лысенко В. Н., Капустян А. А., Бруско А. В. Имитация НР-сигнала. *Вестн. Харьк. политехн. ин-та: Исследование ионосферы методом НР*. Харьков: ХПИ. № 234, Вып. 4. 1986. С. 60–64.
22. Богомаз А. В. Моделирование случайного сигнала с заданной спектральной плотностью мощности. *Вестн. Нац. техн. ун-та «Харьковский политехнический институт»*: Сб. научн. тр. Автоматика и приборостроение. Харьков. № 23. 2009. С. 29–32.

23. Domnin I. F., Chepurnyy Ya. M., Emelyanov L. Ya., Chernyaev S. V., Kononenko A. F., Kotov D. V., Bogomaz O. V., Iskra D. A. Kharkiv Incoherent Scatter Facility. *Bulletin of the National Technical University "Kharkiv Politechnic Institute"*: *scientific papers. Issue: Radiophysics and ionosphere.* Kharkiv: NTU "KhPI". 2014. No. 47 (1089). P. 28–42.
24. Богомаз А. В. Моделирование некогерентно рассеянного сигнала и высотного распределения его параметров. *Вестн. Нац. техн. ун-та «Харьковский политехнический институт»*: Сб. научн. тр. Тематический выпуск: Радиофизика и ионосфера. Харьков: НТУ «ХПИ». № 48. 2010. С. 72–76.
25. Un Developments Seen, 2016. URL: http://www.un4seen.com/ (дата звернення: 30.09.2016).
26. Bilitza D., Reinisch B. W. International Reference Ionosphere 2007: Improvements and new parameters. *Advances in Space Research*. Vol. 42, Iss. 4. 2008. P. 599–609. DOI: 10.1016/j.asr.2007.07.048.
27. Емельянов Л. Я., Богомаз А. В., Касымов И. М. Квазиоптимальный прием сигналов некогерентного рассеяния. *Вісн. Нац. техн. ун-ту «Харківський політехнічний інститут»:* Збірник наукових праць. Серія: Радіофізика та іоносфера. Харків: НТУ «ХПІ». № 37 (1146). 2015. С. 79–86.
28. SA612A Double-balanced mixer and oscillator: Product data sheet. Rev. 3–4 June 2014. URL: https://www.nxp.com/docs/en/data-sheet/SA612A.pdf. (дата звернення: 03.06.2021).
29. Гринченко С. В. Оптимальный алгоритм многократных вычислений теоретических характеристик некогерентно рассеянного сигнала. *Вестн. Харьк. гос. политехн. ун-та.:* Сб. научн. тр. Харьков. Вып. 7. 1999. С. 331–336.
30. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. М.: Наука. 1988. 521 с.
31. Эванс Дж. Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом НР радиоволн. *ТИИЭР.* Т.57, №4. 1969. С. 139–175.

РОЗДІЛ 6

ДОСЛІДЖЕННЯ РЕГУЛЯРНИХ ПРОЦЕСІВ РУХУ В ІОНОСФЕРІ

Вимірювання вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми (V_z) регулярно почали проводитися з 1986 р. після модернізації для цієї мети РПрУ радара НР Інституту іоносфери, введення додаткових вузлів діючого корелометра і впровадження нових методик оцінки швидкості руху плазми за кореляційними функціями НР сигналу на проміжній частоті. Надалі внаслідок вдосконалення методик вимірювань і введення нових пристроїв обробки сигналів на ПЧ і НЧ точність вимірювань V_z підвищилася, що дозволило в кінцевому підсумку розширити висотний діапазон вимірюваних параметрів.

Вимірювання параметрів іоносфери проводилися з висотною роздільною здатністю 10–25 км у діапазоні висот 120–550 км при зондуванні здвоєними радіоімпульсами тривалістю 65–150 мкс і з роздільною здатністю 100–130 км у діапазоні 200–1500 км при зондуванні поодинокими радіоімпульсами тривалістю 650–800 мкс.

Швидкість V_z визначається одночасно з вимірюваннями концентрації електронів, температур електронів та іонів. При роботі в режимі зондування довгими поодинокими імпульсами також визначаються відносні концентрації легких іонів (водню і гелію) на великих висотах, а в режимі здвоєних імпульсів – відносні концентрації молекулярних іонів, присутніх у нижній частині іоносфери.

Тривалість стандартного сеансу вимірювань становить одну або півтори хвилини, але для зниження середньоквадратичної похибки визначення швидкості до значення (1–20 м/с) здійснюється накопичення даних сеансів за 3–15 хвилин для режиму зондування поодинокими радіоімпульсами і 10–20 хвилин для режиму зондування здвоєними імпульсами. У нічний час похибка, як

правило, більше ніж удень, що пов'язано зі зниженням відношення сигнал/шум і зменшенням абсолютних значень обвідної КФ при $T_e \approx T_i$. Тому в ряді випадків при необхідності проводиться повторна обробка даних, і загальний час накопичення може збільшуватися, але, як правило, не більше ніж до однієї години.

Результати вимірювань V_z спільно з іншими параметрами дозволяють визначити потоки плазми (зокрема іонів O^+) $N_i V_z$, швидкість амбіполярної дифузії $(V_D)_z$, вертикальну складову швидкості, обумовлену вітровим захопленням і електромагнітним дрейфом плазми $w_z = (V_n)_z + (V_E)_z$, а також меридіональну компоненту швидкості термосферного вітру в нехтуванні ефектами схилення геомагнітного поля і впливом електричних полів, що справедливо в умовах спокійної середньоширотної іоносфери над Україною.

У цьому розділі проведено аналіз даних про швидкість руху іоносферної плазми, отриманих за допомогою впроваджених методів вимірювань і апаратури. Розглянуто висотно-часові та сезонні залежності вертикальної швидкості плазми за спокійних геомагнітних умов. У результаті аналізу даних виявлено певні закономірності динамічних процесів в іоносфері, які використовуються для уточнення прогностичних моделей іоносфери. Порівняння результатів вимірювань швидкості плазми для спокійної іоносфери з модельними даними підтверджує достовірність отриманих даних і ефективність методів визначення швидкості плазми, про які йшла мова в попередніх розділах.

Матеріали даного розділу опубліковано в роботах [1–10, 12, 13, 15–25, 30, 36–39,41,42,46,47] та ін.

6.1. Результати спостережень в умовах незбуреної іоносфери в період з 1986 до 2008 рр.

6.1.1. Висотно-часові варіації вертикальної швидкості плазми

У спокійних геомагнітних умовах висотно-часові варіації V_z протягом доби в різні сезони в основному виявляють подібний між собою характер [1–9]. У

денний час на висотах поблизу максимуму шару F2 і нижче швидкість плазми, як правило, спрямована вниз ($V_z < 0$) і приймає значення –40–0 м/с. Найбільша за абсолютною величиною швидкість спостерігається на висотах 250–300 км. Вище максимуму іонізації швидкість змінює напрямок, і потік плазми стає спрямованим вгору в протоносферу через теплове розширення термосфери та зростання тиску в денний F-області. Зміна знака V_z реєструється на висотах 350–900 км, найчастіше поблизу 500 км. Зазвичай висота, на якій змінюється напрямок руху плазми, збільшується з ростом сонячної активності (СА).

Такі варіації V_z пояснюються поведінкою меридіональної компоненти термосферного вітру. Вдень, коли термосферний вітер спрямований на північ, його меридіональна компонента обумовлює низхідний рух плазми. Складаючись із дифузійною швидкістю плазми, ця компонента і дає загальний характер швидкості V_z, що спостерігається в експерименті.

Вночі швидкість V_z і, звісно, потік плазми переважно спрямовані вниз з протоносфери, підтримуючи нічний шар F2. Меридіональна компонента термосферного вітру, що спрямована в цей час доби до екватора, протидіє дифузійній компоненті швидкості, перешкоджаючи дифузійному скиданню плазми в область швидкої рекомбінації і приводячи до нічного підвищення висоти максимуму іонізації h_mF2.

На рисунках 6.1–6.3 та 6.5–6.6 представлено приклади висотних залежностей V_z, отриманих у різний час у режимі зондування здвоєними імпульсами.

На рис. 6.1 показано висотний профіль V_z, що було отримано за допомогою спеціалізованого корелометра КМ-73 [10]. Обробка сигналів «основного» і «дзеркального» каналів на проміжній (77 кГц) частоті приймача здійснювалася в кожному парному і непарному циклах, що складалися із семи періодів зондування, кожен з яких відповідав конкретній затримці КФ. Швидкість V_z для всіх висот (з інтервалом 10 км) визначалася за алгоритмом (2.16). Наступний висотний профіль (рис. 6.2) [7] отримано з використанням алгоритму (2.23).

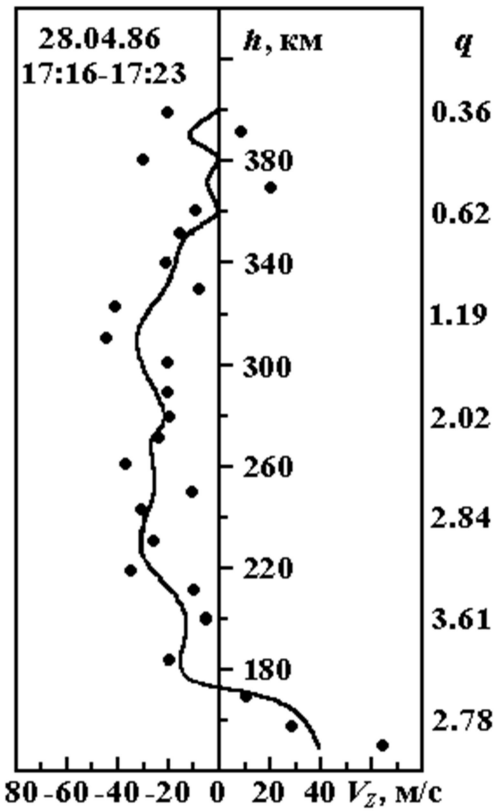


Рис. 6.1. Висотна залежність вертикальної складової швидкості руху плазми $V_z(h)$: точки – виміряні значення, суцільна крива – усереднені дані

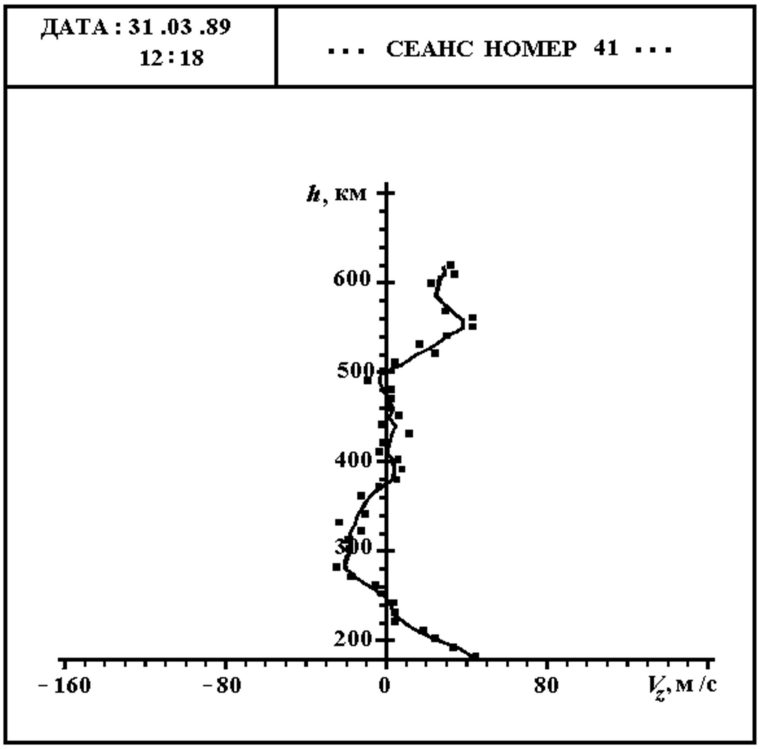


Рис. 6.2. Залежність $V_z(h)$ (березень 1989 р.)

Профіль $V_z(h)$, представлений на рис. 6.3, отримано як результат паралельної обробки виділених на проміжній частоті багатоканального РПрП сигналів з взаємно-дзеркальними спектрами. Алгоритм обчислення швидкості той же (2.23). Тут також наведено результати вимірювання висотних залежностей відносного перетину розсіяння σ, температур плазми T_i і T_e.

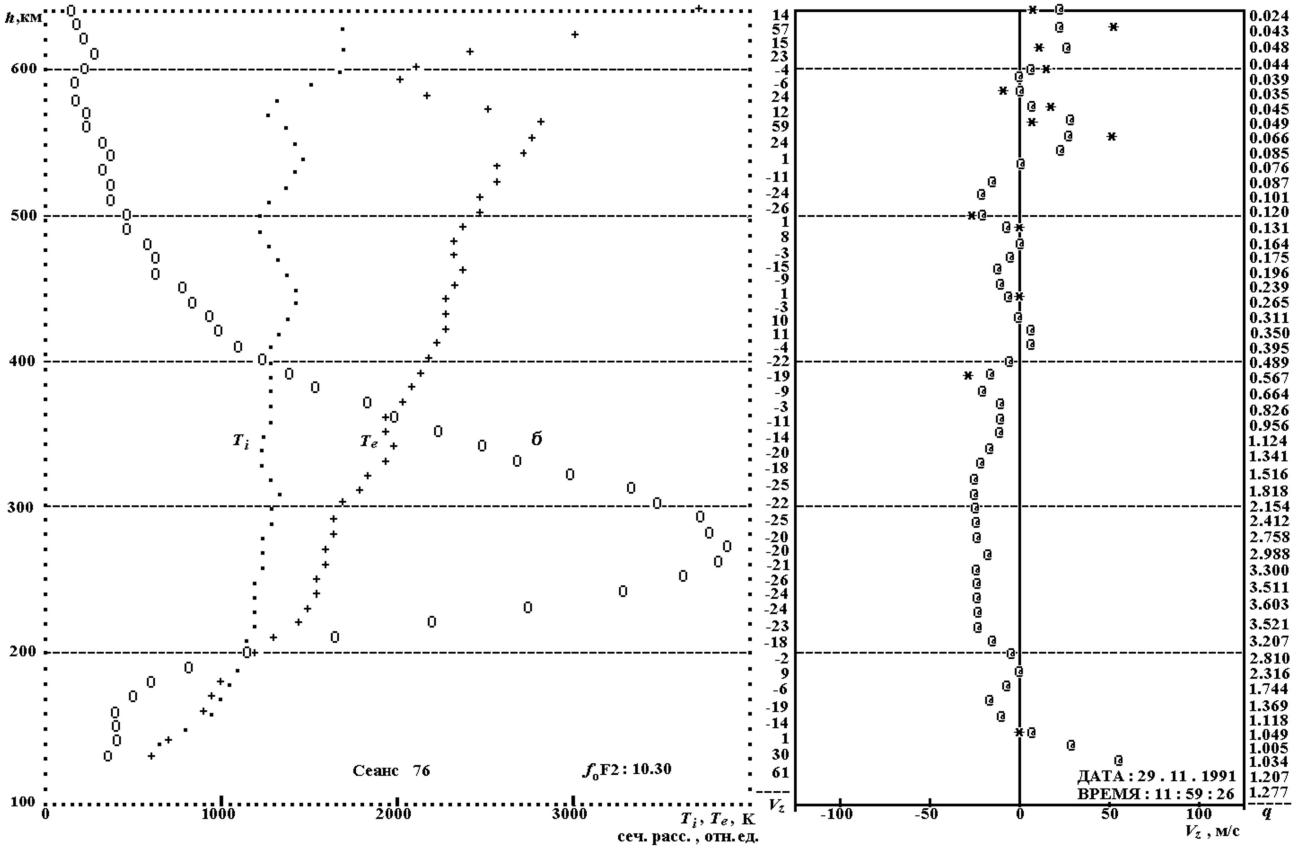


Рис. 6.3. Висотні залежності відносного перетину розсіяння $\sigma = qh^2/(qh^2)_{\max}$, температур іонів T_i і електронів T_e, вертикальної швидкості руху плазми V_z, отриманих внаслідок одночасної обробки сигналів з взаємно-дзеркальними спектрами на проміжній частоті за допомогою багатоканального пристрою обробки

На рис.6.4. показано дані, що виміряні при зондуванні іоносфери поодинокими імпульсами тривалістю близько 800 мкс. Так само, як і в попередньому разі, кореляційна обробка проводилася багатоканальним пристроєм обробки, описаному в [11]. Швидкість визначалася з використанням алгоритму (2.31). Тут же наведено одночасно виміряні висотні варіації перетину розсіяння (у від-

носних одиницях), температури T_i і T_e, а також відносні концентрації іонів кисню O^+ і водню H^+.

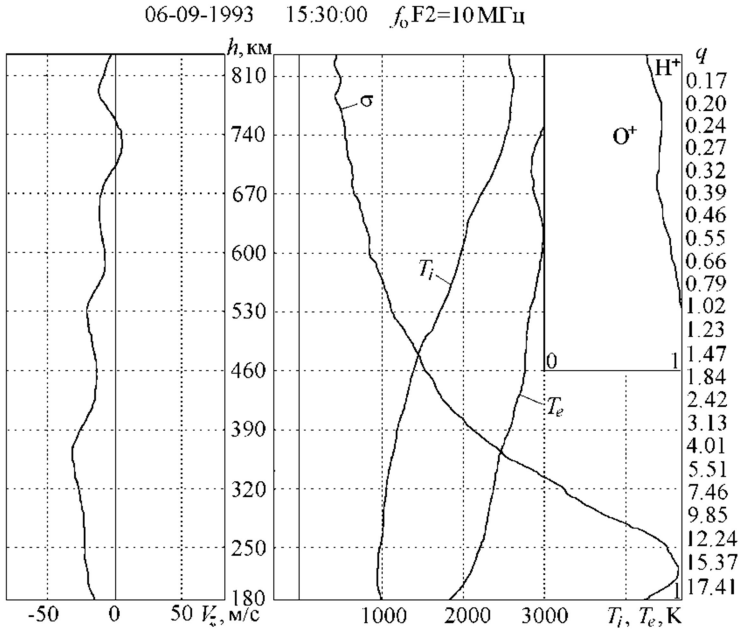


Рис. 6.4. Висотні залежності V_z, T_i, T_e і відносних концентрацій іонів O^+ і H^+, отримані при зондуванні довгими поодинокими імпульсами та використанні багатоканальних РПрП і пристрою обробки сигналів на проміжній частоті

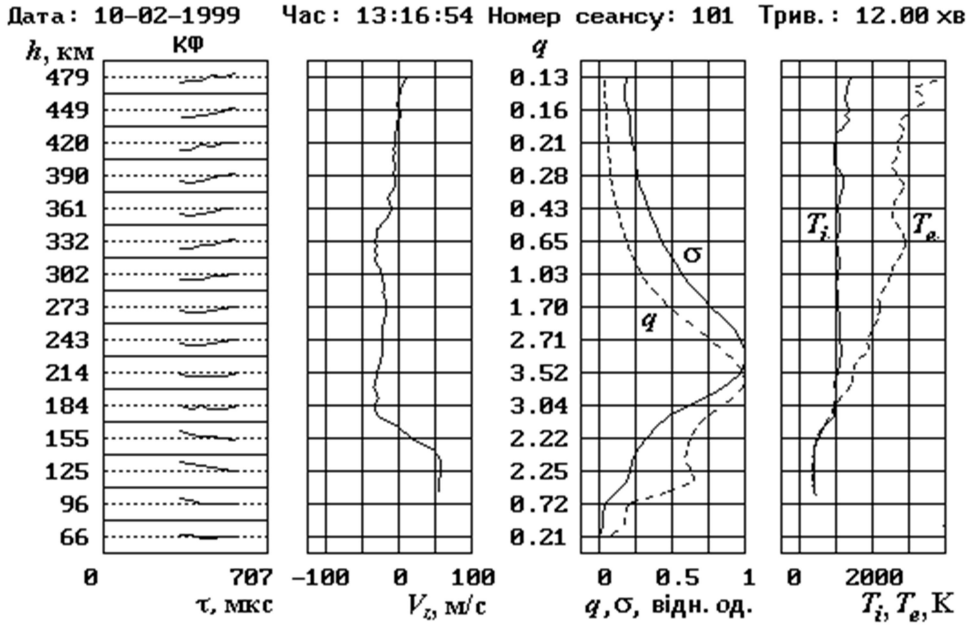


Рис. 6.5. Висотні залежності КФ НР сигналу, швидкості руху плазми, відносного перетину розсіяння і відношення сигнал/шум (пунктирна лінія), температур іонів і електронів (пунктирна лінія), отримані в режимі зондування здвоєними радіоімпульсами з використанням синхронного детектування

На рис. 6.5 представлено висотні залежності виміряних параметрів: КФ НР сигналу, швидкості руху плазми V_z, відносного перетину розсіяння σ(суцільна лінія), відношення сигнал/шум q (штрихова лінія), T_i і T_e, що отримані в режимі зондування здвоєними імпульсами при обробці квадратурних сигналів, виділених в області низьких частот із застосуванням синхронного детектування [5].

Видно, що всі ці залежності $V_z(h)$ досить близькі за характером, хоча і дещо відрізняються за абсолютними значеннями, що, очевидно, пов'язано з геофізичним станом і статистичним розкидом даних.

На рис. 6.6 наведено висотні профілі параметрів іоносфери, що отримані в режимі зондування здвоєними радіоімпульсами: електронної концентрації N_e (у відносних одиницях), температур іонів T_i (переривчаста лінія) і електронів T_e [4]. Вказано також тривалість сеансу вимірювань (15 хв) і критична частота f_oF2.

Рисунок характеризує особливості поведінки іоносфери в умовах підвищеної СА (індекс $F_{10,7} = 184$). Вночі (див. рис. 6.6, а) висота максимуму шару h_mF2 ≈ 420 км, відношення температур на всіх висотах $\beta = T_e/T_i \approx 1$, швидкість V_z спрямована вниз. Вранці (рис. 6.6, *б*) h_mF2 знижується приблизно до 310 км, відбувається нагрів плазми, внаслідок якого вище 180 км порушується тепловий баланс (температура електронів T_e перевищує температуру іонів T_i), швидкість V_z змінює знак на висоті близько 500 км. У денний час (рис. 6.6, *в*) у висотному розподілі температури T_e спостерігається явище, пов'язане з локальним мінімумом T_e поблизу максимуму іонізації, коли з ростом висоти наростання температури електронів спочатку сповільнюється, а потім змінюється її падінням аж до значень, при яких відношення $T_e/T_i \approx 1$ (в даному разі в діапазоні висот 300–380 км). Цей ефект обумовлений сильним охолодженням електронів у зіткненнях з іонами, швидкість якого пропорційна квадрату концентрації заряджених частинок. На середніх широтах ефект зазвичай спостерігається при високій СА [12]. Зміни знака швидкості V_z на досліджуваних у даному режимі зондування висотах (до 550 км) не спостерігається.

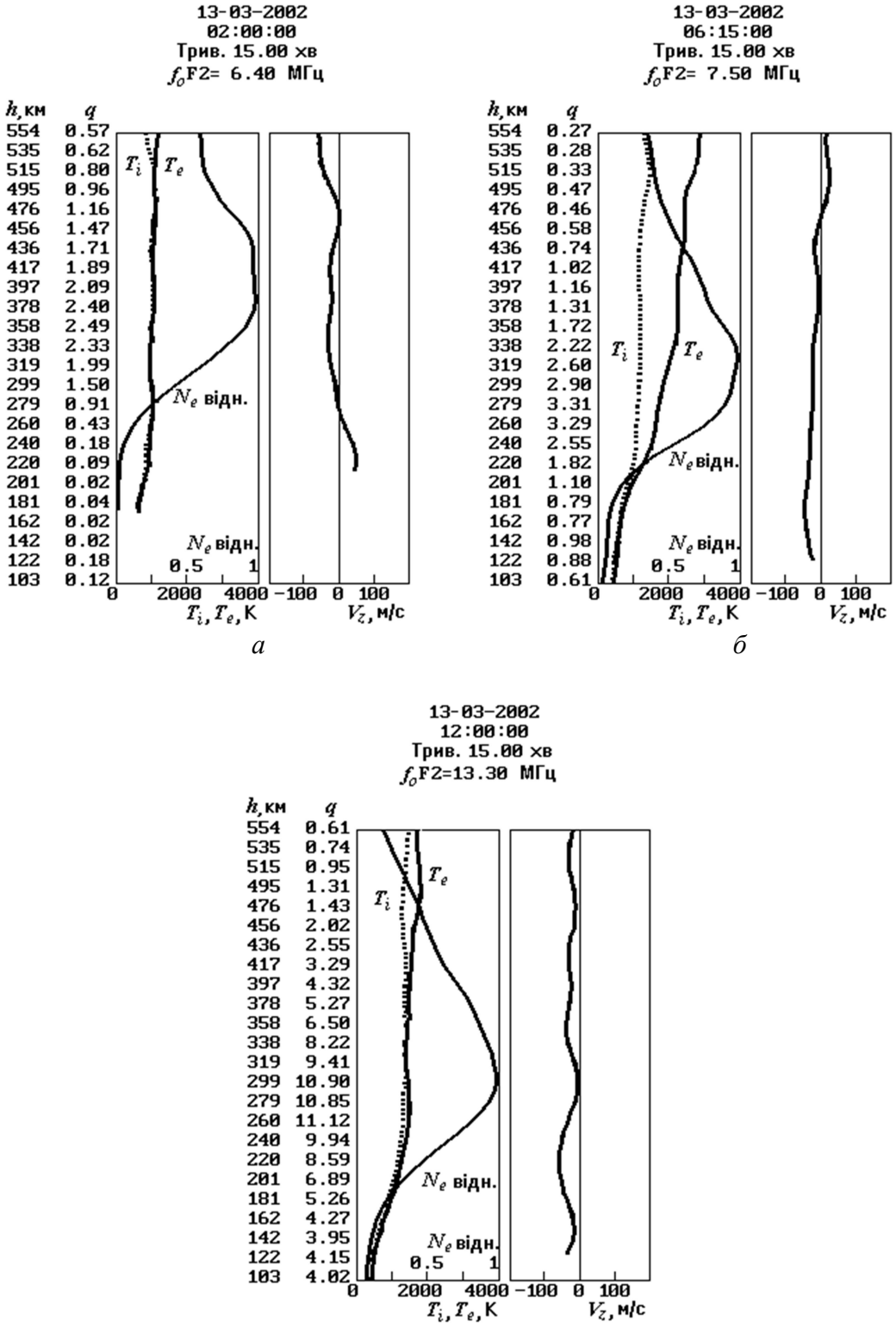
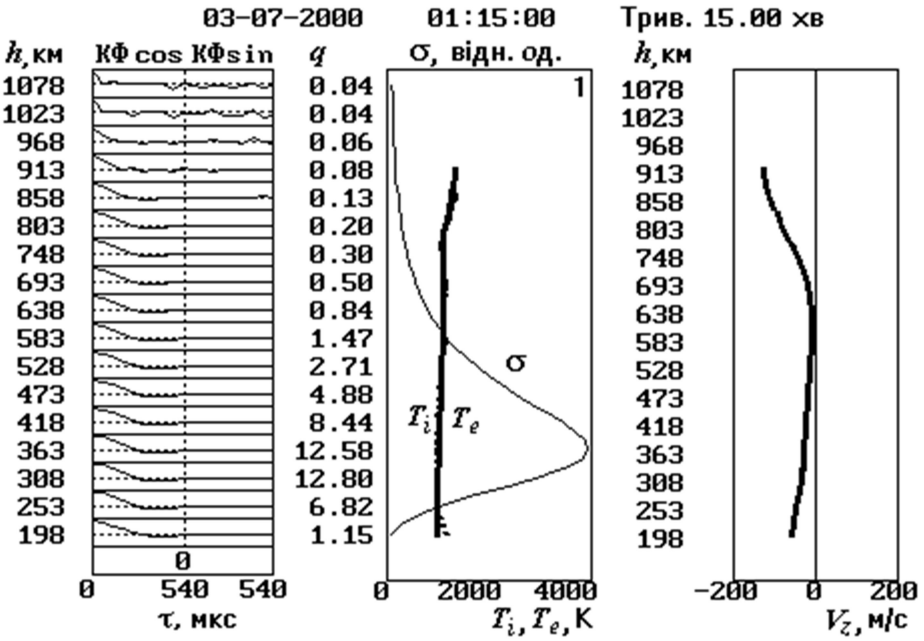


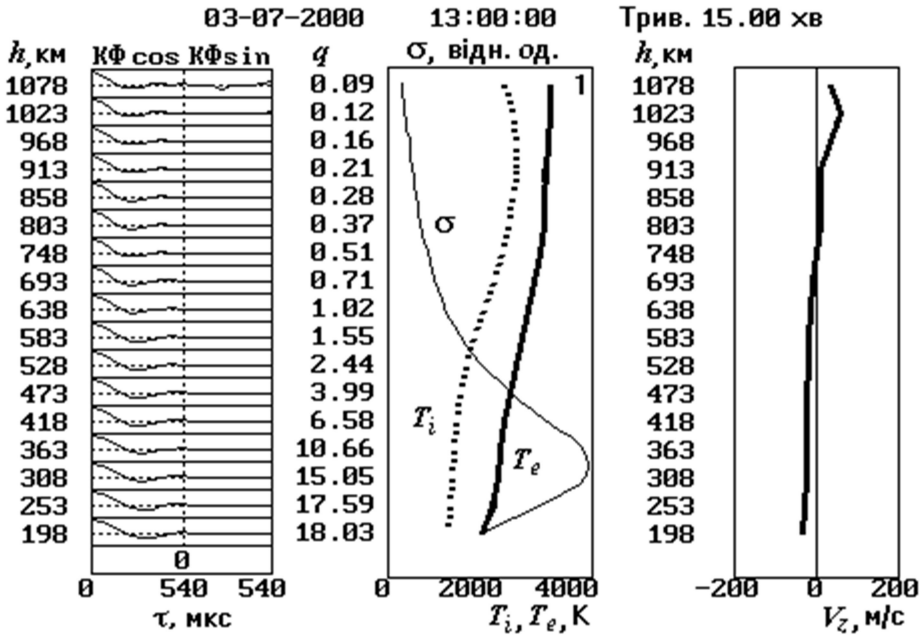
Рис. 6.6. Висотні залежності іоносферних параметрів,
що отримані в режимі зондування іоносфери здвоєними імпульсами

На рис. 6.7 представлено типові висотні профілі вертикальної швидкості плазми, виміряні 3 липня 2000 р. в нічний (*а*) і денний (*б*) час з 15-хвилинним

накопиченням при зондуванні іоносфери поодинокими довгими імпульсами, синхронному детектуванні і використанні алгоритму (2.33) [4, 13]. Наведено також виміряні квадратурні складові КФ НР сигналу, числові значення відношення сигнал/шум q, висотні профілі перетину розсіяння $\sigma = qh^2$ (у відносних одиницях) і температур T_i (переривчасті лінії) і T_e.



а



б

Рис. 6.7. Висотні залежності іоносферних параметрів,
отриманих при зондуванні іоносфери радіоімпульсами тривалістю 800 мкс

Характер висотних профілів V_z, отриманих на харківському радарі (в тому числі показаних на рис. 6.1–6.7), свідчить про те, що він в основному відповідає існуючим фізичним уявленням про процеси переносу плазми для спокійної денної і нічної іоносфери [14].

У добових варіаціях швидкості регулярно спостерігається ранковий максимум (зміна V_z в сторону позитивних значень) і менш виражений вечірній мінімум (збільшення швидкості низхідного потоку). Величина зміни швидкості збільшується з ростом висоти.

Рис. 6.8 [5, 8] і 6.9 [6, 13] ілюструють для декількох висот добові варіації V_z, що отримані відповідно 28 квітня 1998 р. при помірній СА (індекс сонячної активності $F_{10,7}$=98; індекс сонячної активності, усереднений за три оберти Сонця $\overline{F}_{10,7}$ = 109; індекс магнітної активності A_p= 10) і 1–2 липня 2000 р. при високій СА ($F_{10,7}$= 164 і 182, $\overline{F}_{10,7}$ = 184 і 183, A_p= 7 і 3). На нижньому графіку представлено одночасно з V_z виміряні висотно-часові варіації електронної концентрації N_e (в одиницях плазмової частоти для весни 1998 р. і, для більшої наочності при підвищеної СА, в одиницях lg N_e для літа 2000 р.), а також добові варіації критичної частоти f_oF2. Жирною лінією показані варіації висоти максимуму іонізації F-шару. Похилими лініями показані моменти сходу і заходу Сонця на відповідних висотах іоносфери. Стрілки позначають час сходу і заходу Сонця на земній поверхні в Харкові (подвійна стрілка) і в магнітно-спряженій точці (одинарна стрілка), розташованої в південній півкулі поблизу острова Мадагаскар.

Екстремуми в добових варіаціях швидкості пояснюються зміною балансу між фотоіонізацією і рекомбінацією при сході і заході Сонця, результатом якого є порушення сформованого дифузійно-рівноважного розподілу іонів. Порушення рівноваги веде до такої зміни швидкості дифузії плазми, а отже і швидкості переносу V_z, яке забезпечує відновлення стаціонарного стану іоносфери. Значний внесок у зміну V_z вносить також добове обернення меридіонального нейтрального вітру від нічного напряму до екватора на денний напрям до полюса. Складова потоку іонів, пов’язана з впливом нейтрального вітру, складаю-

чись з дифузійним потоком, може уповільнювати знесення плазми вниз або сприяти перенесенню плазми з іоносфери в протоносферу.

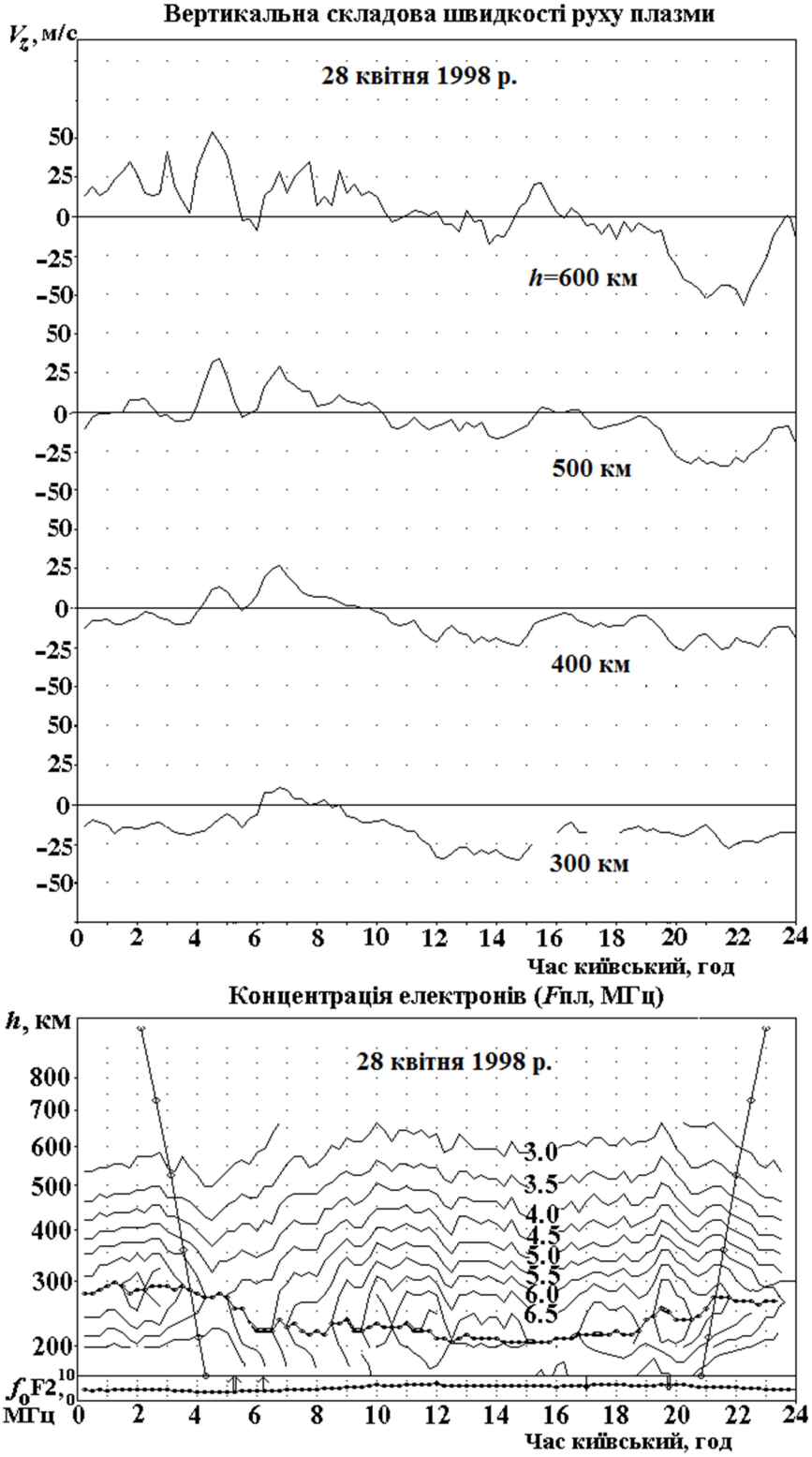


Рис. 6.8. Висотно-часові варіації швидкості руху
і концентрації електронів 28 квітня 1998 р.

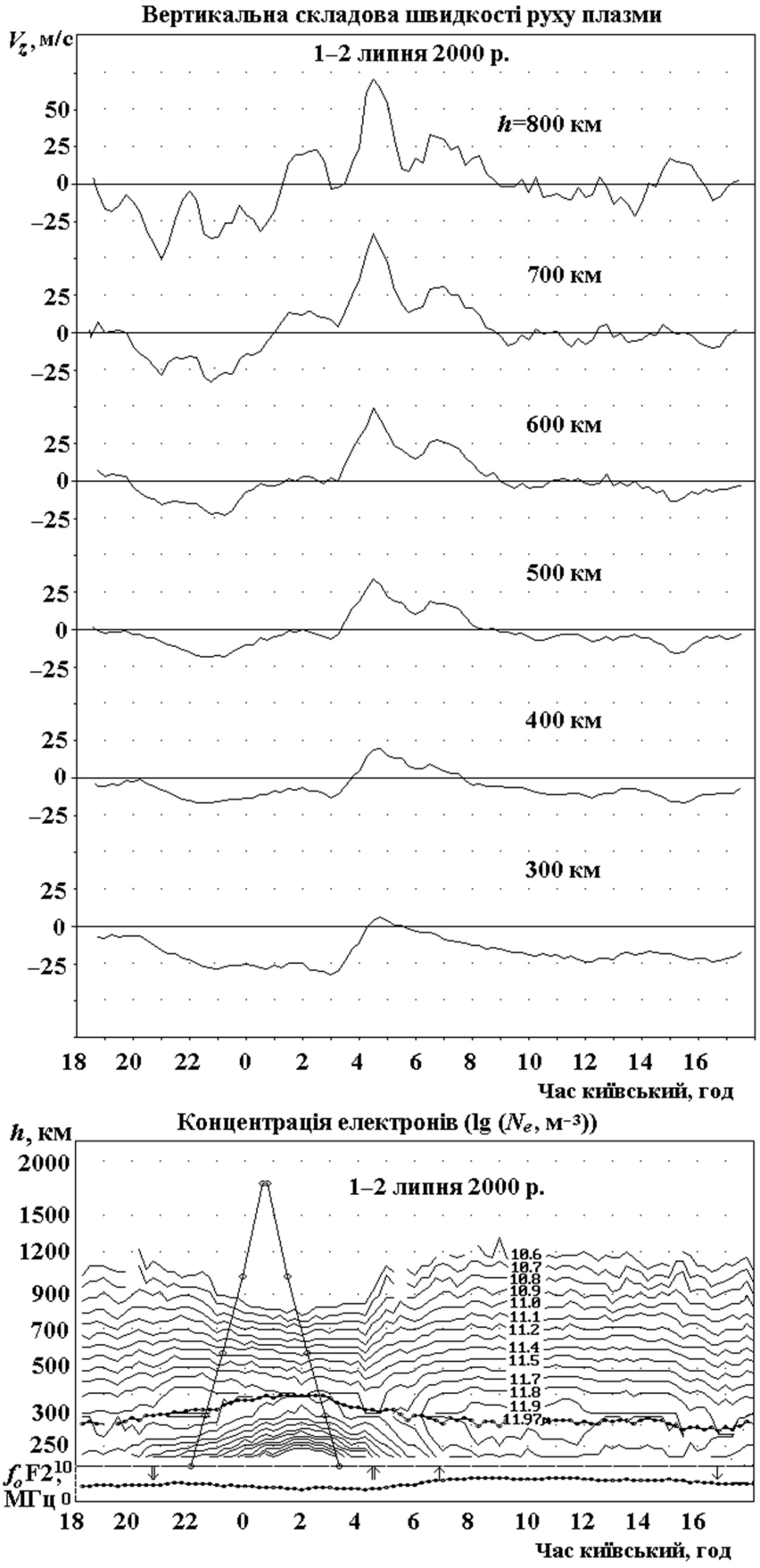


Рис. 6.9. Висотно-часові варіації швидкості руху
і концентрації електронів 1–2 липня 2000 р.

6.1.2. Сезонні варіації швидкості руху плазми

Аналіз вимірювань вертикальної швидкості перенесення плазми V_z показав, що відмінності між зимовими і літніми значеннями носять стійкий характер. Як правило, в зимовий період поблизу опівдня спрямована вниз швидкість V_z на висоті максимуму шару F2 за абсолютною величиною в середньому на 5–15 м/с більше, ніж у літній час, що викликано збільшенням взимку швидкості термосферного вітру й є однією з причин зимового опускання шару F2. При цьому літні висоти максимуму абсолютних значень V_z вище зимових.

На рис. 6.10 представлено добові залежності V_z на фіксованих висотах для різних сезонів року періоду підвищеної СА [4, 15]. Дані отримані за допомогою погодинного усереднення за 2–3 доби. Вибрані дати і відповідні їм параметри сонячної та магнітної активностей наведені нижче. Весна: 11–12, 12–13 березня 2000 р. A_p = 8; 7; 3; $F_{10,7}$ = 182; 173; 164; літо: 1–2, 2–3 липня 2000 р. A_p = 7; 3; 8; $F_{10,7}$ = 164; 162; 156; осінь: 25–26, 26–27 жовтня 2000 р. A_p = 9; 9; 3; $F_{10,7}$ = 164; 171; 176; зима: 7 січня, 12–13 грудня 2000 р. 16–17 січня 2000 р. A_p = 7; 5; 4; 6; 7; $F_{10,7}$ = 150; 150; 165; 162; 152. Тут же дано добові варіації частоти f_oF2.

Розглянемо характерні закономірності в сезонно-добових варіаціях швидкості V_z, а також густини потоку плазми П = $N_e V_z$.

З аналізу рис. 6.10 видно, що сплески вертикальної швидкості V_z (і потоку) плазми вгору в інтервалі висот від 400 до 800 км спостерігаються в ранкові години і вниз – поблизу заходу Сонця. Початок ранкового зростання V_z приблизно відповідає часу сходу Сонця на висотах іоносфери. Взимку ранковий екстремум V_z має місце на висотах, що перевищують 350–400 км, а влітку – практично на всіх висотах.

Ранкове зростання в добовому ході V_z зазвичай сильніше виражено влітку, а вечірнє – взимку. Наприклад [4], на висоті 600 км влітку (1–2 липня 2000 р.) висхідний потік плазми в період сходу Сонця склав $6{,}5 \cdot 10^{12}$ м$^{-2}$с$^{-1}$ (при V_z = 44 м/с) і низхідний вечірній потік мав значення $-4 \cdot 10^{12}$ м$^{-2}$с$^{-1}$ (при V_z = –22 м/с). Взимку

(13 грудня 2000 р.) потоки склали $1{,}6\cdot10^{12}$ м$^{-2}$с$^{-1}$ (при V_z = 31 м/с) і $-3{,}7\cdot10^{12}$ м$^{-2}$с$^{-1}$ (при V_z = –76 м/с) вранці і ввечері, відповідно.

Вечірній спад V_z спостерігається і взимку, і влітку, але відмінність полягає в тому, що взимку він починається до місцевого заходу Сонця, а влітку – після. Взимку спад V_z більш значний, ніж влітку. Вночі абсолютні значення швидкості більше, ніж удень.

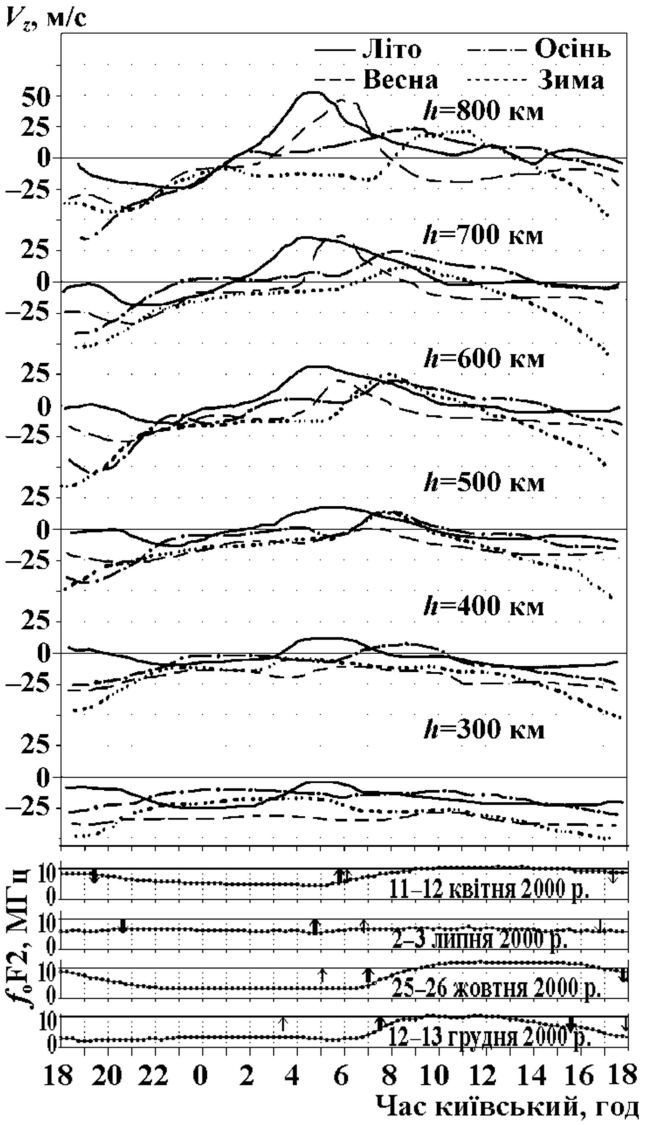


Рис. 6.10. Усереднені висотно-часові варіації вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми, виміряні в різні сезони. Стрілками показані моменти сходу та заходу Сонця на поверхні Землі в Харкові (жирна стрілка) і магнітно-спряженій точці (тонка стрілка)

В даних вимірюваннях висота зміни напрямку швидкості в районі полудня приблизно дорівнює 700 км як взимку, так і влітку. Протягом доби в широкому

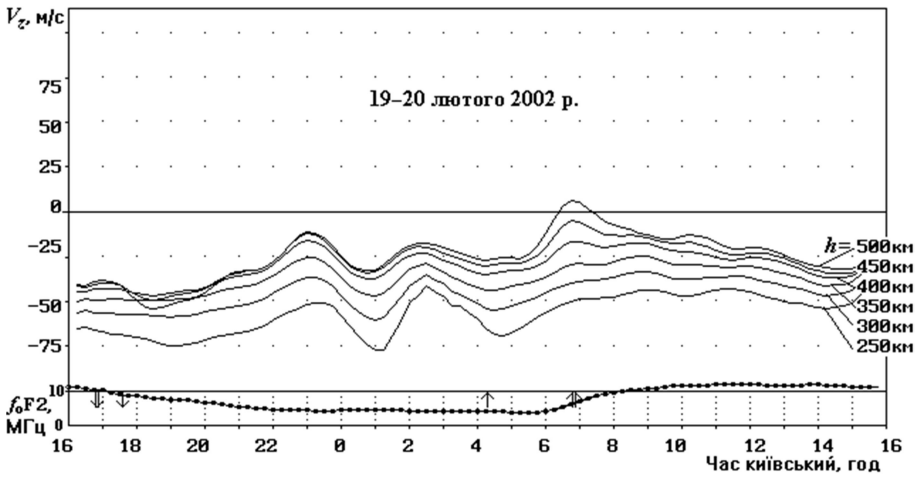
діапазоні висот швидкість низхідного руху плазми взимку має більші абсолютні значення, ніж влітку.

Добові залежності швидкості, що отримані в квітні та жовтні, також мають ранковий і вечірній екстремуми, й час їх появи залежить від сходу і заходу Сонця. Однак жовтневі дані ближчі до липневих, в той час як квітневі – до зимових (грудневих або січневих). У жовтні швидкості зміщені в порівнянні з квітневими вбік позитивних значень на висотах до 600 км. Але ранковий і вечірній весняний екстремуми більш близькі до відповідних літніх екстремумів, як за величиною, так і за часом, а осінні – до зимових.

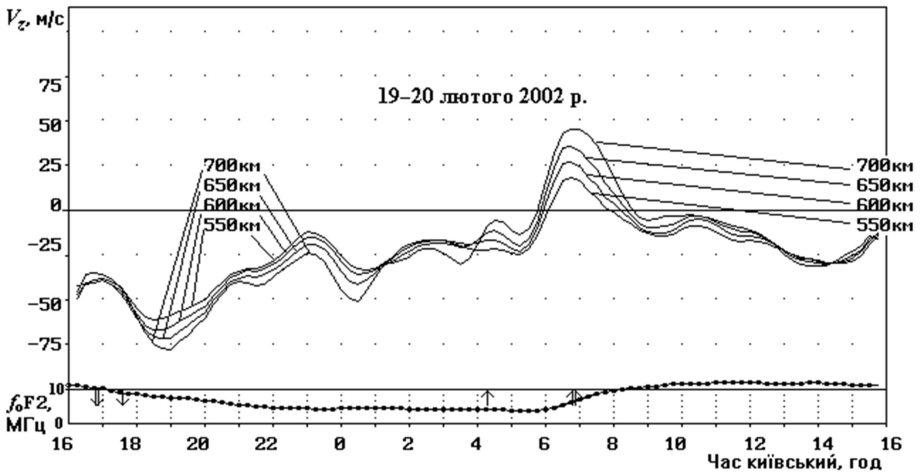
Слід зазначити, що в нічний час особливо взимку спостерігаються коливання в добовому ході V_z. На рис. 6.11 наведено добові варіації вертикальної швидкості руху плазми, що отримані 19–20 лютого 2002 р. [15, 16, 17]. Тут же наведено часові залежності критичної частоти f_oF2. Стрілками показані моменти сходу і заходу Сонця на поверхні Землі в Харкові (подвійна стрілка) і магнітно-спряженій області (одинарна стрілка).

У ці дні індекс магнітної активності $A_p = 4$ (19 лютого) і 8 (20 лютого), а індекс СА $F_{10,7} = 189$ і 193 відповідно.

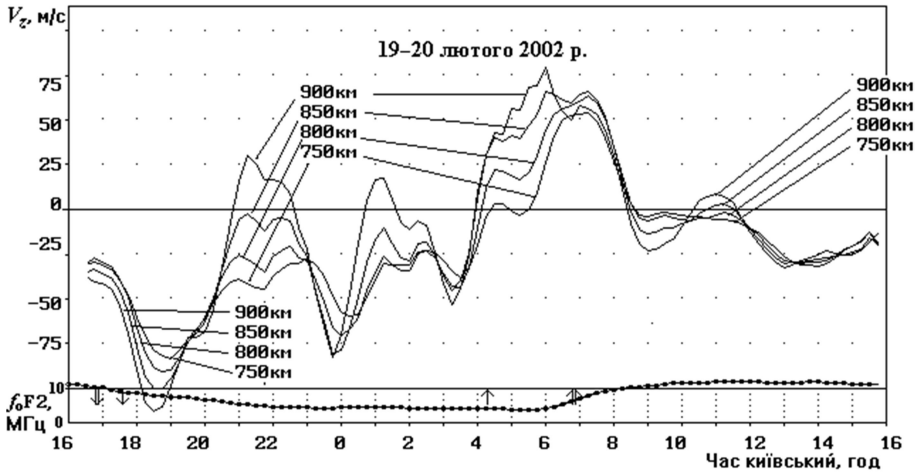
На графіках чітко видно ранковий (з максимумом близько 6:30) і вечірній (близько 18:45) екстремуми V_z. Причому з підвищенням висоти сплески швидкості зростають. Крім вище згаданих екстремумів, добові варіації V_z мають зміни в нічний час, з 20 до 3 годин. Видно, що ці зміни добового ходу швидкості в значній мірі характерні для висот більше 700 км. Вони пояснюються процесами іоносферно-протоносферного обміну плазми. Дійсно, виміряні варіації відносної концентрації легких іонів H^+ протягом розглянутих діб (рис. 6.12) корелюють з добовими варіаціями вертикальної швидкості руху плазми (рис. 6.11). Є також кореляція (хоча і в меншій мірі) варіацій V_z з часовими змінами електронної концентрації N_e (рис. 6.13).



а



б



в

Рис. 6.11. Висотно-часові залежності вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми, виміряні 19–20 лютого 2002 р.

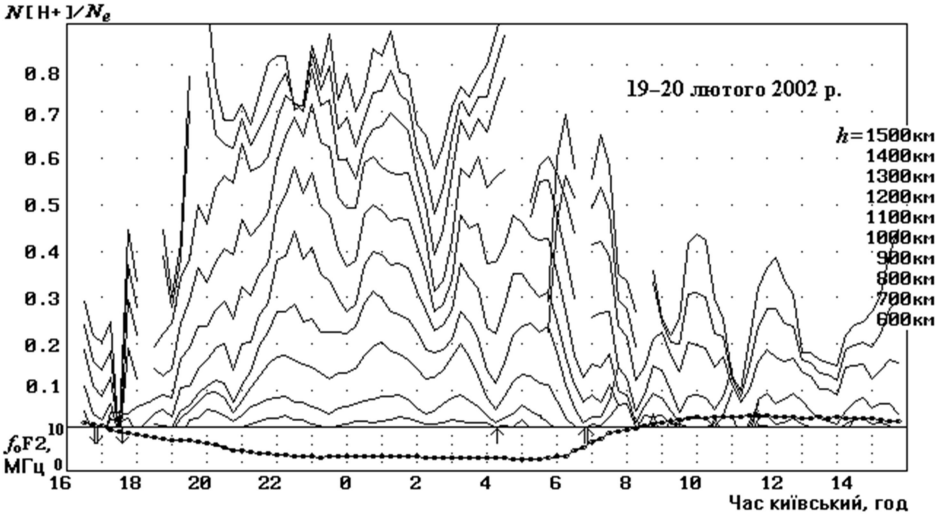


Рис. 6.12. Висотно-часові залежності відносної концентрації іонів водню, виміряні 19–20 лютого 2002 р.

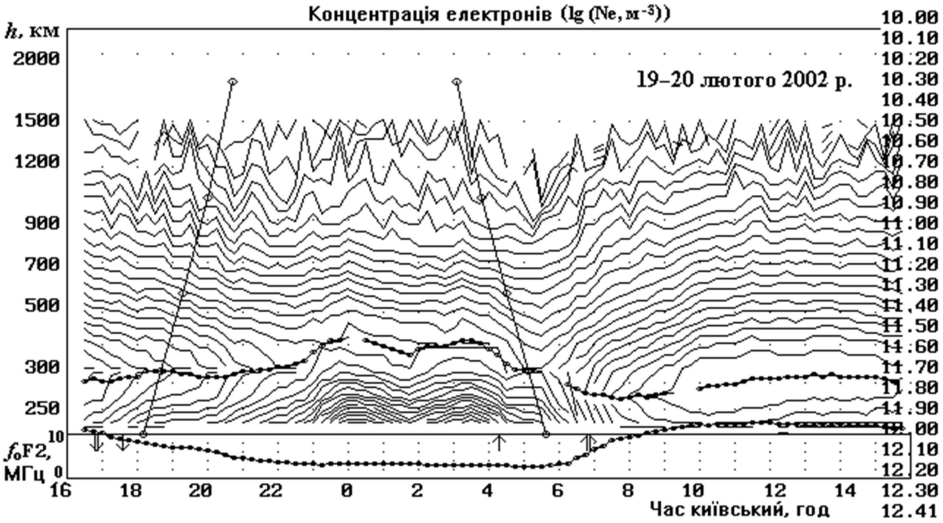


Рис. 6.13. Висотно-часові залежності концентрації електронів, виміряні 19–20 лютого 2002 р.

Нічний максимум електронної концентрації (N_mF2) в області F іоносфери в зимовий час визначається співвідношенням швидкостей надходження плазми з протоносфери і втрат іонів O^+ через рекомбінацію. Наприклад, вночі максимальне значення N_mF2 при f_oF2 = 5,5 МГц спостерігалося о 01:15. Йому відповідав

локальний максимум низхідного потоку плазми, який поширювався вниз в інтервалі висот 900–400 км протягом приблизно 1 години 15 хвилин. Це запізнення свідчить про те, що швидкість поширення збурювання потоку плазми з протоносфери становила приблизно 135 м/с.

З варіаціями низхідного потоку плазми (і швидкості V_z) корелює поведінка відносної концентрації іонів H^+. Так, на висоті 900 км максимальному потоку плазми о 23:45 відповідає зменшення відносної концентрації іонів водню. Це спостерігалося близько 00:00.

Часові варіації швидкості V_z відображають особливості процесу обміну плазми між іоносферою і протоносферою, а також взаємодію магнітоспряжених іоносфер північної та південної півкуль через плазмосферу.

Аналогічні варіації V_z на висотах вище максимуму F2-шару спостерігались і в наступну добу (21–22 лютого 2002 р.) при вимірюваннях швидкості плазми в режимі зондування здвоєними імпульсами. Важливо, що моменти екстремальних значень добових залежностей швидкості плазми на відповідних висотах близькі. Все це свідчить про досить стійкі процеси в іоносфері за близьких геофізичних умов і, в той же час, про динамічність процесів в реальній іоносфері, що залежить від багатьох факторів. А це підтверджує необхідність проведення регулярних вимірювань швидкості руху іоносферної плазми спільно з іншими іоносферними параметрами.

6.1.3. Варіації швидкості руху плазми протягом циклу сонячної активності

Аналіз висотних профілів швидкості плазми, виміряних у різні роки в однакові місяці при спокійних геомагнітних обставинах (A_p<10), показав задовільну повторюваність результатів вимірювань при близьких індексах СА $F_{10,7}$ [4, 9].

На рис. 6.14 представлено усереднені протягом однієї години результати вимірювань швидкості V_z в час близько полудня для п'яти дат: 22 квітня 1999 р.

при помірній СА, 12 і 13 квітня 2000 р. і 27 квітня 2001 р. при підвищеній СА і 10 квітня 2008 р. при зниженій СА. Також наведені висотні залежності електронної концентрації для цих же дат.

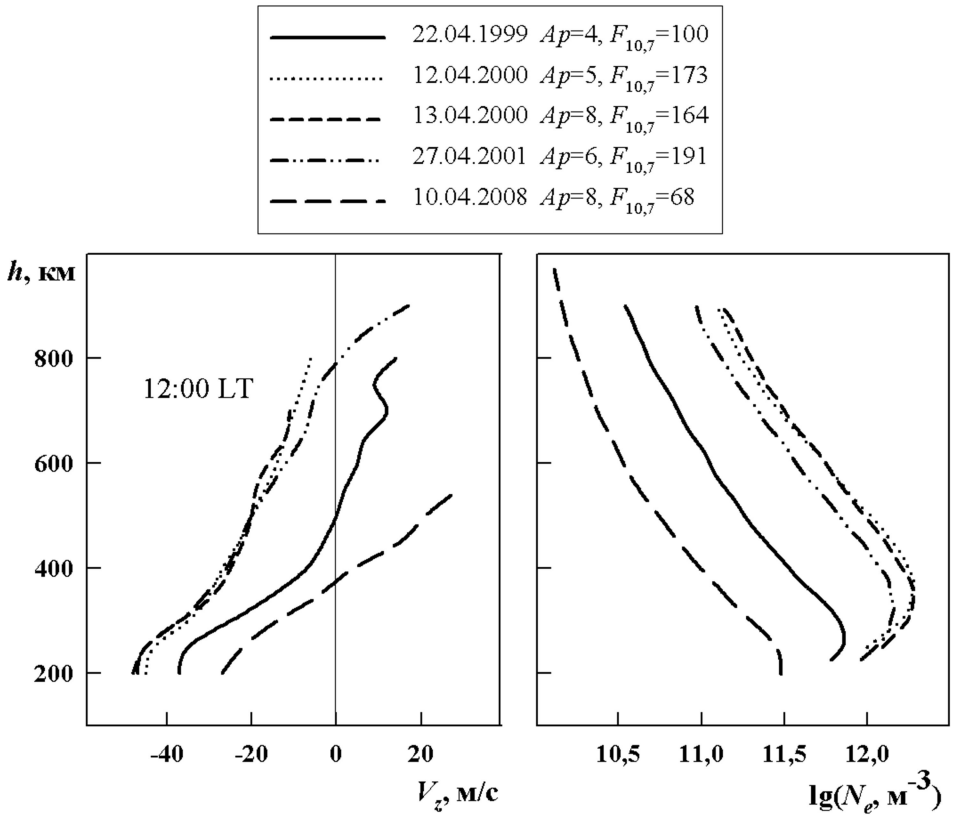
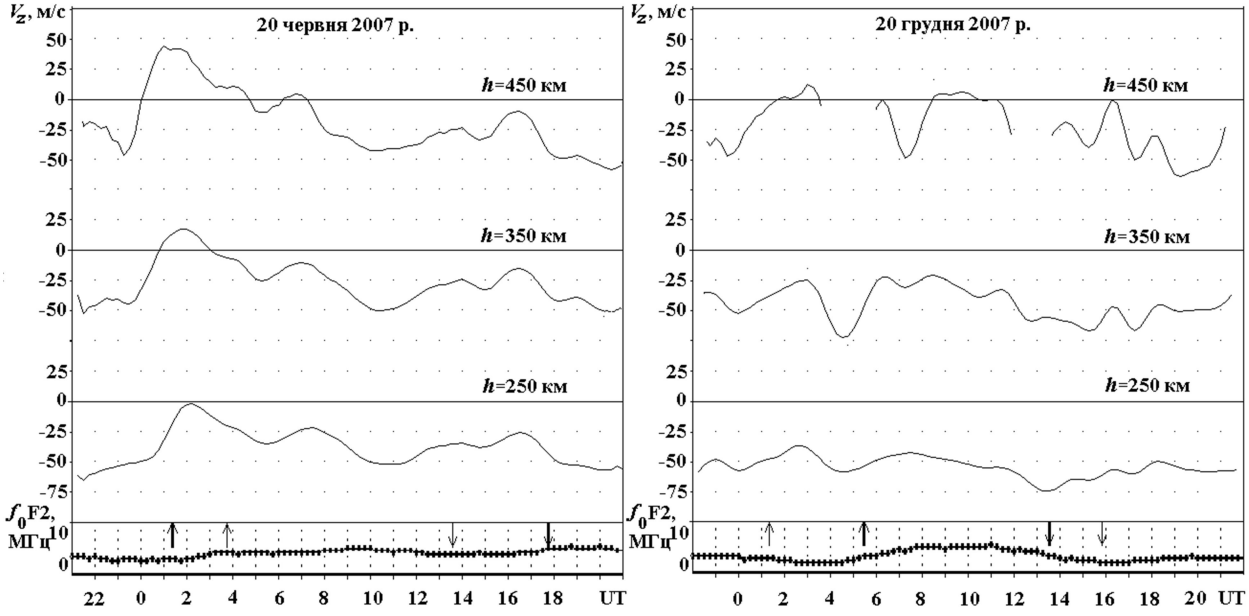


Рис. 6.14. Висотні залежності V_z і N_e, виміряні в квітні в різні роки протягом циклу сонячної активності

Видно, що за близьких геліогеофізичних умов (в даному разі в умовах підвищеної СА) висотні залежності V_z добре узгоджуються. Отримані 22 квітня 1999 р. при помірній і 10 квітня 2008 р. при низькій СА залежності $V_z(h)$ істотно відрізняються від них – висота зміни напрямку руху плазми приблизно на 300–350 км менше. Характер профілю $V_z(h)$ обумовлює і висотний розподіл електронної концентрації $N_e(h)$: при помірній активності Сонця максимум F-шару знаходиться приблизно на 50–90 км нижче, ніж при високій активності.

Нижче подано результати вимірювання V_z при низькій СА для періодів, близьких до зимового і літнього сонцестоянь, осіннього і весняного рівнодень [9, 18].

Варіації вертикальної складової швидкості переносу іоносферної плазми V_z на різних висотах для 20 червня і 20 грудня 2007 р. за відносно спокійних геофізичних умов наведено на рис. 6.15. Для цих діб $F_{10,7}$ = 66 і 73, A_p = 2 і 10. Більший статистичний розкид даних, відповідних зимовим умовам (в порівнянні з літніми), на одних і тих же висотах вище максимуму F-області (h_mF2), пояснюється меншим відношеннями сигнал/шум через малу півширину шару F2.



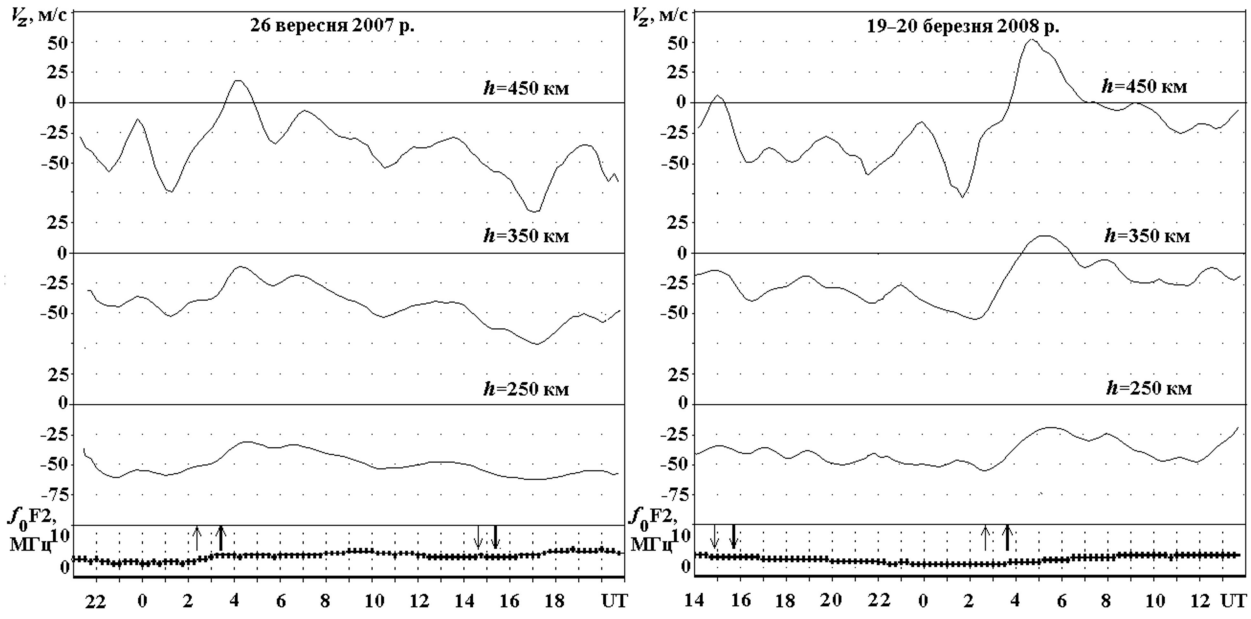
а *б*

Рис. 6.15. Варіації вертикальної швидкості руху плазми V_z в періоди низької сонячної активності влітку 20 червня 2007 р. (*а*) і взимку 20 грудня 2007 р. (*б*) (ковзне усереднення на інтервалі 75 хв з кроком 15 хв), варіації критичної частоти f_oF2 (Час UT, EEST = UT+3 години влітку, EET = UT+2 години взимку)

Видно, що характер варіацій V_z влітку і взимку в цілому відрізняється. Так, ранковий сплеск V_z, пов'язаний з посиленням фотоіонізації по відношенню до процесу рекомбінації при сході Сонця і перенесенням надлишку плазми вгору, більш виражений влітку. Взимку в денний час на висотах у районі максимуму іонізації значення модуля спрямованої вниз швидкості V_z переважно більше ніж влітку на 5–15 м/с, що в значній мірі пов'язано з поведінкою меридіональної складової термосферного вітру.

З рис. 6.16, на якому представлено результати вимірювання V_z в періоди,

близькі до осіннього і весняного рівнодення, видно, що характери добових варіацій V_z восени і навесні близькі. Абсолютні значення швидкості вночі і вдень також сильно не відрізняються. Однак, реакція величини швидкості на схід Сонця більш значна навесні, ніж восени. Геофізичні умови в ці дні також відносно спокійні: для 26 вересня 2007 р. $F_{10,7}$ = 67, A_p = 2, для 19 і 20 березня 2008 р. $F_{10,7}$ = 69 і 68, A_p = 5 і 7 відповідно.



а *б*

Рис. 6.16. Варіації вертикальної швидкості руху плазми V_z в періоди низької сонячної активності восени 26 вересня 2007 р. (*а*) і навесні 19–20 березня 2007 р. (*б*) (ковзне усереднення на інтервалі 75 хв з кроком 15 хв), варіації критичної частоти f_oF2 (Час UT, EEST = UT+3 години у вересні, EET = UT+2 години в березні)

Слід зазначити, що за відсутністю збурень в іоносфері варіації V_z в сусідні доби відрізняються незначно.

6.2. Спостереження процесів у геокосмосі в спокійних геофізичних умовах поблизу максимуму 24-го циклу сонячної активності

В даному підрозділі розглянуто висотні, сезонно-добові варіації вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми та інших її параметрів, що

отримані за допомогою радара НР Інституту іоносфери поблизу максимуму 24-го циклу СА [19–22]. Виконано їх порівняння з даними, отриманими за низькою СА. Наведено результати розрахунку параметрів динамічних процесів в іоносферній плазмі в умовах незбуреної іоносфери. Матеріали даного підрозділу були опубліковані, зокрема, в [19–24] і апробовані на вітчизняних і міжнародних конференціях. Результати досліджень добових і сезонних варіацій параметрів середовища використовуються для розробки нових і уточнення існуючих моделей іоносфери (див., наприклад, [25–27]).

6.2.1. Стан космічної погоди

Особливістю 24-го циклу СА (початок у січні 2009 р) є те, що він відрізняється від попередніх циклів аномальною затримкою зростання активності Сонця і помірною активністю в його максимумі (рис. 6.17 і таблиці 2.1–2.3) [http://www.swpc.noaa.gov]. Поблизу максимуму 24-го циклу СА величина індексу $F_{10,7}$ в середньому в 1,5 рази була нижчою значення $F_{10,7}$ в максимумі 23-го циклу СА (травень 1996 р.–січень 2009 р.).

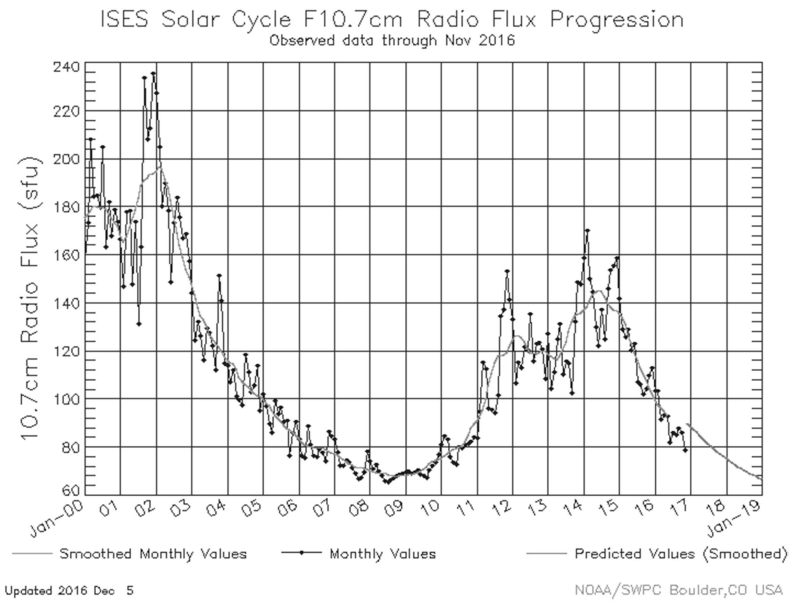


Рис. 6.17. Варіації індексу сонячної активності $F_{10,7}$

З рисунка видно, що умовно до висхідної гілки можна віднести період, що охоплює 2010–2012 рр., максимум активності припадає на 2013–2014 рр., а потім, починаючи з 2015 р., відбувається спад сонячної активності.

Таблиця 6.1

Індекси геомагнітної (A_p) і сонячної ($F_{10,7}$) активності в дні вимірювань параметрів іоносфери в періоди поблизу літнього та зимового сонцестояння

	Низька СА			Помірна СА					
Сезон	Дата	A_p	$F_{10,7}$	Дата	A_p	$F_{10,7}$	Дата	A_p	$F_{10,7}$
Літо	22.06.2010	6	73	19.06.2012	5	110	18.06.2013	7	125
	23.06.2010	4	74	20.06.2012	4	94	19.06.2013	4	123
	24.06.2010	7	74	21.06.2012	3	98	20.06.2013	**12**	126
Зима	21.12.2010	1	78	18.12.2012	5	116	17.12.2013	3	159
	22.12.2010	0	78	19.12.2012	4	113	18.12.2013	3	156
	23.12.2010	0	80	20.12.2012	6	114	19.12.2013	4	153

Таблиця 6.2

Індекси геомагнітної (A_p) і сонячної ($F_{10,7}$) активності в дні вимірювань параметрів іоносфери в періоди поблизу весняного і осіннього рівнодення

	Помірна СА					
Сезон	Дата	A_p	$F_{10,7}$	Дата	A_p	$F_{10,7}$
Весна	27.03.2012	**15**	106	19.03.2013	4	110
	28.03.2012	10	107	20.03.2013	9	108
	29.03.2012	3	112	21.03.2013	**11**	106
Осінь	25.09.2012	2	140	24.09.2013	9	110
	26.09.2012	6	139	25.09.2013	4	111
	27.09.2012	3	133	26.09.2013	2	110

Таблиця 6.3

Індекси геомагнітної (A_p) і сонячної ($F_{10,7}$) активності в дні вимірювань параметрів іоносфери в періоди зростання, максимуму і спаду СА

Фаза сонячної активності (СА)	Дата вимірювань	$F_{10.,7}$	A_p
Гілка зростання СА	29.03.2012	112	3
	21.06.2012	98	3
	26.09.2012	139	6
	20.12.2012	114	6
Максимум СА	20.03.2013	108	9
	19.06.2013	123	4
	25.09.2013	111	4
	18.12.2013	156	3
	25.06.2014	97	6
	22.09.2014	130	9
	19.12.2014	216	8
Гілка спаду СА	20.03.2015	113	**24**
	18.06.2015	151	7
	25.09.2015	120	7
	22.12.2015	130	**13**

Для аналізу варіацій вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми V_z і інших параметрів іоносфери використовувалися дані радара НР, що отримані в характерні геліогеофізичні дати, близькі до зимового і літнього сонцестоянь, весняного і осіннього рівнодень, переважно в спокійних геофізичних умовах.

У таблицях 2.1–2.3 наведено значення індексів сонячної $F_{10,7}$ і геомагнітної A_p активностей для розглянутих періодів вимірювань параметрів іоносфери (ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/old_indices/).

Видно, що аналізовані періоди роботи радара НР характеризуються відносно спокійним станом космічної погоди за винятком 27 березня 2012 р., 21 березня і 20 червня 2013 р., 22 грудня 2015 р., коли мали місце слабкі геомагнітні бурі (величина індексу K_p в ці дні не перевищувала 5, 4, 4, 5 і 4 відповідно).

6.2.2. Результати спостережень вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми в спокійних геомагнітних умовах

Спостереження проводилися за допомогою радара НР із зенітною антеною діаметром 100 м, який працював у режимі випромінювання двочастотного складового сигналу, що складається з радіоімпульсів тривалістю 660 і 130 мкс на частотах f_0 і (f_0+0,1) МГц відповідно, де f_0 = 158 МГц. Інформація про засоби і методики спостережень наведена в розділі 3. Похибка визначення швидкості руху плазми становила 1–30 м/с. Відзначимо, що представлені тут і далі висотні та висотно-часові варіації швидкості були отримані при відношенні сигнал/шум $q > 0{,}1$. Детально умови та результати спостережень наведено в [19–22].

Висотні варіації швидкості руху плазми. Висотні залежності швидкості V_z характеризуються тим, що вдень на висотах поблизу і нижче максимуму іонізації плазма рухається вниз ($V_z < 0$), і V_z приймає значення –50–0 м/с, а вище – $V_z > 0$. Висота зміни напрямку руху плазми збільшується з підвищенням сонячної активності. При низькій СА вона зазвичай становить величину 400–600 км,

при підвищеній СА зміна знака V_z має місце на висотах 600–900 км. З рис. 6.18, де представлені висотні варіації швидкості V_z при 15-хвилинному часовому накопиченні і додатковому часовому усередненні ковзним середнім по 5 значенням V_z, видно, що при помірній СА близько полуденний профіль $V_z(h)$ помітно відрізняється від профілю при низькій СА.

Вночі на всіх досліджуваних висотах $V_z<0$, плазма рухається вниз (рис. 6.18, *б* і *г*).

У висотному діапазоні 300–500 км при помірній СА варіації $V_z(h)$ поблизу місцевого полудня слабо залежали від сезону (рис. 6.18, *а*), на відміну від варіацій поблизу місцевої півночі (рис. 6.18, *б*) і при низькій СА (рис. 6.18, *в*).

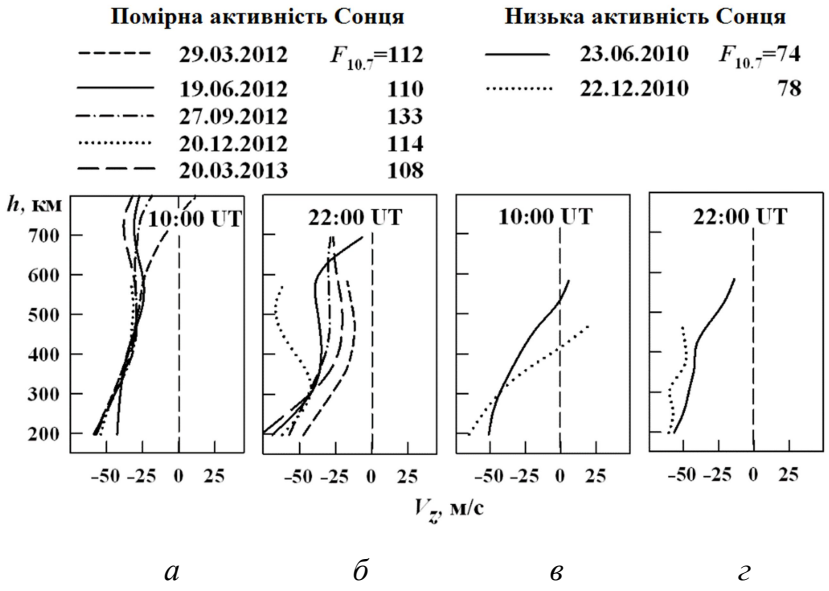


Рис. 6.18. Висотні залежності вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми в періоди літнього та зимового сонцестоянь, весняного і осіннього рівнодень помірної (*а, б*) і низької (*в*, *г*) сонячної активностей вдень (*а, в*) і вночі (*б, г*)

Висотно-часові варіації швидкості руху іоносферної плазми.

На рис. 6.19 представлено часові варіації швидкості V_z, що були отримані в характерні дати на висхідній гілці, в максимумі і на низхідній гілці СА.

Добові варіації швидкості V_z характеризувалися ранковим екстремумом (зменшення абсолютної величини швидкості низхідного руху плазми та на великих висотах іоносфери зміною її знака) і вечірнім екстремумом (збільшення модуля швидкості низхідного руху плазми). Влітку більш явно проявлявся ран-

ковий екстремум, взимку - вечірній. Величина зміни V_z збільшувалася з висотою. Як правило, взимку в денний час доби швидкість низхідного руху плазми більше на 10–15 м/с, ніж влітку. Варіації V_z в періоди, близькі до весняного і осіннього рівнодень, близькі як за характером, так і за абсолютними значеннями (рис. 6.19, *б* і *г*).

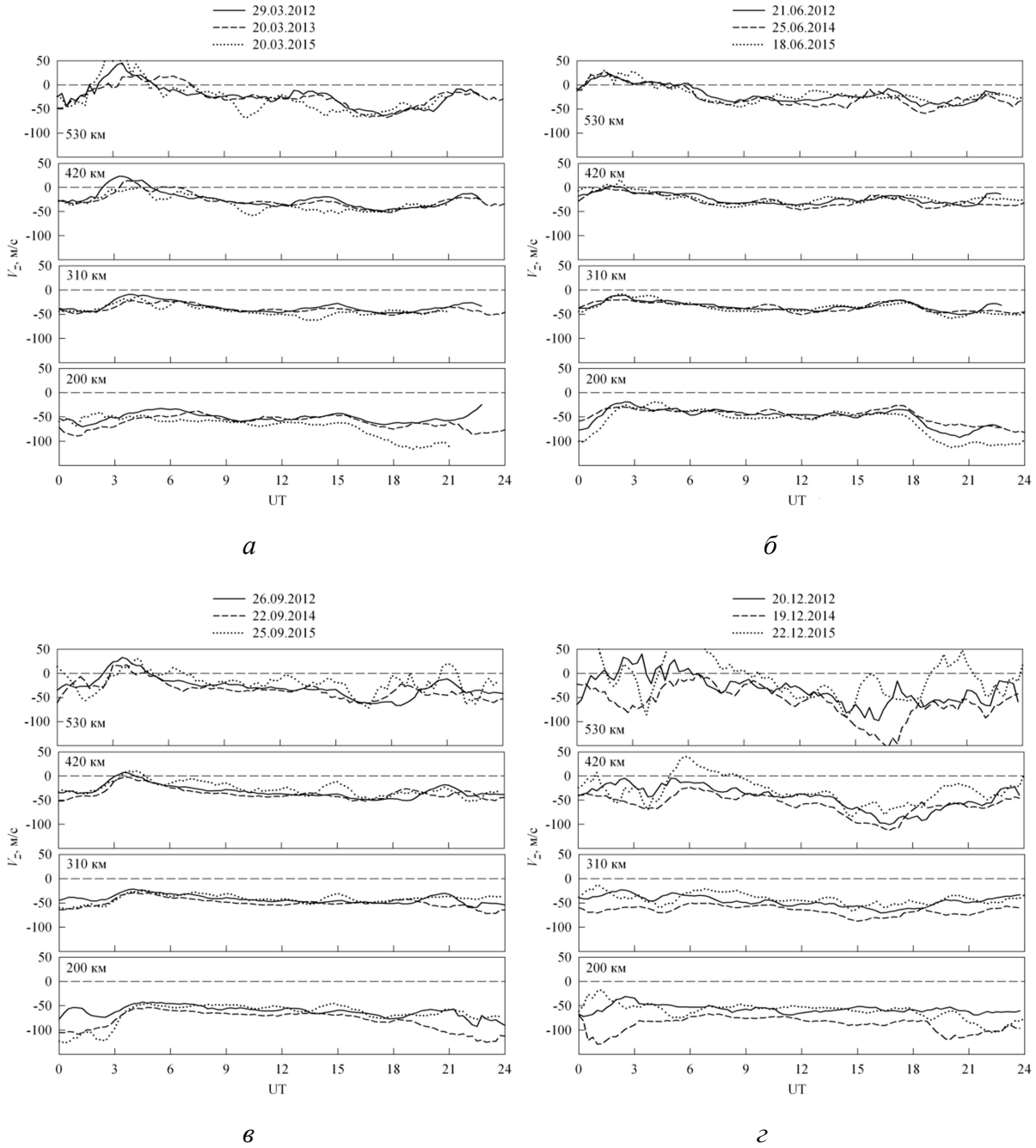


Рис. 6.19. Варіації вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми на фіксованих висотах поблизу весняного (*а*) і осіннього (*в*) рівнодення, літнього (*б*) і зимового (*г*) сонцестояння на висхідній (суцільна лінія), максимальній (штрихова) і низхідній (точкова) гілках сонячної активності

Особливістю спостережень 20 березня 2015 р. є те, що вони проводилися на фоні загасаючої геомагнітної бурі, а з 09:09 до 11:21 UT над Харковом спостерігалося часткове затемнення Сонця. Під час затемнення абсолютна величина швидкості низхідного потоку плазми збільшилася і досягла максимуму в момент максимального покриття Сонця [50] (рис. 6.19, *а*).

Таким чином, можна сказати, що відмінності в варіаціях V_z в періоди, що відповідають трьом умовним гілкам СА, для кожного із сезонів окремо незначні. Це пояснюється малою відмінністю в рівні сонячної активності, яке характеризується індексом $F_{10,7}$, в дні проведення вимірювань іоносферних параметрів протягом усіх трьох гілок СА.

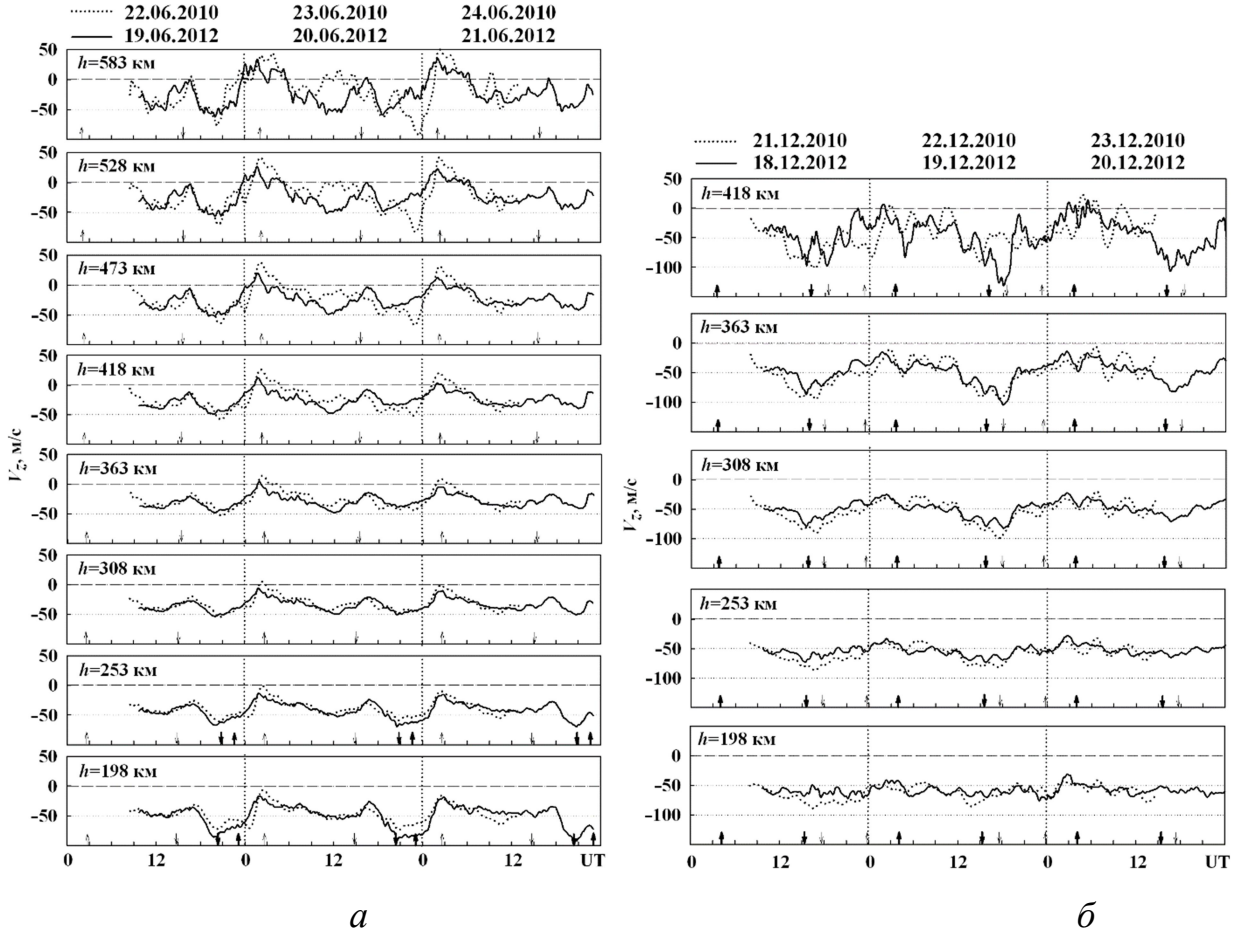
На рис. 6.20 наведено часові варіації швидкості V_z для ряду висот області F іоносфери, отримані в періоди літнього та зимового сонцестояння 2012 р. при помірній СА (*а*) і, для порівняння, варіації 2010 р. при низькій СА (*б*) [41,42].

Вранці спостерігався екстремум у часових варіаціях V_z, пов'язаний з посиленням фотоіонізації по відношенню до процесу рекомбінації при сході Сонця і перенесенням надлишку плазми вгору. Його величина зростала при збільшенні висоти. Також спостерігався вечірній екстремум (збільшення модуля швидкості низхідного руху плазми з подальшим зменшенням).

У період літнього сонцестояння на висотах іоносфери поблизу максимуму шару F2 (h = 200–400 км) часові залежності V_z при зниженій і помірній СА близькі (рис. 6.20, а). При цьому моменти ранкового і вечірнього екстремумів при помірній і низькій СА практично збігаються. Помітні відмінності в варіаціях V_z спостерігалися на висотах, понад 418 км, в період з 10:00 до 14:00 UT і в нічний час, що, ймовірно, пов'язано з наявністю слабких збурень в іоносфері 20 червня 2012 р. З ростом висоти ці відмінності посилювалися.

Часові варіації, виміряні при різній СА в період зимового сонцестояння (рис. 6.20, б), також відрізнялися незначно (за винятком варіацій на двох часових інтервалах на висоті 418 км). При цьому ранковий максимум був слабо ви-

ражений. Вечірній екстремум видно на висотах, починаючи з 253 км, і збільшується з ростом висоти.



а *б*

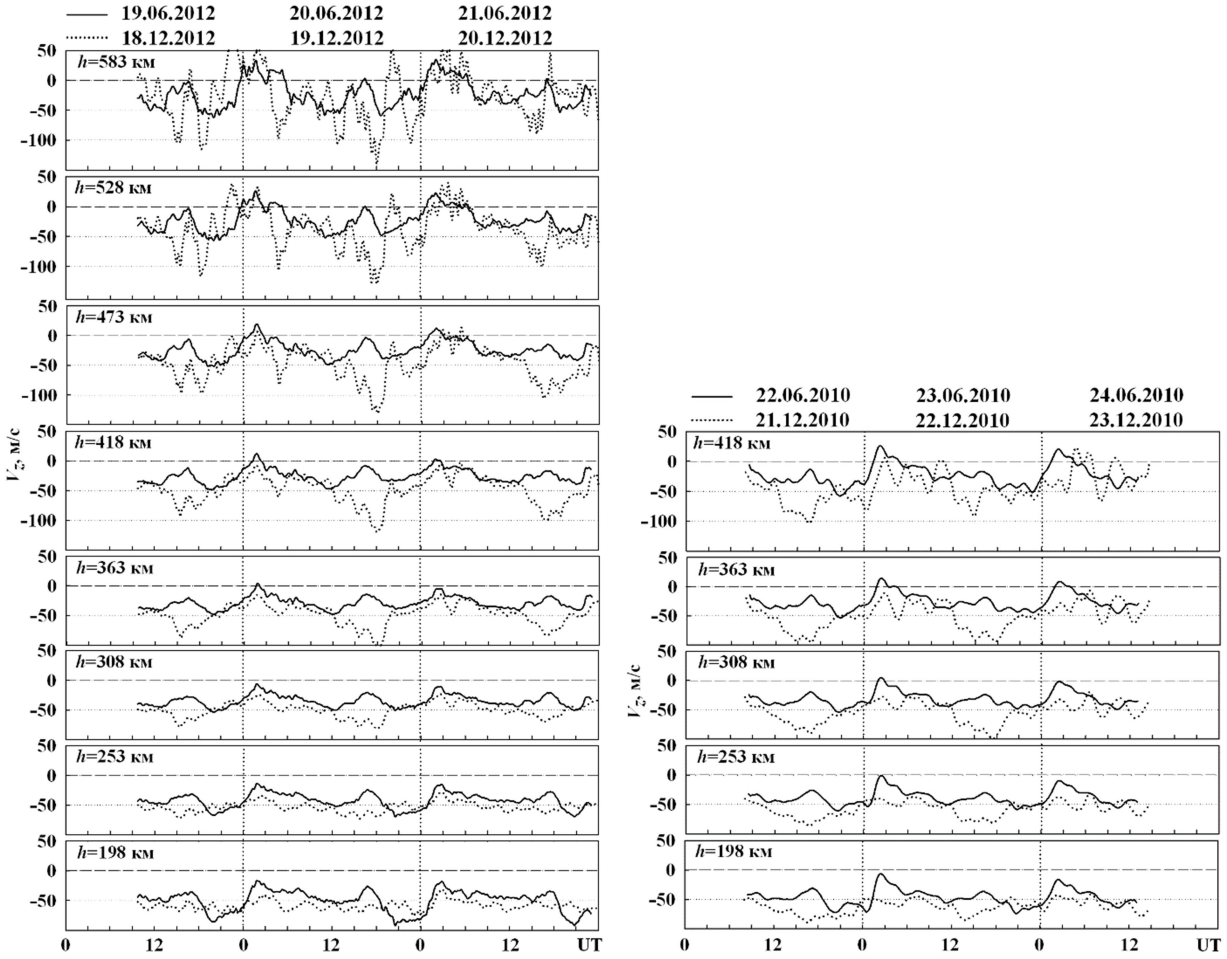
Рис. 6.20. Висотно-часові варіації вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми, виміряні в періоди літнього (*а*) і зимового (*б*) сонцестоянь 2010 р. (низька СА) і 2012. р. (помірна СА).

Стрілками показані моменти сходу і заходу Сонця на відповідних висотах в Харкові (жирна стрілка) і магнітно-спряженій точці (тонка стрілка)

Рис. 6.21 характеризує сезонні відмінності в часових варіаціях V_z, що отримані в періоди різної СА.

В обох випадках (низька і помірна СА) характер відмінності літніх і зимових варіацій швидкості є подібним. Ранковий екстремум більш виражений влітку, а вечірній – взимку. Взимку вдень на висотах в районі максимуму іонізації значення модуля спрямованої вниз швидкості більше, ніж влітку, що в значній

мірі пов'язано з меридіональною складовою термосферного вітру. У період з 12 до 19 годин (UT) відмінності літніх і зимових варіацій V_z найбільші.



а *б*

Рис. 6.21. Висотно-часові варіації вертикальної швидкості плазми в періоди літнього (суцільні лінії) і зимового (точки) сонцестоянь помірної (*а*) і низької (б) СА.

У періоди весняного і осіннього рівнодень при помірній СА висотні і часові варіації швидкості V_z подібні (рис. 6.19). Деякі відмінності в варіаціях спостерігалися при проходженні ранкового і вечірнього термінаторів.

В цілому, слід зазначити, що характер варіацій V_z і значення швидкості, виміряні в різні дні в однаковий час доби за близьких геліогеофізичних умов, подібні (див. рис. 6.18–6.21). Це дає можливість систематизувати дані і використовувати їх для уточнення моделей іоносфери, зокрема, регіональної іоносферної моделі CERIM IION [45–47].

6.2.3. Результати спостережень параметрів іоносферної плазми, що використовуються для розрахунку параметрів динамічних процесів в іоносфері

Ці результати наведено в [24, 28–30]. Висотно-часові варіації виміряних методом НР параметрів іоносфери (концентрації електронів, температур електронів та іонів), що отримані в 2012–2013 рр., наведено на рис. 6.22.

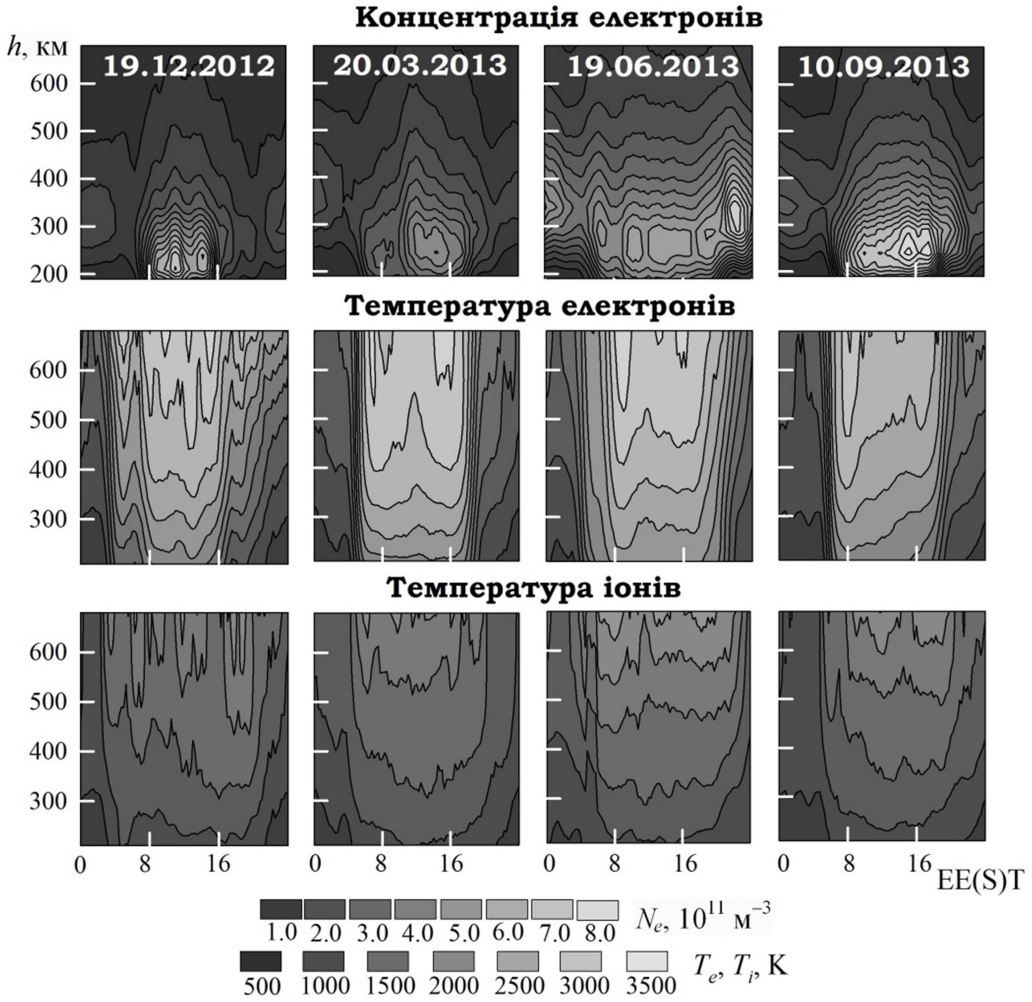


Рис. 6.22. Висотно-часові варіації параметрів іоносфери

Варіації концентрації електронів. Взимку в години поблизу опівдня концентрація електронів N_e на висотах 210 і 410 км не перевищувала $6{,}1\cdot10^{11}$ і

$1{,}3\cdot10^{11}$ м$^{-3}$ відповідно. У нічних умовах значення N_e на розглянутих висотах становили $0{,}4\cdot10^{11}$ і $1{,}0\cdot10^{11}$ м$^{-3}$ відповідно.

У період літнього сонцестояння поблизу опівдня на висоті h = 210 км $N_e \approx 4{,}4\cdot10^{11}$ м$^{-3}$, а на h = 410 км $N_e \approx 2{,}8\cdot10^{11}$ м$^{-3}$. Вночі N_e на висоті 210 км не перевищувала $1{,}1\cdot10^{11}$ м$^{-3}$, на висоті 410 км – $3{,}8\cdot10^{11}$ м$^{-3}$.

У періоди весняного і осіннього рівнодень вдень N_e на висоті 210 км сягала значень $3{,}4\cdot10^{11}$ м$^{-3}$ і $6{,}5\cdot10^{11}$ м$^{-3}$, а в нічні години – $0{,}1\cdot10^{11}$ і $0{,}4\cdot10^{11}$ м$^{-3}$, відповідно. На висоті 410 км у близько полуденний час навесні $N_e \approx 2{,}3\cdot10^{11}$ м$^{-3}$, восени – $2{,}8\cdot10^{11}$ м$^{-3}$. У нічних умовах на даній висоті $N_e \approx 1{,}0\cdot10^{11}$ м$^{-3}$ і $1{,}3\cdot10^{11}$ м$^{-3}$ відповідно для весняного і осіннього рівнодення.

Варіації температури електронів. У період літнього сонцестояння температура електронів T_e відчувала значні добові варіації. Зі сходом Сонця T_e починала зростати, досягала своїх максимальних значень поблизу опівдня. Так, вдень на висоті h = 210 км $T_e \approx 2030$ К, а на висоті 410 км $T_e \approx 2620$ К. Після заходу Сонця температура електронів зменшувалася до фонових мінімальних нічних значень. Поблизу опівночі на висоті 210 км T_e не перевищувала 840 К, на висоті 410 км $T_e \approx 1010$ К.

У зимовий період поблизу опівдня на висоті 210 км $T_e \approx 1845$ К і на висоті 410 км $T_e \approx 2610$ К. У нічні години на висоті 210 км T_e не перевищувала значення 590 К, а на висоті 410 км $T_e \approx 990$ К.

У період весняного рівнодення максимум у добовому ході T_e мав місце о 13:00 EET. На висотах 210 і 410 км у денні години T_e сягала значень приблизно 1930 і 2590 К, вночі $T_e \approx 770$ і 910 К відповідно. Протягом осіннього рівнодення T_e у близько полуденний час становила 1870 і 2380 К на висотах 210 і 410 км відповідно. У нічні години T_e на висоті 210 км не перевищувала 625 К, а на висоті 410 км $T_e \approx 1030$ К.

Варіації температури іонів. У періоди весняного й осіннього рівнодень поблизу опівдня температура іонів T_i на висоті 210 км не перевищувала 1010 К, а на висоті 410 км $T_i \approx 1320$ К.

У період, близький до осіннього рівнодення, в нічних умовах T_i на висотах 210 і 410 км не перевищувала 625 і 990 К відповідно. Протягом весняного рівнодення T_i на висоті 210 км удень сягала 770 К, а в нічні години – 850 К.

Протягом літнього сонцестояння вдень $T_i \approx 970$ К на висоті 210 км і 1370 К на висоті 410 км. Поблизу опівночі $T_i \approx 790$ і 980 К для висот 210 і 410 км відповідно.

Протягом зимового сонцестояння в близько полуденний час T_i не перевищувала 910 і 1290 К на висотах 210 і 410 км. У нічних умовах на цих висотах $T_i \approx 590$ і 890 К.

Висотно-часові варіації виміряних методом НР параметрів іоносфери, що отримані в 2014 р, представлено на рис. 6.23.

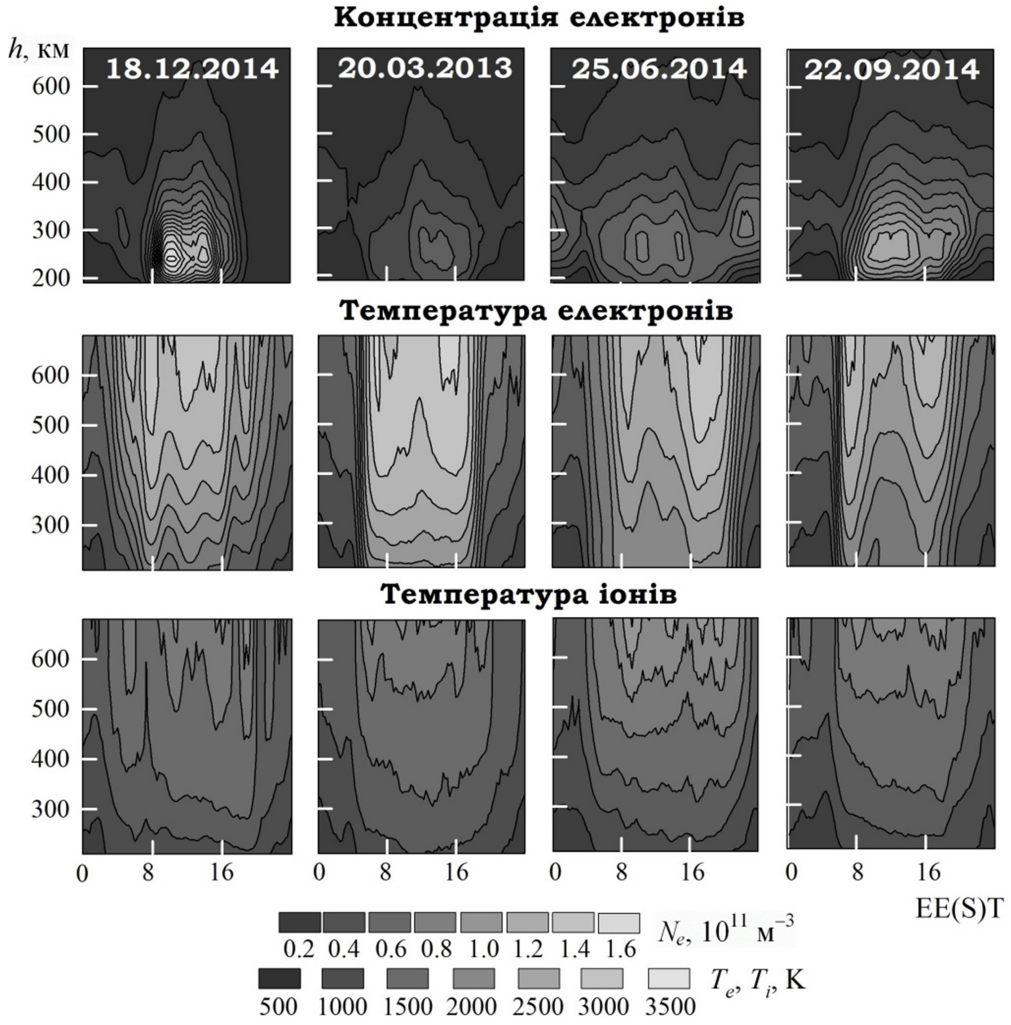


Рис. 6.23. Висотно-часові варіації параметрів іоносфери

Варіації концентрації електронів. Взимку близько опівдня концентрація електронів N_e на висотах 210 і 410 км не перевищувала $10{,}7\cdot10^{11}$ м$^{-3}$ і $2{,}9\cdot10^{11}$ м$^{-3}$ відповідно. У нічних умовах N_e на цих висотах становила $0{,}1\cdot10^{11}$ м$^{-3}$ і $1{,}3\cdot10^{11}$ м$^{-3}$ відповідно.

У період літнього сонцестояння поблизу опівдня на висоті h = 210 км $N_e \approx 4{,}9\cdot10^{11}$ м$^{-3}$, а на h = 410 км $N_e \approx 2{,}9\cdot10^{11}$ м$^{-3}$. Вночі N_e на висоті 210 км не перевищувала $1{,}3\cdot10^{11}$ м$^{-3}$, на висоті 410 км – $2{,}8\cdot10^{11}$ м$^{-3}$. У періоди весняного і осіннього рівнодення вдень N_e на висоті 210 км сягала значень $3{,}4\cdot10^{11}$ м$^{-3}$ і $8{,}4\cdot10^{11}$ м$^{-3}$, а в нічні години – $0{,}1\cdot10^{11}$ і $0{,}6\cdot10^{11}$ м$^{-3}$, відповідно. На висоті 410 км у близько полуденний час навесні $N_e \approx 2{,}3\cdot10^{11}$ м$^{-3}$, восени – $4{,}6\cdot10^{11}$ м$^{-3}$. У нічних умовах на даній висоті – $4{,}6\cdot10^{11}$ м$^{-3}$ і $1{,}6\cdot10^{11}$ м$^{-3}$ відповідно для весняного і осіннього рівнодення.

Варіації температури електронів. У період літнього сонцестояння температура електронів T_e відчувала значні добові варіації. Зі сходом Сонця T_e починала зростати, досягала своїх максимальних значень близько опівдня. Так, вдень на висоті h = 210 км $T_e \approx 1050$ К, а на висоті 410 км $T_e \approx 2130$ К. Після заходу Сонця температура електронів зменшувалася до фонових мінімальних нічних значень. Близько опівночі на висоті 210 км T_e не перевищувала 680 К, на висоті 410 км $T_e \approx 1820$ К. У зимовий період поблизу опівдня на висоті 210 км $T_e \approx 1670$ К і на висоті 410 км $T_e \approx 2490$ К. У нічні години на висоті 210 км T_e не перевищувала значення 650 К, а на висоті 410 км $T_e \approx 1020$ К. У період весняного рівнодення максимум в добовому ході T_e мав місце о 13:00. На висотах 210 і 410 км у денні години T_e сягала значень приблизно 1930 і 2590 К, вночі $T_e \approx 770$ і 910 К відповідно. Протягом осіннього рівнодення T_e у близько полуденний час становила 1550 і 1820 К на висотах 210 і 410 км відповідно. У нічні години T_e на висоті 210 км не перевищувала 710 К, а на висоті 410 км $T_e \approx 1010$ К.

Варіації температури іонів. У періоди весняного й осіннього рівнодень поблизу опівдня температура іонів T_i на висоті 210 км не перевищувала 1010 К і 890 К, а на висоті 410 км $T_i \approx 1320$ К і 1320 К, відповідно. У період осіннього рівнодення в нічних умовах T_i на висотах 210 і 410 км не перевищувала 710 і

1010 К відповідно. Протягом весняного рівнодення T_i вдень на висоті 210 км сягала 770 К, а в нічні години – 850 К. Протягом літнього сонцестояння вдень T_i ≈ 990 К на висоті 210 км і 1400 К на висоті 410 км. Близько опівночі $T_i \approx 680$ і 870 К для висот 210 і 410 км відповідно. Протягом зимового сонцестояння поблизу опівдня T_i не перевищувала 860 і 1350 К на висотах 210 і 410 км. У нічних умовах на цих висотах $T_i \approx 650$ і 980 К.

Варіації відносної концентрації іонів водню. Іони водню H^+ є головним учасником процесів іоносферно-плазмосферної взаємодії [31, 32]. Наприклад, нічні потоки іонів H^+, спрямовані в іоносферу, в окремих випадках здатні помітно змінювати величину концентрації електронів не тільки вище максимуму іонізації, а й в самому максимумі. Так, результати досліджень, проведених у період, що розглядається, показують, що вночі в умовах низької СА інтенсивні потоки іонів водню призводять до збільшення параметра N_mF2 до півтора-двох разів для всіх сезонів, виключаючи літній [28–30].

В даному підрозділі ми розглядаємо варіації відносної концентрації іонів H^+, що отримані поблизу рівнодення і сонцестояння 2013 р. У зазначений період відбувалися помітні зміни СА. Так, для весняного й осіннього сезонів, значення індексів $F_{10,7}$ були близькі і відповідали помірній СА (~110 одиниць сонячного потоку), для літа індекс $F_{10,7}$ був на ~15% більше, а зимові значення індексу становили ~155 одиниць.

На рис. 6.24 представлені варіації відносної концентрації $N(H^+)/N_e$ для згаданих періодів. Видно, що поведінка параметра $N(H^+)/N_e$ в цілому є характерна: для всіх сезонів максимум добової варіації спостерігається в нічні години, мінімальні значення відносної концентрації реєструються вдень.

Цікавою особливістю є та обставина, що осінні значення $N(H^+)/N$ перевищують весняні майже в два рази (в спокійних геомагнітних умовах, які мали місце для березневих вимірювань і вимірювань 26–27 вересня) попри те, що СА була фактично однаковою.

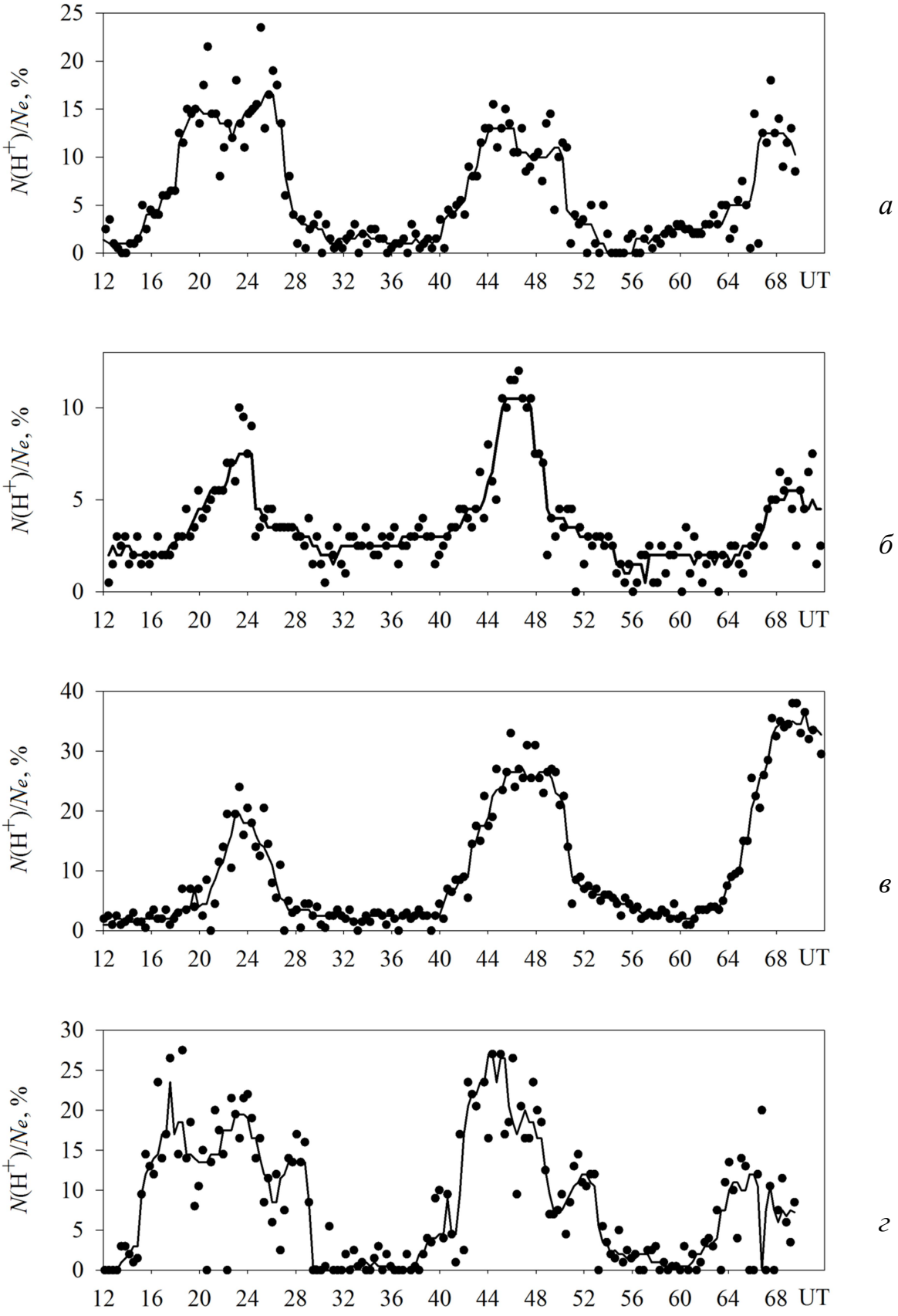


Рис. 6.24. Добові варіації параметру $N(H^+)/N$ на висоті 600 км для 19–21 березня (*а*), 18–21 червня (*б*), 24–27 вересня (*в*) і 17–19 грудня (*г*) 2013 р.

Літні значення $N(H^+)/N$ були найменшими серед усіх сезонів, тоді як зимові були досить високі навіть незважаючи на порівняно великий рівень СА. Такі особливості, очевидно, пов'язані з істотним збільшенням концентрації атомарного водню, яке відбувається внаслідок помітної перебудови глобальної термосферної циркуляції при переході від літа до зими [31].

6.2.4. Результати розрахунку параметрів динамічних процесів у геокосмосі

Для розрахунку параметрів динамічних процесів у геокосмічній плазмі використано експериментальні дані (N_e, T_e, T_i, V_z), що отримані на харківському радарі НР в періоди рівнодення і сонцестояння в 2012–2013 рр. (див. табл. 2.4) і відомі теоретичні співвідношення [31, 33], основні з яких наведено в п. 1.1. даної монографії. Параметри нейтральної атмосфери розраховувалися за моделлю NRLMSISE-00 [35].

Таблиця 6.4

Дати вимірювань на радарі некогерентного розсіяння в Харкові

	2012 р.	2013 р.
Весняне рівнодення	27 – 29 березня	19 – 21 березня
Літнє сонцестояння	19 – 21 червня	18 – 20 червня
Осіннє рівнодення	25 – 27 вересня	24 – 26 вересня
Зимове сонцестояння	18 – 20 грудня	17 – 19 грудня

Теоретичні співвідношення. Потоки заряджених частинок в іоносфері. Повний вертикальний потік іоносферної плазми можна обчислити, використовуючи дані з вертикальної складової швидкості переносу плазми і концентрації електронів. У загальному вигляді вираз для вертикальної складової швидкості переносу має вигляд [31]

$$V_z = (V_{d||})_z + (V_{n||})_z + (V_\perp)_z, \qquad (6.1)$$

де $(V_{d||})_z$ – вертикальна компонента швидкості частинок, пов’язана з амбіполярною дифузією уздовж силових ліній геомагнітного поля; $(V_{n||})_z$ – вертикальна

компонента швидкості вітрового захоплення заряджених частинок; $(V_\perp)_z$ – вертикальна компонента швидкості захоплення частинок електромагнітним дрейфом. Підставивши у вираз (6.1) значення кожного з доданків, отримуємо

$$V_z = V_{dz} + V_{nx}\sin I\cos I\cos D - V_{ny}\sin I\cos I\sin D + \\ + V_{nz}\sin^2 I + \frac{E_x}{B}\cos I\sin D + \frac{E_y}{B}\cos I\cos D \quad , \tag{6.2}$$

де $V_{dz} = -D_a \sin^2 I\left[\frac{1}{H_p} + \frac{1}{N}\frac{\partial N}{\partial z} + \frac{1}{T_p}\frac{\partial T_p}{\partial z}\right]$ – швидкість перенесення частинок, спричиненого амбіполярною дифузією; $D_a = \frac{kT_p}{m_i \nu_{in}}$ – поздовжня компонента тензора амбіполярної дифузії; $\nu_{in} = \nu_{O^+,O} + \nu_{O^+,O_2} + \nu_{O^+,N_2} + \nu_{O^+,H} + \nu_{O^+,He}$ – сумарна частота зіткнень іонів з нейтралами, $\nu_{O^+,O} = 1{,}86\cdot 10^{-9}\left[\frac{T_i + T_n}{2000}\right]^{0{,}37} N(\mathrm{O})$, $\nu_{O^+,O_2} = 10^{-9} N(\mathrm{O_2})$, $\nu_{O^+,N_2} = 1{,}08\cdot 10^{-9} N(\mathrm{N_2})$, $\nu_{O^+,H} = 2{,}19\cdot 10^{-9} N(\mathrm{H})$, $\nu_{O^+,He} = 0{,}88\cdot 10^{-9} N(\mathrm{He})$ – частоти зіткнень іонів кисню у власному газі, з атомами і молекулами кисню, азоту, водню і гелію відповідно [35], $T_p = T_e + T_i$ – плазмова температура, $H_p = \frac{kT_p}{m_i g}$ – плазмова приведена висота, m_i – маса іона кисню; I та D – нахил і схиляння геомагнітного поля; E_x і E_y – компоненти електричного поля, B – модуль індукції магнітного поля Землі.

Густина повного потоку плазми, спричиненого вітровим захопленням, електромагнітним дрейфом і дифузією у вертикальному напрямку обчислюється за формулою:

$$\Pi_p = V_z N_e . \tag{6.3}$$

За аналогією обчислюється густина потоку заряджених частинок, пов’язаного з амбіполярною дифузією, тобто $\Pi_d = V_{dz} N_e$.

Швидкість еквівалентного нейтрального вітру і меридіональна складова швидкості нейтрального вітру. Величину швидкості еквівалентного нейтрального вітру можна розрахувати, використовуючи вираз (6.2) і зробивши такі спрощення. Беручи до уваги незначний внесок середньоширотних електричних полів ($E_{x,y} \to 0$) в спокійних геліогеофізичних умовах і нехтуючи ефектами схилення ($D \to 0$), швидкість еквівалентного нейтрального вітру має вигляд

$$w \approx V_z - V_{dz}. \tag{6.4}$$

Величина меридіональної складової швидкості нейтрального вітру можна розрахувати, використовуючи вираз

$$V_{nx} \approx (V_z - V_{dz})/(\sin I \cos I). \tag{6.5}$$

З (6.4) і (6.5) видно, що w та V_{nx} відрізняються лише постійним множником (при I = const).

Розрахунки параметрів динамічних процесів наведено в [21, 22]

6.2.4.1 Сезонно-добові варіації параметрів динамічних процесів

На рис. 6.25 і 6.26 наведено часові варіації вертикальної складової швидкості переносу заряджених частинок V_z (експеримент), вертикальної складової швидкості переносу плазми через амбіполярну дифузію V_d, густин потоків $П_p$ і $П_d$ для періодів весняного й осіннього рівнодень, літнього та зимового сонцестоянь на висоті 250 км.

Весняне рівнодення (рис. 6.25, *а*). Як видно з рисунка, варіації вертикальної складової швидкості руху плазми V_z у 2012 і 2013 рр. якісно і кількісно подібні. У денні години величина швидкості V_z змінювалася в межах –(50–60) м/с. У нічних умовах V_z сягала величини –70 м/с.

Як і для V_z, форма добових варіацій вертикальної складової швидкості руху плазми через амбіполярну дифузію V_d у 2012 і 2013 рр. подібна. У денних умовах швидкість V_d мала і приблизно становила –5 м/с. У нічні години, як показують розрахунки, V_d сягають значень –15 м/с у 2012 р. і –10 м/с навесні 2013 р.

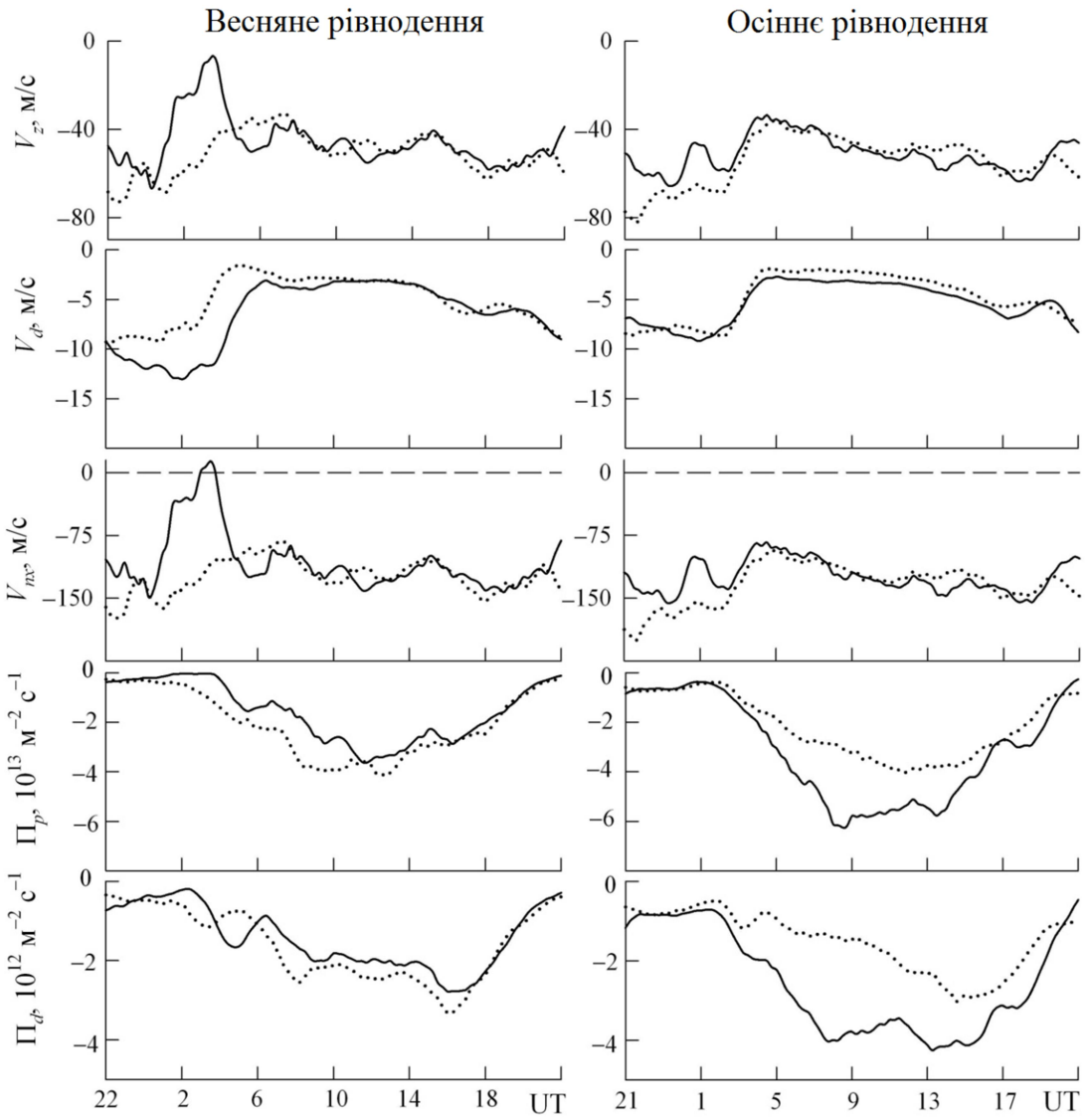


Рис. 6.25. Добові варіації параметрів динамічних процесів в іоносфері в спокійних умовах для періоду весняного (*а*) і осіннього (*б*) рівнодень в 2012 р. (суцільна лінія) і 2013 р. (точки)

Добові залежності густини повного потоку плазми Π_p і потоку заряджених частинок через амбіполярну дифузію Π_d в весняні періоди 2012 і 2013 рр. схожі

за формою між собою. Мали місце незначні кількісні відмінності. Величина густини потоку Π_p близько опівдні не перевищувала значення $-40 \cdot 10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$. Опівночі $\Pi_p \approx -2{,}5 \cdot 10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$. Величина густини потоку Π_d в денних умовах не перевищувала значень $-2 \cdot 10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$. У нічні години $\Pi_d \approx 0{,}5 \cdot 10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$. Загалом величина Π_d приблизно на порядок менше величини густини повного потоку плазми Π_p на розглянутій висоті. Це можна пояснити тим, що внесок дифузійної складової у перенесення заряджених частинок на даній висоті незначний і головну роль відіграють фотохімічні процеси.

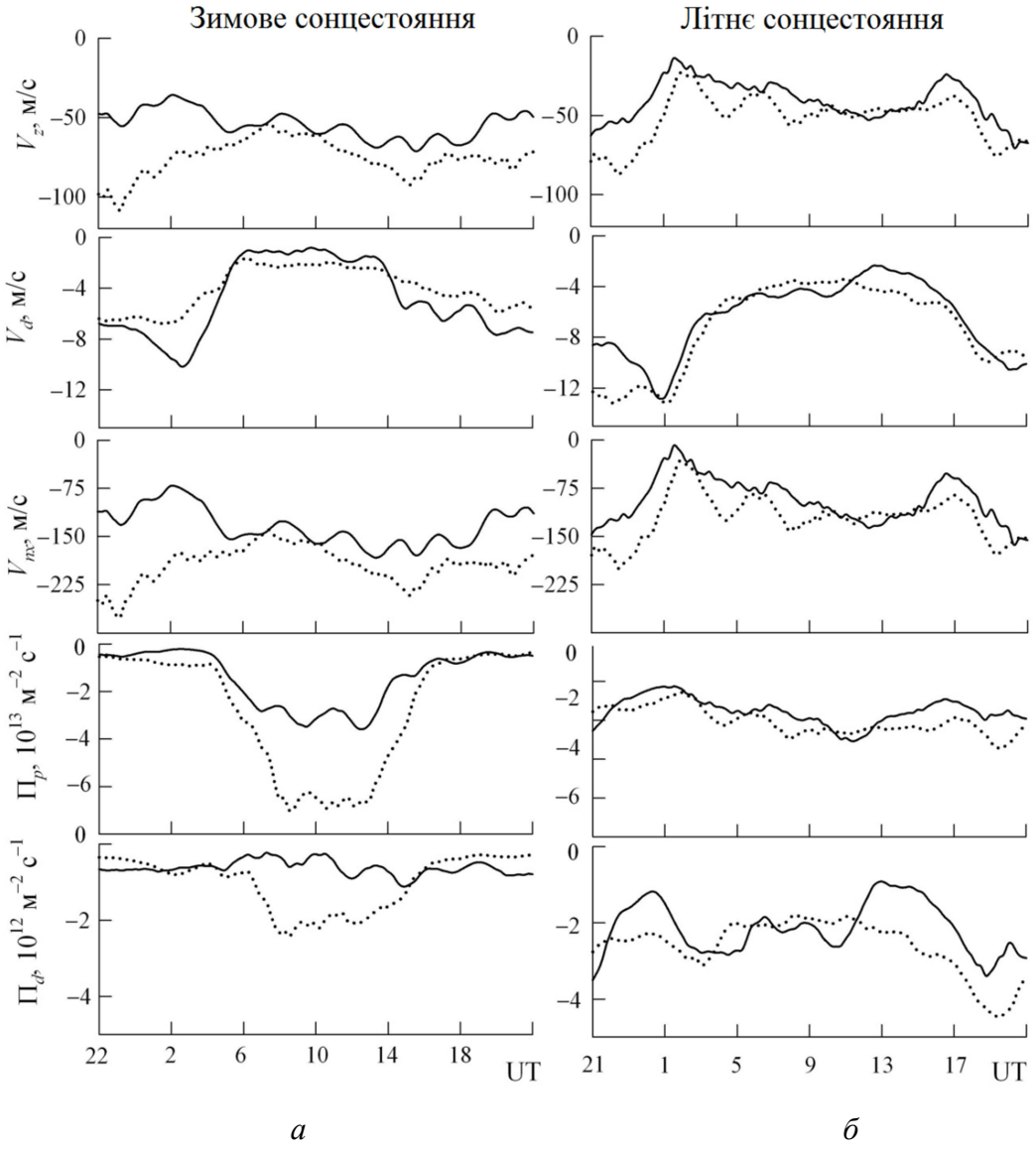


Рис. 6.26. Добові варіації параметрів динамічних процесів в іоносфері в спокійних умовах для періоду зимового (*а*) і літнього (*б*) сонцестоянь в 2012 р. (суцільна лінія) і 2013 р. (точки).

Літнє сонцестояння (див. рис. 6.26, *б*). Як видно з рисунка, добові варіації швидкості V_z у 2012 і 2013 рр. якісно і кількісно подібні. У години поблизу опівдня величина $|V_z|$ не перевищує 60 м/с, поблизу опівночі $|V_z|$ змінюється в діапазоні 60–90 м/с.

З рис. 6.26, *б* добре видно якісну подібність форми добових ходів вертикальної складової швидкості руху плазми через амбіполярну дифузію V_d. У денні години величина швидкості $|V_d|$ не перевищує значень 5 м/с, в нічних умовах $|V_d| \approx 8$–12 м/с.

Як і для випадку періоду весняного рівнодення, варіації $П_p$ і $П_d$ в період літнього сонцестояння 2012 і 2013 рр. якісно подібні між собою. Величина густини потоку $П_p$ поблизу опівдня не перевищувала значення $-30 \cdot 10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$. Поблизу опівночі величина $П_p$ змінювалася в межах $-(15–25) \cdot 10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$. Величина густини потоку $П_d$ в денних умовах не перевищувала значень $-2 \cdot 10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$. В опівнічні години величина $П_d \approx 2{,}2 \cdot 10^{12}$ і $3{,}2 \cdot 10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$ для 2012 і 2013 рр. відповідно.

Осіннє рівнодення (рис. 6.25, *б*). Як видно з рисунка, форма добових залежностей V_z в 2012 і 2013 рр. якісно подібна. Опівдні швидкість низхідного руху плазми не перевищувала –50 м/с. У нічних умовах V_z сягала величини –50 і –70 м/с для 2012 і 2013 рр. відповідно. Слід також зазначити, що варіації V_z в період осіннього рівнодення якісно подібні варіаціям швидкості переносу в період весняного рівнодення (див. рис. 6, 25, *а*).

Форми добових залежностей, як видно з рис. 6.25, *б*, в 2012 і 2013 рр. якісно подібні. Як показали розрахунки, близько опівдні $|V_d|$ не перевищувала 2–3 м/с. У після опівнічні години величина $|V_d|$ сягала значень 8–9 м/с.

Для періоду осіннього рівнодення 2012 р. опівдні густина потоку $П_p$ за модулем становила $60 \cdot 10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$, в нічних умовах $|П_p| \approx 8 \cdot 10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$. Для періоду осіннього рівнодення 2013 р. опівдні $|П_p| \approx 30 \cdot 10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$. У нічних умовах величина $|П_p|$ змінювалася в межах $(8–10) \cdot 10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$.

Густина потоку плазми через амбіполярну дифузію $П_d$ в період осіннього рівнодення 2012 р. в години поблизу опівдня не перевищувала

$-3.5\cdot10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$, в нічних умовах $П_d \approx 10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$. У період осіннього рівнодення 2013 р. вдень $П_d \approx -1.4\cdot10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$, опівночі $П_d \approx -0.5\cdot10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$.

Зимове сонцестояння (рис. 6.26, *а*). Як видно з рисунка, варіації V_z в 2012 і 2013 рр. якісно трохи розрізнялися, особливо в нічні та передсхідні години. Удень величина швидкості V_z змінювалася від –50 до –70 м/с. Поблизу опівночі в 2012 р. $V_z \approx -50$ м/с, тоді як в 2013 р. V_z сягала значень –100 м/с.

Як показали розрахунки, в період, близький до зимового сонцестояння 2012 і 2013 рр., в денні години швидкість V_d не перевищувала –2 м/с. Поблизу опівночі значення V_d в 2012 і 2013 рр. близькі і становили –6 м/с. Основні відмінності спостерігалися в передсхідні години (02:00–03:00 UT). Так, для зимового сонцестояння 2012 і 2013 рр. у розглянутий часовий інтервал $V_d \approx -9$ м/с і $V_d \approx -6$ м/с відповідно.

Як видно з рис. 6.26, *а*, форма добових варіацій густини повного потоку плазми $П_p$ в 2012 і 2013 рр. якісно подібна. Однак мали місце кількісні відмінності. Опівдні значення густини потоку $П_p$ у 2012 р. становили $-30\cdot10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$, а у 2013 р. $П_p \approx -50\cdot10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$. У нічних умовах значення густини повного потоку плазми для 2012 і 2013 рр. близькі і приблизно становили $-5\cdot10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$.

Значення густини потоку заряджених частинок через амбіполярну дифузію $П_d$ в 2012 і 2013 рр. в денні години складали $-0{,}4\cdot10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$ і $-2\cdot10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$ відповідно. У нічних умовах значення $П_d$ в 2012 і 2013 рр. близькі і приблизно становили $-0{,}5\cdot10^{12}$ м$^{-2}$ с$^{-1}$.

6.2.4.2. Висотні залежності параметрів динамічних процесів

На рис. 6.27 наведено висотні профілі параметрів динамічних процесів в іоносфері в спокійних умовах для характерних геофізичних періодів – весняного і осіннього рівнодень, літнього та зимового сонцестоянь опівдні та опівночі. Розрахунки виконано для 2012 і 2013 рр.

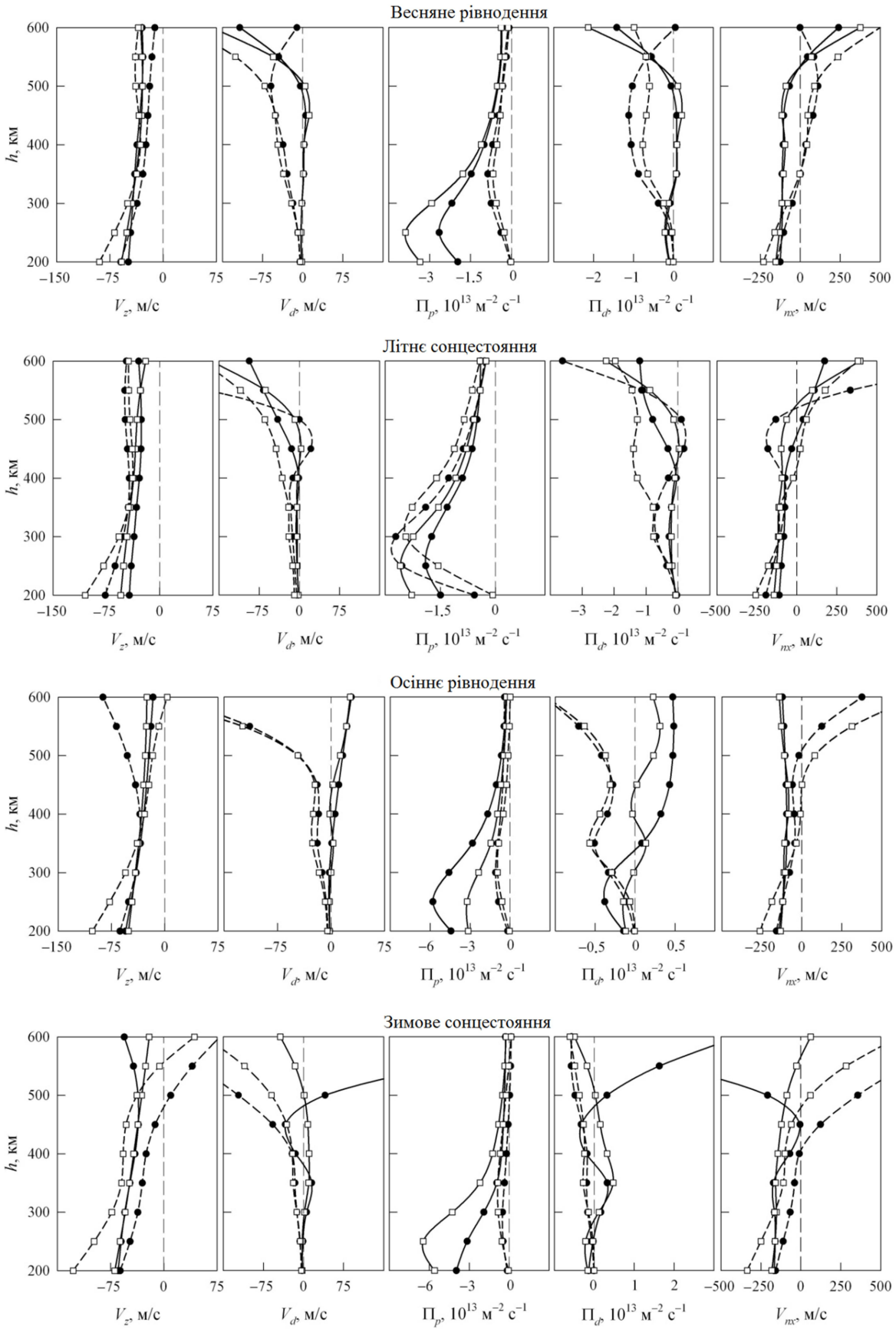


Рис. 6.29. Висотні залежності параметрів динамічних процесів в іоносфері в спокійних умовах в періоди літнього та зимового сонцестоянь, весняного і осіннього рівнодень в 2012 р. (кружки) і 2013р. (квадрати) за помірною СА вдень (суцільна лінія) і вночі (пунктир)

Швидкість перенесення частинок, викликаного амбіполярною дифузією. Як видно з рисунків, характер змін висотних залежностей V_d, як в денні, так і нічні години подібний для розглянутих сезонів. Так, поблизу опівдня до висоти ~400 км перенесення плазми через дифузію було майже відсутнє (швидкість V_d близька до нуля, або становила кілька одиниць метрів за секунду). У нічні години у всьому розглянутому діапазоні висот для всіх сезонів відбувалося низхідне перенесення плазми.

Повний потік плазми. Форма висотних профілів густини повного (сумарного) потоку плазми поблизу опівдня для різних сезонів подібна. Як показують розрахунки, у висотному ході густини потоку плазми $|\Pi_p|$ спостерігався добре виражений максимум на висоті ~250 км для всіх розглянутих сезонів. Як видно з рис. 6.27, максимальні значення Π_p зареєстровані в періоди, близькі до зимового сонцестояння і осіннього рівнодення. Для нічних умов отримано, що форма висотних профілів так само, як і для денних годин, подібна для всіх розглянутих сезонів. Величина Π_p для весняного і осіннього рівнодення та зимового сонцестояння в усьому розглянутому діапазоні висот менше величини Π_p в денних умовах. Для літнього сезону величина густини потоку Π_p в нічних умовах порівняна з величиною Π_p опівдні і навіть перевищувала її значення на висотах $h > 250$ км.

Потік плазми, спричинений амбіполярною дифузією. Форма висотних залежностей густини потоку плазми через амбіполярну дифузію Π_d в нічні години для всіх сезонів подібна. Як показали розрахунки, в періоди літнього сонцестояння і весняного рівнодення в діапазоні висот 400–450 км густина потоку $|\Pi_d|$ приймала максимальні значення. У денних умовах висотні залежності Π_d мають складний характер. Схожість форм висотних профілів спостерігалася в період весняного рівнодення і зимового сонцестояння. Як видно з рис. 6.27, для зазначених періодів низхідний потік плазми був у діапазоні висот 200–350 км. Далі напрямок руху потоку частинок змінювався – потік спрямовано вгору, аж до висоти ~550 км, після чого спостерігалася зміна напрямку руху заряджених

частинок через дифузію. Для літнього сонцестояння отримано, що практично у всьому висотному діапазоні величина густини потоку плазми, спричиненому амбіполярною дифузією, негативна і, отже, спостерігався низхідний потік частинок із плазмосфери в іоносферу. Для осіннього рівнодення до висоти ~350 км густина потоку частинок також негативна і, отже, потік плазми був спрямований вертикально вниз.

Нейтральний вітер. Як показали розрахунки, в денні години для всіх розглянутих сезонів меридіональний вітер був спрямований до полюса. У нічні години в діапазоні висот 200–370 км також спостерігався спрямований до полюса нейтральний вітер. На висотах $h > 370$ км відбувалась зміна знака швидкості меридіонального нейтрального вітру, і вітер у цьому разі був спрямований до екватора.

6.3. Варіації вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми на фазах спаду і мінімуму 24 циклу сонячної активності

За допомогою радара НР Інституту іоносфери проведено регулярні вимірювання вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми V_z спільно з іншими іоносферними параметрами в період спаду і мінімуму 24 циклу сонячної активності (2015–2019 рр). Швидкість визначалась за виміряними КФ НР сигналу одночасно для ряду висот іоносфери при зондуванні іоносфери двочастотним сигналом (див. розділ ***). В описувані періоди вимірювань похибка V_z в залежності від висоти, часу доби і стану іоносфери становила 1–30 м/с для висот 200–600 км при помірній СА і 200–400 км при низькій СА.

В періоди вимірювань, проведених на радарі НР, індекс СА $F_{10,7}$ становив близько 130, 90 і 70 на початку спаду СА (2015 р.), його середині (2016 р.) і в мінімумі СА (2017–2019 рр.) відповідно (рис. 6.28 [https://www.swpc.noaa.gov/communities/space-weather-enthusiasts]).

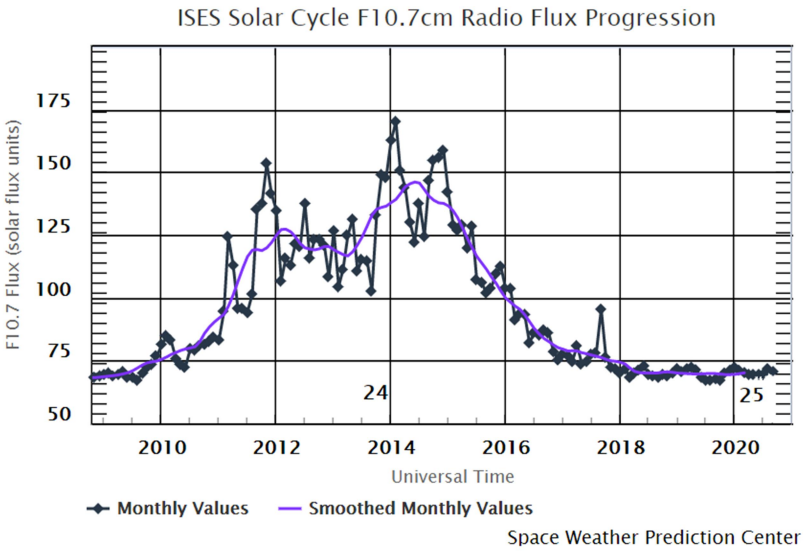


Рис. 6.28. Варіації індексу сонячної активності $F_{10,7}$ протягом 24 циклу сонячної активності

Результати вимірювань швидкості плазми: висотні, часові і сезонні варіації вертикальної швидкості плазми в основному були отримані в періоди з низькою геомагнітної активністю. В окремі періоди вимірювань були геомагнітні й іоносферні збурення (див. табл. 1).

Таблиця 6.5

Індекси сонячної та геомагнітної активностей в дні вимірювань параметрів іоносфери в періоди спаду та мінімуму СА та висота, вище якої відношення сигнал/шум було нижче 0,1

Фаза СА	Рік	Місяць	День	$F_{10,7}$, Вт/(м^2·Гц)	*Ap*	*h*(*q*<0.1)	
						Ніч	День
Спад СА	2016	3	17	92	**21**	400–500	580
		6	22	78	**14**	480	600
		9	24	85	5	530	600
		12	22	75	**23**	380–450	480
	2017	3	23	72	**11**	400–500	480–500
		6	21	74	4	450	500
		9	6	**133**	**11**	450–520	500–600
		12	25	76	10	450	450
Мінімум СА	2018	3	29	69	4	400–450	430
		6	21	82	3	500	580
		9	19	68	4	480	520
		12	19	70	6	400–520	420
	2019	3	21	80	2	400–480	480
		6	20	68	7	400–430	550
		9	19	67	4	380–450	450
		12	17	71	2	450	400

Основні результати аналізу варіацій V_z подібні результатам, що наведені в попередніх розділах.

На рис. 6.29 представлено сезонно-добові варіації швидкості руху плазми для ряду висот у періоди спаду (2016 р.) і мінімуму (2018 р.) 24 циклу СА, а на рис. 6.30 – добові варіації V_z для періодів літнього та зимового сонцестояння на фазах спаду і мінімуму 24 циклу СА.

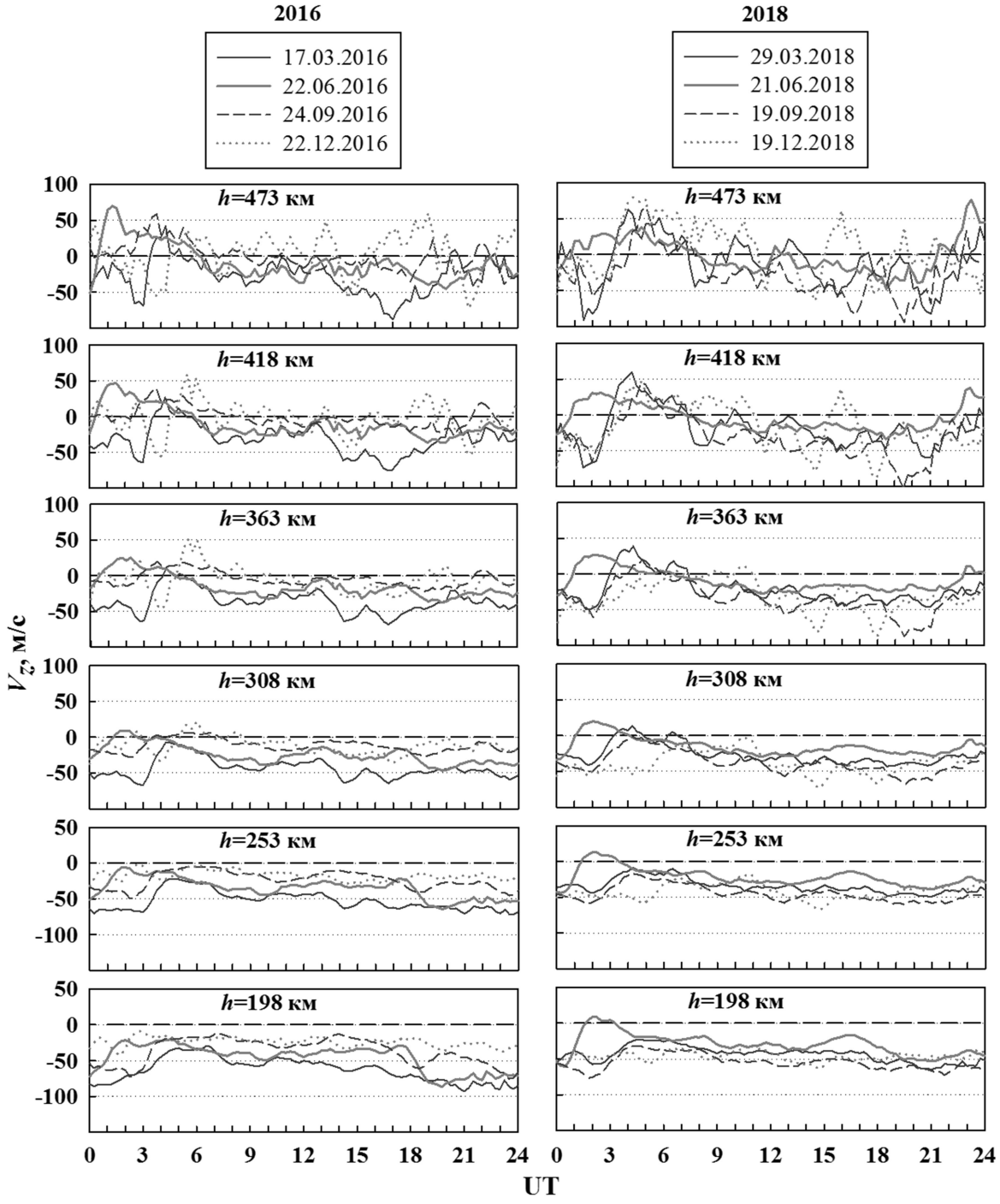


Рис. 6.29. Варіації вертикальної складової швидкості руху плазми в періоди спаду (2016 р.) та мінімуму 24 циклу СА (2018 р.)

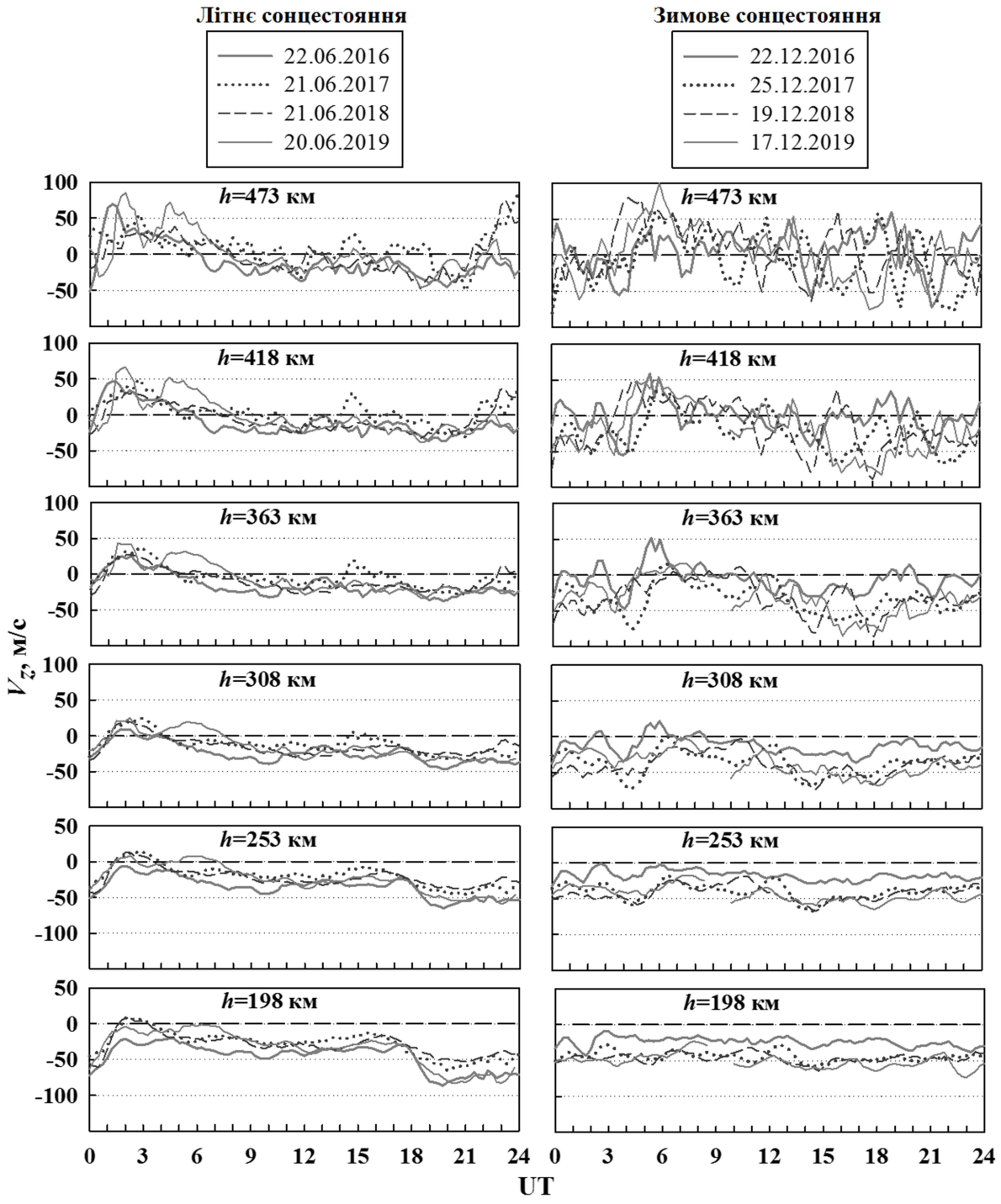


Рис. 6.30. Варіації V_z для періодів літнього та зимового сонцестояння на фазах спаду і мінімуму 24 циклу СА

У ряді випадків спостерігався ранковий екстремум добової варіації V_z (зменшення величини модуля швидкості низхідного ($V_z < 0$) руху плазми, зміна напрямку руху плазми на висхідний ($V_z > 0$) і збільшення модуля V_z). Рідше спостерігався вечірній екстремум (збільшення швидкості низхідного руху). З рос-

том висоти амплітуда екстремуму збільшувалась. Поява і закінчення цих варіацій V_z пов'язані з часом сходу і заходу Сонця на відповідних висотах.

На початку спаду СА зимовий і весняний ранковий екстремуми, що спостерігалися на висотах >300 км, більш виражені, ніж при низькій СА. При помірній СА на спаді 24 циклу ранковий екстремум спостерігався влітку і взимку на висотах, понад 300 км, а навесні і восени був відсутній. При низькій СА ранковий екстремум спостерігався влітку на всіх висотах, восени – вище 300 км, а навесні і взимку – вище 400 км.

Аналіз висотних профілів V_z показав, що в районі місцевого полудня висота зміни руху плазми від низхідного до висхідного більше на початку спаду СА (в порівнянні з періодом низької СА). Для весняного рівнодення та літнього сонцестояння абсолютна величина швидкості низхідного руху плазми на висотах нижче 300 км також більше при помірній СА.

6.4. Дослідження руху плазми в іоносфері з високою роздільною здатністю

В даний час основним режимом роботи харківського радара НР є режим зондування двочастотним радіоімпульсним сигналом з елементами тривалістю 663 мкс і 135 мкс. Швидкість руху іоносферної плазми та її кінетичні температури вимірюються з роздільною здатністю за висотою близько 100 км, оскільки кореляційній обробці піддається луна-сигнал від елемента великої тривалості.

У ряді випадків (при дослідженні іоносфери на висотах в районі і нижче максимуму іонізації) на перше місце висувається проблема вимірювання параметрів іоносфери з високою роздільною здатністю. У цьому разі зондування іоносфери здійснюється циклічною послідовністю поодиноких і здвоєних радіоімпульсів (тривалістю ~150 мкс і носійною частотою $f_0 \approx 158$ МГц) зі змінною затримкою між ними та міжімпульсним ВЧ заповненням на зсунутій частоті $f_1 = f_0 + 100$ кГц (режим здвоєних імпульсів) [36] (див. п. 3.4.1.). Роздільна здатність за висотою – близько 23 км. Нині цей режим вимірювань використовується епізодично.

На рис. 6.31 представлено результати вимірювання вертикальної складової швидкості плазми 24–29 вересня 2014 р. з використанням режиму здвоєних імпульсів.

Для порівняння на рис. 6.32 наведено висотно-часові варіації швидкості, отримані 21–23 вересня 2014 р. з використанням стандартного двочастотного зондувального сигналу з імпульсними елементами великої і малої тривалості.

Видно, що через низьку енергетику при однаковому часу накопичення статистичний розкид значень швидкості в режимі здвоєних імпульсів помітно більше в порівнянні зі стандартним режимом. Абсолютні величини V_z в середньому близькі. Але на малих висотах режим зондування здвоєними імпульсами виграє.

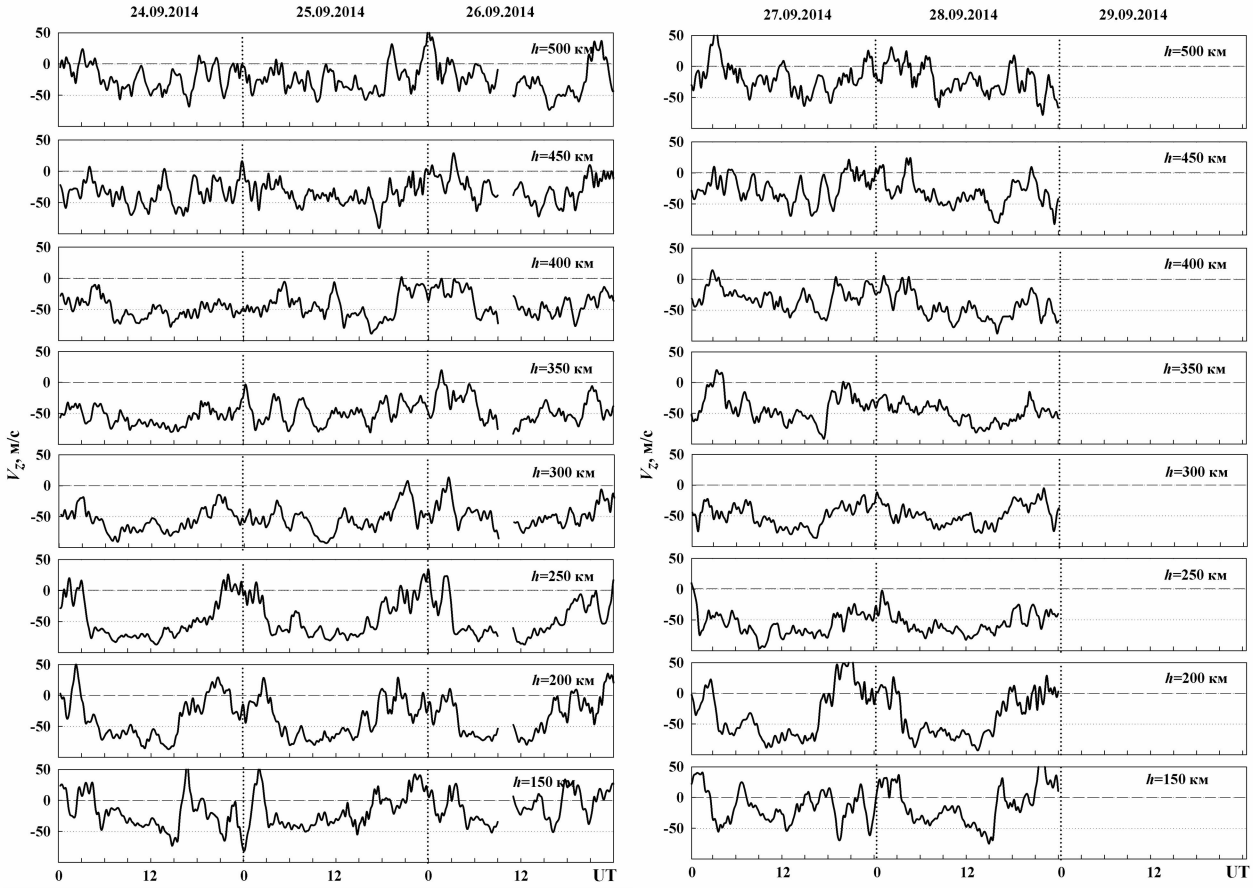


Рис. 6.31. Часові варіації швидкості руху плазми V_z на фіксованих висотах, що отримані в режимі зондування здвоєними радіоімпульсами

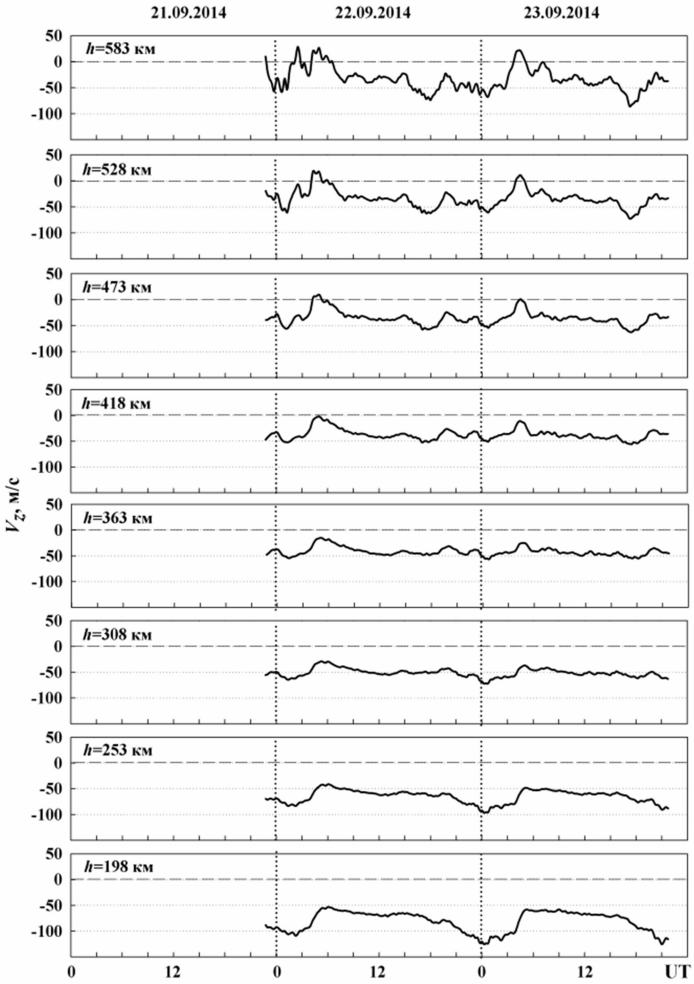


Рис. 6.32. Часові варіації швидкості руху іоносферної плазми V_z на фіксованих висотах, отримані в режимі зондування двочастотним радіоімпульсним сигналом

6.5. Дослідження руху плазми при одночасному зондуванні іоносфери радарами із зенітною та повноповоротною антенами

Проведення експериментів з одночасним використанням зенітної і повноповоротної антен значно підвищує можливості дослідження динамічних процесів в іоносфері методом НР. Це, перш за все, дає можливість не тільки визначати повний вектор швидкості руху іоносферної плазми, але і, реєструючи хвильові збурення, визначати напрямок поширення хвиль або, знаючи координати джерела хвильових збурень (нагрівного стенду, місця старту ракети, землетрусу тощо), реєструвати збурення, викликані саме цим джерелом, а також визначати швидкість їх поширення.

Подібні експерименти проводилися на радарі НР епізодично, оскільки вони вимагають значного енергоспоживання.

Апаратурно-методичні розробки, пов'язані з даним режимом вимірювань, наведено в п. 3.4.1, а окремі результати, що наведені тут, опубліковано в [37–39].

Принцип одночасного вертикального і похилого зондування ілюструється діаграмою, наведеною на рис. 6.33.

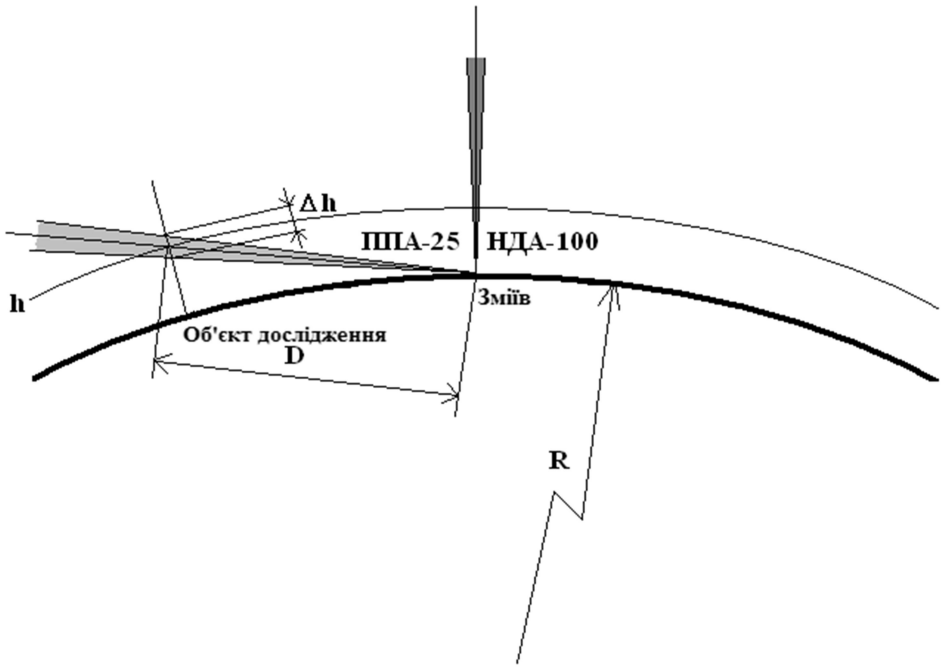
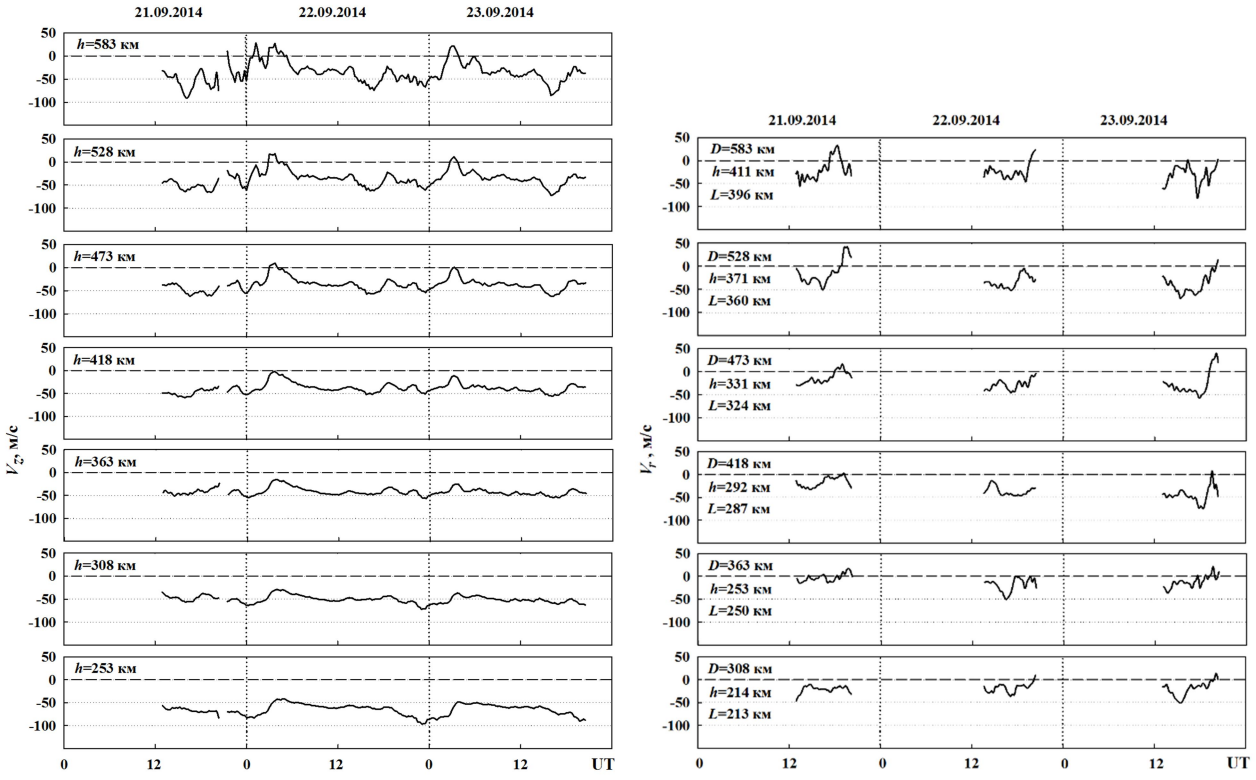


Рис. 6.33. Діаграма одночасного вертикального і похилого зондування

На рис. 6.34 наведено результати одночасних вимірювань радіальної швидкості двома радарами – із зенітною (НДА-100) і повноворотною (ППА-25) антенами – в період 21–23 вересня 2014 р. у спокійних геомагнітних умовах (A_p-індекси в ці дні були рівні 7, 9, 11 відповідно). Антена ППА-25 була нахилена (кут над горизонтом 43°) і спрямована на схід (кут азимута 50°). Радар з ППА-25 працював частину часу. Вплив завад від літальних об'єктів, що потрапляли періодично в діаграму спрямованості антен, було усунуто в процесі обробки інформації.

Тут представлені дані вимірювань при 15-хвилинному часовому накопиченні і додатковому часовому усередненні ковзним середнім по 5 значенням V_z.

На рис. 6.34, *б* є такі позначення: D – похила дальність, h – висота розсіювального об'єму плазми над поверхнею землі, L – відстань по поверхні землі до об'єкта, над яким знаходиться розсіювальний об'єм плазми.



а *б*

Рис. 6.34. Часові варіації радіальної швидкості руху іоносферної плазми при одночасному зондуванні зенітною антеною НДА-100 (*а*) та повноворотною антеною ППА-25 (*б*) в напрямку: азимут 50°, кут над горизонтом 43°

З рис. 6.34 видно задовільну згоду між результатами, що отримані при зондуванні в різних напрямках. Відмінності що спостерігаються можуть бути викликані різною роздільною здатністю за дальністю, горизонтальним градієнтом поля швидкостей на досліджуваних висотах і різним напрямком основних пелюсток діаграм спрямованості.

На рис. 6.35 представлено результати вимірювання вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми V_z, що отримані двома радарами при накопиченні 15 хв. з подальшим усередненням за часом по 5 значенням V_z [39]. Зондування здійснювалося антеною НДА-100, а приймання – обома антенами,

спрямованими в зеніт. На рис. 6.35 також наведено результати вимірювання висоти h_mF2 максимуму області F іоносфери при накопиченні 1 хв. Темний фон позначає висоти, на яких відношення сигнал/шум $q < 0{,}1$ і вимірювані параметри іоносфери вважаються ненадійними.

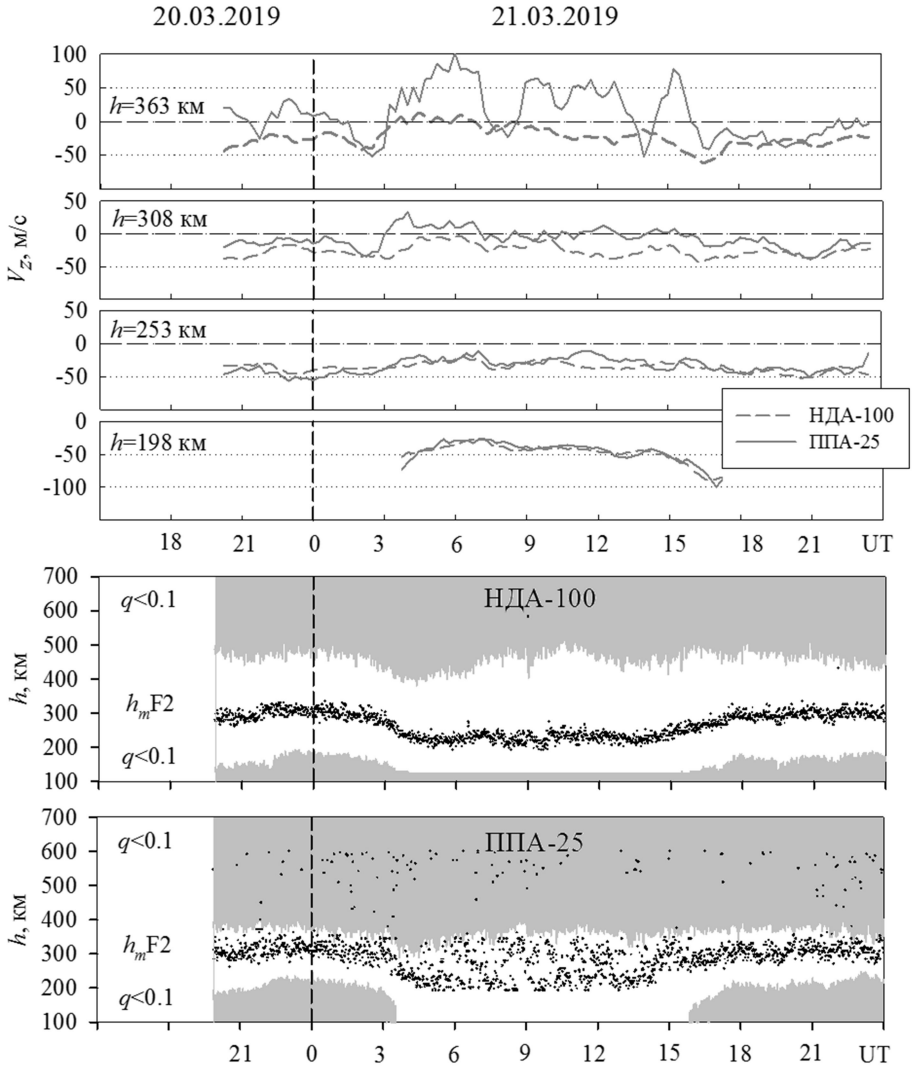


Рис. 6.35. Часові діаграми вертикальної складової швидкості руху плазми V_z і висоти максимуму області F іоносфери h_mF2, які отримані при обробці сигналів-відлунь у трактах приймання довгого імпульсу антен НДА-100 (передача-приймання) і ППА-25 (приймання), спрямованих у зеніт. Ділянки із затемненням відповідають відношенню сигнал/шум $q < 0{,}1$

З рис. 6.35 видно, що результати вимірювання V_z є близькими. Відмінність часових варіацій V_z на висотах 308 і 363 км пояснюється різницею статистичного розкиду даних НДА-100 і ППА-25, а також (в більшій мірі) наявністю чис-

ленних завад у вигляді відбиттів від літальних об'єктів, які потрапляли в діаграму спрямованості антени ППА-25 по бічних пелюстках. Найбільша кількість відбиттів надходить від літальних апаратів, які знаходяться на відстані, відповідній діапазону висот за шкалою радіолокаційної розгортки 280–380 км і 500–600 км.

На нижньому рисунку ці завади видно у вигляді точок, що відхиляються від графіка h_mF2. Якщо при обробці виключити ці завади, що реально і робиться, то варіації h_mF2 (як і інші параметри іоносфери) в середньому близькі, відмінність тільки в дисперсії через різні значення відношень сигнал/шум у трактах НДА-100 і ППА-25.

6.6. Зіставлення експериментальних даних з результатами моделювання для магнітоспокійних умов

Критерієм достовірності одержуваних експериментальних даних може бути їх зіставлення з результатами математичного моделювання. Проведене моделювання ґрунтувалося на числовому розв'язанніі рівняння безперервності для іонів O^+, домінуючих у F-області іоносфери, відповідно до методики, запропонованої в [40]. Воно показало, що отримані в результаті розрахунку висотні залежності електронної концентрації і вертикальної швидкості руху плазми знаходяться в згоді з експериментально виміряними висотою (h_mF2) і концентрацією електронів (h_mF2) максимуму шару F2, а також за градієнтом вище максимуму області F [41, 42].

В процесі моделювання враховувалися дата, час доби, сонячна активність у значеннях потоку $F_{10,7}$, географічна широта і магнітне нахилення, необхідні для визначення параметрів нейтральної атмосфери, швидкості іоноутворення і втрат [40]. Також використовувалися температури електронів та іонів для розрахунків рекомбінаційних і дифузійних процесів. Ці параметри бралися з експериментальних даних, отриманих методом НР.

В результаті розрахунків визначалися висотні профілі концентрації електронів і вертикальної швидкості плазми.

Детермінований підхід [40] адекватно відображає стан іоносфери в конкретних умовах, тим більше що він дає можливість враховувати в розрахунках експериментально отримані теплові та динамічні характеристики іоносфери.

На рис. 6.36 представлено результати вимірювань висотних профілів $N_e(h)$ і вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми $V_z(h)$ при зондуванні іоносфери здвоєними імпульсами. Тут же наведено результати теоретичних розрахунків [41, 42]. Видно, що експериментальні профілі (*1*) знаходяться в досить хорошій згоді з модельними (*2*).

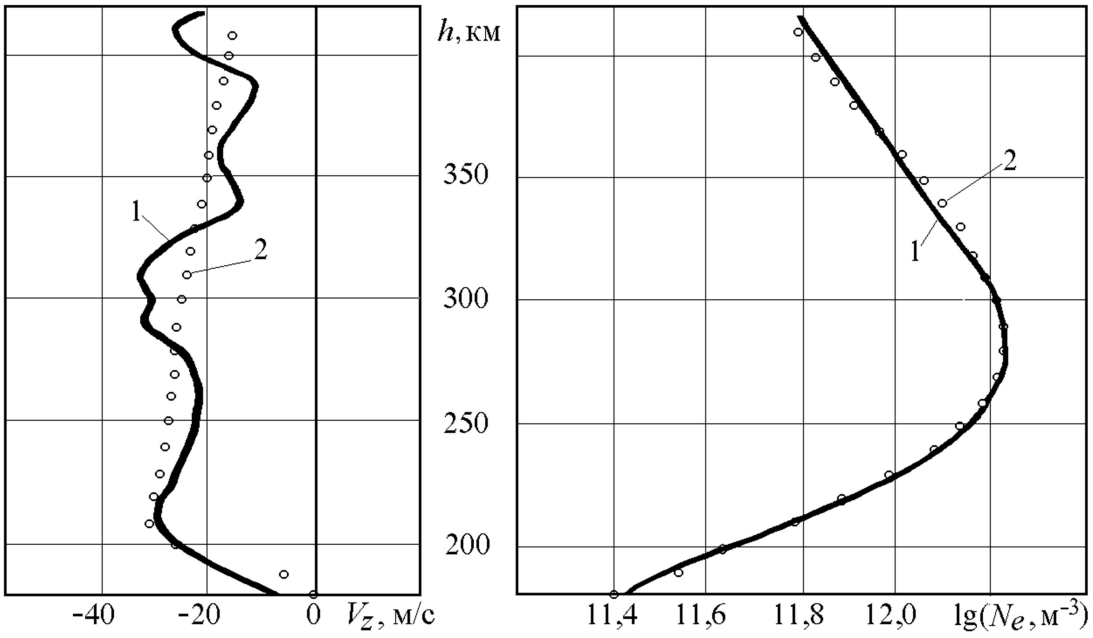


Рис. 6.36. Виміряні і розрахункові висотні профілі концентрації електронів і вертикальної швидкості руху іоносферної плазми.

Дата: 21 жовтня 1988 р. Час: 12:03; $A_p = 7$; $F_{10,7} = 173$; $\overline{F}_{10,7} = 160$:

1 – експеримент; *2* – модель

Деякі розбіжності експериментальних і розрахункових профілів можна пояснити відмінністю реальних геліогеофізичних умов і модельних уявлень. Це підтверджує необхідність проводити регулярні вимірювання швидкості руху іоносферної плазми спільно з іншими іоносферними параметрами для уточнен-

ня існуючих моделей іоносфери, тим більше що іоносферна обсерваторія некогерентного розсіяння в Харкові є єдиною, яка діє в середніх широтах Європи після припинення роботи радарів в Сен-Сантіні (Франція) і Малверні (Англія).

6.7. Зіставлення результатів вимірювання швидкості руху іоносферної плазми з розрахунковими даними за моделлю іоносфери FLIP

Модель FLIP (Field Line Interhemispheric Plasma) – це фізична модель зв'язаних іоносфери та плазмасфери [43–45]. Ряд попередніх моделювань за допомогою моделі FLIP та харківського радара НР виявив чудову узгодженість моделі з варіаціями ключових параметрів іоносфери над Харковом для всіх сезонів за низькою СА [29, 30, 46, 47]. Особливість моделі – її здатність відстежувати виміряну висоту максимуму F2-шару (або горизонтальну швидкість термосферного вітру) і температуру електронів T_e зовнішньої іоносфери.

Проводилось порівняння результатів вимірювання вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми з розрахунковими даними за моделлю іоносфери FLIP для ряду вимірювань, представлених у підрозділі 4.3 монографії. У більшості випадків добові варіації V_z близькі. У ряді випадків є певна відмінність даних НР експериментів від даних моделі FLIP у післяполуденні та вечірні часи доби (до 20 м/с у бік збільшення швидкості низхідного руху плазми за вимірюваннями методом НР). Як приклад, на рис. 6.37 представлено часові варіації швидкості на висоті 400 км за спокійними геомагнітними умовами 23 і 24 вересня 2016 р. і під час слабкої геомагнітної бурі 25 вересня 2016 р. [47]. Білими кружками показані результати спостережень, отримані за допомогою харківського радара НР. Товста лінія позначає моделювання FLIP, коли дані висоти максимуму шару F2 (h_mF2 за спостереженнями радара НР) використовуються як вхідні дані в північній півкулі Землі, а дані h_mF2 цифрового іонозонда (дігізонда) використовуються як вхідні дані в південній півкулі. Тонка лінія показує моделювання FLIP для всіх днів, коли як вхідні дані використовуються значення еквівалентного вітру спокійного першого дня, виведені з виміряних

h_mF2 в обох півкулях. Добові варіації h_mF2 виведені з іонограм дигізонда в Грехмастауні (Grahamstown, 33° п. ш., 26° сх. д.), що є станцією, найближчою до магнітно-спряженої точки Харкова. Дані дигізонда беруться в порталі Глобальної іоносферної радіообсерваторії (http://spase.info/SMWG/ Observatory/GIRO) [47, 48].

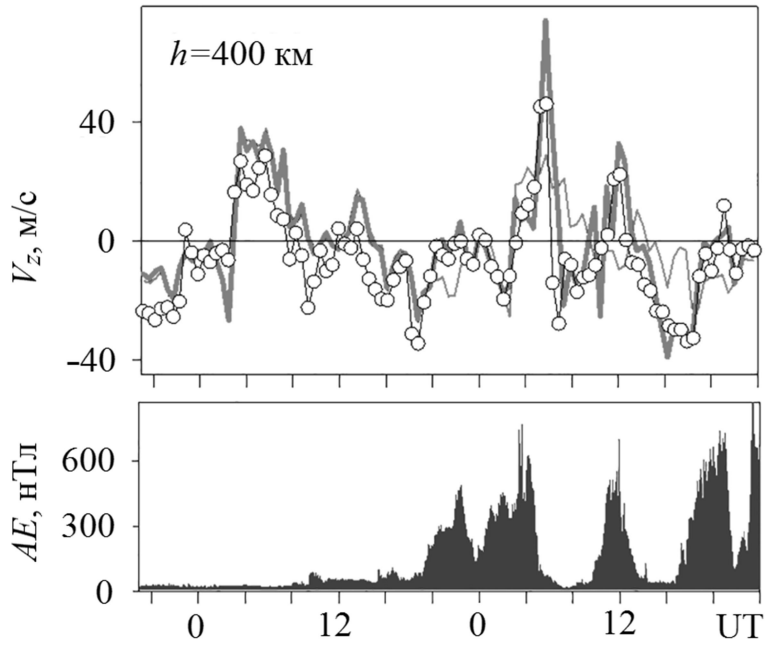


Рис. 6.37. Часові варіації вертикальної швидкості руху іоносферної плазми V_z 23–25 вересня 2016 р. за вимірами радара НР та обчислені із іоносферної моделі FLIP. На нижній панелі наведено варіації аврорального *AE*-індексу (WDC Kyoto), що характеризує геомагнітну активність

З рис. 6.37 видно достатньо хорошу погодженість між експериментальними даними V_z і даними моделі FLIP, що одержані не тільки в умовах спокійної геомагнітної обстановки, але і в умовах геомагнітних збурень.

6.8. Висновки до розділу 6

За результатами регулярних вимірювань на харківському радарі НР в 1986–2020 рр. отримано великий обсяг експериментальних даних вертикальної складової швидкості руху плазми V_z в діапазоні висот від 120 до 1000 км (в

окремих випадках до 1500 км). Виконано аналіз і фізичну інтерпретацію висотних, часових і сезонних варіацій швидкості переносу плазми V_z в умовах спокійної іоносфери.

Виявлено, що в спокійній іоносфері часові варіації швидкості плазми мають стійкий характер. Експериментально підтверджено, що стійкі висхідні потоки плазми припадають на ранкові години, а низхідні – на вечірні.

Встановлено, що екстремальні значення швидкості плазми в ранкові та вечірні години збільшуються з ростом висоти. Ранковий максимум V_z, пов'язаний з посиленням фотоіонізації відносно процесу рекомбінації при сході Сонця і перенесенням надлишку плазми вгору, більш виражений влітку.

Підтверджено, що взимку в денний час на висотах у районі максимуму іонізації значення модуля спрямованої вниз швидкості V_z переважно більше ніж влітку на 5–15 м/с.

Встановлено, що зміни швидкості іоносферної плазми при сході Сонця більш значні навесні, ніж восени.

Зареєстровано збільшення висоти зміни напрямку руху плазми у верхній частині денної F-області іоносфери з ростом сонячної активності.

Виявлено варіації добового ходу швидкості руху плазми в нічний час взимку в спокійних геомагнітних умовах, які в значній мірі характерні для висот більше 700 км і пояснюються процесами іоносферно-протоносферного обміну плазми, а також взаємодією магнітноспряжених іоносфер північної та південної півкуль через плазмосферу.

Виявлено, що з часовими варіаціями вертикальної швидкості плазми корелюють варіації електронної концентрації та відносної концентрації іонів водню H^+, причому максимальному потоку плазми відповідає зменшення відносної концентрації іонів водню з затримкою близько 15 хв.

Із залученням експериментальних даних, отриманих за допомогою радара НР у Харкові, виконано моделювання варіацій параметрів динамічних процесів в іоносферній плазмі на різних фазах циклів сонячної активності та в характерні геофізичні періоди (рівнодення та сонцестояння). Встановлено межу змін висо-

тних і сезонно-добових залежностей вертикальної складової швидкості переносу частинок, пов'язаному з амбіполярною дифузією, густин повного (сумарного) потоку плазми та потоку частинок через амбіполярну дифузію, а також швидкостей нейтральних (термосферних) вітрів.

Отримані результати експериментальних досліджень швидкості руху іоносферної плазми та результати теоретичного моделювання просторово-часових варіацій параметрів динамічних процесів в плазмі використовуються для уточнення та подальшого розвитку регіональної моделі іоносфери.

Література до розділу 6

1. Емельянов Л. Я. Измерения скорости движения ионосферной плазмы. *Вестн. Харьк. политехн. ин-та: Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния.* № 259, Вып. 6. 1988. С. 7–11.
2. Емельянов Л. Я. Измерения вертикальной скорости движения ионосферной плазмы на моностатической установке некогерентного рассеяния. *XV Всесоюзная конференция по распространению радиоволн*.: тез. докл. Окт. 1987 г. Алма-Ата. 1987. С. 70.
3. Емельянов Л. Я. Измерение скорости движения ионосферной плазмы. Всесоюзное совещание *«Теория и практика применения метода некогерентного рассеяния для исследования ионосферы»*: тез. докл. 2–4 июля 1987 г. Харьков. 1987. С. 19–21.
4. Емельянов Л. Я., Григоренко Е. И., Скляров И. Б. Радиофизические наблюдения вертикального дрейфа плазмы в области F ионосферы на харьковском радаре некогерентного рассеяния. *Радиотехника*: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Вып. 136. 2004. С. 102–108.
5. Емельянов Л. Я. Измерение скорости дрейфа ионосферной плазмы с помощью радара некогерентного рассеяния. *Харьков: ХГПУ:* Сб. научн. тр. Вып. 7. Часть третья. 1999. С. 343–348.
6. Емельянов Л. Я. Скорость движения ионосферной плазмы по корреляци-

онным измерениям методом некогерентного рассеяния. *Первая Украинская конференция по перспективным космическим исследованиям*: сб. тр. 8–10 окт. 2001 г. Киев, 2001. С. 110–114.

7. Емельянов Л. Я. Измерение вертикальной составляющей скорости дрейфа ионосферной плазмы. *XVII Конференция по распространению радиоволн*: тез. докл. 21–24 сент. 1993 г. Ульяновск. 1993. С. 74–75.
8. Емельянов Л. Я. Измерение скорости дрейфа ионосферной плазмы методом некогерентного рассеяния. *XIX Всероссийская научн. конференция «Распространение радиоволн»*: тез. докл. 22–25 июня 1999 г. Казань. 1999. С. 69–70.
9. Chernogor L. F., Emelyanov L. Ya. Means, methods and results of investigation of ionosphere plasma movement in the low solar activity period. *9th Ukrainian Conference On Space Research*: Abstracts. Yevpatoria, August 31–Sept. 5, 2009. Kyiv. 2009. С. 34.
10. Емельянов Л. Я. Измерения вертикальной составляющей скорости дрейфа ионосферной плазмы. *Вестн. Харьк. политехн. ин-та: Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния.* Харьков: Вища школа. № 248, Вып. 5. 1987. С. 24–26.
11. Рогожкин Е. В., Пуляев В. Н., Хлебников А. Н. Система обработки НР-сигнала. *Вестн. Харьк. политехн. ин-та: Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния.* № 271, Вып. 7. 1989. С. 24–30.
12. Григоренко Е. И., Боговский В. К., Емельянов Л. Я., Кияшко Г. А., Пуляев В. А., Смагло Н. А. Вариации параметров ионосферы в периоды высокой и низкой солнечной активности. *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 41. № 2. 2001. С. 199–203.
13. Емельянов Л. Я., Пуляев В. А., Скляров И. Б. Высотно-временные зависимости скорости движения ионосферной плазмы, полученные по корреляционным измерениям методом некогерентного рассеяния. Труды XX Всероссийской научной конференции «*Распространение радиоволн*». 2–4 июля 2002 г. Нижний Новгород. 2002. С. 48–49.

14. Geisler J. E. Bowhill S. A. An investigation of ionosphere-protonosphere coupling. *Aeronomy Rep.* No. 5. University of Illinois, Urbana. 1965. P. 250.
15. Emelyanov L. Ya., Dzyubanov D. A. The peculiarities of plasma drift velocity determination in midlatitude ionosphere over Ukrainian region. *Atmospheric and ocean optics. Atmospheric physics*: XI Joint International Symposium, Tomsk, June 23–26, 2004: symp. proc. Tomsk. 2004. P.187.
16. Емельянов Л. Я., Дзюбанов Д. А. Особенности определения скорости переноса плазмы среднеширотной ионосферы. *Радиотехника*: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Вып. 145. 2006. С. 5–13.
17. Yemelyanov L. Ya., Dzyubanov D. A. The Peculiarities of Mid–Latitude Ionosphere Plasma Drift Velocity Determination. *Telecommunications and Radio Engineering.* V. 66. No 14. 2007. P. 1313–1327. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v66.i14.90.
18. Емельянов Л. Я. Определение вертикальной составляющей скорости движения ионосферной плазмы методом некогерентного рассеяния при пониженной активности Солнца. *"Інформаційні технології: наука, техніка, технологія, освіта, здоров'я". Матеріали XVII міжнародної науково-практичної конференції.* Харків, частина II. 2009. С. 170.
19. Емельянов Л. Я. Радиофизические наблюдения скорости движения ионосферной плазмы вблизи максимума 24-го цикла солнечной активности *Радиотехника:* Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Вып. 179. 2014. С. 23–33.
20. Yemelyanov L. Ya. Radio physical observations of plasma drift velocities in the ionosphere near the maximum of solar cycle 24. *Telecommunications and Radio Engineering.* V. 74, No 20. 2015. P. 1841–1855. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v74.i20.
21. Емельянов Л. Я., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф., Домнин И. Ф. Движения ионосферной плазмы: результаты наблюдений над Харьковом в 24-м цикле солнечной активности. *Геомагнетизм и аэрономия.* Т. 58, № 4. 2018. С. 551–566.

22. Emel'yanov L. Ya., Lyashenko M. V., Chernogor L. F., Domnin I. F. Motion of Ionospheric Plasma: Results of Observations above Kharkiv in Solar Cycle 24. *Geomagnetism and Aeronomy* V. 58. No. 4. 2018. P. 533–547. DOI: 10.1134/S001679321802007X.
23. Домнин И. Ф., Емельянов Л. Я., Черногор Л. Ф. Динамика ионосферной плазмы при различных состояниях космической погоды. *Первая украинская конференция "Электромагнитные методы исследования окружающего пространства"*: Сб. тез. Харьков, 25–27 сентября 2012 г. докл. 2012. С. 197–199.
24. Chernogor L. F., Domnin I. F., Emelyanov L. Ya., Katsko S. V., Kotov D. V., Lyashenko M. V., Panasenko S. V. Observation results of the ionospheric processes over Ukraine in 2012–2014. *Space research in Ukraine. 2012–2014.* / Ed. O. Fedorov. K.: Akademperiodyka. 2014. P. 20–27.
25. Chernogor L., Domnin I., Lyashenko M. Development of Central Europe Regional Ionospheric Model (CERIM IION) for Space Weather Forecasting. *EGU General Assembly 2010*: Geophysical Research Abstract. Vienna, Austria, 2–7 May 2010. V. 12, EGU2010-316-2, 2010.
26. Lyashenko M., Domnin I., Chernogor L. Development of Central Europe Regional Ionospheric Model (CERIM IION) based on Kharkov Incoherent Scatter Data. *Workshop on Assessment and Validation of Space Weather Models.* Alcala de Henares, Spain, 16–17 March 2011. 2011. P. 23–24.
27. Ляшенко М. В., Силади А. В. Региональная модель ионосферы CERIM IION по данным харьковского радара некогерентного рассеяния: расчет температуры электронов и ионов. *Вестник НТУ «ХПИ».* Серия: "Радиофизика и ионосфера". № 37 (1146). 2015. С. 64–78.
28. Котов Д. В. Вариации ионного состава внешней ионосферы над Украиной по данным метода некогерентного рассеяния. Дис. кандидата физ.-мат. наук: 04.00.22. Харьков. 2014. 218 с.
29. Kotov D.V., Truhlík V., Richards P. G., Stankov S., Bogomaz O. V., Chernogor L. F., Domnin I. F. Night-time light ion transition height behaviour over

the Kharkiv (50°N, 36°E) IS radar during the equinoxes of 2006–2010. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* V. 132. 2015. P. 1–12. DOI: 10.1016/j.jastp.2015.06.004.

30. Kotov D. V., Richards P. G., Bogomaz O. V., Chernogor L. F., Truhlik V., Emelyanov L.Y., Chepurnyy Y. M., Domnin I. F. The importance of neutral hydrogen for the maintenance of the midlatitude winter nighttime ionosphere: Evidence from IS observations at Kharkiv, Ukraine, and field line interhemispheric plasma model simulations. *J. Geophys. Res. Space Physics.* V. 121. 2016. P. 7013–7025. DOI: 10.1002/2016JA022442.
31. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. М.: Наука. 1988. 28 с.
32. Эванс Дж. В. Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн. *ТИИЭР.* Т. 57, № 4. 1969. С. 139–175.
33. Schunk R. W., Nagy A. F. Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry. Cambridge, UK: Cambridge University Press. 2004. 554 p.
34. Picone J. M., Hedin A. E., Drob D. P., Aikin A. C. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. *J. Geophys. Res.* V. 107, No. A12. 2002. P. 1–16. DOI: 10.1029/2002JA009430 48.
35. Фаткуллин М. Н., Зеленова Т. И., Козлов В. К., Легенька А. Д., Соболева Т. Н. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. М.: Наука. 1981. 256 с.
36. Domnin I. F., Chepurnyy Ya. M., Emelyanov L. Ya., Chernyaev S. V., Kononenko A. F., Kotov D. V., Bogomaz O. V., Iskra D. A. Kharkiv Incoherent Scatter Facility. *Bulletin of the National Technical University "Kharkiv Politechnic Institute":* Scientific papers. Issue: Radiophysics and ionosphere. Kharkiv: NTU "KhPI". N 47 (1089). 2014. P. 28–42.
37. Емельянов Л. Я., Чепурный Я. Н. Обеспечение режима одновременного зондирования ионосферы в вертикальном и наклонном направлениях с помощью радаров некогерентного рассеяния. *Вестник НТУ «ХПИ». Серия: Радиофизика и ионосфера.* Х.: НТУ «ХПИ». № 47 (1268). 2017. С. 44–50.

38. Emelyanov L., Chepurnyy Y., Bogomaz O. Simultaneous sounding of the ionosphere in the vertical and oblique directions using incoherent scatter radar. *2018 IEEE 38th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO):* Conference Proceedings. April 24-26, 2018. Kyiv, Ukraine. 2018. P. 458–463. DOI: 10.1109/ELNANO.2018.8477456.
39. Emelyanov L., Chepurnyy Ya., Domnin I., Panasenko S. Two-antenna method for characterizing lower ionosphere processes using incoherent scatter technique. *2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW):* Conference Proceedings. September 21–25, 2020. Kharkiv, Ukraine. (2020 IEEE 6th International Symposium on Microwaves, Radar and Remote Sensing (MRRS)). V. 2. 2020. p. 230–234. DOI: 10.1109/UkrMW49653.2020.9252642.
40. Иванов-Холодный Г. С., Михайлов А. В Прогнозирование состояния ионосферы. Л.: Гидрометеоиздат. 1980. 190 с.
41. Емельянов Л. Я. Измерение высотных профилей электронной концентрации методом некогерентного рассеяния. *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 42, №1. 2002. С. 116–120.
42. Emel'yanov L. Ya. Incoherent Scatter Measurement of the Electron Density Altitude Profiles. *Geomagnetism and Aeronomy.* V. 42, N 1. 2002. P. 109–113).
43. Richards P. G. Seasonal and solar cycle variations of the ionospheric peak electron density: Comparison of measurement and models. *Journal of Geophysical Research.* 106(A7). 2001. P. 12,803–12,819. DOI: 10.1029/2000JA000365.
44. Richards, P. G., Bilitza D., Voglozin D. Ion density calculator (IDC): A new efficient model of ionospheric ion densities. *Radio Science.* 45, RS5007. 2010. DOI: https://doi.org/10.1029/2009RS004332.
45. Richards P. G., Buonsanto M. J., Reinisch B. W., Holt J., Fennelly J. A., Scali J. L., Comfort R. H., Germany G. A., Spann J., Brittnacher M., Fok M. C. On the relative importance of convection and temperature on the behavior of the ionosphere in North America during January, 6–12, 1997. *Journal of Geophysical Research Space Physics.* 105, 2000. P. 12,763–12,776. DOI: 10.1029/1999ja000253.

46. Kotov D. V., Richards P. G., Truhlík V., Bogomaz O. V., Shulha M. O., Maruyama N., Hairston M., Miyoshi Y., Kasahara Y., Kumamoto A., Tsuchiya F., Matsuoka A., Shinohara I., Hernández-Pajares M., Domnin I. F., Zhivolup T. G., Emelyanov L. Ya., Chepurnyy Ya. M. Coincident observations by the Kharkiv IS radar and ionosonde, DMSP and Arase (ERG) satellites, and FLIP model simulations: Implications for the NRLMSISE-00 hydrogen density, plasmasphere, and ionosphere. *Geophysical Research Letters.* 45(16). 2018. P. 8062–8071. DOI: 10.1029/2018GL079206.
47. Kotov D. V., Richards P. G., Truhlík V., Maruyama N., Fedrizzi M., Shulha M. O., Bogomaz O. V., Lichtenberger J., Hernández-Pajares M., Chernogor L. F., Emelyanov L. Ya, Zhivolup T. G., Chepurnyy Ya. M., Domnin I. F. Weak magnetic storms can modulate ionosphere-plasmasphere interaction significantly: mechanisms and manifestations at mid-latitudes. *J. Geoph. Res.*: *Space Physics*. V. 124. Issue 11. 2019. P. 9665–9675. DOI: 10.1029/2019JA027076.
48. Reinisch B. W., Galkin I. A. Global ionospheric radio observatory (GIRO). *Earth, Planets, and Space*. 63. 2011. P. 377–381. DOI: 10.5047/eps.2011.03.001.

РОЗДІЛ 7

ПРОЦЕСИ ПЕРЕНОСУ ІОНОСФЕРНОЇ ПЛАЗМИ ПІД ЧАС ГЕОКОСМІЧНИХ БУР

Дослідження залежності стану іоносфери від рівня геліофізичної активності є однією з найважливіших задач геофізики.

Геокосмічні бурі відносяться до проявів збурень космічної погоди. Їх викликають нестаціонарні процеси на Сонці: сонячні бурі, які супроводжуються викидами корональної маси і магнітних хмар, посиленням динамічного тиску сонячного вітру, зміною параметрів міжпланетного магнітного поля та ін. Ці збурення, охоплюючи систему Сонце–Земля, змінюють процеси в різних зонах геокосмосу. На Землі бурі викликають збої в роботі потужних енергетичних систем, систем навігації та дальнього радіозв'язку, впливають на погоду, здоров'я людей і стан всієї біосфери [1].

Дослідженням проявів геокосмічних бур присвячена велика кількість робіт (див., наприклад, [2–5]). Накопичений матеріал свідчить про різноманіття і складні взаємодії процесів, які формують бурі, що робить кожну бурю унікальною і ускладнює прогнозування збурень в іоносфері. Особливість іоносферних збурень полягає в їх глобальності. Вони охоплюють всю іоносферу від високих широт до екватора. Однак характер їх протікання залежить від багатьох геофізичних факторів. Складність і мінливість фізичних процесів, що формують іоносферну бурю, залежність вкладу різних фізичних механізмів від географічного регіону призводять до великого різноманіття спостережуваних явищ у різних регіонах Землі. Аналіз кожної бурі дає цінну інформацію для подальшого дослідження і моделювання фізичних процесів у системі Сонце–міжпланетне сере-

довище–геокосмос–атмосфера–Земля, а також для прогнозування реакції іоносфери конкретного регіону на збурення на Сонці [1].

В Інституті іоносфери детально досліджено особливості ряду іоносферних бур різної інтенсивності. Ці бурі супроводжувались магнітними збуреннями і спостерігалися в період з 1998 до 2020 рр.

Аналіз ефектів іоносферних бур дав можливість сформулювати основні закономірності й особливості в розвитку іоносферних бур у середніх широтах Центральної Європи [2] і дозволив класифікувати розглянуті бурі в наступні чотири групи згідно з їх особливостями і схемою розвитку: 1) сильна магнітна буря супроводжується сильною іоносферною бурею; 2) слабка магнітна буря супроводжується сильною іоносферною бурею; 3) сильна магнітна буря супроводжується слабкою іоносферною бурею; 4) слабка магнітна буря супроводжується слабкою або помірною іоносферною бурею.

7.1. Геокосмічна буря 24–25 вересня 1998 р.

Дослідження реакції іоносфери над Харковом на сильну геомагнітну бурю 24–25 вересня 1998 р. (індекс $A_p = 28$ і 121, відповідно) наведено в [2, 6–8].

Стан космічної погоди. Геокосмічна буря 25 вересня 1998 р. була пов'язана зі спалахом на Сонці класу M6/3B, який стався 23 вересня 1998 р. протягом 06:44–10:09 UT. Параметри геліогеофізичної обстановки наведено на рис. 7.1 [http://solar.sec.noaa.gov; http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/index.html]. Перші три дні спостережень 21–23 вересня 1998 р., що передували збуреному періоду, були слабо збуреними днями ($A_p = 14, 10, 14$). Буря розпочалася 24 вересня (максимальний індекс $K_p \approx 5$, $A_p = 28$) (див. рис. 7.1). Збурення наростало до рівня найсильнішої магнітної бурі 25 вересня.

Буря була викликана приходом міжпланетної ударної хвилі, пов'язаної зі спалахом M6/3B і зареєстрованої на супутнику ACE близько 23:00 UT 24 вересня.

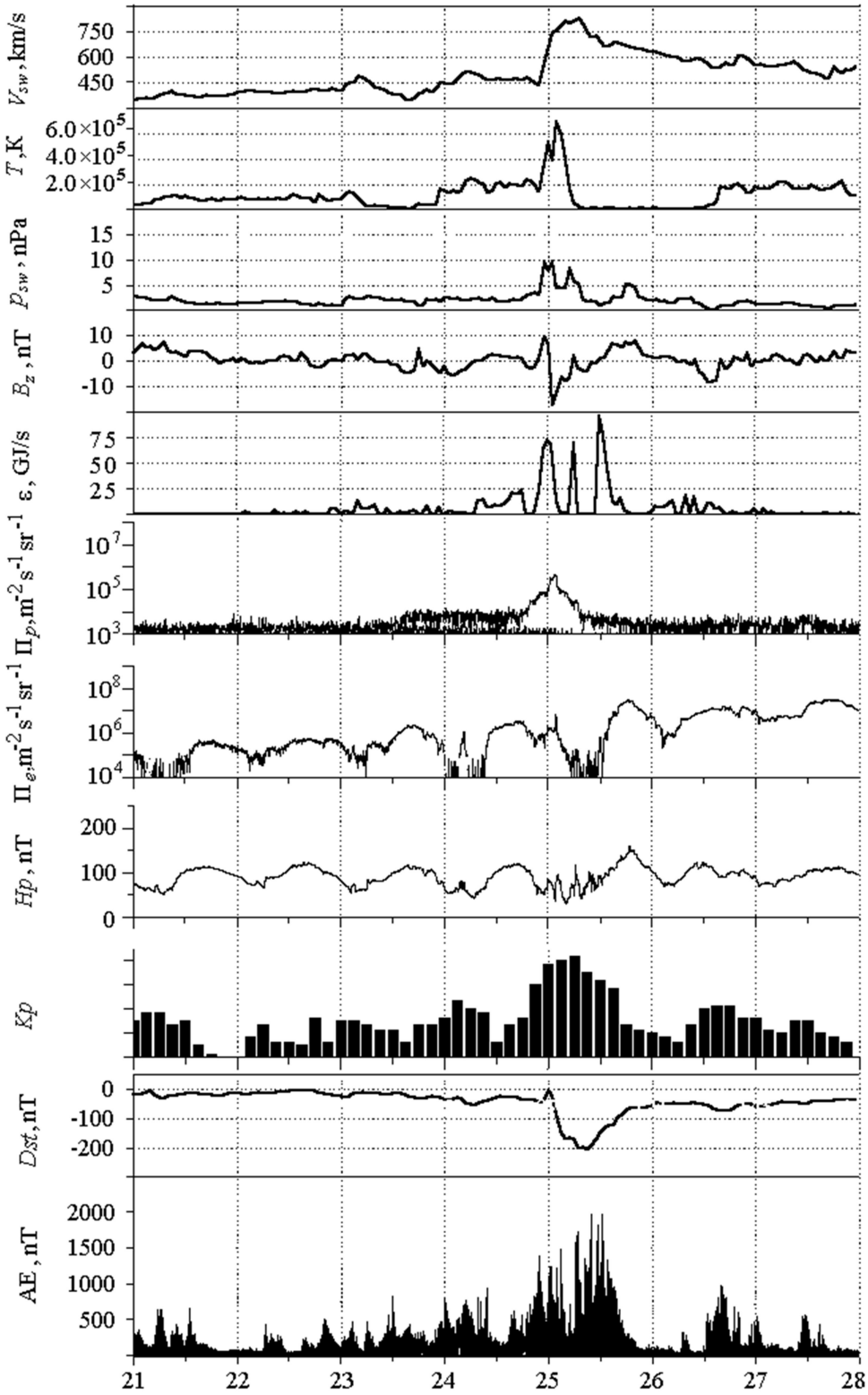


Рис. 7.1. Часові варіації параметрів сонячного вітру: радіальної швидкості V_{sw}, температури T (ACE Satellite – Solar Wind Electron Proton Alpha Monitor), динамічного тиску p_{sw}, B_z-компоненти ММП (ACE Satellite – Magnetometer), розрахованих значень енергії ε, переданої сонячним вітром у магнітосферу Землі в одиницю часу, густини потоків протонів (ШСЗ GOES-8 (W75)) і електронів (ШСЗ GOES-8), H_p- компоненти геомагнітного поля (ШСЗ GOES-8), індексів K_p (USAF 55th Space Weather Squadron), D_{st} (WDC-C2 for Geomagnetism, Kyoto University) і AE (WDC Kyoto) протягом 21–27 вересня 1998 р.

За приходом хвилі стався поворот компоненти B_z міжпланетного магнітного поля (ММП) на південь з максимальним відхиленням $B_z = -18$ нТл о 23:33 UT. Змінилися значення параметрів сонячного вітру (див. рис. 7.1), температура T збільшилася приблизно до $7 \cdot 10^5$ К, швидкість – від 440 до 880 км·с$^{-1}$, динамічний тиск сонячного вітру сягнув 10 нПа, енергія ε, що передається магнітосфері, склала 75–100 ГДж/с. Спалах супроводжувався викидами енергійних частинок. Потік протонів (з енергією більше 10 МеВ) досяг максимального рівня після півночі 25 вересня. Найбільші висипання електронів спостерігалися протягом головної фази бурі.

Варіації H_p-компоненти геомагнітного поля 25 вересня були значними. Індекс D_{st} під час головної фази бурі швидко зменшився до значення –202 нТл о 08:00 UT і залишався на рівні близько –200 нТл аж до 11:00 UT. Індекс K_p сягнув максимального значення 8+ протягом 06:00–09:00 UT. Фаза відновлення бурі почалася після 11:00 UT і тривала принаймні до кінця спостережень. На фоні бурі в ніч з 24 на 25 і 25 вересня зареєстровано послідовність інтенсивних суббур, коли індекс AE сягав значення 1200–2000 нТл. У розглянуті дні сонячна активність була помірною, 25 вересня індекс $F_{10,7} = 139$ і індекс, усереднений за 81 день, $F_{10,7a} = 130$.

Вимірювання на радарі НР було проведено з 13:00 UT 21 вересня до 15:00 UT 25 вересня. Результати аналізу іоносферних процесів над Харковом, які супроводжували геокосмічну бурю 25 вересня 1998 р., докладно описані в ряді робіт, наприклад, [6, 2, 8]. Тут ми зупинимося коротко на деяких результатах і їх інтерпретації.

Збурення параметрів іоносфери, їх інтерпретація. Найсильніша негативна іоносферна буря почалася незабаром після місцевої півночі 25 вересня і тривала принаймні до кінця вимірювань. У цей час значення $K_p \geq 7$. Для радара НР у Харкові (36.3° E) локальний час відповідає LT ≈ (UT+02:25).

Буря супроводжувалася зменшенням електронної концентрації N_mF2 в максимумі області F2 під час головної фази бурі приблизно до 3–3,5 разів у порівнянні з контрольним днем, для якого взято усереднені дані за попередні слабо

збурені доби 21–23 вересня (рис. 7.2, *а*). Максимальне зменшення N_mF2 спостерігалося в ранковий час (приблизно протягом 01:30–08: 00UT). Висота максимуму h_mF2 збільшилася приблизно на 100 км вночі і на 50 км поблизу опівдня (рис. 7.2, *б*). Вранці під час головної фази магнітної бурі основний максимум електронної концентрації N_e опустився в область F1 (нижче 200 км), де домінують молекулярні іони.

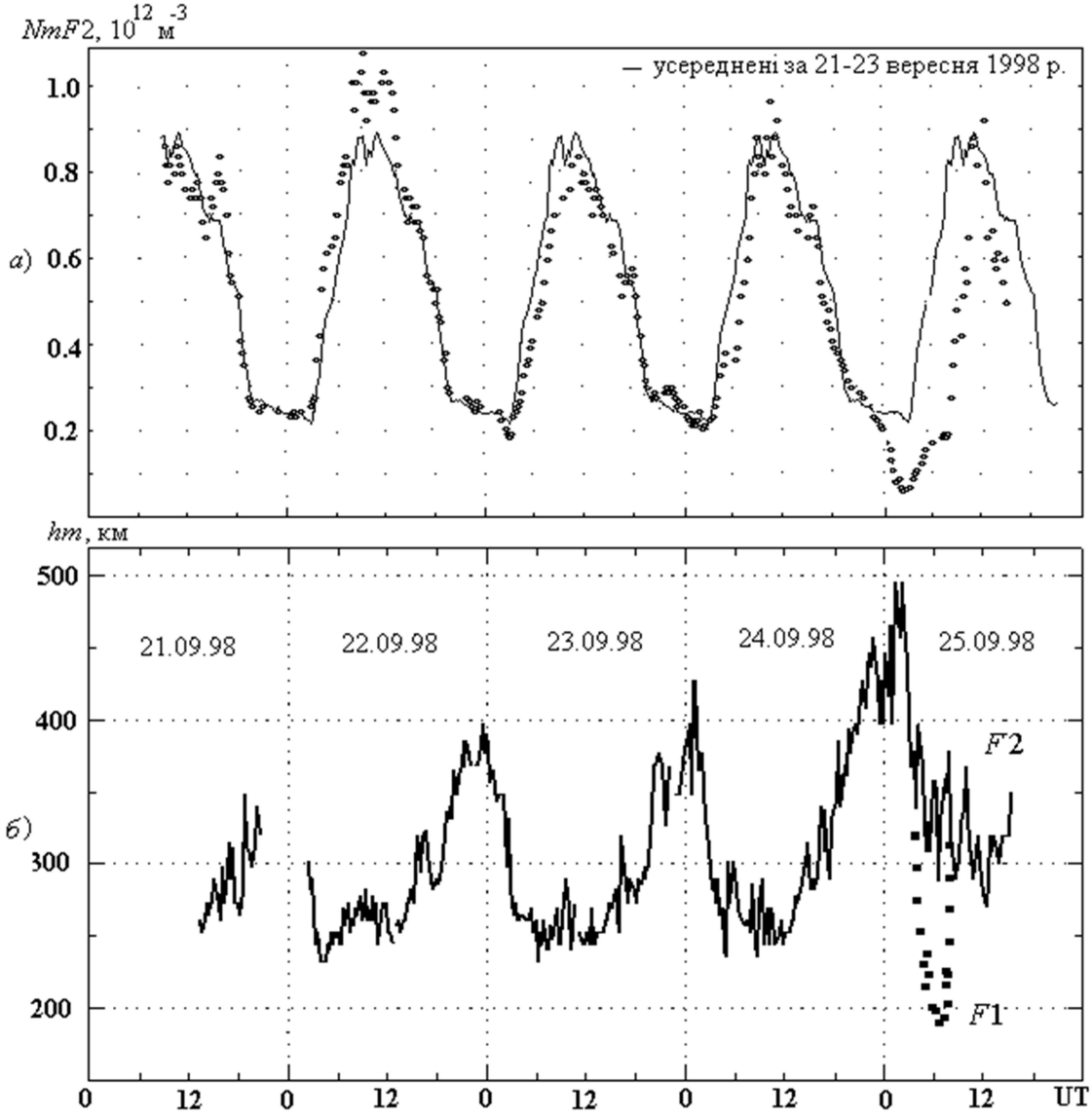


Рис. 7.2. Часові варіації концентрації електронів N_mF2 в максимумі шару F2 (*а*) і висоти максимуму електронної концентрації h_m (*б*) над радаром НР в Харкові 21–25 вересня 1998 р. (висота h_m менш ніж 200 км приписується шару F1)

Для дослідження особливостей негативної іоносферної бурі і обговорення їх причин розглянемо висотні профілі N_e в послідовні моменти часу (через 15 хв) протягом головної фази магнітної бури (рис. 7.3).

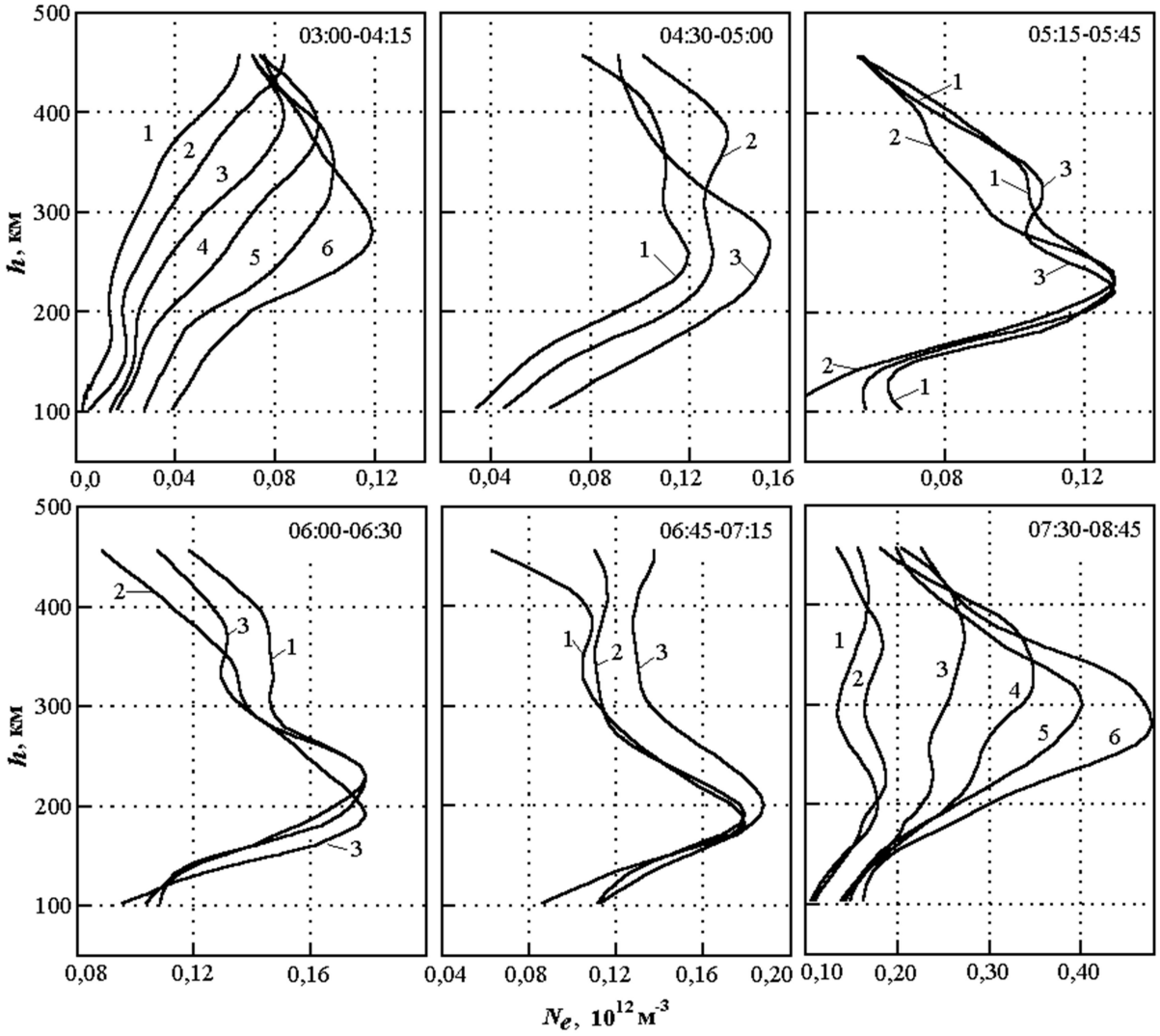


Рис. 7.3. Висотні профілі електронної концентрації N_e у збурену добу 25 вересня 1998 р. в послідовні моменти часу (через 15 хв, час UT)

В інтервалі часу 04:30–08:30 UT спостерігалася значна деформація профілів $N_e(h)$: зменшення концентрації електронів у максимумі шару F2, збільшення висоти максимуму і товщини шару, зміна форми профілів. Такі ефекти могли свідчити про великомасштабне збурення нейтрального складу зі зменшенням відношення $p = N(\mathrm{O})/(N(\mathrm{N_2})+\mathrm{N}(\mathrm{O_2}))$ і про перебудову глобальної термосферної циркуляції зі збільшенням швидкості нейтрального вітру $V_{n\mathrm{x}}$, спрямованого до екватора (див., наприклад, [3, 9] та ін.). Відомо, що такі події пов'язані з високоширотним нагріванням термосфери через посилення авроральних струмів і висипання енергійних частинок під час магнітних збурень [10, 11 і ін.], які спостерігалися протягом даної бурі (див. рис. 7.1). Зміни нейтрального складу і

термосферного вітру можуть також передаватися з високих у середні широти за допомогою рухомих атмосферних збурень, що генеруються посиленнями авроральних електроструменів під час магнітосферних суббур (див., наприклад, [3, 12–14] та ін.). Такі суббурі зі збільшенням індексу *AE* приблизно до 2000 нТл були зареєстровані протягом головної фази даної бурі (див. рис. 7.1, де наведено часові значення *AE*-індексу).

Наприклад, у ніч 24–25 вересня, за відсутністю іоноутворення, спостерігалися раптові збільшення висоти шару F2 близько 22:30, 1:00 і 2:00 UT (див. рис. 7.2, *б*). Можна припустити, що вони пов'язані з імпульсними збільшеннями індексу *AE*, який сягнув значень 1400, 2000 і 1600 нТл близько 21:45, 23:45 і 00:30 UT відповідно (див. [http: //swdcwww.kugi.kyoto-u .ac.jp / index.html, і значення *AE*-індексу з 1-хв часовою роздільною здатністю]).

В ході деформації шару F2 концентрація N_e в шарі F1 змінювалася мало. У результаті відношення N_mF2/N_mF1 протягом 06:30–07:30 UT стало менше 1. Настала так звана умова *G*, коли на іонограмах шар F2 екранувався шаром F1 ($f_{\text{о}}$F2 ≤ $f_{\text{о}}$F1). Такі ефекти описані, наприклад, в [4, 15].

Процеси вертикального перенесення плазми, перебудова термосферної циркуляції й іоносферно-протоносферних потоків. Розглянуті вище механізми іоносферного збурення можна залучити для пояснення спостережуваної зміни напрямку вертикальної швидкості перенесення плазми і потоку плазми під час головної фази магнітної бури (рис. 7.4 і 7.5).

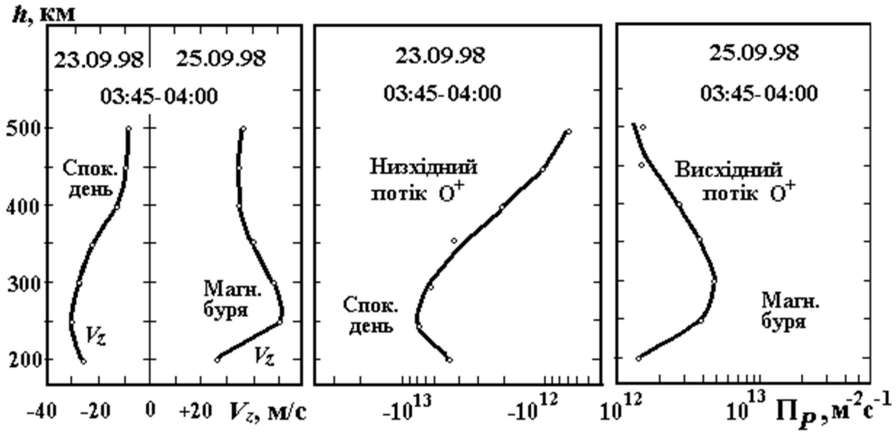


Рис. 7.4. Порівняння висотних профілів вертикальної швидкості V_z і потоку плазми $П_p$ під час головної фази бурі 25 вересня і в спокійний день 23 вересня 1998 р.

Рис. 7.4 ілюструє висотні профілі вертикальної складової швидкості руху V_z і потоку Π_p плазми під час головної фази бурі 25 вересня і в спокійний день 23 вересня 1998 р.

У ранкові години (близько 04:00 UT) у збурений день, наприклад, на висотах 250–350 км вертикальна швидкість $V_z \approx 50$–35 м/с, густина потоку плазми $\Pi_p \approx (4–3)\cdot 10^{12}$м$^{-2}$ с$^{-1}$, тоді як у спокійний день (23 вересня) $V_z \approx -(25–20)$ м/с, потік плазми $\Pi_p \approx -(8–4)\cdot 10^{12}$м$^{-2}$ с$^{-1}$ (див. рис. 7.5).

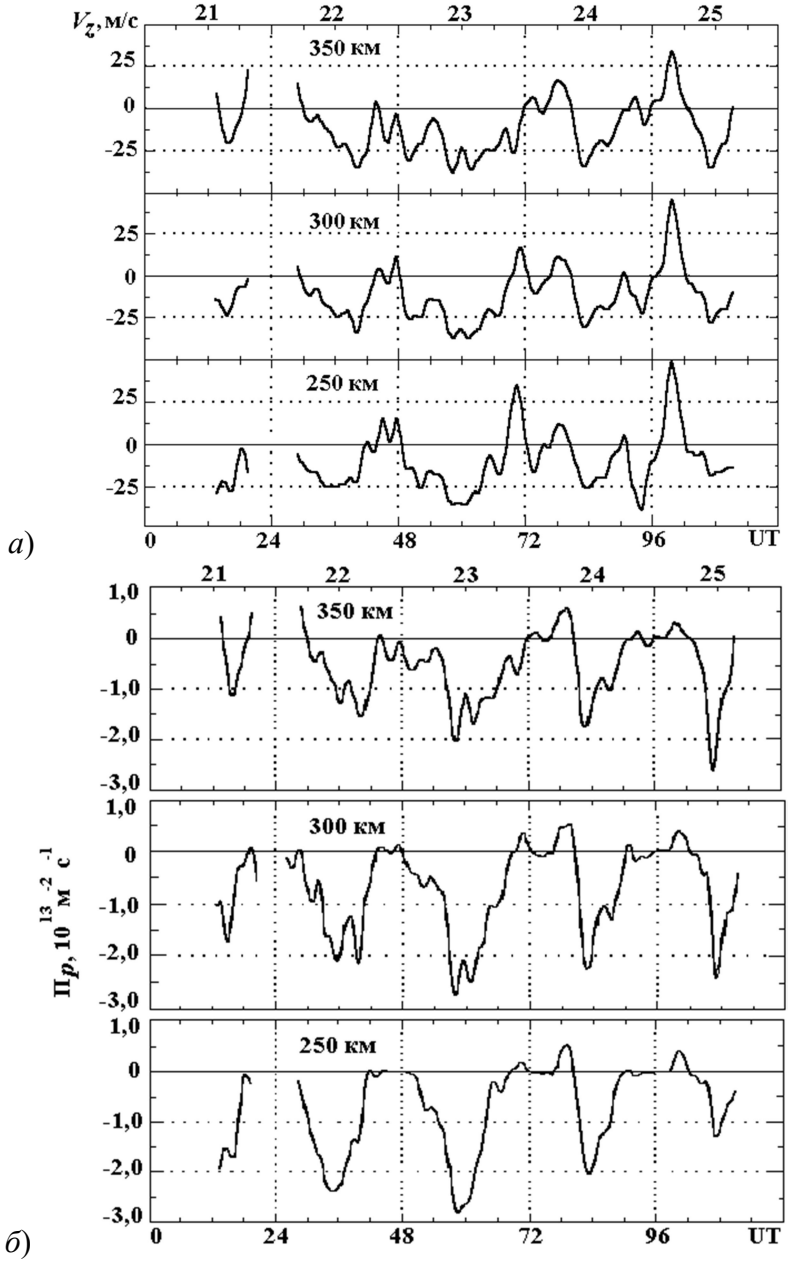


Рис. 7.5. Часові варіації виміряної вертикальної швидкості руху плазми V_z (*а*) і розрахованої густини потоку плазми Π_p (*б*) на висотах 250–350 км 21–25 вересня 1998 р.

З радарних вимірювань V_z і розрахунку швидкості дифузії V_{dz} можна визначити швидкість вітру W, яка включає ефекти електричного поля і нейтрального вітру.

$$W = (V_n)_z + (V_E)_z = V_z - V_{dz}.$$

Параметри динамічних процесів (вертикальна компонента швидкості руху через дифузію V_{dz}, меридіональна компонента нейтрального вітру V_{nx} (в нехтуванні електричними полями) і швидкість W) визначалися з використанням виразів (1.3)–(1.7), (1.12).

У ранкові години (близько 04:00) у збурений день 25 вересня $W = 100$ м/с на висоті 300 км, тоді як у спокійний день 23 вересня $W \approx 0$ (рис. 7.6). Однією з причин такого збурення W і V_z могла бути хвиля нейтрального вітру V_{nx}, спрямована до екватора і пов'язана з високоширотним нагріванням і з рухомими атмосферними збуреннями [3, 13–17]. Якщо знехтувати електричними полями, що справедливо для магнітоспокійних умов (як у випадку 21–23 вересня, коли $A_p = 14, 10, 14$), то меридіональна (позитивна у разі напряму до екватора) компонента V_{nx} термосферного вітру $V_{nx} \approx (V_z - V_{dz})/(\sin I \cos I)$ і в даному разі дорівнює ~270 м/с (див. рис. 7.6).

Іншою причиною збільшення швидкостей V_z і W могло бути проникнення в середні широти нестаціонарного магнітосферного електричного поля [17, 18] із зональною компонентою $E_y = 12$–17 мВ/м (E_y визначено з радарних вимірювань h_mF2 див. [9]), яке також могло забезпечити $W \approx V_{\perp z} = 100$–$130$ м/с.

Цей випадок є граничним, який не враховує ефекти нейтрального вітру і дає оцінки E_y і $(V_E)_z$ зверху. У виразі (1.12) для Харкова було взято $B \approx 5 \cdot 10^{-5}$ Тл. Мабуть, обидва чинники внесли свій вклад у збільшення W і V_z. На користь ефектів імпульсу електричного поля над Харковом свідчила висока суббурева активність (в авроральній області індекс AE сягав значень 800–1200 нТл в інтервалі часу 03:00–03:40 UT), а також поширення збурення V_z знизу вгору зі швидкістю близько 100 м/с (запізнювання збурення V_z в інтервалі висот 250–500 км склало близько 40 хв, див. [20] і рис. 7.6). Збурення V_z могло

бути викликано локальним джоулевим нагріванням атмосфери на висотах динамо-області (100–110 км), пов'язаного зі збуренням електричного поля над Харковом, і рухом газу вгору (аналогічно високоширотному джерелу нагрівання [19]). Зменшення швидкості V_z з ростом висоти, очевидно, пов'язано з дисипацією кінетичної енергії газу завдяки в'язкості і теплопровідності.

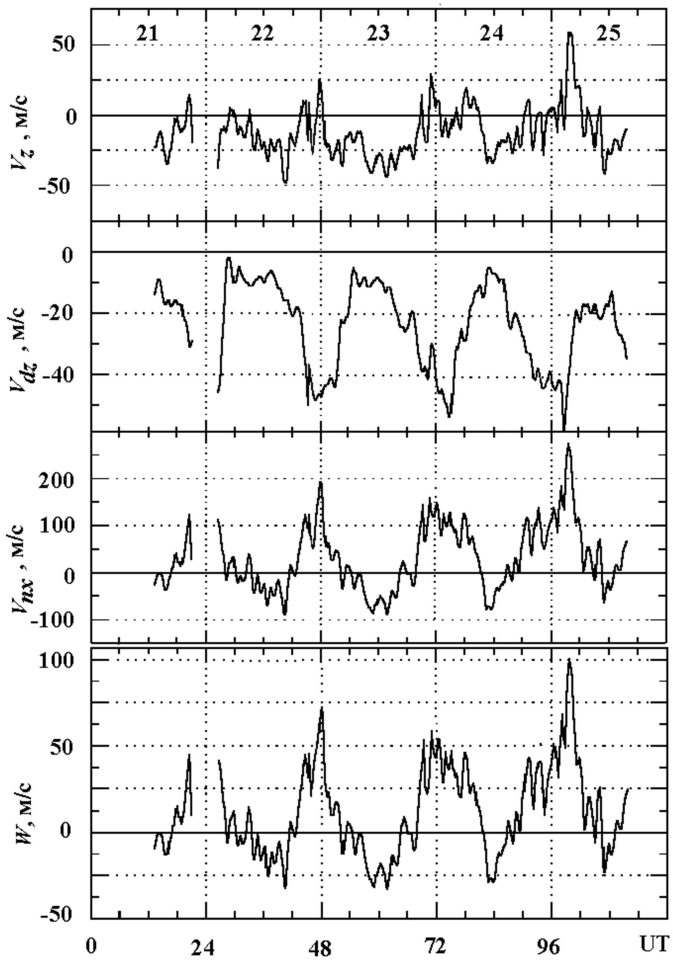


Рис. 7.6. Виміряна вертикальна швидкість плазми V_z (дані радара) і розраховані вертикальна компонента швидкості через дифузію V_{dz}, меридіональна компонента нейтрального вітру V_{nx} (в нехтуванні електричними полями) і швидкість W на висоті 300 км

Слід зупинитися також на тім, що ефекти проникнення електричних полів (як і збільшення меридіональних вітрів до екватора через посилення джерела високоширотного нагріву термосфери і зміщення головного іоносферного провалу в середні широти) можуть бути однією з причин тривалого збільшення висоти максимуму h_mF2 приблизно на 100 км вночі і на 50 км поблизу опівдня в

порівнянні зі спокійним днем 23 вересня (див. рис. 7.2, *б*). Однак, ці ефекти не були пов'язані з нестаціонарністю магнітосферних електричних полів, як у розглянутому вище випадку. Вони могли бути викликані тривалим висипанням енергійних частинок, зареєстрованим протягом бурі (див. рис. 7.1). Висипання частинок ведуть до підвищення провідності нижньої авроральної іоносфери, яка закорочує екранувальне поле поляризації, і сприяють проникненню магнітосферних електричних полів у середні широти (див., наприклад, [9, 21] та ін.). Оцінки E_y були отримані з відхилень h_mF2 під час магнітних збурень за спрощеною емпіричною залежністю, наведеною в [9]. Вони показали, що такі поля над Харковом мали бути спрямовані на схід, мати значення $E_y \approx 17$ і 12 мВ/м вночі і вдень, відповідно, і сприяти спостережуваному підйому шару F2.

Зміна напрямку швидкості руху V_z і потоку плазми Π_p під час головної фази бурі (рис. 7.4) свідчить про зміну процесів іоносферно-плазмосферної взаємодії. У спокійний день (23 вересня) потік плазми був низхідним завдяки швидкості дифузії, спрямованої вниз (див. рис. 7.6). У збурений день (25 вересня) потік Π_p став спрямованим вгору, мабуть, через спільну дію двох факторів: хвилі меридіонального вітру, спрямованому до екватора, й імпульсу електричного поля, що генеруються магнітосферними суббурями.

7.2. Геокосмічна буря 29–31 травня 2003 р.

Реакція іоносфери на сильну магнітну бурю спостерігалася на радарі НР 29–31 травня 2003 р. [22, 23].

Магнітна буря мала раптовий початок 29 травня близько 12:25 (тут і далі використовується світовий час – UT). Головна фаза розвивалася повільно. Швидке падіння індексу магнітного поля D_{st} до значення –131 нТл сталося з 23:00 29 травня до 03:00 30 травня, після чого почалася фаза відновлення, яка спостерігалася до кінця вимірювань. Її початком послужив поворот компоненти B_z на північ. Флуктуації індексу магнітного поля D_{st} на Землі супроводжувалися інтенсивними коливаннями H_p-компоненти поля в магнітосфері (від +220

до 0 нТл), а також послідовністю магнітосферних суббур, під час яких авроральний індекс *AE* сягав значень 1500–2500 нТл. Індекс K_p з початком бурі збільшився від 3 до 6, і далі до значень 7, 8, 8, 8. З початком фази відновлення K_p зменшився до 4. У період вимірювань 29, 30 і 31 травня індекси A_p мали значення 89, 49 і 17 відповідно. Початок вимірювань на радарі НР (з 21:00 UT 29 травня) збігся із другим із трьох послідовних індексів $K_p = 8$.

Вимірювання іоносферних параметрів проводилися при зондуванні іоносфери поодинокими радіоімпульсами тривалістю близько 800 мкс.

Серед значних ефектів бурі були зареєстровані глибоке падіння електронної концентрації N_e, збільшення висоти h_mF2 максимуму шару F2, незвично сильне нагрівання плазми в нічний час, зменшення відносної концентрації іонів водню протягом головної фази бурі, зміна процесів іоносферно-магнітосферної взаємодії. Геокосмічна буря супроводжувалася також генерацією і посиленням хвильових збурень в іоносфері.

Варіації швидкості руху плазми V_z у збурений день 29–30 травня 2003 р. і спокійний день 23–24 червня 1998 р. на різних висотах наведено на рис. 7.7. Видно, що характер добових варіацій V_z в порівнювані дні був досить близьким. Ранковий сплеск швидкості V_z в спокійний день характеризує регулярні зміни V_z. Він пов'язаний зі сходом Сонця, коли процеси фотоіонізації починають переважати над рекомбінацією іонів O^+ в остиглій за ніч атмосфері і надлишок плазми підіймається вгору. У збурений день відзначалося деяке збільшення модуля негативних значень V_z, а також незвичайне збурення V_z у період сходу Сонця (02:00–05:00), яке накладалося на ранкову поведінку швидкості V_z і змінювало її знак (рис. 7.7).

Так, близько 02:00 швидкість V_z у спокійний день становила 5, 15, 25, 37 і 50 м/с на висотах 300, 400, 500, 600 і 700 км відповідно. 30 травня на тих же висотах V_z мала значення 2, –10, –13, –20, –13 м/с. О 04:00 у збурений день спостерігався позитивний сплеск V_z на всіх висотах, тоді як в цей же час у спокійний день V_z здебільшого була негативною. Квазіперіодичне збурення V_z супроводило порушення ранкового зростання N_m на фоні різкого зменшення, а потім збільшення висоти h_mF2.

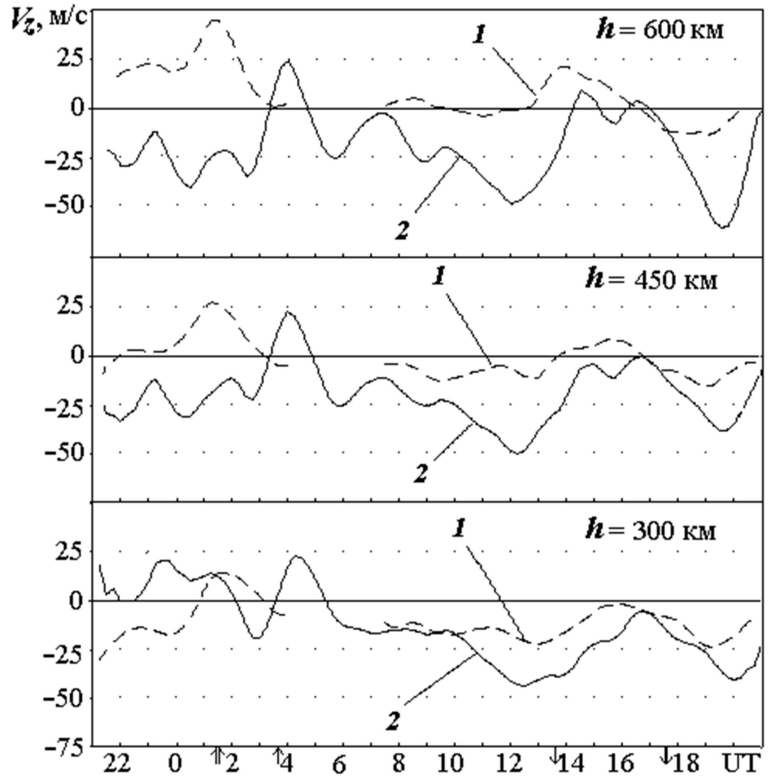


Рис. 7.7. Варіації швидкості V_z в спокійний день 23–24 червня 1998 р. (*1*) і збурений день 29–30 травня 2003 р. (*2*) (ковзне усереднення на інтервалі 75 хв з кроком 15 хв)

Розглянемо особливості незвичайного квазіперіодичного збурення швидкості V_z у період сходу. Відзначимо, що варіації V_z корелювали зі зміною висоти h_mF2 з невеликим випередженням (близько 30 хв). Крім того, спостерігалося запізнювання максимуму збурення V_z зі зменшенням висоти. Так, на висоті 600 км максимум був зареєстрований о 02:40, на висоті 300 км – о 02:50, на висоті 200 км – о 03:15.

Близький за величиною час запізнювання $\Delta t \approx 25$ хв в інтервалі висот 500–200 км було зареєстровано також при аналізі часових варіацій відносної амплітуди $\delta_N = \Delta N_e/N_e$ концентрації електронів [24]. При цьому зміни V_z випереджали варіації δ_N приблизно на 50 хв.

Можна припустити, що збурення V_z, h_mF2 і δ_N мали загальну фізичну природу. Їх джерелом міг бути імпульс електричного поля над Харковом, пов'язаний з проникненням магнітосферних електричних полів у середні широти під

час бурі [18, 25]. Слід урахувати також внесок у величину запізнювання збурення на різних висотах процесів утворення, втрат і перенесення плазми.

Густина вертикального потоку плазми $\Pi = N_e V_z$ обчислюється за виміряними значеннями N_e і V_z.. Варіації потоку у верхній частині області F2 характеризують процеси іоносферно-протоносферного обміну плазмою і контролюють висотний розподіл заряджених частинок. У денний час потік спрямовано вгору під дією підвищеного тиску плазми в шарі F2 іоносфери. Вночі, коли припиняється дія сонячного джерела іонізації і тиск плазми падає, потік спрямовано вниз і підживлює F2-шар.

Варіації густини потоку П під час бурі 29–31 травня (рис. 7.8) зберігали основні риси добової поведінки. До них відносяться висхідний потік під час сходу Сонця і спадний в період заходу. Значення П в зазначені моменти, наприклад, на висоті 308 км становили $+0{,}5\cdot10^{13}$ м$^{-2}$с$^{-1}$ і $-1{,}2\cdot10^{13}$ м$^{-2}$с$^{-1}$ відповідно. З ростом висоти величина потоку зменшувалася через падіння N_e.

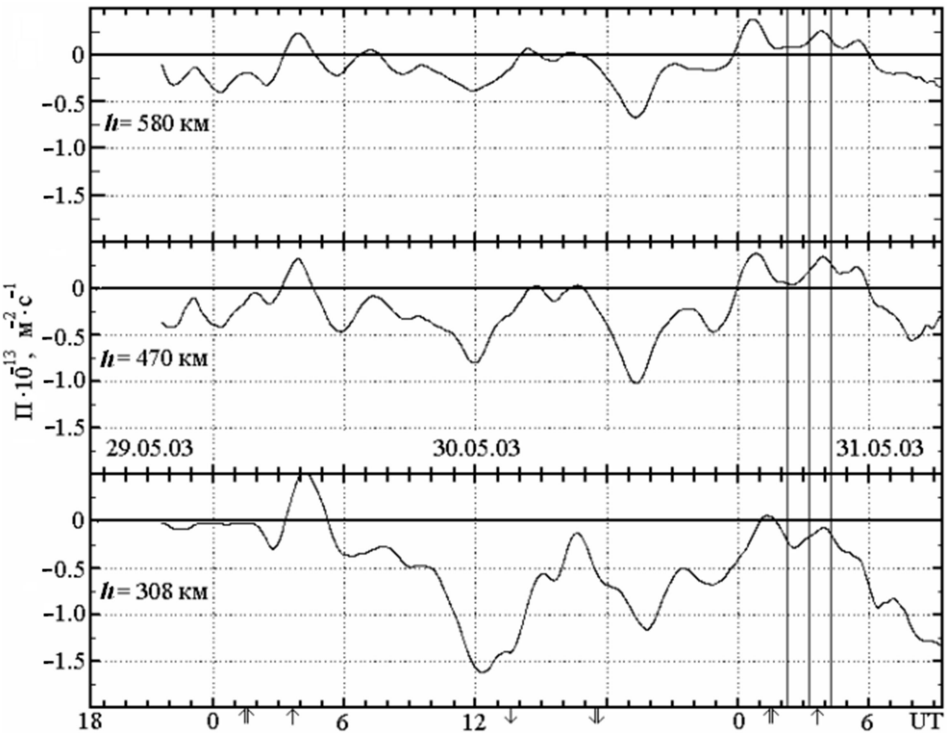


Рис. 7.8. Часові варіації густини потоку плазми П за даними радара НР у Харкові під час геокосмічної бурі 29–31 травня 2003 р. (ковзне усереднення на інтервалі 105 хв з кроком 15 хв)

Відмінність від регулярної поведінки П полягала в запізненні ранкового висхідного потоку відносно моменту сходу Сонця. Вона пов'язана зі згаданим вище квазіперіодичним збуренням швидкості V_z на фоні незвичайного порушення ранкового наростання N_m і різкого перепаду висоти h_mF2.

Збурення V_z наклалося на висхідний ранковий сплеск швидкості і викликало зміну знака V_z. Ще однією особливістю поведінки П в збурений день був спадний потік плазми після полудня, величина якого на висоті 308 км, що дорівнює $-1{,}6\cdot10^{13}$ м$^{-2}$с$^{-1}$, перевищувала значення в західний період.

Отже, зареєстровано незвичайне квазіперіодичне збурення швидкості V_z в період сходу Сонця на фоні порушення ранкового наростання N_m, різкого перепаду висоти h_mF2 вниз – вгору і деформації шару. Ці події могли стати результатом накладення ефектів від різних джерел в умовах геомагнітних збурень.

Одним із них могло бути проникнення в середні широти імпульсу електричного поля з компонентою $E_y \approx 20$ мВ/м, спрямованої на схід. Його джерелом в магнітосфері міг стати різкий поворот компоненти B_z місцевого магнітного поля з півдня на північ і зміна динамічного тиску сонячного вітру.

7.3. Геокосмічна буря 20–21 січня 2010 р.

В цьому підрозділі наведено результати аналізу варіацій параметрів геокосмічної плазми у період вельми помірної магнітної бурі 20–21 січня 2010 р. [26] Магнітна буря супроводжувалася іоносферним збуренням з негативною фазою. Помірні іоносферні бурі виникають значно частіше, ніж сильні, але залишаються менш вивченими. Сильні іоносферні бурі відбуваються порівняно рідко (як правило, поблизу періоду максимальної СА і незабаром після нього). Їх дослідженню було приділено і приділяється основна увага. Ефекти помірних іоносферних збурень залишаються маловивченими.

Стан космічної погоди. Параметри, що характеризують стан космічної погоди 20–22 січня 2010 р., наведено на рис. 7.9.

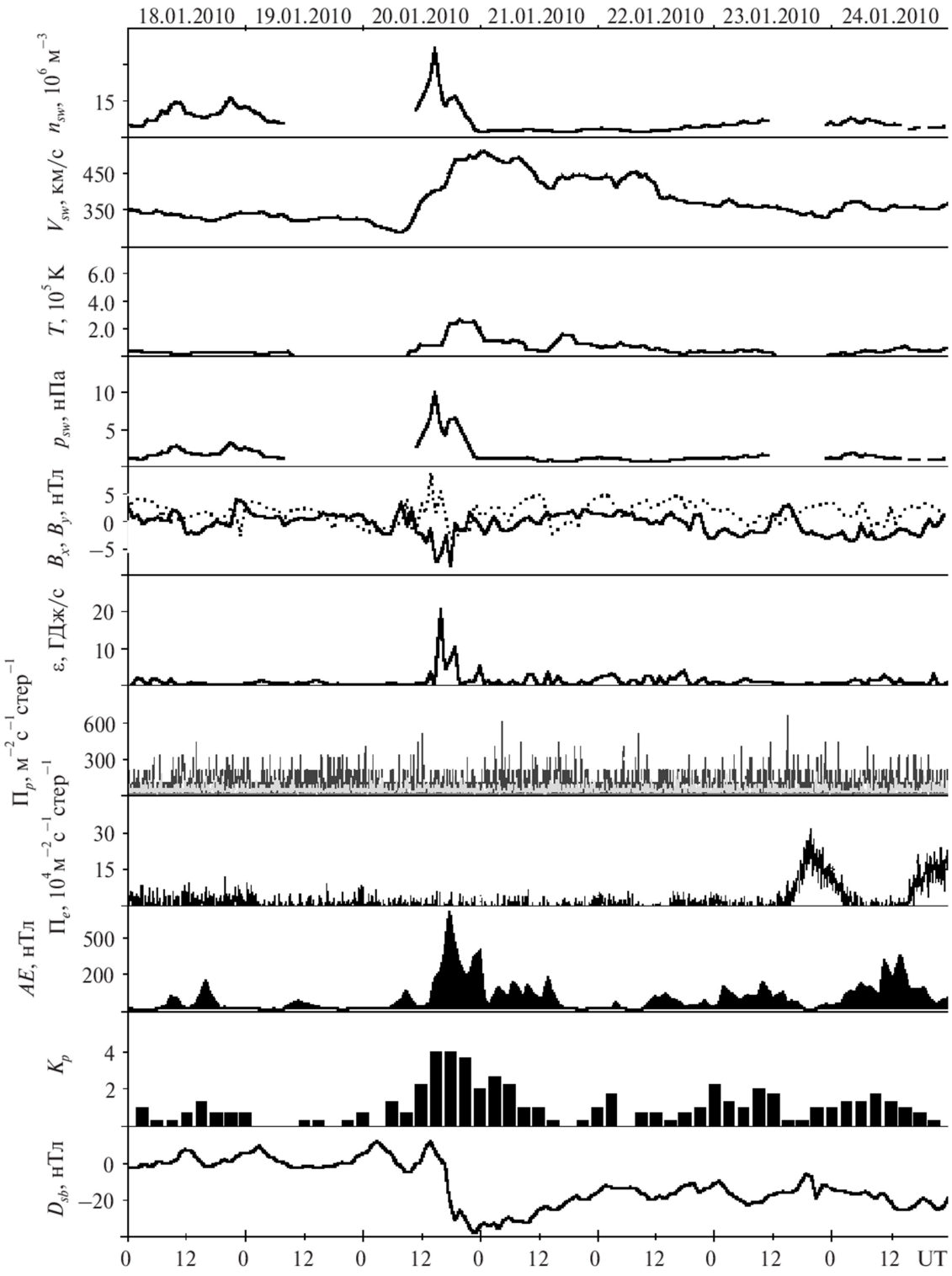


Рис. 7.9. Часові варіації параметрів сонячного вітру: концентрації n_{sw}, радіальної швидкості V_{sw}, температури T і розрахованих значень динамічного тиску p_{sw}, B_y-(точки) і B_z- компонентів (лінія) ММП, розрахованих значень енергії ε, переданої сонячним вітром магнітосфері Землі в одиницю часу, густини потоків протонів $П_p$ і електронів $П_e$, AE-індексу (WDC Kyoto), K_p-індексу (http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/index.jsp), D_{st}-індексу (WDC-C2 for Geomagnetism, Kyoto University) протягом 18–24 січня 2010 р.

До 20 січня геомагнітне поле було спокійним. Швидкість сонячного вітру не перевищувала 350 км/с. Приблизно о 15:00 (тут і далі UT) 20 січня B_z-складова ММП різко повернула на південь, сягла значення –8.3 нТл, залишаючись негативною до 18:00. У цей період швидкість сонячного вітру поступово збільшилася до 400 км/с, а о 13:00 20 січня спостерігалося більш різке збільшення V_{sw} до 400 км/с. Після цього продовжувалося поступове збільшення швидкості до 500 км/с. 20 січня зареєстровані також збільшення температури T (до $2{,}7\cdot10^5$ К), концентрації n_{sw} (до $36\cdot10^6$ м$^{-3}$) сонячної речовини і динамічного тиску p_{sw}, який сягнув 10 нПа. Значення енергії сонячного вітру, що передається магнітосфері Землі в одиницю часу (функція Акасофу), було невелике (ε≈10–22 ГДж/с). Результатом цих подій стало виникнення вельми помірної (за класифікацією [1, 6]) магнітної бурі 20–21 січня 2010 року з екстремальними значеннями індексів AE = 680 нТл, D_{st} = –38 нТл і K_p = 4.

Буря почалася раптово 20 січня близько 13:30. Головна фаза тривала до 22:30 20 січня, а фаза відновлення спостерігалася до кінця періоду вимірювань.

Експериментальні результати.

Варіації критичної частоти. На рис. 7.10 зображено часові варіації критичної частоти f_oF2 і електронної концентрації N_mF2 в максимумі шару F2 протягом 20–21 січня 2010 року, які отримані з іонограм через інтервали в 15 хв.

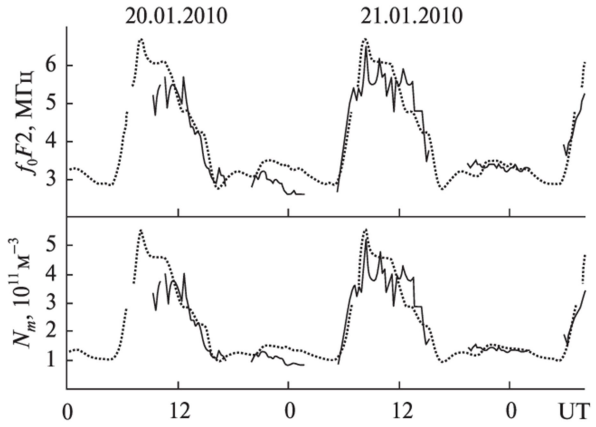


Рис. 7.10. Варіації критичної частоти f_oF2 і концентрації електронів N_mF2 в максимумі шару F2 протягом 20–21 січня 2010 р. (лінія) і в контрольний день (точки), отримані усередненням даних за 13–14 грудня 2009 р.

Значення для контрольного дня були отримані з усередненням даних у магнітоспокійну добу 13–14 грудня 2009 р. Крива для контрольного дня побудована ковзним усередненням на інтервалі 45 хв з кроком 15 хв. Для 20–22 січня графік критичних частот згладжений на інтервалі 45 хв з кроком 15 хв.

20 січня, коли почалася магнітна буря, зареєстровано зменшення концентрації електронів N_mF2 до 30%, а під час негативної фази слабкого збурення значення N_mF2 зменшилися приблизно на 34%. 21 січня спостерігалося відновлення концентрації електронів, і зменшення склало до 1.1–1.2 раз (див. рис. 7.10).

Відносне відхилення критичної частоти розраховано за формулою:

$$\delta f_o\mathrm{F2} = \frac{f_o\mathrm{F2} - f_o^o\mathrm{F2}}{f_o^o\mathrm{F2}} \cdot 100\%,$$

де f_oF2 – критична частота в максимумі шару F2 під час магнітної бурі, а f_oF2 – у спокійний день. Часова залежність відносного відхилення критичної частоти під час іоносферного збурення 20–21 січня зображена на рис. 7.11. Зміни δf_oF2 були розраховані із застосуванням ковзного усереднення відхилення критичної частоти на інтервалі 315 хв з кроком 15 хв. З рис. 7.11 видно, що в ніч з 20 на 21 січня спостерігалося негативне іоносферне збурення з максимальним відхиленням критичної частоти до 17%.

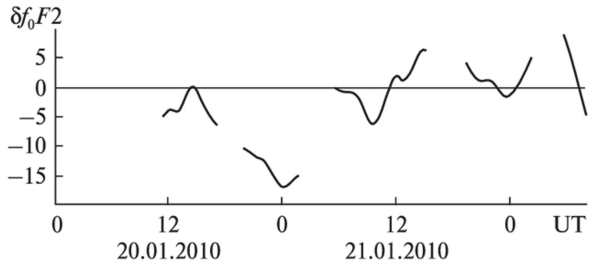


Рис. 7.11. Часова залежність відносного відхилення критичної частоти δf_oF2 під час іоносферного збурення 20–21 січня 2010 р.

Варіації концентрації електронів. Часові варіації концентрації електронів, виміряні радаром НР у діапазоні висот h = 200–600 км, подано на рис. 7.12. Під

час іоносферного збурення, в ніч з 20 на 21 січня, на висотах 200–250 км (де знаходився в цей період максимум шару F2) зменшення N_e склало 32–37%. А 21 січня вже почалося поступове відновлення, яке тривало до кінця вимірювань.

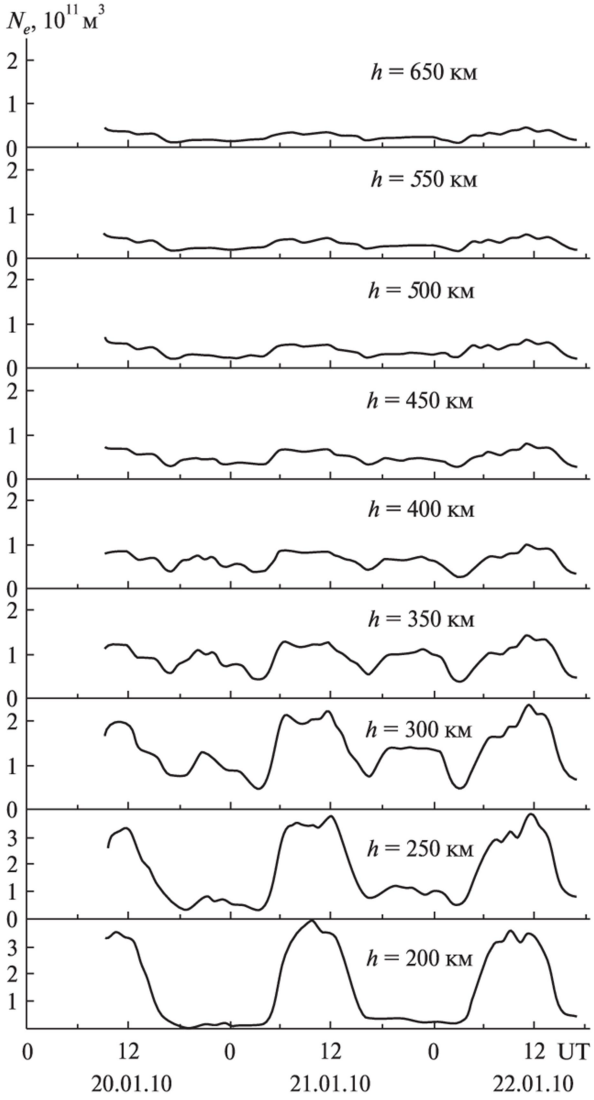


Рис. 7.12. Часові варіації концентрації електронів N_e на фіксованих висотах

Варіації температури електронів та іонів. У мінімумі СА у спокійній іоносфері зміни температури електронів T_e характеризуються швидким збільшенням під час сходу Сонця, зменшенням T_e поблизу опівдня (через збільшення швидкості передачі тепла від електронів до іонів, яка пропорційна N_e^2) і зниженням T_e після заходу Сонця. В цілому температури електронів та іонів зазнають значних добових і сезонних варіацій у період мінімуму СА [27].

На рис. 7.13 подано часові варіації температур електронів та іонів з 20 по 22 січня 2010 р. Під час збурення в ніч з 20 на 21 січня спостерігалося збільшення температури електронів у порівнянні з наступною ніччю. На висоті 200 км T_e збільшилася всього лише на кілька градусів, а на h = 750 км – до 200 К. Близько полудня 20 січня на висоті 200 км температура електронів склала 1650 К, а 21 і 22 січня коливалася коло 1500 К. Видно, що T_e мала значні добові варіації, але характерний локальний мінімум поблизу опівдня був досить добре виражений.

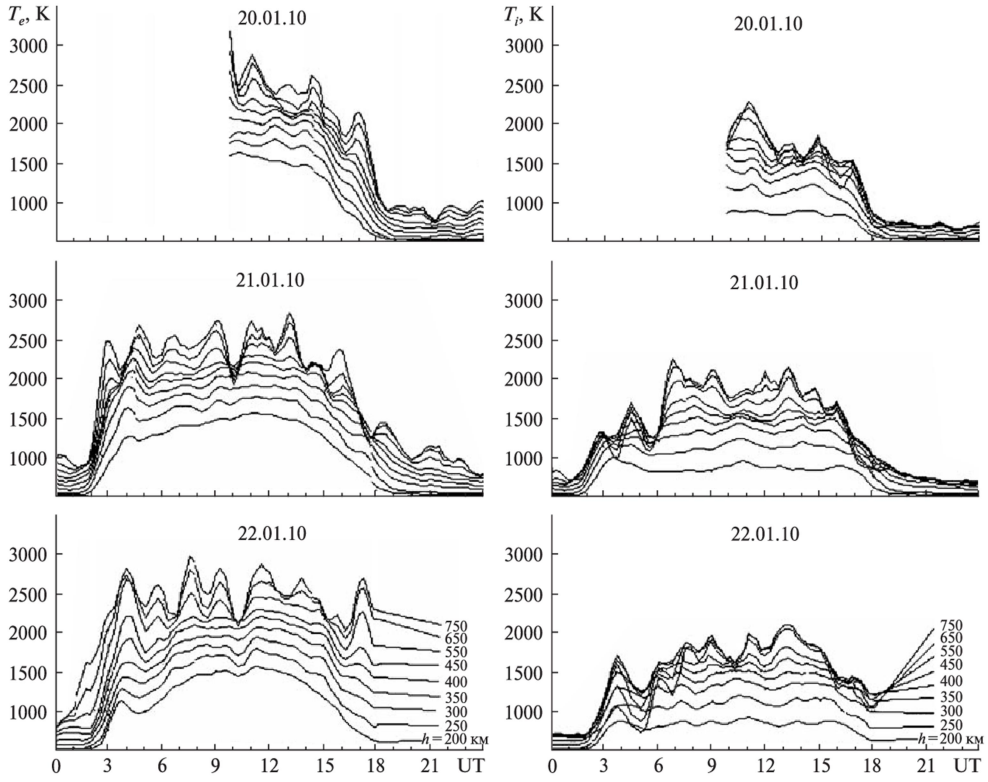


Рис. 7.13. Варіації температур електронів T_e (ліворуч) і іонів T_i (праворуч) у період з 20 по 22 січня 2010 р. (ковзне усереднення на інтервалі 75 хв з кроком 15 хв)

Під час збурення температура іонів T_i змінювалася незначно. Максимальне збільшення до 50 К зареєстровано на висоті 750 км. Температура T_i збільшувалася зі сходом Сонця, в денні години осягла максимальних значень і після заходу Сонця зменшилася. У години поблизу опівдня іоносферні збурення слабо вплинули на нагрів іонів.

З рис. 7.12 і 7.13 видно, що протягом негативного іоносферного збурення (вночі з 20 на 21 січня) зменшення концентрації електронів N_e супроводжувалося збільшенням температури електронів T_e і іонів T_i. Такий незвичайний нагрів плазми в середніх широтах – рідкісне явище.

Варіації швидкості руху іоносферної плазми. На рис. 7.14 подано часові варіації вертикальної складової швидкості іоносферної плазми V_z для ряду висот іоносфери в період з 20 по 22 січня 2010 р. Видно, що на цих висотах рух плазми був переважно низхідним ($V_z < 0$) протягом усього періоду вимірювань. Під час іоносферного збурення 20 і 21 січня спостерігалися флуктуації швидкості V_z. Перше відхилення швидкості в бік збільшення її абсолютного значення відбувалося приблизно з 15:00 до 17:30–18:00 на висоті 308 км і вище. Наприклад, на висоті 308 км значення V_z змінилося з –61 м/с о 15:00 до –69 м/с о 16:00, а потім відновилося о 17:15 до очікуваного в цей час за відсутності збурення значення –50 м/с.

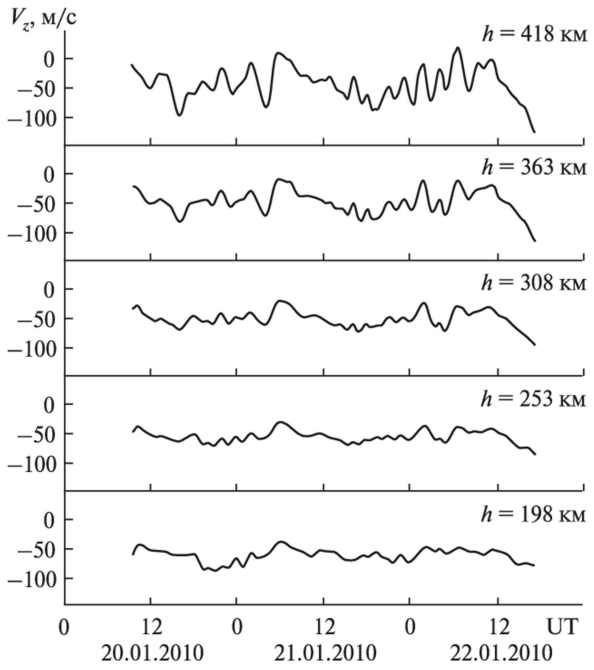


Рис. 7.14. Часові варіації вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми V_z на фіксованих висотах у період 20–22 січня 2010 р.
(ковзне усереднення на інтервалі 105 хв з кроком 15 хв)

Початок відхилення близький до моменту повороту B_z-складової міжпланетного магнітного поля на південь. Можна припустити, що є кореляція варіацій V_z і B_z-компоненти ММП. Відзначимо, однак, що для зимової іоносфери приблизно в цей же час зазвичай починає проявлятися вечірній екстремум швидкості (збільшення модуля негативних значень V_z).

Зменшення модуля швидкості низхідного руху плазми, а потім його відновлення спостерігалося на всіх висотах з 21:00 до 23:00. Зі збільшенням висоти ефект проявлявся виразніше.

Найбільший ефект був при переході від нічного до ранкового часу. На фоні звичайної ранкової зміни V_z (приблизно з 01:30 до 08:00 з екстремумом близько 06:00) спостерігалося помітне збільшення абсолютної величини швидкості низхідного руху плазми з 01:45 до 03:45, а потім її зменшення приблизно в 06:00 до характерних для даного часу значень швидкості від –40 до +11 м/с для h = 198…418 км (див. рис. 7.14).

Спостережувана зміна швидкості була симетрична відносно екстремуму її відхилення, величина якого збільшувалася з висотою (якщо на висоті 198 км амплітуда коливання V_z становила 18 м/с, то на висоті 418 км вона сягла величини 82 м/с). На малих висотах максимальне за модулем відхилення V_z виникало раніше, ніж на великих: для висот 253 км і 418 км відмінність у часі становить 30 хв. Подібне, але вже менш виражене відхилення спостерігалося і вранці 22 січня приблизно о такий же час. У денний час 20, 21 і 22 січня флуктуації V_z були незначними, а поведінка швидкості була характерною для зимової денної середньоширотної іоносфери [15, 16].

У табл. 1 наведено значення швидкості V_z і обчислені значення густини потоку плазми П = $V_z \cdot N_e$ для висоти 300 км у характерні моменти часу: о 12:00 до збурення (20 січня) і на різних етапах фази відновлення (21 і 22 січня), о 20:00 20 січня під час головної фази бурі і в такий же час 21 січня на фазі відновлення, а також о 00:00 21 січня при максимальному за модулем значенні відхилення критичної частоти δf_oF2 ≈ –17% (див. рис. 7.11) і о 00:00 22 січня за δf_oF2 ≈ –2%. З табл. 1 видно, що поблизу опівдня відмінності швидкості незна-

чні, величина густини потоку іонів у першу добу фази відновлення змінилася всього на 17%, а у другу добу сягнула рівня, який був до настання бурі.

Таблиця 7.1

Значення вертикальної складової швидкості V_z і густини потоку П плазми на висоті 300 км у характерні моменти часу 20–21 січня 2010 р.

UT	12:00			20:00		0:00	
Дата, січень 2010 р.	20	21	22	20	21	21	22
Фаза бурі і умови	Спокійний стан	Фаза віднов-лення	Фаза віднов-лення	Головна фаза	Фаза віднов-лення	Фаза віднов-лення δf_oF2≈–17%	Фаза віднов-лення δfoF2≈–2%
V_z, м/с	–49	–50	–41	–54	–60	–47	–54
N_e, 10^{11} м$^{-3}$	1,92	2,21	2,33	1,08	1,4	0,88	1,36
П, 10^{12} м$^{-2}$с$^{-1}$	–9,4	–11,0	–9,6	–5,8	–8,4	–4,2	–7,3

У нічний час відмінності швидкості були також несуттєві, при цьому абсолютна величина швидкості плазми під час головної фази і на початку фази відновлення на 6–7 м/с менше модуля V_z в наступну добу (ближче до кінця фази відновлення). Густина потоку іонів при цьому відрізнялася на 45% для 20:00 і на 74% для 00:00 в основному через відмінність значень концентрації електронів.

7.4. Геокосмічна буря 5–6 серпня 2011 р.

Надсильна (за класифікацією [1]) геомагнітна буря почалася 5 серпня о 19:03 (момент початку різкої зміни геомагнітного індексу D_{st}, а також B_z-компоненти міжпланетного магнітного поля). Головна фаза бурі спостерігалася з 20:00 5 серпня до 04:00 6 серпня. Під час головної фази значення планетарного індексу K_p становило 8–. Найбільше відхилення індексу D_{st} до значення –113 нТл відбулося 6 серпня о 04:00.

Результати спостережень реакції іоносфери опубліковано в [30–32] та ін. Магнітна буря супроводжувалася іоносферним збуренням, що характеризується зменшенням критичної частоти і, відповідно, концентрації електронів (див. рис. 7.15, панелі f_oF2 і δf_oF2). 6 серпня о 23:00 δf_oF2 було максимальним і склало –

45%, а f_oF2 знизилася до 2,5 МГц. 7 серпня після 12:00 частота f_oF2 почала поступово відновлюватися, збільшуючись до значень, типових для спокійних умов.

На рис. 7.15 подано варіації в період з 3 по 7 серпня 2011 р. параметрів космічної погоди (B_z- і B_y-компонент міжпланетного магнітного поля, K_p-індексу (http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/index.jsp), D_{st}-індексу (WDC-C2 Кіото, Японія), часові варіації швидкості V_z для ряду висот іоносфери і варіації критичної частоти f_oF2 (за даними іонозонда обсерваторії Pruhonice (Чехія) (http://147.231.47.3), суцільна лінія). За контрольні дані (пунктирна лінія) наведені усереднені значення критичної частоти $\langle f_o\mathrm{F2}\rangle$ в умовах незбуреної іоносфери в періоди з 30 липня по 3 серпня і з 8 по 11 серпня 2011 р. На нижній панелі показані часові варіації відносного відхилення критичної частоти у відсотках:

$$\delta f_{\mathrm{o}}\mathrm{F2} = \frac{f_{\mathrm{o}}\mathrm{F2} - < f_{\mathrm{o}}\mathrm{F2} >}{< f_{\mathrm{o}}\mathrm{F2} >} \cdot 100\% .$$

З рис. 7.15 видно, що в спокійні дні 3, 4, 5 серпня (до 20:00), а також 7 серпня рух плазми на висотах 190–600 км був в основному характерним для літньої середньоширотної іоносфери: переважно низхідним ($V_z < 0$) з ранковим (~з 00:00 до 08:00) і вечірнім (з 18:00 до 23:45) екстремумами варіацій V_z.

Під час головної фази геомагнітної бурі виникли флуктуації V_z. Перше відхилення швидкості (на 30–37 м/с) вбік зменшення її абсолютного значення почалося за 1 годину після початку різких змін B_z-компоненти міжпланетного магнітного поля й індексу D_{st} і спостерігалося на всіх досліджуваних висотах з 20:00 до 21:15. З 20:00 5 серпня до 03:00 6 серпня під час негативної фази ($\delta f_o\mathrm{F2} < 0$) іоносферної бурі на висотах $h \le 300$ км зареєстровано коливання V_z із квазіперіодом 2 години 45 хв і амплітудою 20–37 м/с. На висотах $h > 300$ км коливання V_z незначні, але відмінність варіацій V_z від варіацій в попередні і подальші доби в такий же період часу помітні. 6 серпня ранковий екстремум був менш виражений у порівнянні зі спокійними днями. У цей день на всіх висотах $V_z < 0$. Під час фази відновлення магнітної бурі 6 серпня з 11:30 до початку ве-

чірнього екстремуму о 17:30 зареєстровано коливання зі змінним квазіперіодом від 2 годин 45 хв до 2 годин і амплітудою 4–9 м/с.

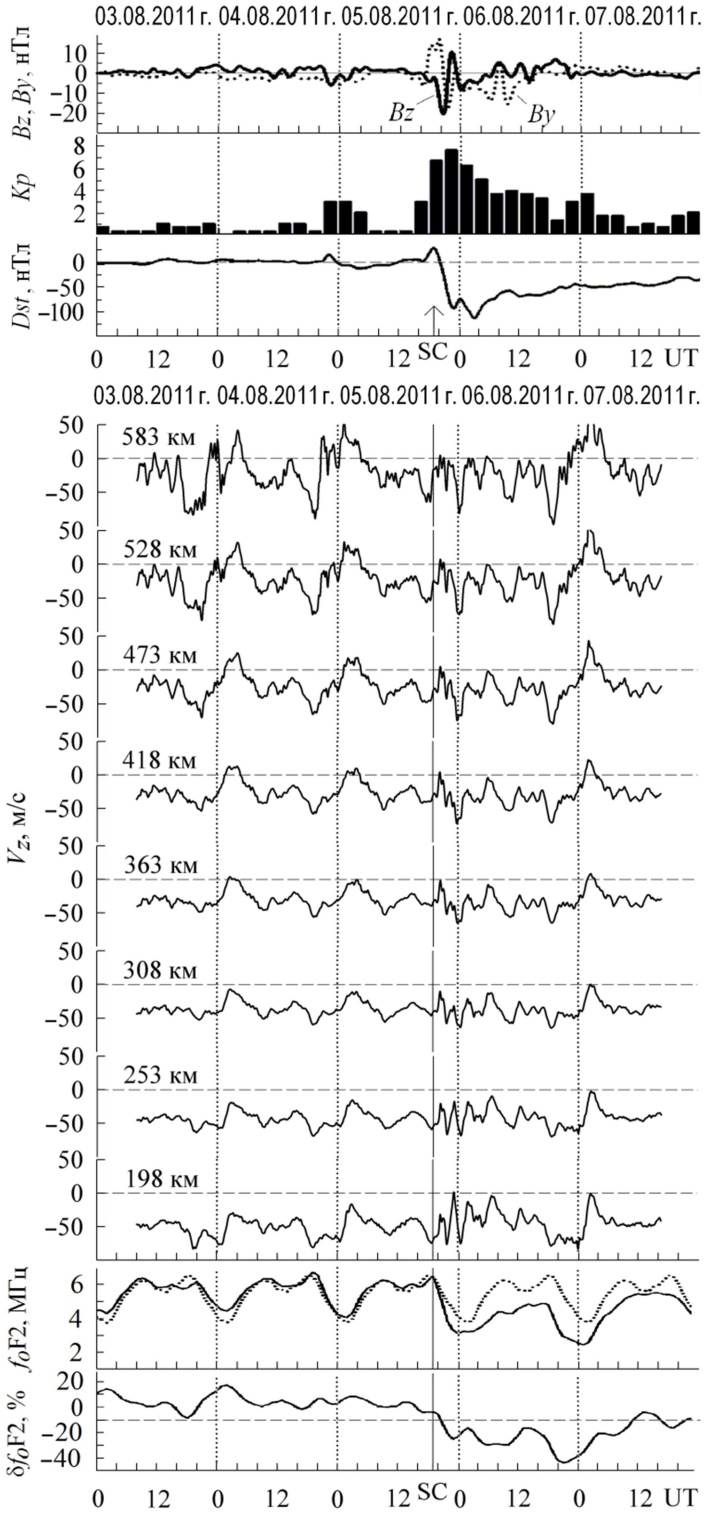


Рис. 7.15. Часові варіації параметрів космічної погоди, швидкості руху іоносферної плазми V_z, критичної частоти f_oF2, відносного відхилення критичної частоти δf_oF2 в період 3–7 серпня 2011 р. SC – початок геомагнітної бурі.

Отже, зміна космічної погоди викликала значні варіації швидкості перенесення іоносферної плазми, що вплинуло на структуру іоносфери (змінилися концентрація електронів, висота максимуму шару F2 і інші параметри іоносфери).

7.5. Геокосмічна буря 13–15 листопада 2012 р.

Результати дослідження реакції іоносфери на геокосмічну бурю 13–15 листопада 2012 р. наведено в [32–35] та ін. Геомагнітна буря відбувалася на фоні помірної активності Сонця (в період з 11 по 17 листопада значення індексу $F_{10,7}$ перебувало в межах 135–146). Причиною виникнення бурі послужив викид корональної маси 9 і 10 листопада 2012, спрямований у бік Землі.

Помітне магнітне збурення почалося о 18:00 13 листопада 2012 р. і тривало до 24:00 (рис. 7.16, верхня панель).

Головна фаза сильної (за класифікацією [1]) магнітної бурі була з 00:00 до 06:00 14 листопада 2012 р. Фаза відновлення тривала з цього моменту і до кінця доби 16 листопада. Магнітна буря супроводжувалася іоносферною бурею зі знакозмінними фазами. Особливістю даної іоносферної бурі була наявність двох позитивних (зростання концентрації електронів N_e) і однієї негативною (зменшення N_e) фаз збурення (рис. 7.16, де подано варіації відносного відхилення критичної частоти $\delta foF2$ від значень $foF2$, отриманим в умовах незбуреної іоносфери 22 листопада 2012 року). З рис. 5 також видно, що характер варіацій критичної частоти $foF2$, виміряної іонозондом «Базис», і максимального протягом радіолокаційної розгортки дальності відношення сигнал/шум q_m, виміряного радаром НР і пропорційного концентрації електронів на відповідній висоті, ідентичні.

Позитивну фазу іоносферної бурі 13–14 листопада 2012 р. міг спричинити підйом шару F2 вгору через посилення меридіонального вітру до екватора. Причиною негативної фази іоносферної бурі було, найімовірніше, збурення нейтрального складу.

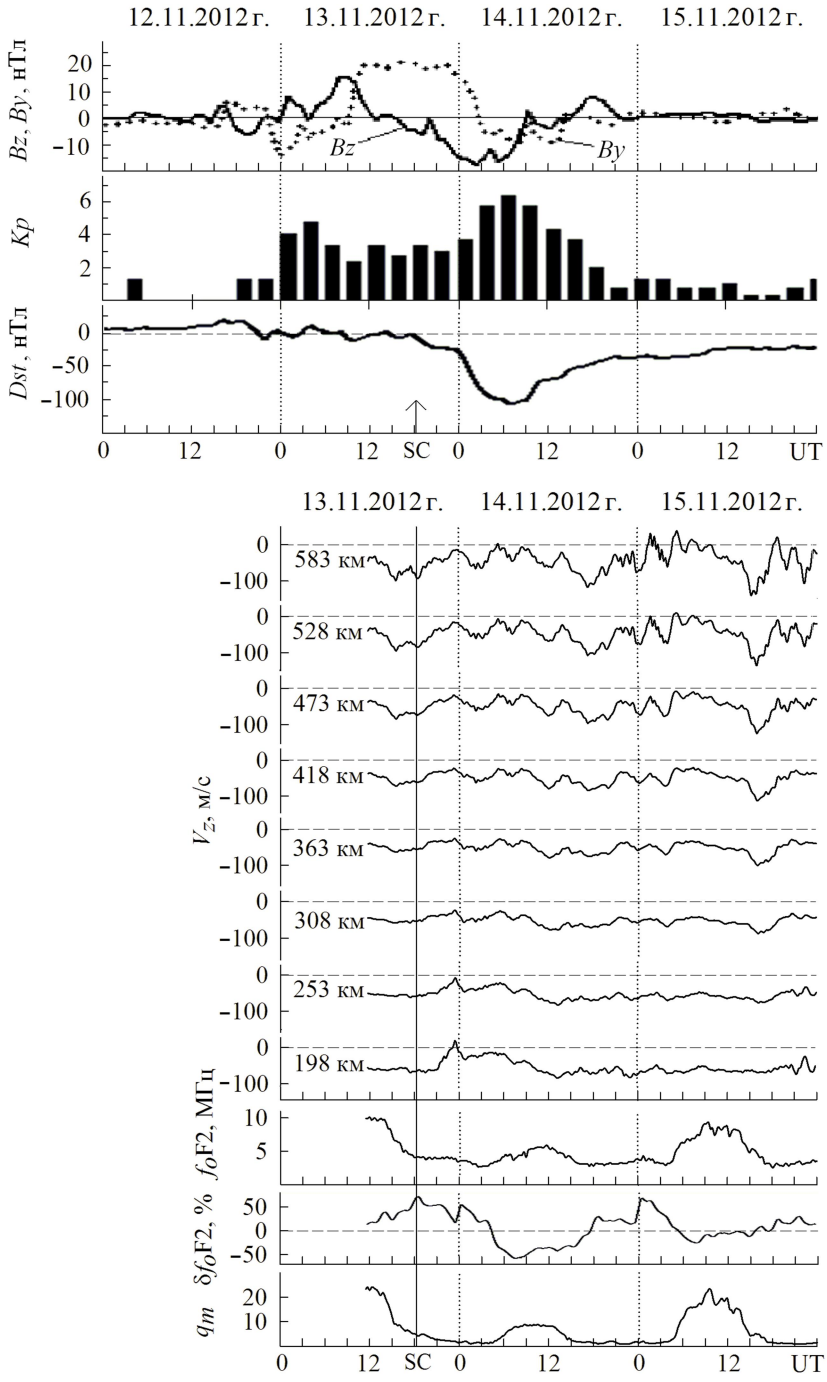


Рис. 7.16. Часові варіації параметрів космічної погоди в період 12–15 листопада, швидкості руху іоносферної плазми V_z, критичної частоти f_oF2, відносного відхилення критичної частоти δf_oF2 і відношення сигнал / шум q_m в період 13–15 листопада 2012 р.

Протягом першої позитивної фази бурі концентрація N_mF2 збільшилася приблизно в 3 рази, потім зменшилася в 5 разів у негативну фазу бурі і знову збільшилася в 3 рази в другій позитивній фазі в порівнянні з контрольним днем. Відповідно, відносне відхилення δf_oF2 становило: +70%, –60% і +70%. Спостерігалося значне зменшення N_e на висотах: 200–250 км – бі-

льше ніж в 5 разів, 300 км – до 3.5 раз, 350 км – до 2 разів. Зміни в варіаціях температур електронів та іонів у результаті іоносферної бурі були такими: T_e збільшилася на 200–300 К, а T_i – на 100–200 К в діапазоні висот 200–700 км відповідно. Геокосмічна буря викликала зміни в часових варіаціях вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми V_z (див. рис. 7.16).

Поблизу опівночі з 13 на 14 листопада виникли коливання в варіаціях V_z. Початок коливального процесу збігся з початком головної фази геомагнітної бурі. Амплітуда коливань зростала зі збільшенням висоти з 12 м/с на висоті h = 198 км до 30–39 м/с на h = 470–580 км. Квазіперіод коливань змінювався однаково на різних висотах у межах від 3 годин 30 хв до 5 годин 15 хв. Вечірній мінімум V_z під час геомагнітних збурень 13 і 14 листопада, які характеризуються підвищеними значеннями індексу K_p = 3–4, був виражений менше в порівнянні з мінімумом V_z 15 листопада під час фази відновлення. Так, на висоті 418 км зміна V_z в проміжку з 14:30 (початок вечірнього мінімуму) до моменту досягнення екстремального значення склало 38 і 51 м/с 14 і 15 листопада відповідно. При цьому 14 листопада швидкість V_z змінювалася від –46 м/с (о 14:30) до екстремуму –84 м/с (о 17:00), а 15 листопада – від –59 м/с (о 14:30) до екстремуму –110 м/с (о 15:45), сягнувши початкового значення о 18:45, тоді, як 14 листопада первісне значення (–46 м/с) спостерігалося на дві години пізніше (близько 20:45) через коливальний процес. Закінчення вечірнього мінімуму було зареєстровано на даній висоті 14 листопада о 21:15 (V_z = –37 м/с), а 15 листопада – о 20:15 (V_z = –36 м/с). На висотах нижче 418 км 14 листопада і всіх висотах 13 листопада зміни V_z в цьому ж проміжку часу перебували на рівні статистичних або викликаних іоносферним збуренням флуктуацій.

З 22:15 13 листопада на 00:15 14 листопада на висотах 185–270 км зареєстровано тимчасове відхилення швидкості низхідного руху плазми ($V_z < 0$) вбік зменшення абсолютного значення V_z. Слід зазначити, що в цей час відношення потужності НР сигналу, прийнятого з даних висот, до потужності шуму було менше або близько до 0,1. При такому відношенні сигнал/шум дані про швидкість плазми стають недостовірними.

З 21:30 14 листопада до 4:45 15 листопада на висотах 308–420 км під час другої позитивної фази іоносферної бурі спостерігалися коливання V_z із квазіперіодом ~3 години 45 хв і зростаючою зі збільшенням висоти амплітудою. На висотах $h > 420$ км з 22:30 14 листопада до 10:15 15 листопада квазіперіод коливань V_z змінювався від 3 годин 45 хв до 2 годин. Після 4:45 (10:15 для $h > 420$ км) на фазі відновлення іоносферної бурі рух плазми був в основному характерним для осінньо-зимової середньоширотної іоносфери європейського регіону.

7.6. Геокосмічна буря 14–17 березня 2016 р.

Спостереження проводилися з 18:00 UT 16 березня до 5:00 UT 18 березня 2016 р. за допомогою радара НР Інституту іоносфери і цифрового іонозонда, розташованого в Радіофізичній обсерваторії ХНУ імені В. Н. Каразіна [36, 37].

Геомагнітна обстановка 14–17 березня 2016 року була збуреною внаслідок (існування одна за одною) декількох суббур (рис. 7.17).

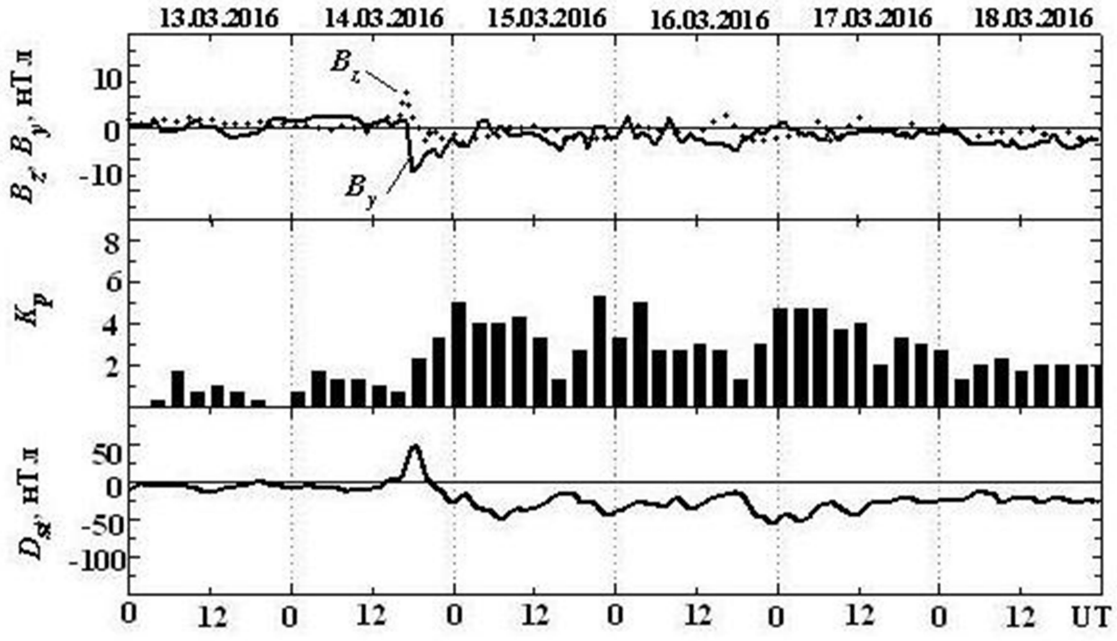


Рис. 7.17. Стан космічної погоди: часові варіації B_y-(точки) і B_z-(лінія) компонент міжпланетного магнітного поля, індексів геомагнітної активності K_p і D_{st} в період 13–18 березня 2016 р.

Індекс K_p сягав значень 5–5,3, що характерно для помірної геомагнітної бурі [1]. Індекс D_{st} сягав –55 нТл.

Ефекти магнітної бурі в період вимірювань 16–17 березня проявилися у варіаціях критичної частоти і, відповідно, концентрації електронів у максимумі шару F2 (рис. 7.18). Так, близько 21:00 UT 16 березня спостерігалася зміна фаз іоносферних збурень з негативного на позитивне (у цей же час індекс K_p збільшився з 3,0 до 4,7). При цьому відхилення критичної частоти δf_oF2 (відносно даних у контрольний дні 13 березня 2016 р.) змінилося з –34% до +30%. Відповідно концентрація N_mF2 зменшилася приблизно в 2,3 рази, а потім збільшилася приблизно в 1,7 рази.

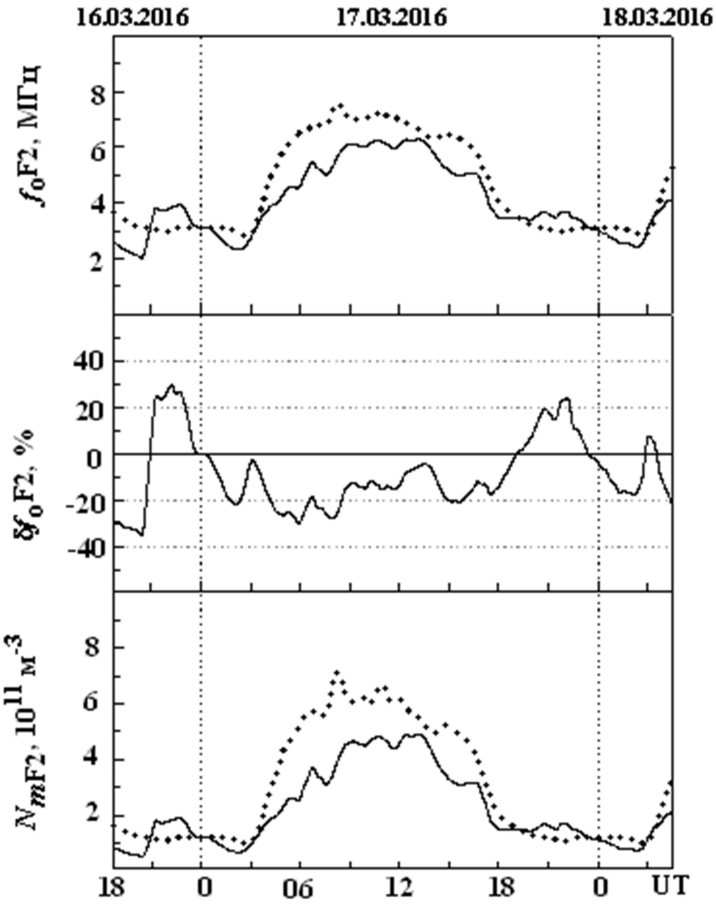


Рис. 7.18. Часові варіації критичної частоти f_oF2, її відносного відхилення δf_oF2 і концентрації електронів N_mF2 у максимумі шару F2 в період вимірювань з 16 до 18 березня 2016 р. (лінія) і в магнітоспокійний день 13 березня 2016 р. (точки – дані іонозонда Прухоніце (Чехія) з урахуванням затримки місцевого часу)

Підвищені значення критичної частоти зберігалися близько 3-х годин. У цей час значення індексу D_{st} були мінімальними за весь період збурення з 14 по 17 березня і склали –55 нТл. Надалі мало місце зменшення значень критичної частоти в порівнянні зі значеннями f_oF2 за відсутності збурень (13 березня 2016 р.). Відносне відхилення δf_oF2 сягало –22% і після 7:00 17 березня воно не перевищувало (за модулем) цієї величини.

Помірна магнітна буря слабо вплинула на варіації висоти максимуму шару F2 під час фази релаксації, відхилення висоти максимуму шару F2 δh_mF2 не перевищувало 15–16% (рис. 7.19).

Помірна магнітна буря призвела до помітної перебудови динамічного режиму іоносфери (рис. 7.20). У головну фазу бурі 17 березня спостерігалося збільшення швидкості низхідного руху плазми V_z з максимумом о 02:45 і подальше її зменшення. Амплітуда відхилення V_z зростала з висотою і становила 7–97 м/с на висотах 200–530 км (див. рис. 7.20, в). 17 березня в проміжку часу з 12:00 до 18:00 UT на висотах 200–420 км виявлено квазігармонійні коливання V_z з періодом 2 години 15 хв і амплітудою близько 10 м/с, що, очевидно, пов'язано зі зміною геомагнітної активності.

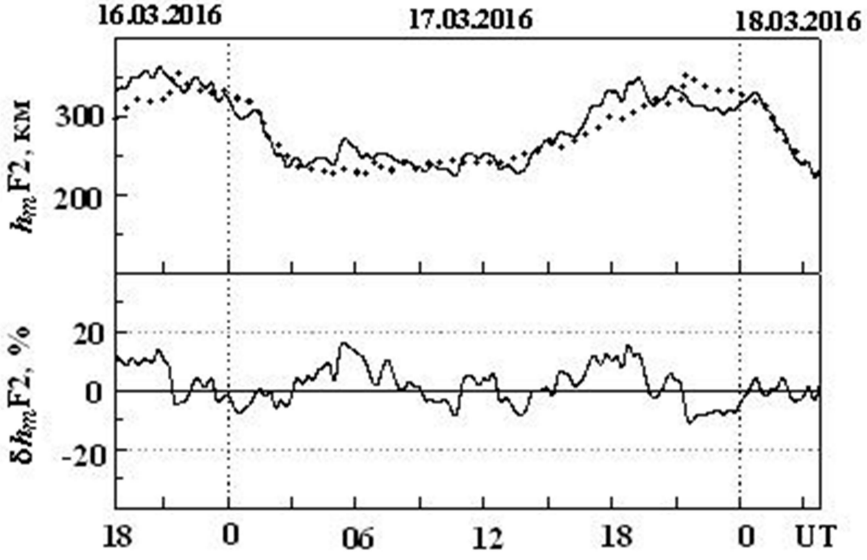


Рис. 7.19. Часові варіації висоти максимуму шару F2 h_mF2 й її відносного відхилення δh_mF2 в період вимірювань з 16 до 18 березня 2016 р. (лінія) і в магнітоспокійний день 13 березня 2016 р. (точкова крива)

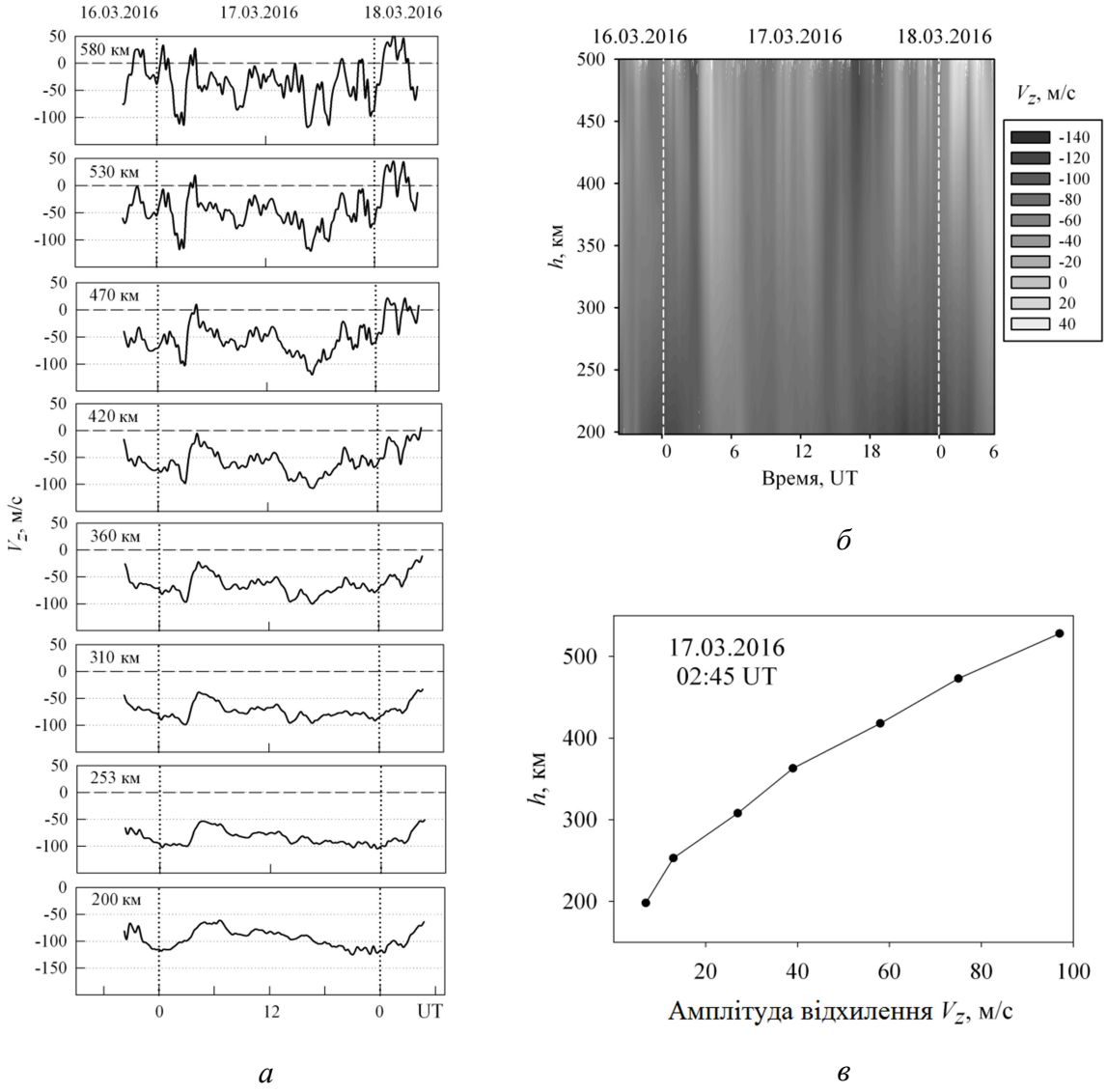


Рис. 7.20. Результати спостереження вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми V_z: *а* – часові варіації V_z для ряду висот іоносфери, *б* – висотно-часові діаграми варіацій V_z, *в* – залежність амплітуди відхилення V_z від висоти о 02:45 17 березня 2016 р.

7.7. Геокосмічна буря 21 грудня 2016 р.

Результати дослідження реакції іоносфери на цю бурю наведено в [38–40].

Помірна (за класифікацією [1]) геомагнітна буря 21 грудня 2016 р. супроводжувалася двофазною іоносферною бурею над Україною з першою позитивною фазою та другою негативною фазою. Максимальне збільшення концентрації N_mF2 склало 1.8 рази, а її зменшення – 3.4 рази. Негативна фаза супроводжувалася невеликим підйомом шару F2 (на 20–28 км), чому могло посприяти зниження вертикальної складової швидкості руху та збільшення температури пла-

зми (температура електронів збільшилася на 600–800 К, температура іонів – лише на 100–160 К).

Наступні збурення в магнітосфері 22–24 грудня 2016 р. викликали сильні негативні збурення в іоносфері (з максимальним зменшенням N_mF2 в 4,9 і 2,6 рази відповідно), ефекти яких проявилися у варіаціях температур електронів та іонів. Варіації висоти шару F2 були подібними до варіацій, характерних для незбурених умов.

Загалом у період з 18 по 24 грудня 2016 р. сонячна активність була низькою: потік радіовипромінювання на хвилі 10,7 см $F_{10,7}$ знаходився в межах 72–75, спалахи були відсутні [http://ftp.swpc.noaa.gov]. Протягом 18–20 грудня 2016 р. значення концентрації протонів у потоці сонячного вітру n_{sw} (рис. 7.21) значно змінювалися від $5 \cdot 10^6$ м$^{-3}$ до ~$13 \cdot 10^6$ м$^{-3}$ в результаті наявності великої корональної діри в атмосфері Сонця [http://spaceweather.com]. 20 грудня швидкість сонячного вітру V_{sw} в середньому складала приблизно 350 км/с.

21 грудня після 05:00 UT швидкість V_{sw} почала поступово збільшуватись, і після 12:00 її значення перевищували 650 км/с. Значення температури T_{sw} сонячного вітру також суттєво змінилися: різко збільшилися від $(0{,}5–1) \cdot 10^5$ К до ~$(3–4) \cdot 10^5$ К та іноді перевищували значення $5 \cdot 10^5$ К. Зі збільшенням швидкості V_{sw} 21 грудня значення концентрації n_{sw} почали зменшуватися та після 12:00 складали ~$6 \cdot 10^6$ м$^{-3}$.

Значення динамічного тиску p_{sw} у період 18–20 грудня 2016 р. варіювали згідно змінам концентрації n_{sw} у цей період, сягаючи 3 нПа в нічний час. 21 грудня 2016 р. зі збільшенням швидкості температури сонячного вітру тиск p_{sw} перевищував 4.5 нПа в інтервалі часу 13:00–19:00 і сягав максимуму 4,8–4,9 нПа. Друге значне збільшення p_{sw} до 4,2–4,7 нПа відмічалося в інтервалі часу 23:00–24:00 21 грудня 2016 р. при різкому стрибку температури T_{sw} у цей же час.

B_z-компонента міжпланетного магнітного поля 21 грудня 2016 р. після 09:00 різко повернула на південь. Перше мінімальне екстремальне значення – 10.4 нТл – відмічалося о 09:35, друге –10.6 нТл близько 10:00. Слабо виражений

початок магнітної бурі мав місце 21 грудня 2016 р. приблизно о 10:00 (див. на рис. 7.21 варіації індексу D_{st}).

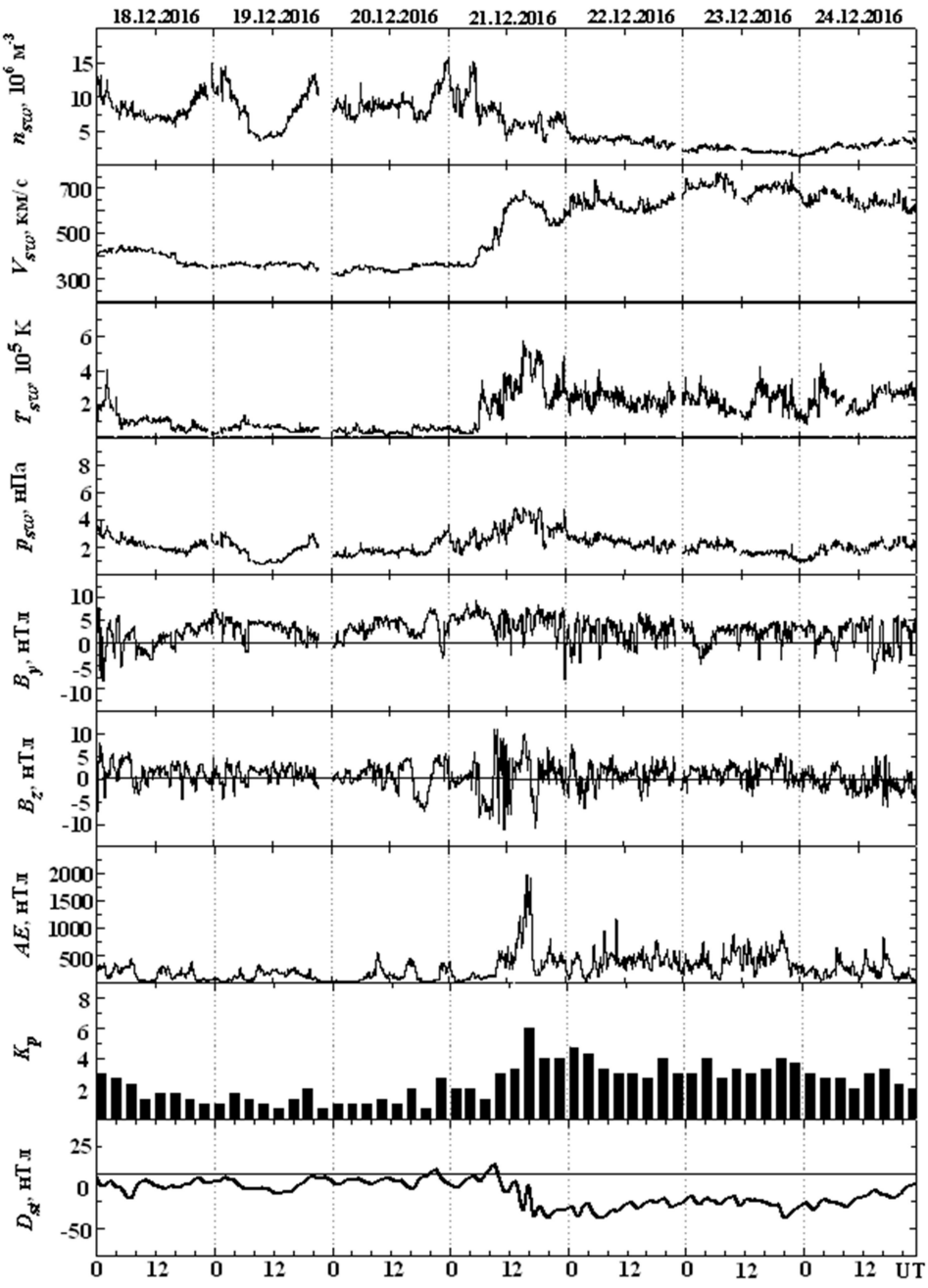


Рис. 7.21. Часові варіації параметрів сонячного вітру: концентрації n_{sw}, радіальної швидкості V_{sw}, температури T_{sw} і розрахованих значень динамічного тиску p_{sw}, B_y- і B_z-компонент міжпланетного магнітного поля, *AE*-індексу (WDC Kyoto), K_p-індексу (http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/index.jsp), D_{st}-индексу (WDC-C2 for Geomagnetism, Kyoto University) протягом 18–24 грудня 2016 р.

Після 12:00 21 грудня 2016 р. авроральний індекс *AE* почав стрімко зростати й о 16:10 сягнув максимального значення 1932 нТл. У свою чергу, індекс K_p в інтервалі часу 12:00–15:00 збільшився з 3 до 3.3, а його екстремальне значення $K_{p\ \max} = 6$ зареєстровано з 15:00 до 18:00, що характерно для помірних магнітних бур , згідно класифікації NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) Space Weather Scales. При цьому значення індексу D_{st} дорівнювали –33, –38 нТл о 17:00 та 18:00 відповідно. Екстремальне значення $D_{st\ \min} = -40$ нТл було зареєстровано о 21:00, що і визначило завершення головної фази магнітної бурі.

Протягом наступного періоду 22–24 грудня 2016 р. швидкість сонячного вітру залишалася високою ~(650–700) км/с, іноді перевищувала 700 км/с. Температура T_{sw} коливалася в межах $(2–3)\cdot10^5$ К. У свою чергу, значення концентрації n_{sw} знизилися до $(3–4)\cdot10^6$ м$^{-3}$.

Із значень індексів K_p і D_{st} видно, що магнітне поле Землі залишалася у збуреному стані до кінця періоду спостережень. 22 грудня $K_{p\ \max} = 4{,}7$ в інтервалі часу 00:00–03:00 UT, з 03:00 до 06:00 $K_p = 4{,}3$ і з 18:00 до 21:00 $K_p = 4{,}0$. 22 грудня 2016 р. о 03:00 індекс D_{st} відхилився до –39 нТл, мінімальне значення –40 нТл було зареєстровано з 07:00 до 08:00. 23 грудня 2016 р. індекс $K_p = 4$ у часових інтервалах 03:00–06:00 і 18:00–21:00, D_{st} залишався менше –20 нТл і о 21:00 сягнув –40 нТл. 24 грудня 2016 р. індекс K_p сягав значень 3–3,3, а індекс D_{st} залишався негативним і дорівнював –30 нТл близько 10:00.

Дамо оцінку енергетиці помірної магнітної бурі 21 грудня 2016 р. Її енергія E_{ms} визначається значенням індексу $D_{st\ \min}$ [41]:

$$E_{ms} = \frac{3}{2} E_M \frac{\left|D_{st}^*\right|}{B_0},$$

де $B_0 \approx 3\cdot10^{-5}$ Тл – значення індукції магнітного поля на екваторі, $E_M \approx 8\cdot10^{17}$ Дж – енергія дипольного магнітного поля Землі. Скориговане значення $D_{st}^* = D_{st\min} - bp^{1/2} + c$. Тут $b = 5\cdot10^5$ нТл/(Дж·м$^{-3}$)$^{1/2}$, $c = 20$ нТл, $p = n_p m_p V_{sw}^2$, n_p і m_p – концентрація та маса протонів, V_{sw} – швидкість сонячного вітру.

Екстремальні значення індексів геомагнітної активності під час магнітної бурі складали: $AE_{\max} = 1932$ нТл, $K_{p\ \max} = 6$ і $D_{st\ \min} = -40$ нТл. Для помірної бурі при $\left|D_{st}^{*}\right| \approx 49.1$ нТл її значення складає $\sim 2 \cdot 10^{15}$ Дж, що відповідає класифікації магнітних бур [1, 41–44].

Варіації критичної частоти шару F2. На рис. 7.22 представлені часові варіації критичної частоти f_oF2, що отримані за допомогою іонозонду в період 21–24 грудня 2016 р., та її відносне відхилення δf_oF2. При аналізі добових варіацій критичної частоти f_oF2 як контрольні дані вибрано усереднені значення f_oF2 за 19–20 грудня 2016 р. (точкова лінія), коли геомагнітний індекс K_p не перевищував 2. Для контрольних даних f_oF2 (а також концентрації електронів N_mF2 у максимумі шару F2) є характерним максимум після опівночі взимку.

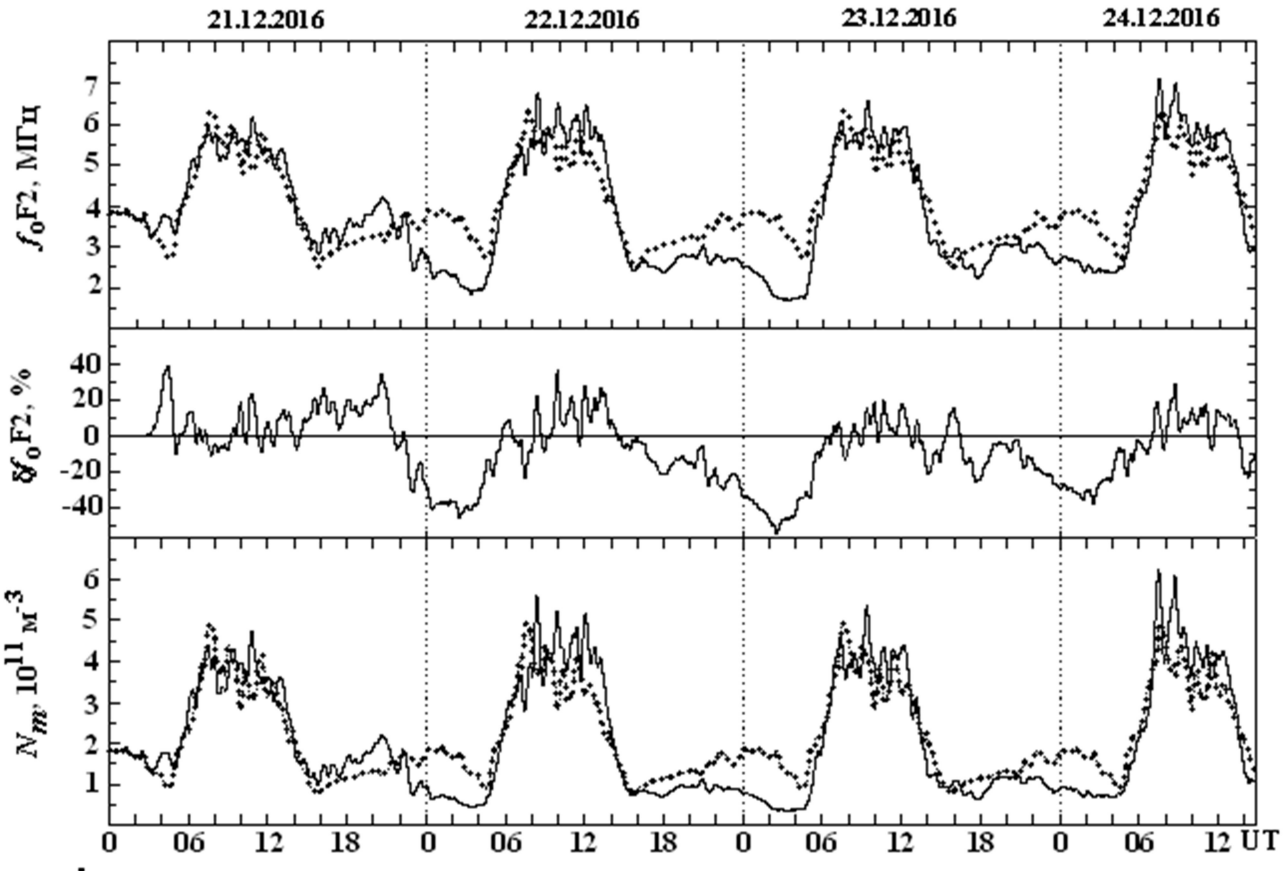


Рис. 7.22. Часові варіації критичної частоти f_oF2 (верхня панель) у період вимірювань 21–24 грудня 2016 р. (лінія) та за магнітоспокійних умов (точкова лінія), її відносне відхилення δf_oF2 (середня панель) і концентрація електронів N_mF2 в максимумі шару F2 (нижня панель, лінія та точки у відповідні періоди)

Магнітне збурення над Україною настало близько 16:00 21 грудня 2016 р., згідно даних варіацій *H*-компоненти геомагнітного поля (рис. 7.23) за спостереженнями магнітної обсерваторії «Київ» (координати: 50.72° N, 30.3° E) [http://ottawa.intermagnet.org]. У цей час значення частоти f_oF2 почали збільшуватися (див. рис. 7.22) і в інтервалі часу 16:00–21:00, коли трьохгодинні значення K_p сягали відповідно значень 6 і 4, значення f_oF2 були на 10–30% більшими, ніж за незбурених умов. Максимальне збільшення частоти з 3,1 до 4,2 МГц (збільшення в 1,35 рази) спостерігалося біля 20:45. Оскільки f_oF2 відображають варіації концентрації електронів N_mF2 у максимумі шару F2, це відповідало збільшенню N_mF2 в 1,8 рази (див. рис. 7.22).

Рис. 7.23. Однохвилинні варіації *H*-компоненти геомагнітного поля 21 грудня 2016 р.

По завершенню головної фази магнітної бурі о 21:00 21 грудня 2016 р. відбулося стрімке зменшення f_oF2 над Харковом, що й визначило настання негативного іоносферного збурення. Після півночі 22 грудня 2016 р., коли індекс K_p знову збільшився до 4,7, відносне відхилення δf_oF2 перевищувало –30% і близько 02:30 сягало свого екстремального значення –45.8%. Відповідно концентрація N_mF2 зменшилася в 3,4 рази. У зимовий час зазвичай нічна іоносфера (а саме, концентрація N_mF2) у найбільшій мірі контролюється потоками плазми з плазмосфери.

Оскільки до кінця вимірювань спостерігалося збурення магнітного поля Землі, швидкість сонячного вітру залишалася високою, близько 650–700 км/с, це і стало причиною наступної помітної зміни добового ходу критичної частоти f_oF2 протягом вимірювань.

22 грудня 2016 р. у період 12:00–14:00 значення f_oF2 були більшими, ніж 20 грудня 2016 р.: δf_oF2 складало 15–20%, концентрація N_mF2 при цьому збільшилась у 1,4–1,6 рази. Після 21:00, коли K_p = 4, f_oF2 почала стрімко зменшуватися. Максимальне відносне відхилення δf_oF2 = –54,6% спостерігалося о 02:30 23 грудня, а N_mF2 при цьому зменшилась у 4.9 рази.

З отриманих результатів видно, що 23 грудня 2016 р. після 13:30 значення f_oF2 помітно варіювали, суттєве зменшення f_oF2 настало після 22:00, коли індекс K_p змінився з 4 на 3,7. Негативне іоносферне збурення в цей період було слабшим, ніж у попередні періоди. Екстремальне значення δf_oF2 складало –37,9% о 02:30 24 грудня 2016 р., відповідно, концентрація електронів зменшилася в 2,6 рази.

Варіації висоти максимуму шару F2. Для аналізу даних, отриманих радаром некогерентного розсіяння, як контрольний день обрано 22 грудня 2010 р. Цей день найбільш близький як за часом спостереження за іоносферою, так і за рівнем сонячної активності (потік сонячного радіовипромінювання $F_{10,7}$ дорівнював 78 22 грудня 2010 р. і 75 22 грудня 2016 р.) [ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/old_indices/]. У контрольний день іоносфера знаходилася в спокійних геомагнітних умовах: значення індексу K_p складали 0–0,3, у попередній і наступний день 21 і 23 грудня 2010 р. індекс K_p не перевищував 1.

Значення висоти максимуму шару F2 h_mF2 (див. рис. 7.24), що отримані за допомогою радару некогерентного розсіяння, під час експерименту 2016 р. добре корелюють із даними 2010 р. Помітні відмінності спостерігаються лише на початку вимірювань на радарі, по закінченню головної фази магнітної бурі 21 грудня 2016 р. і в нічний час 22 грудня, коли над Харковом спостерігалося негативне іоносферне збурення. Так, о 21:00 21 грудня 2016 р. висота максимуму шару зменшилася з 316 км до 264 км. Далі з опівночі до 03:00 22 грудня значення висоти h_mF2 були вище значень контрольного дня та збільшились на 20–28 км.

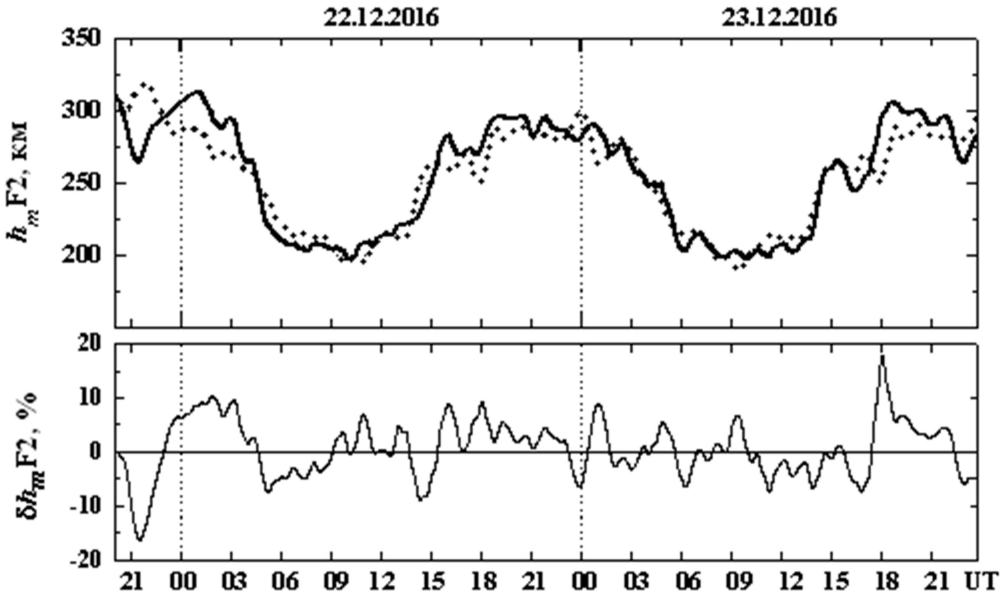


Рис. 7.24. Часові варіації висоти максимуму шару F2 h_mF2 (верхня панель) 21–23 грудня 2016 р. (лінія) та в контрольний день 22 грудня 2010 р. (точки), а також її відносного відхилення δh_mF2 (нижня панель)

Варіації концентрації електронів. На рис. 7.25 наведено варіації концентрації N_e у послідовні моменти часу (через 15 хв), отримані за допомогою радару НР. Протягом періоду вимірювань спостерігались деформації профілів $N_e(h)$ у порівнянні з даними N_e за незбурених умов. Суттєві зміни значень концентрації відмічались на висотах 200–250 км 22 грудня 2016 р. у, де у денний час знаходилась висота максимуму шару F2. Так, протягом періоду 10:00–12:00 на висоті 200 км концентрація збільшилася до ~$4.8\cdot10^{11}$ м$^{-3}$, на 250 км – до $3.7\cdot10^{11}$ м$^{-3}$, тоді як при незбуреній іоносфері значення N_e сягали $1.6\cdot10^{11}$ м$^{-3}$ і $1.9\cdot10^{11}$ м$^{-3}$ відповідно. На висотах 300–400 км у цей же час значення концентрації електронів зменшились. На висотах 350 і 400 км зменшення було більш помітним: до $1.5\cdot10^{11}$ м$^{-3}$ (з $2.3\cdot10^{11}$ м$^{-3}$ 22 грудня 2010 р.) і до $0.9\cdot10^{11}$ м$^{-3}$ (з $2.4\cdot10^{11}$ м$^{-3}$ у грудня 2010 р.) відповідно. В цілому профіль $N_e(h)$ 22 грудня 2016 р. під час іоносферного збурення характеризується більш пізнім підйомом і раннім спадом, і, відповідно, тривалим зменшенням у вечірній і нічний час. Після 18:00 більша концентрація електронів була помітна на висоті 300 км, де в цей час приблизно і знаходилась висота максимуму h_mF2.

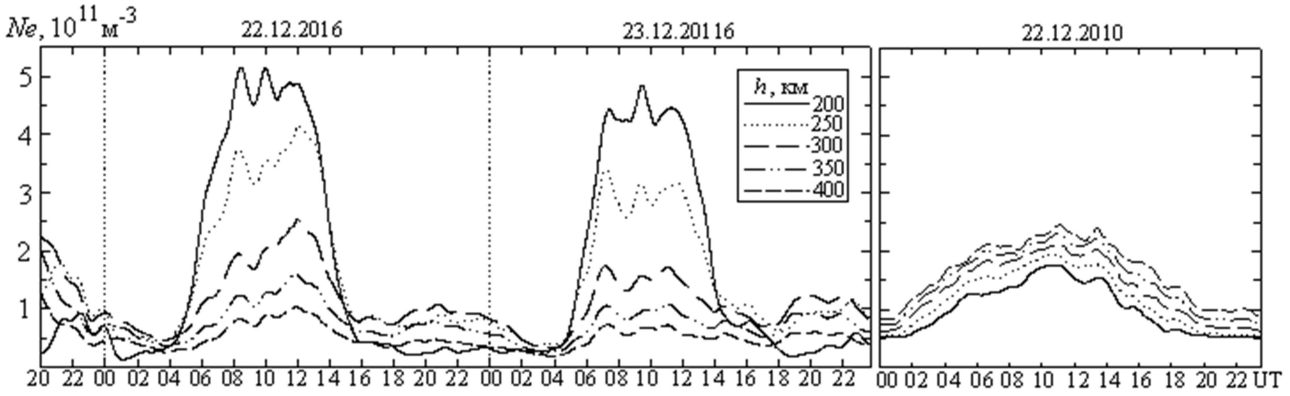


Рис. 7.25. Часові варіації концентрації електронів N_e на фіксованих висотах 200–400 км у період 21–23 грудня 2016 р. і в контрольний день 22 грудня 2010 р.

Аналогічні варіації профілів $N_e(h)$ спостерігалися і 23 грудня 2016 р., лише значення концентрації були дещо меншими. Стрімке збільшення N_e почалося після 04:00, і близько 07:00 на висоті 200 км значення N_e сягали $(4{,}2–4{,}7)\cdot10^{11}$ м$^{-3}$. Після 18:00 на висоті 300 км концентрація електронів була більшою і складала приблизно $1.2\cdot10^{11}$ м$^{-3}$ (до 22:00).

Варіації температур електронів та іонів. Порівнюючи отримані температури електронів T_e і іонів T_i із температурами в контрольний день, видно (рис. 7.26), що в цілому добовий хід температур змінився, екстремальні зменшення концентрації електронів N_mF2 у максимумі шару F2 супроводжувалися помітним збільшенням температур електронів у всьому діапазоні досліджуваних висот 200–400 км. Так, 22 грудня 2016 р. о 02:30 T_e збільшилася на висоті 200 км с 671 до 1475 К, на 250 км с 852 до 1574 К, на 300 км с 1041 до 1662 К, на 350 км с 1173 до 1772 К і на 400 км с 1266 до 1906 К. Збільшення температури T_i було не таким істотним: на 200 км – 829 К (667 К за магнітоспокійних умов), на 250 км – 966 К (817 К), на 300 км – 1043 К (954 К), на 350 км – 1087 К (1045 К) і на 400 км – 1158 К (1093 К). Під час збільшення концентрації N_mF2 поблизу опівдня значення температур електронів T_e були дещо меншими, ніж значення у 2010 р.: менше на 100–250 К на висотах 200–300 км і на 200–400 К на висотах 350–400 км. Температура іонів T_i слабо змінилася: після 13:00 стала перевищувати на декілька десятків кельвін значення контрольного дня, а після 13:45 з висоти 300 км і вище збільшення склало 100–200 К.

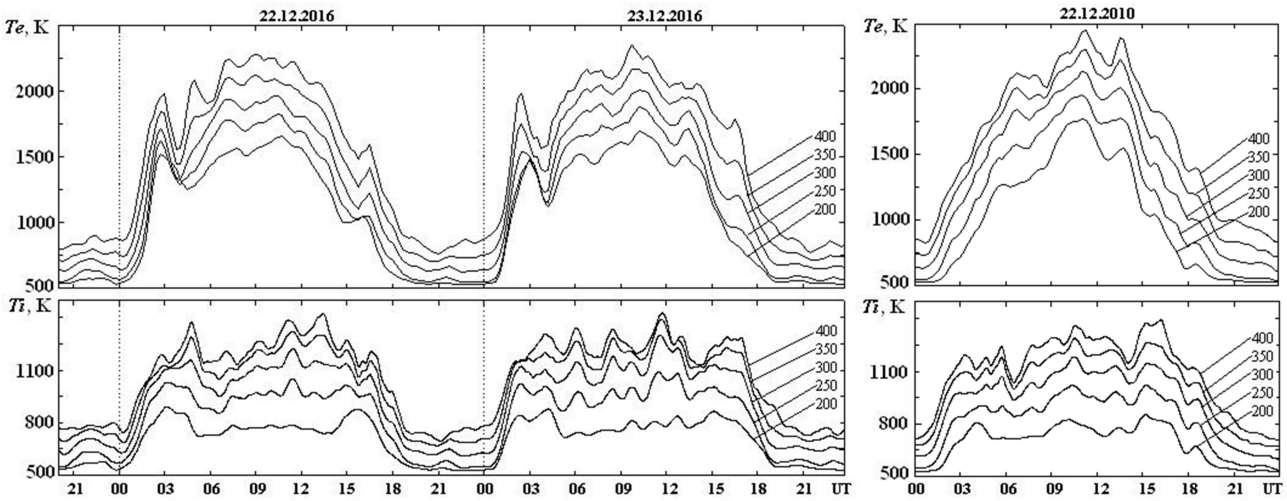


Рис. 7.26. Часові варіації температур електронів T_e та іонів T_i протягом 21–3 грудня 2016 р. і 22 грудня 2010 р. на фіксованих висотах

23 грудня 2016 р. поведінка температур була аналогічною. О 02:30, коли зменшення N_mF2 у 4,9 рази супроводжувалося нагрівом плазми, значення T_e і T_i були приблизно такими ж, як і 22 грудня 2016 р. о 02:30. Поблизу опівдня я збільшення N_mF2 також супроводжувалося зменшенням T_e та збільшенням T_i у порівнянні з контрольним днем.

Варіації вертикальної складової швидкості переносу іоносферної плазми. На рис. 7.27 наведено результати спостереження вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми V_z 21– 23 грудня 2016 р. Моменти сходу та заходу Сонця на відповідних висотах позначені стрілками: жирними – для харківського радару (49°36′ пн. ш., 36°18′ сх. д.) і тонкими – для магнітно-спряженої області (36° 30′ пд.ш., 52° 12′ сх. д.).

На нижній панелі рис. 7.27 із затемненням показані ділянки висотно-часової діаграми, де відношення сигнал/шум $q < 0{,}1$ і, як наслідок, статистична похибка визначення швидкості на цих ділянках така, що не дозволяє вважати отримані дані достовірними. Подібні умови є типовими для зимового періоду в умовах низької сонячної активності. В цілому середньоквадратична похибка швидкості протягом періоду, який аналізується, становила на висотах 198–

253 км від 1 до 6 м/с, а на висотах 308–418 км – від 4 до 10 м/с вдень і до 30 м/с у ранковий час.

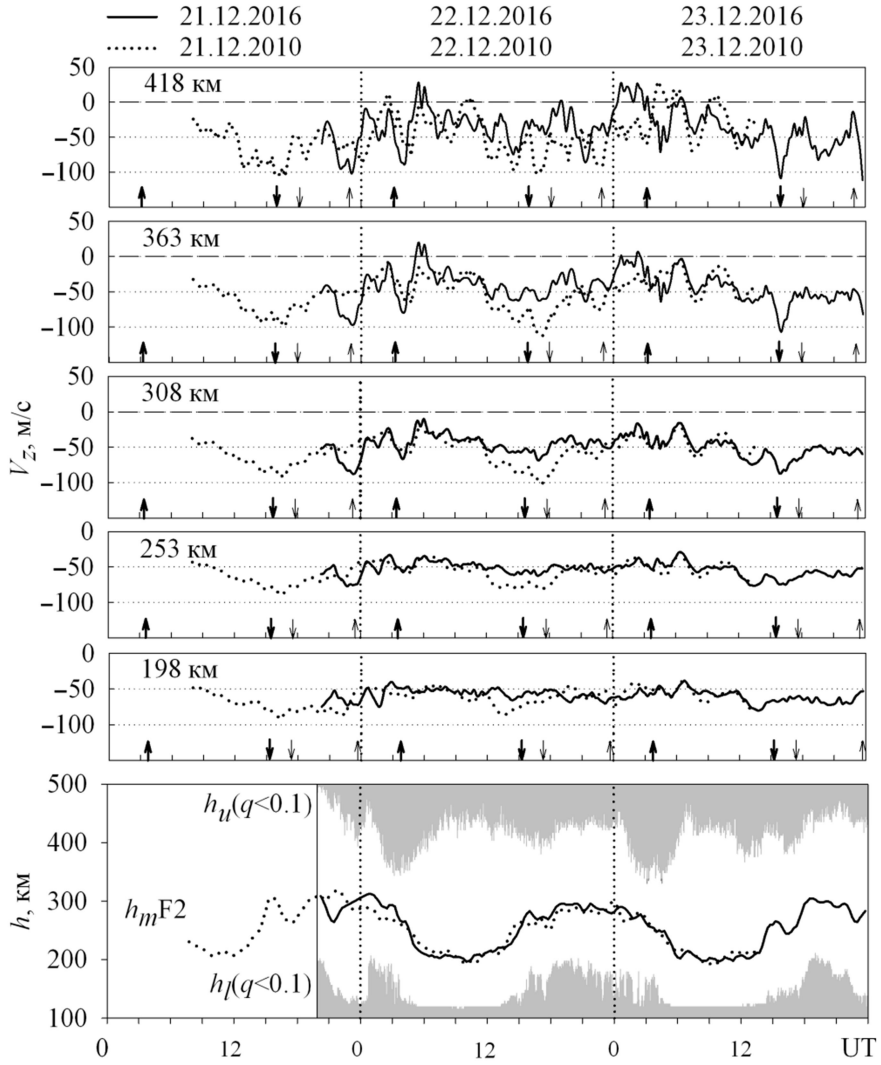


Рис. 7.27. Часові варіації вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми V_z для ряду висот іоносфери та висоти максимуму іонізації h_mF2 в період вимірювань 21–23 грудня 2016 р. (лінії) та в контрольні дні 21–23 грудня 2010 р. (точки)

З рис. 7.27 видно, що варіації V_z, які отримані у 2010 та 2016 рр., достатньо близькі. Так, збільшення абсолютної величини швидкості спрямованого вниз руху плазми ($V_z < 0$) на висоті 253 км і вище в період із 02:30 до 04:00 і потім її зменшення до 05:30 спостерігалося 22 грудня в обох експериментах. Ці варіації викликані перебудовою іоносфери, пов'язаною з ранковим сонячним терміна-тором у магнітно-спряженій області та, в більшій мірі, в Харкові. Але є відмін-ності, що викликані в 2016 р. магнітною бурею.

У варіаціях V_z з 21:30 21 грудня 2016 р. до 02:30 22 грудня 2016 р. мали місце коливання, які були відсутні в 2010 р. Найбільш інтенсивне коливання V_z, яке спостерігалося за допомогою радару НР, почалося 21 грудня 2016 р. о 21:30 (тобто приблизно через 7 годин після початку магнітної бурі). Його квазіперіод складав близько 3 годин, а максимальне відхилення в сторону збільшення швидкості низхідного потоку плазми (відносно середнього значення V_z до початку і після завершення коливання), що спостерігалося о 23:15, склало 17, 25, 43, 59 м/с на висотах 198, 253, 308 і 363 км відповідно. Амплітуда відхилення швидкості відносно значення V_z 21 грудня 2010 р. о 23:15 мала близькі до вище приведених значення: 14, 26, 40, і 50 м/с на тих же висотах відповідно.

Аналогічні коливання спостерігалися у варіаціях висоти максимуму іонізації h_mF2 21 грудня 2016 р. з 20:15 до 24:45 із екстремумом (мінімумом) о 21:30 (див. рис. 7.27). Із 23:00 21 грудня 2016 р. висота h_mF2 продовжувала збільшуватися і з цього моменту до 04:00 22 грудня вона була більша по відношенню до h_mF2 у 2010 р. Максимальна різниця спостерігалася приблизно о 01:00 і складала 25 км.

Друге зареєстроване коливання V_z з екстремумом (максимумом модуля швидкості) приблизно о 01:45 21 грудня 2016 р. мало квазіперіод 2 години та амплітуди 26, 20, 18, 25 і 37 м/с на висотах 198, 253, 308, 363 і 418 км відповідно, тоді як у 2010 р. подібне коливання не спостерігалося.

22 грудня 2016 р. практично був відсутній «вечірній мінімум» (збільшення модуля швидкості потоку плазми, що спрямований униз ($V_z < 0$) у вечірній час), тоді як 22 грудня 2010 р. він спостерігався на всіх представлених висотах із 12:00 до 19:30 (див. рис. 7.27, *а*), а також зазвичай спостерігається в зимовий час протягом багатьох років. Очевидно, це є наслідком впливу магнітної бурі. Слід зазначити, що за відсутності геомагнітних збурень збільшення модуля швидкості у вечірній час, як правило, взимку виражено сильніше, ніж улітку [45].

Таким чином, можна стверджувати, що геокосмічна буря вплинула на добові варіації вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми V_z і висоти максимуму іонізації під час головної фази бурі.

7.8. Геокосмічна буря 21–23 березня 2017 р.

Матеріали цього підрозділу наведено в [38, 46].

Геомагнітна обстановка (рис. 7.28). Раптовий початок магнітної бурі був близько 00:00 21 березня 2017 р. і тривав майже 12 годин. При цьому $K_{p\,\max} = 4$. Головна фаза бурі реєструвалася з 12:00 21 березня до 03:00 23 березня 2017 р. $K_{p\,\max} = 5+$, $A_{p\,\max} = 56$, $D_{st\,\min} = -42$ нТл.

Фаза відновлення магнітної бурі тривала приблизно з 03:00 до 15:00 23 березня 2017 р.

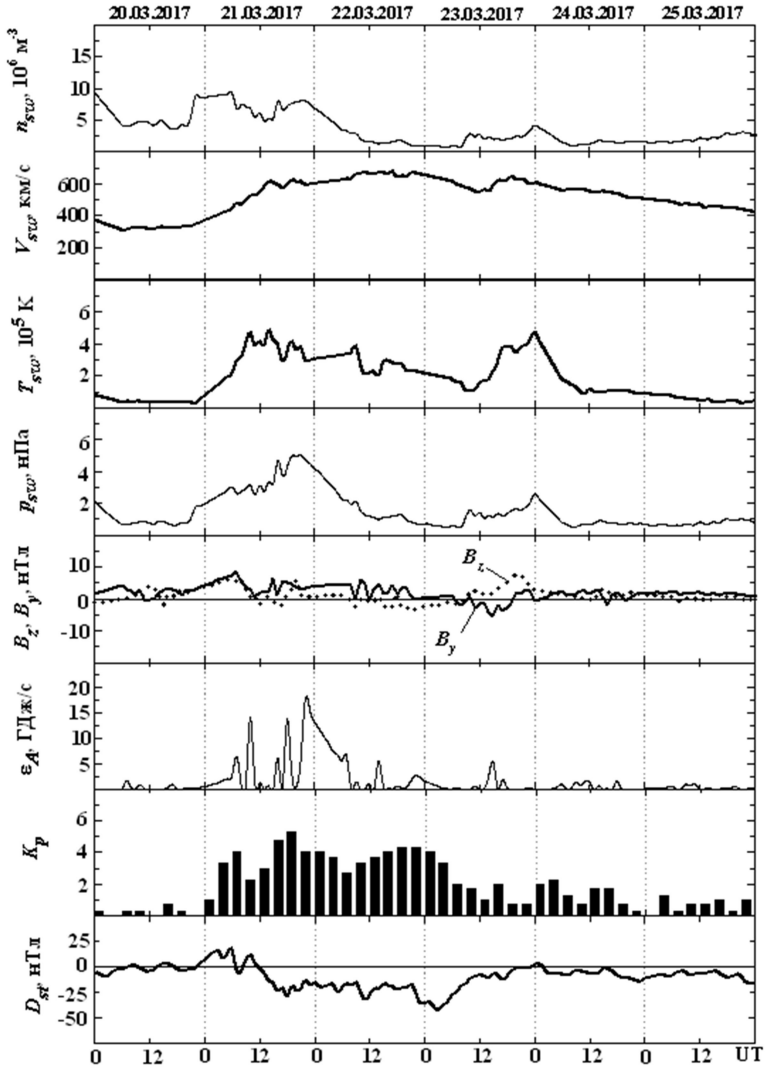


Рис. 7.28. Часові варіації параметрів сонячного вітру: концентрації n_{sw}, радіальної швидкості V_{sw} і температури T_{sw}, розрахованих значень динамічного тиску p_{sw}, B_y і B_z-компонент ММП, розрахованих значень енергії ε_A, переданої сонячним вітром магнітосфері Землі в одиницю часу, індекси геомагнітної активності K_p і D_{st}

Іоносферні ефекти. Приблизно з 20:00 21 березня до 07:00 23 березня відбувалася трифазна негативна іоносферна буря зі зменшенням f_oF2 до 40, 20 і 32% і концентрації електронів N_mF2 в максимумі шару F2 до 2, 1,4 і 1,7 разів відповідно (рис. 7.29). 23 березня після 8:30 була позитивна фаза бурі зі збільшенням N_mF2 до 20%.

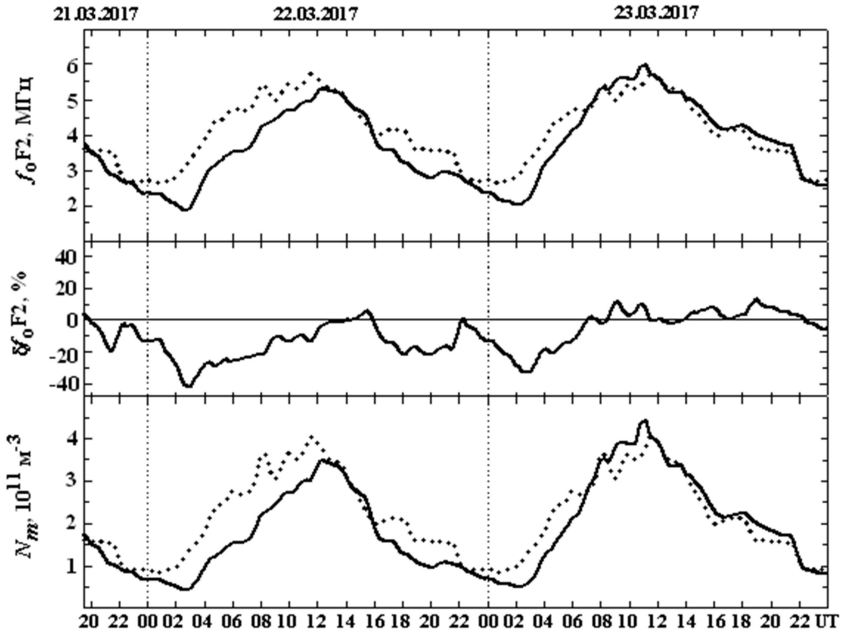


Рис. 7.29. Часові варіації критичної частоти f_oF2, її відносного відхилення δf_oF2 і концентрації електронів N_mF2 в максимумі шару F2, виміряні в період з 21 по 23 березня 2017 р. (суцільна лінія) і усереднені значення контрольної доби 20 березня 2017 р. (точки)

Під час негативних фаз іоносферної бурі значення концентрації електронів N_e зменшувалися в 1,5–3,5 рази на висотах 200–400 км. Найбільші зміни спостерігалися на висотах близько 300 км. Рис. 10 ілюструє висотно-часові варіації концентрації електронів в період вимірювань 21–23 березня 2017 р. і в контрольні дні 23–25 березня 2010 р. З рисунку видно значні відмінності у висотно-часових варіаціях N_e за спокійного геомагнітного стану в березні 2010 р. та в умовах магнітної бурі березня 2017 р. (табл. 2), незважаючи на близькі геліофізичні умови, що характеризуються індексом сонячної активності $F_{10,7}$.

За даними радара НР флуктуації висоти h_mF2 не перевищували 10–15% (рис. 7.30).

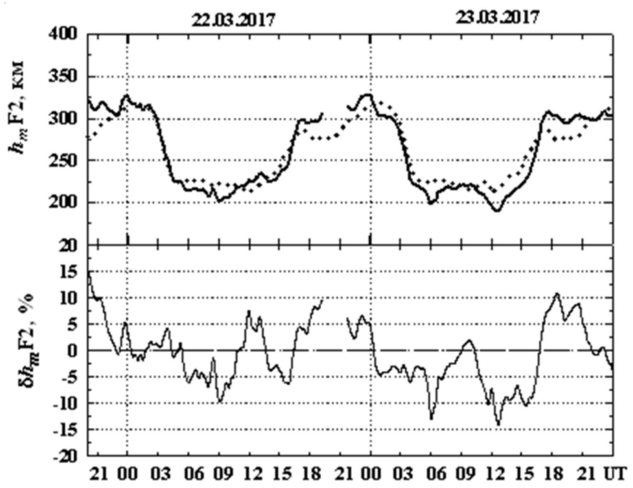


Рис. 7.30. Варіації висоти максимуму іонізації 21–23 березня 2017 р.
і в контрольний день 24 березня 2010 р. (точки) та їх відмінність у відносних одиницях

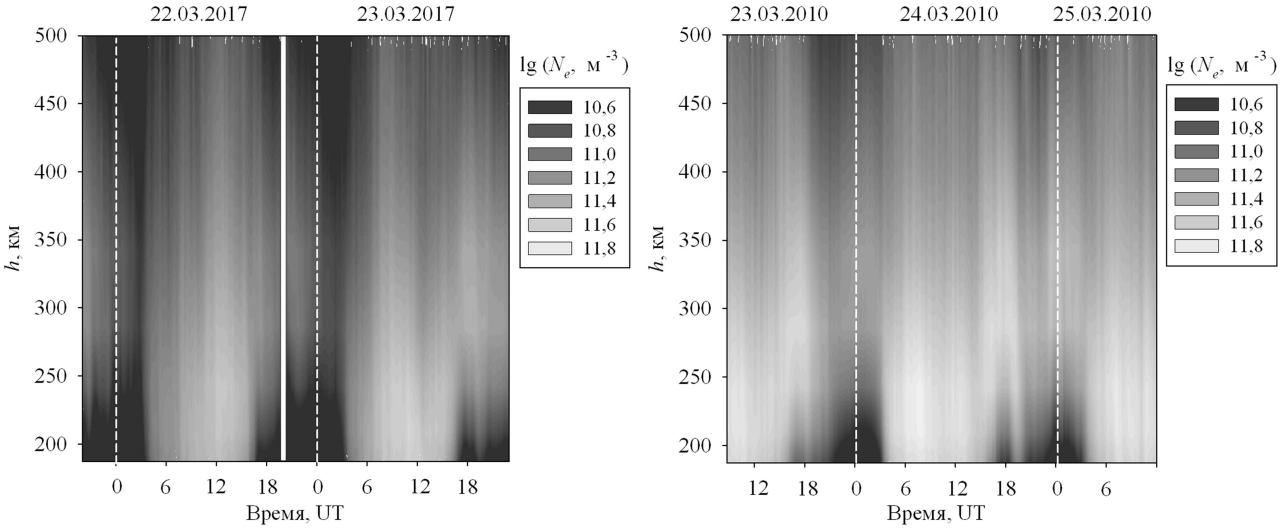


Рис. 7.31. Висотно-часові варіації концентрації електронів 21–23 березня 2017 р.
і в контрольні дні 23–25 березня 2010 р.

Таблиця 7.2

Значення індексів сонячної і геомагнітної активностей у розглянутий і контрольний періоди

	23 березня 2010 р.	24 березня 2010 р.	25 березня 2010 р.
$F_{10,7}$	85	82	84
A_p	2	3	5
	21 березня 2017 р.	22 березня 2017 р.	23 березня 2017 р.
$F_{10,7}$	71	73	72
A_p	26	27	11

Негативні фази іоносферної бурі супроводжувалися збільшенням температур електронів T_e в середньому на 250 К (10%) (рис. 7.32). Зміни температури іонів T_i при цьому були незначними.

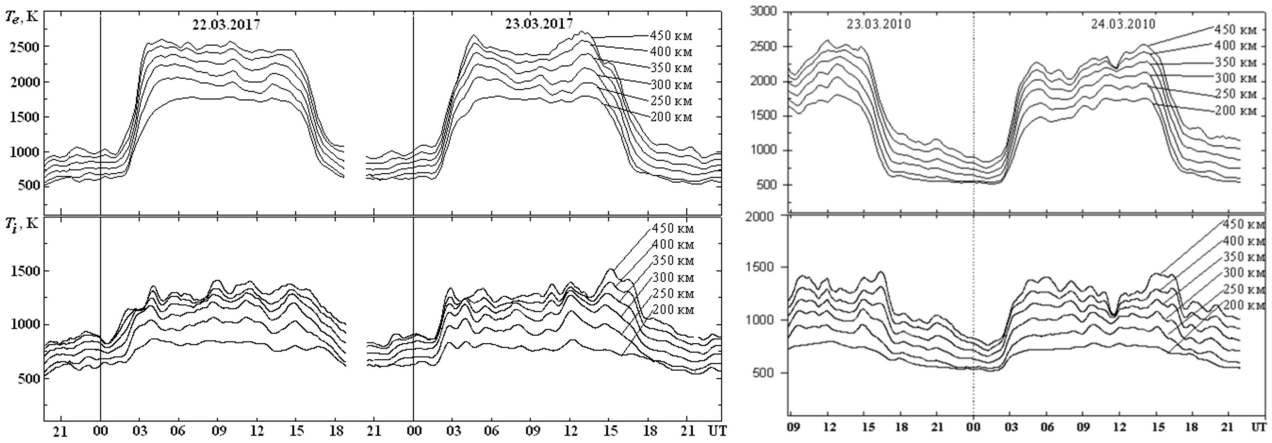


Рис. 7.32. Варіації температур електронів T_e і іонів T_i 21–23 березня 2017 р. (ліва панель) і в контрольні дні 23–24 березня 2010 р. (права панель)

22 березня з 01:33 до 5:30 спостерігалося зменшення абсолютного значення швидкості низхідного (V_z<0) потоку плазми зі зміною напрямку руху плазми на висхідний (V_z>0) на висотах, більших 250 км, з подальшим відновленням V_z. (рис. 7.33).

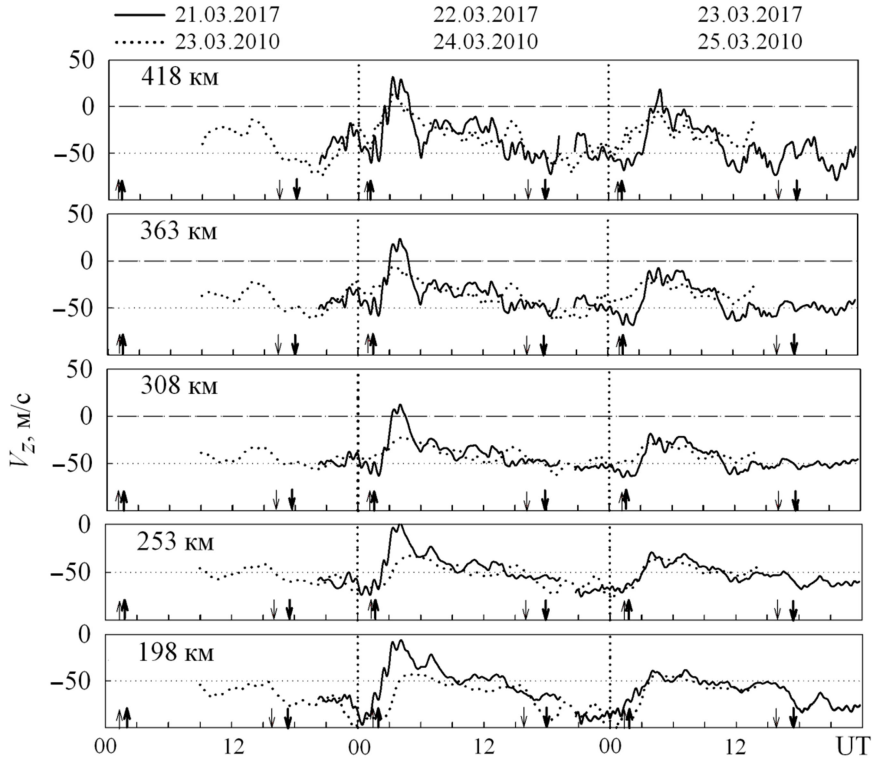


Рис. 7.33. Висотно-часові варіації вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми V_z 21–23 березня 2017 року (суцільні лінії) і в контрольні дні 23–25 березня 2010 р. (точки). Моменти сходу і заходу Сонця на відповідних висотах позначені стрілками: жирними – для харківського радара (49°36′ N, 36°18′ E) і тонкими – для магнітно-спряженої області (36° 30′ S, 52° 12′ E)

Найбільші відхилення у варіаціях швидкості на всіх висотах (у порівнянні з даними, отриманими 23 березня 2017 р. і в контрольний день 24 березня 2010 р.) зареєстровані о 03:45. Вони складали 40, 37, 35, 29 та 13 м/с на висотах 198, 253, 308, 363 та 418 км відповідно. Виявлено відмінності між результатами вимірювань V_z 23 березня 2017 р. і в контрольний день 25 березня 2010 р. в період з 00:00 до 03:45. Найбільші відхилення V_z відбулись о 02:00 і становили 22, 2, –16, –27 і –29 м/с на висотах 198, 253, 308, 363 і 418 км відповідно.

7.9. Геокосмічна буря 7–8 вересня 2017 р.

Результати дослідження впливу цієї бурі на іоносферу наведено в [47, 48].

Геофізичні умови. Геомагнітній бурі 8 вересня 2017 р. передувала серія інтенсивних спалахів на Сонці: виверження класу M з корональними викидами маси у бік Землі 4 вересня, великий спалах класу X9.3 з корональним викидом маси 6 вересня, M2.4, M1.4, M7.3-клас та X1.3-клас 7 вересня (https://spaceweather.com/). Корональний викид маси 6 вересня був найбільш геоефективним. Він прибув раніше очікуваного і влучив у магнітне поле Землі о ~ 23:00 UT, в результаті чого 7 вересня виникла сильна геомагнітна буря класу G3. Рис. 7.34 ілюструє швидкість сонячного вітру V_{sw}, компоненту B_z ММП, виміряного на супутнику ACE, та індекси геомагнітної активності AE, D_{st} та K_p протягом 5–10 вересня 2017 р. [Https: //omniweb.gsfc. nasa.gov, https://swdcdb.kugi.kyoto-u.ac.jp]. Швидкість сонячного вітру була між 200–400 км/с протягом 5–7 вересня. 7 вересня після 20:00 компонента B_z різко повернулася на південь і сягнула свого максимального значення –34,2 нТл о 23:45. Індекс AE сягнув 1157 нТл, індекс K_p збільшився з 3 до 8–, а індекс D_{st} зменшився приблизно до –69 нТл за цей період. Хмари CME викликали першу геомагнітну бурю, що почалася приблизно о 20:00. Після 23:33 V_{sw} почала збільшуватися. Індекс K_p сягнув максимального значення 8 протягом періоду 00:00–03:00, а індекс D_{st} зменшився до –124 нТл о 02:00. Це був кінець головної фази бурі. Близько 03:00 компонента ММП B_z перетнула нульовий рівень.

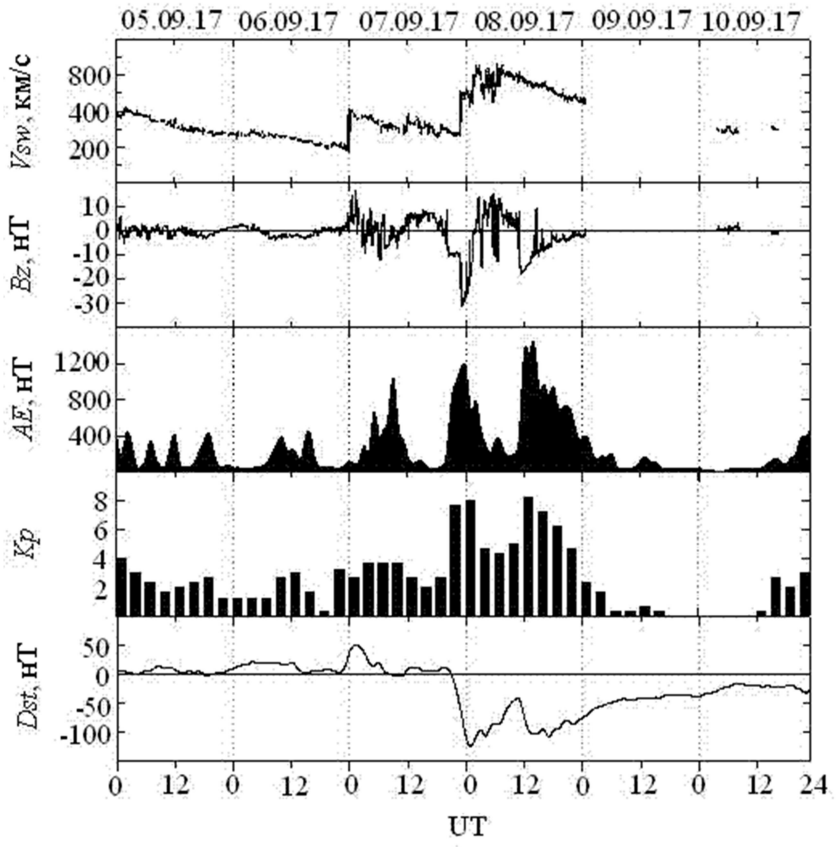


Рис. 7.34. Варіації V_{sw}, B_z компонент та AE, K_p і D_{st} індексів.

Під впливом сильної високошвидкісної буревої хмари магнітне поле Землі все ще залишалося активним 8 вересня, а сильна геомагнітна буря класу G4 розпочалася в середині дня. 8 вересня сонячний вітер мав швидкість більше 700 км/с. Поки буря відновлювалася, об 11:35 компонента B_z різко повернула на південь і мала негативні значення протягом приблизно 3 годин, Вона сягнула свого мінімального значення, рівного приблизно –17,5 нТл, о 11:55. Індекс AE збільшився до 1442 нТл о 14:00, індекс K_p сягнув 8+, а індекс D_{st} знизився до –103 нТл о 15:00. Основна фаза бурі закінчилася о 18:00, коли значення індекса D_{st} становило –109 нТл. Після 18:00 8 вересня настала фаза відновлення геомагнітної бурі.

Експериментальні дані

Варіації критичної частоти f_oF2 та висоти максимуму шару F2 іоносфери h_mF2. На рис. 7.35 показано часові варіації f_oF2, що спостерігалися за допомогою іонозонду в Харкові в період з 5 по 10 вересня 2017 р. Сіра лінія – це усереднені значення f_oF2 3 вересня над Москвою, взяті як дані в спокійних гео-

магнітних умовах (https: //ulcar.uml. edu / DIDBase /) для порівняння. Як видно з рис. 7.35, денні спостереження f_oF2 6 вересня на станціях Харків і Москва мають значну кореляцію. 7 вересня f_oF2 збільшилася з 6 до 8 МГц в період 09:00–10:00, δf_oF2 сягнуло близько +45%. У свою чергу, h_mF2 (отримана із спостережень радаром НР) збільшилася з 190–200 до 270–275 км. У період з 00:00 до 03:00 7 вересня швидкість V_{sw} різко зросла з 200 до 400 км/с, а індекс D_{st} збільшився до +50 нТл. Під час основної фази геомагнітної бурі класу G3 7 вересня f_oF2 збільшилася, δf_oF2 сягнуло +43%. До 24:00 foF2 стала зменшуватися. У цей час значення h_mF2 були вище, ніж в спокійних умовах. Під час відновлювальної фази бурі іоносфера в середніх широтах характеризувалася негативним ефектом бурі. 8 вересня в період 03:00–12:00 спостерігалося негативне збурення іоносфери, f_oF2 зменшилася приблизно з 6 до 4 МГц протягом 10:30–12:30. Відповідно, δf_oF2 мало негативні значення з максимумом, що становив близько –35%.

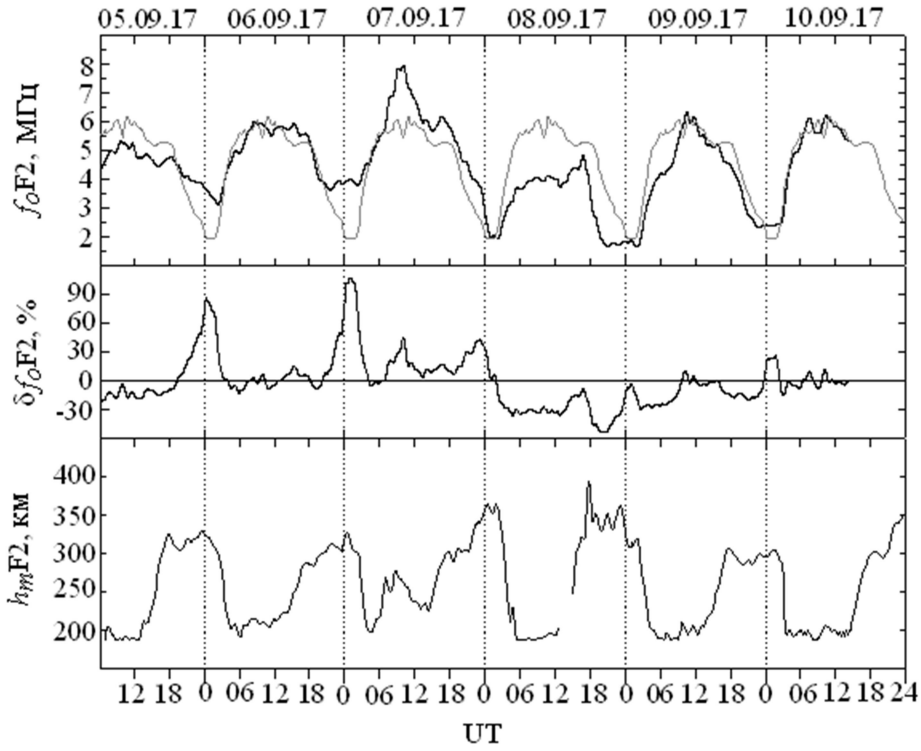


Рис. 7.35. Варіації f_oF2, δf_oF2 та h_mF2 протягом періоду 5–10 вересня 2017 р.

У результаті впливу другої геомагнітної бурі класу G4 після 17:00 почалося наступне негативне іоносферне збурення. Значення δf_oF2 сягнуло –53%. Си-

льна буря 8 вересня сприяла збільшенню висоти максимуму шару F2 з 290–320 км до 340–385 км.

Варіації температур електронів T_e та іонів T_i. Рис. 7.36 ілюструє поведінку T_e і T_i на висотах 200–550 км протягом 5–10 вересня. Збільшення f_oF2 на 2 МГц і h_mF2 на 75–80 км супроводжувалися зниженням температури іоносферної плазми в період 09:00–12:00 7 вересня. Варіації T_i змінювалися на висотах 300–550 км. Початок геомагнітної бурі 7 вересня супроводжувався нагріванням плазми вночі 8 вересня у період 00:00–03:00, добовий хід температур T_e і T_i істотно змінився. Протягом фази відновлення бурі T_i зменшувалася на висотах 200–250 км. Добові варіації T_i змінилися в значній мірі на всіх спостережуваних висотах. У результаті впливу другої бурі часові варіації температури ввечері 8 вересня і з 00:00 до 03:00 9 вересня також мали відмінності від варіацій за незбуреними умовами 6 вересня. 9 вересня температури ще не відновили свій характерний добовий хід.

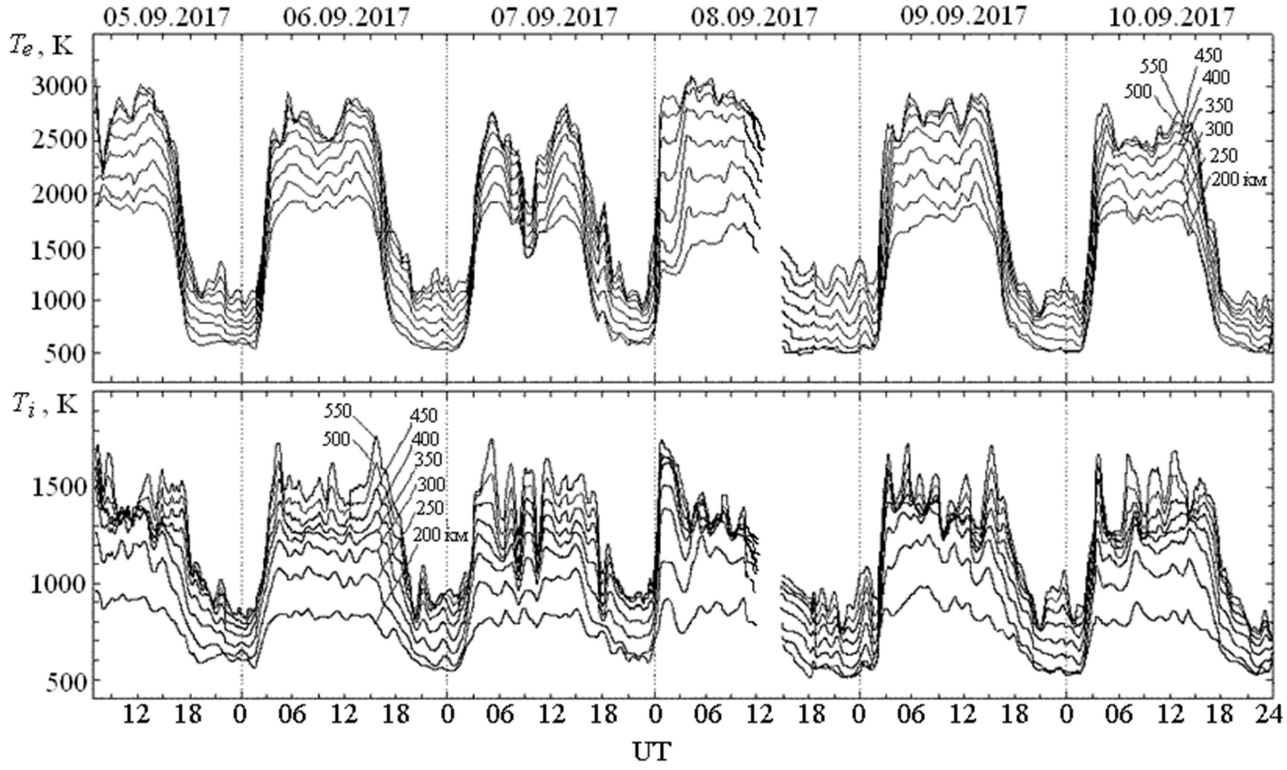


Рис. 7.36. Варіації температур електронів T_e та іонів T_i протягом періоду 5–10 вересня 2017 р.

Варіації вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми V_z. Геомагнітна буря вплинула на вертикальну складову швидкості руху іоносфер-

ної плазми V_z (рис. 7.37). 7 вересня з 12:00 до 24:00 реєструвалися коливання варіацій V_z на висотах 200–310 км з періодом близько 3 годин і амплітудою близько 9 м/с.

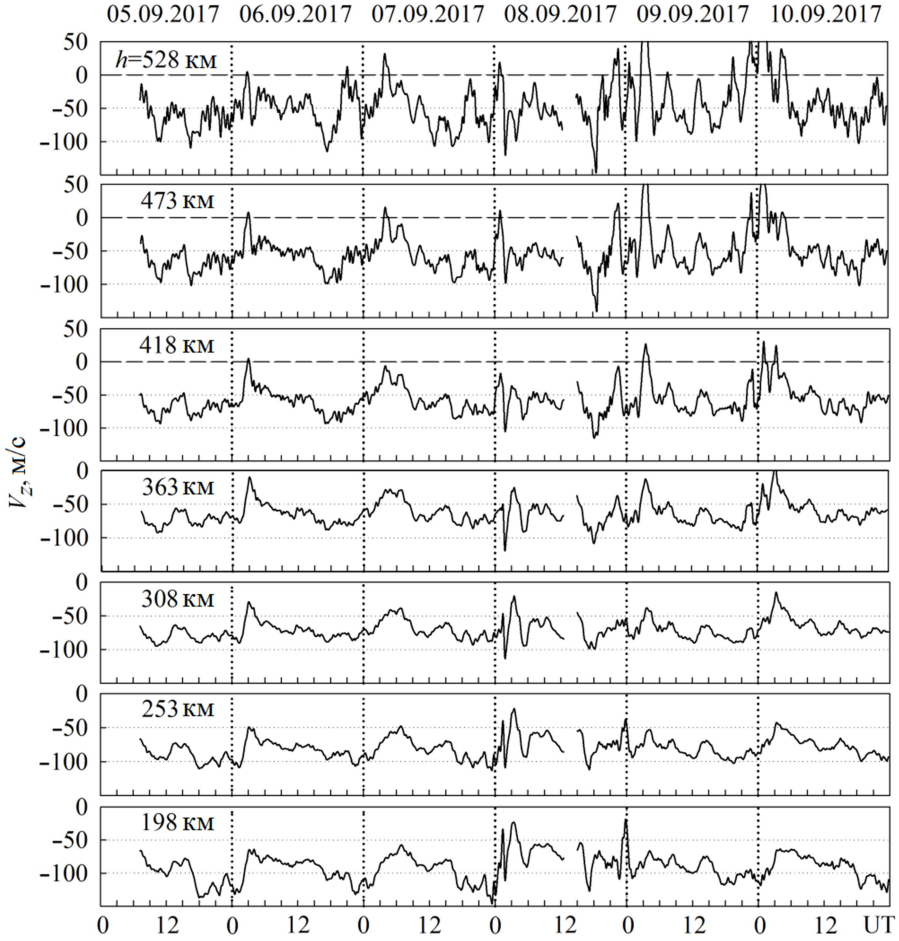


Рис. 7.37. Часові варіації вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми V_z на фіксованих висотах протягом періоду 5–10 вересня 2017 р.

8 вересня о 00:00 (приблизно через 2 години після початку головної фази геомагнітної бурі) на висотах 420–530 км виникли поодинокі коливання V_z (до 50–80 м/с). Спочатку зменшувалася абсолютна величина низхідній ($V_z < 0$) швидкості руху плазми. На висотах 470–530 км плазма змінювала напрямок руху з спадного на висхідний ($V_z > 0$), а потім знову на спадний з подальшим збільшенням абсолютної величини V_z. Максимальне відхилення V_z сталося близько 01:00. Початок всього цього процесу збігся з початком зменшення f_oF2. Наступне коливання (в бік збільшення величини швидкості низхідного руху плазми) відбулося на всіх висотах з екстремумами близько 2:00. Аналогічне відхи-

лення варіацій V_z спостерігалося з 04:15 до 06:30 з екстремумом (~40 м/с) о 05:45. У результаті другого геомагнітного збурення відбулося два відхилення варіацій V_z з максимальними зменшенням її модуля о 15:00 і збільшенням о 17:00.

7.10. Геокосмічна буря 18 грудня 2019 р.

Коротко представимо результати експериментальних досліджень варіацій параметрів іоносферної плазми під час слабкої магнітної бурі 18 грудня 2019 р. [49]. Спостереження проводилися 16–18 грудня за допомогою радара некогерентного розсіяння. Дані результати дослідження припадають на період початку (грудень 2019 р.) 25-го циклу сонячної активності.

Магнітне збурення виникло в результаті взаємодії магнітосфери з сонячним вітром високої швидкості, що надходив із корональної діри на Сонці. 18 грудня близько 02:30 UT концентрація протонів у потоці плазми стрімко досягла $33{,}3 \cdot 10^6$ м$^{-3}$. Компонента міжпланетного магнітного поля B_z почала зменшуватися з 3,2 нТл о 09:26 UT і залишалася негативною майже до 10:00 UT. Магнітна буря почалася близько 10:30 UT. Після 13:00 UT швидкість сонячного вітру зросла до 520–540 км/с, а індекс геомагнітної активності K_p сягнув максимуму 4 у проміжку часу 15:00–18:00 UT, що характерно для слабкої магнітної бурі (рис. 7.38). Негативне відхилення індексу D_{st} було незначним (–25 нТл).

Над Харковом магнітна буря 18 грудня супроводжувалася двома позитивними іоносферними збуреннями: перше тривалістю близько 6 годин, а друге – менше 5 годин. Під час першого позитивного збурення відносне відхилення критичної частоти δf_oF2 перевищувало +30% (а в деякі моменти часу було понад +40%), під час другої позитивної фази δf_oF2 досягало +(25–35)%. Збільшення концентрація електронів у максимумі шару F2 під час першого збурення становило 1,4–2,5 раза, а під час другого збурення – 1,6–1,9 раза. Висота максимуму шару F2 під час першого збурення збільшилась на 20–30 км, а під час другого – на 40–50 км.

18 грудня з 03:15 до 06:45 UT зареєстровано помітну зміну добових варіацій швидкості вертикального руху плазми V_z, яка проявилася в зменшенні швидкості висхідного руху плазми на висотах, більших 360 км, і збільшенні модуля спадного руху на всіх досліджуваних висотах з подальшим відновленням V_z (див. рис. 7.38). Аналогічні зміни у варіаціях V_z виявлені в період з 14:00 до 20:00 UT.

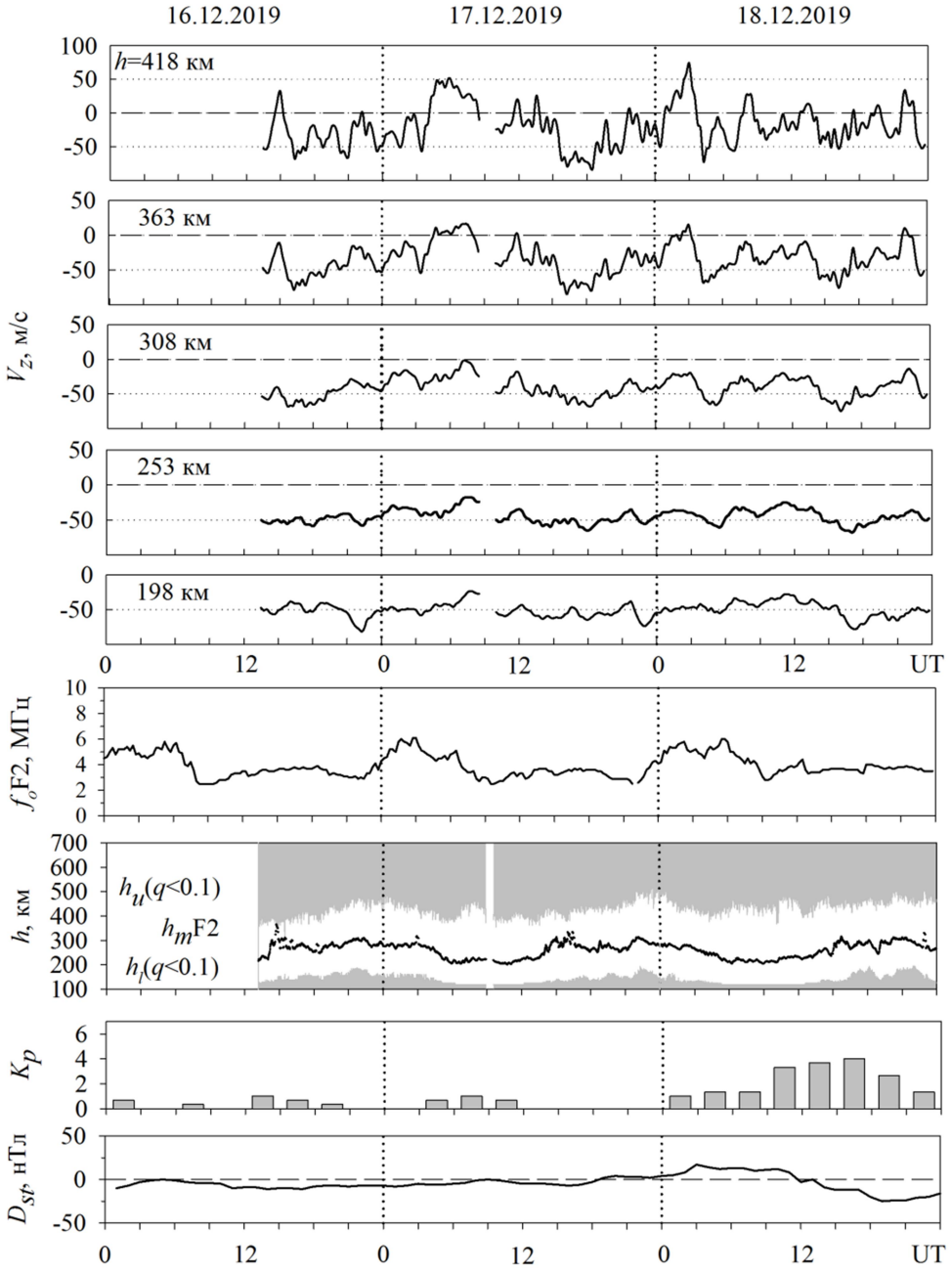


Рис. 7.38. Часові варіації вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми V_z для ряду висот іоносфери, критичної частоти f_oF2, висоти максимуму іонізації h_mF2 в період вимірювань із 16 по 18 грудня 2019 р. та індекси геомагнітної активності K_p і D_{st}. Із затемненням показано висотні ділянки, де відношення сигнал/шум $q < 0{,}1$

7.11. Геокосмічна буря 23–24 вересня 2020 р.

Дослідження впливу геокосмічних бур на іоносферну плазму в період низької сонячної активності є важливою задачею, оскільки такі події спостерігаються нечасто.

Проведено аналіз висотно-часових варіацій параметрів іоносфери над Україною під час помірної (за класифікацією NOAA) геомагнітної бурі (максимальний індекс $K_{p\max} = 6–$) 24 вересня 2020 р. [50]. У дні спостережень (22, 23, 24 вересня) індекс сонячної активності $E_{10.7}$ складав відповідно 72, 73, 74. Вимірювання іоносферних параметрів проводилися за допомогою радара некогерентного розсіяння Інституту іоносфери та цифрового іонозонда Радіоастрономічного інституту НАН України, що розташовані в Іоносферній обсерваторії Інституту іоносфери.

Помірна магнітна буря 24 вересня 2020 р. – найпотужніша магнітна буря за 2020 рік. Причина виникнення бурі – взаємодія магнітосфери з високошвидкісним сонячним вітром, що надходид із корональної діри на Сонці. Магнітна буря розпочалась приблизно о 03:00 UT 24 вересня. Саме в цей час концентрація протонів у потоці плазми досягла $18 \cdot 10^6$ м$^{-3}$, а компонента міжпланетного магнітного поля B_z почала поступово зменшуватися. Індекс геомагнітної активності K_p сягнув свого максимуму 6– у проміжку часу 06:00–09:00 UT, мінімум індексу D_{st} становив –40 нТл о 10:00 UT (рис. 7.39). Швидкість сонячного вітру цього дня сягала 500–550 км/с.

Аналіз часових геомагнітного індексу D_{st} свідчить про те, що 24 вересня в магнітосфері Землі зареєстровано дві поступові суббурі, які над Україною супроводжувалися позитивним і негативним іоносферним збуренням відповідно. Під час позитивного іоносферного збурення критична частота f_oF2 збільшилась із 5,2 до 6,5 МГц, а під час негативного збурення f_oF2 зменшилась із 4 до 2,8 МГц. Збільшення f_oF2 супроводжувалося підйомом шару F2 на 50 км, після чого відбувся спад висоти максимуму шару F2 (h_mF2). Перед початком другої

(негативної) фази бурі знову спостерігався підйом h_mF2 з 290 до 320 км. З настанням негативної фази висота h_mF2 знову зменшилась на 30–50 км.

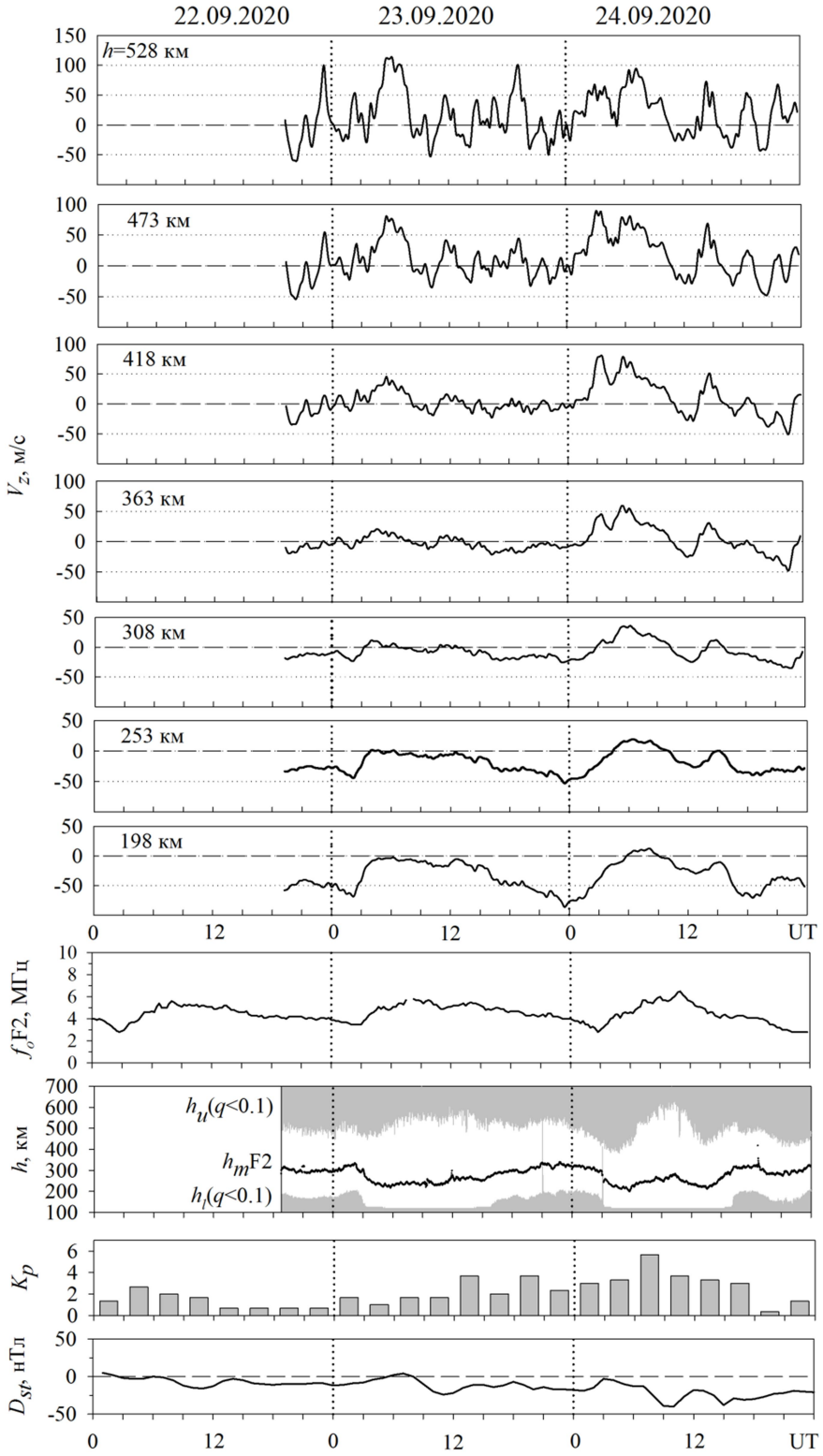


Рис. 7.39. Часові варіації вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми V_z для ряду висот іоносфери, критичної частоти f_oF2, висоти максимуму іонізації h_mF2 в період вимірювань з 22 по 24 вересня 2020 р. та індекси геомагнітної активності K_p і D_{st}. Із затемненням показані ділянки висотно-часової діаграми, де відношення сигнал/шум $q < 0{,}1$

23 вересня часові варіації вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми V_z були характерними для спокійних умов в іоносфері. Як зазвичай, спостерігався ранковий «максимум» V_z на висотах h >300 км зі зміною напрямку руху плазми зі спадного ($V_z < 0$) на висхідний ($V_z > 0$). 24 вересня характер добового ходу V_z значно змінився. Якщо на $h \geq 470$ км величина ранкового екстремуму була такою ж, як у попередній день, то на менших висотах вона була значно більшою, а на висотах 198–300 км ранковий «максимум» V_z також спостерігався, на відміну від 23 вересня. Спостерігалися відхилення в варіаціях V_z в сторону «мінімуму» з екстремумами о 12:15 UT на всіх досліджуваних висотах і в сторону «максимуму» з екстремумами в моменти часу від 14:30 до 15:00 на висотах від 530 до 198 км. З ростом висоти величина відхилень V_z збільшувалася.

Слід зазначити, що реакція іоносфери на геокосмічну бурю 23–24 вересня 2020 р. значно відрізняється від реакції на бурі 25 вересня 2016 р. та 8 вересня 2017 р., які спостерігалися під час високої сонячної активності.

7.12. Висновки до розділу 7

Представлено результати експериментальних досліджень просторово-часових варіацій вертикальної складової швидкості переносу плазми V_z під час геокосмічних бур різної інтенсивності.

Виконано детальний аналіз реакції параметрів іоносфери протягом сильної магнітної бурі 5–6 серпня 2011 р. Отримано, що найбільші варіації вертикальної складової швидкості руху плазми спостерігалися протягом головної фази магнітної бурі. Амплітуда коливань V_z складала 20–40 м/с, квазіперіод – близько 3 год. Підтверджено, що іоносферна буря 5–6 серпня 2011 р. призвела до значних збурень параметрів іоносферного каналу поширення радіохвиль.

Сильна геокосмічна буря 13–14 листопада 2012 р викликала цілий комплекс процесів, що супроводжували збурення плазми, електричних і магнітних полів в різних областях навколоземного простору. Досліджена іоносферна буря зі знакозмінними фазами 13–14 листопада 2012 р. Розглянуто основні механіз-

ми, що формують розвиток позитивних і негативних фаз бурі. Виявлено квазігармонійні коливання V_z із змінним періодом від 3 год 30 хв до 5 год 15 хв і амплітудою 12–39 м/с в проміжку з 23:50 13 листопада до 16:30 14 листопада під час головної фази бурі. Ефекти іоносферної бурі 13–14 листопада 2012 р. добре проявилися у варіаціях динамічних процесів в іоносфері.

Досліджено ефекти в іоносферній плазмі помірної геокосмічної бурі під час вимірювань 14–17 березня 2016 р. Під час бурі спостерігалося збільшення швидкості низхідного руху плазми V_z з максимумом о 02:45 і наступне її зменшення. Амплітуда відхилення V_z зростала з висотою і становила 7–97 м/с на висотах 200–530 км. Зафіксовано квазігармонійні коливання V_z з періодом 2 год 15 хв і амплітудою близько 10 м/с.

Наведено результати аналізу та фізичної інтерпретації варіацій параметрів динамічних процесів в іоносфері під час геокосмічних бур в періоди 30 серпня–4 вересня і 23–26 вересня 2016 р. В добових варіаціях V_z виявлено квазіперіодичні коливання в діапазоні висот 300–500 км. Періоди коливань склали близько 5–3 год.

Під час помірної геомагнітної бурі 21 грудня 2016 р. найбільш інтенсивні коливання V_z спостерігалися приблизно через 7 год після початку магнітної бурі. Їх квазіперіод складав близько 3 год, а максимальне відхилення в сторону збільшення швидкості низхідного потоку плазми склало 17, 25, 43, 59 м/с на висотах 198, 253, 308 і 363 км відповідно. Амплітуда відхилення швидкості відносно значення V_z у контрольну добу має близькі до вище наведених значень: 14, 26, 40, і 50 м/с на тих же висотах відповідно.

Протягом геокосмічної бурі 21–23 березня 2017 р. найбільші зареєстровані відхилення у варіаціях V_z на всіх висотах (у порівнянні з даними, отриманими в спокійних умовах) складали 40, 37, 35, 29 та 13 м/с на висотах 198, 253, 308, 363 та 418 км відповідно.

Геомагнітна буря 7–8 вересня 2017 р. помітно вплинула на варіації вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми V_z. Під час головної фази

бурі спостерігалися коливання варіацій V_z на висотах 200–310 км з періодом близько 3 год і амплітудою близько 9 м/с.

Під час геокосмічної бурі 18 грудня 2019 р. виявлено помітну зміну добових варіацій швидкості V_z, яка проявилася в зменшенні швидкості висхідного руху плазми на висотах, більших 360 км, і збільшенні модуля низхідного переносу на всіх досліджуваних висотах з подальшим відновленням V_z.

Під час помірної геомагнітної бурі 24 вересня 2020 р. спостерігалися відхилення в варіаціях V_z в сторону "мінімуму" з відповідними екстремумами о 12:15 UT на всіх досліджуваних висотах і в сторону "максимуму" з екстремумами в моменти часу від 14:30 до 15:00 на висотах від 530 до 198 км. З ростом висоти величина відхилень V_z збільшувалася.

Порівнюючи результати спостереження швидкості руху та інших параметрів іоносферної плазми під час геомагнітних бур, можна зробити висновок про те, що кожна з них має свої особливості, а самі результати є унікальними і важливими для поповнення знань про динамічні процеси в іоносфері.

Література до розділу 7

1. Черногор Л. Ф., Домнин И. Ф. Физика геокосмических бурь. Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, Институт ионосферы НАН и МОН Украины. 2014. 408 с.
2. Chernogor L. F., Grigorenko Ye. I., Lysenko V. N., Taran V. I. Dynamic processes in the ionosphere during magnetic storms from the Kharkov incoherent scatter radar observations. *Int. J. Geomagn. Aeron.* 7, GI3001. 2007. DOI: 10.1029/2005GI000125.
3. Buonsanto M. J. Ionospheric Storms: A Review. *Space Sci. Rev.* V. 88, N. 3–4. 1999. P. 563–601. DOI: 10.1023/A:1005107532631.
4. Mikhailov A. V., Foster J. C. Daytime thermosphere above Millstone Hill during severe geomagnetic storms. *J. Geophys. Res.* V. 102 (A8). 1997. P. 17,275–17,282. DOI: 10.1029/97JA00879.

5. Danilov A. D. F-2 region response to geomagnetic disturbances. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 63. 2001. P. 441–449. DOI: 10.1016/S1364-6826(00)00175-9.
6. Григоренко Е. И., Емельянов Л. Я., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Результаты наблюдения процессов в ионосфере, сопутствующих геомагнитной буре 25 сентября 1998 г., при помощи радара некогерентного рассеяния в Харькове. Труды *XX Всероссийской научной конференции «Распространение радиоволн»*. 2–4 июля 2002 г. Нижний Новгород. 2002. С. 56–57.
7. Chernogor L. F., Grigorenko Ye. I., Taran V. I., Tyrnov O. F. Dynamic processes in the near-Earth plasma during the September 25, 1998 magnetic storm from Kharkiv incoherent scatter radar data. *XXVII General Assembly of the International Union of Radio Science*: Programme, Poster Presentations. 17–24 August 2002. Maastricht Exhibition and Congress Centre (MECC), Maastricht the Netherlands. 2002. P. 2280.
8. Григоренко Е. И., Лысенко В. Н., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Результаты радиофизических исследований процессов в ионосфере, сопровождавших сильнейшую геомагнитную бурю 25 сентября 1998 г. *Успехи современной радиоэлектроники.* № 9. 2003. С. 57–94.
9. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. М.: Наука. 1988. 528 с.
10. Данилов А. Д., Морозова Л. Д. Ионосферные бури в области *F*2. Морфология и физика (обзор). *Геомагнетизм и аэрономия.* Т. 25. № 5. 1985. С. 705–721.
11. Серебряков Б. Е. Исследование процессов в термосфере во время магнитных возмущений. Геомагнетизм и аэрономия. 22, № 5. 1982. С. 776–781.
12. Prölss G. W. Ionospheric *F*-region storms. *Handbook of Atmospheric Electrodynamics.* vol. 2. / Edited by H. Volland, CRC Press, Boca Raton, Fla. 1995. P. 195–248.
13. Prölss J. W. On explaining the local time variation of ionospheric storm effects. *Ann. Geophys. Res.* 11. 1993. P. 1–9.

14. Prölss G. W. Common Origin of Positive Ionospheric Storms at Middle Latitudes and the Geomagnetic Activity Effect at Low Latitudes. *J. Geophys. Res.* 98(A4). 1993. P. 5981−5991. DOI: 10.1029/92JA02777.
15. Buonsanto M. J. Millstone Hill Incoherent Scatter *F* Region Observations During the Disturbances of June 1991. *J. Geophys. Res.* 100, N A4. 1995. P. 5743–5755. DOI: 10.1029/94JA03316.
16. Richards P. G., Torr D. G., Buonsanto M. J., Sipler D. P. Ionospheric Effects of the March 1990 Magnetic Storm: Comparison of Theory and Measurement. *J. Geophys. Res.* 99(A12). 1994. P. 23.359−23.365. DOI: 10.1029/94JA02343.
17. Buonsanto M. J., Witasse O. G. An updated climatology of thermospheric neutral winds and *F* region ion drifts above Millstone Hill. *J. Geophys. Res.* 104(A11). 1999. P. 24,675–24,687. DOI: 10.1029/1999JA900345.
18. Foster J. C., Rich F. J. Prompt midlatitude electric field effects during severe geomagnetic storms. *J. Geophys. Res.* 103. 1998. P. 26.367–26.372. DOI: 10.1029/97JA03057.
19. Mikhailov A. V., Förster M. Some *F*2-layer Effects During the January 06−11, 1997 CEDAR Storm Period as Observed with the Millstone Hill Incoherent Scatter Facility. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 61. 1999. P. 249−261. DOI: 10.1016/S1364-6826(98)00129-1.
20. Григоренко Е. И., Лысенко В. Н., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Результаты радиофизических исследований процессов в ионосфере, сопровождавших сильнейшую геомагнитную бурю 25 сентября 1998 г. *Успехи современной радиоэлектроники.* № 9. 2003. С. 57–94.
21. Gonzales C. A., Kelley M. C., Behnke R. A., *Vickrey J. F., Wand R., Holt J.* On the Latitudinal Variations of the Ionospheric Electric Field During Magnetospheric Disturbances. *J. Geophys. Res.* 88(A11). 1983. P. 9135–9144. DOI: 10.1029/JA088iA11p09135.
22. Григоренко Е. И., Емельянов Л. Я., Пазюра С. А., Таран В. И., Черногор Л. Ф.Возмущения ионосферной плазмы во время сверхсильной магнитной бури 29–31 мая 2003 года: результаты наблюдений на харьковском

радаре некогерентного рассеяния. *Успехи современной радиоэлектроники*. № 4. 2005. С. 21–39.

23. Боговский В. К., Григоренко Е. И., Емельянов Л. Я., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Особенности вариаций параметров ионосферы во время геокосмической бури 30 мая 2003 г. *Третья Украинская конференция по перспективным космическим исследованиям*: сб. тез. 15–19 сент. 2003 г. Кацивели. 2003. С. 142.
24. Бурмака В.П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Результаты исследования волновых возмущений в ионосфере методом некогерентного рассеяния. *Успехи современной радиоэлектроники.* № 3. 2005. С. 4–35.
25. Foster J.C., Cummer S., Inan U. S. Midlatitude particle and electric field effects at the onset of the November 1993 geomagnetic storm. *J. Geophys. Res.* Vol. 103. 1998. P. 26359–26366. DOI: 10.1029/98JA00018.
26. Домнин И. Ф., Емельянов Л. Я., Пазюра С. А., Харитонова С. В., Черногор Л. Ф. Динамические процессы в ионосфере в течение весьма умеренной магнитной бури 20–21 января 2010 г. *Космічна наука і технологія.* Т. 17, № 4. 2011. С. 26–40. DOI: 10.15407/knit2011.04.026.
27. Дзюбанов Д. А., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Исследование и моделирование вариаций параметров ионосферной плазмы в период минимума 23-го цикла солнечной активности. *Космічна наука і технологія*. 14. № 1. 2008. С. 44 – 56. DOI: 10.15407/knit2008.01.044.
28. Емельянов Л. Я., Григоренко Е. И., Скляров И. Б. Радиофизические наблюдения вертикального дрейфа плазмы в области F ионосферы на харьковском радаре некогерентного рассеяния. *Радиотехника*: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Вып. 136. 2004. С. 102–108.
29. Иванов-Холодный Г. С., Михайлов А. В Прогнозирование состояния ионосферы. Л.: Гидрометеоиздат. 1980. 190 с.
30. Домнин И. Ф., Емельянов Л. Я., Ляшенко М. В., Харитонова С. В., Черногор Л. Ф. Ионосферные процессы, сопровождавшие геокосмическую бурю 5–6 августа 2011 г. *Радиофизика и радиоастрономия*. Т. 17, № 4. 2012.

С. 320–332.

31. Кацко С. В., Домнин И. Ф., Емельянов Л. Я., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Ионосферная буря 5–6 августа 2011 г.: результаты расчётов основных эффектов. *Радиофизика и радиоастрономия.* Т. 19, № 1. 2014. С. 26–39. DOI: 10.15407/rpra19.01.026.
32. Emel'yanov L. Ya., Lyashenko M. V., Chernogor L. F., Domnin I. F. Motion of Ionospheric Plasma: Results of Observations above Kharkiv in Solar Cycle 24. *Geomagnetism and Aeronomy* V. 58. No. 4. 2018. P. 533–547. DOI: 10.1134/S001679321802007X.
33. Домнин И. Ф., Емельянов Л. Я., Кацко С. В., Черногор Л. Ф. Ионосферные эффекты геокосмической бури 13–14 ноября 2012 г. *Радиофизика и радиоастрономия*. Т. 19, № 2. 2014. С. 170–180. DOI: 10.15407/rpra19.02.170.
34. Домнин И. Ф., Кацко С. В., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Ионосферная буря 13–14 ноября 2012 г.: результаты расчетов тепловых и динамических эффектов. *Радиофизика и радиоастрономия*. Т. 19, № 4. 2014. С. 336–347.
35. Lyashenko M. V. Dynamic and thermal processes in the mid-latitude ionosphere over Kharkov, Ukraine (49.6°N, 36.3°E), during the 13–15 november 2012 magnetic storm: calculation results. *Acta geophysica.* V. 64. No. 6. 2016. P. 2717–2733. DOI: 10.1515/acgeo-2016-0087.
36. Кацко С. В., Емельянов Л. Я., Черногор Л. Ф. Наблюдение ионосферных эффектов над Харьковом в течение фазы релаксации геомагнитной бури 14–17 марта 2016 г. *Вісник національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут»:* Збірник наукових праць. Серія "Радіофізика та іоносфера". Харків: НТУ «ХПІ». № 58 (1157). 2016. С. 8–12.
37. Chernogor L., Domnin I., Emelyanov L., Kotov D., Lyashenko M., Panasenko S., Bogomaz A. Results of observations of ionospheric processes over Ukraine in 2016–2018. *Space Research in Ukraine. 2016–2018* / Ed. O. Fedorov. K.: Akademperiodyka, 2018. P. 33–40.
38. Емельянов Л. Я., Кацко С. В., Черногор Л. Ф. Ионосферные эффекты геокосмических бурь 21–24 декабря 2016 г. и 21–23 марта 2017 г. *Вісник На-*

ціонального технічного університету "ХПІ". Радіофізика та іоносфера. № 25 (1350). 2019. С. 78–85.

39. Кацко С. В., Ємельянов Л. Я., Чорногор Л. Ф. Особливості іоносферної бурі 21–24 грудня 2016 р. *Кінематика і фізика небесних тіл.* Т. 37. № 2. 2021. С. 57–74. DOI: 10.15407/kfnt2021.02.057.
40. Katsko S. V., Emelyanov L. Ya., Chernogor L. F. Features of the ionospheric storm on December 21–24, 2016. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies.* Vol. 37. No. 2. 2021. P. 85–95. DOI: 10.3103/S0884591321020045.
41. Черногор Л. Ф. Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера как открытая динамическая нелинейная физическая система. 1. *Нелинейный мир*. 4, № 12. 2006. С. 655–697.
42. Черногор Л. Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы. *Радиофизика и радиоастрономия*. 8, № 1. 2003. С. 59–106.
43. Chernogor L. F., Grigorenko Ye. I., Lysenko V. N., Taran V. I. Dynamic processes in the ionosphere during magnetic storms from the Kharkov incoherent scatter radar observations. Int. *J. Geomagn. Aeron*. 7, GI3001. 2007. DOI: 10.1029/2005GI000125.
44. Chernogor L. F. The Earth – atmosphere – geospace system: main properties and processes. *Int. J. of Rem. Sens*. 2011. **32**, 11, 3199–3218. DOI: 10.1080/01431161.2010.541510.
45. Yemelyanov L. Ya. Radio physical observations of plasma drift velocities in the ionosphere near the maximum of solar cycle 24. *Telecommunications and Radio Engineering*. 74, N. 20. 2015. P. 1841–1855. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v74.i20.60.
46. Емельянов Л. Я., Кацко С. В., Черногор Л. Ф. Эффекты умеренной геокосмической бури 21–23 марта 2017 г. *17th Ukrainian Conference on Space Research:* Abstracts. Odessa, Ukraine, August, 21–25, 2017. Section 6: Ground-based Radiophysical Space Research. Kyiv. 2017. P. 159. (*17-а Українська конференція з космічних досліджень*: Тези доповідей. Одеса, Україна, 21–

25 серпня 2017 р. Секція 6: Наземні радіофізичні дослідження космосу. Київ. 2017. С. 159.

47. Емельянов Л. Я., Кацко С. В., Черногор Л. Ф. Особенности очень сильной геокосмической бури 8 сентября 2017 г. над Украиной. *18 Українська конференція з космічних досліджень:* Тези доповідей конференції. Київ, Україна, 17–20 вересня 2018. С. 30.
48. Katsko S. V., Emelyanov L. Ya., Domnin I. F., Chernogor L. F. Ionosphere response to geomagnetic storms on 7–8 September 2017 over Kharkiv (Ukraine). *URSI GASS 2020*: Conference Proceedings. Rome, Italy, 29 August – 5 September 2020. 2020. DOI: 10.23919/URSIGASS49373.2020.9232440.
49. Кацко С. В., Ємельянов Л. Я. Іоносферні ефекти над Харковом під час слабкого магнітосферного збурення 18 грудня 2019 р. *XXIX Міжнародна науково-практична конференція: Інформаційні технології: наука, техніка, технологія, освіта, здоров'я. (MicroCAD-2021):* Збірник тез доповідей. (18–20 травня 2021 р., Харків). Секція 15. Навколоземний космічний простір. Радіофізика та іоносфера. Харків: НТУ «ХПІ». Ч. ІІІ. 2021. С. 253.
50. Ємельянов Л. Я., Кацко С. В. Реакція іоносфери над Харковом на геокосмічну бурю 23–24 вересня 2020 р. в період низької активності Сонця. *XXIX Міжнародна науково-практична конференція: Інформаційні технології: наука, техніка, технологія, освіта, здоров'я. (MicroCAD-2021):* Збірник тез доповідей. (18–20 травня 2021 р., Харків). Секція 15. Навколоземний космічний простір. Радіофізика та іоносфера. Харків: НТУ «ХПІ». Ч. ІІІ. 2021. С. 250.

РОЗДІЛ 8

ПРОЦЕСИ РУХУ ІОНОСФЕРНОЇ ПЛАЗМИ ПІД ЧАС СОНЯЧНИХ ЗАТЕМНЕНЬ

Енергетика процесів у навколоземному середовищі, супроводжуючих сонячні затемнення (СЗ), є достатньою для зміни динамічного і теплового режимів в системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера [1–4]. Зокрема, затемнення призводять до істотної перебудови висотної структури іоносфери і порушення взаємодії між іоносферою і плазмосферою. Ефекти в навколоземному космосі якісно подібні до тих, що мають місце під час сходу і заходу Сонця, але істотно відрізняються своїми просторово-часовими масштабами. Слід також зазначити, що кожне затемнення має свої особливості, які визначаються станом космічної погоди, часу доби, а також фазою циклу сонячної активності.

Для дослідження фізичних процесів протягом СЗ застосовується цілий арсенал наземних і супутникових методів (див., наприклад, [5–14]). Кожен зі згаданих методів має обмежені можливості за кількістю діагностованих параметрів середовища, діапазону висот, просторово-часовим розділенням, точності одержуваних даних тощо. Особливе місце серед методів діагностики займає метод НР [15–20] як найбільш точний та інформативний метод.

Незважаючи на велику кількість публікацій, присвячених цьому явищу, через складність і різноманіття процесів у геокосмосі існує ряд труднощів у розумінні всієї картини процесів у навколоземному середовищі, супроводжуючих СЗ. Слід зазначити, що повні СЗ в середніх широтах відбуваються відносно рідко. Тому задача дослідження поведінки параметрів геокосмічної плазми під час сонячних затемнень залишається актуальною [21].

8.1. Сонячне затемнення 11 серпня 1999 р.

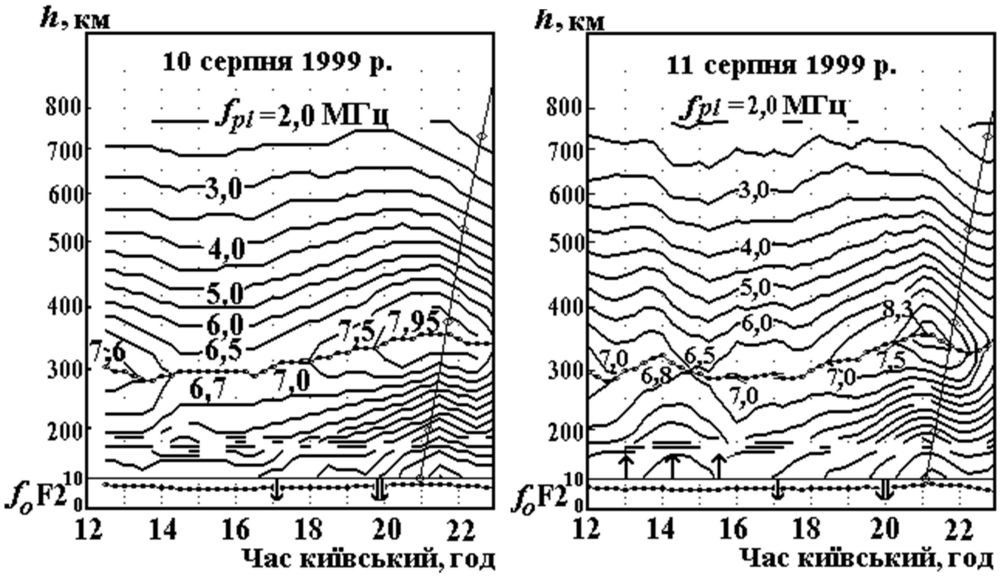
СЗ вперше спостерігалося на радарі Інституту іоносфери (поблизу м Харкова) до висоти 1500 км [22–26] після значної модернізації радіоприймального пристрою радара НР, пов'язаної з введенням режиму вимірювання швидкості плазми із зондуванням іоносфери поодинокими радіоімпульсами тривалістю 800 мкс. Максимальна фаза затемнення відзначалася об 11:13 UT (14:13 за київським часом), з максимальним значенням функції покриття площі сонячного диска близько 73% на поверхні Землі.

Затемнення викликало значні зміни в стані іоносфери. Так, температура електронів T_e зменшилася на величину 500–600 K однаково швидко на всіх висотах. Зміни T_e центровані відносно моменту максимальної фази затемнення і близько відстежували варіації потоку сонячного випромінювання. На відміну від T_e зміна температури іонів T_i запізнювалася щодо початку затемнення (приблизно на 1 годину). З ростом висоти температура іонів T_i зменшувалася, а амплітуда її зміни збільшувалася. На висотах нижче 250 км зменшення температури іонів T_i обмежена знизу значенням температури нейтральної атмосфери T_n.

Під час затемнення зменшення потоку сонячного випромінювання викликало значні порушення рівноваги між процесами іоноутворення, втрат і перенесення плазми, яке описується рівнянням безперервності (див. (1.2)), і збільшення спрямованої вниз дифузії плазми з верхніх областей шару F, щоб збалансувати процеси втрат. У результаті (взаємної компенсації зниження іоноутворення та перенесення плазми) концентрація електронів в максимумі шару F іоносфери змінювалася незначно (рис. 8.1).

Зареєстровано значне (на 20–60 м/с) збільшення спрямованої вниз вертикальної швидкості плазми в області F іоносфери під час затемнення (рис. 8.2, 8.3, *а–в*). На висотах, більших 650 км, відбувалася зміна напрямку руху на протилежний (в порівнянні з висхідним напрямком перед початком затемнення і зі спостереженнями в попередню добу) (рис. 8.2, 8.3). Рис. 8.3 показує, що в максимальній фазі затемнення висотні профілі вертикальної швидкості іонів O^+ та

потоку іонів O^+ змінили свою форму і стали аналогічними профілям, характерним для нічного періоду.



а *б*

Рис. 8.1. Контури постійної плазмової частоти як функції висоти і часу в F-області іоносфери: *а* – в день, що передує затемненню; *б* – в день затемнення

Зростання дифузії плазми вниз з верхніх областей шару F іоносфери, показане на рис. 8.3, призвело до зростання відносної концентрації іонів водню в максимумі затінення сонячного диска на величину до 40% на нижніх висотах і зниження висоти переходу, де $N(O^+) = N(H^+)$, на величину близько 120 км (рис. 8.4). Тут $N(O^+)$ і $N(H^+)$ – концентрації іонів кисню і водню.

Ці зміни вертикальної швидкості і потоків плазми свідчать про значну відміну процесів обміну плазмою між іоносферою і протоносферою в умовах затемнення від звичайного стану.

Надалі на радарі НР неодноразово проводилися вимірювання параметрів іоносфери, включаючи швидкість перенесення іоносферної плазми, для дослідження ефектів, які супроводжують СЗ. Характер спостережуваних варіацій іоносферних параметрів і пояснення процесів, що відбуваються під час СЗ, аналогічні вище наведеним. Нижче наведемо результати вимірювання вертикальної складової швидкості плазми.

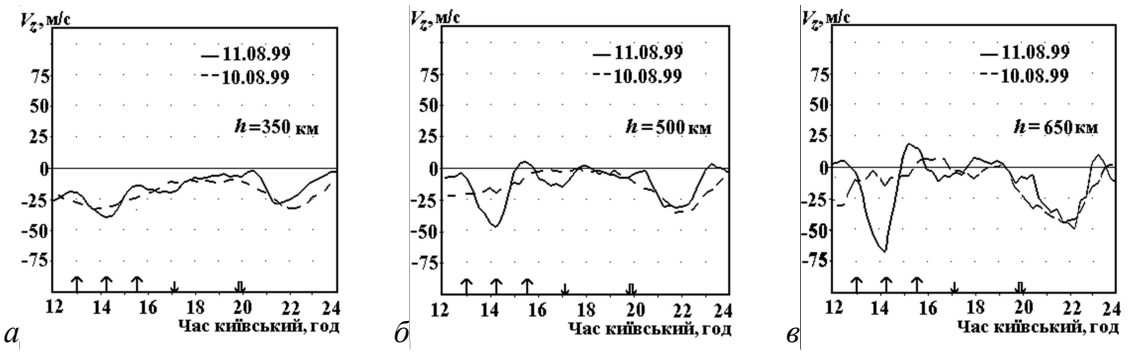


Рис. 8.2. Часові варіації вертикальної швидкості плазми
в контрольний день і день затемнення на висотах 350, 500, 650 км

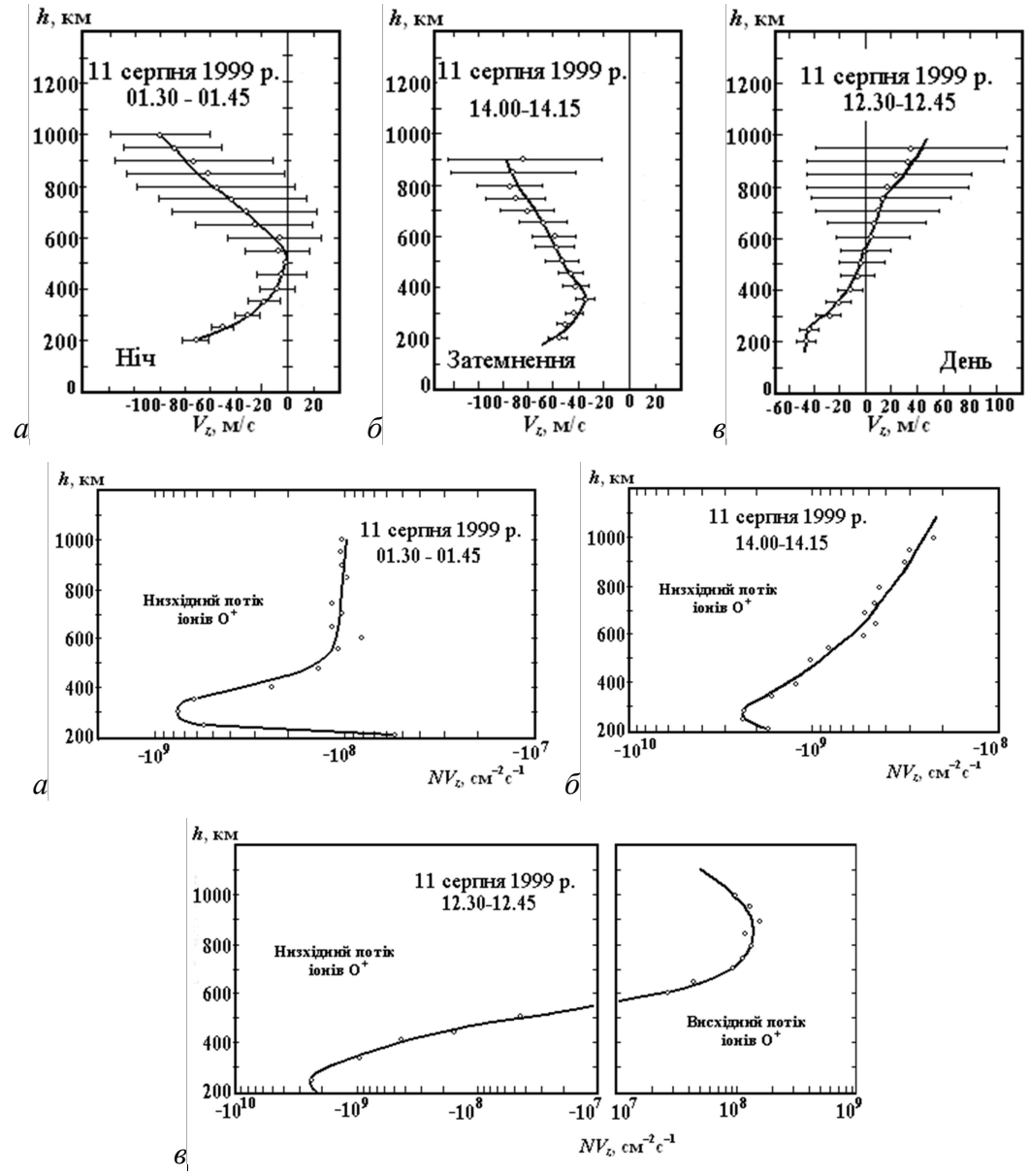


Рис. 8.3. Висотні варіації вертикальної швидкості і потоку іонів O^+:
а – вночі, *б* – під час максимуму затемнення, *в* – в денний час до настання затемнення

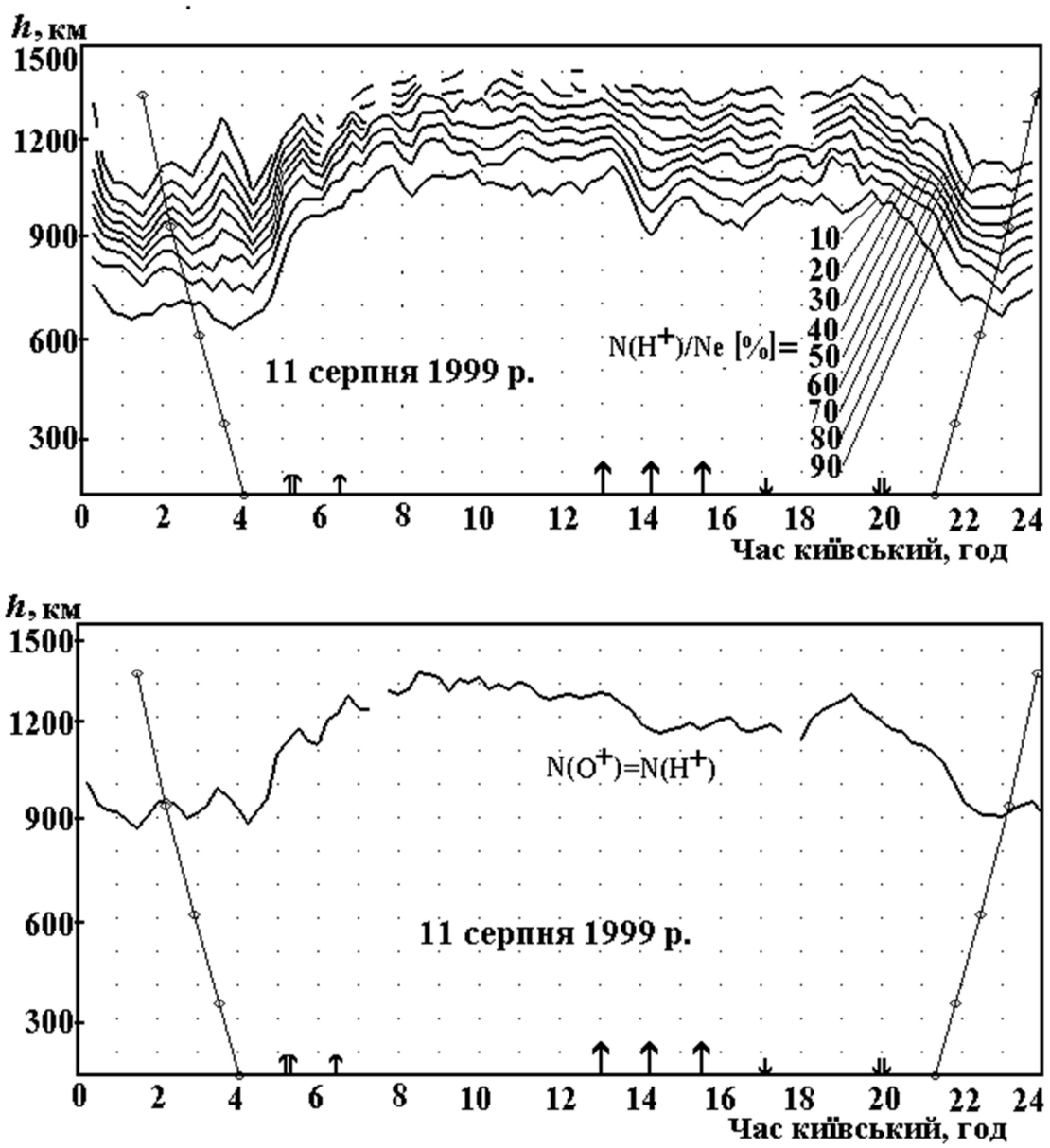
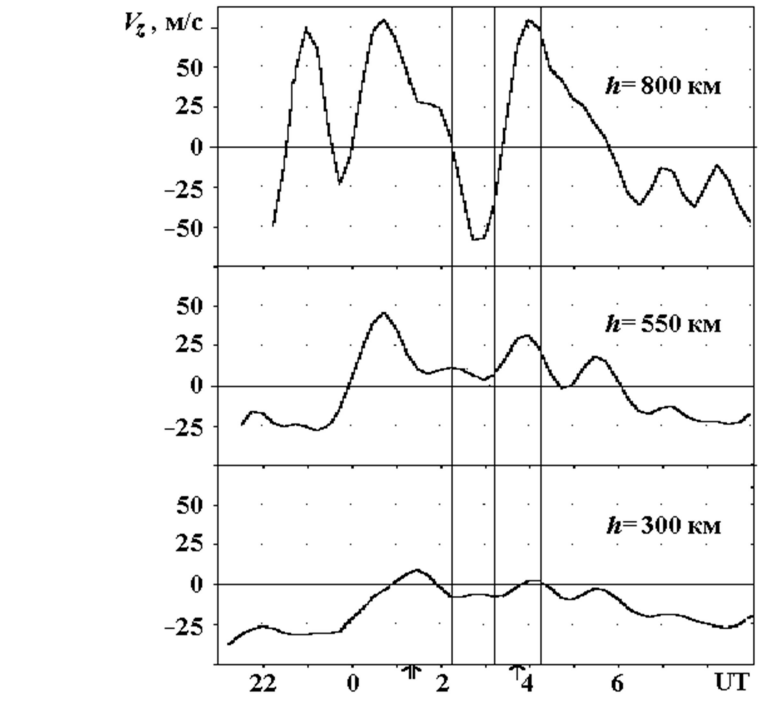


Рис. 8.4. Висотно-часові варіації відносної концентрації іонів H^+ і висоти переходу, де $N(O^+) = N(H^+)$

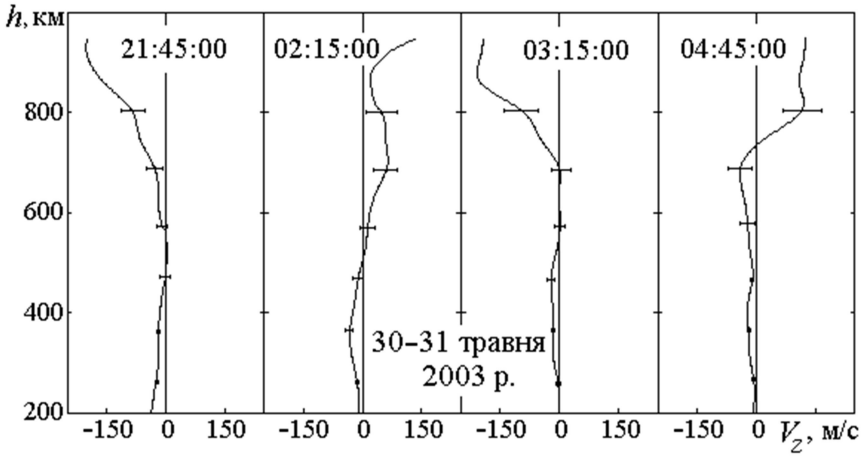
8.2. Сонячне затемнення 31 травня 2003 р.

СЗ розвивалося в період сходу Сонця на фоні відновлювальної фази надсильної магнітної бурі 29, 30, 31 травня (A_p = 89, 49, 17) [27–29]. На рис. 8.5, *а* наведено часові варіації V_z на фіксованих висотах 30–31 травня 2003 р., які характеризують поведінку V_z під час часткового сонячного затемнення (максимальне значення функції покриття площі сонячного диска – 64%). Вертикальними лініями позначені моменти початку, максимальної фази і закінчення сонячного

затемнення. Видно, що під час затемнення низхідна (негативна) швидкість зростала в міру наближення до максимальної фази затемнення, тобто на звичайне очікуване ранкове зростання V_z наклалася зміна напрямку і величини швидкості, що обумовлено сонячним затемненням.



а



б

Рис. 8.5. Результати вимірювання вертикальної складової швидкості переносу плазми V_z 31 травня 2003 р.: часові варіації V_z на фіксованих висотах (*а*); висотні варіації V_z в характерні моменти часу (*б*): вночі, до настання СЗ, в максимальній фазі, після закінчення СЗ

На рис. 8.5, *б* показано висотні профілі V_z, які отримано при 15-хвилинному накопиченні в характерні моменти (час UT): вночі 30 травня 2003 р. (21:45), до початку затемнення 31 травня 2003 р. (02:15), під час його максимальної фази (3:15) і в день затемнення Сонця після затемнення (04:45). Горизонтальні відрізки позначають довірчий інтервал.

Видно, що в максимальній фазі СЗ (03:15) висотний профіль V_z прийняв вигляд, типовий для нічної іоносфери, аналогічно даним 30 травня (21:45). Висотні профілі V_z до (02:15) і після (04:45) затемнення ближче за характером до денної магнітоспокійної іоносфери (при $h \le 500$ км $V_z \le 0$, при $h > 500$ км $V_z > 0$).

8.3. Сонячне затемнення 29 березня 2006 р.

Затемнення 29 березня 2006 р. було частковим. Максимальне покриття діаметра диска Сонця становило 77,4%. При цьому функція покриття становила 70%, а освітленість поверхні Землі зменшилася більш ніж у 5 разів. Затемнення над Харковом спостерігалося з 10:02 до 12:21 UT, максимальне покриття диска Сонця відбулось о 11:12 UT. Загальна тривалість часткового затемнення над Харковом становила 2 години 18 хв.

Період 27–31 березня 2006 р. характеризувався спокійною геомагнітної обстановкою. Щоденні індекси геомагнітної активності A_p змінювалися в межах 4–9 одиниць (в період СЗ 29 березня $A_p = 6$), K_p-індекси – від 0 до 3. Сонячна активність у період спостережень була низькою. Потік радіовипромінювання Сонця на довжині хвилі 10,7 см $F_{10,7}$ змінювався від 74 до 86 одиниць, у день СЗ – $F_{10,7}$ =82. Результати спостережень реакції іоносфери наведено в [30, 31]

На рис. 8.6 показано часові залежності швидкості V_z. Вертикальними штриховими лініями показані моменти початку, максимальної фази і кінця СЗ [30].

Добові варіації V_z для 29 і 30 березня мали подібну форму. Однак в момент СЗ 29 березня зареєстровано суттєві відмінності в поведінці V_z в порівнянні з контрольними днями.

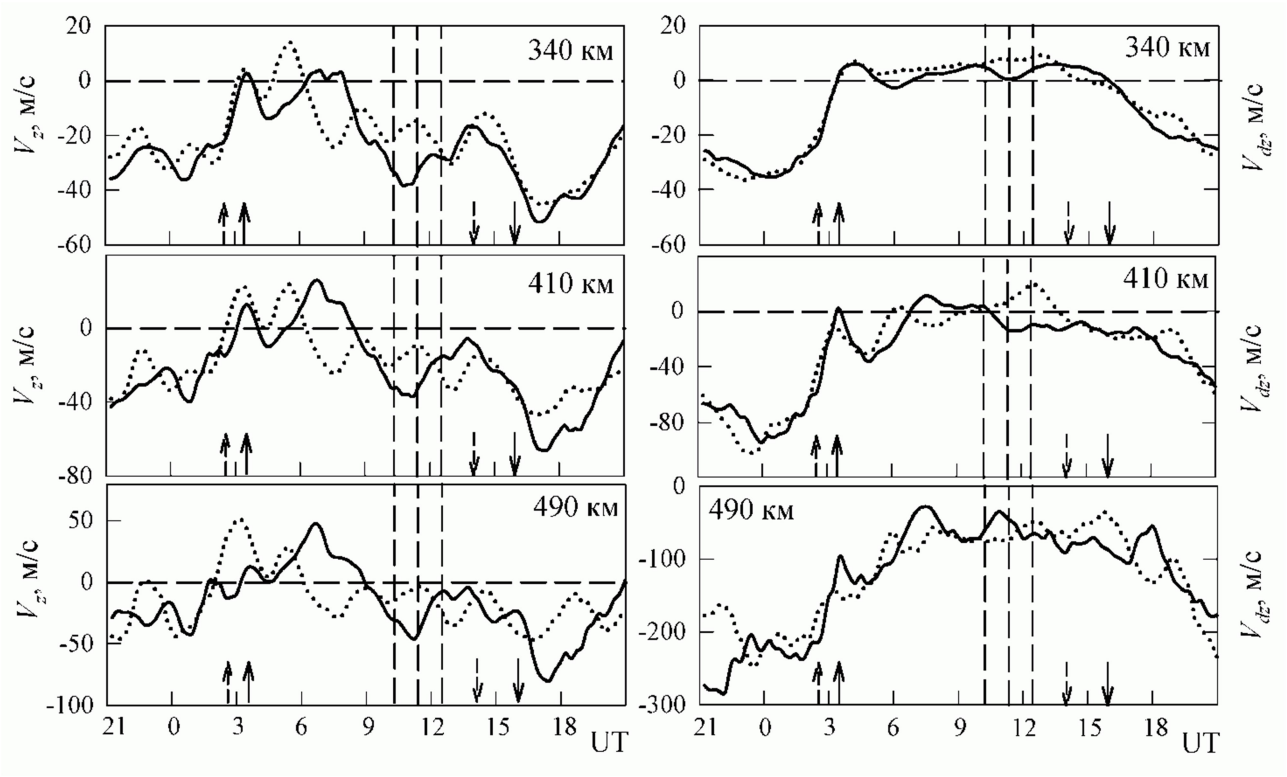


Рис. 8.6. Часові варіації вертикальної складової швидкості переносу плазми V_z (ліва панель) і розрахованої швидкості плазми внаслідок амбіполярної дифузії V_{dz} (права панель) на фіксованих висотах під час СЗ 29 березня 2006 р. та в контрольний день 30 березня 2006 р. (точкова лінія)

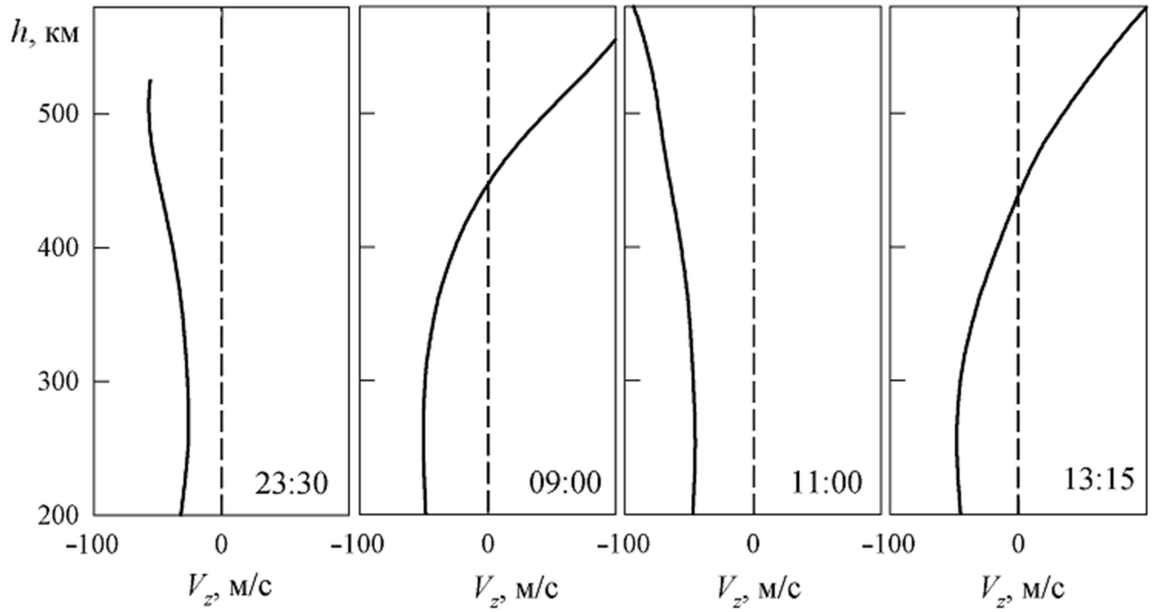


Рис. 8.7. Висотні профілі вертикальної складової швидкості переносу плазми V_z для чотирьох характерних моментів часу (в нічні години, до початку, в максимальній фазі і після СЗ). Час на графіках – UT

Видно, що після початку затемнення спостерігалося збільшення низхідної швидкості плазми V_z до значень 50 м/с на висоті 490 км, тоді як у контрольну добу величина низхідної швидкості V_z не перевищувала 5 м/с.

Слід також зазначити, що після затемнення і в наступну добу в часових варіаціях V_z спостерігалися квазіперіодичні коливання з періодом близько 3-х годин. Даний процес добре виражений на висотах 340–410 км.

Складова швидкості плазми внаслідок амбіполярної дифузії V_{dz} розрахована відповідно до виразу (1.5), наведеному в розділі 1.1.

На рис. 8.7 представлено висотні профілі V_z для характерних моментів часу. Видно, що в момент часу, близький до фази максимального покриття диска Сонця, висотний профіль V_z подібний до профілю в нічні години.

8.4. Сонячне затемнення 1 серпня 2008 р.

СЗ 1 серпня 2008 р. поблизу м. Харкова було частковим і спостерігалося з 9:11 до 11:17 UT. Максимальне покриття діаметра і площі диска Сонця мало місце о 10:15 UT і склало відповідно 42% і 31%. Освітленість поверхні Землі зменшилася приблизно в 1,6 рази. Вид функції покриття диска Сонця наведено на рис. 8.8. Відомо що $A(t) = S(t) / S_0$, S – площа покритої частини диска, S_0 – площа диска. Видно, що в момент максимальної фази $A_{\max} \approx 0{,}31$.

Так само, як і в попередніх випадках, СЗ відбувалося на фоні спокійної іоносфери. Детально засоби і результати дослідження динаміки плазми іоносфери в період цього СЗ наведені в [32–36].

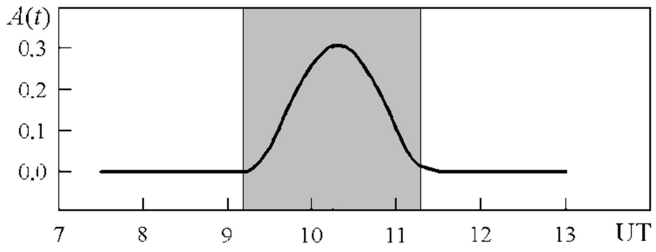


Рис. 8.8. Часові зміни функції покриття диска Сонця

Варіації концентрації електронів. Вимірювання часової залежності критичної частоти f_oF2 на іонограмах, отриманих за допомогою іонозонда «Базис», дозволило простежити за часовими варіаціями концентрації електронів N_e. Залежність f_oF2 (t) наведена на рис. 8.9. Тут же показана функція $B(t) = 1 - A(t)$, де $A(t)$ – функція покриття. Видно, що до затемнення f_oF2 змінювалася від 4,5 до 4,85 МГц. Зменшення критичної частоти почалося приблизно за 45 хв до першого контакту небесних тіл. У міру покриття диска Сонця значення f_oF2 зменшувалися від 4,85 до 4,00 МГц. Їм відповідало зменшення концентрації електронів від $N_e = 2{,}84 \cdot 10^{11}$ до $N_{min} = 2{,}00 \cdot 10^{11}$ м$^{-3}$. Тобто СЗ призвело до зменшення критичної частоти шару F2 на 0,85 МГц, або на 17,5%, і концентрації електронів на $8{,}4 \cdot 10^{10}$ м$^{-3}$, або на 32%.

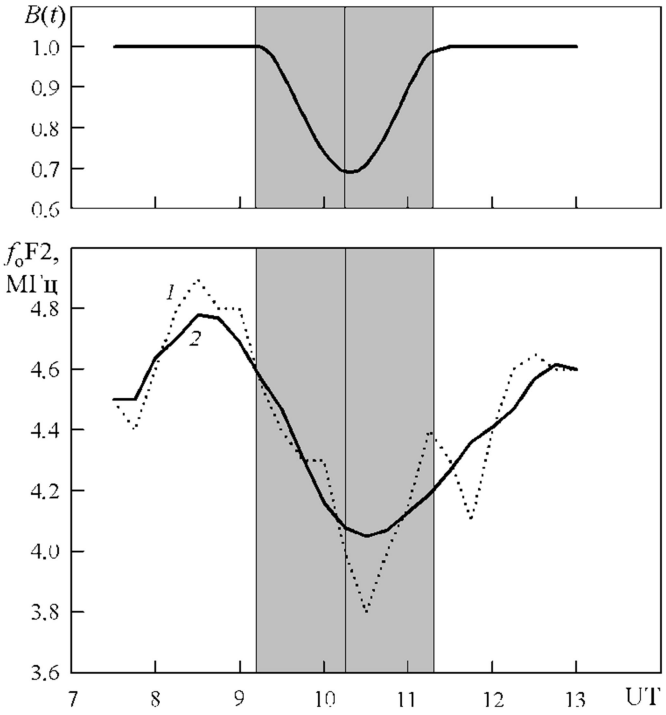


Рис. 8.9. Часові варіації функції $B(t)$ (верхня панель) і критичної частоти для звичайної компоненти сліду на іонограмах: *1* – значення, отримані з 15-хвилинною дискретизацією; *2* – згладжені за допомогою ковзного усереднення на інтервалі 75 хв

Приблизно після максимальної фази СЗ значення f_oF2 змінювалися за квазіперіодичному закону. Величина квазіперіода $T \approx 70$ хв, а амплітуда

$\delta f_o F2 = 0{,}2$ МГц. При цьому $\delta_N = 10\%$. Тривалість цього процесу була не менше 2-х годин.

Часові варіації швидкості руху плазми. На рис. 8.10 показано часові варіації швидкості V_z для ряду висот іоносфери в діапазоні 200–470 км (відношення потужності НР сигналу на цих висотах до потужності шуму $q > 0{,}2$).

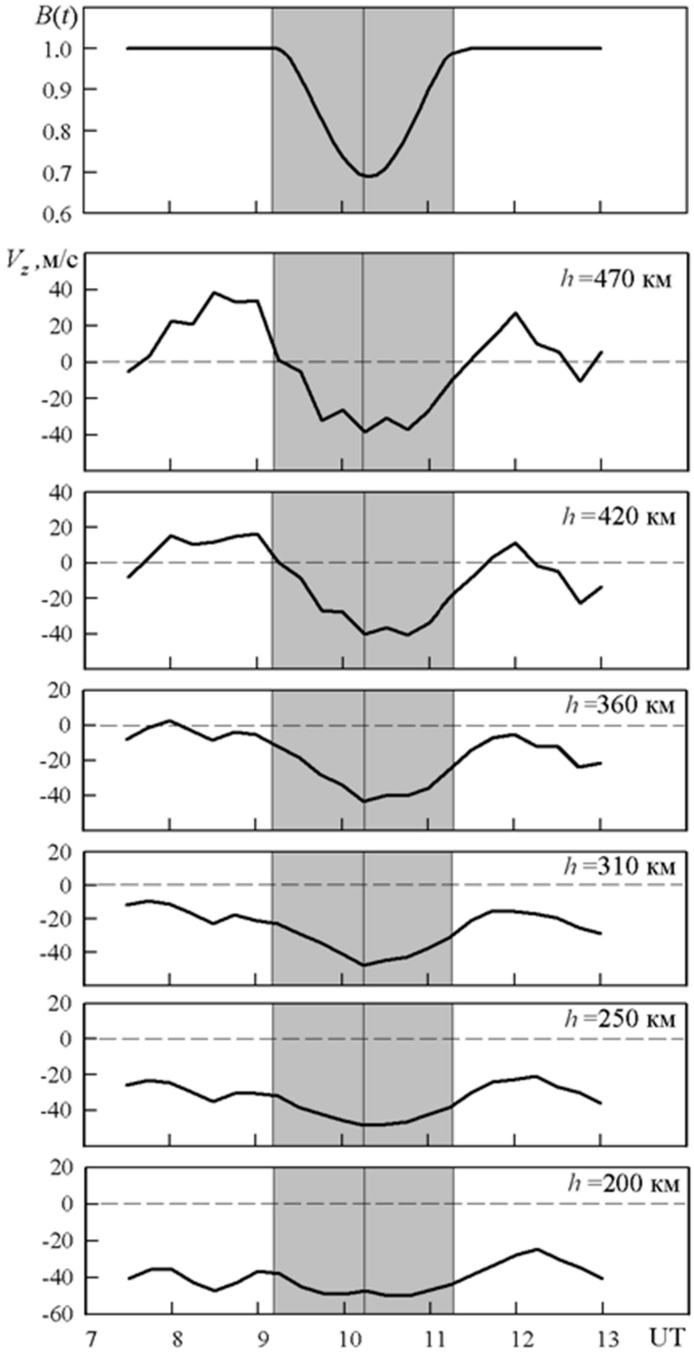


Рис. 8.10. Часові варіації функції $B(t)$ (верхня панель) і вертикальної складової швидкості руху плазми V_z на різних висотах (результати ковзного усереднення по 45 хв)

З рис. 8.10 видно, що часовий хід $V_z(t)$ на всіх висотах практично повторює хід функції $B(t) = 1 - A(t)$, де $A(t)$ – функція покриття. На висотах $h \approx 250$–360 км модуль швидкості (тут $V_z < 0$, плазма рухається вниз) збільшився від 10–25 м/с до 50 м/с, а на висотах, близьких до $h \approx 200$ км він змінився незначно: від 38 до 50 м/с. У діапазоні висот 360–470 км модуль швидкості збільшився на 35–40 м/с. До СЗ на висотах 400–470 км $V_z = 10$–50 м/с, а поблизу максимальної фази затемнення $V_z \approx -(35–40)$ м/с. Це означає, що у верхній частині досліджуваної області іоносфери затемнення привело до переходу від денних умов до нічних. На цих висотах у нічний час потік плазми направлений з плазмосфери в іоносферу. Плазмосфера «підживлює» нічну іоносферу плазмою. Подібні процеси спостерігалися поблизу максимальної фази СЗ. Після закінчення затемнення в діапазоні висот 400–580 км швидкість знову стала позитивною і досягла значень 25–55 м/с на висотах 470 і 580 км відповідно. Потік плазми, як і до СЗ, тут спрямований вверх: іоносфера «підживлює» плазмосферу.

Перехід до денної іоносфері завершився через 1 годину після закінчення СЗ.

Висотні варіації швидкості руху плазми. Висотні профілі $V_z(h)$ для різних моментів часу показані на рис. 8.11. З рисунка видно, що до СЗ перехід від негативних значень швидкості до позитивних здійснюється на висоті $h \approx 390$–420 км. Приблизно через 20 хв після настання затемнення на всіх висотах $V_z < 0$. Це тривало близько 90 хв. Після 10:50 на висоті $h \approx 530$ км і вище швидкість стала позитивною. Поступово висота, де $V_z = 0$, опускалася вниз. О 12:00 вона склала близько 400 км, а о 12:15 – 360 км. До цього часу ефекти СЗ практично закінчилися.

Відзначимо, що висотний профіль швидкості V_z, отриманий поблизу максимальної фази СЗ о 10:15, дещо відрізняється від очікуваного на висотах 400–530 км через зменшення модуля V_z на 20–50 м/с у цьому діапазоні висот, проте, знак швидкості не змінюється. Цей ефект підлягає більш ретельному аналізу. Додамо, що на графіку висотного профілю $V_z(h)$, отриманого о 10:30, штриховою лінією показаний профіль $V_z(h)$, виміряний 18 серпня 2008 р. о 20:00. З ри-

сунка видно схожість висотних варіацій швидкості руху плазми у вечірній час і вдень поблизу максимальної фази СЗ.

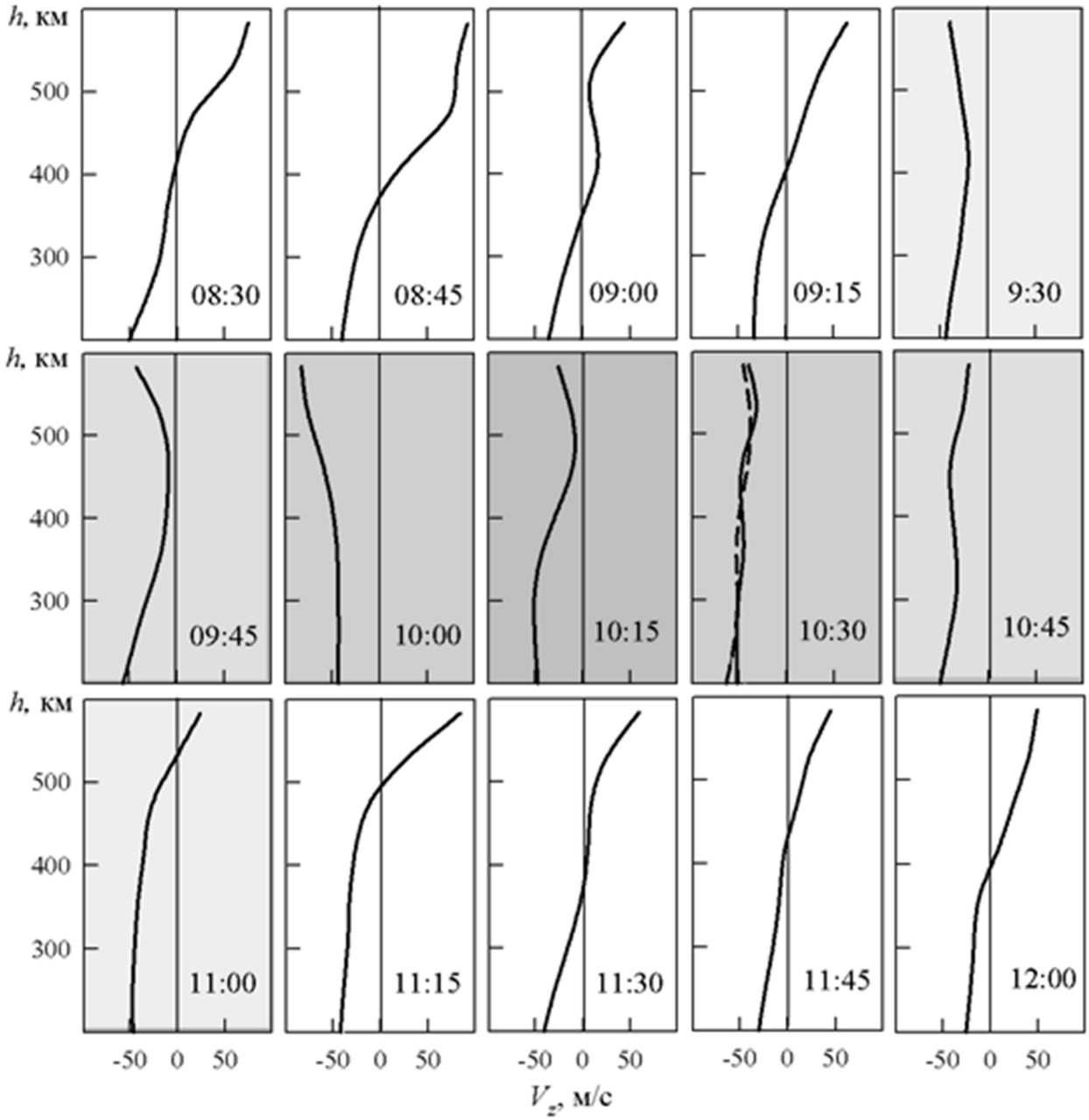


Рис. 8.11. Висотні залежності вертикальної складової швидкості руху плазми V_z для різних часових інтервалів (усереднення по 15 хв). Штриховою лінією показана висотна залежність V_z для вечірнього часу (20:00 UT) 18 серпня 2008 р.

Зміна знака швидкості свідчить про зміну напрямку руху плазми. Результати розрахунку густини потоку частинок плазми $\Pi = V_z N_e$ для $h = 470$ км наведено в табл. 4.1. Видно, що до затемнення $\Pi > 0$ і становила близько

$1{,}9 \cdot 10^{12}$ м$^{-2}$с$^{-1}$. Незабаром після початку СЗ густина потоку П ≈ 0, далі вона стає негативною. Максимальне значення її модуля становило близько $1{,}4 \cdot 10^{12}$ м$^{-2}$с$^{-1}$. Це відбувалося поблизу максимальної фази затемнення. Потім значення цього модуля зменшувалося. Після закінчення ефектів СЗ густина потоку стала позитивною і досягла майже таких же значень, які були напередодні затемнення.

Таблиця 8.1

Густина потоку частинок плазми для характерних моментів часу (висота – 470 км)

Час	08:45	09:15	10:30	11:15	12:15
V_z, м/с	33	1	–31	–10	10
N, 10^{10} м$^{-3}$	5,7	5,4	4,6	4,4	5,2
П, 10^{12}м$^{-2}$с$^{-1}$	1,9	0,05	–1,4	–0,4	0,5

Отже, в результаті спостережень встановлено, що затемнення призвело до зміни швидкості руху плазми на 10–45 м/с на висотах 200–470 км відповідно. Отримано, що тривалість викликаних СЗ варіацій швидкості становила близько 3 годин. Продемонстровано, що спрямований вгору до затемнення потік частинок протягом СЗ став спрямованим вниз, а після його закінчення – знову вгору.

8.5. Сонячне затемнення 4 січня 2011 р.

Експеримент з дослідження впливу СЗ на іоносферу 4 січня 2011 р. був проведений в умовах низької сонячної активності, тобто за зниженими значеннями концентрації електронів (і, як наслідок, відношення сигнал/шум), а також за характерно малою для зими товщиною області F іоносфери.

Загальні відомості про сонячне затемнення. У місці проведення вимірювань (поблизу м. Харкова) СЗ почалося о 07:29:39, а закінчилося о 10:28:36, максимальна фаза мала місце о 08:58:30 (тут і далі час UT). Покриття діаметра диска Сонця досягало 0,781. При цьому максимальна затінена площа диска становила близько 0,708. Освітленість поверхні Землі і навколоземного середовища під час СЗ зменшилася майже в 4 рази. Загальна тривалість затемнення склала 2 години 59 хв.

Стан космічної погоди. Аналіз стану космічної погоди проводився за часовими варіаціями густини, швидкості, температури і тиску сонячного вітру, B_y- і B_z- компонент міжпланетного магнітного поля, а також індексів магнітної активності (A_p, K_p і D_{st}).

З 1 по 5 січня значення густини, швидкості, температури і тиску сонячного вітру не перевищували відповідно $1{,}5 \cdot 10^7$ м$^{-3}$, 420 км/с, $1{,}3 \cdot 10^5$ К і 4 нПа. Компонента міжпланетного магнітного поля B_z змінювалася в межах ±6 нТл. Малоістотними були флуктуації рівня B_y (близько ±6 нТл). Затемненню передувало незначне магнітне збурення (індекс K_p змінювався від 0 до 3). Значення індексу D_{st} змінювалися в межах ±(10–15) нТл. Індекс магнітної активності в день ЗС 4 січня $A_p = 4$, а в контрольний день 5 січня $A_p = 2$.

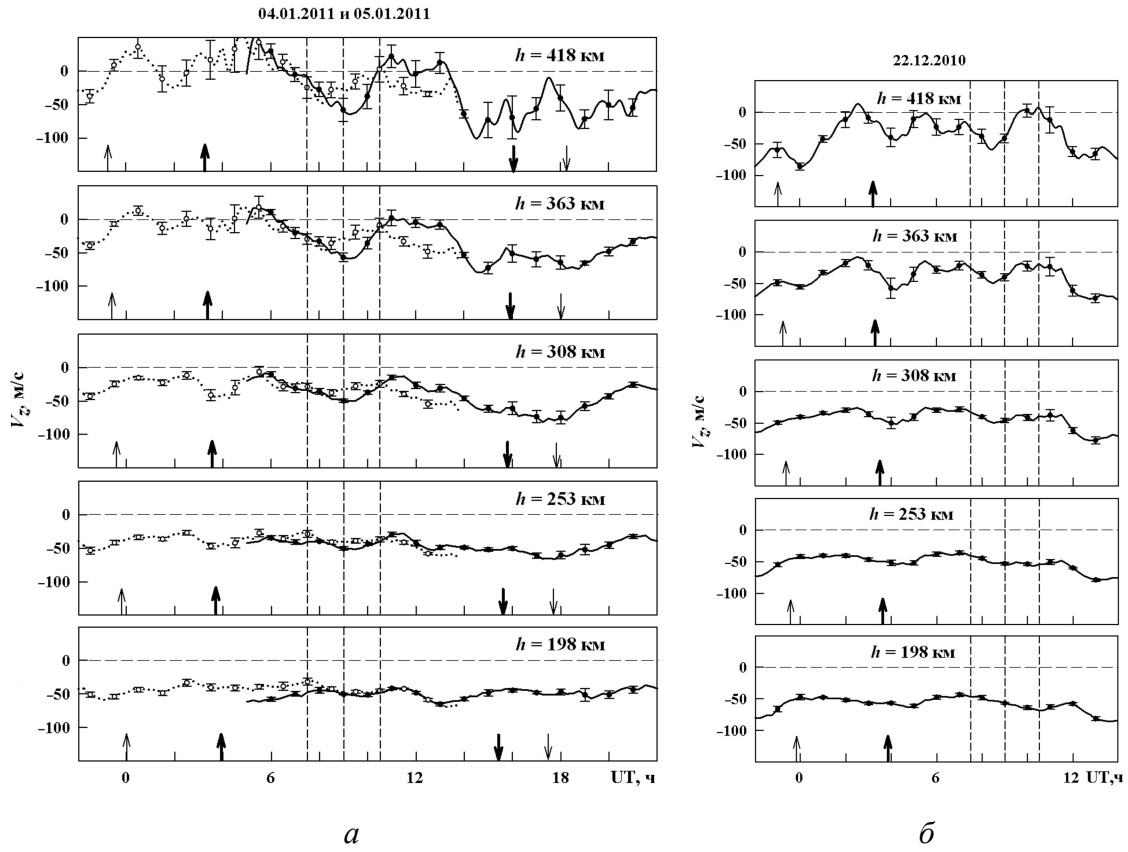
День 22 листопада 2010 р., також обраний як контрольний день, був виключно спокійним. Значення густини, швидкості, температури і тиску сонячного вітру не перевищували відповідно $3 \cdot 10^6$ м$^{-3}$, 340 км/с, $3 \cdot 10^4$ К і 0,4 нПа. Компонента B_z варіювала в межах ~(1–2) нТл. Індекс D_{st} змінювався від ~2 до ~10 нТл. Значення індексу K_p дорівнювали 0 і 0^+. Індекс $A_p = 0$.

Отже, день СЗ 4 січня 2011 р. і контрольні дні були спокійними. Ця обставина полегшувала виділення збурень, пов'язаних із затемненням.

Індекс сонячної активності $F_{10,7}$ 22 грудня, 4 і 5 січня становив 78, 91 і 88 відповідно.

Результати спостережень. Результати експериментальних досліджень і їх аналіз наведено в [37–46].

Варіації вертикальної складової швидкості переносу плазми. На рис. 8.12 наведено часові варіації вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми V_z в день затемнення 4 січня і в контрольні дні 5 січня 2011 р. і 22 грудня 2010 р. Показано також довірчі інтервали ($\pm\sigma_V$). Негативним значенням V_z відповідає низхідний рух плазми. Видно, що похибки мінімальні на висотах 198 і 253 км, близьких до висоти максимуму іонізації. Зі збільшенням висоти випадкова похибка зростає у зв'язку зі зниженням відношення сигнал/шум відповідно до рівняння радіолокації.



а *б*

Рис. 8.12. Часові варіації вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми V_z на фіксованих висотах (ковзне усереднення на інтервалі 75 хв з кроком 15 хв):
а – в день затемнення 4 січня і контрольний день 5 січня (точки) 2011 р.;
б – в контрольний день 22 грудня 2010 р.
Жирними стрілками позначені моменти сходу і заходу Сонця на відповідних висотах в Харкові, а тонкими – в магнітно-спряженій точці. Вертикальні пунктирні лінії тут і на наступних рисунках позначають моменти, що відповідають початку, максимальній фазі і закінченню СЗ

Під час СЗ спостерігалося збільшення абсолютних значень швидкості низхідного ($V_z < 0$) руху іоносферної плазми з подальшим їх відновленням (рис. 8.12, *а*). Виявлена слабка асиметрія зміни швидкості відносно максимальної фази затемнення. Максимальна зміна швидкості відносно середнього значення V_z до початку і кінці СЗ спостерігалася близько 09:15, тобто приблизно через 15 хв після максимального покриття Сонця, і становила 11, 19, 41 і 62 м/с на висотах 253, 308, 363 і 418 км відповідно. Найбільше відхилення значень швидкості під час СЗ 4 січня від значень, що були в такий же час у контрольний день 5 січня, спостерігалося також близько 09:15 і становило 10, 19, 28 і 36 м/с

на висотах 253, 308, 363 і 418 км відповідно.

У контрольні дні 22 листопада 2010 р. і 5 січня 2011 р. в інтервалі часу з 07:00 до 10:00 відмічалася зміна V_z, але її характер, положення на часовій осі й амплітуда значно відрізнялися від варіацій V_z 4 січня (див. рис. 8.12, *а* і *б*).

Абсолютні значення швидкості після затемнення менше абсолютних значень V_z в цей же час у контрольні дні. Мабуть, це пов'язано з післядіями СЗ, які, в свою чергу, обумовлені зміною взаємодії між підсистемами в системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера.

На рис. 8.13 наведено висотні профілі швидкості $V_z(h)$ в характерні моменти часу: на початку, в максимальній фазі, по закінченню СЗ 4 січня і (для порівняння) у відповідні моменти часу 22 листопада 2010 р. і 5 січня 2011 р., а також о 22:00 вночі 4 січня (панель праворуч).

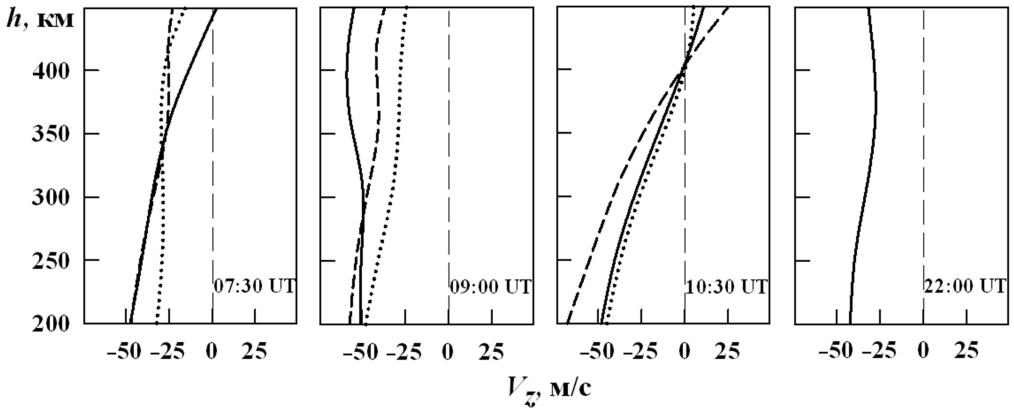


Рис. 8.13. Висотні профілі вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми V_z в характерні моменти часу: на початку, в максимальній фазі, після закінчення сонячного затемнення і вночі о 22:00 4 січня 2011 року (суцільні лінії), а також у відповідні моменти в контрольні дні 5 січня 2011 року (точки) і 22 грудня 2010 р. (пунктир)

З рис. 8.13 видно, що профіль $V_z(h)$ поблизу максимальної фази СЗ був подібний до нічного профілю (на всіх висотах $V_z < 0$), значно відрізнявся від відповідного за часом профілю $V_z(h)$ 5 січня і меншою мірою від профілю $V_z(h)$ 22 грудня. У момент, що відповідає закінченню СЗ, профілі $V_z(h)$ 4 і 5 січня близькі між собою, а за характером подібні профілю 22 грудня. Висотні варіації V_z в цей час типові для денної іоносфери: на висотах $h<400$ км плазма рухається

вниз ($V_z < 0$), а на висотах $h > 400$ км – вгору ($V_z > 0$), що свідчить про досягнення (після СЗ 4 січня і проходження ранкового термінатора для всіх 3-х днів) характерного для цього часу стану іоносфери.

Варіації концентрації електронів. На рис. 8.14 наведено результати вимірювання концентрації електронів N_e на 3-х висотах у день СЗ і в контрольний день 5 січня 2011 р. Під час СЗ концентрація електронів N_e на розглянутих висотах 200 і 250 км спочатку зменшувалася, сягнувши мінімуму поблизу максимальної фази СЗ (приблизно через 15 хв після моменту максимального покриття диска Сонця), а потім (о 10:30) збільшувалася до значень, близьких до значень N_e, що спостерігалися до СЗ. На різних висотах величина зміни N_e різна. Максимальна зміна N_e (відносно значення N_e в 7:30, тобто в момент початку СЗ) склало $2{,}1 \cdot 10^{11}$ м$^{-3}$ на висоті 200 км і $1{,}3 \cdot 10^{11}$ м$^{-3}$ на висоті 250 км, що відповідає відносній зміні концентрації електронів на цих висотах 49% і 41%. Часові варіації N_e на розглянутих висотах мають подібний характер. Симетрія варіацій N_e відносно максимальної фази СЗ порушується локальним зростанням N_e о 08:00, яке приблизно в такий же час спостерігалося і в контрольний день. На висоті 400 км характер варіацій N_e дещо інший. З 07:30 (початок СЗ) до 09:15, коли на висотах 200 і 250 км спостерігався мінімум, значення N_e зменшилось на $0{,}2 \cdot 10^{11}$ м$^{-3}$ (тобто на 32%), після 09:15 продовжувало незначно знижуватися, сягнувши мінімуму о 10:15, після чого почалося поступове зростання N_e до досягнення початкових значень об 11:00. Максимальна зміна N_e на цій висоті за період СЗ склала 38%.

Аналогічні варіації спостерігалися і для концентрації електронів N_mF2 в максимумі шару F2 іоносфери (рис. 8.15, *а*). Якісно вони схожі з варіаціями N_e на висоті 200 км. У період затемнення мінімальні значення концентрації N_mF2 спостерігалися приблизно через 15 хв після моменту максимального покриття диска Сонця. Це значення на 48% менше значення N_mF2 в момент початку затемнення. Відмінність значень N_mF2 в момент максимального покриття Сонця 4 січня від значень N_mF2 в цей же час у контрольний день 5 січня склала 51%, тоді як у моменти, що відповідають початку і закінченню СЗ, вона не переви-

щувала 23% і 13% відповідно.

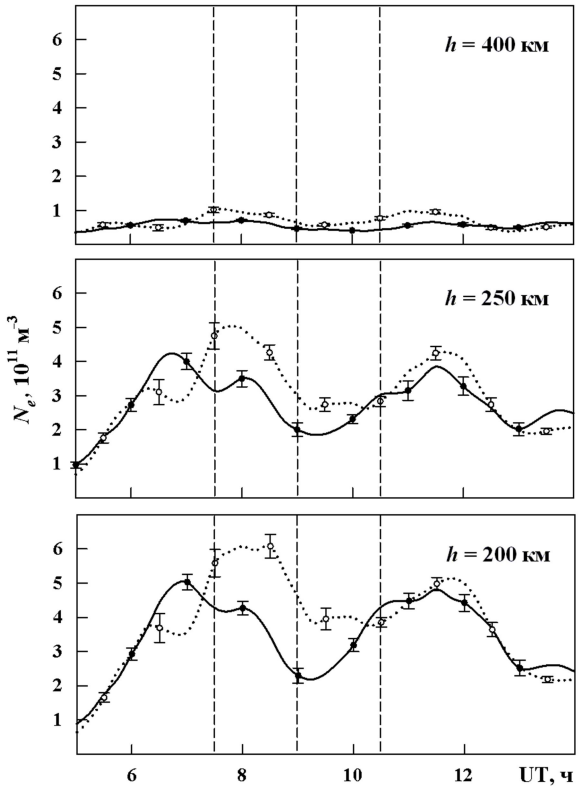
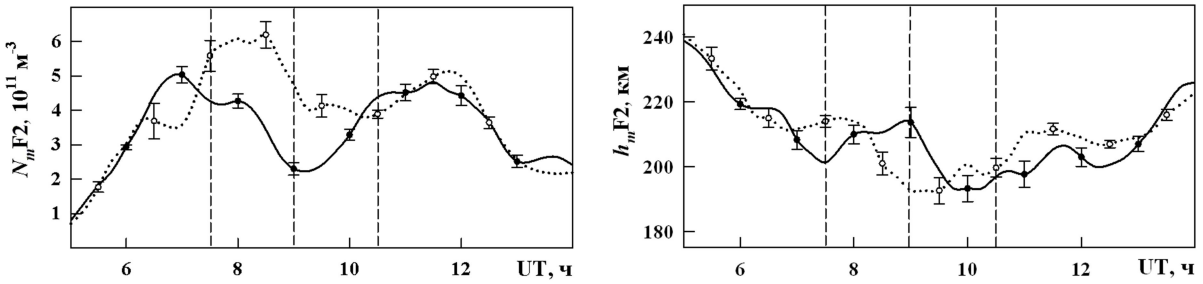


Рис. 8.14. Часові варіації концентрації електронів N_e на фіксованих висотах в день затемнення 4 січня (суцільні лінії) і в контрольний день 5 січня 2011 року (точки)



а *б*

Рис. 8.15. Часові варіації концентрації електронів N_mF2 в максимумі області F іоносфери (*а*) і висоти h_mF2 максимуму іонізації (*б*) в день затемнення 4 січня (суцільні лінії) і в контрольний день 5 січня 2011 року (точки)

Варіації висоти максимуму іонізації області F іоносфери. На рис. 8.15, *б* наведено варіації висоти максимуму іонізації h_mF2 в день СЗ і на наступний день. Під час затемнення спостерігалося зростання h_mF2 на 13 км (з 201 км о 07:30 до 214 км о 09:00). Після цього висота максимуму знижувалася, сягнувши

значення 193 км (таке, як і в контрольний день) близько 10:00 тобто на 30 хв раніше закінчення СЗ. Під час фази зменшення покриття диска Сонця і після закінчення СЗ (з 09:30 до 12:50) спостерігалися коливання h_mF2 з періодом близько 60 хв.

Розглянемо висотні профілі концентрації електронів в день СЗ (рис. 8.16) для характерних часових інтервалів – до СЗ (07:00 UT), в момент максимального покриття диска Сонця (09:15 UT), після СЗ (11:00 UT) і в нічні години (21:00 UT). З рис. 8.16 видно, що до і після СЗ профілі N_e практично збігаються. Поблизу моменту максимальної фази затемнення зареєстровано зміщення висотного профілю концентрації електронів. Отже, видно, що затемнення впливає на структуру іоносфери в широкому діапазоні висот і призводить до перебудови середовища, подібної до тієї, що спостерігається в моменти заходу і сходу Сонця.

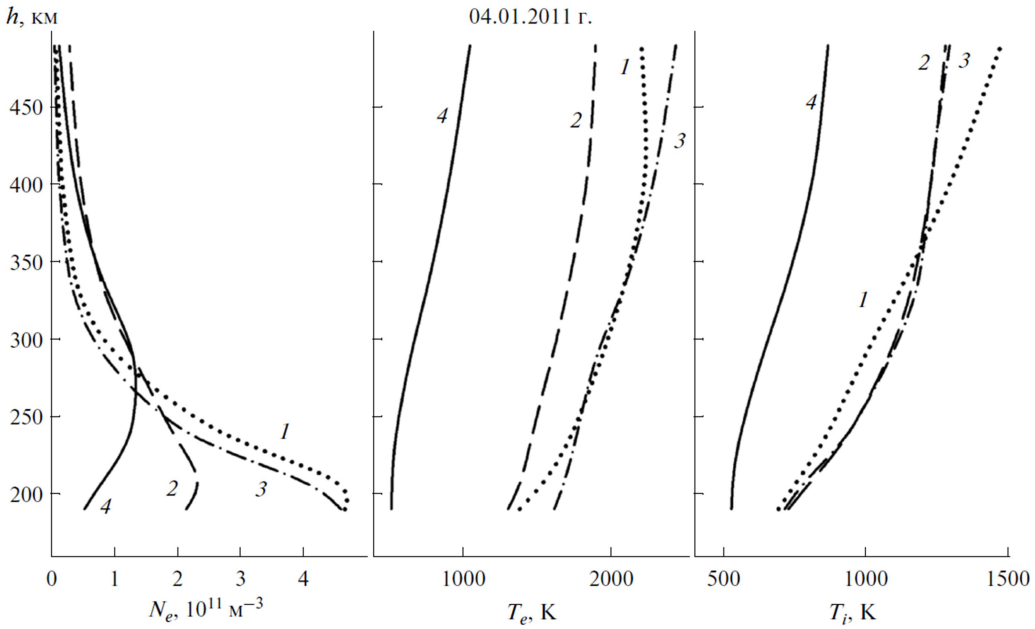


Рис. 8.16. Висотні профілі концентрації електронів N_e, температур електронів T_e та іонів T_i в день СЗ 4 січня 2011 року для чотирьох характерних моментів часу: *1* – до СЗ (07:00 UT); *2* – поблизу максимальної фази (9:15 UT); *3* – після СЗ (11:00 UT); *4* – вночі (21:00 UT)

Варіації температур електронів та іонів. На рис. 8.17, *а* і *б* наведено часові залежності температур електронів T_e і іонів T_i під час СЗ 4 січня і в контрольний день 5 січня 2011 р.

Ефекти затемнення в варіаціях температури електронів проявилися значно. Початок зменшення T_e припав на початок СЗ. Максимальне падіння температури електронів відбулося поблизу моменту максимального покриття диска Сонця і склало приблизно 130, 235, 330, 370, 370 і 360 К на висотах 190, 210, 240, 290, 340 і 410 км відповідно.

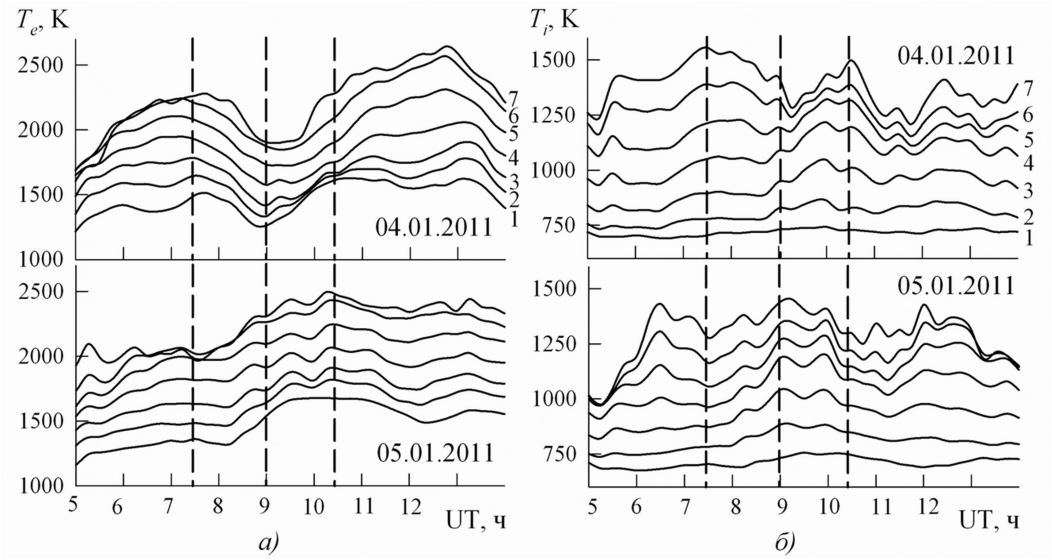


Рис. 8.17. Часові варіації температур електронів T_e (*а*) та іонів T_i (*б*) під час СЗ 4 січня 2011 р. і в контрольну добу 5 січня 2011 р. Цифрами на графіках позначені висоти: 1 – 190 км; 2 – 210 км; 3 – 240 км; 4 – 290 км; 5 –340 км; 6 – 410 км; 7 – 490 км

Як видно з рис. 8.16, СЗ призвело до істотної перебудови теплового режиму іоносфери. Висотні профілі T_e до і після СЗ практично збігалися, в момент часу, близький до максимальної фази затемнення, можна говорити про помітний зсув профілю та зменшення T_e (приблизно на сотні кельвінів) у всьому розглянутому діапазоні висот.

Варіації температури іонів під час СЗ 4 січня 2011 р. мали наступний характер (рис. 8.17, *б*). На висотах 410 і 490 км поблизу максимальної фази затемнення відбулось зменшення T_i на 150 і 250 К відповідно. Відмінності в температурі іонів у день СЗ і контрольну добу на інших висотах знаходяться в межах похибки визначення T_i. Відмінні риси добре видно на рис. 8.16 (ліва панель).

Результати розрахунку параметрів фізичних процесів в іоносферній плазмі. Для розрахунку параметрів фізичних процесів у плазмі використані відомі теоретичні співвідношення, наведені нами раніше в п. 3.2 даної монографії і в роботах [26, 30, 33, 34]. За первинні обрані дані N, T_e, T_i і V_z, отримані на радарі НР. Параметри нейтральної атмосфери розраховувалися за моделлю NRLMSISE-00 [47].

Швидкість перенесення частинок внаслідок амбіполярної дифузії. Потоки заряджених частинок. На рис. 8.18 наведено часові залежності швидкості переносу заряджених частинок внаслідок амбіполярної дифузії V_d на фіксованих висотах під час СЗ і в контрольний день. Ефекти затемнення добре помітні в варіаціях швидкості переносу плазми внаслідок дифузії в усьому розглянутому діапазоні висот. До початку затемнення значення швидкості V_d складали –2, 0, 10, 30 і 25 м/с на висотах 210, 240, 290, 340 і 410 км відповідно. У контрольний день у розглянутому часовому інтервалі, відповідному СЗ, відбувся винос плазми на більші висоти. У момент затемнення практично на всіх висотах спостерігалося зменшення величини V_d (290–340 км), а на висоті h = 240 км навіть відмічалась зміна знака V_d, що відповідало зміні напрямку руху плазми.

На рис. 8.19 наведено часові залежності густини повного потоку плазми $П_p$ (рис. 8.19, *а*) і потоку частинок внаслідок амбіполярної дифузії $П_d$ (рис. 8.19, *б*) в день затемнення і контрольний день у діапазоні висот 210–410 км.

Варіації густини повного потоку плазми $П_p$ в день СЗ і контрольну добу мали досить складний характер. Ефекти сонячного затемнення в варіаціях $П_p$ проявились слабо. Зауважимо, що повний потік плазми $П_p$ являє собою сумарний потік, обумовлений переносом частинок внаслідок нейтральних вітрів, дрейфу в схрещених електричному та магнітному полях, а також рух частинок внаслідок амбіполярної дифузії.

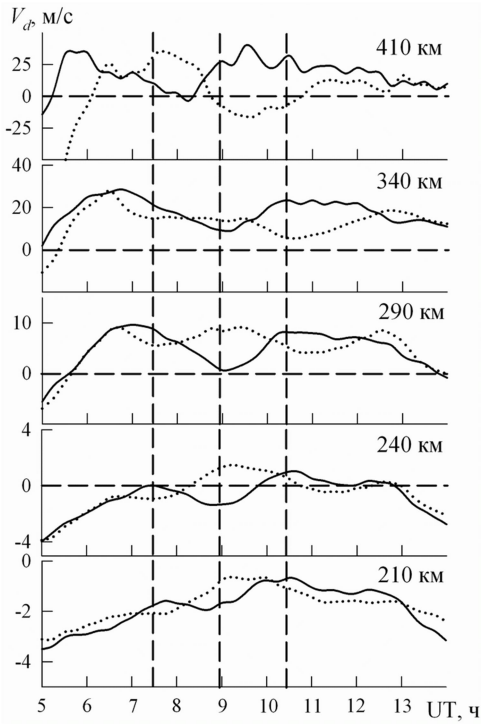


Рис. 8.18. Часові варіації швидкості перенесення плазми за внаслідок амбіполярної дифузії V_d на фіксованих висотах під час СЗ 4 січня 2011 р. (суцільна лінія) і в контрольну добу 5 січня 2011 р. (точки)

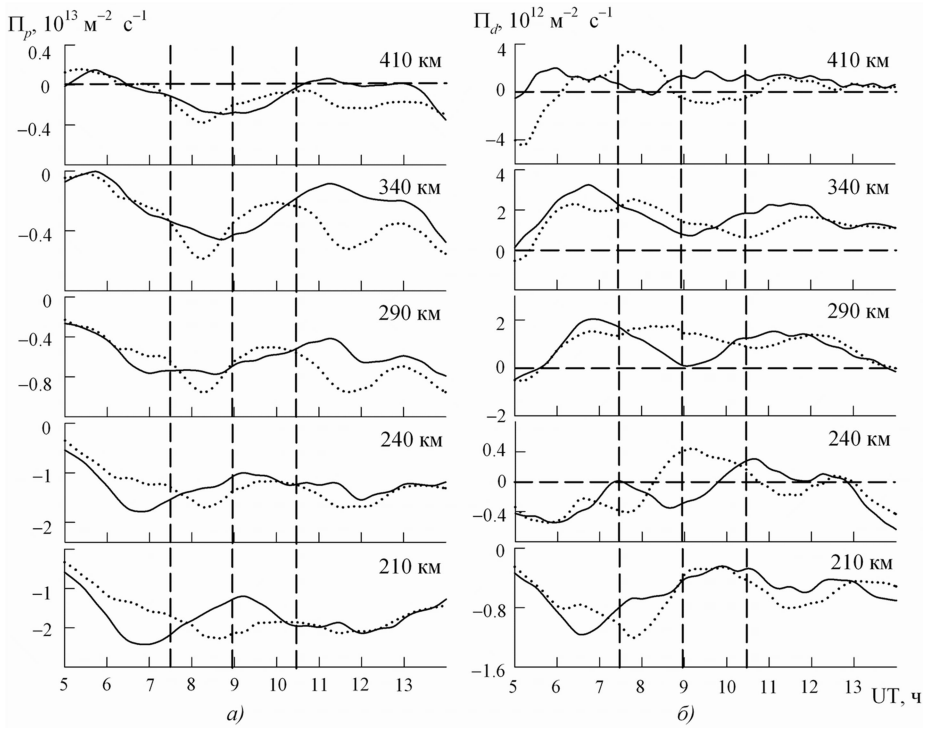


Рис. 8.19. Часові варіації густини повного потоку плазми Π_p (*а*) і потоку внаслідок амбіполярної дифузії Π_d (*б*) під час СЗ 4 січня 2011 р. (суцільна лінія) і в контрольну добу 5 січня 2011 р. (точки)

Розглянемо більш докладно варіації густини потоку плазми внаслідок амбіполярної дифузії $П_d$ (див. рис. 8.19, *б*). З рисунка видно, що найбільші зміни (на сотні відсотків) $П_d$ в порівнянні з контрольною добою мали місце в діапазоні висот 240–290 км. Поблизу висоти 240 км відбулася зміна напрямку потоку з висхідного в контрольну добу на низхідний в день СЗ.

Нейтральні вітри в іоносфері. На рис. 8.20 наведено часові залежності швидкості еквівалентного нейтрального вітру *w* [48] і меридіональної складової швидкості нейтрального вітру V_{nx} в день СЗ і контрольну добу. У діапазоні висот 210–340 км спостерігався нейтральний вітер, спрямований від екватора до полюса. У день затемнення поблизу моменту максимального покриття диска Сонця швидкість *w* за модулем сягала величин 50, 50, 50, 60, 100 м/с, меридіональна складова швидкості вітру V_{nx} була близька до 135, 135, 135, 163, 540 м/с на висотах 210, 240, 290, 340 і 410 км відповідно.

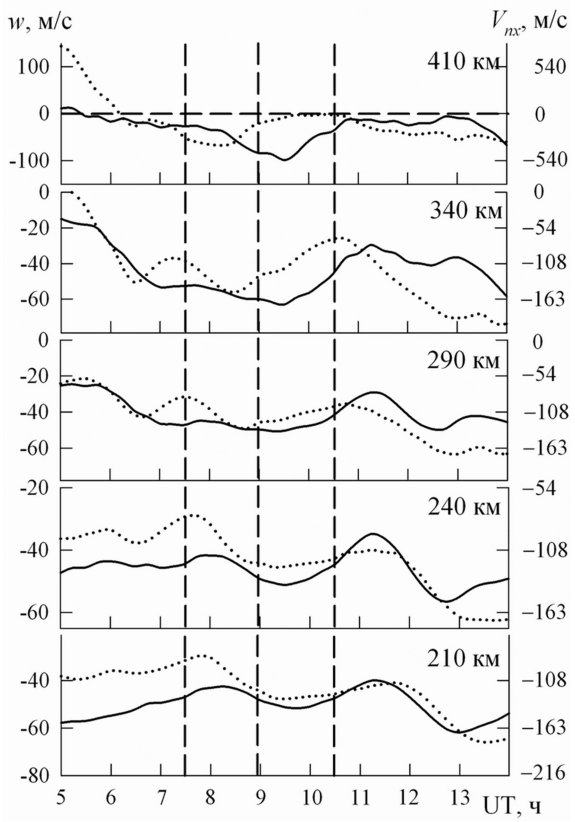


Рис. 8.20. Часові варіації швидкостей еквівалентного нейтрального вітру w і меридіональної складової нейтрального вітру V_{nx} під час СЗ 4 січня 2011 р. (суцільна лінія) і в контрольну добу 5 січня 2011 р. (точки) на фіксованих висотах

Загалом, іоносферні ефекти СЗ 4 січня 2011 р. були подібні до ефектів затемнень, які спостерігалися нами в 1999–2008 рр. [26, 29–36, 49, 50]. До них належать такі ефекти: зменшення N_e на десятки відсотків (переважно на висотах 180–300 км), збільшення h_m приблизно на 10 км, зменшення T_e на кілька сотень кельвінів у широкому діапазоні висот, зменшення T_i на 150–250 К на висотах 400–500 км, значні зміни величини і напряму (на висотах h > 350–400 км) V_z. Затемнення спричинило істотну зміну динамічного і теплового режимів іоносфери, а також порушення типової для денних умов взаємодії підсистем іоносфера – плазмосфера.

Отримані результати знаходяться у відповідності з даними інших авторів [5, 8, 15–18] і суттєво доповнюють їх.

8.6. Сонячне затемнення 20 березня 2015 р.

Специфікою СЗ 20 березня було те, що воно відбувалося на фоні фази відновлення геокосмічної бурі, що почалася 17 березня 2015 р.

Стан космічної погоди. СЗ почалося о 09:09 UT, закінчилося о 11:21 UT. Максимальне покриття диска Сонця за площею склало 44%, за діаметром – 54%. СЗ протікало на фоні фази відновлення сильної магнітної бурі, яка була 17–18 березня 2015 р. (Максимальне значення індексу геомагнітної активності $K_{p\max}$ = 8). Геофізична обстановка в день затемнення була збуреною (D_{st} індекс сягав значень –50 нТл, K_p = 5, A_p = 24). Індекс сонячної активності $F_{10,7}$ = 113.

Вплив бурі не дозволив використовувати дані спостереження 19 березня для порівняння з варіаціями в день СЗ. Як контрольні було вибрано дати 20 березня 2013 р. і 29 березня 2012 р. Індекси сонячної ($F_{10,7}$) і геомагнітної (A_p і K_p) активності наведено в табл. 3.2.

З таблиці видно, що контрольні дні характеризувалися спокійним геомагнітним станом, на відміну від 19–21 березня 2015 р. Сонячна активність у ці періоди вимірювань була помірною.

Таблиця 8.2

Індекси сонячної і геомагнітної активності

Дата	$F_{10,7}$	A_p	K_p
29.03.2012	112	3	1 0 0 0 1 1 1 2
20.03.2013	108	9	2 2 2 1 2 2 3 3
19.03.2015	109	28	4 4 4 5 5 3 3 4
20.03.2015	113	24	5 3 5 3 3 3 3 5
21.03.2015	114	14	4 3 4 3 2 2 2 2

Результати спостережень [45, 46, 51–55]**.** Незважаючи на збурений стан геокосмічної плазми, ефекти СЗ були помітні в варіаціях параметрів іоносфери.

Варіації критичної частоти і висоти максимуму іонізації. Варіації критичної частоти f_oF2 і висоти максимуму шару F2 іоносфери h_mF2 наведено на рис. 8.21.

У момент максимального покриття Сонця (10:15 UT) висота максимуму h_mF2 збільшилася приблизно на 40 км (від 240 до 280 км (рис. 8.21, б).

У варіаціях критичної частоти (рис. 8.21, *а*) і, відповідно, концентрації електронів у максимумі шару F2 іоносфери ефекти СЗ помітно маскувалися іоносферною бурею. Швидше за все, зміни критичної частоти були малоістотними (не більше 12%).

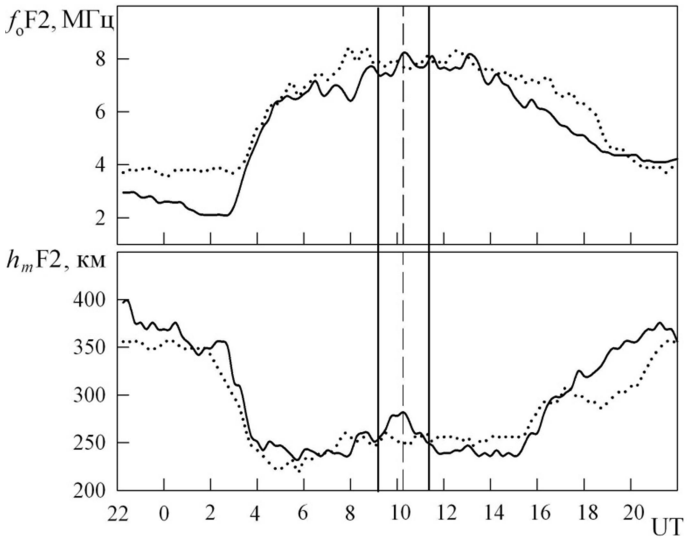


Рис. 8.21. Часові варіації критичної частоти f_oF2 і висоти максимуму h_mF2 шару F2 в день СЗ 20 березня 2015 р. (суцільні лінії) і в контрольну добу 20 березня 2013 р. (точки). Тут і далі вертикальними лініями позначені моменти початку, максимальної фази і закінчення СЗ

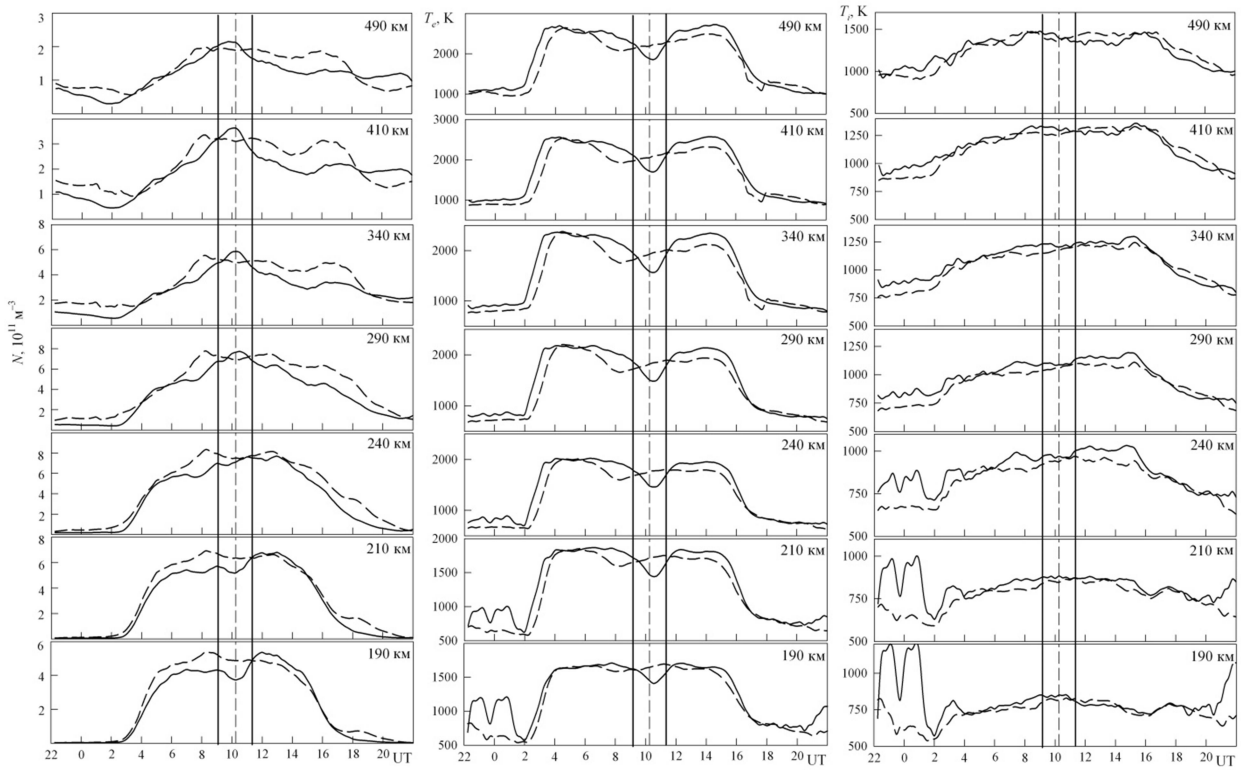


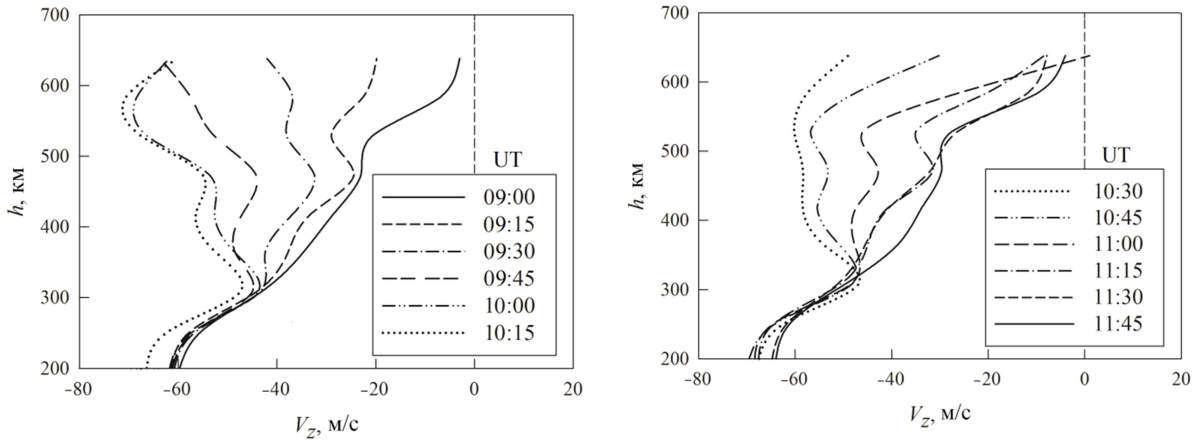
Рис. 8.22. Висотно-часові варіації концентрації електронів (*а*), температур електронів (*б*) і іонів (*в*) у день СЗ 20 березня 2015 р. (суцільні лінії) і в контрольну добу 20 березня 2013 р. (штрихові лінії)

Варіації концентрації електронів. На висотах 190 і 210 км зменшення концентрації електронів N_e в максимальну фазу затемнення становило приблизно 18,5 і 16,5% відповідно (рис. 8.22, *а*). На висотах 240 км і вище реакції N_e на СЗ не спостерігалося.

Варіації температур електронів та іонів. Зменшення температури електронів T_e під час максимального покриття Сонця склало 12,1; 12; 17,7; 17; 19,5; 19; 15,5 і 13,4% на висотах 190, 210, 240, 290, 340, 410, 490 і 580 км відповідно (рис. 8.22, *б*). У варіаціях температури іонів T_i ефекти СЗ проявилися слабо (рис. 8.22, *в*).

Варіації швидкості руху плазми під час сонячного затемнення 20 березня 2015 р. Рис. 8.23, *а* показує поступове збільшення модуля швидкості в міру закриття диска Сонця. Швидкість низхідного руху плазми змінилася з висотою на 0–60 м/с у висотному діапазоні 310–650 км. Поблизу максимальної фази СЗ ви-

сотні профілі V_z стали схожі на нічні. У міру відкриття диска Сонця значення модуля швидкості зменшувалися (рис. 8.23, *б*). При цьому характер профілю $V_z(h)$ о 11:45 став ідентичним характеру $V_z(h)$ до початку СЗ о 09:00. Слід зазначити, що висотні варіації до і після СЗ були типовими для денної іоносфери.



а *б*

Рис. 8.23. Висотні залежності вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми до, під час і після сонячного затемнення

Рис. 8.24, де наведено висотно-часові варіації V_z в день СЗ і контрольні дні, показує хорошу узгодженість у варіаціях V_z 20 березня 2015 р. з даними спокійних днів 20 березня 2013 р. і 29 березня 2012 р. в періоди безпосередньо до СЗ (07:00–09:09) і після СЗ (11:21–13:00 UT). Особливо це легко побачити з варіацій V_z на висотах 300–600 км, де відмінності значень швидкості плазми знаходилися в межах статистичного розкиду.

Під час СЗ спостерігалося збільшення абсолютних значень швидкості низхідного (V_z<0) руху іоносферної плазми на висотах, більших 308 км. Найбільша зміна V_z припала на момент поблизу максимальної фази СЗ. Потім почалося відновлення початкових значень V_z. Після закінчення СЗ величина V_z близька до первинній на всіх висотах. Величина зміни V_z збільшувалася із зростанням висоти, а найбільші зміни (відносно даних контрольної доби і середнього значення напередодні і після СЗ) склали 19, 28, 30, 43 і 55 м/с на висотах 363, 418, 473,

528, 583 км відповідно. Слід зазначити, що часові варіації V_z симетричні відносно моменту максимальної фази СЗ.

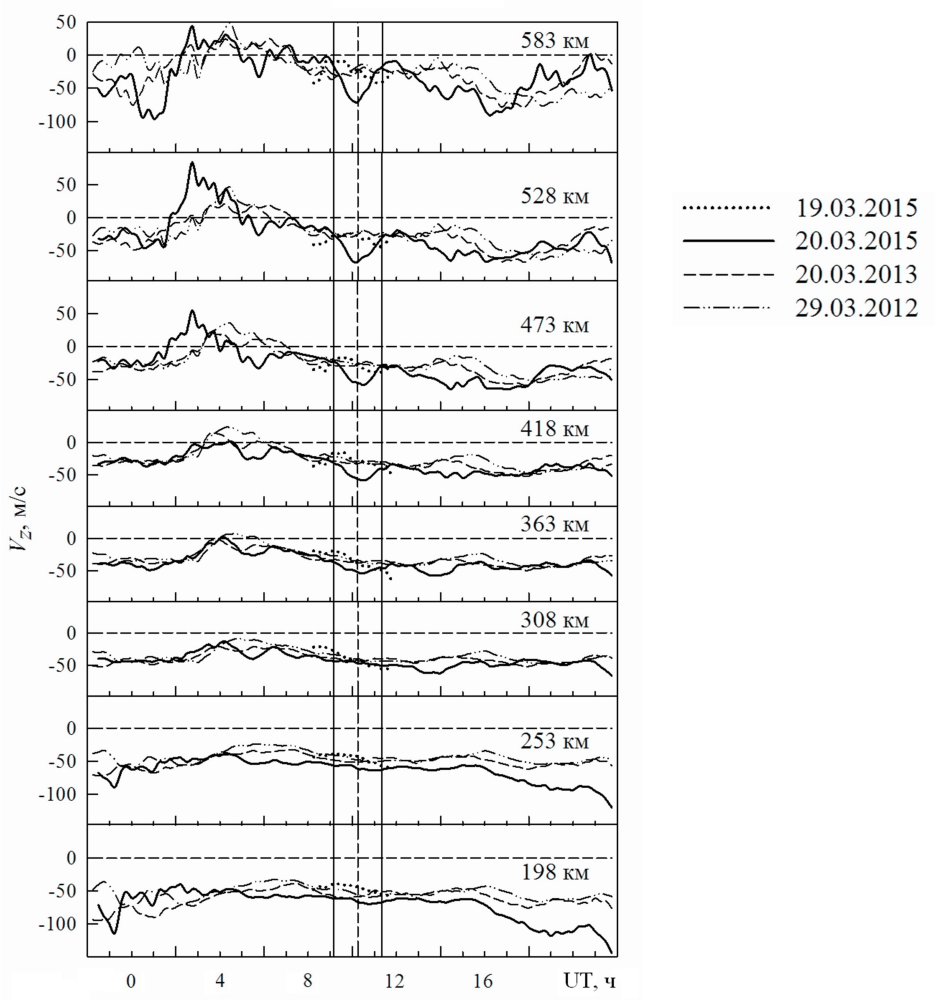


Рис. 8.24. Висотно-часові варіації вертикальної складової швидкості руху іоносферної плазми V_z в день СЗ 20 березня 2015 р. і контрольні дні 29 березня 2012 р., 20 березня 2013 р. і 19 березня 2015 р.

Аналогічна реакція швидкості V_z на вплив СЗ була в попередніх спостереженнях параметрів іоносфери за допомогою харківського радара НР в 1999–2011 рр. [22, 28, 32, 33, 35, 39]. Деякі відмінності пояснюються різницею геліогеокосмічної обстановки. Індекс сонячної активності $F_{10,7}$ в дні СЗ 11 серпня 1999 р., 31 травня 2003 р., 29 березня 2006 р., 1 серпня 2008 р. і 4 січня 2011 р. дорівнював 131, 113, 82, 66 і 91 відповідно. Затемнення в 1999, 2006, 2008 і 2011 рр. відбулися в денний час у спокійних умовах (індекс $A_p = 8$, 6, 3 і 4 відповідно), тоді як СЗ в 2003 р. відбулося після сходу Сонця під час фази віднов-

лення геомагнітної бурі ($A_p = 17$). На відміну від СЗ 20 березня 2015 р., часові варіації швидкості V_z під час СЗ 4 січня 2011 р. мали слабку асиметрію відносно моменту максимальної фази СЗ. Це пояснюється тим, що СЗ відбувалося на тлі ранкового сходу Сонця [39].

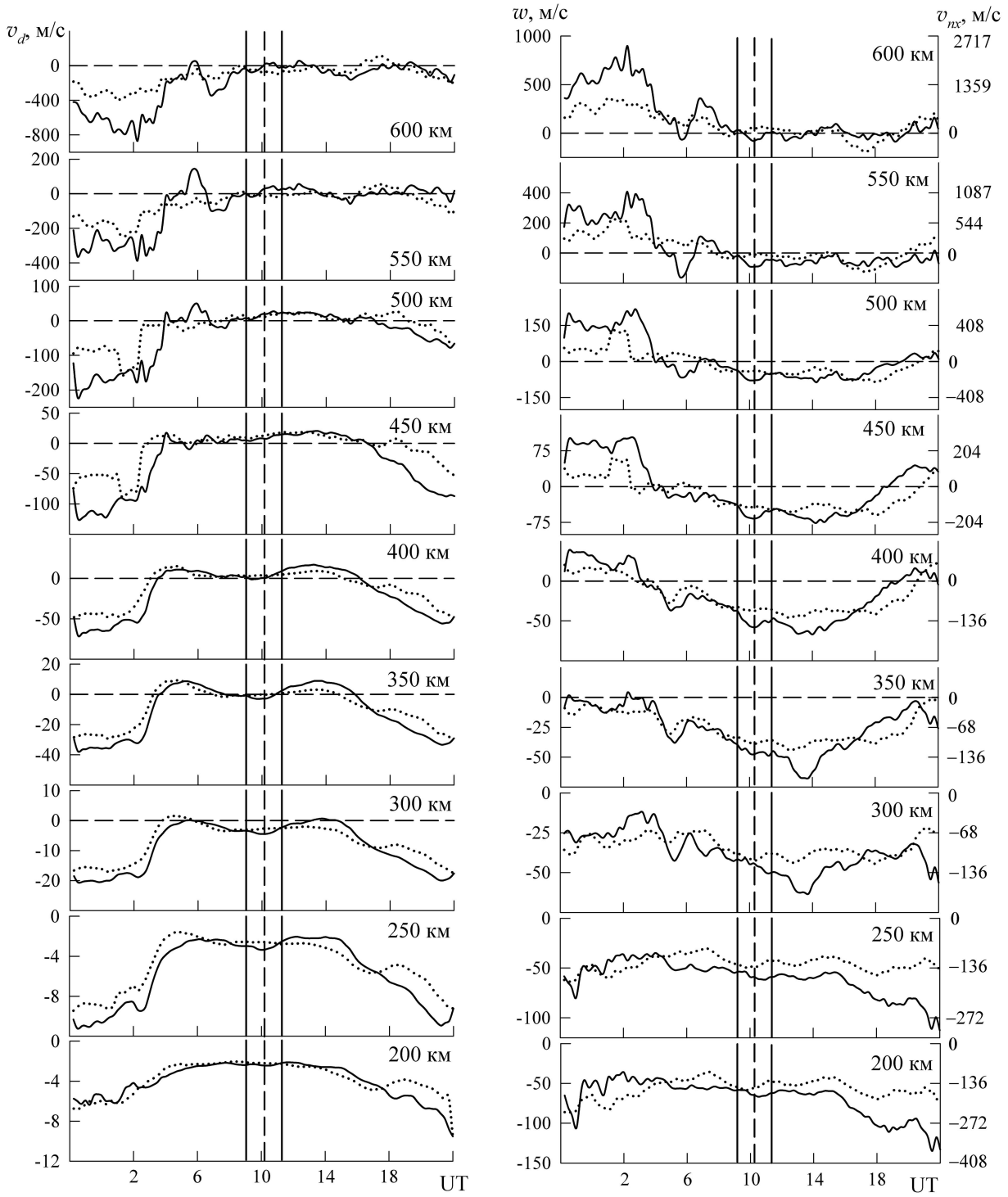
Результати розрахунку параметрів динамічних і теплових процесів в іоносфері. Розрахунок параметрів процесів в іоносфері в день СЗ і контрольну добу здійснювався за допомогою відомих виразів, наведених в [30].

Варіації параметрів динамічних процесів в іоносфері. Зміни вертикальної складової швидкості плазми, викликаної дифузією, V_d були незначними (рис. 8.25, *а*) і якісно схожими варіаціям V_z. Варіації меридіональної складової швидкості нейтрального (термосферного) вітру V_{nx} і еквівалентного нейтрального вітру w впродовж СЗ і після нього сягали 10–30 м/с (рис. 8.25, *б*). Ефекти СЗ в варіаціях меридіональної складової швидкості нейтрального вітру і еквівалентного нейтрального вітру на висотах $h < 350$ км практично не спостерігалися. У діапазоні висот 400–600 км було незначне посилення нейтрального вітру, спрямованого від екватора до полюса.

Зміна густини дифузійного потоку плазми $П_d$ (рис. 8.26, *а*) склала приблизно $0{,}4 \cdot 10^{12}$, $1{,}2 \cdot 10^{12}$, $1{,}1 \cdot 10^{12}$ і $0{,}8 \cdot 10^{12}$ $м^{-2} \cdot с^{-1}$ на висотах 250, 300, 350 і 400 км відповідно. Густина повного потоку плазми $П_p$ змінилася на $0.85 \cdot 10^{13}$, $0.77 \cdot 10^{13}$, $1{,}16 \cdot 10^{13}$, $1{,}17 \cdot 10^{13}$, $0{,}94 \cdot 10^{13}$, $0{,}77 \cdot 10^{13}$, $0{,}91 \cdot 10^{13}$ і $0{,}82 \cdot 10^{13}$ $м^{-2} \cdot с^{-1}$ на висотах 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550 і 600 км відповідно (див. рис. 8.26, *б*).

Варіації параметрів теплових процесів в іоносфері. Зменшення величини енергії, що підводиться до електронів, у момент максимального покриття диска Сонця склало 32–34% на висотах 200–300 км (рис. 8.27, *а*).

Зменшення густини потоку тепла, що переноситься електронами, при цьому досягло 63, 50 і 42% на висотах 300, 350 і 400 км відповідно (рис. 8.27, *б*).



а *б*

Рис. 8.25. Варіації параметрів динамічних процесів в іоносфері в день СЗ 20 березня 2015 р. (суцільна лінія) і контрольну добу 20 березня 2013 р. (точки)

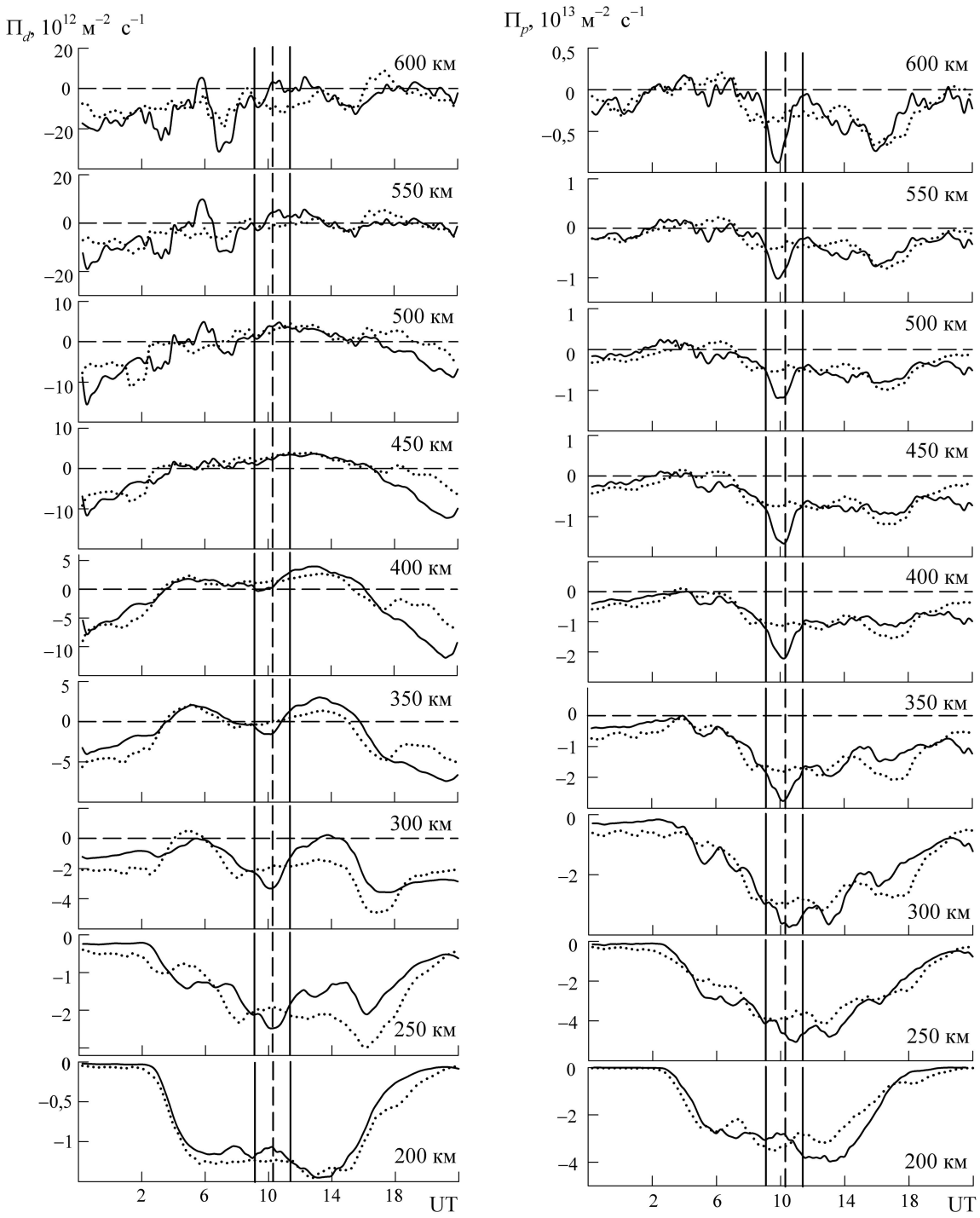
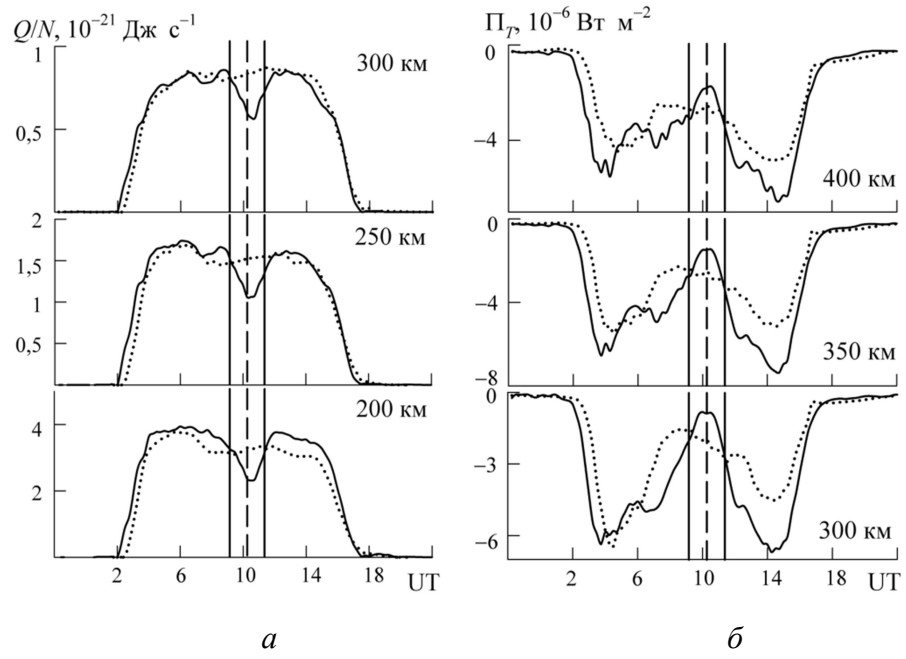


Рис. 8.26. Варіації густини потоку плазми, викликаного дифузією (*а*) і густини загального потоку плазми (*б*) в день СЗ 20 березня 2015 р. (суцільна лінія) і контрольну добу 20 березня 2013 р. (точки)



а *б*

Рис. 8.27. Варіації величини енергії, що підводиться до електронів, (*а*) і густини потоку тепла, що переноситься електронами, (*б*) в день СЗ 20 березня 2015 р. (суцільна лінія) і контрольну добу 20 березня 2013 р. (точки)

8.7. Висновки до розділу 8

Порівняння ефектів, які супроводжують затемнення Сонця 11 серпня 1999 р. (функція покриття диска близько 73%), 31 травня 2003 р. (64%), 29 березня 2006 р. (70%), 1 серпня 2008 р. (31%), 4 січня 2011 р. (71%) і 20 березня 2015 р. (44%) показало, що ефекти в іоносферній плазмі, які супроводжують розглянуті СЗ, якісно подібні, проте є кількісні відмінності. Ймовірно, ці відмінності були викликані загальним станом геокосмосу на різних фазах циклу сонячної активності. Підтверджено, що процеси в геокосмічній плазмі під час СЗ якісно подібні до процесів, що протікають в іоносфері в східні та західні години.

Під час затемнення 11 серпня 1999 р. зафіксовано значні зміни в стані іоносфери, а також в її динамічному режимі. Зареєстровано значне (на 20–60 м/с) збільшення спрямованої вниз вертикальної швидкості плазми в F області іоносфери. На висотах понад 650 км відбувалася зміна напрямку руху на протилеж-

ний (в порівнянні з висхідним напрямком перед початком затемнення і зі спостереженнями в попередню добу).

Протягом сонячного затемнення 31 травня 2003 р. отримано, що низхідна (негативна) швидкість V_z зростала в міру наближення до максимальної фази затемнення, тобто на звичайне очікуване ранкове зростання V_z наклалася зміна напрямку і величини швидкості. Показано, що в максимальній фазі СЗ висотний профіль V_z прийняв вигляд, типовий для нічної іоносфери у порівнянні з даними в контрольну добу 30 травня. Висотні профілі V_z до і після затемнення ближче за характером до денної магнітоспокійної іоносфери (при $h \leq 500$ км $V_z \leq 0$, при $h > 500$ км $V_z > 0$).

Під час часткового сонячного затемнення 29 березня 2006 р. спостерігалося збільшення низхідної швидкості плазми V_z до значень 50 м/с на висоті 490 км, тоді як у контрольну добу величина низхідної швидкості V_z не перевищувала 5 м/с. Також зафіксовано, що після затемнення і в наступну добу в часових варіаціях V_z спостерігалися квазіперіодичні коливання з періодом близько 3-х годин. Даний процес добре виражений на висотах 340–410 км.

Під час сонячного затемнення 1 серпня 2008 р. також спостерігалися помітні зміни в динамічному режимі іоносферної плазми. Встановлено, що СЗ призвело до зміни швидкості руху плазми на 10–45 м/с на висотах 200–470 км відповідно. Отримано, що тривалість викликаних СЗ варіацій швидкості становила близько 3 год. Продемонстровано, що спрямований вгору до затемнення потік частинок протягом СЗ став спрямованим вниз, а після його закінчення – знову вгору.

Під час сонячного затемнення 4 січня 2011 р. варіації параметрів середовища якісно нагадували короткочасну перебудову до нічних умов і зворотно до денних. СЗ супроводжувалося зміною на десятки метрів за секунду модуля і напрямку вертикальної складової швидкості руху плазми в іоносфері. Визначено і проаналізовано варіації вертикальних складових швидкості перенесення частинок іоносфери внаслідок амбіполярної дифузії і внаслідок захоплення

нейтральним вітром. СЗ призвело до істотної зміни динамічного режиму в іоносфері та умов взаємодії підсистем іоносфера – плазмосфера.

Проведено спостереження реакції іоносфери на сонячне затемнення над Харковом 20 березня 2015 р., яке спостерігалося на фоні фази відновлення геокосмічної бурі. Під час СЗ на висотах понад 308 км спостерігалося збільшення абсолютних значень швидкості низхідного руху іоносферної плазми з максимумом поблизу моменту максимальної фази СЗ і подальшим їх відновленням. Величина зміни швидкості збільшувалася із зростанням висоти, а найбільше значення зміни (відносно даних контрольної доби і середнього значення V_z напередодні та після СЗ) склало 19–55 м/с в діапазоні висот 363–583 км. Характер висотного профілю $V_z(h)$ під час максимальної фази СЗ близький до профілю швидкості V_z в нічних умовах.

Література до розділу 8

1. Черногор Л. Ф. “Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера” как открытая динамическая нелинейная физическая система (часть 1). *Нелинейный мир.* Т. 4. № 12. 2006. С. 655–697.
2. Черногор Л. Ф. “Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера” как открытая динамическая нелинейная физическая система (часть 2). *Нелинейный мир.* Т. 5. № 4. 2007. С. 198–231.
3. Chernogor L. F., Rozumenko V. T. Earth – Atmosphere – Geospace as an Open Nonlinear Dynamical System. *Radio Phys. Radio Astron.* V. 13. № 2. 2008. P. 120–137.
4. Chernogor L. F., Grigorenko Ye. I., Lyashenko M. V. Effects in the geospace during partial solar eclipses over Kharkiv. *International Journal of Remote Sensing.* V. 32, № 11. 2011. P. 3219–3229. DOI: 10.1080/01431161.2010.541509.
5. Афраймович Э. Л., Воейков С. В., Перевалова Н. П., Водянников В. В., Гордиенко Г. И., Литвинов Ю. Г., Яковец А. Ф. Ионосферные эффекты

солнечного затмения 29 марта 2006 г. над Казахстаном. *Геомагнетизм и аэрономия.* Т. 47. № 4. 2007. С. 491–500.

6. Белинская А. Ю., Хомутов С. Ю., Григорьева С. А. Ионосферный отклик на солнечное затмение 29.03.2006 г. *Изв. Вузов. Физика*. № 9. 2006. С. 68–72.
7. Каримов Р. Р., Козлов В. И., Муллаяров В. А. Особенности вариаций характеристик ОНЧ-сигналов при прохождении лунной тени по трассе в период солнечного затмения 29 марта 2006 г. *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 48. № 2. 2008. С. 250–254.
8. Колоколов Л. Е., Легенька А. Д., Пулинец С. А. Ионосферные эффекты, связанные с солнечным затмением 18 марта 1988 г. *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 33. № 1. 1993. С. 49–57.
9. Afraimovich E. L., Kosogorov E. A., Lesyuta O. S. Effects of the August 11, 1999 total solar eclipse as deduced from total electron content measurements at the GPS network. *J. Atmos Solar-Terr. Phys.* V. 64. № 18. 2002. P. 1933–1941. DOI: 10.1016/S1364-6826(02)00221-3.
10. Boitman O. N., Kalikhman A. D., Tashchilin A. V. The midlatitude ionosphere during the total solar eclipse of March 9, 1997. *J. Geophys. Res.* V. 104. № A12. 1999. P. 28 197–28 206. DOI: 10.1029/1999JA900228.
11. Deshpande M. R., Chandra H., Sethia G., Vats H. O., Vyas G. D., Iyer K. N., Janve A. V. Effects of the total solar eclipse of 16 February 1980 on TEC at low latitudes. *Proc. Indian. Nat. Acad. Sci.* V. A48. Suppl. № 3. 1982. P. 427–433.
12. Jones T. B., Wright D. M., Milner J., Yeoman T. K., Reid T., Senior A., Martinez P. The detection of atmospheric waves produced by the total solar eclipse 11 August 1999. J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 66. № 5. 2004. P. 363–374. DOI: 10.1016/j.jastp.2004.01.029.
13. Le H., Liu L., Yue X., Wan W. The ionospheric responses to the 11 August 1999 solar eclipse: observations and modeling. *Ann. Geophysicae*. 2008. V. 26. P. 107–116. DOI: 10.5194/angeo-26-107-2008.

14. Le H., Liu L., Yue X., Wan W. The ionospheric behavior in conjugate hemispheres during the 3 October 2005 solar eclipse. *Ann. Geophysicae.* V. 27. 2009. P. 179–184. DOI: 10.5194/angeo-27-179-2009.
15. Baron M. J., Hunsucker R. D. Incoherent scatter radar observations of the auroral zone ionosphere during the total eclipse of July 10, 1972. *J. Geophys. Res.* V. 78. № 31. 1973. P. 7451–7460. DOI: 10.1029/JA078i031p07451.
16. Evans J. V. An *F* region eclipse. *J. Geophys. Res.* V. 70. № 1. 1965. P. 131–142. DOI: 10.1029/JZ070i001p00131.
17. Evans J. V. On the behavior of *foF*2 during eclipse *F* region eclipse. *J. Geophys. Res*. V. 70, № 3. 1965. P. 733–738.
18. Salah J. F., Oliver V. L., Foster J. C., Holt J. M. Observations of the May 30, 1984, annual solar eclipse at Millstone Hill. *J. Geophys. Res*. V. 91. № A2. 1986. P. 1651–1660. DOI: 10.1029/JA091iA02p01651.
19. Sterling D. L., Hanson W. B., Woodman R. F. Synthesis of data obtained at Jicamarca, Peru, during the September 11, 1969, eclipse. *Radio Sci.* V. 7. № 2. 1972. P. 279–289. DOI: 10.1029/RS007i002p00279.
20. Goncharenko L. P., Erickson P. J., Zhang S. R., Galkin I., Coster A. J., Jonah O. F. Ionospheric response to the solar eclipse of 21 August 2017 in Millstone Hill (42N) observations. *Geophys. Res. Lett.* 45. 2018. P. 4601–4609. DOI: 10.1029/2018GL077334.
21. Domnin I., Emelyanov L., Kotov D., Panasenko S., Chernogor L., Lyashenko M., Bogomaz O. Results of experimental and theoretical studies of physical processes in the ionosphere over Ukraine in 2018–2020. *Space research in Ukraine. 2018–2020* / Ed. O. Fedorov. Kyiv: Akadem periodyka, 2021. P. 43–50.
22. Taran V. I., Bogovsky V. K., Lysenko V. N., Grigorenko Ye. I., Emelyanov L. Ya. Investigation of circumterrestrial space by means of incoherent scatter radar. *VIII Ukrainian conference and school on plasma physics and controlled fusion*: Book of abstracts. Alushta, Sept. 11–16, 2000 Kharkov. NSC KIPT. 2000. P. 93.

23. Taran V. I., Bogovsky V. K., Lysenko V. N., Grigorenko Ye. I., Emelyanov L. Ya. Investigation of circumterrestrial space by means of incoherent scatter radar. *Космічна наука і технологія, Space Plasma physics:* додаток до журналу. Т. 7, № 2. 2001. С. 36–41. DOI: 10.15407/knit2001.02s.036.
24. Chernogor L. F., Emelyanov L. Ya., Grigorenko Ye. I., Lyashenko M. V. Ionosphere Plasma Drift Observations During Solar Eclipses using the Kharkiv Incoherent Scatter Radar. *8-th International conference "Problems of Geocosmos"*, St. Petersburg University (SPbU), (St. Petersburg, Russia, 20–24 September 2010). 2010. P. 30–31.
25. Домнин И. Ф., Емельянов Л. Я., Черногор Л. Ф. Динамика ионосферной плазмы во время солнечных затмений над Харьковом в 1999–2011 гг. *I Украинская конференция «Радиофизические исследования ионосферы» (РФИИ-2013).*: Сборник тезисов докладов. Харьков, 24–25 октября 2013. С. 19–23.
26. Акимов Л. А., Григоренко Е. И., Таран В. И., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Комплексные радиофизические и оптические исследования динамических процессов в атмосфере и геокосмосе, вызванных солнечным затмением 11 августа 1999 года. *Успехи соврем. радиоэлектроники.* № 2. 2002. С. 25–63.
27. Емельянов Л. Я., Дзюбанов Д. А. Особенности определения скорости переноса плазмы среднеширотной ионосферы. *Радиотехника*: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Вып. 145. 2006. С. 5–13.
28. Yemelyanov L. Ya., Dzyubanov D. A. The Peculiarities of Mid-Latitude Ionosphere Plasma Drift Velocity Determination. *Telecommunications Radio Engineering*. V. 66, No. 14. 2007. P. 1313–1327).
29. Akimov L. A., Bogovskii V. K., Grigorenko E. I., Taran V. I., Chernogor L. F. Atmospheric-Ionospheric Effects of the Solar Eclipse of May 31, 2003, in Kharkov. *Geomagnetism and aeronomy*. 45, No 4. 2005. P. 494–518.
30. Бурмака В. П., Григоренко Е. И., Емельянов Л. Я., Лысенко В. Н., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Радарные наблюдения эффектов в геокос-

мосе, вызванных частным солнечным затмением 29 марта 2006 г. *Успехи современной радиоэлектроники*. № 3. 2007. С. 38–53.

31. Григоренко Е. И., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Эффекты в ионосфере и атмосфере, вызванные солнечным затмением 29 марта 2006 г. *Геомагнетизм и аэрономия.* Т. 48. № 3. 2008. С. 350–364.
32. Дзюбанов Д. А., Емельянов Л. Я., Черногор Л. Ф. Динамика плазмы ионосферы над Харьковом в период солнечного затмения 1 августа 2008 г. *Космічна наука і технологія*. Т. 15. № 3. 2009. С. 62–69. DOI: 10.15407/knit2009.03.062.
33. Емельянов Л. Я., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Эффекты в геокосмической плазме во время частного затмения Солнца 1 августа 2008 г. над Харьковом. 1. Результаты наблюдений. *Космічна наука і технологія*. Т. 15, № 3. 2009. С. 70–81. DOI: 10.15407/knit2009.03.070.
34. Домнин И. Ф., Емельянов Л. Я., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Солнечное затмение 1 августа 2008 г. над Харьковом. 1. Результаты наблюдений методом некогерентного рассеяния. *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 53. № 1. 2013. С. 119-129. DOI: 10.7868/S0016794013010070.
35. Domnin I. F., Yemelyanov L. Ya., Lyashenko M. V., Chernogor L. F. Solar eclipse of August 1, 2008, above Kharkov: 1. Results of incoherent scatter observations. *Geomagnetism and Aeronomy*. V. 53, № 1. 2013. С. 113-123. DOI: 10.1134/S0016793213010076.
36. Lyashenko M. V., Chernogor L. F. Solar eclipse of August 1, 2008, above Kharkov: 3. Calculation results and discussion. *Geomagnetism and Aeronomy*. V. 53, № 3. 2013. С. 367–376. DOI:10.1137/S0016793213020096.
37. Емельянов Л. Я., Черногор Л. Ф. Вариации скорости движения ионосферной плазмы во время частного солнечного затмения 4 января 2011 г. *Вестник национального технического университета «Харьковский политехнический институт»*: Сборник научных трудов. Тематический выпуск “Радиофизика и ионосфера”, № 44. Харьков: НТУ «ХПИ». 2011. С. 31–35.

38. Домнин И. Ф., Емельянов Л. Я., Черногор Л. Ф. Динамика ионосферной плазмы над Харьковом во время солнечного затмения 4 января 2011 г. *Радиофизика и радиоастрономия*. Т. 17, № 2. 2012. С. 132–145.

39. Domnin I. F., Yemelyanov L. Ya., Chernogor L. F. Dynamics of the ionospheric plasma above Kharkiv during the January 4, 2011 solar eclipse. *Radio Physics and Radio Astronomy*. V. 3, No. 4. 2012. P. 311–324. DOI: 10.1615/RadioPhysicsRadioAstronomy.v3.i4.50.

40. Chernogor L. F., Domnin I. F., Yemelyanov L. Ya., Lyashenko M. V. The January 4, 2011 solar eclipse in the ionosphere over Kharkov. *9-th International Conference "Problems of Geocosmos"*: Book of Abstracts. St. Petersburg, Petrodvorets, October 8–12, 2012. St. Petersburg. 2012. P. 150–151.

41. Домнин И. Ф., Емельянов Л. Я., Черногор Л. Ф. Динамика ионосферной плазмы при различных состояниях космической погоды. *I украинская конференция "Электромагнитные методы исследования окружающего пространства"*. 25–27 сентября 2012 г., Харьков, Украина. 2012. С. 197–199.

42. Черногор Л. Ф., Домнин И. Ф., Емельянов Л. Я., Котов Д. В., Ляшенко М. В. Исследование ионосферных процессов над Украиной. *Космічні дослідження в Україні. 2010–2012*. 2012. С. 49–68.

43. Домнин И.Ф., Емельянов Л. Я., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Частное затмение Солнца 4 января 2011 г. над Харьковом: результаты наблюдений и моделирования. *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 54, № 5. 2014. С. 627–637. DOI: 10.7868/S0016794014040129.

44. Domnin I. F., Yemelyanov L. Ya., Lyashenko M. V., Chernogor L. F. Partial solar eclipse of January 4, 2011 above Kharkiv: observation and simulation results. *Geomagnetism and Aeronomy*. V. 54, № 5. 2014. P. 583–592. DOI: 10.1134/S0016793214040112.

45. Черногор Л. Ф. Домнин И. Ф., Емельянов Л. Я., Кацко С. В., Котов Д. В., Ляшенко М. В., Панасенко С. В. Результаты наблюдения ионосферных процессов над Украиной в 2014 – 2016 гг. *Космічні дослідження в Україні*.

2014–2016. / Наук. ред.: О. П. Федоров. ІКД НАНУ та ДКАУ. К.: Академперіодика. 2016. 144 с.

46. Chernogor L. F., Domnin I. F., Emelyanov L. Ya., Katsko S. V., Kotov D. V., Lyashenko M. V., Panasenko S. V. Results of observations of ionospheric processes over Ukraine in 2014 – 2016. *Space research in Ukraine. 2014 – 2016. /* Ed. O. Fedorov. K.: Akademperiodyka. 2016. 136 p.
47. Picone J. M., Hedin A. E., Drob D. P., Aikin A. C. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. *J. Geophys. Res*. V. 107, No. A12. 2002. P. 1–16. DOI: 10.1029/2002JA009430.
48. Buonsanto M. J., Richards P. G., Torr D. G., Sipler D. P. Ionospheric effects of the March 1990 magnetic storm: Comparison of the theory and measurement. *J. Geophys. Res.* V. 99, No. A12. 1994. P. 359–365. DOI: 10.1029/94JA02343.
49. Таран В. И. Исследование ионосферы в естественном и искусственно возмущенном состояниях методом некогерентного рассеяния. *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 41, № 5. 2001. С. 659–666.
50. Бурмака В. П., Лысенко В. Н., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Атмосферно-ионосферные эффекты частного солнечного затмения 3 октября 2005 г. в Харькове. 1. Результаты наблюдений. *Космічна наука і технологія*. Т. 13, № 6. 2007. С. 74–86. DOI: 10.15407/knit2007.06.074.
51. Domnin I. F., Emelyanov L. Ya., Lyashenko M. V., Chernogor L. F. Ionosphere response to a solar eclipse of 20 March 2015 above Kharkiv: results of incoherent scatter observations and simulations. *International Conference "Astronomy and Space Physics in Kyiv University":* Book of abstracts (May 24–27, 2016, Kyiv). 2016. P. 98–99.
52. Домнин И. Ф., Емельянов Л. Я., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Возмущения в ионосфере, вызванные солнечным затмением 20 марта 2015 г. над Харьковом. *15-а Українська конференція з космічних досліджень:* Тези доповідей. (24–28 серпня 2015 р., Одеса, Україна). Секція 7: Наземні радіофізичні дослідження космосу. Київ. 2015. С. 142.

53. Домнин И.Ф., Емельянов Л. Я., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Динамические и тепловые процессы в ионосфере в период солнечного затмения 20 марта 2015 г. над Харьковом. *15-а Українська конференція з космічних досліджень:* Тези доповідей. (24–28 серпня 2015 р., Одеса, Україна). Секція 7: Наземні радіофізичні дослідження космосу. Київ. 2015. С. 137.
54. Домнин И.Ф., Емельянов Л. Я., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Реакция ионосферы на солнечное затмение 20 марта 2015 г. над Харьковом. *Вісник НТУ «ХПІ»*. Серія: Радіофізика та іоносфера. № 34 (1206). 2016. С. 63–72.
55. Chernogor L. F., Domnin I. F., Emelyanov L. Ya., Lyashenko M. V. Physical processes in the ionosphere during the solar eclipse on March 20, 2015 over Kharkiv, Ukraine (49.6° N, 36.3° E). *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 182. 2019. P. 1–9. DOI: 10.1016/j.jastp.2018.10.016.

ВИСНОВОК

Дослідження динамічних процесів у іоносферній плазмі є важливим та актуальним завданням сучасної радіофізики та геофізики. Перенос заряджених частинок в іоносфері, разом із фотохімічними процесами, відіграє істотну роль у формуванні висотної структури області F іоносфери.

Динамічні процеси в іоносфері, разом із тепловими процесами та варіаціями основних параметрів іонізованого середовища, безпосередньо діють на параметри каналу поширення радіохвиль, що в результаті, суттєво впливає на функціонування засобів радіозв'язку, радіонавігації, радіолокації та інших радіосистем.

Харківський радар некогерентного розсіяння є єдиним у середніх широтах Європи та найбільш інформативним радіофізичним засобом дослідження основних параметрів іоносфери, включаючи й дані про вертикальну складову швидкості руху заряджених частинок у плазмі. За результатами вимірювання швидкості переносу плазми можна визначити інші параметри геокосмічного середовища, а саме: напруженість електричного поля в іоносфері, швидкість переносу частинок спричиненому електромагнітним дрейфом, швидкість глобальної циркуляції нейтральних вітрів верхньої атмосфери, швидкість руху плазми спричиненому амбіполярною дифузією та ін.

Дослідження варіацій параметрів динамічних процесів у спокійних умовах і під час унікальних явищ в геокосмічному середовищі – геомагнітних бур, затемнень Сонця – є важливими для формування та розуміння всієї фізичної картини взаємодії різних підсистем в системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера.

Результати цих досліджень є необхідними для подальшого розвитку теорії іоносфери та плазмосфери Землі, отримання нових знань про поведінку параметрів геокосмосу в різних геліогеофізичних умовах, для побудови нових і вдосконалення вже існуючих глобальних і регіональних моделей геокосмічного середовища.

Н О Т А Т К И

Н О Т А Т К И

Н А У К О В Е В И Д А Н Н Я

Автори:

Ємельянов Леонід Якович,
кандидат фізико-математичних наук, с.н.с.,
завідувач відділу Інституту іоносфери

Чорногор Леонід Феоктистович,
доктор фізико-математичних наук, професор,
завідувач кафедри космічної радіофізики ХНУ імені В. Н. Каразіна

Ляшенко Михайло Володимирович,
кандидат фізико-математичних наук, с.н.с.,
учений секретар Інституту іоносфери

Мірошніков Артем Євгенійович,
молодший науковий співробітник Інституту іоносфери

Аксьонова Катерина Дмитрівна,
молодший науковий співробітник Інституту іоносфери

РУХ ПЛАЗМИ В ІОНОСФЕРІ: ДОСЛІДЖЕННЯ МЕТОДОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО РОЗСІЯННЯ

МОНОГРАФІЯ

українською мовою

Редактор: Ємельянов Л. Я.
Комп’ютерна верстка: Ляшенко М.В.

Підп. до друку 07.06.2021 р. Формат 60×84 1/16.
Папір офсетний. Друк цифровий. Гарнітура Times New Roman
Умовно-друкованих аркушів 26,74.
Тираж 150 прим. Зам. № 2021/2. Ціна договірна.

Видавець ТОВ “ПЛАНЕТА-ПРІНТ”
вул. Багалія, 16, м. Харків, 61002
свідоцтво суб’єкта видавничої справи ДК № 4568 від 17.06.2013.

Виготовлювач ФЛ-П Черняк Л.О.
61002, м. Харків, вул. Багалія, 16
Свідоцтво № 24800000000079553, від 16.05.2007 р.