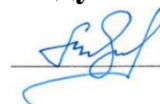


МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

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

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри



підпис

Леонід ЧОРНОГОР

«__»_____2024 року

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА

магістра

на тему:

**ТРАЄКТОРІЇ ДЕКАМЕТРОВИХ РАДІОХВИЛЬ
У ЗБУРЕНІЙ ІОНОСФЕРІ**

Виконав: студент II курсу магістратури, групи РР-66
Спеціальності 105 Прикладна фізика та наноматеріали,
Освітньо-професійна програма «Радіофізика і електроніка»

 КАЛІНІЧЕНКО Гордій

Керівник: завідувач кафедри космічної радіофізики,
член-кореспондент НАН України,
доктор фіз.-мат. наук, професор
ЧОРНОГОР Леонід



Консультант: аспірант ЖДАНКО Євген



Харків – 2024

АНОТАЦІЯ

ТРАЄКТОРІЇ ДЕКАМЕТРОВИХ РАДІОХВИЛЬ У ЗБУРЕНІЙ ІОНОСФЕРІ

Гордій КАЛІНІЧЕНКО

Кваліфікаційна робота «Траєкторії декаметрових радіохвиль у збуреній іоносфері» містить 46 сторінок, 3 розділи, 25 рисунків, 14 використаних джерел.

Метою роботи є математичне моделювання траєкторій декаметрових радіохвиль в спокійній та збуреній іоносфері Землі.

Об'єкт дослідження – поширення декаметрових радіохвиль в іоносфері Землі.

Предмет дослідження – траєкторії декаметрових радіохвиль в спокійній і збуреній іоносфері.

Актуальність теми дослідження обумовлена тим, що заданий діапазон використовується багатьма системами зв'язку, як військовими так і цивільними, а також тим, що поширення радіохвиль цього діапазону повністю визначається станом іоносфери.

Завдання. Математичне моделювання і аналіз траєкторій декаметрових радіохвиль в спокійній та збуреній іоносфері Землі.

Методи. Для досягнення мети застосовувалося програмне забезпечення, що використовує систему диференціальних рівнянь геометричної оптики.

Результати. Виконано моделювання траєкторій декаметрових радіохвиль в спокійній та збуреній іоносфері Землі. Обчислення траєкторій проведено в залежності від частоти, часу доби та величини збурення.

ТРАЄКТОРІЇ ДЕКАМЕТРОВИХ РАДІОХВИЛЬ, ІОНОСФЕРА, ЗБУРЕННЯ, АЛГОРИТМИ РОЗРАХУНКУ, ЧАСТОТНА ЗАЛЕЖНІСТЬ, ЗАЛЕЖНІСТЬ ВІД ЧАСУ ДОБИ, ЗАЛЕЖНІСТЬ ВІД ВЕЛИЧИНИ ЗБУРЕННЯ.

ABSTRACT

Trajectories of Decameter Radio Waves in a Disturbed Ionosphere

Hordii KALINICHENKO

The qualification thesis “**Trajectories of Decameter Radio Waves in a Disturbed Ionosphere**” consists of 46 pages, 3 sections, 25 figures, and 14 references.

Objective: The primary aim of this research is a mathematical modeling of the decameter radio wave trajectories within both undisturbed and disturbed conditions of the Earth's ionosphere.

Object of Study: The propagation behavior of decameter radio waves in the Earth's ionosphere.

Subject of Study: The trajectories of decameter radio waves in both quiet and perturbed states of the ionosphere.

Relevance: The significance of this study stems from the extensive utilization of the decameter frequency range by various communication systems, encompassing both military and civilian applications. Furthermore, the propagation characteristics of radio waves within this frequency range are intrinsically influenced by the prevailing conditions of the ionosphere.

Research Tasks: To model and analyze the trajectories of decameter radio waves under undisturbed and disturbed ionospheric conditions.

Methodology: The research employed software tools based on systems of differential equations derived from the principles of geometric optics to model wave trajectories.

Results: The study successfully modeled the trajectories of decameter radio waves under varying ionospheric conditions. The calculations explicitly accounted for the dependence of trajectories on parameters such as wave frequency, time of day, and the magnitude of ionospheric disturbances.

DECAMETER RADIO WAVE TRAJECTORIES, IONOSPHERE, DISTURBANCES, COMPUTATIONAL ALGORITHMS, FREQUENCY DEPENDENCE, DEPENDENCE ON TIME OF DAY, DISTURBANCE AMPLITUDE DEPENDENCE.

ЗМІСТ

ВСТУП	4
РОЗДІЛ 1. АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ.....	6
1.1 Загальні відомості	6
1.3. Короткі відомості про іоносферу Землі.....	12
1.4. Основи теорії похилого радіозондування іоносфери.....	13
1.5. Основні типи траєкторій декаметрових радіохвиль в іоносфері	16
1.6. Висновки до розділу 1	22
РОЗДІЛ 2. ЗАСОБИ ТА МЕТОДИ.....	23
2.1. Рівняння геометричної оптики	23
2.2. Алгоритми розрахунку траєкторій декаметрових радіохвиль в іоносфері.	23
2.3. Межі застосовності геометричної оптики.....	23
2.4. Висновки до розділу 2	30
РОЗДІЛ 3. РОЗРАХУНОК ТРАЄКТОРІЙ ДЕКАМЕТРОВИХ РАДІОХВИЛЬ В ІОНОСФЕРІ	31
3.1. Частотна залежність.....	31
3.2. Залежність від часу доби.....	34
3.3. Залежність від величини збурень	39
3.4. Висновки до розділу 3	42
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ.....	45

ВСТУП

Поширення декаметрових радіохвиль (діапазон 3–30 МГц) відіграє важливу роль у забезпеченні радіозв'язку на далекі відстані, особливо в галузі радіомовлення, морського та авіаційного зв'язку, а також для військових та наукових цілей. Іоносфера Землі, будучи відбиваючим природним шаром для радіохвиль, дозволяє сигналам огинати планету і досягати віддалених регіонів. Моделювання поширення декаметрових радіохвиль в іоносфері Землі є складним завданням, оскільки іоносфера є динамічним середовищем, параметри якого можуть змінюватися в залежності від часу доби, сонячної активності та геомагнітних збурень. Ці зміни можуть суттєво впливати на якість зв'язку, викликаючи флуктуації, згасання та втрату сигналу. Напрямок поширення радіохвиль в іоносфері змінюється з висотою через зміну концентрації електронів. Це призводить до заломлення хвилі. У шарі D відбувається значне поглинання радіохвиль, особливо вдень, коли іонізація цього шару максимальна. Це призводить до згасання радіохвиль, що обмежує дальність зв'язку.

Основна мета моделювання – передбачити траєкторію радіохвилі в іоносфері та дальність зв'язку, а також врахувати вплив різних факторів на поширення радіохвиль.

В умовах постійно зростаючих вимог до стабільності та якості радіозв'язку, особливо в критично важливих сферах, таких як авіація та військові операції, дослідження процесів поширення декаметрових радіохвиль набуває особливої актуальності. Розуміння поведінки радіохвиль в іоносфері дозволяє покращувати існуючі та розробляти нові методи прогнозування умов зв'язку, що важливо для підвищення його надійності.

Метою роботи є математичне моделювання траєкторій декаметрових радіохвиль в спокійній та збуреній іоносфері Землі.

Об'єкт дослідження – поширення декаметрових радіохвиль в іоносфері Землі.

Предмет дослідження – траєкторії декаметрових радіохвиль в спокійній і збуреній іоносфері.

РОЗДІЛ 1. АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

1.1 Загальні відомості

Широке використання декаметрового діапазону радіохвиль починається з 1930-х рр., після того, як радіоаматори виявили, що такі хвилі мають змогу поширюватися на глобальні відстані.

Стосовно саме траєкторних розрахунків, то одним з перших розробників математичних методів їх побудови був Хазельгров. У своїй роботі він показав, як рівняння для променя в анізотропному середовищі можуть бути використані для розрахунку траєкторій променів у трьох вимірах у модельній іоносфері [1]. Такі рівняння добре підходять, коли є відомим напрямок променя, але якщо відомі тільки кінцеві точки траєкторії, то тоді треба запускати багато променів щоб потрапити до необхідної кінцевої точки. Альтернативний підхід трасування променів за схемою «точка-точка» розроблено у роботі [2]. Великий внесок у моделювання поширення радіохвиль зроблено авторами [3]. Вони розглядали поле електромагнітної хвилі в околиці каустики при поширенні в магнітоактивній іоносферній плазмі і показали, що максимальне значення амплітуди поля оцінити з геометро-оптичного (променевого) наближення.

Важливо відзначити, що в Україні траєкторними розрахунками декаметрових радіохвиль успішно займається група вчених з якою працював автор цієї кваліфікаційної роботи [4–8].

Визначимо тепер основні терміни, що знадобляться нам для подальшого розуміння.

1. Частота

Частота (f) — кількість циклів коливань хвилі в секунду, що вимірюється в герцах. Зв'язок між частотою, довжиною хвилі та швидкістю поширення в середовищі задається через рівняння: $f = \frac{c}{\lambda}$.

2. Поляризація радіохвиль

Поляризація радіохвиль – це орієнтація коливань електричного поля хвилі. Лінійна поляризація виникає, якщо електричне поле коливається в одному напрямі. Кругова та еліптична поляризації виникають при обертанні вектора електричного поля по колу або еліпсу.

3. Показник заломлення

Показник заломлення (n) - це відношення швидкості світла у вакуумі (c) до швидкості світла у заданому середовищі (v):

$$n = \frac{c}{v}$$

Показник заломлення визначає, наскільки сильно хвиля уповільнюється під час переходу з одного середовища до іншого.

4. Звичайна та незвичайна хвилі

На відміну від оптичного випадку, в якому швидкість звичайної хвилі не залежить від напрямку поширення, у випадку поширення радіохвиль в магнітоплазмі швидкості як звичайної, так і незвичайної хвиль залежать від напрямку поширення.

За поздовжнього поширення обидві радіохвилі мають кругову поляризацію, при цьому вектори напруженості електричного поля знаходяться в площині фронту хвилі. Напрямок обертання для незвичайної хвилі співпадає

з напрямком обертання електронів навколо силових ліній магнітного поля, а напрямком обертання для звичайної хвилі є протилежним.

За поперечного поширення хвилі поляризовані лінійно: звичайна хвиля у напрямку силових ліній, незвичайна – перпендикулярно ним.

5. Діюча та істинна висоти

Істинна висота – це фактична фізична висота шару іоносфери, де відбувається відбиття, вимірювана від поверхні Землі.

Діюча висота з'являється з припущення, що хвиля поширюється зі швидкістю світла до точки відбиття в іоносфері і назад до землі. Таким чином:

$$h' = \frac{1}{2}ct.$$

де h' – висота відбиття, c – швидкість світла у вакуумі, t – час запізнювання.

6. Фазова та групова швидкості

Фазова швидкість (v_p) – це швидкість, з якою переміщується будь-яка точка постійної фази хвилі, наприклад, гребінь хвилі. Вона виражається через частоту f та довжину хвилі λ :

$$v_p = \frac{\lambda}{T} = \frac{\omega}{k}.$$

Групова швидкість (v_g) виражається через похідну дисперсійного співвідношення:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk}.$$

Групова швидкість є швидкістю максимуму огинаючої хвиль або швидкістю енергії хвильового пакету.

7. Шляхи

У теорії поширення радіохвиль шлях описує траєкторію, по якій поширюється радіохвиля. Шляхи можуть бути різними, наприклад:

Прямий шлях – хвиля поширюється прямою лінією без значних спотворень чи заломлень.

Рефракційний шлях – хвиля заломлюється у плоскошаруватому середовищі з різними показниками заломлення.

Відбитий шлях – хвиля відбивається майже без заломлення від поверхні (наприклад, від землі чи іоносфери).

8. Променева швидкість

Швидкість поширення хвильового фронту пучка кінцевої протяжності та нескінченної тривалості (точки, де фаза стаціонарна по відношенню до зміни напрямку хвильової нормалі при постійній частоті).

9. Кути між радіохвилею та горизонтом чи нормаллю

Кут піднесення (θ) – це кут між напрямом поширення радіохвилі та горизонтом.

Кут падіння – кут між напрямом радіохвилі та нормаллю до поверхні при її падінні на межу розділу двох середовищ.

10. Критичний кут та частота

Критичний кут (θ_c) – максимальний кут, при якому радіохвиля заданої частоти ще може відбитися від іоносфери.

Критична частота – це максимальна частота радіосигналу, при якій хвиля може відбиватися від певного шару іоносфери і повертатися до Землі, замість того, щоб пройти крізь іоносферу і вийти в космос.

11. Каустика

Каустики описують місця концентрації світлових променів після їх заломлення чи відбиття.

12. Промінь – це пряма або крива лінія, вздовж якої поширюється енергія світлового поля. Також геометрична лінія, яка в кожній своїй точці перпендикулярна хвильовому фронту, що проходить через цю точку.

Необхідність траєкторних обчислень радіохвиль в іоносфері обумовлена специфічними характеристиками іоносфери та впливом цього середовища на поширення радіохвиль. Концентрація електронів в іоносфері змінюється з висотою, часом доби, сезоном та сонячною активністю. Ці зміни впливають на поширення радіохвиль і створюють неоднорідне середовище, де показник заломлення n змінюється у просторі та часі. В результаті радіохвилі можуть заломлюватися, відбиватися або поглинатися в залежності від умов. Чим більша неоднорідність, тим сильніше заломлення і складніша траєкторія радіохвилі.

Заломлення описується рівнянням дисперсії для плазми:

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2},$$

де ω_p – плазмова частота, яка залежить від концентрації електронів.

Формула плазмової частоти:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m}},$$

n – концентрація електронів, e – заряд електрона, ϵ_0 – електрична стала, m – маса електрона.

Траєкторія радіохвилі залежить від частоти хвилі f та локальної концентрації електронів N_e що вимагає обчислень для точного прогнозування шляху хвилі.

Це є важливим для оптимізації радіозв'язку, навігації, телекомунікації та ін., особливо на великих відстанях. Траєкторні розрахунки дозволяють визначити, на якій висоті та під яким кутом хвиля буде відбита, а також яку відстань вона пройде. Це особливо важливо для передбачення того, куди саме повернеться радіохвиля на Землю.

1.2. Закони заломлення та геометрична оптика

Закони геометричної оптики (наприклад, рівняння Снелліуса) справедливі лише для однорідних середовищ. В іоносфері ж, з її показником заломлення, що варіюється, необхідно використовувати траєкторні обчислення на основі рівнянь геометричної оптики:

$$\frac{d\mathbf{k}}{ds} = \nabla n(r),$$

де \mathbf{k} — хвильовий вектор, s — довжина шляху, а $\nabla n(r)$ градієнт показника заломлення. Це рівняння допомагає передбачити, як зміниться напрямок хвилі при її проходженні через неоднорідні шари іоносфери.

Рівняння ейконалу. Це рівняння визначає поширення фазових фронтів радіохвилі у неоднорідному середовищі. Воно має вигляд:

$$(\nabla S)^2 = n^2,$$

де S – ейконал або фазовий шлях хвилі.

Оскільки n змінюється залежно від просторового положення (залежно від концентрації електронів в іоносфері), траєкторія хвилі також змінюватиметься. Розрахунок траєкторій з використанням рівняння ейконалу необхідний для точного визначення шляху радіохвилі через іоносферу.

Необхідність траєкторних обчислень радіохвиль в іоносфері полягає в тому, що показник заломлення іоносфери $n(r)$ змінюється з висотою, часом доби та сонячною активністю.

1.3. Короткі відомості про іоносферу Землі

Іоносфера – це іонізована частина верхньої атмосфери. Вона простягається від приблизно 60 до понад 1000 км і повністю оточує Землю. Основним джерелом плазми для іоносфери є фотоіонізація нейтральних молекул під дією електромагнітного та корпускулярного випромінювань Сонця. Утворені іони вступають у хімічні реакції з нейтральними речовинами, рекомбінують з електронами, поширюються або більш високі, або нижчі висоти або транспортуються нейтральним вітром. Однак дифузійний і транспортний ефекти залежать від магнітного поля Землі.

Одним з найважливіших параметрів іоносфери є електронна концентрація.

Параметри атмосфери переважно змінюються з висотою z . При $z \leq 200$ км іоносфера є слабоіонізованою плазмою. На висотах $z \geq 200$ км плазму можна вважати сильноіонізованою.

Іоносфера складається з шарів: C ($z \approx 50$ –70 км), D (70–90 км), E (90–120 км) і F (120–1000 км). Крім того, іоносферу умовно поділяють на нижню (50–100 км), середню (100–300 км) та зовнішню (300–1000 км).

Параметри іоносфери істотно залежать від часу доби, сезону, сонячної активності та магнітної збуреності. Однак у всіх випадках зберігаються області іоносфери та її головний максимум на висотах приблизно 250–400 км для дня та ночі відповідно (рис. 1.1). Його поява обумовлена дією двох конкуруючих процесів: зі зростанням висоти зменшується роль хімічних реакцій (втрат електронів) та збільшується роль дифузії.

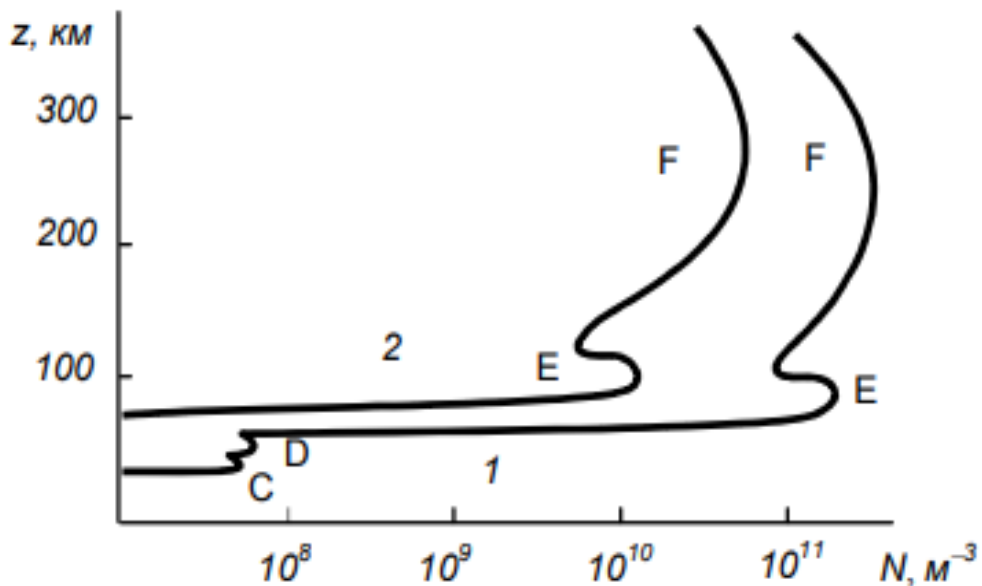


Рис. 1.1 Залежність електронної концентрації від висоти: 1 – день, 2 – ніч.

1.4. Основи теорії похилого радіозондування іоносфери

Похиле поширення має найважливіше значення з погляду радіозв'язку. Зокрема, при виборі частотного діапазону, який використовується на кожній конкретній трасі, дуже важливо визначити придатний для використання спектр частот. Верхня межа частотного спектру зазвичай визначається максимальним значенням електронної концентрації в іоносфері, а нижня межа визначається сукупністю таких факторів, як поглинання у шарі D, рівень шумів, а також перешкоди від широкомовних станцій. Наприклад, на середніх

частотах (від 500 до 1500 кГц) вдень через посилене поглинання в шарі D іоносферна хвиля практично повністю відсутня.

Існує кілька теорем, які пов'язують певні характеристики хвилі, що поширюється похило, з властивостями іншої хвилі, яка, поширюючись вертикально, відбивається на тій самій висоті, що й перша хвиля. Цю другу хвилю ми назвемо еквівалентною вертикальною хвилею.

Співвідношення між частотою f_{ob} хвилі, що падає похило на плоский шар, і частотою еквівалентної вертикальної хвилі f_0

$$f_0 = f_{ob} \cos \phi_0,$$

$$f_{ob} = f_0 \sec \phi_0,$$

де ϕ_0 кут між вертикаллю та напрямком променя на межі шару. Цю формулу називають законом секансу. Вона показує, що частота хвилі, яку ще здатний відбивати заданий іоносферний шар, тим вища, чим більш похило хвиля падає на шар.

Кут падіння ϕ_0 може бути виражений через діючу висоту точки відбиття та відстань між передавачем та приймачем (на Землі) за допомогою теорем Брейта і Тьюва, а також теореми Мартіна.

Відповідно до теореми Брейта і Тьюва, час, за який хвиля проходить своїм істинним, викривленим шляхом TBR, дорівнює тому часу, який необхідно хвилі, щоб пройти у вакуумі вздовж еквівалентного шляху по сторонах трикутника, описаного біля істинної траєкторії (рис. 1.2). Час t проходження хвилі вздовж траєкторії TBR дорівнює

$$t = \int_{TBR} \frac{ds}{u_{ob}} = \frac{1}{c} \int_{TBR} \frac{ds}{\mu_{ob}},$$

де u_{ob} – групова швидкість, а c - швидкість поширення в порожнечі.

$$t = \frac{1}{c \sin \phi_0} \int_{TAR} dx = \frac{D}{c \sin \phi_0} = \frac{TA + AR}{c},$$

де D – довжина відрізка TR на земній поверхні.

Теорема Мартіна про еквівалентний шлях свідчить, що діюча висота відбиття, при похилому падінні хвилі на шар дорівнює діючій висоті відбиття еквівалентної вертикальної хвилі.

Діюча висота h_{ob} при похилому падінні є $(1/2)P'_{ob} \cos \phi_0$ де,

$$P'_{ob} = 2 \left(\int_{PB} \frac{dS}{\mu_{ob}} + TP \right).$$

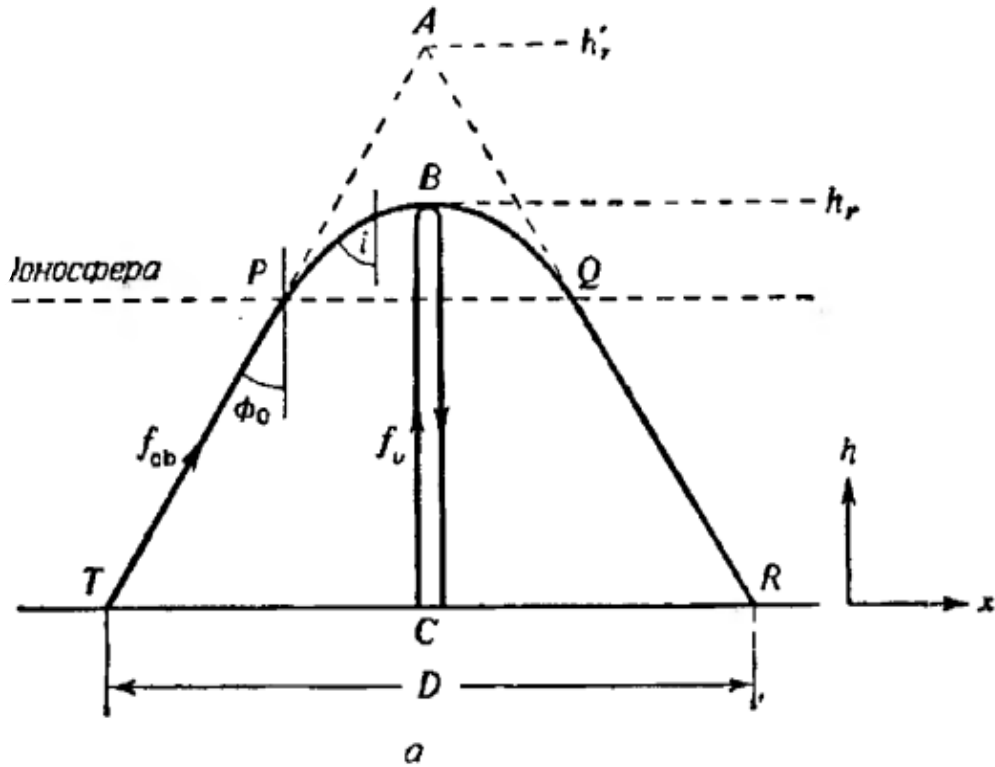


Рис. 1.2. Еквівалентні хвилі на частотах f_{ob} та f_0 , що відбиваються при похилому і вертикальному падінні на плоску іоносферу на одній і тій самій істинній висоті.

Теорема Мартіна дозволяє моделювати іоносферу фіктивним дзеркальним відбивачем, розташованим на діючій висоті відбиття еквівалентної вертикальної хвилі. Знаючи h_0 як функцію частоти, можна знайти f_{0b} за наступною формулою:

$$f_{0b} = f_0 \sec \phi_0 = f_0 \frac{\sqrt{(D/2)^2 + (h'_0)^2}}{h'_0}.$$

1.5. Основні типи траєкторій декаметрових радіохвиль в іоносфері

Магнітне поле чинить суттєвий вплив на поширення радіохвиль. Магнітне поле визначається головним чином речовиною, розташованою глибоко в ядрі Землі. Також поблизу Землі існують локальні аномалії, обумовлені існуванням великих скупчень феромагнітної речовини в земній корі.

Внаслідок теплового руху електрони безперервно обертаються в магнітному полі Землі. Можна показати, що гіромагнітна частота f_H не залежить від швидкості іона. Щоб отримати уявлення про величину f_H в іоносфері, підставимо значення $B_0 = 0.5 \cdot 10^{-4}$ Вб/м²; тоді отримаємо $f_H = 2.80 \cdot 10^{10} B_0 \approx 1.4$ МГц для вільних електронів, близько 770 Гц для іонів водню та 25 Гц для одноразово іонізованих молекул кисню та азоту. Оскільки електрони є важливим фактором при поширенні високочастотних радіохвиль, то знаходження електронної гірочастоти в діапазоні, що передає, означає, що магнітне поле має важливе значення. Вперше на це звернув увагу Ешплтон, який одним із перших зробив внесок у теорію іоносферного поширення радіохвиль.

Звичайна і незвичайна хвилі. В оптичному випадку для звичайної хвилі швидкість не залежить від напрямку поширення, тоді як для незвичайної хвилі швидкість поширення залежить від напрямку поширення. Проте для радіохвиль

у магнітоплазмі швидкість обох хвиль залежить від напрямку поширення, так що в оптичному сенсі обидві характерні хвилі є незвичайними хвилями. Наприклад, якщо розглянути поширення хвилі перпендикулярно до магнітного поля, тоді $Y = 0$ і негативний знак у рівнянні

$$R_{\mp} = \frac{i}{2Y_L} \left[\frac{Y_T^2}{1-X} \mp \frac{-\sqrt{Y_T^4}}{(1-X)^2 + 4Y_L^2} \right]$$

дає $R = 0$. Таким чином, електричний вектор хвилі та напрямок руху електрона паралельні магнітному полю і, отже, не залежать від нього. Ця хвиля називається звичайною хвилею. У разі поперечного поширення рівняння показують, що \pm залежить від магнітного поля (через Y) і тому називається незвичайною хвилею. Відбиття звичайної хвилі не залежить від напруженості та напрямку зовнішнього магнітного поля, тоді як рівень відбиття незвичайної хвилі залежить від напруженості магнітного поля.

Особливості траєкторій. Для визначення амплітуди, поляризації, відносної фази, часу поширення і т. д. радіохвилі необхідно знайти траєкторію променя між передавачем та приймачем. Легко можна зробити це лише для кількох простих іоносферних моделей, у яких нехтують електронними зіткненнями, магнітним полем Землі та іоносферними неоднорідностями. І тут траєкторію променя можна визначити аналітично. Загалом, однак, траєкторії повинні визначатися на основі крокової обробки.

При побудові траєкторії променя зустрічаються, звісно, різні ускладнення. Найпростіше будувати траєкторію променя, коли іоносфера вважається плоским відбивачем. Траєкторія променя у разі складається з прямолінійних відрізків. У більш складних випадках враховуються ефекти зміни електронної концентрації, магнітного поля та частоти зіткнень. Коли іоносферна стратифікація помітно відхиляється від концентричної, мають місце незвичайні променеві траєкторії. Крім того, оскільки іоносфера є

анізотропним середовищем, то напрямок поширення енергії відрізняється від напрямку поширення фази і виникають збурені траєкторії.

Траєкторії променів при похилому поширенні. Коли радіохвилі поширюються під нахилом у неоднорідному середовищі, їхня траєкторія змінюється. Ключовим інструментом розрахунку траєкторії променів є закон Снелліуса. У випадку радіохвиль, якщо середовище є ізотропним, закон Снелліуса залишається справедливим:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2,$$

де:

n_1 та n_2 - показники заломлення першого та другого середовища,

θ_1 - кут падіння,

θ_2 - кут заломлення.

За такого поширення під кутом до магнітного поля має місце один незвичайний ефект. Розглянемо вертикальне поширення о-хвилі в середніх широтах. У цьому випадку промінь змінює напрямок на північ. Подивимося, що станеться, якщо кут падіння трохи збільшити, залишаючи поширення в площині магнітного меридіана. Припустимо, що поширення відбувається у північній півкулі з півночі на південь. Оскільки напрям хвильової нормалі підпорядковується закону Снелліуса і для о-хвилі $\mu < 1$, то хвильова нормаль буде згинатися відносно напрямку в точці А доти, доки не досягне такого положення в точці С, коли виявиться паралельною B_0 . μ^2 лінійно зменшується залежно від X , доки досягне рівня $X = 1$, на якому

$$\mu^2 = \frac{Y}{1 + Y},$$

а потім падає до нуля.

У точці С:

$$\mu \cos I = \sin \phi_0.$$

За умови що $(\sin \phi_0 / \cos I)^2 \leq Y / (1 + Y)$ хвиля завжди досягне рівня $X = 1$, тобто для всіх кутів падіння, менших критичного:

$$\phi = \arcsin \left[\sqrt{Y / (1 + Y)} \cos I \right]$$

Так як показник заломлення змінюється раптово при $X = 1$, то раптово змінюються траєкторії променів звичайної хвилі при кутах падіння, менших ϕ . При кутах падіння, великих ϕ , показник заломлення, необхідний для відбиття хвильової нормалі більше $[Y / (1 + Y)]^{1/2}$ тому хвиля відбивається нижче рівня, де $X = 1$. У траєкторії променю розриву не буде. Розрив був названий ефектом загострення.

Критичний кут зростає зі зменшенням l , тому ϕ досягає максимуму на екваторі.

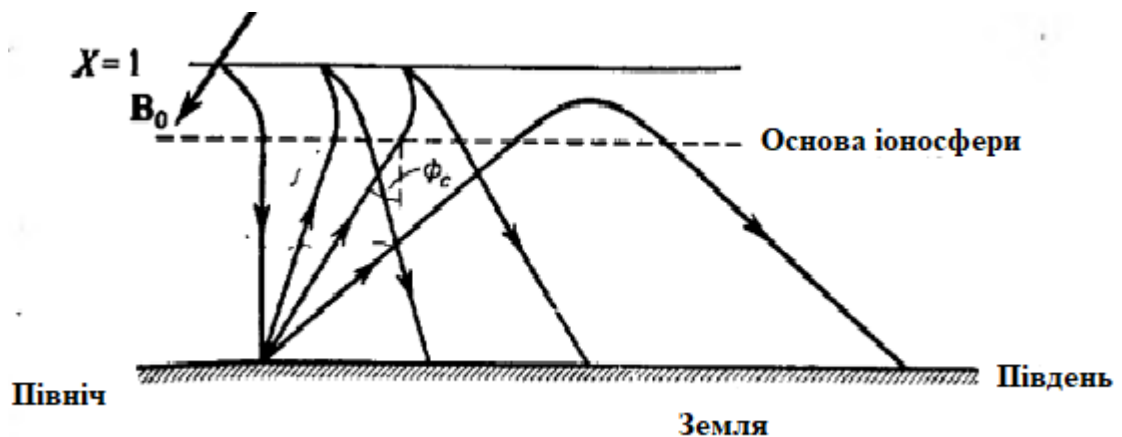


Рис. 1.3. Траєкторії звичайних променів при похилому поширенні у площині магнітного меридіана.

Найпростіша форма побудов похилих траєкторій передбачає прямолінійне поширення променю та дзеркальне його відбиття від поверхні іоносфери. Більш досконалий підхід полягає у використанні модельних шарів, таких як параболічний шар. У разі реального профілю електронної

концентрації променевої траєкторії в іоносфері доводиться будувати послідовно, точка за точкою. Це трудомістка процедура, і для неї найкраще використовувати швидкодіючу обчислювальну машину. Виконувати таку побудову променевої траєкторії часто доводиться, коли необхідно встановити можливість здійснення зв'язку між двома пунктами. Це особливо важливо в тих випадках, коли характеристики іоносфери змінюються вздовж траєкторії та (або) коли можлива поява окремих ділянок зі спорадичним шаром E, що змінює геометрію траєкторії.

На рис. 1.4 зображено декілька таких траєкторій. Для позначення відбиття від Землі прийнято використовувати дефіс. Відсутність дефісу між двома літерами означає два послідовні іоносферні відбиття. Для ілюстрації цих правил є рис. 1.4 “а - е”. На рис. 1.4 “ж - з” показаний випадок, коли шар має опуклість, що в певні періоди має місце поблизу геомагнітного екватора.

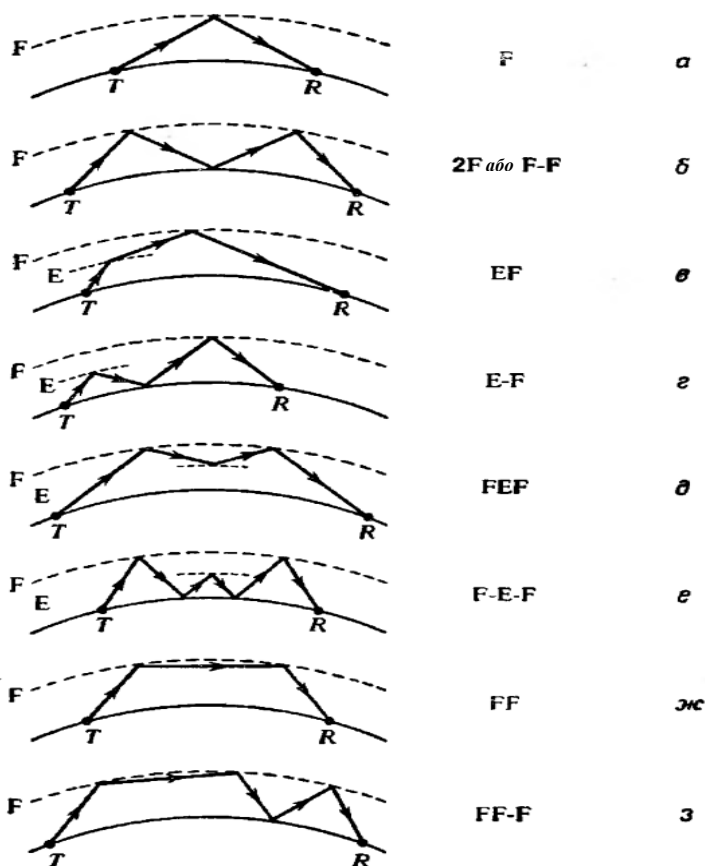


Рис. 1.4. Позначення, що застосовуються для похилих променивих траєкторій.

Для зворотного розсіяння можлива система позначень показана на рис. 1.5.

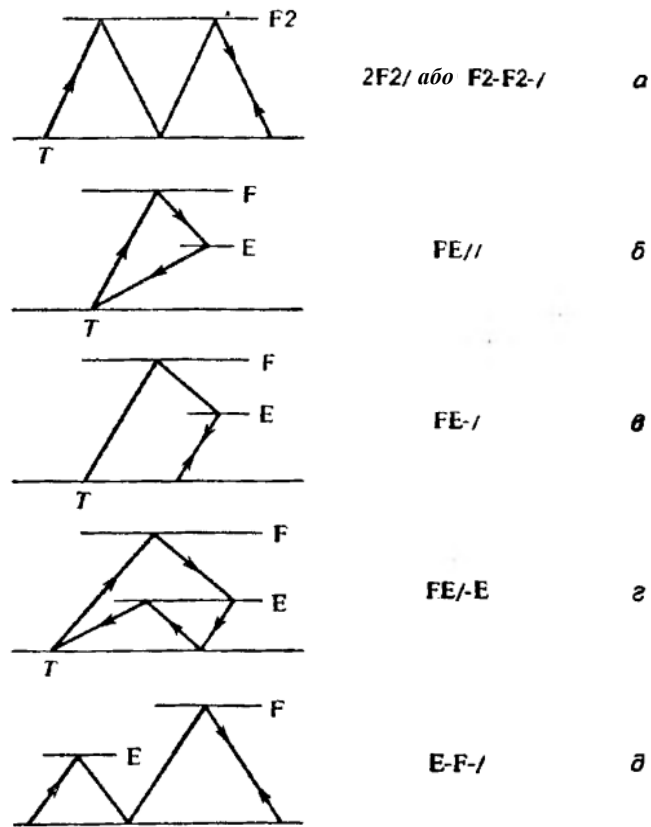


Рис. 1.5. Позначення, що застосовуються для похилих променевих траєкторій за наявності зворотного розсіяння.

Ще один тип траєкторії показано на наступному рис. 1.6. У цьому випадку хвиля може поширюватись із частотою, що перевищує нормальну максимальну частоту. Внаслідок кривизни іоносфери і Землі є деякий максимальний кут падіння на іоносферний шар, при якому кут піднесення перетворюється на нуль; Це накладає верхню межу на максимальну частоту.



Рис. 1.6. Променева траєкторія за участю розсіяння, за яким слідує ряд відбиттів від шару F. Таку траєкторію можна позначити символом EFFFF.

Якщо промінь зазнає розсіяння на іоносферних неоднорідностях, як це показано на рис. 1.6, то кут падіння розсіяного променя на шар F2 може виявитися більшим, ніж у разі нормального поширення сигналу у шарі F2. При цьому сигнал відчуває ряд послідовних відбиттів від шару F2, доки він не потрапляє в область з таким градієнтом електронної концентрації, який викличе відбиття частини енергії назад до Землі.

1.6. Висновки до розділу 1

1. Іоносфера – надзвичайно мінливе середовище, її параметри залежать від низки природних і техногенних процесів.

2. З огляду на можливі траєкторії поширення радіохвиль, під впливом зовнішніх чинників у такому середовищі вони можуть зазнавати суттєвих важкопередбачуваних змін.

3. Все це безпосередньо впливає на якість та стійкість радіозв'язку систем телекомунікації, радіолокації, радіоастрономії та ін.

РОЗДІЛ 2. ЗАСОБИ ТА МЕТОДИ

2.1. Рівняння геометричної оптики

Геометрична оптика у вузькому, «променевому» сенсі вивчає лише способи побудови зображень за допомогою променів, тоді як геометрична оптика в широкому, «хвильовому» розумінні постає як метод наближеного опису хвильових полів. При хвильовому тлумаченні, промені утворюють лише геометричний кістяк, на який «нашивається» хвильове поле.

В основі рівнянь геометричної оптики лежать рівняння Максвелла.

Закон Гауса для електричного поля:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0},$$

де \mathbf{E} – вектор напруженості електричного поля, ρ – густина вільного заряду, ϵ_0 – електрична стала.

Закон Гауса для магнітного поля:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0,$$

\mathbf{B} – вектор магнітної індукції.

Закон Фарадея (закон індукції):

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}.$$

Узагальнений закон Ампера (зі струмом усунення):

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t},$$

де \mathbf{J} – густина струму, μ_0 – магнітна стала.

З рівнянь Максвелла можна отримати рівняння Гельмгольца:

$$\Delta u + k_0^2 n^2(\mathbf{r})u(\mathbf{r}) = 0,$$

де $k_0 = \frac{\omega}{c}$ - хвильове число, c - швидкість світла в вакуумі, ω - частота, а величина $n(\mathbf{r})$, звана коефіцієнтом заломлення, характеризує властивості середовища, в якому поширюється хвиля.

В електродинаміці рівняння Гельмгольца передає всі характерні особливості поведінки електромагнітних хвиль в ізотропному середовищі, крім поляризації, при цьому квадрат показника заломлення дорівнює діелектричній проникності середовища: $n^2(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r})$ (усюди вважатимемо, що магнітна проникність середовища дорівнює одиниці).

Розв'язок рівняння Гельмгольца у найпростішому випадку – для плоскої хвилі, що поширюється в напрямку орта \mathbf{l} в однорідному середовищі з $n = \text{const}$, має вигляд

$$u(\mathbf{r}) = A e^{i\Psi(\mathbf{r})}, \quad \Psi(\mathbf{r}) = k_0 n(\mathbf{r} \cdot \mathbf{l}),$$

Також з цього рівняння можна отримати функцію Ψ , яку називають ейконалом, а рівняння якому підпорядковується Ψ – рівнянням ейконалу.

$$(\nabla \psi)^2 = n^2,$$

$$2(\nabla A_0 \nabla \psi) + A_0 \Delta \psi = 0,$$

$$2(\nabla A_1 \nabla \psi) + A_1 \Delta \psi = -L \nabla A_0,$$

...

$$2(\nabla A_m \nabla \psi) + A_m \Delta \psi = -L \nabla A_{m-1}.$$

Ейконал Ψ має розмірність довжини і називається ще *оптичним шляхом хвилі*.

До розв'язку цих рівнянь і зводиться визначення поля у наближенні геометричної оптики. Ці рівняння простіші, ніж вихідне рівняння Гельмгольца: по-перше, це рівняння у частинних похідних першого порядку,

а по друге, їх розв'язання зводиться до розв'язання звичайних диференціальних рівнянь.

2.2. Алгоритми розрахунку траєкторій декаметрових радіохвиль в іоносфері

Оберемо променеві рівняння в декартових координатах у вигляді:

$$\frac{d\mathbf{r}}{d\tau} = J\mathbf{p} - K\mathbf{Y},$$

$$\frac{d\mathbf{p}}{d\tau} = I\nabla X.$$

Тут \mathbf{r} – радіус-вектор променя, \mathbf{p} – вектор хвильової нормалі, τ – незалежна змінна,

$$J = -2(2(1 - X - Y^2)(q + 1) + \mathbf{Y}\mathbf{p} + Y^2),$$

$$K = 2(p^2 - 1)\mathbf{Y}\mathbf{p},$$

$$I = (-(p^2 - 1) + (\mathbf{Y}\mathbf{p})^2 + 2(1 + 2x) - Y^2)q + 2 - 3X,$$

де $X = \omega_p^2 / \omega^2$, $\omega_p^2 = \frac{e^2 N}{\epsilon_0 m}$ – плазмова частота електронів (e і m – відповідно заряд і маса електрона, N – концентрація електронів, ϵ_0 – електрична стала). $\mathbf{Y} = Y\mathbf{B}/B$, $Y = \omega_B / \omega$, \mathbf{B} і B – вектор індукції геомагнітного поля і його модуль, $\omega_B = \frac{eB}{m}$ – гірочастота електронів, $q = \frac{a}{-b \pm \sqrt{b^2 - ac}}$, $a = 1 - X$, $b = a - Y_T^2 / 2$, $c = a - Y^2 + XY_L^2$. Y_L і Y_T – відповідно поздовжня та поперечна відносно вектора індукції геомагнітного поля складові вектора \mathbf{Y} , знак “+” для О-хвилі (звичайної хвилі), знак “-” для Н-хвилі (незвичайної хвилі).

Для цих виразів рівняння для похідних мають вигляд:

$$\frac{d\mathbf{r}_a}{d\tau} = \left[\left(\frac{\partial J}{\partial \mathbf{r}}, \mathbf{r}_a \right) + \left(\frac{\partial J}{\partial \mathbf{p}}, \mathbf{p}_a \right) \right] \mathbf{p} + J_{\mathbf{p}a} - \left(\frac{\partial K}{\partial \mathbf{p}}, \mathbf{p}_a \right) Y,$$

$$\frac{d\mathbf{p}_a}{d\tau} = \left[\left(\frac{\partial L}{\partial \mathbf{r}}, \mathbf{r}_a \right) + \left(\frac{\partial L}{\partial \mathbf{p}}, \mathbf{p}_a \right) \right] \frac{\partial X}{\partial \mathbf{r}} + L \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left(\frac{\partial X}{\partial \mathbf{r}} \mathbf{r}_a \right).$$

В результаті маємо розширену систему променевих рівнянь. Циклічне уточнення променевих координат здійснюється з умови мінімуму функції

$$\begin{aligned} \varphi(a) &= (\Delta_1(a) \Delta_1(a)), \\ \Delta_1 &= \Delta_0 - \mathbf{r}_a \Delta_a + S(\mathbf{l}_0 + \mathbf{l}_a \Delta a), \end{aligned}$$

де Δ_0 – вектор від пункту спостереження до точки променя на поверхні Землі в попередній ітерації; Δ_1 – вектор від пункту спостереження до точки променя в наступній ітерації; S – відстань від поверхні $\tau = \text{const}$ до поверхні Землі, $s(l_0 + l_a \Delta a) = -z_a \Delta a$, \mathbf{l}_0 – одиничний вектор вздовж променя у початковій точці ітерації, $\mathbf{l}_a \Delta a$ – приріст вектора при зміні a на Δa , \mathbf{l}_a – похідна від одиничного вектора за a , z_a – компонента вектора \mathbf{r}_a .

2.3. Межі застосовності геометричної оптики

При виконанні нерівності, хвилю можна вважати майже плоскою, а середовище майже одномірним, це є необхідною, але не достатньою умовою застосування методу геометричної оптики:

$$\mu = \frac{1}{kL} = \frac{1}{k_0 n L} = \frac{A}{L} \ll 1.$$

Достатні ж умови застосування повинні тим чи іншим способом враховувати похибки, що накопичуються, обумовлені тим, що поле нульового наближення $u_0 = A_0 e^{ik_0 \psi}$ не є точним розв'язком рівняння. Наявні зараз аналітичні можливості сформулювати достатні умови застосування методу та оцінити його дуже обмежені.

Евристичні критерії. Виходячи з евристичних критеріїв застосування геометричної оптики, є два твердження:

1. Параметри середовища, а також параметри хвилі (амплітуда та градієнт фази) не повинні помітно змінюватись у поперечному перерізі френелівського об'єму.

2. Френелівські об'єми променів, що приходять в ту саму точку, не повинні суттєво перетинатися один з одним. Згідно з критерієм 1, має виконуватися нерівність:

$$a_f \left| \frac{V_{\perp} A}{A} \right| \ll 1.$$

Що стосується критерію 2, то його можна формалізувати у виді нерівностей:

$$\delta V_f \ll V_f \quad \text{або} \quad \delta S_f \ll S_f.$$

Де δV_f - загальна частина френелівських об'ємів променів, що приходять у цю точку спостереження (відповідно δS_f , загальна площа перших зон Френеля). Критерій 2 виключає можливість дворазового врахування вкладу одних і тих же вторинних хвиль у результуюче поле.

Френелівські зони - це поділ хвильового фронту на кільцеві області (зони), які відрізняються на відстані від точки спостереження. Ці зони визначаються так, щоб світлові хвилі, що надходять з однієї зони, були зрушені по фазі щодо інших зон на π (180°). Світлові хвилі із сусідніх зон можуть інтерферувати, посилюючи або послаблюючи один одного.

Якщо точка спостереження перебуває у області, де фази хвиль від сусідніх зон протилежні, виникає часткова інтерференція. В результаті інтерференції інтенсивність світла може змінюватись в залежності від того, які зони переважають.

Френелівський об'єм - це область простору навколо джерела та приймача хвилі, в якій є суттєві ефекти дифракції. У цій галузі кожна зона Френеля робить внесок у формування хвильової картини. Геометрично, френелівський об'єм можна представити як об'єм, обмежений френелівськими зонами, визначеними для кожної пари точок (джерело-детектор).

Звичайна геометрична оптика, доповнена уявленнями про френелівські об'єми, дозволяє здійснювати всебічний аналіз високочастотних полів, який включає не тільки з'ясування їх якісної структури, а й одержання кількісних оцінок навіть у зонах непридатності геометричної оптики. Такий аналіз передбачає виконання таких дій:

- а) Визначення геометрооптичного поля (знаходження променів, фазових фронтів, каустик, амплітуд тощо).
- б) Знаходження областей застосовності та незастосовності геометричної оптики на основі евристичних критеріїв.
- в) Евристичні оцінки похибки поля в області застосування геометричної оптики та оцінки амплітуди в областях незастосовності методу.

При необхідності аналіз може бути доповнений оцінками експоненційно малих розсіяних полів.

Задача Коші – це фундаментальна задача, де потрібно знайти розв'язок диференціального рівняння або системи рівнянь із заданими початковими умовами. У фізиці іоносфери задача Коші застосовується для моделювання поведінки та зміни різних характеристик іоносферної плазми, таких як концентрація електронів, температура, електричне поле, у часі та залежно від висоти. Задача Коші для системи диференціальних рівнянь записується таким чином:

$$\frac{dy_1}{dt} = f_1(t, y_1, y_2, \dots, y_n),$$

$$\frac{dy_2}{dt} = f_2(t, y_1, y_2, \dots, y_n),$$

$$\frac{dy_n}{dt} = f_n(t, y_1, y_2, \dots, y_n).$$

Із початковими умовами: $y_1(t_0) = y_{1,0}, y_2(t_0) = y_{2,0}, \dots, y_n(t_0) = y_{n,0}$.

Метод Рунге-Кутта застосовується для чисельного розв'язання систем диференціальних рівнянь, які описують процеси в іоносфері. Однією з ключових завдань є моделювання концентрації та густини заряджених частинок та їх еволюції у часі під дією зовнішніх факторів, таких як сонячна активність та магнітосферні струми.

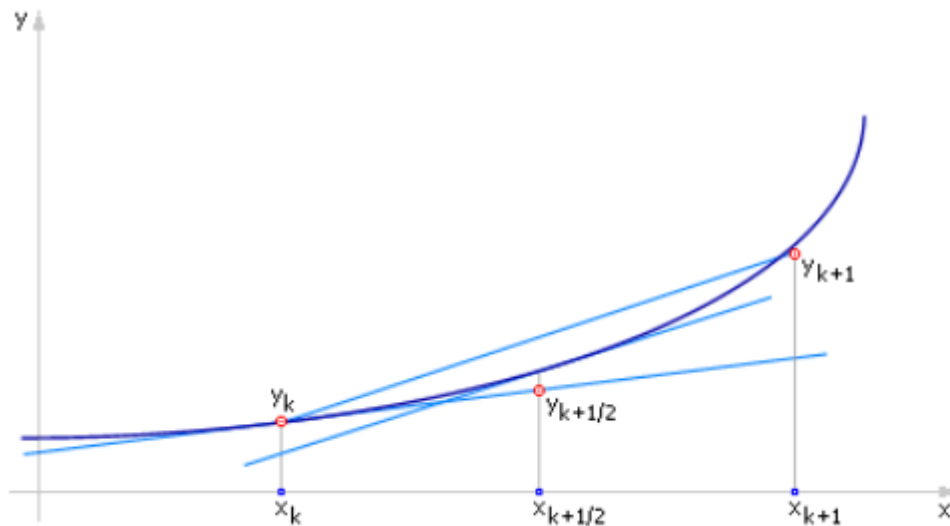


Рис. 2.1. Ілюстрація методу Рунге-Кутта.

Метод уточнює прогноз на кожному кроці, перевіряючи, як змінюється функція. Він дає гарне наближення при розумних обчислювальних витратах, що важливо для моделювання іоносферних явищ на великих проміжках часу та на великих висотах.

2.4. Висновки до розділу 2

1. Обґрунтовано, що траєкторні обчислення доцільно виконувати з застосуванням системи диференціальних рівнянь геометричної оптики. Головною умовою застосування геометричної оптики є те, що показник заломлення мало змінюється на довжині хвилі.

2. Диференціальні рівняння геометричної оптики зручно розв'язувати за допомогою відомого метода Рунге-Кутта.

3. За кроку в 0.4 км похибка обчислень становить не більше 1%.

РОЗДІЛ 3. РОЗРАХУНОК ТРАЄКТОРІЙ ДЕКАМЕТРОВИХ РАДІОХВИЛЬ В ІОНОСФЕРІ

Розділ 3 присвячено числовим розрахункам траєкторій декаметрових радіохвиль у стаціонарному неоднорідному магнітоактивному середовищі яким є іоносфера. Розрахунки виконані для низки залежностей.

3.1. Частотна залежність

Розглянемо залежність поширення радіохвиль від частоти. Для цього за допомогою іоносферної моделі IRI-2016 розрахуємо профіль плазмової частоти для літнього часу у місцевості біля м. Харків (LT, Local Time – місцевий час) (рис. 3.1).

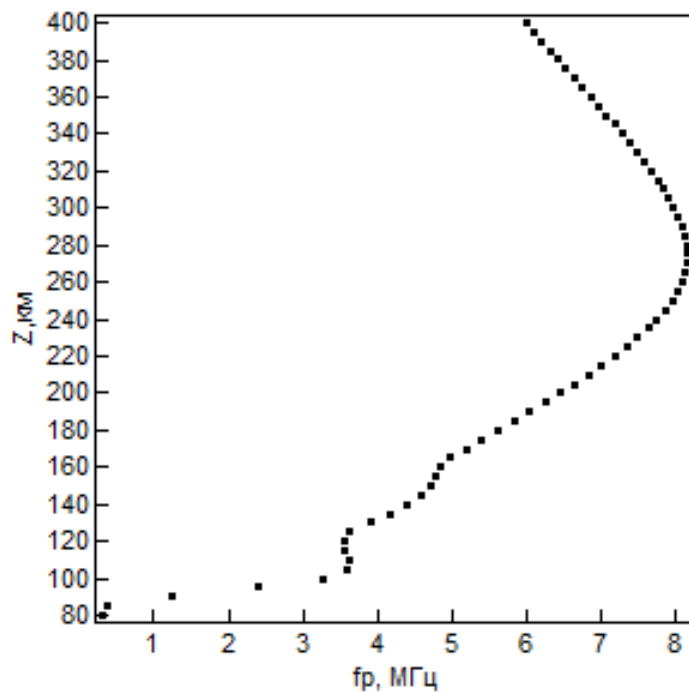


Рис. 3.1 Профіль плазмової частоти для 12 LT 15 липня 2024 р.

Результат розрахунку траєкторій радіохвиль частоти 3 МГц для заданого профілю наведено на рис. 3.2. Видно, що радіохвилі відбиваються на висотах 98, 96 і 95 км при кутах 65° , 55° і 45° відповідно (вказані кути застосовуються для усіх подальших розрахунків). Відстань іоносферного поширення радіохвиль вздовж осі x склала 20, 25 і 30 км відповідно для променів зліва направо.

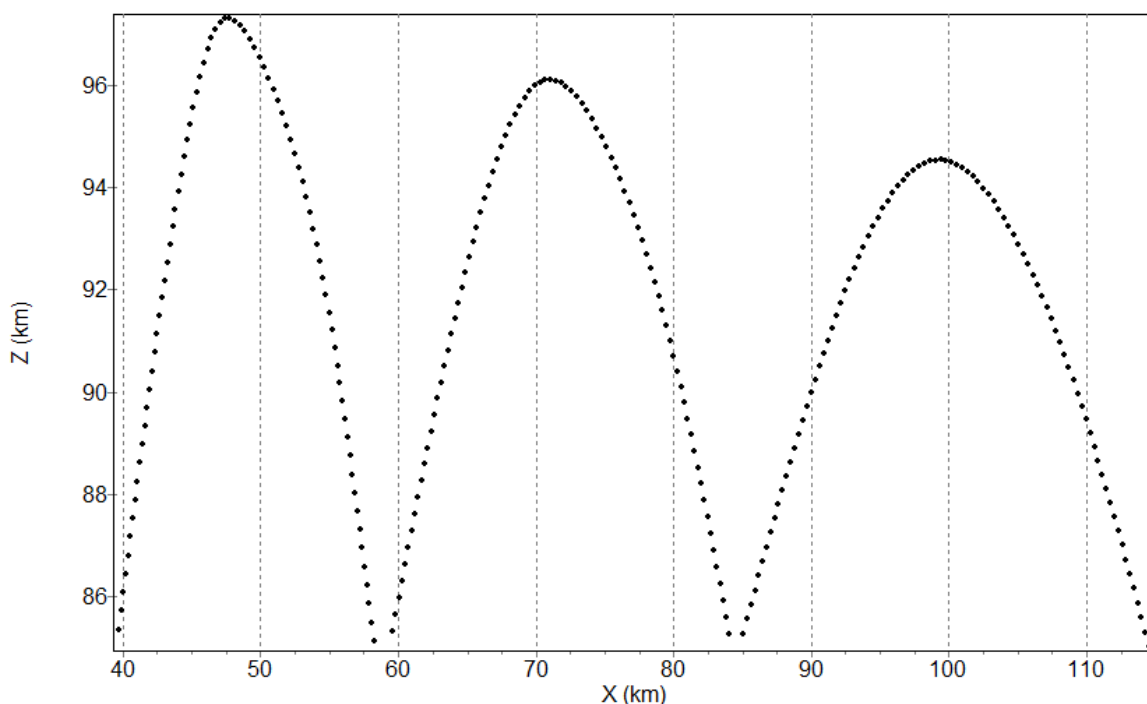


Рис. 3.2. Траєкторії радіохвиль на частоті 3 МГц для 12:00 LT 15 липня 2024 р.

Розглянемо тепер поширення радіохвиль з частотою 5 МГц (рис. 3.3).

При незмінних кутах і збільшенні частоти радіохвилі проникають більш глибоко в іоносферу і відповідно відбиваються вже на більших висотах: 138, 133 і 104 км відповідно. Відстань іоносферного поширення у напрямку на приймач порівняно з відстанню для радіохвиль на 3 МГц також збільшилася до 100, 145 і 75 км.

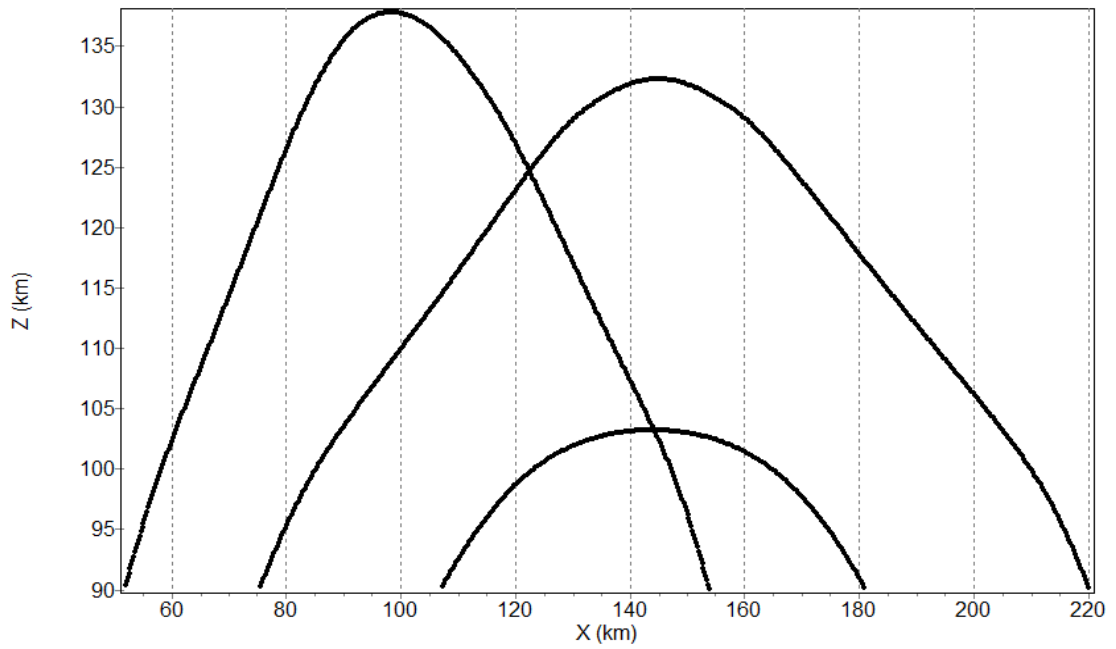


Рис. 3.3. Траєкторії радіохвиль на частоті 5 МГц для 12:00 LT 15 липня 2024 р.

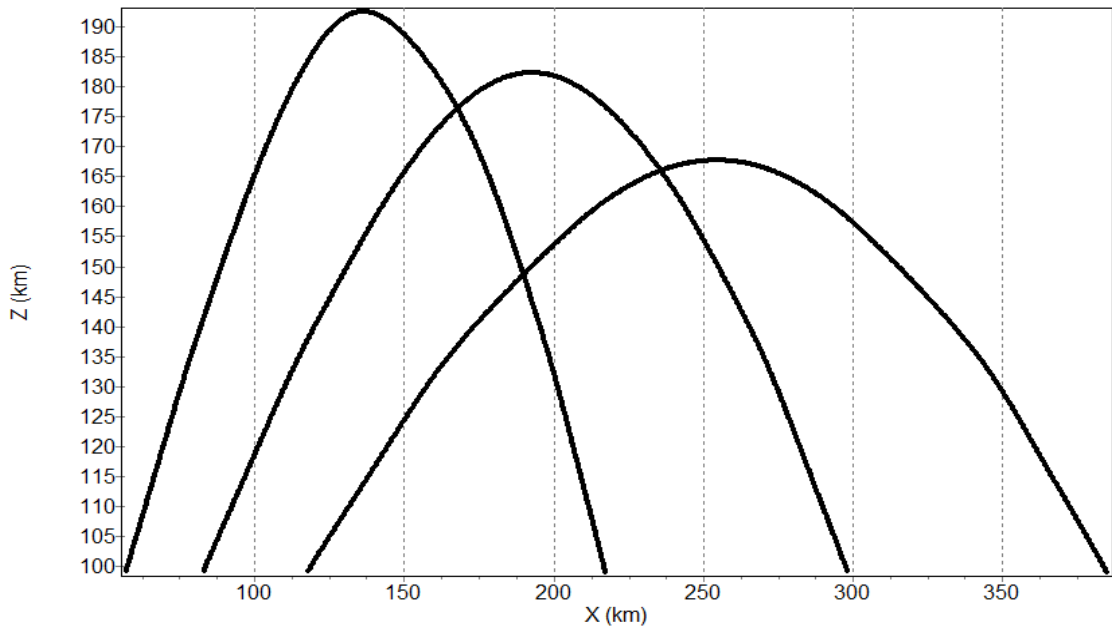


Рис. 3.4. Траєкторії радіохвиль на частоті 7 МГц для 12:00 LT 15 липня 2024 р.

Хвилі з частотою 7 МГц (рис. 3.4) відбиваються вище, ніж усі попередні. Висоти складають 195, 182 і 167 км. Відповідно зростає й відстань іоносферного поширення: 163, 213 і 282 км.

3.2. Залежність від часу доби

У цьому підрозділі дослідимо зміну траєкторій залежно від часу доби. Частоту радіохвиль оберемо такою, що дорівнює 5 МГц. Кути виходу радіохвиль, як і раніше, дорівнюють 65° , 55° і 45° .

Розрахуємо профіль плазмової частоти для часу 02 LT (рис. 3.5) і побудуємо траєкторії (рис. 3.6).

Можна бачити, що радіохвилі для заданого профілю плазмової частоти відбиваються на висотах 300, 287 і 277 км відповідно (рис. 3.6). Відстані іоносферного поширення склали 287, 400 і 527 км.

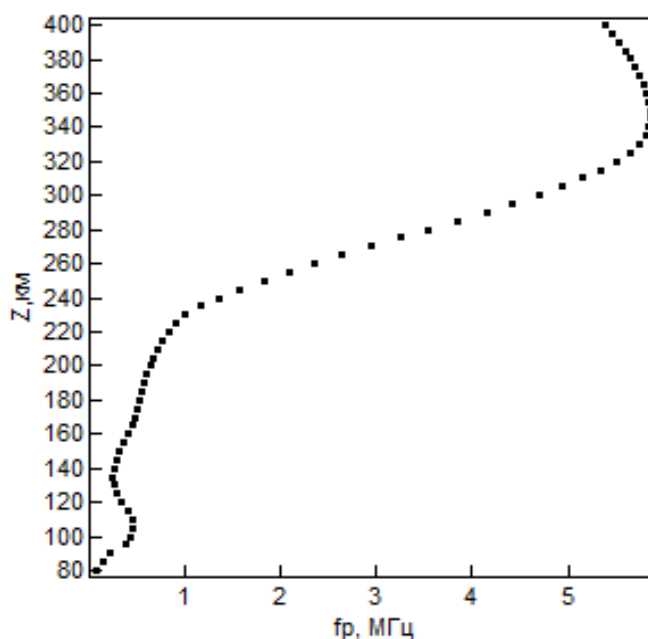


Рис. 3.5. Профіль плазмової частоти для 02 LT 1 червня 2024 р.

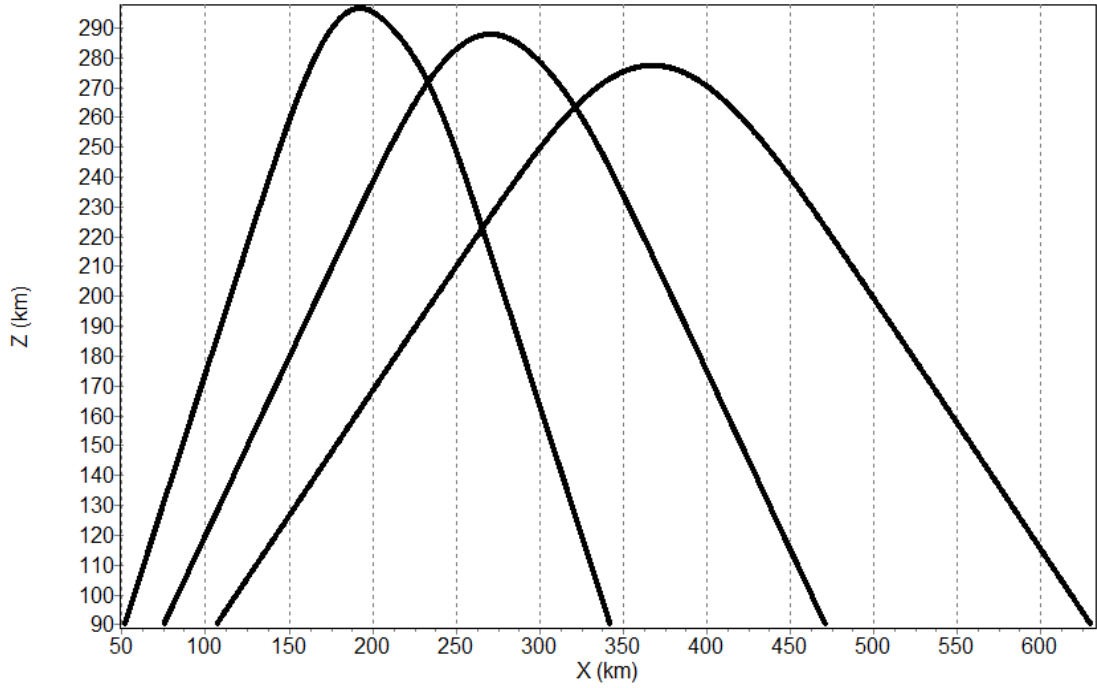


Рис. 3.6. Траєкторії радіохвиль частоти 5 МГц для 02 LT.

Наступну часову точку візьмемо о 07 LT.

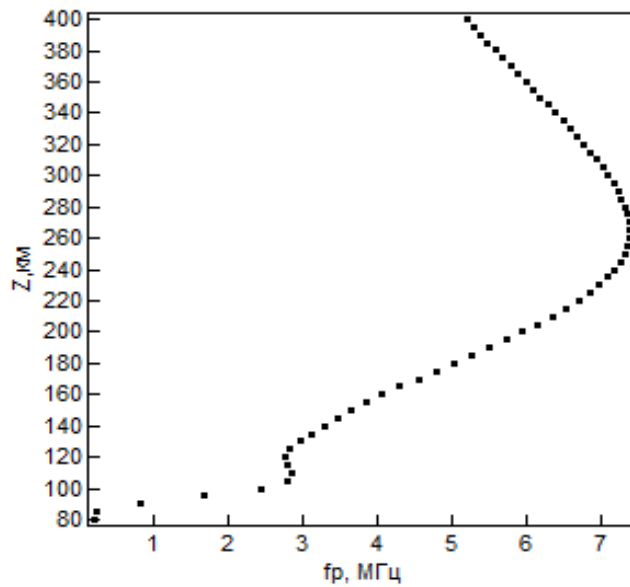


Рис. 3.7. Профіль плазмової частоти для часу 07 LT 1 червня 2024 р.

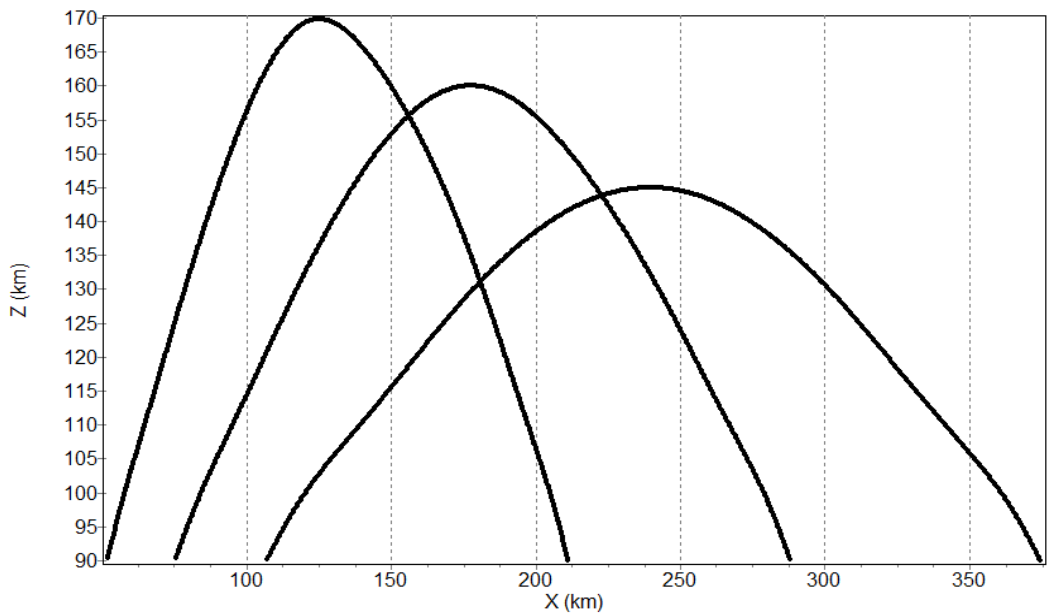


Рис. 3.8. Траєкторії радіохвиль частоти 5 МГц для 07 LT.

У цей час радіохвилі відбиваються на висотах 170, 160 і 145 км відповідно, що помітно менше, ніж у попередньому випадку. Відстані іоносферного поширення також суттєво зменшилися до 212, 237 і 265 км. Така поведінка є очікуваною, оскільки концентрація електронів зі збільшенням освітленості іоносфери, яка вочевидь залежить від часу, зростає. Також можна помітити деяке викривлення траєкторії третього променя, що пов'язано з впливом E шару.

Виконаємо ті ж операції для 12 LT (рис 3.10).

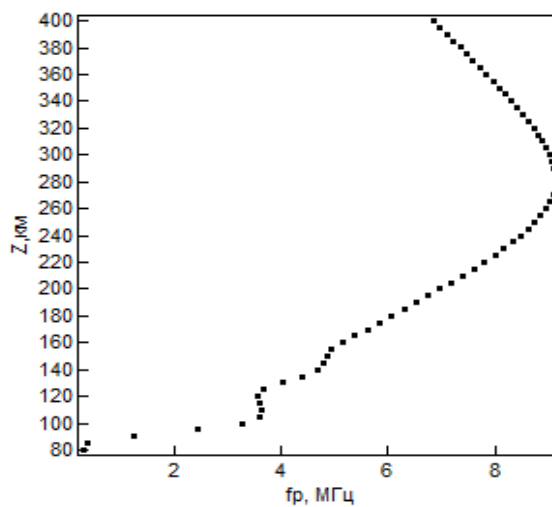


Рис. 3.9. Профіль плазмової частоти для 12 LT 1 червня 2024 р.

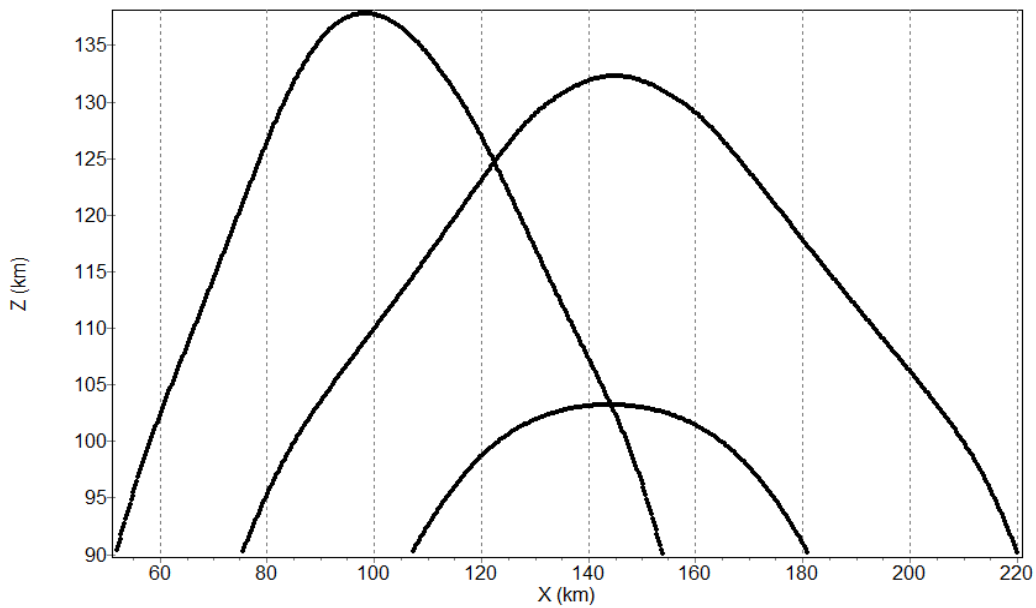


Рис. 3.10. Траєкторії радіохвиль частоти 5 МГц для 12 LT.

У цьому випадку висоти відбиття зменшилися ще більше і становлять 138, 133 і 104 км. Іоносферне поширення вздовж осі абсцис також стало менше: 100, 145 і 75 км. Кут виходу третього променя для даного часу доби став менше необхідного для проходження максимуму шару E , внаслідок чого радіохвиля відбилася від нього.

Збільшимо час ще на 5 годин і подивимося як поведуть себе траєкторії о 17 LT.

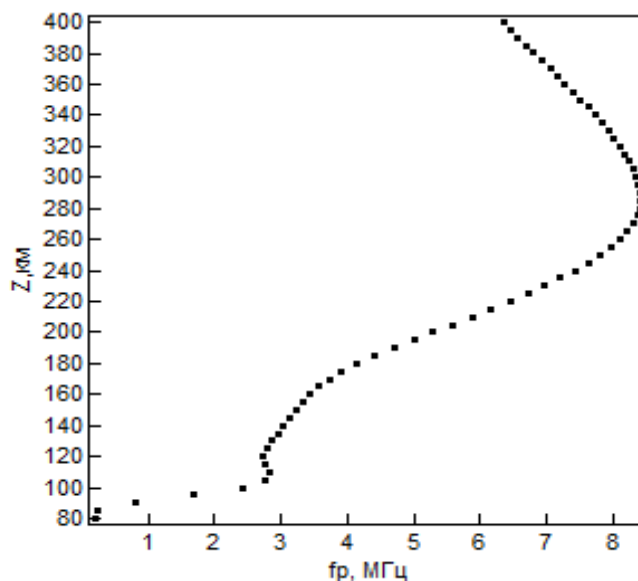


Рис. 3.11. Профіль плазмової частоти для часу 17 LT 1 червня 2024 р.

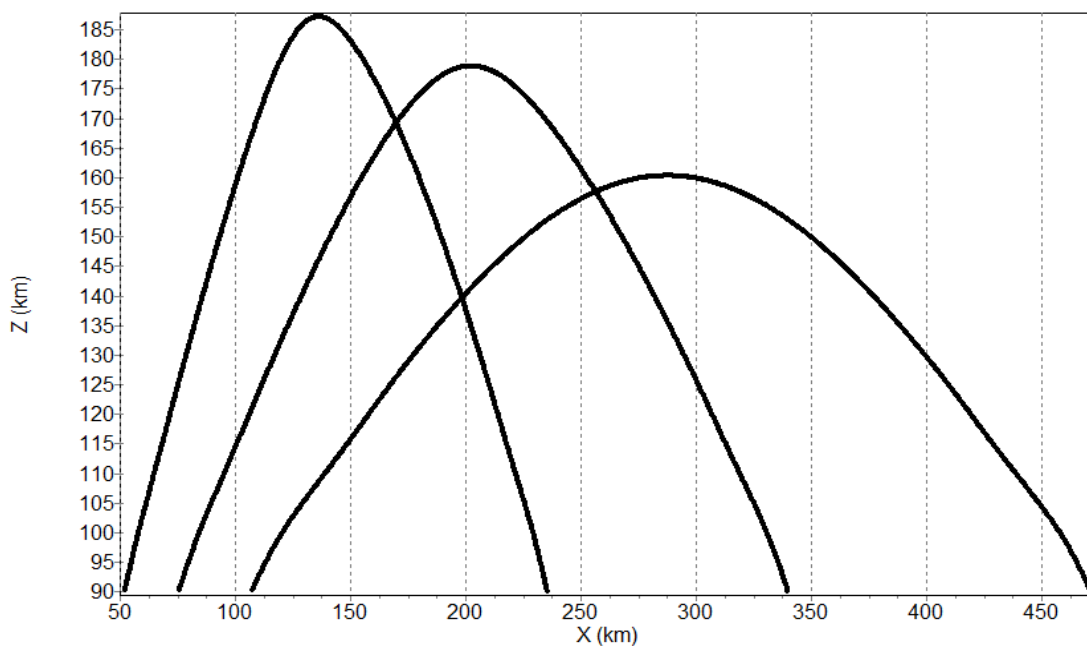


Рис. 3.12. Траєкторії радіохвиль частоти 5 МГц для 17 LT.

Можна бачити, що радіохвилі для заданого профілю плазмової частоти відбиваються на висотах 187, 180 і 160 км, тобто набагато вище ніж о 12:00. Відповідно відстань іоносферного поширення також збільшилася до 187, 262 і 360 км.

Останній випадок – час 22:00.

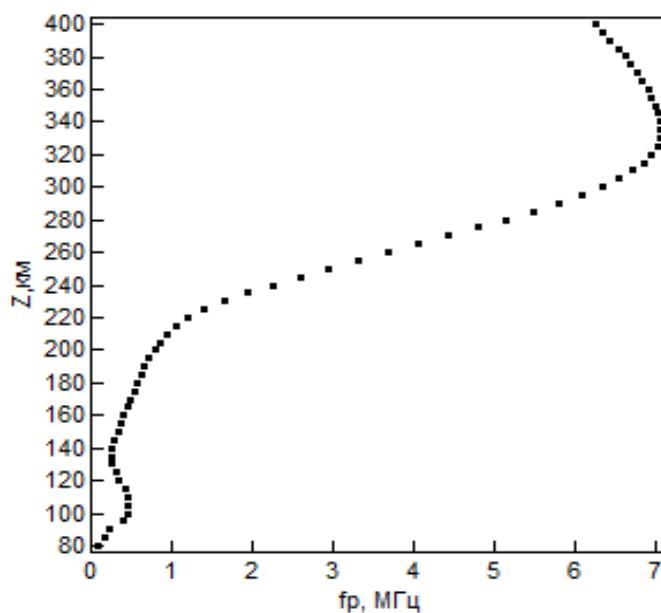


Рис. 3.13. Профіль плазмової частоти для часу 22 LT 1 червня 2024 р.

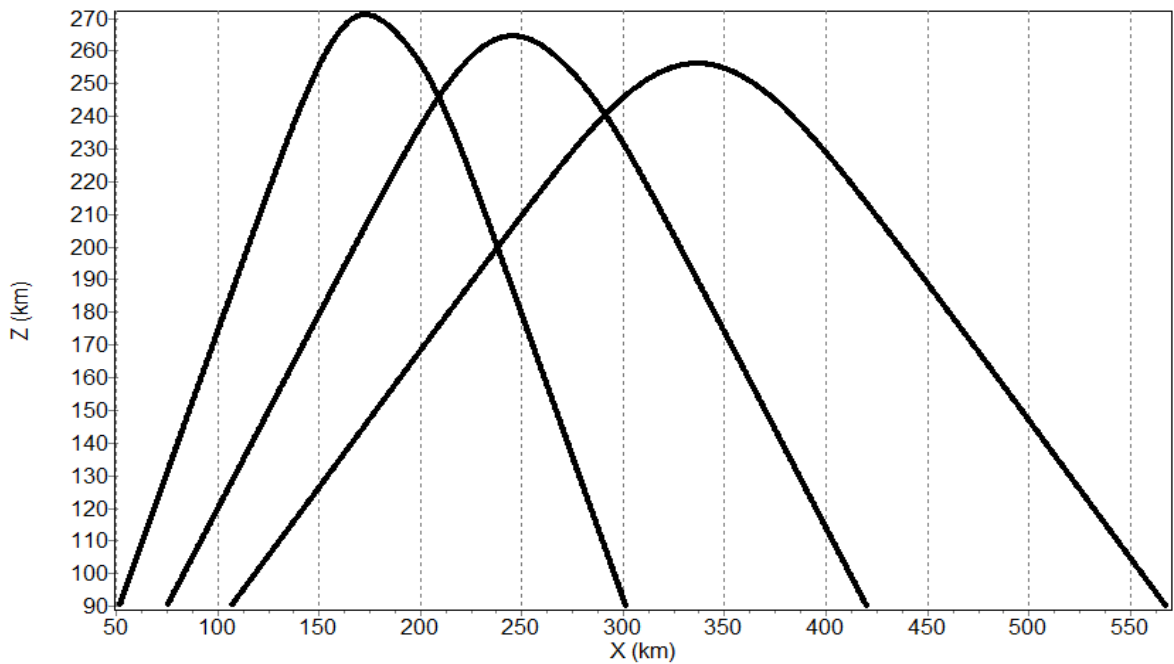


Рис. 3.14. Траєкторії радіохвиль частоти 5 МГц для 22 LT.

У випадку вечірнього та нічного поширення, як і у першому випадку, радіохвилі відбиваються на великих висотах: 270, 265 і 255 км. Відстань іоносферного поширення склала 250, 350 і 455 км.

В результаті моделювання залежності поширення радіохвиль від часу доби отримано цілком адекватну й очікувану поведінку траєкторій. При збільшенні електронної концентрації вранці та вдень висота відбиття радіохвиль зменшується разом із дальністю поширення. У вечірній та нічний час радіохвилі проникають в іоносферу все глибше через поступове зменшення електронної концентрації.

3.3. Залежність від величини збурень

Розглянемо тепер як впливають збурення на траєкторії радіохвиль. Відносно збурення

$$\delta = \Delta N / N_0$$

дається у %, де ΔN – збурення концентрації електронів, N_0 – незбурене значення концентрації електронів.

Побудуємо такий профіль плазмової частоти (рис. 3.15) і обчислимо траєкторії радіохвиль на 5 МГц для початку за відсутності збурення, тобто коли $\Delta N = 0$ (рис. 3.16).

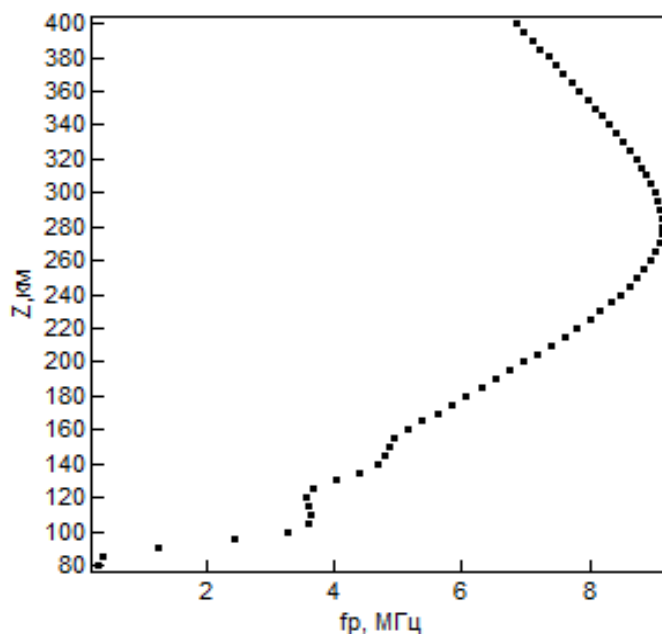


Рис. 3.15. Профіль плазмової частоти для 02 LT 1 червня 2024 р.

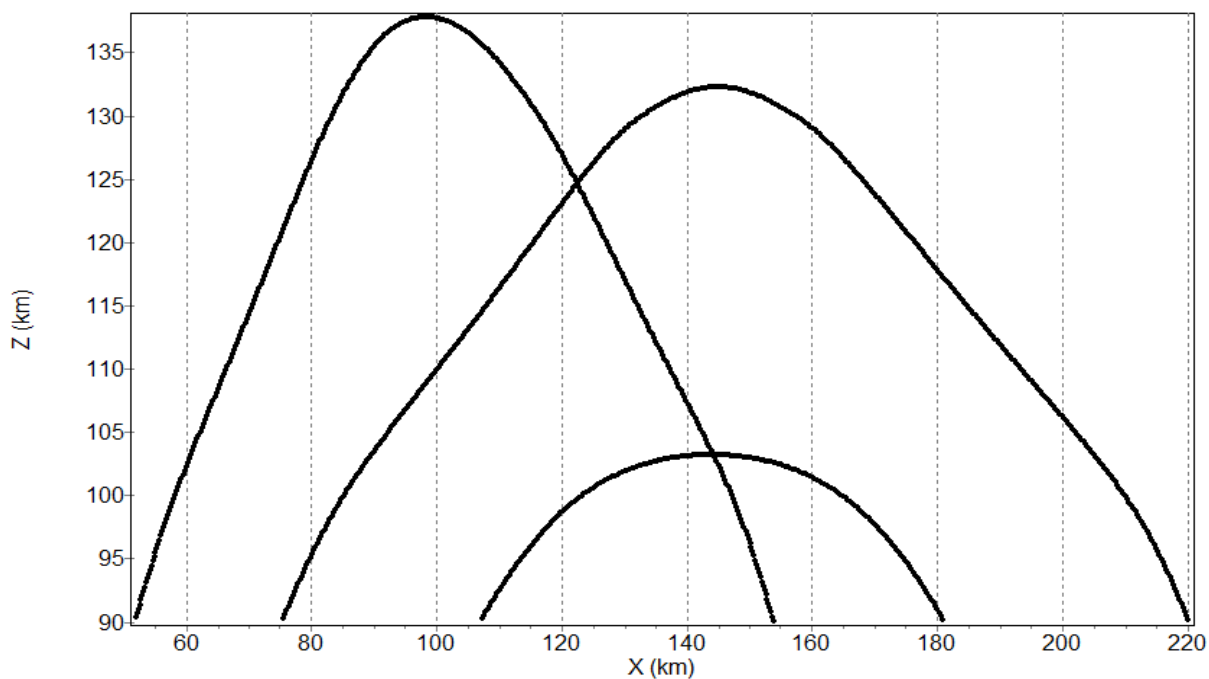


Рис. 3.16. Траєкторії радіохвиль частоти 5 МГц за відсутності збурення.

У цьому випадку радіохвилі відбиваються на висотах 138, 133 і 104 км відповідно. Відстань іоносферного поширення склала 100, 145 і 75 км.

Розглянемо тепер випадок локального збурення, що дорівнює +30%.

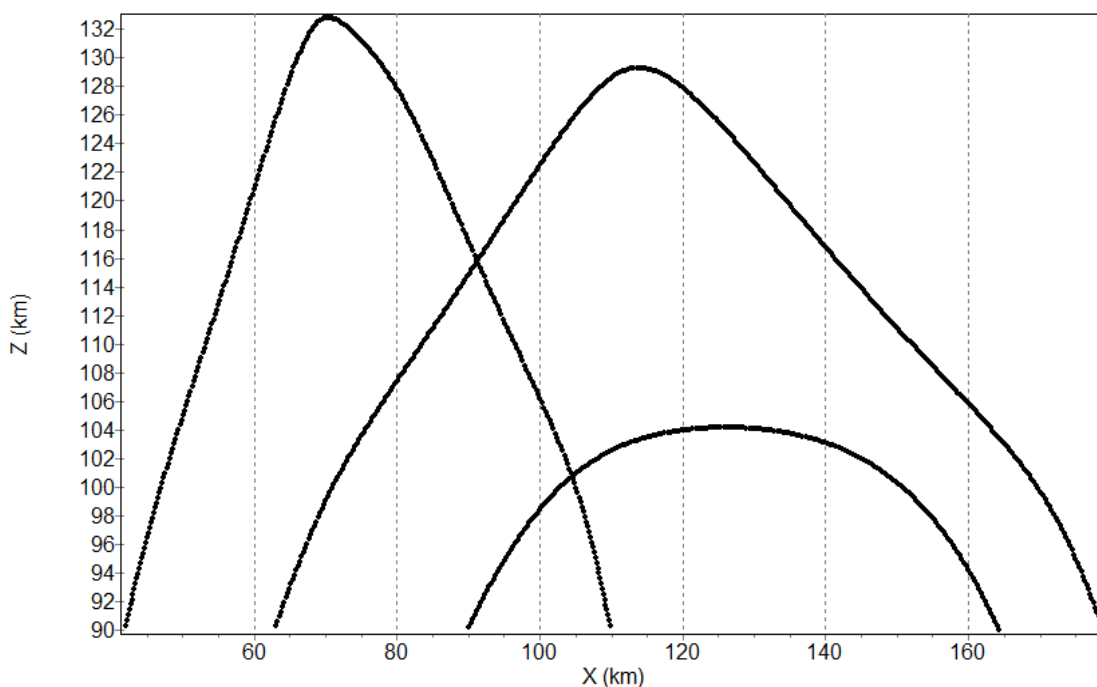


Рис. 3.17. Траєкторії радіохвиль частоти 5 МГц зі збуренням +30%.

З рис. 3.17 видно, що висоти відбиття радіохвиль трохи зменшились і становлять тепер 132, 130 і 104 км. Внаслідок цього відстань іоносферного поширення також зменшилась: 70, 115 і 75 км. Це є закономірним результатом збільшення концентрації електронів поблизу висот відбиття. Висота відбиття третього променя не змінилася, однак трохи змінилася його траєкторія. Внаслідок дії збурення помітно спотворились траєкторії перших двох радіохвиль, порушилася симетрія.

Перейдемо тепер до випадку збурення, що дорівнює -30% (рис. 3.18).

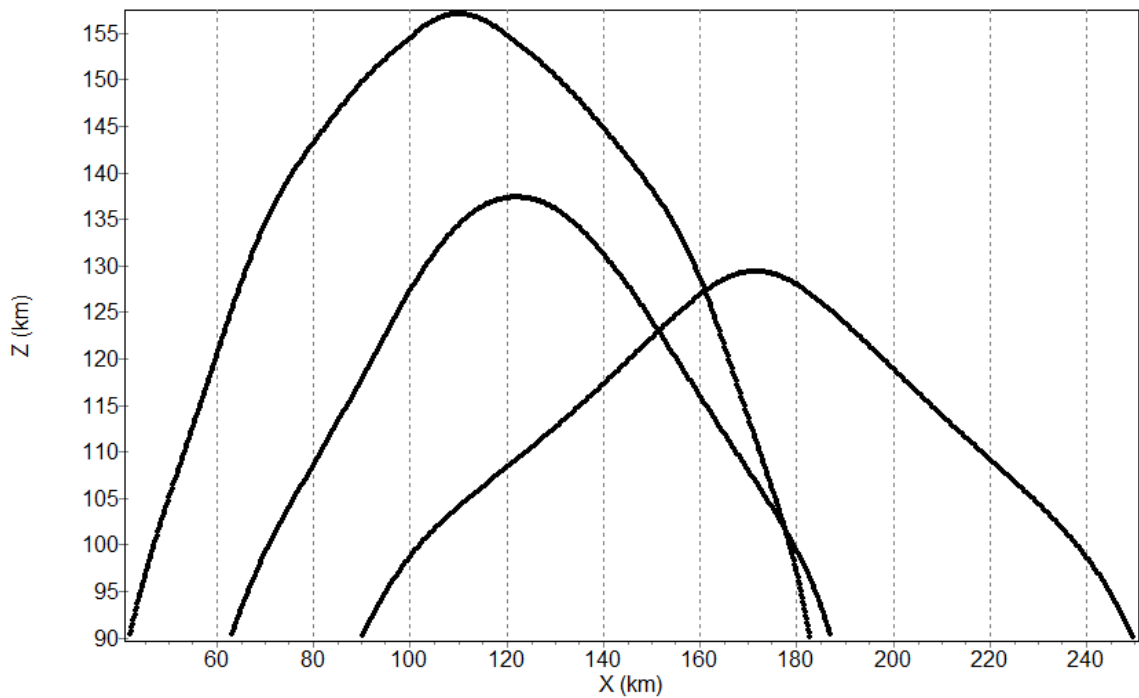


Рис. 3.18. Траєкторії радіохвиль частоти 5 МГц зі збуренням –30%.

Висоти відбиття у цьому випадку становлять 157, 137 і 132 км відповідно, що помітно більше випадку без збурення. Відстань іоносферного поширення збільшилась до 140 км і 160 км для першого та третього променя і трохи зменшилась для другого променя до 125 км, порівняно з випадком без збурення. Це можна пояснити меншим викривленням траєкторії на початку іоносферного шляху при лише трохи більшій висоті відбиття. Цього разу симетричність траєкторій майже не порушилась. Окрім впливу максимуму шару *E* на вигляд траєкторій на висоті 100 км, внаслідок збурення також викривилася траєкторія першого променя на висоті 140 км.

3.4. Висновки до розділу 3

Аналіз отриманих результатів моделювання декаметрових радіохвиль у спокійних і збурених умовах показав наступне.

1. Для частотної залежності зі збільшенням частоти радіохвиль при фіксованих умовах поширення для середини літа хвилі проникали все глибше

в іоносферу. Висота відбиття змінювалась від 95 до 195 км, а дальність іоносферного поширення – від 20 до 285 км.

2. Для залежності від часу доби при фіксованій частоті 5 МГц та кутах виходу поширення радіохвиль цілком визначалося профілем плазмової частоти. Діапазон значень висот відбиття та дальності поширення змінювався від 104 до 300 км та від 75 до 527 км, відповідно.

3. При моделюванні траєкторій під впливом збурення змінювалися не тільки зазначені вище параметри, але й вигляд самих траєкторій. Вони були несиметричними.

ПІДСУМКИ

1. Іоносфера – надзвичайно мінливе середовище, її параметри залежать від низки природних і техногенних процесів. Під їх впливом траєкторії радіохвиль можуть зазнавати суттєвих змін, що безпосередньо вплине на якість та стійкість радіозв'язку систем телекомунікації, радіолокації, радіоастрономії та ін.

2. Обґрунтовано, що траєкторні обчислення доцільно виконувати з застосуванням системи диференціальних рівнянь геометричної оптики. Головною умовою застосування геометричної оптики є те, що показник заломлення мало змінюється на довжині хвилі. За кроку в 0.4 км похибка обчислень становить не більше 1%.

3. Для частотної залежності зі збільшенням частоти радіохвиль при фіксованих умовах поширення хвилі проникали все глибше в іоносферу. Висота відбиття змінювалась від 95 до 195 км, а дальність іоносферного поширення – від 20 до 285 км.

4. Для залежності від часу доби при фіксованій частоті 5 МГц та кутах виходу поширення радіохвиль цілком визначалося профілем плазмової частоти. Діапазон значень висот відбиття та дальності поширення змінювався від 104 до 300 км та від 75 до 527 км, відповідно.

5. При моделюванні траєкторій під впливом збурення змінювався також і вигляд самих траєкторій. Вони ставали несиметричними.

На сьогоднішній час прогнозування параметрів поширення декаметрових радіохвиль в іоносфері є ключовим для відповідних цивільних та військових служб і систем, що використовують радіозв'язок.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Haselgrove C. B., Haselgrove J. Twisted Ray Paths in the Ionosphere. *Proceedings of the Physical Society*. 1960. Vol. 75, Is. 3. Pp. 357–363.
2. Coleman C. J. Point-to-point ionospheric ray tracing by a direct variational method. *Radio Science*. 2011. Vol. 46.
3. Bova Yu. I., Kryukovsky A. S., Lukin D. S., Rastyagaev D. V. Features of the effect of the Earth's ionosphere on the field of an ordinary wave in the vicinity of the caustic. *Journal of Physics: Conference Series*. 2020. Vol. 1632.
4. Chernogor L. F., Pushin V. F., Zhdanko Y. H. The impact of ionospheric disturbances on decameter radio wave trajectories. *Proceedings of the XX International Scientific Conference Electronics and Applied Physics APHYS 2024*. October 22–25, 2024, Kyiv, Ukraine. P. 212 – 213.
5. Luo Y., Chernogor L. F., Garmash K. P., Guo Q., Rozumenko V. T., Shulga S. N., Zheng Y. Ionospheric effects of the Kamchatka meteoroid: Results from multipath oblique sounding. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2020. Vol. 207.
6. Guo Q., Chernogor L. F., Garmash K. P., Rozumenko V. T., Zheng Y. Radio Monitoring of Dynamic Processes in the Ionosphere Over China During the Partial Solar Eclipse of 11 August 2018. *Radio Science*. 2020. Vol. 55.
7. Chernogor L. F., Garmash K. P., Guo Q., Rozumenko V. T., Zheng Y., Luo Y. Disturbances in the ionosphere that accompanied typhoon activity in the vicinity of China in September 2019. *Radio Science*. 2022. Vol. 57.
8. Chernogor L. F., Garmash K. P., Guo Q., Luo Y., Rozumenko V. T., Zheng Y. Some Features of the Ionospheric Radio Wave Characteristics Over China Observed During the Solar Eclipse of 21 June 2020. *Radio Science*. 2022. Vol. 57.
9. Davies K. *Ionospheric Radio*. London: Peter Peregrinus Ltd., 1990.

10. Чорний Ф. Б. Поширення радіохвиль. Видання 2-ге, доповнене та перероблене, 1972.
11. Schunk R. W., Nagy A. F. Ionospheres Physics, Plasma Physics, and Chemistry (2nd edition). USA, New York: Cambridge University Press, 2009. 642 p.
12. Черногор Л.Ф., Пушин В.Ф. Синтез доплерограм квазівертикального зондування іоносфери доплерівським ВЧ радаром із рознесеним прийманням. Радіофізика і радіоастрономія. 2021. Т. 26, № 3. С. 211–223.
13. Черногор Л.Ф. Нелінійна радіофізика. Підручник, 3 видання, доповнене та виправлене. Харків, 2015.
14. Budden K. G. The Propagation of Radio Waves, Cambridge Univ. Press, Cambridge, U. K., 1985.