

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна  
Факультет радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем  
Кафедра космічної радіофізики

**ЗАТВЕРДЖУЮ**

**Завідувач кафедри**



**Леонід ЧОРНОГОР**

“30” листопада 2024 року

Кваліфікаційна робота магістра  
на тему:

**«Вплив мезосферних перехідних процесів  
на умови розповсюдження радіохвиль»**

Виконав: студент II курсу магістратури, група РР-66  
Спеціальності 105 Прикладна фізики та наноматеріали  
Освітньо-професійна програма Радіофізика і електроніка



**Казанський Олександр Олегович**

Керівник: доцент кафедри космічної радіофізики, канд. фіз.-мат. наук  
Мартиненко Сергій Ігорович



Харків 2024

## Реферат

Казанський О.О. Вплив мезосферних перехідних процесів на умови розповсюдження радіохвиль. Кваліфікаційна робота магістра. Харків, Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, факультет радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем, кафедра космічної радіофізики, 2024, 7 рис., 45 сторінок, 20 посилань.

Подана модель збурень концентрацій заряджених частинок у нижній частині D-області, що викликаються варіаціями ефективної частоти відлипання електронів від негативних іонів при проходженні ранкового або вечірнього сонячного термінатора (СТ).

Показано, що наявність потужних мезосферних полів призводить до зменшення (до декількох разів та більше) характерного часу перебудови структури іоносферної плазми поблизу нижньої границі іоносфери внаслідок порушення балансу між процесами прилипання та відлипання електронів під впливом проходження СТ.

Результати можуть бути корисними при дослідженні електродинамічних процесів в мезосфері.

Ключові слова: іоносфера, мезосфера, потужні мезосферні електричні поля, сонячний термінатор, глобальний атмосферний електричний ланцюг.

## Abstract

Kazanskiy A.O., Influence of mesospheric transient processes on radio wave propagation conditions, Thesis, Department of Space Radio Physics, School of Radio Physics, Biomedical Electronics and Computer Systems, V.N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, 2024, 45 Pages, 7 Figures, 20 References.

Model of charged particles concentrations in the bottom part of the D-region which caused by variations of the efficient frequency of detachment electrons from negative ions at passing morning and evening solar terminator (ST) is presented. It is shown, that presence of powerful mesospheric fields leads to decreasing (up to few times and more) of characteristic time of ionosphere plasma structure recombination close to low ionosphere border, because of balance deterioration between attachment and detachment of electrons under influence from passing of ST. Results could be useful for investigations of models at electrodynamics processes in electrically active mesosphere.

Key words: ionosphere, mesosphere, solar terminator, strong mesospheric electric fields, global atmospheric electric circuit.

## ЗМІСТ

ВСТУП .....	5
1. ПЕРЕХІДНІ ПРОЦЕСИ У МЕЗОСФЕРІ. КОРОТКИЙ АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД.....	7
1.1. Загальні відомості про електродинамічні процеси у мезосферній плазмі в перехідні часи .....	7
1.2. Висновки до розділу 1.....	11
2. МОДЕЛЮВАННЯ ВПЛИВУ СОНЯЧНОГО ТЕРМІНАТОРУ НА ПАРАМЕТРИ МЕЗОСФЕРНОЇ ПЛАЗМИ .....	13
2.1. Сонячний термінатор в електрично пасивній мезосфері .....	13
2.2. Сонячний термінатор в електрично активній мезосфері.....	23
2.3. Висновки до розділу 2.....	29
3. ВПЛИВ СОНЯЧНОГО ТЕРМІНАТОРА НА УМОВИ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ РАДІОХВИЛЬ В МЕЗОСФЕРІ.....	32
3.1. Аналіз отриманих результатів.....	32
3.2. Вимоги до апаратури для дослідження мезосферних перехідних процесів.....	33
3.3. Висновки до розділу 3.....	39
ВИСНОВКИ.....	41
Список використаних джерел .....	43

## ВСТУП

Актуальність досліджень фізики іоносферної плазми обумовлена суттєвим впливом стану навколоземного середовища на надійність роботи систем радіозв'язку, радіолокації, радіонавігації, радіометеорології, аерокосмічних систем та ін.

Тут найменш вивченою областю атмосфери залишається мезосфера та відповідна їй за висотним діапазоном D область іоносфери. Такий стан досліджень викликаний, з одного боку, складністю та багатофакторністю фотохімічних процесів, що тут відбуваються з участю не тільки позитивних, але і негативних іонів, а, з другого боку, неможливістю проведення на висотах 50–100 км регулярних супутникових вимірювань параметрів середовища внаслідок порівняно високої густини атмосфери. Раніше мезосфера вважалася електрично пасивним елементом глобального атмосферного електричного ланцюгу. Але експериментальне виявлення з використанням прямих ракетних вимірювань існування в мезосфері власних потужних електричних полів (з напруженостями до 1–10 В/м та більше) викликало необхідність перегляду та уточнення існуючих електродинамічних моделей середньої атмосфери з урахуванням електричної активності мезосфери. У подальшому існування власних потужних мезосферних електричних полів було експериментально підтверджено за допомогою значно дешевших дистанційних радіофізичних методів.

Особливе місце у вищевказаних дослідженнях займає вивчення перехідних процесів у мезосфері, бо при переході від дня до ночі та у зворотньому напрямку відбувається перебудова стану середовища, що викликає, наприклад, суттєву зміну умов розповсюдження радіохвиль. Специфічним джерелом збурень в мезосфері є сонячний термінатор (СТ), проходження якого фактично визначає початок перебудови іоносфери від нічної до денної (ранковий термінатор) або від денної до нічної (вечірній термінатор).

При цьому роботи по дослідженню перехідних процесів в електрично активній мезосфері до останнього часу практично були відсутніми.

Таким чином, дослідження впливу потужних мезосферних електричних полів на процеси розвитку та релаксації збурень параметрів нижньої іоносфери під час проходження сонячного термінатора є актуальними і дозволяють з'ясувати роль атмосферної електрики в процесах регулярної перебудови іоносферних умов розповсюдження радіохвиль від ночі до дня та від дня до ночі під впливом зовнішнього сонячного (в першу чергу потужного оптичного) джерела. Саме вивченню цих питань і присвячена дана робота.

# 1. ПЕРЕХІДНІ ПРОЦЕСИ У МЕЗОСФЕРІ. КОРОТКИЙ АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД

## 1.1. Загальні відомості про електродинамічні процеси у мезосферній плазмі в перехідні часи

Вважається, що мезосфера починається з висот 55-60 км, де температура зменшується зі зростанням висоти над поверхнею Землі (на відміну від розташованої нижче стратосфери, де температура зростає з ростом висоти). Мезосфера закінчується мезопаузою (тобто мінімумом висотного температурного профілю зі значеннями біля 180 К) на висотах 80–90 км. Разом стратосфера зі стратопаузою та мезосферою з мезопаузою складають так звану середню атмосферу (див., наприклад, [1]).

Вище мезопаузи розташована термосфера, де температура нейтральних частинок знов зростає з висотою та досягає свого максимального значення 1500–2000 К на висоті у декілька тисяч кілометрів (тобто на висотах термопаузи).

Область D іоносфери розташована на висотах від приблизно 60 км до 90–100 км, характеризується електронними концентраціями до  $10^3 - 10^4 \text{ см}^{-3}$  та наявністю у нижній частині помітних (у порівнянні з концентрацією електронів) концентрацій негативних іонів. Область D фактично є перехідною областю від нейтральної атмосфери до іоносфери та часто називається нижньою іоносферою. При цьому нижня іоносфера входить до складу середньої атмосфери.

У мезосфері внаслідок існування постійних електродинамічних мікро- та макрозв'язків чисто іоносферні (або плазмові) процеси підпадають під вплив із боку літосферних, тропосферних, стратосферних (включаючи вплив атмосферної електрики), магнітосферних, а також загальнокосмічних процесів.

У класичному поданні глобальний атмосферний електричний ланцюг – це система, яка складається з сукупності твердих та газоплазмових оболонок і

фактично реалізується струмовим контуром, що утворюється шарами з високою провідністю (земна кора та D область іоносфери) з грозовими генераторами у якості основних джерел електрики та незбуреними областями вільної атмосфери в якості зон зворотніх струмів. Грозові тропосферні генератори забезпечують зарядження сферичного конденсатора Земля–іоносфера та стаціонарний електричний стан незбурених атмосферних областей (див., наприклад, [2–4]). Вважається, що різниця потенціалів між земною поверхнею та нижньою іоносферою підтримується глобальною грозовою активністю (діапазон можливих змін 180–400 кВ [2–4] з середнім значенням біля 260 кВ). Вертикальний електричний струм провідності з густиною  $10^{-11}$ – $10^{-12}$  А/м<sup>2</sup> тече до негативно зарядженої земної поверхні з нижніх шарів (нижня частина області D) іоносфери. У сталих умовах еквівалентом загального опору атмосфери може бути резистор 200–230 Ом, який характеризує глобальний завантажуючий резистор областей доброї погоди. Ємність глобального атмосферного конденсатора складає біля 1 Ф .

Одним з потужних природних процесів, що можуть збурювати розподіл атмосферної провідності та, як наслідок, суттєво змінювати стан атмосферного електричного ланцюгу, є перехідний процес проходження у нижній іоносфері сонячного термінатора. Суттєвим недоліком усіх існуючих моделей цього процесу є неврахування можливої присутності на мезосферних висотах власних потужних електричних полів, які додатково змінюють параметри мезосферної плазми. Тобто це вимагає додавання у глобальний атмосферний ланцюг нового джерела атмосферної електрики – електрично активної мезофери [5–6].

Існує низка результатів прямих вимірювань потужних електричних полів на висотах мезосфери за допомогою ракетних методів, які були проведені різними дозлідницькими організаціями у різних регіонах земної кулі [7–8]. Напруженості вертикальних (а іноді і горизонтальних) електричних полів, що спостерігалися у середній атмосфері, досягали величин 1 В/м та більше. У подальшому такі поля регулярно реєструвалися і за допомогою дистанційних методів радіозондування

нижньої іоносфери [6, 9–13]. Зрозуміло, що поля з такою напруженістю повинні суттєво змінювати основні електродинамічні характеристики нижньої іоносфери.

Будемо вважати сонячним термінатором (СТ) область, що відокремлює простір, який освітлюється повним диском Сонця, від області повної тіні, що відбивається Землею ( визначення термінатора для будь якої з планет буде аналогічним).

Сонячний термінатор (СТ), проходяючи крізь атмосферу, викликає збурення нейтральних та заряджених складових газової оболонки Землі, які, у свою чергу, модулюють параметри радіосигналів різних діапазонів хвиль, що розповсюджуються в іоносфері або відбиваються від неї.

У рівнодення СТ обертається навколо поверхні Землі зі швидкістю обертання Землі навколо своєї осі. В інші пори року швидкість обертання СТ відносно поверхні Землі є дещо меншою внаслідок нахилу осі Землі до лінії, яка з'єднує центри Землі та Сонця.

Збурення атмосфери, що утворює СТ, повинні існувати в усій її товщі. Їхній характер визначається як локальними властивостями атмосфери, так і зовнішньою по відношенню до данної локальної області частиною атмосфери, через яку потік сонячної енергії проходить до того, як попаде у дану область. У нижній атмосфері відносна величина збурень досить мала внаслідок порівняно великої густини атмосфери на малих висотах. Тому головну увагу треба приділяти вивченню збурень у середній атмосфері (D-області іоносфери) Для цих висот існують необхідні експериментальні дані про параметри атмосфери в ранковий та вечірній часи, які можна використовувати для оцінок та перевірок результатів, що отримуються.

Для розв'язання задачі про джерело збурень в атмосфері необхідно оцінити, наскільки це джерело може бути ефективним, тобто спочатке треба вивчити енергетику джерела. Ефективність СТ визначається різницею температур або енергією Сонця, що поглинається, між зовнішньою та внутрішньою поверхнями

СТ. Так як експериментальних даних про зміни електронної концентрації в ранкові та вечірні часи існує значно більше, ніж даних про температуру електронів та нейтральних частинок, необхідно знайти співвідношення, наприклад, між швидкістю зміни концентрації електронів в області СТ та швидкістю зміни температури компонент атмосфери. Знання цього співвідношення дозволить оцінити величини градієнта температури та притока енергії від Сонця до області СТ.

В [1, 14] показано, що основний потік енергії, яка поступає в атмосферу в інтервалі висот 100-200км, обумовлений ультрафіолетовою радіацією. Максимум її поглинання знаходиться приблизно на висоті 150км. Значна доля енергії, що поглинається іоносферою в цьому спектрі сонячного випромінювання, втрачається на іонізацію. Фотоіонізація обумовлена ультрафіолетовою радіацією з довжиною хвилі не більше, ніж  $\sim 1026\text{Å}$ . При цьому фотоелектрони отримують енергію в середньому від 2 до 60 еВ, яку потім вони частково передають іонам та нейтральним частинкам.

На наддовгих, а також і на коротких хвилях вплив термінатора на середньоширотних трасах з'являється задовго до його проходження над приймальними та передавальними пунктами. За 1,5–2 години до сходу або заходу Сонця разом з прямими сигналами (уздовж дуги великого кола) виникають сигнали з великими відхиленнями від азимуту передавача та помітним доплерівським зміщенням частоти (ДЗЧ). Поява таких сигналів пояснюється розсіюванням радіохвиль на неоднорідностях і градієнтах іоносферної плазми в перехідній (за умовами освітлення) області «день – ніч», що рухаються зі швидкостями, близькими до СТ [15–17].

В КХ діапазоні ефект розсіювання хвиль рухаючимся термінатором виявився значно слабкіше, ніж на наддовгих хвилях. Його вдалось виявити тільки завдяки використанню найкрупнішої декаметрової системи радіотелескопа УТР-2 [15].

При наближенні СТ до прямої радіотраси вплив градієнта  $N_{\rightarrow}$  на параметри сигналів стає визначальним. В НДВ діапазоні відбувається «трапеційдальна» зміна фази хвилі  $\psi_1(t)$ . Величина перепаду фазової затримки при переході від нічних умов до денних (і навпаки) залежить від сезону року, орієнтації та довжини радіотраси [16, 17].

У моменти проходження західного термінатора над меридіональною КХ-радіотрасою в зимових умовах виявлена характерна варіація вертикального кута приходу хвилі  $\varepsilon(t)$ . В інших умовах, в період рівнодення, коли лінія термінатора практично паралельна прямій радіотрасі, така варіація відсутня. Дослідження сезонного ходу цього ефекту та співставлення з даними синхронного вертикального зондування іоносфери дозволили виявити, що причиною такої поведінки  $\varepsilon(t)$  є немонотонна зміна висоти максимуму шара  $F_2$ , що рухалася зі швидкістю СТ. Характерна величина варіації цієї висоти складає 30–40 км, а її масштаб поперек термінатора  $L \sim 300\text{--}500$  км [15].

Після проходження східного СТ через однострибкову КХ-радіотрасу в денний час аж до полудня спостерігаються квазіперіодичні зміни кута місця  $\varepsilon(t)$ , азимуту  $\alpha(t)$  та ДЗЧ  $F\alpha(t)$ . Їхньою відмінною рисою є висока взаємна кореляція, що залежить від орієнтації радіотраси відносно границі «день – ніч». Багаточастотні довгочасові зміни величин  $\varepsilon(t)$ ,  $\alpha(t)$  и  $F\alpha(t)$  показали, що найбільш регулярно такі варіації виникають у зимовий час [15].

## 1.2. Висновки до розділу 1

Отже, основні висновки розділу 1 можна звести до наступного.

Важливою, але недостатньо дослідженою (особливо за збурених умов) складовою околосемної електродинамічної макросистеми є мезосфера. Зроблене у світі надійне експериментальне обґрунтування можливості існування на

мезосферних (а іноді і на стратосферних) висотах потужних атмосферних електричних полів обумовило необхідність розвитку основ електродинаміки іоносферної плазми у потужних мезосферних електричних полях.

При проходженні сонячного термінатора (СТ) в мезосфері регулярно відбуваються найбільш сильні на протязі доби зміни електронної концентрації та, як наслідок, провідності навколоземної іоносфери. При цьому ці зміни викликаються не тільки змінами швидкості іоноутворення, але і різким зростанням (аба зменшенням) ефективної частоти фотовідлипання електронів від негативних іонів під впливом сонячного випромінювання. Останній механізм є особливо характерним для висот початку іоносфери і до останнього часу залишався маловивченим. Перелічені процеси призводять до значних змін умов розповсюдження радіохвиль у перехідні часи.

Все вищевказане і визначило вибір напрямку досліджень у даній роботі.

## 2. МОДЕЛЮВАННЯ ВПЛИВУ СОНЯЧНОГО ТЕРМІНАТОРУ НА ПАРАМЕТРИ МЕЗОСФЕРНОЇ ПЛАЗМИ

### 2.1. Сонячний термінатор в електрично пасивній мезосфері

Добре відомо, що проходження сонячного термінатора викликає зміну изменение потока оптичного та ультрафіолетового випромінювання [14–17]. В нижній частині області D (перехідна область між іоносферою та нейтральною атмосферою) це, в першу чергу, призводить до суттєвих варіацій ефективної частоти фотовідлипання електронів від негативних іонів з наступними змінами електронної концентрації. Тому збурень параметрів іонізованої складової нижньої частини D-області можуть бути швидкі зміни ефективної частоти відлипання електронів від нейтральних частинок, які викликаються відповідними змінами інтенсивності оптичного випромінювання на цих висотах (проходження сонячного термінатора, сонячні спалахи, що супроводжуються сплесками сонячного випромінювання, сонячні затьмарення та ін.). Діапазон висот у середній атмосфері, на яких слід очікувати розвитку помітних вторинних збурень концентрацій заряджених частинок внаслідок появи первинного збурення ефективної частоти відлипання електронів від нейтралів  $\nu_{de}$ , визначається умовами для відношення концентрації негативних іонів до концентрації електронів від  $\lambda \leq 1$  (верхня межа) до  $\lambda \gg 1$  (нижня межа). Значного ефекту треба очікувати поблизу нижньої границі іоносфери (нижня частина області D), де виконується умова  $\lambda \gg 1$ , тобто концентрація негативних іонів значно переважає концентрацію електронів.

Для побудови спрощеної нестационарної моделі цього процесу врахуємо, що вже в перші секунди після моменту приходу зовнішнього оптичного збурення слід очікувати збільшення величини  $\nu_{de}$  (ранковий СТ). При цьому швидкість іоноутворення  $q_i$  на цих висотах (поблизу 60 км) практично не змінюється, бо в

геомагнітно спокійних умовах ця величина завлежить тільки від інтенсивності сталого космічного (галактичного) випромінювання. Тоді джерело збурень можна подати у наступному спрощеному вигляді (ранковий СТ):

$$v_{de}(t) = \begin{cases} v_{de0}(z) & \text{при } t \leq 0, \\ v_{de}(z) > v_{de0}(z) & \text{при } t > 0, \end{cases} \quad (2.1)$$

де час  $t$  відраховується від моменту приходу СТ на висоти D-області, що розглядаються.

Використовуючи модель збурюючого фактору типу (3.1), а також систему рівнянь балансу для електронної концентрації  $N$  та концентрації негативних іонів  $N^-$ , наприклад, з робіт [9, 10] (концентрація позитивних іонів  $N^+$  визначається з умови квазінейтральності)

$$\frac{dN}{dt} = q_{i0} + v_{de}\lambda N - v_{a0}N - \alpha_{r0}N^2(1 + \lambda), \quad (2.2)$$

$$\frac{dN^-}{dt} = v_{a0}N - v_{de}\lambda N - \alpha_{i0}N^2\lambda(1 + \lambda), \quad (2.3)$$

для часового масштабу

$$t \sim \hat{t}_N = (v_{a0} + v_{de})^{-1} \quad (2.4)$$

отримаємо часові залежності збурених  $N(t)$  та  $N^-(t)$  (див. роботу [9]):

$$N(t) = N_0 \left\{ 1 + \lambda_0 (v_{de} - v_{de0}) (1 - \exp(-t/\hat{t}_N)) \hat{t}_N \right\}, \quad (2.5)$$

$$N^-(t) = N_0^- \left\{ 1 - (v_{de} - v_{de0}) (1 - \exp(-t/\hat{t}_N)) \hat{t}_N \right\}, \quad (2.6)$$

де  $\lambda_0 = v_{a0}/v_{de0}$  (індексом “0” тут та далі позначені параметри незбуреного середовища).

Для наступного часового масштабу

$$t \sim \hat{t}_N = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{v_{a0}}{v_{de}} \right)^{1/2} \left\{ q_i \left( \alpha_{r0} + \frac{v_{a0}}{v_{de}} \alpha_{i0} \right) \right\}^{-1/2} \gg \hat{t}_N \quad (2.7)$$

отримаємо (див. [9])

$$N(t) = N_{t\infty} \left\{ \frac{1 - a_t(t) \cdot \exp(-t/t_N)}{1 + a_t(t) \cdot \exp(-t/t_N)} \right\}, \quad (2.8)$$

$$a_t(t) = \frac{1 - \frac{N_0}{N_{t\infty}} \left\{ 1 + \lambda_0 (v_{de} - v_{de0}) (1 - \exp(-t/t'_N)) t'_N \right\}}{1 + \frac{N_0}{N_{t\infty}} \left\{ 1 + \lambda_0 (v_{de} - v_{de0}) (1 - \exp(-t/t'_N)) t'_N \right\}}, \quad (2.9)$$

$$N_{t\infty} = q_{i0}^{1/2} \left\{ \left( 1 + \frac{v_{a0}}{v_{de}} \right) \left( \alpha_{r0} + \frac{v_{a0}}{v_{de}} \alpha_{i0} \right) \right\}^{-1/2}, \quad (2.10)$$

$$N^-(t) = N_{t\infty} \left( \frac{v_{a0}}{v_{de}} \right) \left\{ \frac{1 - a_t(t) \cdot \exp(-t/t_N)}{1 + a_t(t) \cdot \exp(-t/t_N)} \right\}, \quad (2.11)$$

$$N^+(t) = N_{t\infty} \left( 1 + \frac{v_{a0}}{v_{de}} \right) \left\{ \frac{1 - a_t(t) \cdot \exp(-t/t_N)}{1 + a_t(t) \cdot \exp(-t/t_N)} \right\}. \quad (2.12)$$

Тут  $v_a$  – ефективна частота прилипання електронів до нейтральних частинок,  $\alpha_r$  – ефективний коефіцієнт дисоціативної рекомбінації,  $\alpha_i$  – ефективний коефіцієнт іон-іонної рекомбінації.

Аналіз співвідношень (2.4)–(2.12) показує, що спочатку при  $t \geq t'_N$  відбувається швидке зростання електронної концентрації  $N$  (з характерним часовим масштабом  $t'_N$ ) та відповідне швидке зменшення концентрації негативних іонів  $N^-$  до своїх проміжних квазістаціонарних значень (при  $t'_N \ll t \ll t_N$ )

$$N_s = N_0 \{ 1 + \lambda_0 (v_{de} - v_{de0}) t'_N \}, \quad (2.13)$$

$$N_s^- = N_0^- \{ 1 - (v_{de} - v_{de0}) t'_N \}. \quad (2.14)$$

При цьому величина концентрації позитивних іонів  $N^+$  практично залишається незмінною. Далі при  $t \geq t_N$  починається повільне (з характерним часовим масштабом  $t_N$ ) зменшення  $N$  та  $N^+$  внаслідок активізації електрон-іонної рекомбінації. Для  $t \gg t_N$  за умови подовження дії сонячного випромінювання

досягаються квазістаціонарні значення концентрації електронів  $N_{t\infty}$ , а також концентрацій позитивних  $N_{t\infty}^+$  та негативних  $N_{t\infty}^-$  іонів.

Після закінчення дії сонячного випромінювання (вечірній СТ, тут час  $t$  вже відраховується від моменту припинення дії джерела збурення) для зміни ефективної швидкості відлипання електронів маємо

$$v_{de}(t) = \begin{cases} v_{de}(z) & \text{при } t \leq 0, \\ v_{de0}(z) & \text{при } t > 0, \end{cases} \quad (2.15)$$

а релаксація  $N$ ,  $N^+$  та  $N^-$  описується наступними співвідношеннями:

$$N(t) = N_0 \left\{ \frac{1 - a_p(t) \cdot \exp(-t/t_{N_p})}{1 + a_p(t) \cdot \exp(-t/t_{N_p})} \right\}, \quad (2.16)$$

$$a_p(t) = \frac{1 - \frac{N(\tau_{v_{de}})}{N_0} \cdot \frac{t'_{N_p}}{t'_N} \left\{ 1 - \left( 1 - \frac{t'_{N_p}}{t'_N} \right) \exp(-t/t'_{N_p}) \right\}}{1 + \frac{N(\tau_{v_{de}})}{N_0} \cdot \frac{t'_{N_p}}{t'_N} \left\{ 1 - \left( 1 - \frac{t'_{N_p}}{t'_N} \right) \exp(-t/t'_{N_p}) \right\}}, \quad (2.17)$$

$$N^+(t) = N_0 \left( 1 + \frac{v_{a0}}{v_{de0}} \right) \left\{ \frac{1 - a_p^+(t) \cdot \exp(-t/t_{N_p})}{1 + a_p^+(t) \cdot \exp(-t/t_{N_p})} \right\}, \quad (2.18)$$

$$N^-(t) = N_0 \left\{ \left( 1 + \frac{v_{a0}}{v_{de0}} \right) \left[ \frac{1 - a_p^+(t) \cdot \exp(-t/t_{N_p})}{1 + a_p^+(t) \cdot \exp(-t/t_{N_p})} \right] - \left[ \frac{1 - a_p(t) \cdot \exp(-t/t_{N_p})}{1 + a_p(t) \cdot \exp(-t/t_{N_p})} \right] \right\}, \quad (2.19)$$

$$a_p^+ = \frac{N_0 t'_N - N(\tau_{v_{de}}) t'_{N_p}}{N_0 t'_N + N(\tau_{v_{de}}) t'_{N_p}}, \quad (2.20)$$

где

$$t'_{N_p} = (v_{a0} + v_{de0})^{-1}, \quad (2.21)$$

$$t_N = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{v_{a0}}{v_{de0}} \right)^{1/2} \left\{ q_{i0} \left( \alpha_{r0} + \frac{v_{a0}}{v_{de0}} \alpha_{i0} \right) \right\}^{-1/2}, \quad (2.22)$$

тут  $\tau_{v_{de}}$  – тривалість збурення  $v_{de}$ , величина  $N(\tau_{v_{de}})$  визначається з (2.8)–(2.10) підстановкою  $t = \tau_{v_{de}}$ .

Чисельні розрахунки будемо проводити для висоти 60 км, що приблизно відповідає умовній висоті початку іоносфери. Модельні параметри покладались наступними: температура нейтральних частинок та незбурена температура електронів  $T_n = T_{e0} = 253$  К; ефективні частоти відлипання електронів від негативних іонів  $\nu_{de} = 0,8$  с<sup>-1</sup> для денних та  $\nu_{de} = 0,034$  с<sup>-1</sup> для нічних умов; ефективний коефіцієнт рекомбінації позитивних та негативних іонів  $\alpha_i = 6,6 \times 10^{-8}$  см<sup>3</sup> с<sup>-1</sup>; концентрація молекулярного кисню  $N(O_2) = 1,34 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup>; концентрація молекулярного азоту  $N(N_2) = 4,96 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup> [1,2,12], а ефективна частота прилипання електронів до нейтральних частинок при виконанні умови  $T_n = T_{e0}$  буде визначатися формулою

$$\nu_a = \nu_{a0}(0) \exp(-z/h_a), \quad h_a \approx H_0/2,$$

де у нашому випадку коефіцієнти  $\nu_{a0}(0) = 1,6 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup>,  $h_a = 3,9$  км  $z = 60$  км (див., напр., [9–13]). Тоді вважаючи, що для ранкового СТ можна покласти  $N_0 = 5$  см<sup>-3</sup>, за допомогою співвідношень (2.1), (2.4)–(2.6) можна розрахувати величини швидких часових змін концентрації електронів під впливом ранкового СТ.

Далі на рис.2.1 наведені результати чисельного моделювання змін електронної концентрації на початковому інтервалі часу під впливом приходу ранкового СТ на нижню границю іоносфери ( $z = 60$  км). Як витікає з вищевказаного, ці зміни викликаються різким збільшенням ефективної частоти фотовідлипання електронів від негативних іонів.

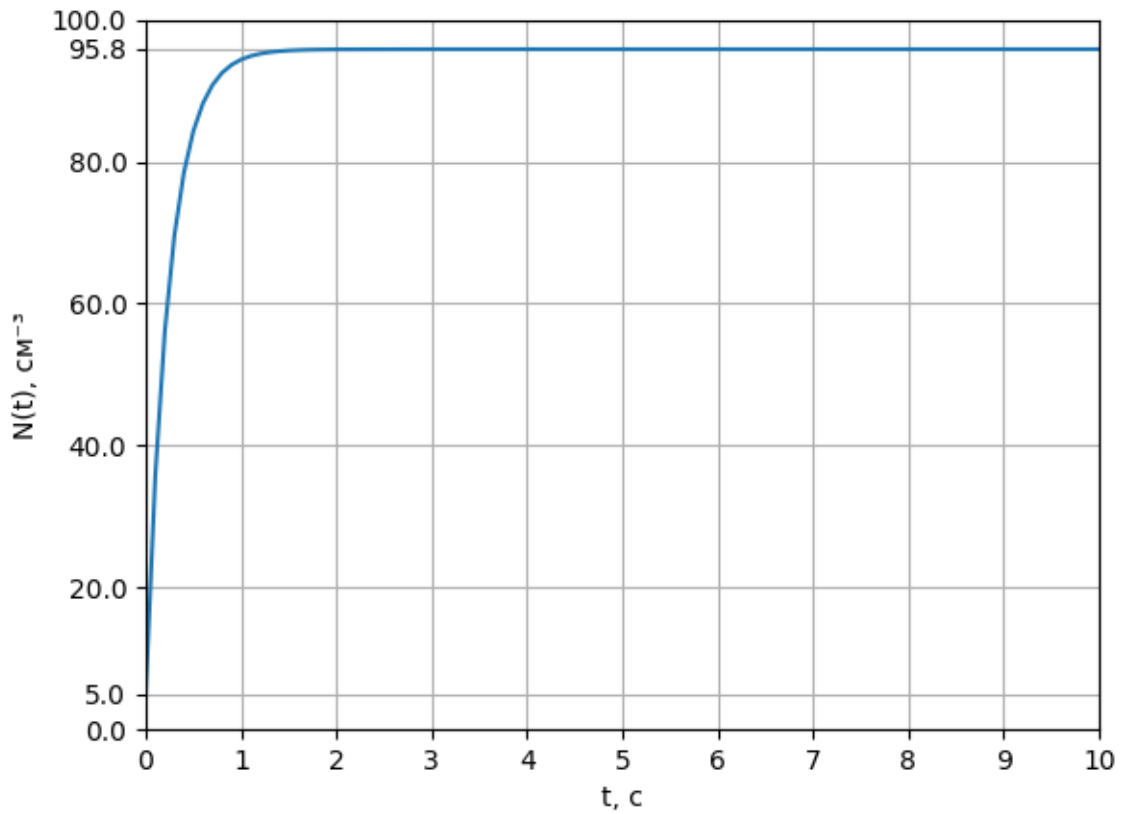


Рис. 2.1. Зміна електронної концентрації на умовній границі іоносфери у перші секунди після приходу ранкового СТ.

Далі разрахуємо часові зміни концентрації негативних іонів:  $N^-(0) =$

$$\frac{N(0)v_a}{v_d} = 489.956 \text{ см}^{-3}$$

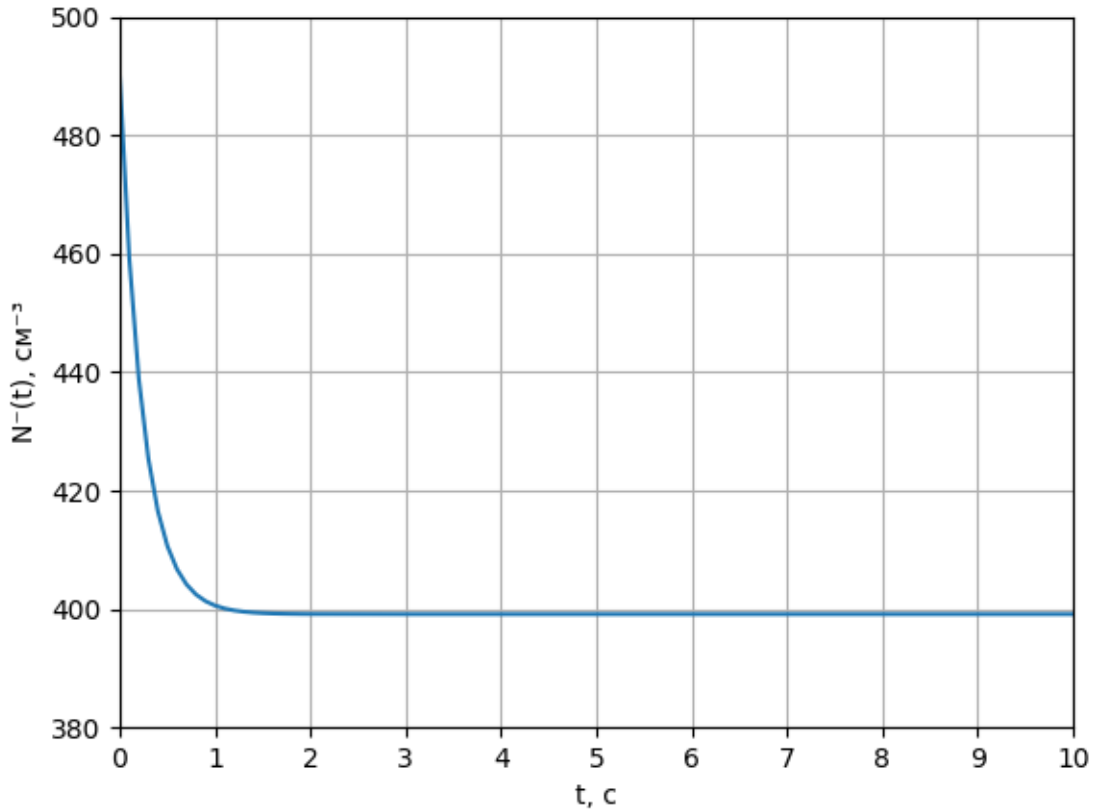


Рис. 2.2. Зміна концентрації негативних іонів на умовній границі іоносфери у перші секунди після приходу ранкового СТ.

З рис.2.2 видно, що, на відміну від концентрації електронів, концентрація негативних іонів зменшується до величини  $399.12 \text{ см}^{-3}$ . При цьому концентрація позитивних іонів практично не змінюється.

На рис. 2.3 показані результати експериментального вимірювання зміни висотного профіля електронної концентрації на початковому інтервалі часу у 10 хвилин під впливом приходу ранкового СТ (з роботи [17]). Видно, що ці результати добре узгоджуються з результатами проведеного чисельного моделювання змін електронної концентрації у нижній частині області D іоносфери

під впливом різького збільшення ефективної частоти фотовідлипання електронів від негативних іонів.

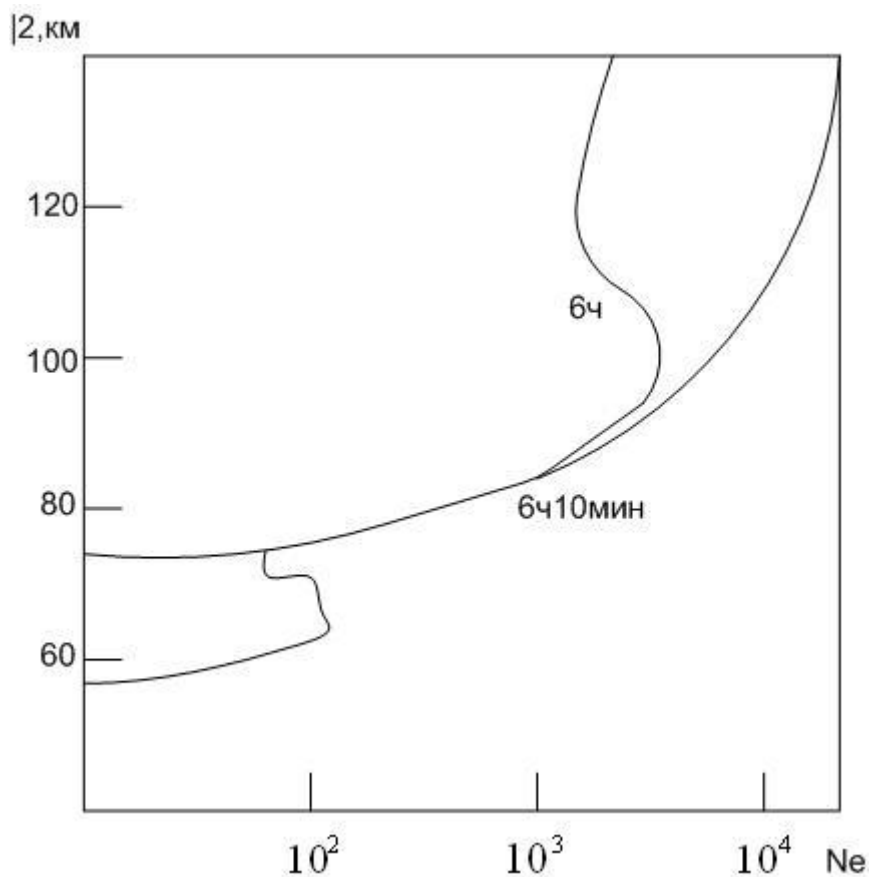


Рис.2.3. Зміна профіля електронної концентрації  $N_e$  під час сходу Сонця за період 10 хвилин [17].

Ствердження про момент "сходу" Сонця на висотах D-області потребує окремого обговорення. У загальному випадку світовий схід Сонця на іоносферних висотах може ще не бути ознакою початку впливу СТ на стан іоносферної плазми, по-перше, внаслідок значного поглинення сонячного випромінювання в озоносфері (див., напр., [14–17]), а, по-друге, внаслідок можливого впливу метеорологічних умов (особливо хмарності, яка впливає на локальні зміни атмосферного альбедо) на інтенсивність цього випромінювання в мезосфері. Тоді є підстави (як теоретичні, так і експериментальні, див., напр., [17]) ототожнювати

момент  $t=0$  у звичайних незбурених умовах з початком "сходу" Сонця, наприклад, з-під озоносфери (як це покладалось в [17]), а не на поверхні Землі. Також помітимо, що наявність великомасштабних збурень концентрації озона типу "озонових дірок" в атмосфері може в ясну погоду призводити до більш раннього початку ранкової перебудови нижньої іоносфери під впливом СТ та до більш пізнього початку відповідної вечірньої іоносферної перебудови. Таким чином, наявність "озонових дірок" в атмосфері дає підставу для подовження часу існування денної структури D-області у відповідних регіонах, тобто "озонові дірки" в атмосфері можуть бути додатковим фактором швидкої атмосферно-іоносферної взаємодії та викликати локальне збільшення тривалості "іоносферного дня". Навпаки, можливе поширення по висоті озонів шару в бік мезосфери призводило б до зменшення тривалості "іоносферного дня" та відповідному збільшенню тривалості "іоносферної ночі".

Таким чином, використовуючи спрощену модель збурюючих іоносферних факторів типу (2.1) під впливом ранкового СТ, а також систему рівнянь балансу для  $N$  і  $N^-$  (2.2), (2.3) для часового масштабу  $t \sim t'_N$  (див. (2.4)), отримуємо часові залежності збурених під впливом СТ  $N(t)$  та  $N^-(t)$  у вигляді (2.5), (2.6). Для наступного часового масштабу  $t \sim t_N$  (див. (2.7)) вже треба використовувати співвідношення типу (2.8)–(2.12) з врахуванням повільних (з характерними часами до десятків хвилин та більше) змін швидкості іоноутворення від  $q_{i0}$  до деякої величини  $q_i$  на висотах більше 70 км. Такі повільні зміни у середній частині області D у даній роботі не розглядалися, бо вони не мають відношення до процесів швидкого перетворення середовища на умовній границі іоносфери під впливом СТ. Чисельні оцінки показують, що для висот  $z \sim 60$  км маємо  $t'_N \approx 0,2$  с,  $t_N \sim 10^3$  с.

Експериментальні результати свідчать про те (див., напр., [17]), що на протязі часу, що не перевищує декількох хвилин після сходу Сонця на висотах

~60-70 км формується шар електронної концентрації з  $N \sim 10^2 \text{ см}^{-3}$ , тобто при нічних (незбурених) значеннях  $N_0 \sim 1-25 \text{ см}^{-3}$  відносні збурення  $N$  досягають 4–100 разів. Таким чином, тільки ступінчасте зростання ефективної частоти фотовідлипання електронів від негативних іонів під впливом ранкового СТ може призводити до швидкого (за час від одиниць до десятка секунд) зростання електронної концентрації у нижній частині D-області до приблизно своїх денних значень (тобто до  $\sim 10^2 \text{ см}^{-3}$ ), що добре узгоджується з експериментом. Збурення ж  $q_i$  під впливом ранкового СТ починають змінювати стан плазми нижньої іоносфери тільки з висот  $z \geq 70$  км за значно більший час (до години та більше) (див., напр., [17]).

Зрозуміло, що для вечірнього СТ фізичні процеси поблизу нижньої границі іоносфери повинні носити зворотній характер. Тобто вечірній СТ умовно починає релаксацію денної нижньої іоносфери до нічної. У цьому випадку співвідношення (2.1) замінюється виразом (2.15), а час  $t$  вже відраховується від моменту "заходу" Сонця на висотах нижньої іоносфери, що розглядаються (при цьому у загальному випадку необхідно, як і раніше, враховувати вплив озонового шару при визначенні моменту "заходу" Сонця на висотах нижньої іоносфери). Тоді для релаксації  $N$ ,  $N^+$  и  $N^-$  маємо вирази типу (2.16)–(2.22) с заміною  $N(\tau_{v_{de}})$  на  $N_{t_{\infty}}$ .

Порівняння (2.21), (2.22) с (2.4), (2.7) показує, що характерні часи розвитку іоносферних збурень під впливом ранкового СТ можуть суттєво відрізнитися від характерних часів релаксації цих збурень у вечірні часи, тобто у більшості випадків  $t'_N < t'_{N_p}$  та  $t_N < t_{N_p}$ . Це свідчить про те, що процеси іоносферної перебудови від дня до ночі є більш повільними (або значно повільнішими), ніж процеси іоносферної перебудови від ночі до дня.

Таким чином, у даному підрозділі наведена спрощена аналітична нестационарна модель збурень концентрацій заряджених частинок у нижній частині D-області, що викликаються варіаціями ефективної частоти відлипання

електронів від негативних іонів при проходженні ранкового або вечірнього сонячного термінатора в умовах відсутності потужних мезосферних електричних полів. Наведені також результати чисельного моделювання цих процесів, а також зроблено порівняння з відповідними експериментальними даними.

## 2.2. Сонячний термінатор в електрично активній мезосфері

Безпосередніх досліджень впливу потужних мезосферних електричних полів на процеси розвитку та релаксації збурень параметрів нижньої іоносфери під час проходження сонячного термінатора до цього часу практично не проводилось. Це і визначає новизну даної задачі.

Будемо будувати спрощену нестационарну модель наступним чином. Як і раніше, вважаємо, що в перші секунди після моменту приходу сонячного термінатора (СТ) на висоті поблизу нижньої границі іоносфери слід, у першу чергу, очікувати різького збільшення  $v_{de}$  внаслідок скачкоподібного зростання інтенсивності фотовідлипання електронів, тобто виконання умови (2.1). У загальному випадку можна також подібним чином враховувати і можливе збільшення швидкості іоноутворення  $q_i$  під впливом появи сонячного іонізуючого випромінювання, але добре відомо [1], що при  $z \leq 60 - 65$  км ця добавка стає дуже малою величиною у порівнянні з впливом високоенергійного іонізуючого галактичного випромінювання.

Розглянемо особливості впливу СТ на нижню іоносферу при наявності власних потужних мезосферних електричних полів (тобто в електрично активній мезосфері). В цьому випадку система рівнянь балансу концентрацій частинок (2.2), (2.3) доповнюється рівнянням балансу температур електронів [6, 9–13]:

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{2j_e E}{3kN} - \delta v_e (T_e - T_n) \quad (2.23)$$

та матеріальним рівнянням

$$j_e = \sigma_e E = \text{const.}, \quad (2.24)$$

яке визначає зв'язок між густиною струму мезосферного джерела та напруженістю власного потужного квазістаціонарного мезосферного електричного поля (тут  $\sigma_e$  – низькочастотна електронна провідність плазми в мезосфері). В квазістаціонарному випадку рівняння (2.23) приймає вигляд

$$\frac{2Q_e}{3kN} - \delta v_e (T_e - T_n) = 0, \quad (2.25)$$

де

$$Q_e = j_e E = j_e^2 / \sigma_e. \quad (2.26)$$

З точки зору динаміки перебудови D-області іоносфери під впливом СТ наявність потужних електричних полів та збурень температури електронів, що їх супроводжують, призводить, перш за все, до змін характерних часів розвитку та релаксації збурень концентрацій заряджених частинок [6, 9–13]:

$$t'_N = (v_a(\theta_{d\infty}) + v_{de})^{-1}, \quad (2.27)$$

$$t_N = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{v_a(\theta_{d\infty})}{v_{de}} \right)^{1/2} \left\{ q_i \left( \alpha_r(\theta_{d\infty}) + \frac{v_a(\theta_{d\infty})}{v_{de}} \alpha_{i0} \right) \right\}^{-1/2}, \quad (2.28)$$

$$t'_{N_p} = (v_a(\theta_{n\infty}) + v_{de0})^{-1}, \quad (2.29)$$

$$t_{N_p} = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{v_a(\theta_{n\infty})}{v_{de0}} \right)^{1/2} \left\{ q_{i0} \left( \alpha_r(\theta_{n\infty}) + \frac{v_a(\theta_{n\infty})}{v_{de0}} \alpha_{i0} \right) \right\}^{-1/2}, \quad (2.30)$$

де відносні збурення температури електронів  $\theta_{d\infty}$  є квазістаціонарним розв'язком рівняння (2.23) для денних умов, а  $\theta_{n\infty}$  – відповідний розв'язок для нічних умов.

Чисельне моделювання впливу збурень температури електронів, що викликаються наявністю власних потужних електричних полів в електрично активній мезосфері, на величину характерних часів перехідних процесів у нижній іоносфері при проходженні сонячного термінатора (СТ) проводилось з використанням співвідношень (2.27)–(2.30). Температурні залежності ефективної частоти прилипання електронів до нейтральних частинок та ефективного коефіцієнту рекомбінації електронів та позитивних іонів визначалися за допомогою співвідношень з робіт [6, 9]

$$v_a = (1.4 \times 10^{-29} (300/T_e) \exp(100/T_n) \exp(-700/T_e) N(O_2) + 1.0 \times 10^{-31} N(N_2)) N(O_2), \quad (2.31)$$

$$\alpha_r \approx 6.0 \times 10^{-6} \left( \frac{300}{T_n} \right)^{1/2} \left( \frac{T_n}{T_e} \right)^{1/2}, \quad (2.32)$$

де

$N_n$  — концентрація нейтральних частинок,

$N(O_2)$  — концентрація молекулярного кисню в  $\text{см}^{-3}$ ,

$N(N_2)$  — концентрація молекулярного азоту в  $\text{см}^{-3}$ ,

$T_e$  та  $T_n$  наводяться в К,  $v_a$  в  $\text{с}^{-1}$ .

Чисельні розрахунки проводилися для висоти 60 км, що приблизно відповідає висоті початку іоносфери. При цьому покладалось  $T_n = T_{e0} = 253$  К,  $\theta_{d\infty}$

та  $\theta_{n\infty}$  змінювались в інтервалі від 1 до 10 з кроком 0,5,  $v_{de}=0,8 \text{ c}^{-1}$  для дня та  $v_{de}=0,034 \text{ c}^{-1}$  для ночі,  $\alpha_i=6,6 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ c}^{-1}$ ,  $N(\text{O}_2)=1,34 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N(\text{N}_2)=4,96 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Результати показані на рис. 2.4–2.7. Рис. 2.4 ілюструє залежність часу розвитку швидких збурень електронної концентрації  $t'_N$  від відносних збурень температури електронів  $\theta_{d\infty}$ , що викликаються потужними мезосферними електричними полями, при проходженні ранкового СТ. На рис. 2.5 дана залежність часу релаксації швидких збурень електронної концентрації від відносних збурень температури електронів  $\theta_{n\infty}$ , що викликаються потужними мезосферними електричними полями, при проходженні вечірнього СТ. На рис. 2.6 наведена залежність часу розвитку повільних збурень електронної концентрації  $t_N$  від  $\theta_{d\infty}$  при проходженні ранкового СТ, а на рис. 2.7 – залежність часу релаксації повільних збурень електронної концентрації від  $\theta_{n\infty}$  при проходженні вечірнього термінатора.

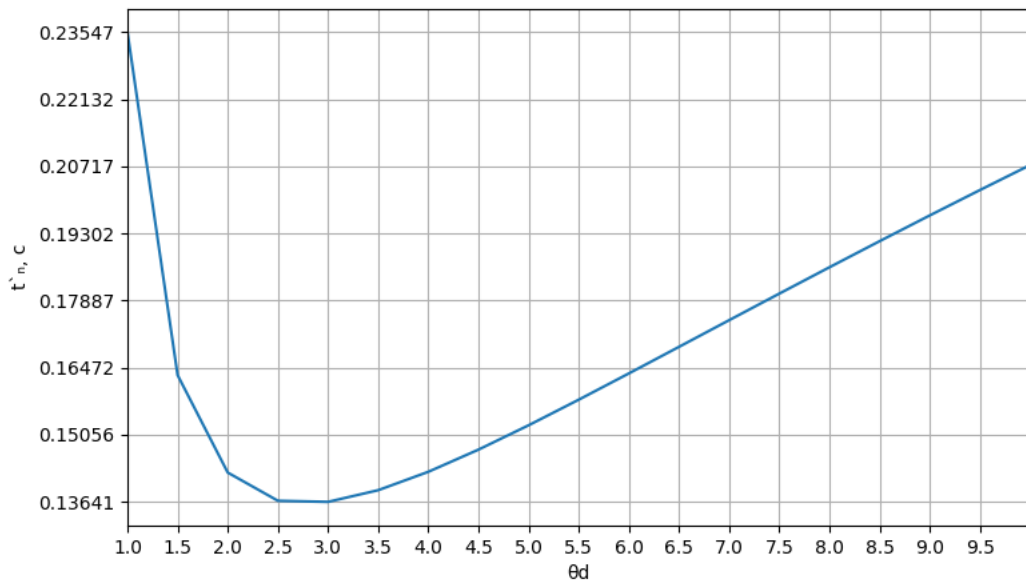


Рис. 2.4 Залежність часу розвитку швидких збурень електронної концентрації  $t'_N$  від відносних збурень температури електронів  $\theta_{d\infty}$  у електрично активній мезосфері при проходженні ранкового СТ.

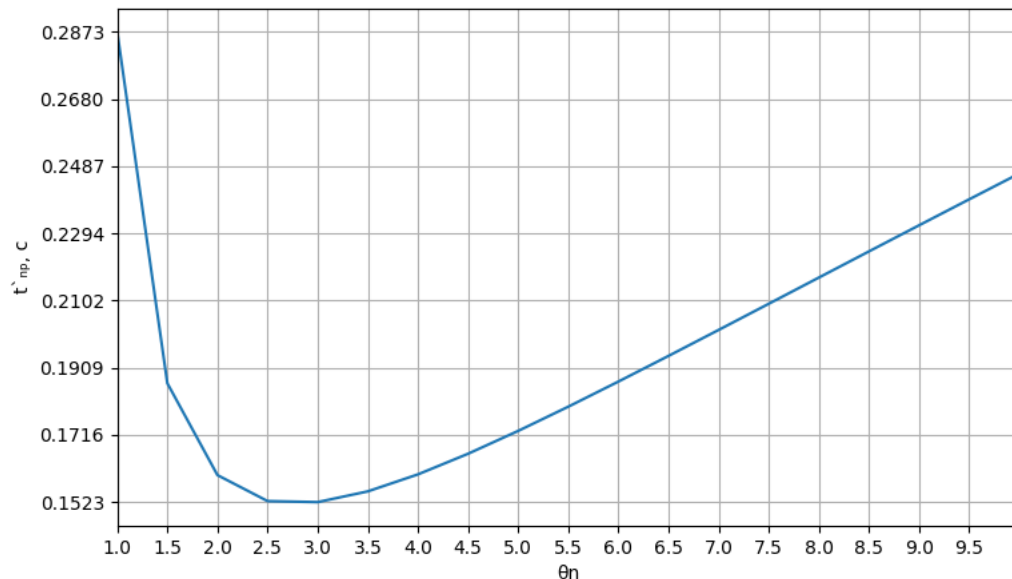


Рис. 2.5 Залежність часу релаксації швидких збурень електронної концентрації від відносних збурень температури електронів  $\theta_{n\infty}$  у електрично активній мезосфері при проходженні вечірнього СТ.

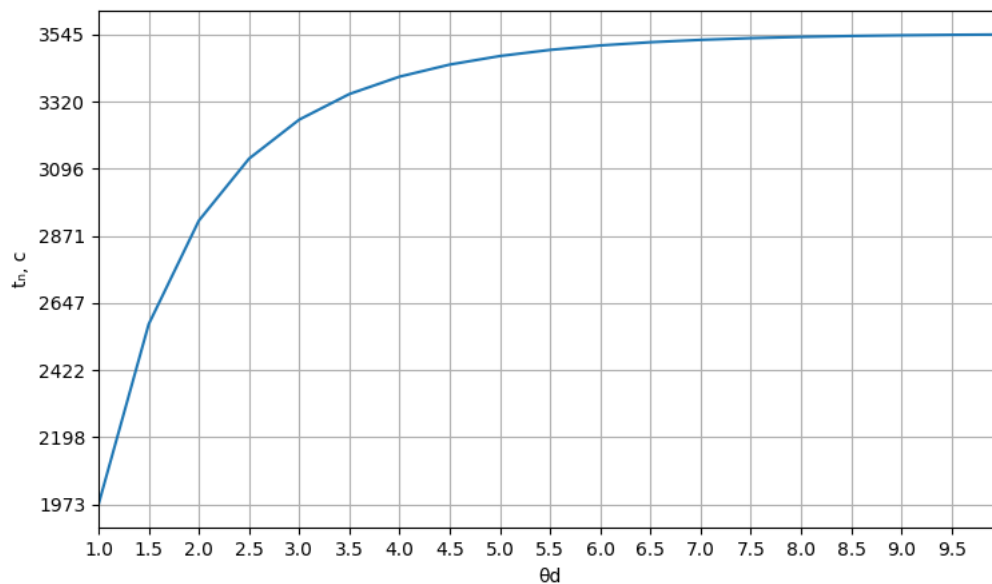


Рис. 2.6 Залежність часу розвитку повільних збурень електронної концентрації  $t_N$  від  $\theta_{d\infty}$  при проходженні ранкового СТ.

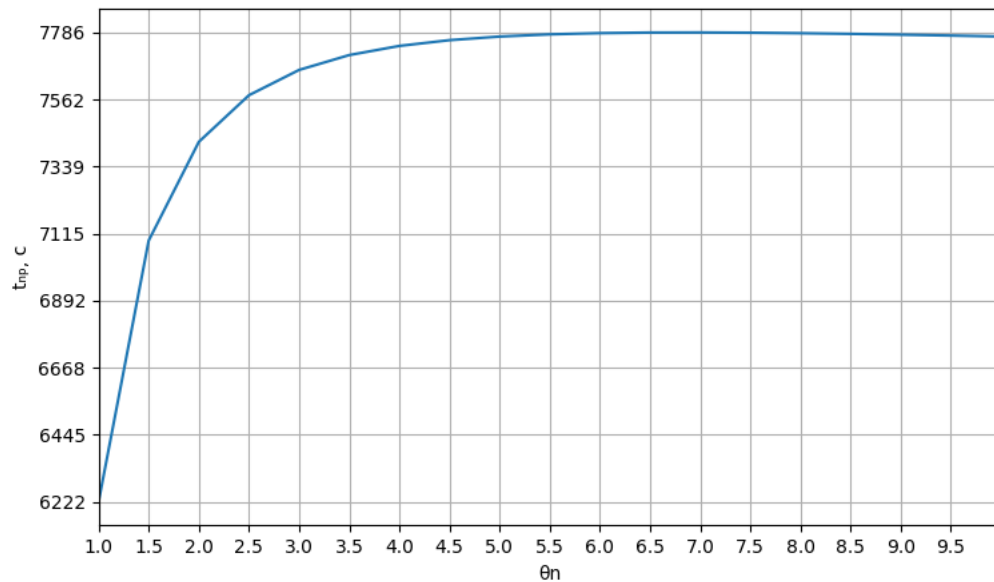


Рис. 2.7 Залежність часу релаксації повільних збурень електронної концентрації  $t_N$  від  $\theta_{\infty}$  при проходженні вечірнього сонячного термінатора.

Аналіз співвідношень (2.27)–(2.32) показує, що наявність потужних потужних мезосферних полів, у першу чергу, веде до зменшення (до декількох разів та більше) характерного часу перебудови структури іоносферної плазми поблизу нижньої границі іоносфери внаслідок порушення балансу між процесами прилипання та відлипання електронів під впливом проходження СТ.

Вплив потужних мезосферних електричних полів на характерні часи розвитку та релаксації достатньо повільних збурень концентрацій заряджених частинок внаслідок порушення іонізаційно-рекомбінаційного балансу при проходженні СТ носить більш складний характер (див. (2.30), (2.32)), але спостерігається тенденція до збільшення цих часів. У нижній частині D-області величина цих відносних змін є значно меншою відносних змін малих характерних часів розвитку та релаксації збурень за рахунок порушення балансу між процесами прилипання та відлипання електронів при проходженні СТ (див. (2.29), (2.31)).

Стосовно ж виникаючого при проходженні СТ зворотнього впливу збурень плазми на напруженість потужного мезосферного електричного поля, то швидка структурна перебудова нижньої частини D-області може викликати зміни напруженості електричного поля на цих висотах до одиниць та більше В/м.

Таким чином, існує, у крайньому разі, два фактори, завдяки яким СТ змінює структуру іоносферної плазми та потужних мезосферних електричних полів у D-області: 1) швидкі збурення ефективною частоти відлипання електронів від нейтральних частинок, що викликає відповідні швидкі збурення електронної концентрації (з характерним часом від одиниць до десятка секунд) поблизу нижньої границі іоносфери; 2) значно повільніші (з характерними часами від 10–20 хвилин та більше) збурення електронної концентрації внаслідок зміни швидкості іоноутворення під впливом сонячних факторів. При цьому за наявності сталого мезосферного джерела струму (джерело потужних мезосферних електричних полів) для переходу день–ніч (вечірній СТ) напруженість потужних мезосферних електричних полів може збільшуватися від одиниць до десятка В/м (природньо, що під впливом ранкового СТ ці зміни носять зворотній характер). Додамо також, що в літературі описані експериментальні дані про зміни в ранкові та вечірні часи також напруженості приземного електричного поля до декількох разів [14–17].

Отже, у даному підрозділі було описано швидкі електродинамічні механізми розвитку та релаксації збурень параметрів плазми в електрично активній мезосфері під час проходження сонячного термінатора.

### **2.3. Висновки до розділу 2**

Таким чином, основні результати даного розділу є наступними.

Наведена спрощена аналітична нестационарна модель збурень концентрацій заряджених частинок у нижній частині D-області, що викликаються варіаціями

ефективної частоти відлипання електронів від негативних іонів при проходженні ранкового або вечірнього сонячного термінатора в умовах відсутності потужних мезосферних електричних полів. Надані також результати чисельного моделювання цих процесів, а також зроблено порівняння з відповідними експериментальними даними.

Наявність потужних мезосферних полів веде до зменшення (до декількох разів та більше) характерного часу перебудови структури іоносферної плазми поблизу нижньої границі іоносфери внаслідок порушення балансу між процесами прилипання та відлипання електронів під впливом проходження СТ.

Вплив потужних мезосферних електричних полів на характерні часи розвитку та релаксації достатньо повільних збурень концентрацій заряджених частинок внаслідок порушення іонізаційно-рекомбінаційного балансу при проходженні СТ носить більш складний характер, але є тенденція до збільшення цих часів. У нижній частині D-області величина цих відносних змін є значно меншою відносних змін малих характерних часів розвитку та релаксації збурень за рахунок порушення балансу між процесами прилипання та відлипання електронів при проходженні СТ.

При зворотньому впливі збурень плазми на напруженість потужного мезосферного електричного поля швидка структурна перебудова нижньої частини D-області може викликати зміни напруженості електричного поля на цих висотах до одиниць та більше В/м.

Існує, у крайньому разі, два фактори, завдяки яким СТ змінює структуру іоносферної плазми та потужних мезосферних електричних полів у D-області: 1) швидкі збурення ефективної частоти відлипання електронів від нейтральних частинок, що викликає відповідні швидкі збурення електронної концентрації (з характерним часом від одиниць до десятка секунд) поблизу нижньої границі іоносфери; 2) значно повільніші (з характерними часами від 10–20 хвилин та більше) збурення електронної концентрації внаслідок зміни швидкості

іоноутворення під впливом сонячних факторів. При цьому за наявності сталого мезосферного джерела струму (джерело потужних мезосферних електричних полів) для переходу день-ніч (вечірній СТ) напруженість потужних мезосферних електричних полів може збільшуватися від одиниць до десятка В/м (під впливом ранкового СТ ці зміни носять зворотній характер).

### 3. ВПЛИВ СОНЯЧНОГО ТЕРМІНАТОРА НА УМОВИ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ РАДІОХВИЛЬ В МЕЗОСФЕРІ

#### 3.1. Аналіз отриманих результатів

Добре відомо, що перехідна область нейтральна атмосфера – іоносфера (тобто нижня частина мезосфери, висоти 55 – 70 км) грає суттєву роль у процесах розповсюдження у навколосемному середовищі радіохвиль діапазонів від ДНЧ до ВЧ [3–6, 15]. Для ДНЧ та НЧ радіохвиль ця область є зовнішньою обкладинкою хвилеводу поверхня Землі – іоносфера [6, 1518], у якому ці хвилі розповсюджуються, а для СЧ та ВЧ радіохвиль у цій області відбувається зміна умов розповсюдження від нейтрального середовища до іонізованого [6, 913,19,20]. Таким чином стабільна робота радіотехнічних систем вищевказаних діапазонів суттєво залежить від стану середовища у перехідній області атмосфера – іоносфера.

Як було показано вище, ступінчасте зростання ефективної частоти фотовідлипання електронів від негативних іонів під впливом ранкового сонячного термінатора (СТ) призводить до швидкого (за час від одиниць до десятка секунд) зростання електронної концентрації у нижній частині D-області до приблизно своїх денних значень (тобто до  $\sim 10^2 \text{ см}^{-3}$ ), що викликає відповідні швидкі зміни діелектричної провідності та поглинення радіохвиль на висотах 60–70 км. При цьому одночасної значної зміни швидкості іоноутворення на цих висотах не відбувається.

Зрозуміло, що для вечірнього СТ фізичні процеси поблизу нижньої границі іоносфери носять зворотній характер. Тобто вечірній СТ умовно починає релаксацію денної нижньої іоносфери до нічної. При цьому відповідно з денних до нічних змінюються і умови розповсюдження радіохвиль, що обов'язково враховується при практичній роботі.

Наявність потужних потужних мезосферних полів веде до зменшення (до декількох разів та більше) характерного часу перебудови структури іоносферної плазми поблизу нижньої границі іоносфери внаслідок порушення балансу між процесами прилипання та відлипання електронів під впливом проходження СТ.

Взагалі ж для конкретного практичного врахування процесів перебудови навколосемного середовища у ранкові та вечірні часи під впливом СТ необхідно розвивати методи дистанційної діагностики цих процесів, які дозволяють проводити їх моніторинг у реальному масштабі часу.

### **3.2. Вимоги до апаратури для дослідження мезосферних перехідних процесів**

Добре відомо, що одним з найефективніших методів дистанційного радіозондування перехідної області між нейтральною атмосферою та іоносферою є метод часткових відбиттів (ЧВ), заснований на вимірюванні та аналізі відбитих (розсіяних) неоднорідностями нижньої іоносфери ( $z$  приблизно 50 – 90 км) радіосигналів гектометрового та декаметрового діапазонів (див., напр., [6, 9-13,19,20]).

Часткові відбиття виникають в результаті спільного в загальному випадку відбиття градієнтами та розсіяння радіосигналів неоднорідностями діелектричної проникності регулярної та нерегулярної природи. Тому ціль у методі ЧВ є розподіленою, об'ємною .

Розрізняваний об'єм  $V$  дається формулою [19] :

$$V \approx \frac{c\tau\pi z_0^2}{2} \sin \frac{\Delta\alpha}{2} \sin \frac{\Delta\beta}{2} ,$$

де  $c$  – швидкість світла у вакуумі,  $\tau$  – тривалість імпульсу,  $z_0$  – висота середньої точки імпульсного об'єму,  $\Delta\alpha$  та  $\Delta\beta$  – характеристики діаграми спрямованості антени.

У більшості випадків вимірюються амплітуди  $A_{\pm}$  та фази  $\varphi_{\pm}$  звичайної (+) та незвичайної (–) компонент ЧВ сигналу. Звичайна та незвичайна хвилі є власними (нормальними) хвилями у гіротропній плазмі. Амплітудні та фазові характеристики сигналу є випадковими.

Переважає більшість комплексів ЧВ використовує робочі частоти 1,5–6 МГц [19]. Але при зондуванні перехідної області нейтральна атмосфера–іоносфера доцільно використовувати діапазон 2–3 МГц, на частотах, близьких до 1,5 МГц значна частина енергії незвичайної компоненти сигналу може втрачатися на збудження Ленгмюрівських коливань, а використання частот, більших 3 МГц приводить у цій області до значного зменшення коефіцієнту відбиття сигналів ЧВ. Доцільно використовувати імпульси тривалістю 20–25 мкс. Це, з одного боку, забезпечує прийнятну розрізненість по висоті ЧВ сигналів (3–4 км), а з іншого боку не приводить до значного ускладнення апаратури, що використовується при дуже малих тривалостях імпульсів. Випромінюватись повинні пари імпульсів (для звичайної та незвичайної компонент. Частоту повторення випромінювання пар імпульсів доцільно вибирати близько 1 Гц. При менших частотах повторення зменшується масив отриманих результатів за одиницю часу, а при більших – сусідні пари ЧВ імпульсів вже не можна вважати статистично незалежними [19].

Зараз у світі найбільшого поширення при дистанційному зондуванні нижньої іоносфери методом ЧВ набуло використання методики диференційного поглинення (див., напр., [6, 913,19,20]).

На малих іоносферних висотах, що розглядаються ( $z \leq 70$  км), у переважній більшості випадків інтегральне поглинення  $K_{\pm} \ll 1$ , тобто ним можна нехтувати. Відношення потужностей незвичайної та звичайної компонент сигналів записується як

$$\frac{P_{c-}}{P_{c+}} = \frac{\overline{A_-^2}}{A_+^2} \approx \frac{\sigma_-}{\sigma_+} e^{-4(K_- - K_+)},$$

де приблизно  $\frac{\sigma_-}{\sigma_+} \approx \frac{(\omega + \omega_L) + v^2}{(\omega - \omega_L) + v^2}$ ,  $v$  – ефективна частота зіткнень електронів з нейтральними частинками,  $\omega_L$  – подовжня складова гірчастоти електронів. У перехідній області від іоносфери до нейтральної атмосфери, де  $4(K_- - K_+) \ll 1$ , для оцінок отримаємо

$$\frac{P_{c-}}{P_{c+}} \approx \frac{\sigma_-}{\sigma_+}.$$

Метод ЧВ досліджень ґрунтується на аналізі часткових відбиттів радіохвиль від неоднорідностей діелектричної проникності типу "різка межа" (з горизонтальними розмірами, що співмірні або перевищують першу зону Френеля, та вертикальними розмірами, значно меншими за довжину хвилі зондуючого сигналу) і зворотного розсіяння радіохвиль на дрібномасштабних флуктуаціях проникності (приблизно половина довжини хвилі), спричинених атмосферою турбулентністю. Висотні профілі електронної концентрації та ефективної частоти зіткнень електронів отримують за допомогою різних методів: аналізу різниці поглинання звичайної та незвичайної компонент ЧВ сигналів (метод диференційного поглинання), змін висотного коефіцієнта взаємної кореляції компонент (кореляційний метод), а також різниці фаз між компонентами сигналів (метод диференційної фази). У деяких випадках застосовуються також сигнали з лінійною частотною модуляцією.

У Харківському національному університеті (ХНУ) для дослідження нижньої іоносфери методом часткових відбиттів (ЧВ) використовувались стаціонарний та пересувний комплекси апаратури.

Передавальна антенна система стаціонарного комплексу складається з двох окремо розташованих антенних решіток. Низькочастотна решітка працює в діапазоні 1,5–6 МГц, а високочастотна — у діапазоні 6–15 МГц. Кожна решітка базується на елементарній структурі — подвійній вертикальній ромбічній антені

Айзенберга. Обидві решітки мають по 8 елементів, висота яких становить 22 м. База решітки для низькочастотного діапазону — 300 м, а для високочастотного — 60 м. Розрахункові коефіцієнти посилення за потужністю змінюються в межах 40–150 для першої решітки та 40–20 для другої залежно від частоти. Для прийому сигналів у кожному діапазоні використовуються по два ортогональних подвійних ромби.

Радіопередавальний пристрій оснащений двоканальним широкосмуговим підсилювачем потужності з одним модулятором для обох каналів. Модулятор формує радіоімпульси з безперервного сигналу, що генерується задаючим генератором. Вихідні каскади підсилювачів побудовані на лампах ГУ-53Б. Два канали дозволяють працювати з ортогональними антенами, забезпечуючи випромінювання хвиль з коловою поляризацією, для чого в один із каналів вводиться фазовий зсув на  $\pi/2$ . Основні характеристики передавача: імпульсна потужність до 150 кВт, тривалість імпульсу 25–300 мкс, частота повторення імпульсів 1–100 Гц, робочий діапазон частот 1,5–15 МГц.

Радіоприймальний пристрій побудовано на базі модернізованого штатного приймача зв'язку. Окрім основного приймача, він включає широкосмугову схему виділення поляризацій (1–10 МГц) та антенний комутатор, що дозволяє по черзі підключати 4 рознесені антени для вимірювання швидкості дрейфу неоднорідностей. Основні технічні характеристики приймача: робочий діапазон частот 1,5–10 МГц, ширина смуги пропускання на проміжній частоті 50 кГц, рівень власних шумів 10 мкВ, коефіцієнт посилення 80 дБ.

Сигнал із виходу радіоприймального пристрою передається до системи обробки та реєстрації даних. Він може надходити на пристрої реєстрації як безпосередньо, так і після попередньої обробки. У більшості випадків сигнал спочатку оцифровується за допомогою аналого-цифрового перетворювача (АЦП). Параметри дискретизації за висотою та висотний інтервал реєстрації задаються через систему синхронізації.

Під час зондування іоносфери до корисного розсіяного або частково відбитого сигналу додаються шуми та завади, утворюючи адитивну суміш. Для коректної обробки даних та врахування статистичних характеристик шумів у комплексі модернізована система синхронізації. Реалізовано режим роботи, за якого, крім реєстрації суміші сигналу та шумів, виконується окремий запис амплітуди шуму на робочій частоті. Цей запис здійснюється у моменти, що передують випромінюванню зондуючого імпульсу, коли корисний сигнал відсутній.

Радіопередавальний пристрій реалізовано у вигляді двоканального широкосмугового підсилювача потужності. Завдяки широкосмуговості пристрою спрощується його конструкція, а також забезпечується можливість швидкої зміни робочої частоти та виконання багаточастотного зондування. Основні технічні характеристики: імпульсна потужність до 150 кВт, тривалість зондуючих імпульсів 25–300 мкс, робочий діапазон частот 1,5–6 МГц, частота повторення імпульсів до 100 Гц.

Приймальний пристрій пересувного комплексу побудовано на базі двох модернізованих приймачів Р–250 М2. Він працює в діапазоні частот 1,5–4,5 МГц, має ширину смуги пропускання на проміжній частоті 50 кГц та забезпечує чутливість не гірше 1 мкВ.

Система реєстрації та обробки даних пересувного комплексу аналогічна до системи, що використовується у стаціонарному комплексі часткових відбиттів.

Таким чином, стаціонарний і пересувний радіотехнічні комплекси часткових відбиттів, які успішно експлуатуються у Харківському національному університеті, є ефективними інструментами для дистанційної діагностики параметрів середньої атмосфери як у збуреному, так і у спокійному стані. Параметри цих комплексів також є оптимальними для дослідження методом часткових відбиттів перехідної області нейтральна атмосфера – іоносфера.

Так, при дослідженнях даної перехідної області використовується діапазон 2–3 МГц, що дозволяє уникнути, по-перше, на частотах, близьких до 1,5 МГц, значних втрат енергії незвичайної компоненти сигналу на збудження ларморівських коливань, а, по-друге, уникнути значного зменшення коефіцієнту відбиття частково відбитих (ЧВ) сигналів на частотах, більших 3 МГц. До того ж можливість зміни робочої частоти у кожному конкретному сеансі вимірювань дає змогу у вищевказаному діапазоні обирати частоту з найбільшим відношенням сигнал/шум (завада).

Для даного типу досліджень є доцільним використання імпульсів тривалістю біля 25 мкс. Це, з одного боку, забезпечує прийнятну розрізненість по висоті ЧВ сигналів (3–4 км), а з іншого боку не приводить до значного ускладнення апаратури, що використовується при дуже малих тривалостях імпульсів. До того ж уникається збільшення рівня шумів (завад), яке супроводжує відповідне поширення частотної смуги пропускання радіотехнічної системи.

Частоту повторення випромінювання пар імпульсів доцільно вибирати близько 1 Гц. При менших частотах повторення зменшується масив отриманих результатів за одиницю часу, а при більших – сусідні пари ЧВ імпульсів вже не можна вважати статистично незалежними внаслідок появи між ними кореляційних зв'язків. Тому збільшення частоти повторення випромінювання імпульсів не буде приводити до відповідного збільшення масиву статистично незалежних результатів.

Чутливість радіоприймального пристрою повинна бути не гірше 1 мкв, щоб забезпечити реєстрацію порівняно слабких частково відбитих сигналів з висот 60–70 км.

### **3.3. Висновки до розділу 3**

Основні результати даного розділу можна звести до наступного.

1. Ступінчасте зростання ефективної частоти фотовідлипання електронів від негативних іонів під впливом ранкового срячного термінатора (СТ) призводить до швидкого (за час від одиниць до десятка секунд) зростання електронної концентрації у нижній частині D-області до приблизно своїх денних значень (тобто до  $\sim 10^2 \text{ см}^{-3}$ ), що викликає відповідні швидкі зміни діелектричної провідності та поглинення радіохвиль на висотах 60–70 км.

2. Для вечірнього СТ фізичні процеси поблизу нижньої границі іоносфери носять зворотній характер. Тобто вечірній СТ умовно починає релаксацію денної нижньої іоносфери до нічної. При цьому відповідно з денних до нічних змінюються і умови розповсюдження радіохвиль, що обов'язково враховується при практичній роботі.

3. Наявність потужних мезосферних полів веде до зменшення (до декількох разів та більше) характерного часу перебудови структури іоносферної плазми поблизу нижньої границі іоносфери внаслідок порушення балансу між процесами прилипання та відлипання електронів під впливом проходження СТ.

4. На прикладі діючих радіотехнічних комплексів часткових відбиттів Радіофізичної обсерваторії Харківського національного університету імені В.Н.Каразіна (сел. Гайдари Харківської обл.) обговорюються необхідні параметри радіотехнічних установок, що можуть використовуватися для дистанційної діагностики параметрів перехідної області нейтральна атмосфера – іоносфера методом часткових відбиттів. Показано, що відповідні параметри комплексів ХНУ імені В.Н.Каразіна, що використовуються для цих цілей (діапазон робочих частот 2–3 МГц, тривалість зондуючих імпульсів 25 мкс, частота повторення випромінювання пар імпульсів 1 Гц, чутливість радіоприймального пристрою 1 мкВ), є близькими до оптимальних.

## ВИСНОВКИ

Таким чином, основні результати даної роботи є наступними.

1. Зроблений аналітичний огляд показав, щонедостатньо дослідженою складовою околоземної електродинамічної макросистеми залишається мезосфера (особливо при наявності власних потужних мезосферних полів).

При проходженні сонячного термінатора (СТ) в мезосфері регулярно відбуваються найбільш сильні на протязі доби зміни електронної концентрації та, як наслідок, провідності навколоземної іоносфери. При цьому ці зміни викликаються не тільки змінами швидкості іоноутворення, але і різким зростанням (або зменшенням) ефективної частоти фотовідлипання електронів від негативних іонів під впливом сонячного випромінювання. Останній механізм є особливо характерним для висот початку іоносфери і до останнього часу залишався маловивченим. Перелічені процеси призводять до значних змін умов розповсюдження радіохвиль у перехідні часи. Все вищевказане і визначило вибір напрямку досліджень у даній роботі.

2. Наведена спрощена аналітична нестационарна модель збурень концентрацій заряджених частинок у нижній частині D-області, що викликаються варіаціями ефективної частоти відлипання електронів від негативних іонів при проходженні ранкового або вечірнього сонячного термінатора в умовах відсутності потужних мезосферних електричних полів. Надані також результати чисельного моделювання цих процесів, а також зроблено порівняння з відповідними експериментальними даними.

3. Наявність потужних мезосферних полів веде до зменшення (до декількох разів та більше) характерного часу перебудови структури іоносферної плазми поблизу нижньої границі іоносфери внаслідок порушення балансу між процесами прилипання та відлипання електронів під впливом проходження СТ. СТ змінює структуру іоносферної плазми та потужних мезосферних електричних

полів у D-області, а саме швидкі збурення ефективної частоти відлипання електронів від нейтральних частинок викликають відповідні швидкі збурення електронної концентрації (з характерним часом від одиниць до десятка секунд) поблизу нижньої границі іоносфери. При цьому у електрично активній мезосфері для переходу день-ніч (вечірній СТ) напруженість потужних мезосферних електричних полів може збільшуватися від одиниць до десятка В/м (під впливом ранкового СТ ці зміни носять зворотній характер).

4. Ступінчасте зростання ефективної частоти фотовідлипання електронів від негативних іонів під впливом ранкового срячного термінатора (СТ) призводить до швидкого (за час від одиниць до десятка секунд) зростання електронної концентрації у нижній частині D-області до приблизно своїх денних значень (тобто до  $\sim 10^2 \text{ см}^{-3}$ ), що викликає відповідні швидкі зміни діелектричної провідності та поглинення радіохвиль на висотах 60–70 км.

5. Для вечірнього СТ фізичні процеси поблизу нижньої границі іоносфери носять зворотній характер. Тобто вечірній СТ умовно починає релаксацію денної нижньої іоносфери до нічної. При цьому відповідно з денних до нічних змінюються і умови розповсюдження радіохвиль, що обов'язково враховується при практичній роботі.

6. На прикладі діючих радіотехнічних комплексів часткових відбиттів Радіофізичної обсерваторії Харківського національного університету імені В.Н.Каразіна (сел. Гайдари Харківської обл.) обговорюються необхідні параметри радіотехнічних установок, що можуть використовуватися для дистанційної діагностики параметрів перехідної області нейтральна атмосфера – іоносфера методом часткових відбиттів. Показано, що відповідні параметри комплексів ХНУ імені В.Н.Каразіна, що використовуються для цих цілей (діапазон робочих частот 2–3 МГц, тривалість зондуючих імпульсів 25 мкс, частота повторення випромінювання пар імпульсів 1 Гц, чутливість радіоприймального пристрою 1 мкВ), є близькими до оптимальних.

**СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ**

1. Shunk R. W. Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry / R. W. Shunk, A. F. Nagy.–Cambridge: University Press, 2000. 554 p.
2. Volland H. Atmospheric electrodynamics / H. Volland.–Berlin: Springer-Verlag, 1984. 205 p.
3. Rycroft M. J. The global atmospheric electric circuit, solar activity and climate change / M. J. Rycroft, S. Israelsson, C. Price // J. Atmos. Solar-Terr. Phys.–2000–V. 62–P. 1563–1576.
4. Rycroft M. J. Electrical processes coupling the atmosphere and ionosphere: An overview / M. J. Rycroft // J. Atmos. Solar-Terr. Phys.–2006–V. 68–P. 445–456.
5. Martynenko S. I. On the electrical coupling between the troposphere and the mesosphere / S. I. Martynenko, S. F. Clifford // International Journal of Geomagnetism and Aeronomy, GI–2007– Vol. 6.–P. 1–6.
6. Manson A. H. VLF Phase Perturbations Produced by the Variability in Large (V/m) Mesospheric Electric Fields in the 60–70 km Altitude Range / A. H. Manson, C. E. Meek, S. I. Martynenko, V. T. Rozumenko, O. F. Tyrnov // Characterising the Ionosphere. Meeting Proceedings RTO-MP-IST-056, Paper 8. Neuilly-sur Seine, France: RTO. Available from: <http://www.rto.nato.int/abstracts.asp>. –2006.–P. 8-1–8-24.
7. Goldberg R.A. Middle atmospheric electrodynamics: status and future / R.A. Goldberg // J. Atmos. Terr. Phys.- 1984.- Vol.46, No.11.- Pp.1083-1101.
8. Goldberg R.A. Middle atmospheric electrodynamics during MAP / R.A. Goldberg // Adv. Space Res.- 1990.- Vol.10, No.10.- Pp.209-217.
9. Martynenko S.I. Atmospheric electric field and disturbances of the lower ionosphere parameters / S.I. Martynenko // Journal of Atmospheric Electricity. – 1999. – Vol. 9, № 1. –P. 1 – 9.

10. Meek C., Manson A. H., Martynenko S. I., Rozumemko V. T., Tyrnov O. F. Remote sensing of mesospheric electric fields using MF radar / C. Meek // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. – 2004. – Vol. 66. – P. 881 – 890.
11. Martynenko S. I., Rozumenko V. T., Tsymbal A. M., Tyrnov O. F., Gokov A. M. Mesospheric electric field measurements with a partial reflection radar / S.I. Martynenko // J. Atmos. Electricity. – 1999. – Vol. 19, No. 2. – P. 81 – 86.
12. Martynenko S. I., Rozumenko V. T., Tyrnov O. F. New possibilities for mesospheric electricity diagnostics / S.I. Martynenko // Adv. Space Res. – 2001. – Vol. 27, No. 6 – 7. – P. 1127 – 1132.
13. Martynenko S. I., Rozumemko V. T., Tyrnov O. F., Manson A. H., Meek C. E. Statistical parameters of nonisothermal lower ionospheric plasma in the electrically active mesosphere / S.I. Martynenko // Adv. Space Res. – 2005. – Vol. 35. – P. 1467 – 1471.
14. Сомсіков В.М. Сонячний термінатор та динаміка атмосфери / В.М. Сомсіков-Алма-Ата: Наука Каз. ССР, 1983. 192 с.
15. Ямпільський Ю.М. Вплив сонячного термінатора на параметри радіосигналів, що поширюються через іоносферу / Ю.М. Ямпільський // Динаміка іоносфери, ч.2.- Алма-Ата: Гилим, 1991.– С.8-15.
16. Васильєв В.І., Шубова Р.С. Зв'язок початку змін СДВ фази на перехідних трасах із зенітним кутом Сонця /В.І. Васильєв // Динаміка іоносфери, ч.2. - Алма-Ата: Гилим, 1991.– С.16-23.
17. Іманкулов А.Ч., Карімов К.А. Східні ефекти в атмосферному електричному полі та динамічному режимі нижньої термосфери над Киргизією /А.Ч. Іманкулов // Динаміка іоносфери, ч.2. - Алма-Ата: Гилим, 1991.– С.59-64.
18. Fuks I. M. Lower ionosphere response to conductivity variations of the near-earth atmosphere / I. M. Fuks, R. S. Shubova, S. I. Martynenko // J. Atmos. Solar-Terr. Phys.–1997–Vol. 59, № 9.–P. 961–965.

19. Черногор Л. Ф. Дистанційне радіозондування атмосфери та космосу: Навчальний посібник /Л.Ф. Черногор//– Х.: ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2023. – 380 с.

20. Tyrnov O. F. The Radiophysical Observatory for remote sounding of the ionosphere / O. F. Tyrnov, K. P. Garmash, A. M. Gokov, A. I. Gritchyn, V. L. Dorohov, L. G. Kontzevaya, L. S. Kostrov, S. G. Leus, S. I. Martynenko, V. A. Misyura, V. A. Podnos, S. N. Pokhilko, V. T. Rozumenko, V. G. Somov, A. M. Tsybmal, L. F. Chernogor, A. S. Shemet // Turkish J. Phys.–1994.–Vol.18, №.11.–P. 1260–1265.