

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна
Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

МИЛОВАНОВ ЮРІЙ БОРИСОВИЧ

УДК 550.388

ДИСЕРТАЦІЯ

**“ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ В АТМОСФЕРНО-ІОНОСФЕРНОМУ
РАДІОКАНАЛІ, ВИКЛИКАНІ ДІЄЮ ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНИХ ДЖЕРЕЛ”**

01.04.03 – Радіофізика

Подається на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

_____ Ю. Б. Милованов

Науковий керівник

Чорногор Леонід Феоктистович, доктор фізико-математичних наук, професор

Харків – 2019

АНОТАЦІЯ

Милованов Ю. Б. Фізичні процеси в атмосферно-іоносферному радіоканалі, викликані дією високоенергетичних джерел. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.03 «Радіофізика». – Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, Харків, 2019.

Навколоземне та космічне середовища, тобто нейтральна атмосфера, іоносфера та магнітосфера, були та залишаються основним каналом поширення радіохвиль. Ці середовища істотно впливають на поширення радіохвиль усіх діапазонів, починаючи від одиниць герц і закінчуючи одиницями гігагерц. Радіохвилі цих діапазонів використовуються при розв'язанні задач телекомунікації, радіолокації, радіонавігації, радіоастрономії та радіофізичного моніторингу стану навколоземного та космічного середовищ.

Навколоземне та космічне середовища справляють визначальний або відчутний вплив на поширення радіохвиль усіх діапазонів. Ці середовища відповідальні за формування регулярних і нерегулярних радіофізичних ефектів. Саме атмосфера та іоносфера обмежують потенційні якісні показники радіотехнічних систем, які використовуються при розв'язанні задач телекомунікації, радіолокації, радіонавігації, радіоастрономії та радіофізичного моніторингу процесів в різних середовищах.

Величина радіофізичних ефектів суттєво залежить від стану атмосферно-іоносферно-магнітосферного радіоканалу. Параметри радіоканалу можуть значно змінюватися під дією потужних джерел енерговиділення природного та техногенного походження.

Тому вивчення впливу високоенергетичних джерел на атмосферно-іоносферний радіоканал є актуальною задачею космічної радіофізики.

У цій дисертаційній роботі в якості високоенергетичних джерел обрані два: падіння великого космічного тіла та потужне радіовипромінювання певних діапазонів радіохвиль.

У дисертації наведено результати досліджень, виконаних автором самостійно або з його науковим керівником протягом 2006–2018 рр. відповідно до науково-дослідних робіт кафедри космічної радіофізики Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна.

Метою дисертації є теоретичні й експериментальні дослідження, а також математичне моделювання низки фізичних процесів в атмосферно-іоносферному радіоканалі, викликаних впливом на середовище польоту та вибуху Челябінського метеороїда та потужного радіовипромінювання наземної радіосистеми середньо-, високо-, та ультрависокочастотного діапазонів. Для досягнення поставленої мети розв'язувались наступні задачі.

1. Моделювання збурень параметрів атмосферно-іоносферного радіоканалу, викликаних впливом потужного радіовипромінювання наземних радіосистем різних діапазонів.

2. Теоретичні дослідження та моделювання атмосферних ефектів, що супроводжували падіння Челябінського космічного тіла.

3. Моделювання спливання метеороїдного терміку в атмосфері Землі.

4. Експериментальні радіофізичні дослідження хвильових збурень в іоносфері, викликаних польотом і вибухом Челябінського метеороїда.

Об'єкт дослідження – атмосфера на стратосферних і мезосферних висотах; іоносфера на висотах D-, E- та F-шарів.

Предмет дослідження – фізичні ефекти, викликані польотом та вибухом Челябінського метеороїда, а також впливом потужного середньо-, високо- та ультрависокочастотного радіовипромінювань наземних радіосистем.

Для експериментальних досліджень за станом іоносфери в дисертації використовується Європейська мережа радіоприймальних пристроїв, що входять до системи GPS супутників. Для аналізу результатів спостережень

використовувалися методи математичної статистики та статистичної радіофізики. Для вивчення висотно-часових залежностей фізичних ефектів, що виникають в період прольоту та вибуху Челябінського метеороїда, а також при впливі потужного радіовипромінювання наземних радіосистем використовувалися методи числового розв'язку рівнянь математичної фізики та комп'ютерного моделювання.

У розділі 2 наведені результати фізико-математичного та числового моделювання збурення температури та концентрації електронів при дії на іоносферу потужним безперервним радіовипромінюванням для різних частот, потужностей і поляризацій радіохвиль. Використана емпірична залежність частоти зіткнень електронів з важкими частинками від температури електронів, емпірична залежність відносної долі енергії, втрачаємої електроном при зіткненні з важкою частинкою від температури для оцінки нелінійних ефектів взаємодії потужної радіохвилі з іоносферою та атмосферою.

Запропоновано рівняння балансу заряджених частинок з використанням електронів, позитивних іонів та негативних іонів трьох видів. Ураховані швидкості створення позитивних іонів, швидкості створення негативних іонів, швидкості відлипання електронів від негативних іонів, а також коефіцієнти рекомбінації електронів з іонами та позитивних іонів з негативними іонами. Використана залежність відносної концентрації від відносної температури електронів. Як виявилось, ця залежність формується переважно коефіцієнтами рекомбінації. Побудована модель пояснює як збільшення температури електронів в різних областях іоносфери для хвиль О- і Х-поляризацій, так і ефект самодіяння й оцінку умов для іонізації атмосфери потужним випромінюванням.

Продемонстровано, що в D-області іоносфери мають місце значні збурення температури електронів. В Е- і F-областях іоносфери в нічний час збурення температури електронів також велике. Збурення концентрації

електронів на всіх висотах значно менше, ніж збурення температури електронів.

Зокремо радіовипромінювання О-поляризації нагрівного стенду з параметрами типу стенду “Сура” здатне збільшити температуру електронів у 8–10, 2–7 разів і на десятки відсотків у D-, E- та F-області іоносфери відповідно. Радіовипромінювання Х-поляризації може збільшити температуру електронів в нічний час у 16–17, 5–12 та 1.5–5 рази в D-, E- та F-областях іоносфери відповідно. У денний час ефективно збурюється лише D-область іоносфери.

Під дією на середовище радіохвиль на гірчастоті електронів в денний час збурюється в основному D-область іоносфери, де температура електронів може збільшуватися в десятки разів для радіохвиль О- и Х-поляризацій. В нічний час радіохвиля Х-поляризації також збурює тільки D-область іоносфери, де вона повністю поглинається внаслідок гірорезонансу. Тут має місце виключно сильний нагрів електронів – їх температура збільшується приблизно у 100 раз.

Для максимального збурення E- та F-області іоносфери радіохвилею, що не відбивається від плазмового шару, в нічний час рекомендується використовувати радіохвилю Х-поляризації з частотою 3–4 МГц.

Збурення концентрації електронів унаслідок часткового придушення процесу рекомбінації відносно невелике. Концентрація електронів в нічний час зазвичай збільшується в 2.5–3, 1.5–2 та 1.2–1.5 рази в D-, E- та F-областях іоносфери відповідно. У денний час помітне збурення концентрації електронів має місце лише в D-області іоносфери. Ефектом амплітудного самодіяння поблизу нижньої границі іоносфери, тобто на висотах менших за приблизно 60 км, можна знехтувати.

У діапазоні висот 65–90 км яскраво виражений ефект самопросвітлення плазми. Величина ефекту збільшується для хвилі Х-поляризації при

наближенні її частоти до гірчастоти електронів. На висотах більших за 70–90 км ефект самопросвітління поступово замінюється ефектом самопомутніння.

Частотна залежність множника самодіяння радіохвиль О-поляризації F_{s+} на всіх висотах для денного та нічного часу доби є монотонною: при збільшенні частоти значення F_{s+} поступово збільшується, наближаючись до одиниці. Частотна залежність множника самодіяння радіохвиль Х-поляризації F_{s-} для денного та нічного часу є немонотонною: при збільшенні частоти від 1.4 МГц F_{s-} спочатку убиває, досягає мінімального значення при частоті 3.5–4 МГц, а потім збільшується, досягаючи граничних значень, що дорівнюють 0.8 та 0.9 в нічний час або 0.15 та 0.4 в денний час за ефективної потужності 3.6 та 0.3 ГВт відповідно.

Нагрів електронів надкоротким радіоімпульсом на висотах 30 – 60 км істотний вже при $\tau = 1$ нс та $P = 1$ ГВт. Пробій атмосфери на висотах 30–60 км настає вже при $P_{\min} = 0.3 - 1.3$ ГВт та $f \approx 10$ ГГц. Для оптимізації процесу пробою атмосфери на висотах 30 – 60 км радіоімпульсами $P_{\min}$ необхідно збільшити приблизно в 25 – 64 рази.

У розділі 3 числовими методами розв’язана обернена задача, що полягає в знаходженні висотних і часових залежностей параметрів метеороїда за оціненими зі спостережень траєкторними даними. Оскільки обернена задача відноситься до некоректних задач математичної фізики, в роботі використовуються регуляризуючі алгоритми. Одержано висотні та часові залежності швидкості, прискорення, маси та міделя метеороїда.

Розрахований висотно-часовий енергетичний баланс основних процесів, які супроводжують падіння метеороїда: кінетична енергія, передана повітрю – 78 кт; випромінювання – 37 кт; абляція та руйнування – 38 кт; видалення фрагментів – 311 кт (в одиницях кт ТНТ).

Розраховано висотну залежність температури поверхні випромінювання ($T_{\max} \approx 6400 \text{ K}$). Оцінені коефіцієнт та питома енергія абляції ($C_h \approx 0.4$; $Q \approx 16.2 \text{ МДж/кг}$).

Після вибуху метеороїда створилось газопилова хмара з високою початковою температурою. Для вивчення руху нагрітого газового утворення (терміка) у розділі 4 отримано числовий розв'язок системи нелінійних диференціальних рівнянь, що описують швидкість підйому, радіус терміку та надлишок температури в ньому як функції висоти та часу підйому терміку.

Встановлено, що швидкість підйому змінюється немонотонно: спочатку вона швидко збільшується, швидкість її збільшення в міру зростання сили опору повітря, що набігає, зменшується; протягом тривалого часу (десятки–тисячі секунд) ця швидкість є близькою до максимальної (10 – 180 м/с), а потім вона порівняно повільно (за сотні–тисячі секунд) спадає до нуля.

Показано, що чим більшою мірою нагрітий термік і чим більший його розмір, тим швидше він піднімається та досягає більших висот за більший час. В процесі підйому радіус терміку збільшується в 6 – 25 разів залежно від його початкового розміру та початкової температури за рахунок приєднання холодного повітря. Швидкість зростання радіусу терміку тим більше, чим більше поточне значення радіусу. Малорозмірний термік в більше число разів збільшує свій розмір, ніж великий термік. Збільшення радіусу терміку відбувається до повної його зупинки. Менш нагріті терміки, повільніше підіймаючись, приєднують меншу масу холодного повітря та менше збільшуються в розмірах.

Показано, що швидкість охолодження пропорційна швидкості підйому терміку та максимальна при досягненні максимального значення цієї швидкості. Більш нагрітий термік охолоджується швидше, ніж менш нагрітий. Швидкість охолодження терміку порівняно слабо залежить від його початкового розміру.

В цілому розглянута модель якісно та частково кількісно підтверджується результатами спостережень за підйомом терміку, утвореного під час вибуху Челябінського метеороїда.

У розділі 5 вивчені часові варіації повного електронного вмісту (ПЕВ) на день падіння Челябінського метеороїда і в контрольні дні. Значення ПЕВ здобуті за допомоги GPS-супутників та наземних радіоприймачів, віддалених від місця вибуху метеороїда на відстані 240–360 км. Виявлені квазіперіодичні (хвильові) збурення ПЕВ з часом затримки 12–20 хв, періодом 8–10 хв, тривалістю 30–40 хв та відносною амплітудою близько 0.6–3.5 %. В ударній хвилі амплітуда збурень була у декілька разів більшою. Середня швидкість поширення збурень була близька до 500 м/с. Такі параметри притаманні для акустико-гравітаційних хвиль в верхній атмосфері.

Ключові слова: радіоканал, атмосфера, іоносфера, високоенергетичні джерела, Челябінський метеороїд, потужне радіовипромінювання, фізико-математичні моделі, збурення параметрів.

ABSTARCT

Mylovanov Yu. B. Physical Processes in the Atmosphere-Ionosphere Radio Channel Caused by the Action of High-Energy Sources. – Qualification scientific paper, manuscript.

Thesis for the degree of candidate of physical and mathematical sciences in the specialty 01.04.03 "Radiophysics". - Kharkiv National University named after V. N. Karazin, Kharkiv, 2019.

The Near-Earth and space environment, i.e., the neutral atmosphere, the ionosphere, and the magnetosphere, have been, and remain, the main channel for the propagation of radio waves. These media significantly affect the propagation of radio waves of all frequency ranges, from a few hertz to thousands of gigahertz. Radio waves of these frequency ranges are used in solving problems of

telecommunications, radar, radio navigation, radio astronomy, and radio monitoring of the near-Earth and space environments.

The near-Earth and space environments have a determining or appreciable effect on the propagation of radio waves of all frequency ranges. These media are responsible for producing regular and irregular radio effects. It is the atmosphere and ionosphere that limit the potential qualitative indicators of radio and electronic systems that are used in solving problems of telecommunications, radar, radio navigation, radio astronomy, and of radio monitoring the processes acting in the various environments.

The magnitude of radio effects essentially depends on the state of the atmospheric-ionospheric-magnetospheric radio channel. The parameters of the radio channel can be significantly changed under the influence of powerful sources of energy released from natural and man-made sources.

Therefore, the study of the influence of high-energy sources on the atmospheric-ionospheric radio channel is a topical task of space radio physics.

In the present thesis, the following two high-energy sources have been chosen: a large celestial body entering the Earth's atmosphere and the powerful radio emissions in some radio wave bands.

The dissertation presents the results of research carried out by the author alone or with his scientific supervisor during 2006-2018 in accordance with the research work of the Department of Space Radiophysics of the Kharkiv National University named after V. N. Karazin.

The purpose of the dissertation is theoretical and experimental research, as well as mathematical modeling of a number of physical processes in the atmosphere-ionospheric radio channel caused by the influence on the flight environment and the explosion of the Chelyabinsk meteoroid and the powerful radio emission of the terrestrial radio system of medium, high and ultrahigh-frequency ranges. To achieve this goal the following tasks were solved.

1. Modeling perturbations of parameters of the atmospheric-ionospheric radio channel caused by the influence of powerful radio emission of terrestrial radio systems of different ranges.

2. Theoretical studies and simulation of atmospheric effects that accompanied the fall of Chelyabinsk cosmic body.

3. Modeling of the float of the meteoroid thermal in the Earth's atmosphere.

4. Experimental radio physics researches of wave disturbances in the ionosphere, caused by flight and explosion of Chelyabinsk meteoroid

The object of the study is the atmosphere on the stratospheric and mesospheric heights; ionosphere at altitudes of D-, E- and F-layers.

The subject of the study is the physical effects caused by the flight and the explosion of the Chelyabinsk meteoroid, as well as the influence of powerful medium, high and ultrahigh-frequency radio transmissions of terrestrial radio systems.

For experimental studies on the state of the ionosphere in the dissertation, the European network of radio receivers that are part of the GPS satellites system is used. For the analysis of the results of observations, methods of mathematical statistics and statistical radio physics were used. Methods for numerical solution of mathematical physics and computer simulation methods were used to study the high-temporal dependencies of physical effects that occurred during the period of the flight and the explosion of the Chelyabinsk meteoroid, as well as the influence of powerful radio emission of terrestrial radio systems.

In Section 2 the results of physics and mathematics and numerical simulations of disturbances in the electron temperature and density in the ionosphere under the action of continuous high-power radio emissions of different frequencies, powers, and polarizations are presented. To estimate the nonlinear effects of the interaction of a powerful radio wave with the ionosphere and the atmosphere, the empirical dependence of the electron collision frequency with heavy particles on the relative

electron temperature and the mean fraction of energy the electron loses in one collision with a heavy particle on the relative temperature have been invoked.

A continuity equation for charged particles has been suggested that takes into account electrons, positive ions, and three negative ion species. The rates of formation of positive ions, the rate of formation of negative ions, the rate of detachment of electrons from negative ions, as well as the recombination rate constants, α_r , of electrons with ions and of positive ions with negative ions are taken into account. The dependence of the relative electron density on the relative electron temperature is used. As it turns out, this dependence is mainly formed by the recombination constants. The constructed model explains both an increase in the electron temperature in different ionospheric regions, for waves of O and X polarizations, and the effect of self-action and an estimate of the condition for the ionization of the atmosphere by high-power radio waves.

Significant perturbations of the electron temperature have been demonstrated to take place in the D-region of the ionosphere. In the E- and F-regions of the ionosphere at night, the perturbation of the electron temperature is also large. The perturbation of the electron density at all altitudes is much less than the perturbation of the electron temperature. In particular, the radio emissions of the O polarization from a heater with the parameters of the type of the SURA heater are capable of increasing the electron temperature by a factor of 8–10, 2–7 times, and by tens of percent in the D, E, and F regions of the ionosphere, respectively. The radio emissions of the X polarization can increase the electron temperature at night by a factor of 16–17, 5–12, and 1.5–5 times in the D-, E-, and F-regions of the ionosphere, respectively. In the daytime, only the D-region of the ionosphere is effectively perturbed.

When the radio wave acts at the electron gyrofrequency in the daytime, the ionospheric D region is mainly perturbed, where the electron temperature can increase tens of times for radio waves of the O and X polarizations. At night, an X polarized radio wave also perturbs only the D-region of the ionosphere, where it is

completely absorbed due to gyroresonance. Here, an exceptionally strong heating of the electrons takes place, their temperature increases by a factor of about 100. To maximize the perturbation of the E and F regions of the ionosphere by a passing radio wave at night, it is recommended to use an X polarized radio wave at a frequency of 3–4 MHz.

The perturbation of the electron density due to a partial suppression of the recombination process is relatively small. The electron density at night usually increases by a factor of 2.5–3, 1.5–2, and 1.2–1.5 times in the D-, E-, and F-regions of the ionosphere, respectively. In the daytime, a noticeable perturbation of the electron density occurs only in the D region of the ionosphere.

The effect of amplitude self-action near the lower boundary of the ionosphere, that is, at altitudes less than about 60 km, can be neglected.

In the altitude range 65–90 km, the effect of self-transparency of the plasma is clearly pronounced. The magnitude of the effect increases for an X polarized wave as its frequency approaches the electron gyrofrequency. At altitudes higher than 70–90 km, the effect of self-transparency is gradually replaced by the effect of self-murkiness.

The frequency dependence of the self-action factor for the O wave at all altitudes during both the day and night varies monotonically: the value of the self-action factor gradually increases with increasing frequency approaching unity. The frequency dependence of the self-action factor for the X wave for day and night time varies non-monotonically: with an increase in frequency from 1.4 MHz, it first decreases, attains a minimum value at a frequency of 3.5–4 MHz, and then increases, converging to the limit values equal to 0.8 and 0.9 at night or 0.15 and 0.4 in the daytime for an effective power of 3.6 GW and 0.3 GW, respectively.

Electron heating by a super-short radio pulse between 30 and 60 km altitude is significant even with a pulse duration of $\tau = 1$ ns and with power of $P = 1$ GW. RF pulse breakdown in the atmosphere at altitudes between 30 km and 60 km occurs even when power lies in the 0.3 – 1.3 GW range at a frequency of

$f \approx 10$ GHz. To optimize the process of RF pulse breakdown in the 30–60 km altitude range, the power P_{min} must be increased by a factor of approximately 25 to 64 times.

In Section 3 the inverse problem of finding the height and temporal dependences of the main parameters of a meteoroid has been numerically solved using the observation of the trajectory data. Since the inverse problem belongs to ill-posed problems of mathematical physics, regularizing algorithms are derived in this work. The height and temporal dependences of the meteoroid celerity, acceleration, mass, and midsection have been obtained. The height and temporal energy balance of the main processes accompanying the meteoroid entering the Earth's atmosphere has been calculated: the kinetic energy transferred to air is 78 kt TNT; radiation 37 kt TNT; ablation, destruction 38 kt TNT; removal of the fragments 311 kt TNT. The height dependence of the surface temperature has been calculated ($T_{max} \approx 6400$ K). The ablation factor and specific energy ($C_h \approx 0.4$, $Q \approx 16.2$ MJ / kg) have been estimated. After the main explosion of the meteoroid, a gas-dust cloud with a high initial temperature was formed. To study the movement of the heated gas formation (a thermic) in Section 4 a numerical solution to differential equations governing the speed of rising, radius, and excess temperature have been obtained as a function of altitude and thermic ascent time, and a physics-based mathematical model describing height and temporal variations of the thermic has been developed. It has been established that the rate of rise varies non-monotonically: at first it increases rapidly, its rate of increase with the increasing resistance force of incoming air decreases; for a long time (tens to thousands of seconds), this speed is close to a maximum (about 10 – 180 m/s), and then it decreases relatively slowly (for hundreds to thousands of seconds) to zero. As it might be expected, the more the thermic is heated and the bigger its size, the faster it rises and the greater heights it reaches in a longer time. During the ascent, the radius of the thermic increases by a factor of 6 to 25 times, depending on its original size and its initial temperature, due to the attachment of cold air. The

greater the growth rate of the thermic radius, the larger the current radius value. A small-sized thermic increases its size by a greater factor of times than a large thermic does. An increase in the radius of the thermic occurs up to the time when it completely stops. Less heated thermics, rising more slowly, attach a smaller mass of cold air and increase in size less. It has been shown that the cooling rate is proportional to the rate of rise of the thermic and it is a maximum when the maximum value of this velocity is reached. The warmer thermic cools more quickly than the less heated one. The rate of cooling of the thermic is relatively weakly dependent on its initial size. The main limitation of the model considered is the neglect of thermic cooling due to radiation, which is particularly important at a large initial temperature of the thermic. The neglect of the radiation effect has led to an overestimate of the rise time and of the maximum altitude of the thermic rise. The neglect of atmospheric winds and thermic cooling due to turbulent mixing with cold air are less significant. An important limitation of the model invoked is the neglect of a decrease in the atmospheric density with increasing altitude. Therefore, the calculations, strictly speaking, are valid over an uplifting height interval of not more than a few kilometers. The neglect of a decrease in the atmospheric density with altitude excludes the appearance of damped thermic oscillations near the altitude of its hovering. On the whole, the model considered is qualitatively and in part quantitatively confirmed by the observations of the rise of the thermic formed during the explosion of the Chelyabinsk meteoroid.

In Section 5 time variations of the total electron content (TEC) on the day of the Chelyabinsk meteorite entering the Earth's atmosphere and on the reference days have been analyzed. The GPS TEC data have been obtained from ground-based radio receivers located at distances of 240–360 km from the site of the meteorite explosion. Quasi-periodic (wave) perturbations in TEC with a delay time of 12–20 min, a period of 8–10 minutes, a duration of 30–40 min, and a relative amplitude of about 0.6–3.5% have been detected. In the shock wave, the perturbation amplitude is several times larger. The average propagation speed of

the disturbances is close to 500 m s^{-1} . Such parameters are characteristic of atmospheric gravity waves in the upper atmosphere.

Key words: radio channel, atmosphere, ionosphere, high-energy sources, the Chelyabinsk meteorite, powerful radio frequency, physical and mathematical models, disturbance of parameters.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Спутниковые наблюдения ионосферных возмущений, следовавших за падением Челябинского метеорита / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов, В. Н. Федоренко, А. М. Цымбал // Космічна наука і технологія. – 2013. – Т. 19, № 6. – С.38 – 46.

Особистий внесок здобувача: розробка методики обробки експериментальних даних, їх обробка та фізичне тлумачення, а також написання окремих розділів.

2. Черногор Л. Ф. Возмущение ионосферы мощным непрерывным проходящим радиоизлучением: результаты численного моделирования / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2015. – Т. 20, №1. – С.48–63.

Особистий внесок здобувача: фізико-математичне моделювання низки фізичних і радіофізичних ефектів та їх аналіз, написання окремих розділів.

3. Черногор Л. Ф. Амплитудное самовоздействие мощных непрерывных проходящих радиоволн в ионосфере: результаты численного моделирования / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2015. – Т. 20, №2. – С.122–132.

Особистий внесок здобувача: фізико-математичне моделювання низки фізичних і радіофізичних ефектів та їх аналіз, написання окремих розділів.

4. Милованов Ю. Б. Регуляризация алгоритма расчета высотнo-временных характеристик, описывающих динамику падения Челябинского метеороида / Ю. Б. Милованов, Л. Ф. Черногор // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка". – 2017. – Вип. 26. – С. 75 – 79.

Особистий внесок здобувача: фізико-математичне моделювання низки фізичних ефектів та їх аналіз, написання окремих розділів.

5. Черногор Л. Ф. Взаимодействие сверхмощных радиоимпульсов наносекундной длительности с атмосферой и плазмой нижней ионосферы / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов, В. Т. Розуменко. // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка". – 2017. – Вип. 27. – С. 53 – 56.

Особистий внесок здобувача: фізико-математичне моделювання низки фізичних і радіофізичних ефектів та їх аналіз, написання окремих розділів.

6. Chernogor L. F. A rise of a meteoroid thermal in the terrestrial atmosphere / L. F. Chernogor, Yu. B. Mylovanov // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2018. – Vol. 34, No 4. – P. 198–206. (SCOPUS)

Особистий внесок здобувача: фізико-математичне моделювання низки фізичних ефектів та їх аналіз, написання окремих розділів.

6а. Черногор Л. Ф. Всплывание метеороидного термика в атмосфере Земли / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов // Кинематика и физика небесных тел. – 2018. – Т. 34, №4. – С. 53–66.

Особистий внесок здобувача: фізико-математичне моделювання низки фізичних ефектів та їх аналіз, написання окремих розділів.

7. Черногор Л. Ф. Динамика падения Челябинского метеороида: высотные - временные зависимости / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2018. – Т. 23, № 2. – С. 104 – 115.

Особистий внесок здобувача: фізико-математичне моделювання низки фізичних ефектів та їх аналіз, написання окремих розділів.

8. Возмущения полного электронного содержания ионосферы, вызванные падением Челябинского метеороида / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов, В. Н. Федоренко, А. М. Цымбал // Радиофизические исследования ионосферы (РФИИ – 2013). – Сборник тезисов докладов I Украинской конференции, посвященной 100-летию со дня рождения В. А. Мисюры. – Харьков, 24 – 25 октября 2013 г. – С. 40 – 43.

9. Милованов Ю. Б. Численное моделирование эффектов пролета Челябинского космического тела / Ю. Б. Милованов, Л. Ф. Черногор // Ukrainian conference on space research. Uzhhorod, Ukraine. 8 – 12 September 2014. Abstracts. – Kyiv, 2014. – P. 36.

10. Черногор Л. Ф. Высотно-временные характеристики, описывающие динамику падения Челябинского метеороида / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов // 17th Ukrainian conference on space research. Abstracts 2017. Odesa, Ukraine, august, 21–25, 2017. – С. 163.

«Особистий внесок здобувача у роботах №1–10 полягає у розробці фізико-математичний моделі, числового моделювання, програмного забезпечення та виконання розрахунків».

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	23
ВСТУП	25
РОЗДІЛ 1. АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД	33
1.1. Атмосфера та геокосмос як канал поширення радіохвиль	33
1.2. Джерела збурень атмосфери й іоносфери	36
1.2.1. Енергетика процесів	36
1.2.2. Потоки енергії	37
1.2.3. Канали взаємодії підсистем в системах СМСМІАЗ і ЗАІМ	44
1.2.4. Вплив збурень в системах СМСМІАЗ і ЗАІМ на радіоканал	45
1.3. Фізичні процеси в іоносфері, викликані дією потужного радіовипромінювання наземних радіосистем	46
1.3.1. Загальні відомості	46
1.3.2. Етапи досліджень взаємодії потужного радіовипромінювання з іоносферною плазмою. Основні ефекти	48
1.3.3. Засоби впливу	52
1.4. Фізичні процеси, що супроводжували падіння Челябінського метеороїда	54
1.4.1. Загальні відомості	54
1.4.2. Основні параметри метеороїда	55
1.4.3. Астрономічні аспекти Челябінського космічного тіла	58
1.4.4. Ефекти метеороїда в магнітосфері	59
1.4.5. Ефекти метеороїда в іоносфері	60
1.4.6. Ефекти метеороїда в атмосфері	61
Висновки до розділу 1	62

РОЗДІЛ 2. МОДЕЛЮВАННЯ НАГРІВУ ТА ЗБІЛЬШЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ ЕЛЕКТРОНІВ ПОТУЖНИМ РАДІОВИПРОМІНЮВАННЯМ	64
2.1. Вихідні рівняння та методи їх розв’язання	64
2.2. Нагрів електронів	74
2.2.1. Нагрів радіовипромінюванням «Сура»	74
2.2.2. Нагрів радіовипромінюванням стенду НААРР	76
2.2.3. Нагрів радіовипромінюванням стенду “Москва”	78
2.3. Нагрів електронів і збурення концентрації електронів	80
2.4. Іонізація атмосфери наносекундними радіоімпульсами	84
2.5. Амплітудне самодіяння радіохвиль при нагріві електронів	87
2.6. Амплітудне самодіяння радіохвиль при нагріві електронів і збуренні концентрації електронів	91
2.7. Залежність ступеня нагріву електронів від частоти радіохвилі	93
2.8. Порівняння результатів моделювання та експериментів	99
2.9. Залежність множника амплітудного самодіяння від частоти радіохвилі	100
Висновки до розділу 2	105
РОЗДІЛ 3 МОДЕЛЮВАННЯ ФІЗИЧНИХ ЕФЕКТІВ, ВИКЛИКАНИХ ПАДІННЯМ ЧЕЛЯБІНСЬКОГО КОСМІЧНОГО ТІЛА	108
3.1. Загальні відомості про Челябінський метеороїд. Вихідні рівняння.	108
3.2. Регресії для координатних даних	118
3.3. Залежність швидкості метеороїда від часу та висоти	122
3.4. Залежність прискорення метеороїда від часу та висоти	123
3.5. Залежність інтенсивності випромінювання метеороїда від часу	124
3.6. Залежність маси метеороїда від часу та висоти	128

3.7.	Залежність ефективного міделя метеороїда від часу та висоти	130
3.8.	Баланс енергії	132
3.9.	Залежність температури метеороїда від часу та висоти	134
3.10.	Оцінка коефіцієнтів динамічного опору та абляції	142
	Висновки до розділу 3	147
РОЗДІЛ 4. МОДЕЛЮВАННЯ СПЛИВАННЯ МЕТЕОРОЇДНОГО		
ТЕРМІКА В АТМОСФЕРІ ЗЕМЛІ		148
4.1.	Вихідні співвідношення	148
4.2.	Результати моделювання	150
4.2.1.	Висотні залежності	150
4.2.2.	Часові залежності	152
4.2.3.	Характерні періоди та швидкості	154
4.3.	Обговорення результатів моделювання	155
4.3.1.	Швидкість підйому терміка	155
4.3.2.	Радіус терміка	155
4.3.3.	Охолодження терміка	156
4.3.4.	Обмеження моделі	156
	Висновки до розділу 4	157
РОЗДІЛ 5. РАДІОФІЗИЧНІ СПОСТЕРЕЖЕННЯ ХВИЛЬОВИХ		
ЗБУРЕНЬ В ІОНОСФЕРІ, ВИКЛИКАНИХ ПАДІННЯМ		
ЧЕЛЯБІНСЬКОГО МЕТЕОРОЇДА		160
5.1.	Стан космічної погоди	160
5.2.	Загальні відомості	160
5.3.	Засоби та методи	161
5.4.	Результати спостережень	165
5.4.1.	Вимірювання на станції TRIM	165
5.4.2.	Вимірювання на станції ARTU	166

5.4.3.	Вимірювання на станції TUMP	168
5.5.	Швидкості поширення хвильових збурень	169
5.6.	Періоди хвильових збурень	170
5.7.	Амплітуда хвильових збурень	171
5.8.	Порівняльний аналіз	171
	Висновки до розділу 5	172
	ВИСНОВКИ	173
	СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	178
	ДОДАТОК	205

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

c	– швидкість світла
E	– енергія
E_p	– плазмове поле
e	– заряд електрона
f	– частота хвилі
I	– потужність випромінювання
k_B	– стала Больцмана
L_T	– довжина теплопровідності електронів
m	– маса
m_e	– маса електрона
N	– концентрація електронів
$N^\pm$	– концентрація позитивних та негативних іонів
P	– потужність радіопередавача
p	– тиск газу (повітря)
q_e	– швидкість утворення електронів
$R_\oplus$	– радіус Землі
S	– площа
T	– період, інтервал часу
T	– абсолютна температура
T_e	– температура електронів
t	– час
t_N	– час становлення N
t_T	– час становлення T_e
V	– об'єм
v	– швидкість
v_g	– групова швидкість хвилі

α_r	– коефіцієнт рекомбінації
β_a	– коефіцієнт прилипання
$\beta_{1,2,3}$	– швидкості утворення негативних іонів
γ	– показник адіабати
$\gamma_{\pm}$	– безрозмірна інтенсивність електричного поля
Δ, δ	– приріст якогось параметра
δ	– відносна доля енергії, втрачаємої електроном при зіткненні
$\delta(x)$	– δ -функція Дірака
$\delta_N = \Delta N/N, \delta_N = (N - N)/N_0$	
ε	– відносна діелектрична проникність
ε_0	– електрична стала
κ	– показник поглинання електромагнітної хвилі
λ	– довжина хвилі
λ	– географічна довгота
λ	$= N^-/N$
ν	– частота коливань (хвиль)
ν_{ei}	– частота зіткнень електронів з іонами
ν_{en}	– частота зіткнень електронів з нейтралами
ν_i	– частота іонізації нейтралів
ν_{in}	– частота зіткнень іонів з нейтралами
ν_n	– частота зіткнень нейтральних частинок
ρ	– густина речовини
τ	– тривалість часового інтервалу, тривалість імпульсу
φ	– географічна широта
ω	– кругова частота
$\omega_{\pm}$	$= \omega \pm \omega_B$
ω_B	– гірочастота електронів

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження

Навколоземне та космічне середовища, тобто нейтральна атмосфера, іоносфера та магнітосфера, були та залишаються основним каналом поширення радіохвиль [1–6]. Ці середовища істотно впливають на поширення радіохвиль усіх діапазонів, починаючи від одиниць герц і закінчуючи одиницями гігагерц. Радіохвилі цих діапазонів використовуються при розв'язанні задач телекомунікації, радіолокації, радіонавігації, радіоастрономії та радіофізичного моніторингу стану навколоземного та космічного середовищ.

Навколоземне та космічне середовища справляють визначальний або відчутний вплив на поширення радіохвиль усіх діапазонів. Ці середовища відповідальні за формування регулярних і нерегулярних радіофізичних ефектів. Саме атмосфера та іоносфера обмежують потенційні якісні показники радіотехнічних систем, які використовуються при розв'язанні задач телекомунікації, радіолокації, радіонавігації, радіоастрономії та радіофізичного моніторингу процесів в різних середовищах. До якісних показників, як відомо, відносяться точність, дальність дії, роздільна здатність, пропускна здатність та інші показники.

Величина радіофізичних ефектів суттєво залежить від стану атмосферно-іоносферно-магнітосферного радіоканалу. Параметри радіоканалу можуть значно змінюватися під дією потужних джерел енерговиділення природного та техногенного походження.

Тому вивчення впливу високоенергетичних джерел на атмосферно-іоносферний радіоканал є актуальною задачею космічної радіофізики.

У цій дисертаційній роботі в якості високоенергетичних джерел обрані два: падіння великого космічного тіла та потужне радіовипромінювання певних діапазонів радіохвиль.

Актуальність вивчення фізичних процесів у атмосферно-іоносферному радіоканалі полягає в тому, що викликані прольотом і вибухом космічного тіла (метеороїдом) ефекти виникають у всіх земних оболонках і можуть існувати протягом часу від одиниць хвилин до декількох годин. Створювані при цьому збурення параметрів радіоканалу можуть поширюватися на сотні та навіть тисячі кілометрів від місця падіння космічного тіла. Важливо, що частота падіння космічних тіл з розміром порядку 1–10 м виявляється не такою вже малою [7, 8].

Актуальність дослідження величини збурень параметрів іоносферного радіоканалу потужним радіовипромінюванням полягає в наступному. Ефективна потужність наземних радіосистем певних діапазонів досягла одиниць гігават. Плазмові параметри іоносферного радіоканалу в межах діаграми спрямованості антени такої радіосистеми можуть змінюватися на один-два порядки. Все це може суттєво вплинути на поширення радіохвиль різних діапазонів, на функціонування радіотехнічних систем телекомунікації, радіолокації, радіонавігації, радіоастрономії та радіофізичного моніторингу середовищ. До теперішнього часу були відсутні детальні розрахунки очікуваних радіофізичних ефектів.

Збурення атмосферно-іоносферного радіоканалу потужними джерелами енерговиділення вивчалися низкою авторів: Е. Л. Афраймовичем, Н. Ф. Благовещенскою, Г. Г. Гетманцевим, В. Л. Гінзбургом, О. В. Гуревичем, В. І. Дробжевим, Л. М. Єрухімовим, В. Є. Куніциним, В. А. Місюрою, О. П. Ніколаєнком, Н. П. Переваловою, В. М. Сорокіним, В. П. Урядовим, Г. В. Федоровичем, В. Л. Фроловим, В. І. Тараном, Л. Ф. Чорногором, Ю. М. Ямпольським, E. Calnis, K. Davies, E. Cohen, J. Foster, S. H. Francis, T. M. Georges, K. Hocke, M. S. Kelley, K. Schlegel, P. J. S. Williams, K. Yen та багатьма іншими.

Мета і завдання дослідження

Теоретичні й експериментальні дослідження, а також математичне моделювання низки фізичних процесів в атмосферно-іоносферному радіоканалі, викликаних впливом на середовище польоту та вибуху Челябінського метеороїда та потужного радіовипромінювання наземної радіосистеми середньо-, високо-, та ультрависокочастотного діапазонів.

Для досягнення поставленої мети розв'язувались наступні задачі.

1. Моделювання збурень параметрів атмосферно-іоносферного радіоканалу, викликаних впливом потужного радіовипромінювання наземних радіосистем різних діапазонів.

2. Теоретичні дослідження та моделювання атмосферних ефектів, що супроводжували падіння Челябінського космічного тіла.

3. Моделювання спливання метеороїдного терміку в атмосфері Землі.

4. Експериментальні радіофізичні дослідження хвильових збурень в іоносфері, викликаних польотом і вибухом Челябінського метеороїда.

Об'єкт дослідження – атмосфера на стратосферних і мезосферних висотах; іоносфера на висотах D-, E- та F-шарів.

Предмет дослідження – фізичні ефекти, викликані польотом та вибухом Челябінського метеороїда, а також впливом потужного середньо-, високо- та ультрависокочастотного радіовипромінювань наземних радіосистем.

Методи дослідження

Для експериментальних досліджень за станом іоносфери в дисертації використовується Європейська мережа радіоприймальних пристроїв, що входять до системи GPS супутників. Для аналізу результатів спостережень використовувались методи математичної статистики та статистичної радіофізики. Для вивчення висотно-часових залежностей фізичних ефектів, що виникають в період прольоту та вибуху Челябінського метеороїда, а також при впливі потужного радіовипромінювання наземних радіосистем

використовувалися методи числового розв'язку рівнянь математичної фізики та комп'ютерного моделювання.

Наукова новизна отриманих результатів

1. Розроблено фізико-математичну модель взаємодії потужного безперервного радіовипромінювання гектометрового та декаметрового діапазонів з гіротропною плазмою іоносфери. Числове моделювання показало, що під дією радіовипромінювання наземних радіосистем з ефективною потужністю в одиниці гігават температура електронів в іоносфері може збільшуватися в десятки разів, а концентрація електронів – в кілька разів.

2. Розроблено фізико-математичну модель, що описує амплітудне самодіяння потужних радіохвиль в гіротропній іоносфері. Числове моделювання показало, що ефект самопросвітлення плазми яскраво виражений в діапазоні висот 65–90 км, на більших висотах він поступово змінюється ефектом самопомутіння плазми. Встановлено, що частотна залежність множника самодіяння незвичайної радіохвилі є немонотонною, а звичайної радіохвилі – монотонною.

3. Розроблено фізико-математичну модель взаємодії надпотужних (~1 ГВт) надкоротких (~1 нс) радіоімпульсів з атмосферним газом та плазмою іоносфери. Встановлено, що для пробою атмосферного газу на висотах 30–60 км необхідна енергія радіоімпульсу ~1–100 Дж, температура електронів при цьому збільшується в десятки разів.

4. Вперше з використанням численних даних відеоспостережень за траєкторією Челябінського метеороїда і регуляризуючих алгоритмів отримано висотно-часові залежності швидкості та гальмування космічного тіла. На основі кінематичних характеристик метеороїда з використанням рівнянь метеорної фізики розраховані висотно-часові залежності маси, міделю, інтенсивності випромінення, температури поверхні випромінення

(близько 6400 K), оцінено коефіцієнти динамічного опору (~ 0.76) та абляції (~ 0.4), а також питома енергія абляції (близько 16.2 МДж/кг).

5. Розроблено фізико-математичну модель, що описує висотно-часові залежності швидкості підйому, радіусу та надлишку температури в терміку, утвореного вибухом великого метеороїда в атмосфері Землі. Встановлено, що швидкість підйому терміку змінюється немонотонно та в залежності від його розміру може досягати 10–180 м/с. Показано, що в процесі підйому термік досить швидко охолоджується, а його радіус збільшується в 6–25 разів залежно від його початкових параметрів. Основні висновки моделі підтверджуються результатами спостережень за підйомом терміку, утвореного під час вибуху Челябінського метеороїда.

6. Вперше за даними Європейської мережі наземних радіоприймальних пристроїв системи GPS-супутників визначено основні параметри хвильових збурень, згенерованих прольотом та вибухом Челябінського метеороїда: період (8–10 хв); тривалість цуга (5–6 періодів); швидкість поширення (близько 500 м/с); відносна амплітуда збурень концентрації електронів (2.4–23%).

Особистий внесок здобувача

Всі наукові публікації виконано у співавторстві. Дисертант брав участь у обробці експериментальних даних, в інтерпретації отриманих результатів, написанні окремих розділів статей і тез. Математичне моделювання низки ефектів в атмосфері й іоносфері виконано дисертантом самостійно.

Основні результати дисертації опубліковано в 10 наукових працях, зокремо в 7 статтях [9–15] в профільних за спеціальністю 01.04.03 – радіофізика вітчизняних і закордонних журналах і 3-х тезах доповідей [16–18] на конференціях.

У статтях [10–15] автором виконано фізико-математичне моделювання низки фізичних і радіофізичних ефектів та його аналіз, написані окремі розділи.

У статті [9] автор брав участь у розробці методики обробки експериментальних даних, їх обробці та фізичному тлумаченні, а також у написанні окремих розділів.

Апробація матеріалів дисертації

Результати дисертації доповідалися на конференціях.

І Українська конференція, присвячена 100-річчю з дня народження В. А. Місюри (Харків, Україна, 2013); 14th Ukrainian conference on space research (Uzhhorod, Ukraine, 2014); 17th Ukrainian conference on space research (Odesa, Ukraine, 2017).

Структура та обсяг дисертації

Дисертаційна робота складається з переліку умовних позначень, вступу, п'яти розділів, висновку, списку використаних джерел. Загальний обсяг становить 207 сторінок. Дисертація містить 67 рисунків (з них 6 на 6 окремих сторінках) і 22 таблиць (з них 5 на окремих сторінках). Список використаних джерел на 26 сторінках налічує 262 найменувань.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

У дисертації наведено результати досліджень, виконаних автором самостійно або з його науковим керівником протягом 2006–2018 рр. відповідно до науково-дослідних робіт кафедри космічної радіофізики Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна.

Основними з них є такі.

1. Радіофізичні та магнітометричні ефекти впливу на геокосмос високоенергетичних джерел (2006–2008 рр.), номер держреєстрації 0106U001549.

2. Радіофізичні та магнітометричні ефекти в системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера (2009–2011 рр.), номер держреєстрації 0109U000554.

3. Фізичні ефекти та екологічні наслідки в геокосмосі, викликані стартами ракет, на фоні природних високоенергетичних процесів (2012–2014 рр.), номер держреєстрації 0112U002153.

4. Глобальні збурення, стимульовані космічною діяльністю та потужним радіовипромінюванням віддалених радіосистем і їх екологічні наслідки (2013–2015 рр.), номер держреєстрації 0115U000463.

5. Моделювання динамічних процесів в іоносфері та геомагнітному полі в період аномального 24-го циклу сонячної активності (2015–2017 рр.), номер держреєстрації 0115U000467.

6. Дистанційне вплив потужного радіовипромінювання на канали телекомунікацій та електронну апаратуру (2016–2018 рр.), номер держреєстрації 0116U000822.

7. Розробка методів аналізу короткочасних і надширокосмугових процесів на основі нетрадиційних лінійних і нелінійних інтегральних перетворень (2017–2019 рр.), номер держреєстрації 0117U004872.

8. Розробка глобальної напівемпіричної моделі електронної концентрації іоносфери поточного часу (2017–2019 рр.), номер держреєстрації 0117U004868.

У всіх звітах автор дисертації був виконавцем окремих розділів.

Практична значення отриманих результатів

Дослідження реакції атмосфери на політ та вибух Челябінського метеороїда в масштабах Східної Європи дозволяють змодельовати вплив

збуреного навколоземного та космічного середовищ на умови поширення радіохвиль, випромінюваних радіотехнічними системами різного призначення.

Практичне значення також має виявлення величини збурень при нагріві іоносфери та електричного пробоя атмосфери радіовипромінюванням потужних радіотехнічних систем. Отримані при цьому вихідні дані дозволять прогнозувати вплив виникаючих збурень на атмосферно-іоносферні канали телекомунікації, радіонавігації, радіолокації, радіоастрономії та радіофізичного моніторингу стану іоносферного радіоканалу.

Вивчені в дисертаційній роботі квазіперіодичні та аперіодичні збурення, в підсумку, обмежують потенційні характеристики радіосистем телекомунікації, радіонавігації, радіолокації, радіоастрономії та радіофізичного моніторингу стану іоносферного радіоканалу та ін.

Цим і визначається практична значущість отриманих в роботі результатів.

РОЗДІЛ I

АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД

1.1 Атмосфера та геокосмос як канал поширення радіохвиль

Навколоземне та космічне середовища, тобто нейтральна атмосфера, іоносфера та магнітосфера, були і залишаються основним каналом поширення радіохвиль [1–6]. Окремо розглядають геокосмос – верхня атмосфера, іоносфера та магнітосфера. Ці середовища суттєво впливають на поширення радіохвиль усіх діапазонів, починаючи від одиниць герц і закінчуючи одиницями гігагерц. Радіохвилі цих діапазонів використовуються при розв’язанні задач телекомунікації, радіолокації, радіонавігації, радіоастрономії та радіофізичного моніторингу стану навколоземного та космічного середовищ.

Атмосфера на висотах менших за 50–80 км є практично електронейтральним, ізотропним, недиспергуючим і випадково неоднорідним середовищем. Радіохвилі всіх діапазонів зазнають в атмосфері слабкої рефракції (викривлення траєкторії), слабого поглинання та слабого розсіювання. В атмосфері порівняно слабо спотворюються всі параметри радіохвилі – її амплітуда, частота, фаза, поляризація і т.д.

На висотах понад 50–80 км навколоземне середовище іонізоване переважно дією сонячного випромінювання та потоків високоенергійних частинок сонячного походження. Іонізована частина атмосфери називається іоносферою. Вона являє собою холодну, анізотропну, диспергуючу та випадково неоднорідну плазму. Іоносфера по-різному впливає на поширення радіохвиль різних діапазонів. Так, радіохвилі вкрай низькочастотного (3–30 Гц), наднизькочастотного (30–300 Гц), інфранизькочастотного (0.3–3 кГц) та дуже низькочастотного (3–30 кГц) діапазонів порівняно слабо проникають

в іоносферу. Вони поширюються в хвилеводі «Земля–іоносфера». Наявність геомагнітного поля забезпечує поширення цих радіохвиль також уздовж магнітних силових ліній. Відмінною особливістю таких радіохвиль є їх здатність поширюватися в глобальних масштабах, частково проникаючи під земну поверхню та під воду. При цьому випадкові флуктуації фази та амплітуди відносно невеликі. Ці якості радіохвиль і визначають сфери їх використання.

Найбільшою мірою іоносфера впливає на поширення низькочастотних (30–300 кГц), середньочастотних (0.3–3 МГц), високочастотних (3–30 МГц) радіохвиль. Ці радіохвилі поширюються уздовж земної поверхні двома способами: за допомогою земної хвилі за рахунок її дифракції на опуклості планети, а також за допомогою просторової хвилі за рахунок відбиття від іоносфери та земної поверхні. Дальність поширення земної хвилі зменшується при збільшенні частоти радіохвилі від багатьох тисяч до сотні кілометрів. Дальність поширення іоносферної хвилі, навпаки, збільшується при збільшенні частоти. Радіохвилі з частотою 10–30 МГц здатні поширюватися в глобальних масштабах за рахунок багаторазового відбиття від іоносфери та земної поверхні. Дальність одного стрибка радіохвилі становить близько 3–4 тис. км, на більших відстанях поширення частіше за все стає хвилеводним. Особливу роль відіграє поширення радіохвиль в міжшарових каналах (в каналах, утворених різними шарами іоносфери). Ці радіохвилі використовуються для глобальної телекомунікації, глобального похилого зондування, глобального зворотньо- похилого зондування і загоризонтної радіолокації. Важливо, що частина енергії радіохвилі, відбиваючись від земної поверхні, здатна повертатися тією ж траєкторією до місця розташування випромінювача. Це явище, відкрите Н. І. Кабановим в 1946 р., носить його ім'я. На основі ефекту Кабанова базується зворотньо-похиле зондування та загоризонтна радіолокація в високочастотному діапазоні радіохвиль.

Для радіохвиль з частотою 30 кГц–30 МГц мають місце сильне поглинання, заломлення, викривлення траєкторії, зміна поляризації, а також інші радіофізичні ефекти. Важливо, що при збільшенні частоти поглинання радіохвиль в іоносфері зменшується, а роль багатопроникності, навпаки, збільшується.

На поширення дуже високочастотних (30–300 МГц), ультрависокочастотних (0.3–3 ГГц), надвисокочастотних (3–30 ГГц), вкрай високочастотних (30–300 ГГц) та гіпервисокочастотних (0.3–3 ТГц) радіохвиль іоносфера та магнітосфера впливають значно меншою мірою. Радіохвилі цих діапазонів вільно проникають крізь іоносферу. Чим вищою є частота радіохвилі, тим менший вплив плазмового середовища на її характеристики. Проте, плазмове середовище, як і раніше, призводить до рефракції, ослаблення, розсіювання радіохвиль. Величина цих радіофізичних ефектів має практичне значення.

На поширення радіохвиль з частотою ~100 МГц–1 ТГц помітний вплив може спричиняти і нейтральна атмосфера. Тут відбувається поглинання радіохвиль та їх розсіювання на неоднорідностях тропосфери. За рахунок розсіювання радіохвиль можливим є їх загоризонтне поширення на відстань в кілька сотень кілометрів.

Таким чином, навколосферне та космічне середовища справляють визначальний або відчутний вплив на поширення радіохвиль усіх діапазонів. Ці середовища відповідальні за формування регулярних і нерегулярних радіофізичних ефектів. Саме атмосфера й іоносфера обмежують потенційні якісні показники радіотехнічних систем, які використовуються при розв'язанні задач телекомунікації, радіолокації, радіонавігації, радіоастрономії та радіофізичного моніторингу процесів у різних середовищах. До якісних показників, як відомо, відносять точність, дальність дії, роздільну здатність, пропускну здатність та інші показники.

Величина радіофізичних ефектів суттєво залежить від стану атмосферно-іоносферно-магнітосферного радіоканалу. Параметри радіоканалу можуть суттєво змінюватись під дією потужних джерел енерговиділення природного та техногенного походження.

1.2 Джерела збурень атмосфери й іоносфери

Системний підхід до Землі як планети з її геооболонками веде свій початок з робіт [20–24]. Системну парадигму чітко сформулював і розвинув автор [25–40]. У цих роботах розглядаються системи Сонце – міжпланетне середовище – магнітосфера – іоносфера – атмосфера – Земля (СМСМІАЗ) і Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера (ЗАІМ).

1.2.1. Енергетика процесів

Енергетику процесів в системах СМСМІАЗ і ЗАІМ розраховано в роботах [25–40]. Окремо перерахуємо енергетику природних і антропогенних процесів (табл. 1.1 і табл. 1.2). Наведемо дані про густину потоку енергії «зверху» та «знизу» (табл. 1.3 і табл. 1.4) [25–40].

Розглянемо та порівняємо потоки енергії «зверху» (див. табл. 1.3) та «знизу» (див. табл. 1.4). Добре відомо, що потоки енергії у вигляді оптичного випромінювання Сонця є головними. Інші потоки енергії «зверху» та «знизу» в ряді випадків можуть бути порівняні між собою, що свідчить про вплив і тих, і інших на стан системи СМСМІАЗ, а також про взаємодію двох погодних систем (атмосферної та космічної).

З табл. 1.1 видно, що Челябінський метеороїд займає гідне місце серед інших джерел природного походження.

З табл. 1.2 випливає, що енергетика потужної радіосистеми є значною, тому згенеровані нею збурення в навколоземній плазмі можуть бути значними.

У табл. 1.5 наведено основні параметри наземних радіосистем, які можуть використовуватися для впливу на іоносферу потужним радіовипромінюванням. Для збільшення ефективної потужності наземної

радіосистеми доцільно використовувати додавання потужності в просторі. Число модулів може складати $n = 100\text{--}1000$. Наприклад, на частоті $f = 10^6\text{--}10^7$ Гц при потужності одного модуля $P_1 = 100$ кВт і $n = 100$ маємо сумарну потужність $P_n = 10$ МВт. При коефіцієнті підсилення антенної решітки $G = 10^2\text{--}10^3$ маємо $P_n G = 1\text{--}10$ ГВт.

1.2.2. Потоки енергії

У цьому підрозділі слідуюмо роботам [38–43].

Стан системи СМСМІАЗ в основному формується нестационарними процесами на Сонці, в меншій мірі потоками галактичних променів, метеорів, падіннями великих космічних тіл, а також потужними земними, атмосферними, океанічними та антропогенними процесами (див., наприклад, [25–30]).

Розглянемо та порівняємо енергетику природних (див. табл. 1.1) і антропогенних (див. табл. 1.2) процесів. З таблиць видно, що енергії і потужності ряду природних і антропогенних процесів можуть бути порівняні. Це означає, що антропогенні процеси можуть давати помітний внесок у формування стану системи СМСМІАЗ [25–43].

Взаємодія між підсистемами в системі СМСМІАЗ здійснюється за допомогою потоків енергії та речовини. Важливими переносниками енергії та речовини є хвилі різної фізичної природи, потоки тепла та частинок, включаючи високоенергійні частинки, що висипаються із магнітосфери [25–43]. Головна роль у взаємодії підсистем в системі ЗАІМ належить хвильовим процесам. Виявилося, що хвильові збурення на висотах 80 – 600 км існують практично завжди. Їх відносна амплітуда змінюється від одиниць до десятків відсотків, величина періоду – від 5–10 до 150–200 хв і більше. Параметри хвильових збурень суттєво змінюються при варіаціях потоків енергії як «зверху», так і «знизу».

Значна може бути також роль пульсацій магнітного поля Землі (періоди 1–1000 с).

Параметри природніх процесів [38–40]

Джерело	Енергія, Дж	Потужність, Вт	Тривалість впливу, с	Примітки
Оптичне випромінювання Сонця	10^{22}	10^{17}	10^5	Протягом доби
Незбурений сонячний вітер	10^{17}	10^{12}	10^5	Те ж
Збурений сонячний вітер	$10^{18}-10^{20}$	$10^{14}-10^{15}$	10^4-10^5	
Викиди корональної маси	$10^{24}-10^{26}$	$10^{20}-10^{23}$	10^3-10^4	Маса речовини – $10^{12}-10^{13}$ кг, швидкість – $(1-3) \cdot 10^6$ м/с
Метеорит	$10^{12}-10^{15}$	$10^{12}-10^{15}$	1	Вплив на атмосферу
Астероїд	$10^{21}-10^{30}$	$10^{23}-10^{30}$	$10^{-2}-1$	Удар об Землю
Тунгуський феномен	10^{16}	$10^{15} - 10^{16}$	1–10	
Челябінський метеороїд	$1.9 \cdot 10^{15}$	$1.9 \cdot (10^{14}-10^{15})$	1–10	Вибух в атмосфері
Блискавка	10^{10}	10^{10}	1	
Глобальні вітри	10^{20}	10^{15}	10^5	Протягом доби
Циклон	$10^{19}-10^{21}$	$2 \cdot 10^{13}-2 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^5$	
Ураган	$10^{18}-10^{20}$	$10^{13}-10^{15}$	10^5	Протягом доби
Торнадо	$10^{11}-10^{13}$	10^8-10^{10}	10^3	
Вулкан	$10^{20}-10^{21}$	$10^{15}-10^{19}$	10^2-10^5	
Землетрус	$10^{19}-10^{21}$	$10^{17}-10^{18}$	10^2-10^3	
Цунамі	$10^{18}-10^{20}$	$10^{15}-10^{17}$	10^3	
Явище Ель Ніньо (Ла Нина)	$10^{21}-10^{22}$	$10^{14}-10^{15}$	$(1-2) \cdot 10^7$	Підвищення (зниження) температури
Потік тепла з надр Землі	$3 \cdot 10^{18}$	$3 \cdot 10^{13}$	10^5	Протягом доби
Біосфера	10^{19}	10^{14}	10^5	Хімічна енергія протягом доби

Параметри антропогенних джерел [38–40]

Джерело	Енергія, Дж	Потужність, Вт	Тривалість впливу, с	Примітки
Ядерний вибух: – одиночний; – всіх боєприпасів; – перспективний противоастероїдний	$4 \cdot 10^{17}$ $4 \cdot 10^{19}$ $4 \cdot 10^{21}$	$4 \cdot 10^{24}$ $4 \cdot 10^{15} - 4 \cdot 10^{16}$ $4 \cdot 10^{28}$	10^{-7} $10^3 - 10^4$ 10^{-7}	Еквівалент 100 Мт. Глобальний ядерний конфлікт
Промисловий вибух	$10^{11} - 10^{12}$	$10^{14} - 10^{15}$	10^{-3}	Маса заряду 25–250 т
Аварія на АЕС	10^{18}	$10^{13} - 10^{14}$	$10^4 - 10^5$	Маса пального 100 т
Вибух великої ракети	$10^{11} - 10^{14}$	$10^{10} - 10^{15}$	0.1–10	Маса пального 1000 т
Стартуюча ракета: – велика; – перспективна	$10^{12} - 10^{14}$ $10^{13} - 10^{15}$	$10^{10} - 10^{11}$ $10^{11} - 10^{12}$	$10^2 - 10^3$ $10^2 - 10^3$	Те ж Маса пального $10^4 - 10^5$ т
Коректуючий двигун в космосі	$10^7 - 10^9$	$10^6 - 10^7$	$10 - 10^2$	
Ядерна енергосистема космічного апарата	10^{14}	10^9	10^5	Протягом доби
Падіння космічного апарата: – великого; – перспективного	$10^{12} - 10^{13}$ $10^{14} - 10^{15}$	$10^9 - 10^{11}$ $10^{11} - 10^{13}$	$10^2 - 10^3$ $10^2 - 10^3$	Маса: 100 т $10^3 - 10^4$ т
ЛЕП	10^{15}	10^{10}	10^5	Протягом доби
Випромінення радіосистем	10^{12}	10^7	10^5	Те ж
Метеотрон	$10^{12} - 10^{15}$	$10^9 - 10^{10}$	$10^3 - 10^5$	
Велика електростанція	$10^{14} - 10^{15}$	$10^9 - 10^{10}$	10^5	Протягом доби
Електростанції світу	$2 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{12}$	10^5	Те ж
Світове енерговикористання	$1.6 \cdot 10^{18}$	$1.6 \cdot 10^{13}$	10^5	Те ж

Енергетичні характеристики потоків «зверху» [38–40]

Носій	Пр, Вт/м ²	Площа, м ²	P, Вт	Трива- лість, с	Примітки
1	2	3	4	5	6
Випромінювання спокійного Сонця: – оптичне; – ультрафіолетове та м'яке рентгенівське; – жорстке рентгенівське	1400 ~2·10 ² ~10 ⁻⁸	1.3·10 ¹⁴ 1.3·10 ¹⁴ 1.3·10 ¹⁴	1.8·10 ¹⁷ ~3·10 ¹⁶ ~10 ⁶	Безперервно	Довжина хвилі $\lambda \approx 0.4\text{--}0.8$ мкм $\lambda \approx 1$ нм – 0.4 мкм $\lambda \approx 0.5\text{--}1$ нм
Випромінювання збуреного Сонця: – оптичне; – ультрафіолетове та м'яке рентгенівське; – жорстке рентгенівське	1400 ~2·10 ² ~5·10 ⁻⁴	1.3·10 ¹⁴ 1.3·10 ¹⁴ 1.3·10 ¹⁴	1.8·10 ¹⁷ ~3·10 ¹⁶ ~6.5·10 ¹⁰	~10 ² ~10 ² ~10 ²	$\lambda \approx 0.4\text{--}0.8$ мкм $\lambda \approx 1$ нм – 0.4 мкм $\lambda \approx 0.5\text{--}1$ нм
Сонячні протони: – спокійні умови; – збурені умови	0.1 2–3	10 ¹⁶ 10 ¹⁶	10 ¹⁵ (2–3)·10 ¹⁶	Безперервно 10 ² –10 ⁵	Енергія протонів 10–100 МеВ Густина потоку 10 ¹¹ –10 ⁹ м ⁻² с ⁻¹ , (2–3)·10 ¹² м ⁻² с ⁻¹
Сонячний вітер: – спокійний; – збурений	6·10 ⁻⁵ 5·10 ⁻²	10 ¹⁶ 10 ¹⁶	6·10 ¹¹ 5·10 ¹⁴	4·10 ⁴ – 3·10 ⁵	$N_p \approx 5 \cdot 10^6$ м ⁻³ , $v_p \approx 400$ км/с $N_p \approx 10^8$ м ⁻³ , $v_p \approx 1000$ км/с

Продовження таблиці 1.3

1	2	3	4	5	6
Галактичне космічне випромінення	10^{-6}	$\sim 10^{14}$	10^8	Безперервно	Густина потоку $10^4 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$, Енергія протонів $\varepsilon_p = 1 \text{ Гев}$
Метеорні потоки: – фон; – найсильніший дощ	$5 \cdot 10^{-7}$ $5 \cdot 10^{-2}$	$\sim 10^{14}$ $\sim 10^{14}$	$\sim 5 \cdot 10^7$ $\sim 5 \cdot 10^{12}$	Безперервно $10^3 - 10^4$	Маса частинок: $m \geq 10^{-10} \text{ кг}$ То же
Високоенергійні частинки, що висипаються: – спокійні умови; – збурені умови	10^{-4} 1	$\sim 10^{13}$ $\sim 10^{13}$	10^9 $\sim 10^{13}$	$10^2 - 10^4$ $10^2 - 10^4$	Високі широти Те ж
Інфрачервоне випромінення термосфери: – спокійні умови; – збурені умови	$10^{-3} - 10^{-2}$ 0.1–1	$5 \cdot 10^{14}$ $5 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{11} - 5 \cdot 10^{12}$ $5 \cdot 10^{14} - 5 \cdot 10^{15}$	Безперервно $10^2 - 10^4$	$\lambda = 2 - 10 \text{ мкм}$ Сильніше на високих широтах

Енергетичні характеристики потоків «знизу» [38–40]

Носій	P_p , Вт/м ²	Площа, м ²	P , Вт	Трива- лість, с	Примітки
1	2	3	4	5	6
Інфрачервоне випромінення поверхні Землі	$4 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{17}$	Безперервно	Поглинається та випромінюється атмосферою
Водяна пара	80	$5 \cdot 10^{14}$	$4 \cdot 10^{16}$	Те ж	При конденсації виділяється тепло в атмосфері
Конвекція повітря	30	$5 \cdot 10^{14}$	$1.5 \cdot 10^{16}$	Те ж	
Потік тепла з надр Землі	$6 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{13}$	Те ж	Грає незначну роль
Атмосферна турбулентність	1–10	$5 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{14}$ – $5 \cdot 10^{15}$	Те ж	До висот ~100–120 км
Гравітаційні хвилі	0.1–1	$5 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{13}$ – $5 \cdot 10^{14}$	Те ж	Ефективно дисипують в термосфері
Припливні хвилі	10^{-3}	$5 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{11}$	Те ж	Те ж
Планетарні хвилі	10^{-3}	$5 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{11}$	Те ж	Те ж
Інфразвук	10^{-4} – 10^{-3}	$5 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{10}$ – $5 \cdot 10^{11}$	Те ж	Досягає F-шару іоносфери
Інфразвук від найсильнішого землетрусу	10^2 – 10^3	10^{11}	10^{13} – 10^{14}	10^2	Те ж

1	2	3	4	5	6
Електромагнітне випромінювання найсильнішого землетрусу	$10^{-3}-10^{-2}$	10^{11}	10^8-10^9	10^2-10^3	Досягає іоносфери та магнітосфери
Акустичне випромінювання найсильнішої блискавки	10^{-3}	10^9	10^6	~ 1	Дисипує в атмосфері
Електромагнітне випромінювання найсильнішої блискавки	10^{-3}	10^9	10^6	~ 1	Досягає іоносфери та магнітосфери
Акустичне випромінювання світової грозової активності	10^{-3}	10^{12}	10^9	Безперервно	Дисипує в атмосфері
Електромагнітне випромінювання світової грозової активності	10^{-3}	10^{12}	10^9	То же	Досягає іоносфери та магнітосфери

Граничні параметри радіосистем [40]

f , Гц	P , Вт	G	Режим випромінювання	Розмір (площа) антени, м (м^2)
1	10^6	10^{-5}	Безперервний, імпульсний	10^5
10	10^6	10^{-3}	Безперервний, імпульсний	10^5
10^2	10^6	10^{-3}	Безперервний, імпульсний	10^5
10^3	10^7	1	Безперервний, імпульсний	10^4
10^4	10^7	1	Безперервний, імпульсний	10^4
10^5	10^7	10	Безперервний, імпульсний	3000×3000
10^6	10^7	10^2	Безперервний, імпульсний	1000×1000
10^7	10^7	10^4	Безперервний, імпульсний	1000×1000
10^8	10^8	10^6	Імпульсний	1000×1000
10^9	10^9	10^7	Імпульсний	300×300
10^{10}	10^{10}	10^8	Імпульсний	100×100
10^{11}	10^{11}	10^{10}	Імпульсний	100×100

Висипання енергійних електронів у високих, а також середніх широтах може супроводжувати більшість нестационарних процесів в системі ЗАІМ. Їх потоки складають величину порядку 10^7 – $10^9 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ і більше. Автором [40] обґрунтовано механізми, що приводять до висипання частинок. До них відносяться уповільнення енергійних електронів в іоносферно-магнітосферному квазістатичному електричному полі та передача їх енергії шумовому ДНЧ-випромінюванню [40].

1.2.3. Канали взаємодії підсистем в системах СМСМІАЗ і ЗАІМ

Взаємодія підсистем в системах СМСМІАЗ і ЗАІМ підтверджується багатьма дослідниками.

Численні спостереження свідчать про те, що взаємодії підсистем в системах СМСМІАЗ і ЗАІМ здійснюються за рахунок потоку електромагнітного випромінювання, потоків частинок, електромагнітних хвиль і полів, потоків плазми та речовини, хвиль густини і т.п. Такий обмін

енергією, речовиною та випромінюванням має місце в природніх (незбурених) умовах [25–43].

В умовах активних експериментів, природніх і техногенних катастроф обмін зазвичай підсилюється, інтенсифікується також взаємодія підсистем в системах СМСМІАЗ і ЗАІМ.

Відповідні фізичні процеси та механізми перебудови взаємодії підсистем більш детально розглядаються в роботах [38–43].

1.2.4. Вплив збурень в системах СМСМІАЗ і ЗАІМ на радіоканал

Атмосферно-іоносферно-магнітосферний радіоканал є основним каналом поширення радіохвиль, випромінюваних системами телекомунікації, радіолокації, радіонавігації, радіоастрономії та радіофізичного моніторингу середовищ.

Високоенергетичні явища (землетруси, вулканізм, грози, потужні атмосферні процеси, тропічні циклони, термінатор, затемнення Сонця, спалахи на Сонці, геокосмічні бурі і т.п.) викликають цілий комплекс процесів в системах СМСМІАЗ і ЗАІМ, призводять до перебудови характеру взаємодій підсистем, до накопичення та вивільнення енергії, а також до істотної зміни параметрів атмосферно-іоносферно-магнітосферного радіоканалу.

Проаналізовано енергетику природних і антропогенних процесів в системах СМСМІАЗ і ЗАІМ. Показано, що енергетика ряду антропогенних процесів може бути сумірною з енергетикою природніх процесів.

Продемонстровано, що густини потоків енергії «зверху» та «знизу» можуть бути порівнянними.

Вказано механізми взаємодії підсистем. Взаємодія між підсистемами в системах СМСМІАЗ і ЗАІМ здійснюється принаймні трьома каналами: акустико-гравітаційному, електромагнітному та електричному, з якими пов'язані генерація хвиль і полів відповідної природи [38–43].

Вплив метеороїдів і потужного радіовипромінювання на атмосферу та геокосмос є зручними та ефективними засобами для моделювання процесів в підсистемах і вивчення їх взаємодії.

Потрібне фізико-математичне моделювання фізичних процесів, що впливають на атмосферно-іоносферно-магнітосферний радіоканал під дією потужних джерел енерговиділення природного та техногенного походження.

1.3. Фізичні процеси в іоносфері, викликані дією потужного радіовипромінювання наземних радіосистем

1.3.1. Загальні відомості

Вплив потужного радіовипромінювання на навколоземну плазму займає визначне місце серед активних експериментів в геокосмосі.

Теоретичні дослідження в цьому напрямку було проведено В. Л. Гінзбургом і О. В. Гуревичем ще в 1950–1960 рр. [44, 45]. Результати теоретичних досліджень детально описані в монографіях [46–48], а також в цілому ряді статей О. В. Гуревича і співавторів. Систематичні експериментальні дослідження ефектів впливу потужних радіохвиль на навколоземну плазму розпочалися в 1961 р. в СРСР та в 1970 р. в США [49–51]. Вони з помітною інтенсивністю тривають і в наш час. Результати експериментальних і теоретичних досліджень за період 1970–1990 рр. підсумовані в монографіях [40, 43, 52–58], а також в низці оглядів [50, 59–66] і в тематичних випусках журналу [67–77]. Цитовані вище роботи присвячені вивченню збурень, що виникають в межах опромінюваної потужним радіовипромінюванням області плазми. Їх автор книги [40] назвав локалізованими. Розмір таких збурень порядку 10–100 км. Він визначається в основному шириною діаграми спрямованості антени (ДСА) та процесами переносу частинок і тепла. Локалізовані збурення викликані класичними механізмами нелінійності, до яких відносяться нагрівний, стрікційний й іонізаційний механізми [44–48]. У той же час під впливом потужного

радіовипромінювання в геокосмосі виникає інший клас ефектів. Вони пов'язані зі взаємодією підсистем в системі Земля–атмосфера–іоносфера–магнітосфера (ЗАІМ), з переносом збурень на значні відстані [40]. Такі збурення Л. Ф. Чорногором були названі великомасштабними. Їх характерний горизонтальний розмір досягає 1–3 тис. км. В цьому випадку потужне радіовипромінювання слугує стимулятором процесів, подібних існуючим в природних умовах.

Вперше ефекти, стимульовані потужним радіовипромінюванням гектометрового діапазону, були виявлені в вересні 1972 р. (див. про це коротко в [78]). Потім групою Л. Ф. Чорногора [40] була поставлена серія цілеспрямованих експериментів у середніх і високих широтах. Їх окремі результати описані в цілому ряді робіт і в монографії [40].

Систематичні експериментальні дослідження великомасштабних збурень почалися навесні 1983 р. після введення на полігоні Науково-дослідного радіофізичного інституту в лад нагрівного стенду декаметрового діапазону «Сура», розташованого поблизу м. Нижній Новгород (Росія). Приблизно з цього ж часу епізодично проводилися спостереження за великомасштабними збуреннями, згенерованими нагрівним стендом у Тромсьо (Норвегія). Діагностика великомасштабних збурень здійснювалася за допомогою засобів, розміщених в Радіофізичній обсерваторії (РФО) Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна (відстань між полігоном НДРФІ та обсерваторією – близько 960 км, а між Тромсьо та обсерваторією – близько 2400 км). З цією метою використовувалися випромінюючі вертикально вгору радар часткових відображень, ВЧ-радар доплерівського зондування, іонозонд, приймально-оброблювальні системи для аналізу радіошумів в діапазонах 1–30, 150 та 2000 МГц, засоби похилого зондування іоносфери в діапазоні частот 3–30 кГц, 1–30 МГц та ін. Для загального контролю космічної погоди використовувалася мережа іонозондів і магнетометрів.

Можна вважати встановленим, що великомасштабні збурення можуть істотно впливати на характеристики радіохвиль всіх діапазонів, які використовуються в системах телекомунікації, радіолокації, радіонавігації, радіоастрономії та радіофізичного моніторингу середовищ. У ряді випадків такий вплив може бути досить великим та призводити до небажаних наслідків [40].

1.3.2. Етапи досліджень взаємодії потужного радіовипромінювання з іоносферною плазмою. Основні ефекти

В. Бейлі в 1925 р. вперше висловив ідею про доцільність збурення нижньої іоносфери потужною радіохвилею на гірочастоті електронів [79].

Крос-модуляція радіохвиль – це перший нелінійний ефект у іоносферній плазмі. Він був відкритий у середині 1930-х рр. [80, 81]. Цей ефект отримав назву Люксембург–горьковського. З 1930-х рр. розпочалися дослідження впливу потужних радіохвиль на іоносферну плазму, які автор робіт [80] умовно розбив на чотири основні етапи.

У 1930–1950-ті рр. досліджуються ефекти крос-модуляції й самомодуляції амплітудно-модульованих радіохвиль у нижній іоносфері. Ці ефекти спостерігаються при потужностях радіостанцій $P \geq 100$ кВт (див., наприклад, [44–46, 82–95]).

У 1960-ті рр. теоретично вивчаються нелінійні ефекти, викликані тепловим механізмом нелінійності. Визначний внесок у ці дослідження внесли радянські вчені О. В. Гуревич, О. Б. Шварцбург, Й. М. Віленський та ін. [96–100].

В СРСР І. С. Шлюгер експериментально дослідив ефекти у нижній іоносфері при впливі на неї надпотужних радіохвиль на гірочастоті ($P_G \approx 1$ ГВт, $G \approx 100$ – коефіцієнт підсилення антени) [59]. Він виявив ефекти самопросвітління та самопомутніння радіохвиль та їх взаємодію. Йому не

вдалося здійснити пробій атмосфери надпотужними радіоімпульсами на гірочастоті електронів.

У 1970–1980-ті рр. вивчається значне різмаїття ефектів у іоносфері й у магнітосфері [49–56, 66–77, 101–106].

Створено низку потужних радіосистем, які назвали нагрівними стендами, гектометрового та декаметрового діапазонів з ефективною потужністю $P_G \sim 10\text{--}300$ МВт (табл. 1.6).

На цьому етапі основна увага приділялася дослідженню плазмових нестійкостей в F-області іоносфери, ефекту Гетманцева, практичному використанню штучного нагріву іоносфери для її дистанційної діагностики й т. п. [40]. У ході досліджень виявлено такі явища [40, 65].

1) Структуризація іоносферної плазми, яка створена витягнутими уздовж геомагнітного поля неоднорідностями концентрації електронів. Ракурсне розсіяння радіохвиль такими неоднорідностями.

2) Аномальне поглинання радіохвиль звичайної поляризації, що пов'язане з резонансним ефектом на частоті верхнього гібридного резонансу.

3) Широкосмугове (~ 100 кГц) поглинання інших радіохвиль поблизу частоти потужної радіохвилі.

4) Штучне радіовипромінювання зі збуреної області на частотах, відхилених на 100–300 кГц відносно частоти потужної радіохвилі.

5) Збудження дуже сильних власних коливань в іоносферній плазмі.

6) Ефективне прискорення електронів.

7) Сильне штучне оптичне свічення іоносфери.

В експериментах вдалося збільшити температуру електронів в 30–40 разів в D-області, на ~ 100 % в E-області й на 10–100 % в F-області. Збурення N за своєю величиною не перевищувало кількох десятків відсотків.

Пояснення аномальному ефекту, відкритому авторами [107] через кілька років дали автори [108]. Цей ефект був викликаний збуреннями, які

поширювалися вздовж магнітної силової трубки до магнітоспряженої області.

У 1980–2010-ті рр. продовжувалися дослідження традиційних ефектів [65]. Новим стало виявлення ефекту магнітного zenіту [109–115]. У напрямку магнітного zenіту температура електронів збільшувалася в 3–4 рази на висотах 300–600 км, тобто вище максимуму області F [112].

Було створено ще три нагрівних стенда: HAARP і HIPAS (Аляска, США), а також SPEAR (Шпіцберген) (див. табл. 1.6). Стенд HAARP мав найбільшу ефективну потужність, яка сягала 4 ГВт. Температуру електронів вдалося підвищити в 50, 10 та 5 разів відповідно в D-, E- та F-областях іоносфери.

Детальніше зупинимося на результатах досліджень спеціалістів із ХНУ імені В. Н. Каразіна. Під керівництвом Л. Ф. Черногора в 1970-і рр. було досліджено фізичні процеси в низькоширотній та середньоширотній нижній іоносфері під дією потужного радіовипромінювання. Отримані висотні профілі концентрації електронів та частоти зіткнень часток в різних умовах, виявлено особливості збурення D-області іоносфери, обчислено низку аерономічних параметрів, промодельовано їх температурні залежності і т. п.

В 1980-2010-і рр. та пізніше найбільше вивчалися збурення, які поширюються на значні (~1000 км) відстані в горизонтальному напрямку [40, 116–138]. Групою Л. Ф. Черногора досліджувалось невідоме раніше явище виникнення великомасштабних і глобальних збурень в геокосмосі [40, 116–138].

В роботах [139–152] викладено результати досліджень, проведених фахівцями з Радіоастрономічного інституту НАН України в 1980–2017 рр. На базі унікального радіотелескопу УТР-2 створено ВЧ-радар, що використовується з метою моніторингу витягнутих вздовж геомагнітного поля штучних неоднорідностей [139–144]. Виявлено особливості взаємодії цих утворень з природніми МГД хвилями [145–147].

Таблиця 1.6

Основні параметри радіотехнічних комплексів (нагрівних стендів) для впливу на іоносферу потужного радіовипромінювання (P_1 – потужність одного передавача) [139–152]

Місце розташування, країні	f , МГц	G	Кількість РПП*	P_1 , кВт	P , МВт	PG , ГВт	Роки експлуатації
1	2	3	4	5	6	7	8
Москва (СРСР)	1.3–1.4	100	1	10^4	10	1	1961–1989
Платтевіль, Боулдер (США)	4.5–9 2.7–3.3	60–80 30			2 2	0.12–0.16 0.06	1970–1980
Аресібо (Пуерто-Ріко, США)	3–12	200–400			0.75	0.15–0.3	1971–1980
Н. Новгород (СРСР)	4.6–5.75	100–150	1	100	0.1	0.015–0.023	1973–1988
Н. Новгород (СРСР/Россия)	4.5–9	200–430	3	250	0.75	0.15–0.32	1981–2014
Н. Новгород (СРСР Росія)	1.35	100	1	100	0.1	0.01	1988
Мончегорськ (СРСР)	3.3	130	1	80	0.08	0.01	1976–1980
Тромсьо (Норвегія)	3.85–5.65 5.5–8 5.5–8	250 250 1000	12	100	1.2	0.3 0.3 1.2	1980–2014
Гісар (Душанбе, СРСР)	3.7–6	60–80	1	100	0.1	0.006–0.008	1981–1988
Харків (СРСР/Україна)	5–12	150	1	100	0.1	0.015	1987–1991

Продовження таблиці 1.6

1	2	3	4	5	6	7	8
HAARP (Фербенкс, Аляска, США)	2.8–10	110–1100	360	10	3.6	0.4–4	1990–2014
HIPAS (Фербенкс, Аляска, США)	2.85 та 4.53	70			1	0.07	По наш час
SPEAR (Шпіцберген, Норвегія)	4.45					0.03	По наш час
РПП – радіопередавальний пристрій							

Досліджено вплив ВЧ-випромінювання на резонанси Шумана [148–150]. За допомогою стенду «Тромсьо» виявлено ефект саморозсіювання потужних радіохвиль ВЧ-діапазону [151, 152].

1.3.3. Засоби впливу

Першим нагрівним стендом, введеним в дію в СРСР в 1961 р., був стенд «Москва» [59]. Радіопередавач працював на частотах f , близьких до гірчастоти електронів f_B і мав найбільшу імпульсну потужність $P = 10$ МВт. При $G \approx 100$ ефективна потужність PG становила 1 ГВт (див. табл. 1.6).

Стенд «Москва» призначався, перш за все, для створення значної штучної іонізації шляхом пробою повітря на висотах 60–100 км [59].

Стенд «Платтевіль», введений в дію в США в 1970 р., ставився до перших нагрівних стендів ВЧ-діапазону, призначеним для впливу потужним радіовипромінюванням на F-область іоносфери. Він мав величезну на ті часи ефективну потужність $PG \approx 100$ МВт [49, 50].

У 1971 р. в обсерваторії Аресібо (Пуерто-Ріко) розпочав роботу найбільш низькоширотний нагрівний стенд ВЧ-діапазону з $PG = 150\text{--}300$ МВт при $f = 3\text{--}12$ МГц [70].

У 1973 р. поблизу м. Нижній Новгород почав функціонувати перший в СРСР нагрівний стенд ВЧ-діапазону «Зименки» з $PG \approx 15\text{--}23$ МВт при $f = 4.6\text{--}5.75$ МГц [68, 69].

У 1981 р. поблизу населеного пункту Васильсурск Нижегородської обл. було введено в дію найпотужніший в СРСР (Росії) нагрівний стенд ВЧ-діапазону «Сура» з $PG \approx 150\text{--}320$ МВт при $f = 4.5\text{--}9$ МГц [55].

Там же в кінці 1980-х рр. розпочав роботу нагрівний стенд на гірчастоті електронів ($PG \approx 10$ МВт), призначений для впливу потужним радіовипромінюванням на нижню іоносферу.

У 1976–1980 рр. поблизу м. Мончегорськ (СРСР) функціонував перший в СРСР високоширотний стенд з $PG \approx 10$ МВт при $f = 3.3$ МГц [55].

Крім стенду «Сура», в 1980-х рр. в СРСР періодично працювали нагрівні стенди поблизу м. Москва ($PG = 80$ МВт), м. Харків ($PG \approx 150$ МВт, $f = 5\text{--}12$ МГц, Інститут іоносфери; $PG \approx 100$ МВт, $f = 2.8\text{--}8$ МГц, ХНУ імені В. Н. Каразіна) [55].

Низькоширотний стенд «Гіссар» працював в 1981–1988 рр. поблизу м. Душанбе (СРСР). Він мав $PG \approx 6\text{--}8$ МВт при $f = 3.7\text{--}6$ МГц [55].

У 1980 р. почав функціонувати високоширотний стенд «Тромсьо» з $PG = 300\text{--}1200$ МВт при $f = 3.85\text{--}7$ МГц [71, 72].

Важливою подією стало введення в 1990 р. в лад високоширотного стенду (Фербенкс, Аляска, США), призначеного для досліджень за програмою High Frequency Active Auroral Research Program (HAARP). Його основні параметри: $PG = 400\text{--}4000$ МВт при $f = 2.8\text{--}10$ МГц [153].

Крім стенду «HAARP», в даний час функціонують також інші високоширотні стенди «HIPAS» (Фербенкс, Аляска, США) з $PG = 70$ МВт на

частотах 2.85 та 4.53 МГц і «SPEAR» (Шпіцберген, Норвегія) з $P_G = 30$ МВт при $f = 4.45$ МГц [154, 155]. Вони розв’язують задачі, згідно програм High Impulse Precision Armament System (HIPAS) і Space Plasma Exploration by Active Radar (SPEAR).

1.4 Фізичні процеси, що супроводжували падіння Челябінського метеороїда

1.4.1. Загальні відомості

Останнім часом проблемі астероїдно-кометної небезпеки приділяється значна увага [39, 156–158].

Зважаючи на унікальність події та значимості наслідків актуальною проблемою є детальне та всебічне вивчення ефектів падіння на Землю кожного досить великого космічного тіла, а також наслідків такого падіння. Яскравим прикладом подібної події є проліт і вибух Челябінського метеороїда.

Вперше в історії науки вибух великого космічного тіла над населеними пунктами, що супроводжувався яскравим спалахом і гуркотом, добре задокументований за допомогою ряду технічних засобів. Під час вибуху частково постраждали споруди, переважно вікна, двері, стіни та стелі. У м. Челябінську вибухом було вибито близько 20 тис. м² шибок. Від дрібних поранень постраждало понад 1.6 тис. чоловік. Жертв, на щастя, не було.

Метеороїд вторгся в атмосферу Землі 15 лютого 2013 р. в 03: 20: 26 UT (UT – тут і далі всесвітній час). Космічне тіло рухалося з південного сходу на північний захід (азимут становив близько 283°) під кутом до горизонту близько 18°. Початкова маса тіла $m_0 \approx 11$ кт, початкова швидкість $v_0 \approx 18.5$ км/с, а початковий діаметр тіла $d_0 \approx 18$ м [159–161]. Знайдені уламки метеориту свідчать про те, що він був кам'яним, точніше, космічне тіло

являло собою хондрит типу LL5, в складі якого були металеве залізо, олівін та сульфіти. Залишки тіла впали в озеро Чебаркуль і поблизу нього.

Взаємодії метеороїдів з атмосферою присвячений ряд робіт (див., наприклад, [162–170]). В роботі [166] вперше вивчені особливості руху та руйнування болідів в атмосфері, розроблена теорія прогресивного дроблення метеоритів. Рух великих тіл в атмосфері розглядався в роботі [162]. Дроблення малих астероїдів і супутні ефекти досліджувалися в статті [167]. Розвиток теорії та фізичного механізму квазібезперервного дроблення болідів представлено в роботах [164, 165]. Книга [168] присвячена застосуванню досягнень фізико-хімічної динаміки до аналізу болідів. У книгах [169, 170] представлений сучасний аналіз метеорних явищ і кометно-астероїдної небезпеки.

Перші результати дослідження ефектів Челябінського метеороїда викладені в [171–180].

Ефектам Челябінського метеороїда присвячені роботи ряду дослідників (див., наприклад, [171–180]), а також роботи авторів з ХНУ імені В. Н. Каразіна [181–212].

1.4.2. Основні параметри метеороїда

Загальну картину падіння Челябінського космічного тіла, що мав місце незабаром після сходу сонця (в м. Челябінськ в 03:17), детально задокументовано, проаналізовано та описано в цілій низці робіт (див., наприклад, [172–178, 213–216]).

Вранці 15 лютого 2013 р. в 03:20:22 UT (в 09:20:22 за місцевим часом) в районі м. Челябінськ в атмосферу Землі під кутом 18° до горизонту вторглося космічне тіло. Азимут становив 283° [177, 178]. Траєкторні дані Челябінського метеороїда наведено в табл. 1.7 [178].

Дані про траєкторію Челябінського метеороїда [178]

Початкова швидкість, км/с	19.16±0.15	18.6	17.5±0.5	16.5±3.1
Пряме сходження, °	328.62±0.09	328.9	328.6±1.0	333.8±2.7
Схилення, °	+7.26±0.10	+7.3	+8.0±1.0	+12.4±2.7
Початковий кут падіння, °	18.3±0.2	–	16.5	18.1±1.7
Початкова висота спостереження, км	97.1	–	91.8	~39.6
Висота максимального енерговиділення, км	29.7	–	31.7	–
Висота закінчення руйнування, км	27.0±0.7	23.3	–	22.7±2.4
Кінцева висота спостереження, км	13.6	15	14.9	–
Джерело	[178]	[160]	[219]	[217]

Вторгнення супроводжувалося виникненням витягнутого сліду, що світився (явища, званого болідом), яскравим спалахом (вибухом), генерацією ударної хвилі, що викликала руйнування та пошкодження 7320 будівель на площі близько 6 тис. км², а також слабким землетрусом. Спалахів різної інтенсивності, як і вибухів, було декілька. Головний спалах, який за яскравістю набагато (в 30 разів) перевершував яскравість Сонця, спостерігався через 11–12 с після появи світіння сліду. Ударна хвиля досягла поверхні Землі через 77–180 с залежно від відстані до місця спостереження. На великих відстанях ударна хвиля перетворилася в акустичну, здатну поширюватися на відстані не менше 25 тис. км.

Як показав ретроспективний аналіз даних, падіння Челябінського метеороїда супроводжувалося збуренням в магнітосфері, іоносфері та геомагнітному полі.

Моменти часу та положення основних подій, що супроводжували політ метеороїда, наведені в табл. 1.8 [178]. Висота головного спалаху (близько 30 км), його координати (54.845° п. ш., 61.412° с. д.) та траєкторія польоту над Челябінською областю були визначені з даних відеореєстрацій.

Час та місцезнаходження ключових подій падіння Челябінського метеороїда за аналізом відеоматеріалів [178]

Подія	Час (UT), с (± 0.1)	Широта, ° (± 0.018)	Довгота, ° (± 0.030)	Висота, км (± 0.7)	Швидкість, км/с (± 0.16)
Перше виявлення	3: 20: 20.8	54.445	64.565	97.1	19.16
Перший пік	3: 20: 29.8	54.764	62.109	43.9	19.2
Головний пік	3: 20: 32.2	54.845	61.412	29.7	19.2
Завершення утворення теплової хмари	3: 20: 32.65	54.859	61.278	27.0	19.2
Вторинне руйнування	3: 20: 33.4	54.876	61.128	23.9	16.8
Третинне руйнування	3: 20: 34.7	54.905	60.865	18.5	12.1
Останнє виявлення	3: 20: 36.8	54.931	60.625	13.6	4.9
Теплова хмара в стані спокою	~3: 20: 37	54.864	61.240	26.2	

За енергіями спалаху (близько $3.75 \cdot 10^{14}$ Дж), ударної хвилі акустичних і сейсмічних коливань було оцінено енергію вибуху (близько $3.3 \cdot 10^{14}$ Дж або 90 кт ТНТ) та початкову кінетичну енергію (близько $1.88 \cdot 10^{15}$ Дж або 440 кт ТНТ) космічного тіла. Знайдені уламки Челябінського метеороїда дозволили встановити його хімічний склад і густину речовини. За параметрами орбіти визначено приналежність тіла до відомих груп малих тіл Сонячної системи (сімейство астероїдів Аполона) та, зокрема, його початкову швидкість (близько 18.5 км/с). За даними відеореєстрацій ця швидкість становила 18.5 ± 0.8 км/с (див., наприклад, [214]). Це дозволило обчислити початкову масу (близько 11 кт) та початковий діаметр (близько 18 м) Челябінського метеороїда. Густина речовини астероїду приймалася рівною $3.6 \cdot 10^3$ кг/м³.

1.4.3. Астрономічні аспекти Челябінського космічного тіла

Основними астрономічними аспектами є орбіта тіла до його зближення із Землею та його приналежність до відомих груп космічних тіл Сонячної системи.

Траєкторія руху уздовж поверхні Землі була встановлена на основі обробки численних (понад 150) відеоданих, що охоплюють площу близько 8 тис. км² та поширюються на 135 км з півдня на північ і на 85 км зі сходу на захід.

Першу оцінку орбіти Челябінського космічного тіла було проведено вже 21 лютого 2013 р. авторами роботи [217]. Ті ж автори в роботі [218] навели нові дані про орбіту космічного тіла. 23 лютого 2013 р. автори роботи [219] повідомили про свої результати. Перші відомості про параметри орбіти, які необхідно розглядати як попередні, наведено в табл. 1.1, взятої з роботи [213].

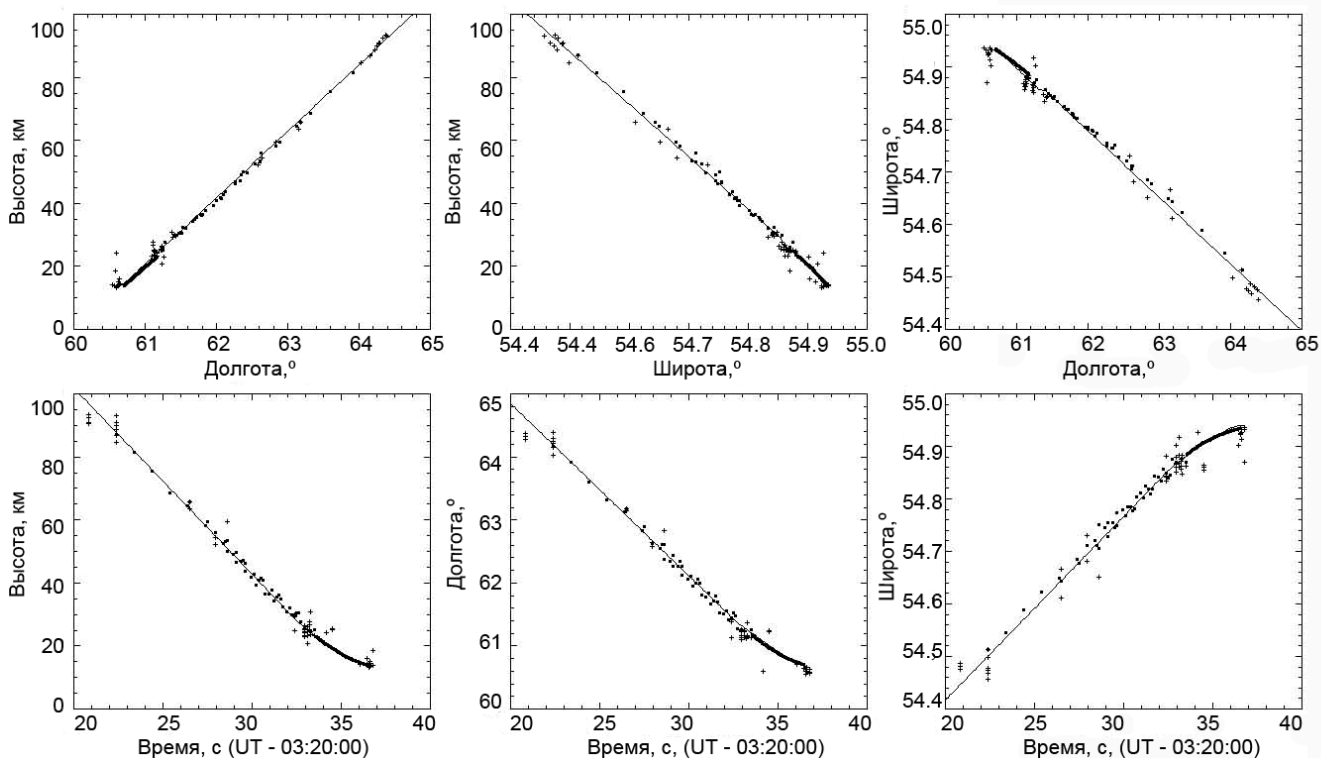


Рис. 1.1. Траєкторія польоту метеороїда [177, 178].

За даними Інституту астрономії РАН велика піввісь становила 1.77 а. о. (астрономічних одиниць), перигейна відстань – 0.75 а.о. та нахил орбіти – 4.3° [213, 220].

Уточненням орбіти Челябінського метеороїда займалося кілька наукових груп [160, 213, 220].

Встановлено, що Челябінське космічне тіло належить сімейству астероїдів Аполона, швидше за все, астероїда 2008 DJ.

Метеорити масою не більше 2 кг було знайдено вже в перші дні після їх падіння на площі в десятки квадратних кілометрів. Насправді, площа розсіяння була набагато більшою.

1.4.4. Ефекти метеороїда в магнітосфері

Вторгнення метеороїда зі значною кінетичною енергією (близько $1.88 \cdot 10^{15}$ Дж) та великою початковою швидкістю (близько 18.5 км/с) викликало деформацію силових ліній геомагнітного поля, точніше їх розширення в поперечному по відношенню до траєкторії тіла напрямку [212]. Такий діамагнітний ефект еквівалентний виникненню рухомого магнітного диполя, швидкість якого співпадала з швидкістю космічного тіла. В результаті, в магнітосфері повинен був виникнути рухомий імпульс геомагнітного поля, який міг бути зареєстрований на поверхні Землі. Збурення, яке виникло, поширювалося зі швидкістю альвенівських хвиль (~ 1 тис. км/с). Переміщення імпульсу, швидше за все, супроводжувалося турбулізацією магнітосферної плазми, флуктуаціями геомагнітного поля і т.п. [221].

Після основного енерговиділення в атмосфері могло також бути згенеровано геомагнітне збурення, яке у вигляді МГД хвиль поширювалося в іоносфері та магнітосфері. Так могли проявлятися вторинні ефекти в магнітосфері [212].

1.4.5. Ефекти метеороїда в іоносфері

Ефекти Челябінського метеороїда в іоносфері описані в ряді робіт [182, 185, 187, 189, 190, 192, 193, 199–201, 208, 209].

При прольоті метеороїда в іоносфері має місце його слабе гальмування, а значить, і передача частини кінетичної енергії атмосфері. Однак, через малу масу збуреної області атмосфери зміна її параметрів може бути суттєвою. На висотах, більших за 150 км, довжина вільного пробігу нейтральних частинок більше діаметра сліду космічного тіла та слід після прольоту метеороїда практично відразу ж зникає. У той же час на висотах, менших за 120 км, має місце зворотня нерівність. Тут атмосферне середовище може розглядатися як суцільне. Проліт і часткове гальмування космічного тіла супроводжується стисненням перед ним повітря, генерацією головної (балістичної) ударної хвилі, у фронті якої має місце різке зростання (до 10^4 К і більше) температури та тиску газу, а також його іонізація. На помірних відстанях сильна ударна хвиля поступово перетворюється в акустико-гравітаційну хвилю (АГХ). Крім перерахованих процесів, в сліді космічного тіла відбувається розліт (розширення нагрітої області) нагрітого повітря та продуктів абляції з витісненням навколишнього повітря, тобто має місце відомий ефект "снігового плуга". За більших часів виникає спливання нагрітого сліду, стають істотними процеси переносу та, зокрема, турбулентна дифузія та вітрове затягнення. Рух великих мас нагрітого повітря супроводжується генерацією внутрішніх гравітаційних хвиль (ВГХ).

У міру проникнення вглиб атмосфери перераховані ефекти посилюються через збільшення частки енергії, що втрачається метеороїдом в результаті його гальмування в щільних шарах атмосфери.

Після закінчення польоту метеороїда, що завершується вибухом, генерацією сильної ударної хвилі, нагрівом і спливанням продуктів вибуху та нагрітого повітря, а також генерацією акустико-гравітаційних і електромагнітних хвиль, збурень магнітного та електричного полів, в

іоносфері слід очікувати розвитку вторинних ефектів – генерації АГХ, МГД та інших типів хвиль, а також нестійкостей.

Вторинним ефектам в іоносфері присвячено велику кількість робіт (див., наприклад, [172–174, 182, 185, 187, 189, 192, 193, 199–201, 208, 209]).

1.4.6. Ефекти метеороїда в атмосфері

Найбільш різноманітний і не до кінця вивчений комплекс явищ виникає при русі метеороїда в щільних шарах атмосфери (60–20 км), де має місце найбільш сильне гальмування космічного тіла, генерація балістичної ударної хвилі, свічення сліду метеороїда, його абляція та прогресивне дроблення, перетворення в квазірідину і, нарешті, вибухове виділення основної енергії. Вибух супроводжується інтенсивним спалахом, генерацією вибухової ударної хвилі, подальшим руйнуванням фрагментів метеороїда та їх падінням на поверхню Землі у вигляді метеоритів. Прольот та вибух космічного тіла супроводжують іонізація повітря й самого тіла, генерація АГХ, електромагнітних, електричних і магнітних збурень, а також сильний нагрів газу та продуктів вибуху, їх розширення та спливання з подальшою турбулізацією, перенесення речовини та тепла. Ударна хвиля, що помітно послабилася в процесі поширення, викликає струс земної поверхні (локальний землетрус), а також руйнування будівель і травмування людей. Ударна хвиля є також джерелом інфразвуку.

Результати спостереження свічення сліду метеороїда в оптичному діапазоні, зареєстрованого наземними засобами, наведено в [178]. Максимальне свічення мало місце в 03:20:32 на висоті близько 30 км. Тривалість головного спалаху була близько 5 с, що відповідало діапазону висот 55–25 км.

Результати розрахунку числа фрагментів і їх мас залежно від висоти дроблення Челябінського тіла представлено в роботі [178]. Прогресивне

дроблення почалося на висоті близько 50–60 км, а закінчилося на висотах близько 23–15 км. Число масивних фрагментів склало 10^2 – 10^3 .

Ряд перерахованих ефектів Челябінського метеороїда вивчений і описаний в літературі (див., наприклад, [171–189, 208, 209, 222, 223]).

Висновки до розділу 1

1. Атмосфера, іоносфера та магнітосфера були і залишаються основним радіоканалом, який використовують численні засоби телекомунікації, радіолокації, радіонавігації, радіоастрономії та радіофізичного моніторингу середовищ. Атмосфера та геокозмичне середовище суттєво впливають на поширення радіохвиль практично всіх діапазонів, викликаючи регулярні та нерегулярні радіофізичні ефекти. Зміни параметрів радіоканалу обмежують потенційні якісні показники радіосистем різного призначення.

2. Існує ціла низка потужних джерел енерговиділення природного та техногенного походження, які систематично або епізодично впливають на атмосферно-іоносферно-магнітосферний канал поширення радіохвиль. Збурення параметрів радіоканалу істотно впливають на здатність радіосистем різного призначення розв'язувати поставлені перед ними задачі. В теперішній час недостатньо вивчений вплив потужних джерел енерговиділення на параметри радіоканалу, відсутні детальні фізико-математичні моделі відповідних процесів.

3. Потужність наземних радіозасобів досягла 1–10 ГВт. Радіовипромінювання таких радіозасобів здатне викликати значні збурення параметрів атмосферно-іоносферного каналу поширення радіохвиль. Потрібні створення або розвиток фізико-математичних моделей процесів, що впливають на параметри цього каналу.

4. Вторгнення в геокосмос і атмосферу великих (розміром більше 1–3 м) космічних тіл здатне викликати значні збурення атмосферно-іоносферно-магнітосферного каналу поширення радіохвиль. Потрібний розвиток фізико-

математичних моделей взаємодії космічних тіл з атмосферою, іоносферою та магнітосферою, а також моделей, що описують збурення параметрів атмосферно-іоносферно-магнітосферного каналу поширення радіохвиль.

5. У цій роботі зроблена спроба частково заповнити існуючі прогалини в фізико-математичному моделюванні процесів в радіоканалі, що виникають при впливі на навколоземне середовище потужного радіовипромінювання наземних радіосистем та космічних тіл, які вторгаються в це середовище (зокрема, Челябінського метеороїда).

Результати досліджень даного розділу наведено в публікаціях: [1 – 6], [20 – 108], [116 – 152], [156 – 170], [213 – 216].

РОЗДІЛ 2

МОДЕЛЮВАННЯ НАГРІВУ ТА ЗБІЛЬШЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ ЕЛЕКТРОНІВ ПОТУЖНИМ РАДІОВИПРОМІНЮВАННЯМ

В даному розділі наведено результати фізико-математичного числового моделювання збурення температури та концентрації електронів при впливі на іоносферу потужним безперервним радіовипромінюванням для різних частот, потужностей та поляризацій радіохвилі, а також пробою атмосфери наносекундними гігаватними радіоімпульсами.

2.1. Вихідні рівняння та методи їх розв'язання

Рівняння балансу енергії електронів може бути записано у вигляді [40, 47, 48]:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + \delta v(T_e - T_{e0}) = \frac{E^2}{E_{p0\pm}^2} \gamma T_{e0} \delta_0 v + L_{T0}^2 \delta_0 v_0 \nabla \left(\frac{v_0}{v} \frac{T_e}{T_{e0}} \nabla T_e \right), \quad (2.1)$$

$$\gamma = \frac{\omega_{\pm}^2 + v_0^2}{\omega_{\pm}^2 + v^2},$$

де T_e – температура електронів, $\delta(T_e)$ – середня відносна частка енергії, що втрачається електроном при зіткненні з важкою частинкою (молекулою, іоном); $v(T_e)$ – частота зіткнень електронів; E – напруженість електричного поля на даній висоті; $E_{p0\pm}$ – плазмове поле для хвиль звичайної (+) та незвичайної (–) поляризацій відповідно, $L_{T0}^2 = \kappa_{e0} (\delta_0 v_0)^{-1}$, κ_{e0} – коефіцієнт температуропровідності; індекс “0” тут і далі вказує на незбурені умови. Вираз для плазмового поля в магнітоактивній плазмі при поздовжньому по відношенню до вектора індукції магнітного поля $\mathbf{B}_0$ поширенні радіохвиль має вигляд:

$$E_{p0\pm}^2 = \frac{3k_B T_{e0} m_e \delta_0 (\omega_{\pm}^2 + v_0^2)}{e^2},$$

де k_B – стала Больцмана; m_e и e – маса та заряд електрону; $\omega_{\pm} = \omega \pm \omega_B$, $\omega = 2\pi f$ – кутова частота радіохвилі, $\omega_B = 2\pi f_B$ – гірчастота електронів. При квазіповздовжньому поширенні радіохвилі ω_B варто замінити на “повздовжню компоненту” ω_B . В ізотропній плазмі

$$E_{p0}^2 = \frac{3k_B T_{e0} m_e \delta_0 (\omega^2 + v_0^2)}{e^2}.$$

У рівнянні (2.1) другий член в лівій частині рівняння описує втрату енергії електронами за рахунок її передачі важким частинкам, другий член в правій частині рівняння – втрату енергії за рахунок теплопровідності електронного газу. Їхня роль стає порівнянною за характерного масштабу збуреної області $L \approx L_{T0}$. При вертикальному зондуванні іоносфери

$$L \approx z\alpha_0 \approx z \frac{\lambda}{d_a},$$

де α_0 – ширина головної пелюстки діаграми спрямованості антени, d_a – розмір антени, λ – довжина радіохвилі. Наприклад, при $d_a = 300$ м та $\lambda = 60$ м маємо $\alpha_0 \approx 0.2$ рад. Тоді L складає 20, 40 і 60 км на висотах 100, 200 та 300 км. Масштаб L_{T0} , що описує теплопровідність електронного газу, подається наступним співвідношенням [40, 47, 48]:

$$L_{T0} = \sqrt{\kappa_{e0} t_{e0}} = \sqrt{\frac{k_B T_{e0}}{m_e v_0^2 \delta_0}} = \frac{l_e}{\sqrt{\delta_0}}. \quad (2.2)$$

Співвідношення (2.2) справедливо в ізотропній плазмі, а також для опису процесу теплопровідності електронного газу вздовж магнітних силових ліній (теплопровідність в поперечному напрямку пригнічується магнітним полем).

Оскільки $L_{T0} \sim v_0^{-1}$ масштаб L_{T0} зростає при збільшенні висоти приблизно за експоненціальним законом. Лише в верхній частині області F іоносфери $L_{T0} \approx 20\text{--}30$ км, що за порядком дорівнює L . Таким чином,

теплопровідністю електронного газу можна знехтувати на висотах $z \leq 250$ км. Винятком є область верхнього гібридного резонансу, за якої розмір сильно нагрітої плазми складає кілька кілометрів.

Рівняння (2.1) без урахування процесу теплопровідності зручно записати для безрозмірної температури електронів $\theta = T_e / T_{e0}$:

$$\frac{d\theta}{dt} + \delta(\theta)v(\theta)(\theta - 1) = \gamma\gamma_{\pm}(\theta, t)\delta_0 v(\theta), \quad (2.3)$$

де $\gamma_{\pm} = E^2 / E_{p0\pm}^2$. На висотах $z < 200$ км, де переважають зіткнення електронів з молекулами, згідно [47, 48]

$$v = v_{en} = v_0 \theta^{5/6}. \quad (2.3a)$$

На висотах $z > 200-250$ км [47, 48, 46]

$$v = v_{ei} = v_0 \theta^{-3/2}.$$

На цих же висотах $\delta(\theta) \approx \delta_0 \approx 10^{-4}$. При $z < 200$ км залежність $\delta(\theta)$, виходячи з результатів роботи [48], можна апроксимувати наступним співвідношенням [10, 40]:

$$\delta(\theta) \approx \delta_0 (\theta^{-4/3} + 0.014\theta + 2^{(\theta-45)/5}). \quad (2.4)$$

Наведена залежність, строго кажучи, справедлива до значень $\theta \approx 60$. Будемо вважати, що вона задовільно описує залежність $\delta(\theta)$ навіть при $\theta \approx 60-100$.

За тривалості впливу $\tau \gg t_{T0} = (\delta_0 v_0)^{-1}$ співвідношення (2.3) з урахуванням (2.4) набуває стаціонарного вигляду:

$$(\theta^{-4/3} + 0.014\theta + 2^{(\theta-45)/5}) \times (\theta - 1) = \gamma\gamma_{\pm}. \quad (2.5)$$

Для врахування самодіяння радіохвилі рівняння (2.1) необхідно розв'язувати разом зі хвильовим рівнянням або його геометрооптичним наближенням, яке має вигляд [59]:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + v_g \left(\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{E}{4\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} + \frac{E}{z} + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E) E \right) = 0, \quad (2.6)$$

де v_g – групова швидкість хвильового пакету, ϵ – відносна діелектрична проникність, κ – показник поглинання радіохвилі. Вдалині від області відбиття радіохвилі $\epsilon \approx 1$ та $v_g \approx c$. Тоді (2.6) зводиться до рівняння

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{E}{z} + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E) E = 0. \quad (2.7)$$

Для стаціонарного випадку $\frac{\partial E}{\partial t} = 0$ з (2.7) отримуємо

$$\frac{dE}{dz} + \frac{E}{z} + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E) E = 0. \quad (2.8)$$

Другий член в лівій частині рівняння (2.8) описує сферичну розбіжність хвилі. Співвідношення (2.8) може бути переписано у вигляді

$$\frac{d}{dz}(Ez) + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E)(Ez) = 0. \quad (2.9)$$

У виразах (2.7) – (2.9) показник поглинання радіохвилі має вигляд

$$\kappa = \frac{\omega_p^2 \nu}{2\omega(\omega_{\pm}^2 + \nu^2)}, \quad (2.9a)$$

де ω_p – плазмова частота електронів, що залежить від їх концентрації N .

Окрім κ , впроваджується також інтегральний коефіцієнт поглинання

$$K = \frac{\omega}{c} \int_0^z \kappa(z) dz. \quad (2.9b)$$

Для складання балансу заряджених частинок розглянемо основні хімічні процеси в іоносфері. Головними хімічними процесами в іоносфері є іонізація молекул, утворення негативних іонів внаслідок прилипання електронів до молекул, відлипання електронів, фотовідлипання, рекомбінація електронів та негативних іонів з позитивними іонами. Процес прилипання електронів до нейтральних частинок становить практичний інтерес лише в нижній частині D-області (приблизно до 75 км). Хімія цієї частини іоносфери дуже складна, тут мають місце більше сотні хімічних реакцій. Детальна фотохімічна схема

взаємодії між різними складовими нижньої іоносфери остаточно не розроблена. Тому скористаємося спрощеною фотохімічною схемою. Ця схема включає електрони, позитивні та негативні іони трьох видів з концентраціями N , N^+ , N_1^- , N_2^- та N_3^- відповідно та враховує швидкості утворення позитивних іонів q , негативних іонів β_1 , β_2 и β_3 , швидкості відлипання електронів від негативних іонів γ_1 , γ_2 и γ_3 , а також коефіцієнти рекомбінації електронів з іонами α_r та позитивних іонів з негативними іонами α_i .

Окрім складності хімічних процесів, D-області іоносфери притаманні й інші особливості. Вона сильно схильна до впливу метеорологічних процесів, вірніше, процесів в нейтральній атмосфері (вітрів, турбулентності, переміщення акустико-гравітаційних хвиль і т.д.). Джерелом іонізації є не лише сонячне електромагнітне випромінювання, а й сонячні та галактичні космічні промені, а також високоенергійні електрони, які висипаються з магнітосфери. Роль останніх істотно зростає під час геокозмічних бур, а також протягом тривалого часу після закінчення бур. В результаті перерахованих процесів концентрації заряджених частинок можуть змінюватися на 2 – 3 порядки, перевершуючи навіть добові варіації.

Описаній вище моделі відповідає наступна система рівнянь (див., наприклад, [40]):

$$\frac{dN}{dt} = q_e - \alpha_r N N^+ - \beta_1 N + \gamma_1 N_1^- + \gamma_2 N_2^- + \gamma_3 N_3^-, \quad (2.10)$$

$$\frac{dN^+}{dt} = q_e - \alpha_r N N^+ - \alpha_i N^+ (N_1^- + N_2^- + N_3^-), \quad (2.11)$$

$$\frac{dN_1^-}{dt} = \beta_1 N - (\beta_2 + \gamma_1 + \alpha_i N^+) N_1^-, \quad (2.12)$$

$$\frac{dN_2^-}{dt} = \beta_2 N_1^- - (\beta_3 + \gamma_2 + \alpha_i N^+) N_2^-, \quad (2.13)$$

$$\frac{dN_3^-}{dt} = \beta_2 N_2^- - (\gamma_3 + \alpha_i N^+) N_3^-, \quad (2.14)$$

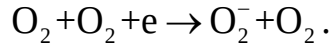
причому в співвідношеннях (2.10) та (2.11) $N^+ = (1 + \lambda)N$,

де $\lambda = (N_1^- + N_2^- + N_3^-) / N$.

Склавши рівняння (2.12), (2.13) та (2.14), отримаємо, що

$$\frac{dN^-}{dt} = \beta_1 N - \gamma_e N^- - \alpha_i N^+ N^-, \quad (2.15)$$

$N^- = N_1^- + N_2^- + N_3^-$, $\gamma_e = (\gamma_1 N_1^- + \gamma_2 N_2^- + \gamma_3 N_3^-) / N^-$. Рівняння (2.15) являє собою рівняння балансу для ефективного негативного іону з концентрацією N^- , ефективною швидкістю відлипання γ_e та швидкістю утворення, рівною швидкості утворення негативних іонів O_2^- . Останні утворюються при потрібних зіткненнях:



Як показано в роботі [40], зменшення концентрації електронів внаслідок активізації процесу прилипання занадто мале, тому далі воно не враховується. З (2.10) випливає, що

$$\frac{dN}{dt} = q_e - \alpha_r N N^+ - \beta_1 N + \gamma_e N^-. \quad (2.16)$$

Оскільки $N^- = N^+ - N$ співвідношення (2.16) перепишеться у вигляді:

$$\frac{dN}{dt} = q_e - \alpha_r N N^+ - \beta_1 N + \gamma_e (N^+ - N)$$

або

$$\frac{dN}{dt} = q_e + \gamma_e N^+ - (\alpha_r N^+ + \beta_1 + \gamma_e) N. \quad (2.17)$$

Із рівнянь (2.17) та (2.15) можна отримати, що в стаціонарному випадку, тобто при $d / dt = 0$,

$$q_e + \gamma_e N_\infty^+ - (\alpha_r N_\infty^+ + \beta_1 + \gamma_e) N_\infty = 0, \quad (2.18)$$

$$\beta_1 N_\infty - \gamma_e N_\infty^- - \alpha_i N_\infty^+ N_\infty^- = 0. \quad (2.19)$$

Тут індексом “ ∞ ” позначено стаціонарні значення параметрів плазми. Зі співвідношення (2.19) з урахуванням того, що $N_{\infty}^{+} = N_{\infty}^{-} + N_{\infty}$ отримуємо

$$N_{\infty} = \frac{(\gamma_e + \alpha_i N_{\infty}^{-}) N_{\infty}^{-}}{\beta_{1\infty} - \alpha_i N_{\infty}^{-}}$$

В області іоносфери, де істотну роль відіграють негативні іони, $\gamma_e \approx 6 - 0.5 \text{ c}^{-1}$, $\beta_{1\infty} \approx 30 - 0.01 \text{ c}^{-1}$, а $\alpha_i N_{\infty}^{-} \approx 10^{-6} - 10^{-5} \text{ c}^{-1}$, тоді

$$N_{\infty} \approx \frac{\gamma_e}{\beta_{1\infty}} N_{\infty}^{-},$$

а

$$\lambda_{\infty} = \frac{\beta_{1\infty}}{\gamma_e} \quad (2.20)$$

При $z=50-80$ км, як слідує з виразу (2.20), $\lambda_{\infty} \approx 4 - 0.02$.

Зі співвідношення (2.18) з урахуванням (2.20) маємо

$$q_e = \alpha_{r\infty} N_{\infty}^2 (\lambda_{\infty} + 1) + \beta_{1\infty} N_{\infty} + \gamma_e N_{\infty} - \gamma_e (\lambda_{\infty} + 1) N_{\infty} = \alpha_{r\infty} N_{\infty}^2 (\lambda_{\infty} + 1).$$

Тоді

$$N_{\infty} = \sqrt{\frac{q_e}{\alpha_{r\infty} (\lambda_{\infty} + 1)}},$$

а з урахуванням (2.20)

$$N_{\infty} = \sqrt{\frac{q_e}{\alpha_{r\infty}} \frac{\gamma_e}{\beta_{1\infty} + \gamma_e}}. \quad (2.21)$$

До увімкнення потужного радіовипромінювання значення N_{∞} дається співвідношенням, аналогічним (2.21)

$$N_0 = \sqrt{\frac{q_e}{\alpha_{r0}} \frac{\gamma_e}{\beta_{10} + \gamma_e}}.$$

Тоді

$$\frac{N_{\infty}}{N_0} = \sqrt{\frac{\alpha_{r0}}{\alpha_{r\infty}} \frac{\beta_{10} + \gamma_e}{\beta_{1\infty} + \gamma_e}}.$$

При $z \approx 50 - 55$ км величини $\beta_{10}, \beta_{1\infty} \gg \gamma_e$, а

$$\frac{N_{\infty}}{N_0} \approx \sqrt{\frac{\alpha_{r0}}{\alpha_{r\infty}} \frac{\beta_{10}}{\beta_{1\infty}}}.$$

Якщо ж $\beta_{10}, \beta_{1\infty} \ll \gamma_e$, що має місце при $z \geq 75$ км, то

$$\frac{N_{\infty}}{N_0} \approx \sqrt{\frac{\alpha_{r0}}{\alpha_{r\infty}}}. \quad (2.22)$$

Далі індекс ∞ опущено.

Для встановлення температурної залежності коефіцієнтів рекомбінації спочатку зупинимося на коефіцієнті рекомбінації електронів з позитивними іонами. Основними реакціями є наступні [224]:

$$\text{NO}^+ + e \rightarrow \text{N}^* + \text{O}, \quad \alpha_{r1} = 2.3 \cdot 10^{-13} \left(\frac{300}{T_e} \right)^{0.5},$$

$$\text{O}_2^+ + e \rightarrow \text{O}_2^*, \quad \alpha_{r2} = 1.9 \cdot 10^{-13} \left(\frac{300}{T_e} \right)^{0.5},$$

$$\text{N}_2^+ + e \rightarrow \text{N}_2^*, \quad \alpha_{r3} = 3.5 \cdot 10^{-13} \left(\frac{300}{T_e} \right)^{0.5}.$$

Значком “*” тут позначено збуджені атоми (молекули). Концентрація іонів N_2^+ в іоносфері дуже мала, тому їх внеском можна знехтувати. Значення коефіцієнтів рекомбінації тут і далі наведено в системі СІ. Для розгляду процесу рекомбінації досить ввести середньозважений коефіцієнт рекомбінації

$$\alpha_r = \alpha_{r1} n_1 + \alpha_{r2} n_2,$$

де n_1 та n_2 – відносні частки іонів (табл. 2.1). На висотах $z < 80$ км важливу роль відіграють кластерні іони, для яких коефіцієнт рекомбінації [224]

$$\alpha_c = 3 \cdot 10^{-12} \left(\frac{300}{T_e} \right)^{0.5}.$$

З урахуванням кластерних іонів коефіцієнт рекомбінації істотно збільшується при $z < 80$ км (див. табл. 2.1). Температурна залежність коефіцієнта α_r має вигляд [224]:

$$\alpha_r(T_e) = \alpha_{r0} \left(\frac{T_{e0}}{T_e} \right)^{0.5}. \quad (2.23)$$

Таблиця 2.1

Параметри рекомбінаційних процесів

$z, \text{км}$	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150
T_e, K	300	270	200	180	200	240	320	400	500	650	800
n_1	0.8	0.8	0.8	0.7	0.65	0.62	0.55	0.39	0.42	0.43	0.45
n_2	0.2	0.2	0.2	0.3	0.35	0.38	0.45	0.60	0.55	0.48	0.41
$\alpha_{r1} \cdot 10^{13}, \text{м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	2.3	2.4	2.8	3	2.8	2.6	2.2	2	1.8	1.6	1.4
$\alpha_{r2} \cdot 10^{13}, \text{м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	1.9	2	2.3	2.5	2.3	2.1	1.8	1.7	1.5	1.3	1.2
$\alpha_r \cdot 10^{13}, \text{м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	2.2	2.3	2.7	2.9	2.6	2.4	2	1.9	1.6	1.3	1.1
$\alpha_c \cdot 10^{13}, \text{м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	30	32	38	39	—	—	—	—	—	—	—
$\alpha_{r0} \cdot 10^{13}, \text{м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	30	32	10	3	2.6	2.4	2	1.9	1.6	1.3	1.1

При цьому, як це слідує з (2.22) та (2.23),

$$\frac{N}{N_0} = \left(\frac{T_e}{T_{e0}} \right)^{1/4} = \theta^{1/4}. \quad (2.24)$$

Коефіцієнт рекомбінації позитивних і негативних іонів від температури не залежить. Далі будемо вважати, що $\alpha_i = 2 \cdot 10^{-13} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [6, 224].

Час становлення рекомбінації дається співвідношенням $t_N = (\alpha_{r0} N_0)^{-1}$. Значення α_{r0} наведено в табл. 2.1, а результати обчислень t_N для денного та нічного часу – в табл. 2.2. Аналіз табл. 2.2 показує, що в денний час придушення рекомбінаційних процесів, які призводять до збільшення N , у

D-області іоносфери можливе лише при тривалості впливу $\tau \sim 1$ ч. При $\tau \ll t_N$ маємо

$$\frac{\Delta N}{N_0} \approx \left(\frac{N_\infty}{N_0} - 1 \right) \frac{\tau}{t_N}.$$

Таблиця 2.2

Висотні залежності концентрації електронів, часи становлення концентрації електронів за рахунок рекомбінації в денний (д) та нічний (н) час

z, км		50	60	70	80	90	100	110	130	150
N_0 , м^{-3}	д	10^7	10^8	$2 \cdot 10^8$	10^9	10^{10}	$8 \cdot 10^{10}$	$1.2 \cdot 10^{11}$	$1.5 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{11}$
	н	10^6	$2 \cdot 10^6$	$4.4 \cdot 10^6$	10^7	$6 \cdot 10^7$	$1.2 \cdot 10^9$	$1.8 \cdot 10^9$	$2.2 \cdot 10^9$	$2.4 \cdot 10^9$
t_{N2} , с	д	$3.3 \cdot 10^4$	$3.1 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^3$	$3.3 \cdot 10^3$	$4.3 \cdot 10^2$	52	42	42	30
	н	$3.3 \cdot 10^7$	$1.6 \cdot 10^5$	$2.3 \cdot 10^5$	$3.3 \cdot 10^5$	$7.2 \cdot 10^4$	$3.5 \cdot 10^3$	$2.8 \cdot 10^3$	$2.8 \cdot 10^3$	$3.8 \cdot 10^3$

Наприклад, при $N_\infty / N_0 \approx 0.1 - 2.5$ та $\tau / t_N = 0.1$ маємо $\Delta N / N_0 \approx 0.1 - 0.15$.

Такі збурення N не можуть значно вплинути на самодіяння радіохвиль на висотах $z < 80-85$ км. У E- та нижній частині F-області іоносфери $t_N \approx 1$ хв, та збурення відносної концентрації електронів $\Delta N / N_0$ тут складає декілька десятків відсотків. У нічний час на всіх висотах, де можливе часткове придушення процесу рекомбінації, $t_N \sim 1$ год ті більше у нижньої границі іоносфери. Тому збуренням N часто можна знахтувати, якщо $\tau \ll t_N$.

Для моделювання нагріву та збурення концентрації електронів необхідно мати незбурені профілі концентрації електронів, температури електронів та частоти зіткнень для денного та нічного часу доби (рис. 2.1). Профілі беремо такі, що наведені в роботах [47, 48]. Подібні профілі характерні для незбурених умов в іоносфері. Слід мати на увазі, що в нічний час концентрація електронів на висотах менших за 85–90 км є настільки

низькою, що її вимірювання існуючими радіофізичними методами фактично виявляється неможливим. Тому зазвичай стверджують, що в нічний час D-область іоносфери відсутня, точніше, знаходиться за межею можливості її спостереження.

Тут і далі в розрахунках використовувались модельні профілі концентрації N_0 та температури T_e електронів, а також частоти зіткнень електронів з нейтралами ν_0 , що показано на рис. 2.1.

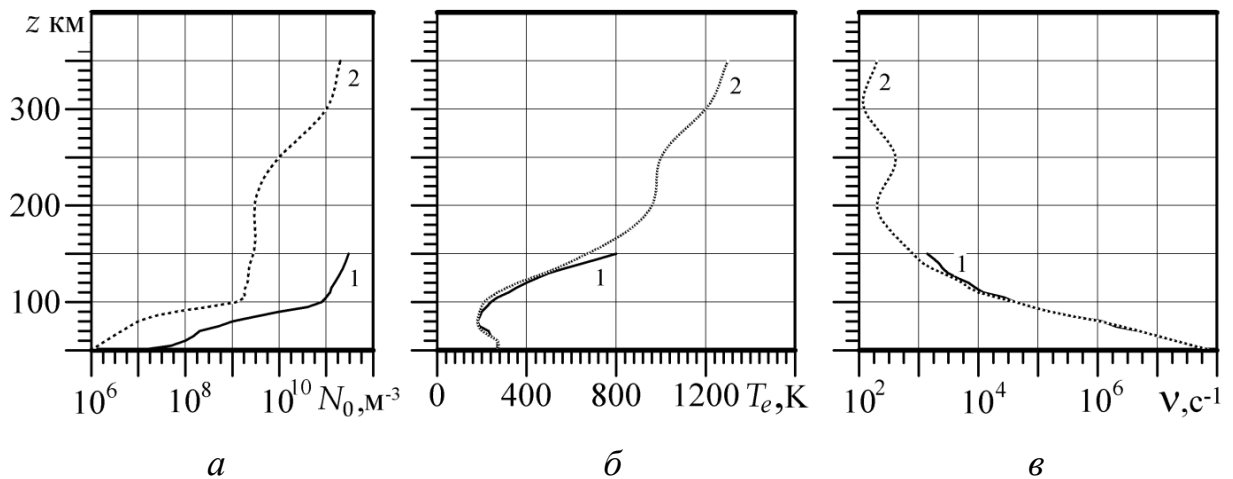


Рис. 2.1. Модельні профілі: *а* – концентрації електронів, *б* – температури електронів, *в* – частоти зіткнень електронів з нейтралами в іоносфері для денного (1) та нічного (2) часу доби.

Наведена вище система рівнянь (2.3), (2.17) та (2.9) розв’язувалась числовими методами.

2.2. Нагрів електронів

2.2.1. Нагрів радіовипромінюванням «Сура»

Для прикладу наведемо результати розрахунку T_e/T_{e0} для середньопширотного станду “Сура”, розташованого поблизу м. Нижній Новгород (Російська Федерація). Прийmemo, що робоча частота станду $f = 4.3$ МГц, ефективна потужність $P_G = 300$ МВт.

Результати розрахунку для радіохвилі звичайної (О) та незвичайної (Х) поляризації показано на рис. 2.2, а для денного та нічного часу.

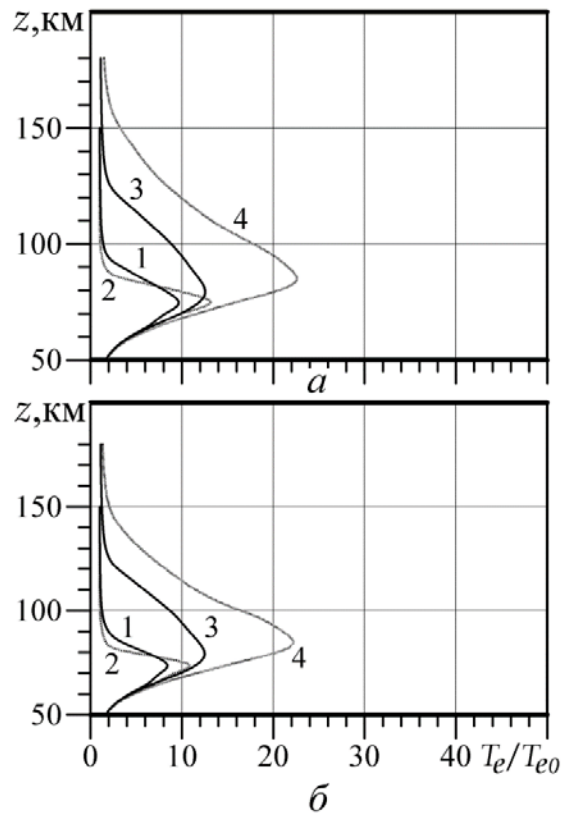


Рис. 2.2. Висотні профілі відносної температури електронів при збуренні T_e (а), а також T_e та N (б): 1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч. Параметри стану: $PG = 300$ МВт та $f = 4.3$ МГц

З рисунку видно, що в денний час біля границі іоносфери ($z \approx 50\text{--}60$ км) значення θ не перевищують 4 та 5 для хвиль О- та Х-поляризації відповідно. На висотах 65–75 км мають місце максимальні значення θ , що досягають 10 та 14 для хвиль О- та Х-поляризації відповідно. На більших висотах величина нагріву електронів порівняно швидко убиває зі збільшенням z . На висотах Е-області збурення θ не перевищує декількох десятків відсотків.

Нагрів електронів у D-області іоносфери більш ефективний хвилею Х-поляризації (див. рис. 2.2). В нічний час роль поглинання радіохвилі, а разом із нею і самодіяння суттєво зменшуються. При цьому значення θ

збільшуються до 13 та 23 для хвиль О- та Х- поляризації відповідно. Значні збурення T_e мають місце також і в Е-області іоносфери. При збільшенні f до 6 МГц при тому ж значенні PG величина нагріву дещо зменшується (рис. 2.3, а).

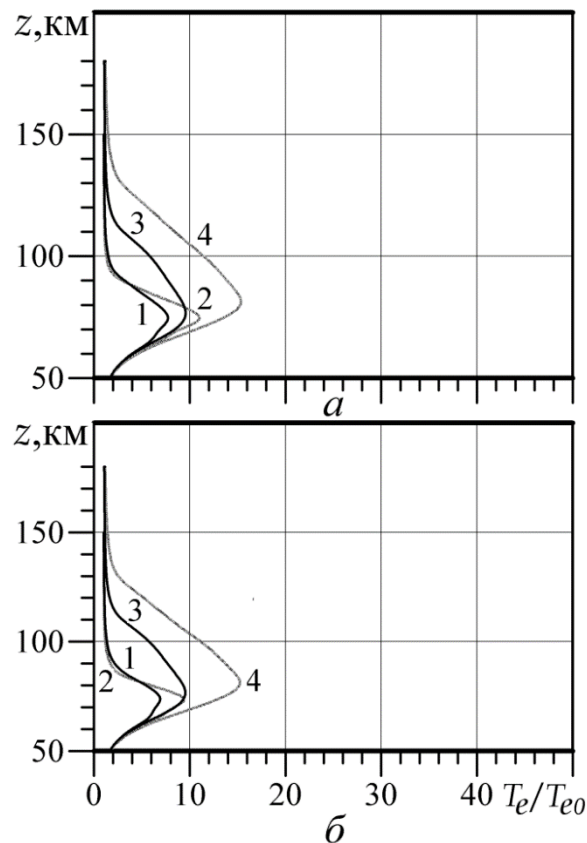


Рис. 2.3. Висотні профілі відносної температури електронів при збуренні T_e (а), а також T_e та N (б): 1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч. Параметри стану: $PG = 300$ МВт та $f = 6$ МГц

2.2.2. Нагрів радіовипромінюванням стану НААРР

Цей стенд розташований на високих широтах (Аляска, США). Він має максимальну ефективну потужність $PG \approx 0.4\text{--}3.6$ ГВт при $f = 2.8\text{--}10$ МГц. Наведемо приклади розрахунку збурень T_e на мінімальній частоті $f = 2.8$ МГц та $PG = 400$ МВт для радіохвиль обох поляризацій для денного та нічного часу (рис. 2.4, а).

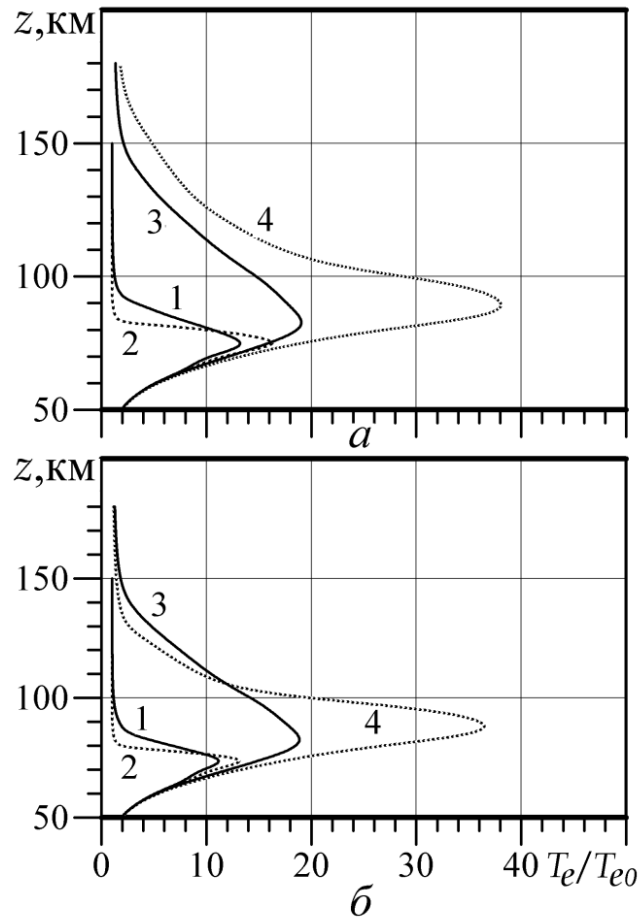


Рис. 2.4. Висотні профілі відносної температури електронів при збуренні T_e (а), а також T_e та N (б): 1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч. Параметри стенду: $PG \approx 400$ МВт та $f = 2.8$ МГц

З рис. 2.4, а видно, що в денний час найбільші збурення T_e мають місце на висотах 65 – 75 км, де θ досягає значень 13 та 16 для радіохвиль О- та Х-поляризації відповідно. На висотах Е-області іоносфери θ лиш незначно перевищує 1. Значення θ істотно збільшуються в нічний час. На границі іоносфери $\theta \approx 18-36$, а в Е-області іоносфери $\theta \approx 10$. Значним є також збурення T_e на висотах нижньої частини F-області іоносфери, тут вдалині від області резонансів $\theta \approx 2-5$. При збільшенні частоти до 6 МГц з $PG \approx 3.6$ ГВт значення θ досягають 25–31 та 29–40 для хвиль О- та Х-поляризацій (рис. 2.5, а).

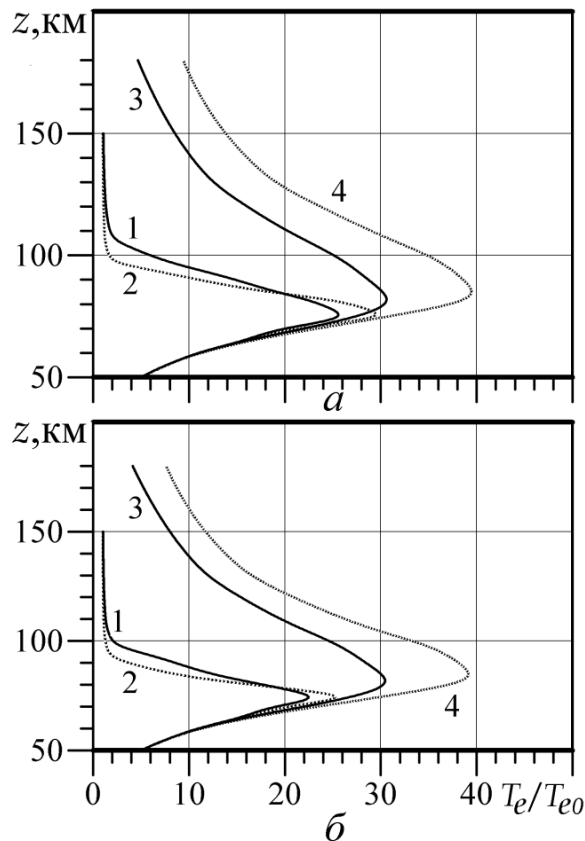


Рис. 2.5. Висотні профілі відносної температури електронів при збуренні T_e (а), а також T_e та N (б): 1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч. Параметри стану: $PG = 3.6$ ГВт та $f = 6$ МГц

Сильні збурення очікуються і в Е- та F-областях.

2.2.3. Нагрів радіовипромінюванням стану “Москва”

Для цього стану, розташованого біля м. Москва (Російська Федерація), $f = 1.3\text{--}1.4$ МГц, $PG = 1$ ГВт. Важливо, що частота радіохвилі є близькою до місцевої гірчастоти електронів $f \approx 1.35$ МГц. За рахунок гірорезонансу нагрів електронів повинен значно збільшитись под впливом хвилі Х-поляризації. Радіопередавальний пристрій працював в імпульсному режимі з тривалістю імпульсу $\tau = 0.5$ мс. В області найбільшого нагріву (висота $z = 60\text{--}70$ км) $t_T \ll \tau$. Ця обставина дозволяє розв’язувати стаціонарну задачу про нагрів електронів. На висотах, де $t_T > \tau$

$$\theta(\tau) - 1 \approx (\theta_{\infty} - 1) \frac{\tau}{t_T}.$$

Тут θ_{∞} – стаціонарне значення θ .

Результати розрахунку θ для хвиль О- та Х-поляризації, денного та нічного часу при $f = f_B$ наведено на рис. 2.6, а.

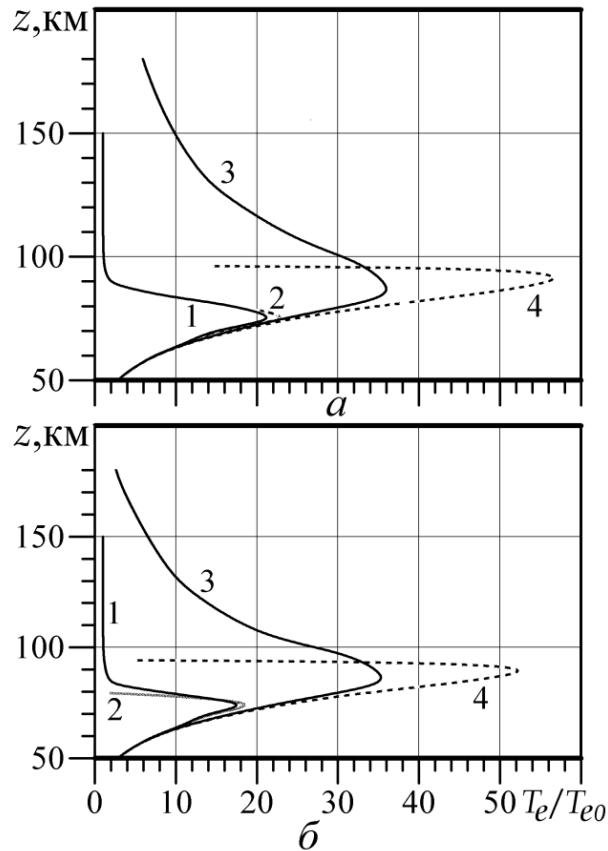


Рис. 2.6. Висотні профілі відносної температури електронів при збуренні T_e (а), а також T_e та N (б): 1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч. Параметри стенду: $PG = 1$ ГВт и $f = 1.35$ МГц

У денний час біля границі іоносфери ($z \approx 50-60$ км) значення θ поступово збільшуються від 3 до 10. Найбільше підвищення T_e має місце при $z \approx 70$ км для хвиль О- та Х-поляризації. При цьому максимальне значення $\theta_{\max}$ складає 21 та 23 відповідно. В нічний час через значне зниження поглинаючих властивостей плазми сильний нагрів електронів хвилею

О- поляризації при $\tau \gg t_T$ можливий в діапазоні висот 80–220 км (рис. 2.6, а).

У той же час для Х-хвилі $\theta_{\max} \approx 55$ при $z \approx 90$ км.

2.3. Нагрів електронів і збурення концентрації електронів

Тепер врахуємо також збільшення N згідно співвідношенню (2.24): $N / N_0 = \theta^{1/4}$. Приклади розрахунку профілей $\theta = T_e / T_{e0}$ для значень параметрів нагрівного стенду $PG \approx 300$ МВт, $f = 4.3$ МГц та $f = 6.0$ МГц наведено на рис. 2.2, б та рис. 2.3, б. Ці умови близькі до тих, що реалізуються на нагрівному стенді “Сура”.

На частоті $f = 4.3$ МГц в денний час $\theta_{+\max} \approx 8$ та $\theta_{-\max} \approx 11$ при $z_{+\max} \approx 71$ км та $z_{-\max} \approx 70$ км для хвиль О- та Х-поляризації (див. рис. 2.2, б). Збурення T_e на висотах Е- та F-області іоносфери несуттєво. У нічний час $z_{\pm\max} \approx 80$ км, тут $\theta_{+\max} \approx 13$ и $\theta_{-\max} \approx 22$. На висоті $z \approx 100$ км, $\theta_+ \approx 8$ та $\theta_- \approx 16$.

Збурення θ_- помітні поблизу висоти 150 км (див. рис. 2.2, б). Збільшення f від 4.3 до 6 МГц призводить до зменшення $\theta_{\pm}$ приблизно в 1.5 рази (див. рис. 2.3, б). Якісна картина залишається приблизно тією ж. Результати розрахунку профілів θ для надпотужного нагрівного стенду з $PG = 0.4$ та 3.6 ГВт для $f = 2.8$ МГц та $f = 6$ МГц відповідно наведені на рис. 2.4, б та рис. 2.5, б.

З рис. 2.4, б видно, що в денний час T_e збурюється лише в D-області іоносфери: при $z_{+\max} \approx 72$ км, $\theta_{+\max} \approx 11$, при $z_{-\max} \approx 72$ км $\theta_{-\max} \approx 13$. В нічний час нагрів електронів є суттєвим поблизу висоти 150 км. При $z_{+\max} \approx 80$ км $\theta_{+\max} \approx 18$ та при $z_{-\max} \approx 85$ км $\theta_{-\max} \approx 36$. На висотах $z \geq 110$ км більш ефективним виявляється нагрів хвилею О-поляризації. При збільшенні f до 6 МГц та PG до 3.6 ГВт величина $\theta_{\pm\max}$ зростає в 1.4–1.5 рази

(див. рис. 2.5, б). В нічний час на висотах $z \geq 100$ км більш ефективним виявляється нагрів радіохвилею Х- поляризації.

Результати розрахунку профілей θ для $PG = 1$ ГВт та $f = 1.35$ МГц наведено на рис. 2.6, б. Такі значення параметрів PG та f реалізуються на нагрівному стенді “Москва”. З рис. 2.6, б видно, що в денний час T_e збурюється головним чином в D-області іоносфери. Тут $z_{+\max} \approx 70$ км, $\theta_{+\max} \approx 18$, $z_{-\max} \approx 70$ км, $\theta_{-\max} \approx 18$. В нічний час $z_{+\max} \approx 85$ км, $\theta_{+\max} \approx 35$, $z_{-\max} \approx 87$ км, $\theta_{-\max} \approx 52$. Радіохвиля О-поляризації в нічний час здатна викликати значний нагрів електронів на висотах поблизу 175 км. Наприклад, на висотах 100–150 км $\theta_+ \approx 25$ –6.

Розглянемо збурення концентрації електронів. Наведемо результати обчислень стаціонарних значень N / N_0 в залежності від $\theta = T_e / T_{e0}$ (табл. 2.3).

Таблиця 2.3

Залежність відносної концентрації електронів від їх відносної температури

θ	1.2	1.4	1.6	1.8	2	3	5	10	15	20	25	30	35	40
$\frac{N}{N_0}$	1.05	1.09	1.12	1.16	1.19	1.32	1.50	1.78	1.97	2.11	2.24	2.34	2.43	2.51

З табл. 2.3 видно, що навіть при дуже сильному нагріві та $\tau \gg t_N$ значення N / N_0 не перевищує 2–2.5. Перейдемо до розгляду розрахункових профілей N / N_0 . Обчислення виконані для різних значень PG та f , для радіохвиль О- та Х- поляризації, а також для денного та нічного часу доби. Використані в розрахунках висотні залежності N_0 , T_{e0} и v_0 наведено на рис. 2.1. Розрахункові профілі відносної концентрації N / N_0 показано на рис. 2.7–2.11.

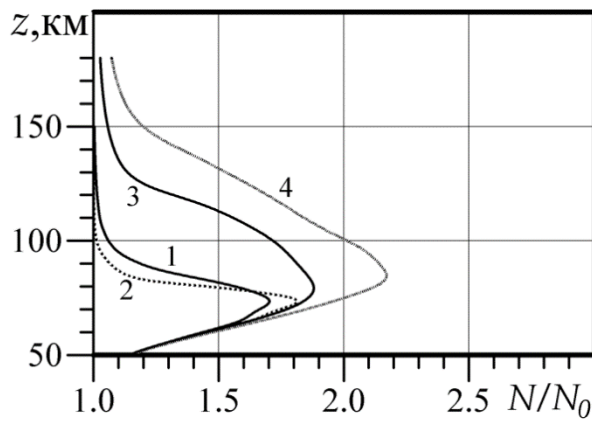


Рис. 2.7. Висотні профілі відносної концентрації електронів:

1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч.

Параметри нагрівного стенду: $PG = 300$ МВт, $f = 4.3$ МГц

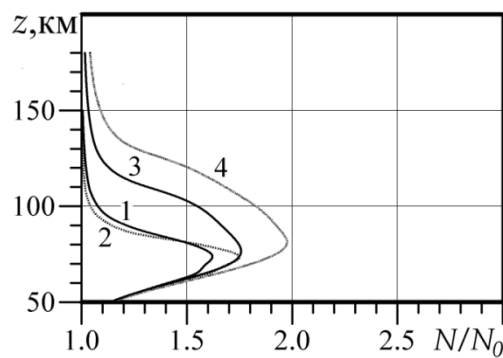


Рис. 2.8. Висотні профілі відносної концентрації електронів:

1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч.

Параметри нагрівного стенду: $PG = 300$ МВт, $f = 6$ МГц

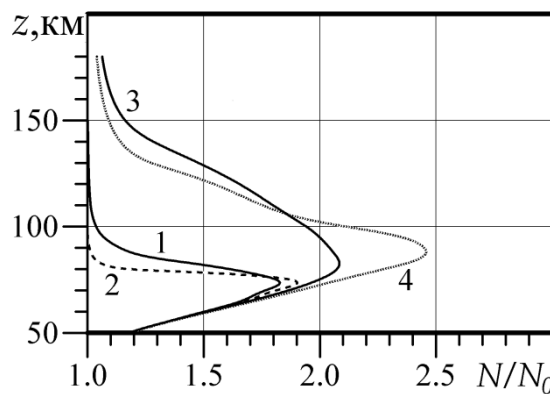


Рис. 2.9. Висотні профілі відносної концентрації електронів:

1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч.

Параметри нагрівного стенду: $PG = 400$ МВт, $f = 2.8$ МГц

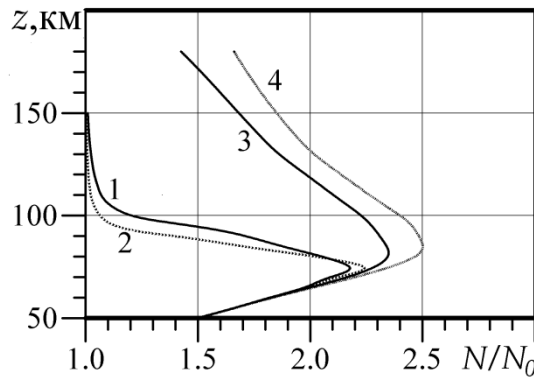


Рис. 2.10. Висотні профілі відносної концентрації електронів:

1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч.

Параметри нагрівного стенду: $PG = 3.6$ ГВт, $f = 6$ МГц

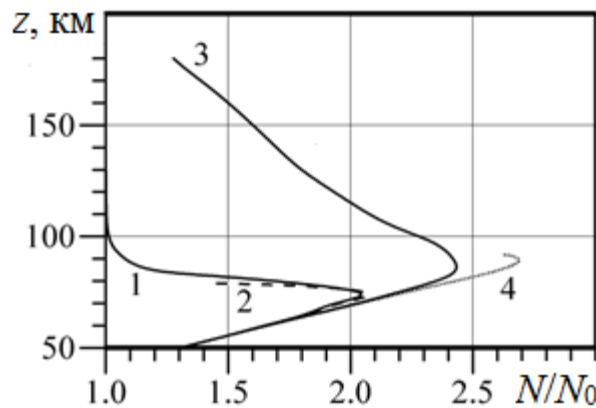


Рис. 2.11. Висотні профілі відносної концентрації електронів:

1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч.

Параметри нагрівного стенду: $PG = 1$ ГВт, $f = 1.4$ МГц

Згідно зі співвідношенням (2.24) профілі N / N_0 якісно повторюють профілі T_e / T_{e0} . З рисунків випливає, що в денний час N збурюється головним чином в D-області іоносфери. Тут $(N / N_0)_{+max} \approx 1.7-2.5$, $(N / N_0)_{-max} \approx 2.0-2.9$. У нічний час також є істотним збурення N на висотах E та нижній частині F-області іоносфери.

Як видно з рис. 2.9 та рис. 2.10, в денний час концентрація електронів помітно збільшується (у 1.6–2.5 рази) лише в D-області іоносфери. У нічний час збільшення N також є значним на висотах від 100 км та поблизу до

висоти відбиття радіохвилі. На частоті 2.8 МГц досягається більше зростання N під дією радіохвилі О-поляризації, а на частоті 6 МГц – більше зростання N має місце при нагріві радіохвилею Х-поляризації. При впливі на іоносферу радіохвилею на гірчастоті електронів в денний час можливе істотне збурення N лише на висотах D-області іоносфери (див. рис. 2.11). При цьому $(N / N_0)_{+\max} \approx 2.1$, $(N / N_0)_{-\max} \approx 2.1$. У нічний час радіохвиля Х-поляризації сильно поглинається на висотах біля 90 км, де $(N / N_0)_{-\max} \approx 2.7$. Радіохвиля О- поляризації здатна призводити до збільшення N у 2.3–1.1 рази на висотах 100–200 км.

2.4. Іонізація атмосфери наносекундними радіоімпульсами

Під дією потужних радіоімпульсів можуть виникнути нагрів плазми та пробій атмосфери [15]. Після закінчення дії радіоімпульсу спостерігаються процеси релаксації збурень T_e и N . Спрощене рівняння балансу концентрації електронів N має вигляд [40, 47, 48]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = v_i(E)N - \beta N - \alpha N^2, \quad N(0) = N_0, \quad (2.25)$$

де $v_i = v_i(E)$ – швидкість іонізації радіоімпульсом, β – швидкість прилипання електронів до молекул, α – коефіцієнт рекомбінації. Стаціонарний розв’язок (2.25) має вигляд: $N = (v_i - \beta) / \alpha$. При впливі радіоімпульсом тривалістю τ при $v_i \gg \beta$, αN маємо $N(\tau) \approx N_0 e^{v_i \tau}$. Тут $v_i \approx \sigma_m v_m N_n$, де $\sigma_m \approx 10^{-22} \text{ м}^2$ – максимальне значення перерізу іонізації, $v_m \approx 6.25 \cdot 10^6 \text{ м/с}$ – значення швидкості електронів, що відповідає σ_m , N_n – концентрація нейтральних частинок на висоті пробією [54]. Пробій атмосфери починається при $E > E_d$, де

$$E_d(z) = E_d(0) \frac{N_n(z)}{N_n(0)} \sqrt{1 + \frac{\omega^2}{v_d^2}},$$

$$E_d(0) = 2.8 \text{ МВ/м},$$

$$\nu_d = \sigma_d \nu_e N_n \quad - \text{характерна частота зіткнень},$$

$$\sigma_d = 1.55 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2 \quad - \text{площа перерізу},$$

$$\nu_e \approx 1.1 \cdot 10^6 \text{ м/с} \quad - \text{швидкість електрона з енергією } \varepsilon_e = 7 \text{ эВ},$$

$$\nu_d = 1.7 \cdot 10^{-13} N_n.$$

При $\tau \ll (\delta\nu)^{-1}$ из (2.3) маємо

$$\frac{d\theta}{dt} = \gamma_{\pm} \gamma \delta_0 \nu(\theta), \quad \theta(0) = 1. \quad (2.26)$$

Якщо $\omega \gg \omega_B$, то $\gamma_{\pm} \approx E^2 / E_{p0}^2 = \gamma_0$. Якщо до того ж $\omega^2 \gg \nu^2$, ν_0^2 , то $\gamma \approx 1$.

Розв'язок (2.26) при $\nu = \nu_0 \theta^{5/6}$ дається наступним співвідношенням:

$$\theta \approx \left(1 + \frac{1}{6} \gamma_0 \delta_0 \nu_0 t \right)^6. \quad (2.27)$$

Приклад розрахунків θ за співвідношенням (2.27) для $\tau = 10^{-9}$ с та ефективної площі антени $S = 10^4 \text{ м}^2$ при к.к.д. антени, що дорівнює 0.5, наведено в табл. 2.4. Вважається, що нагрів електронів більш ніж у 100 разів неможливий. Починають проявлятися процеси, які не враховані в рівняннях (2.3) та (2.27).

Результати розрахунку критичної частоти зіткнень та максимальної частоти іонізації ν_c , $\nu_{i\max}$ та мінімальної тривалості імпульсу пробою $\tau_{\min} = \frac{1}{\nu_i} \ln \frac{N_{\max}}{N_0}$

при $\frac{N_{\max}}{N_0} = 10^{12}$ наведено в табл. 2.5. Пробій атмосфери при $E \approx E_d$ потребує

тривалих імпульсів. Оптимальна амплітуда напруженості $E \approx (5-8)E_d$ [10],

а $P \approx (25-64)P_{\min}$, де $P_{\min} = \pi c^2 E_d^2 z^2 / 60 S \omega^2 \eta$.

Результати розрахунку напруженості поля пробою E_d та мінімальної імпульсної потужності $P_{\min}$ наведено в табл. 2.6.

Таблиця 2.4.

Залежність θ від висоти та потужності радіоімпульсу $(\tau = 1 \text{ нс})$

$z, \text{ км}$	30	40	50	60	70	80	90	100
$\nu_0, \text{ с}^{-1}$	$2 \cdot 10^9$	$4.3 \cdot 10^8$	$9.3 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$
$\delta_0 \nu_0, \text{ с}^{-1}$	$6 \cdot 10^6$	$1.3 \cdot 10^6$	$2.8 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^4$	$1.8 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^3$	$1.8 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^2$
$P = 1 \text{ ГВт}$	12.3	2.3	1.3	1.08	1.02	1	1	1
$P = 10 \text{ ГВт}$	—	—	8.2	2.1	1.2	1.04	1.01	1
$P = 100 \text{ ГВт}$	—	—	—	—	4.5	1.5	1.11	1.04

Таблиця 2.5.

Залежність концентрації нейтральних частинок, критичної частоти зіткнень, максимальної швидкості іонізації та мінімальної тривалості радіоімпульсу від висоти пробою атмосфери

$z, \text{ км}$	30	40	50	60	70	80	90	100
$N_n, \text{ м}^{-3}$	$3.7 \cdot 10^{23}$	$8.2 \cdot 10^{22}$	$2.2 \cdot 10^{22}$	$6.7 \cdot 10^{21}$	$2 \cdot 10^{21}$	$7 \cdot 10^{20}$	$2.2 \cdot 10^{20}$	$7 \cdot 10^{19}$
$\nu_d, \text{ с}^{-1}$	$6.3 \cdot 10^{10}$	$1.4 \cdot 10^{10}$	$3.7 \cdot 10^9$	$1.1 \cdot 10^9$	$3.4 \cdot 10^8$	$1.2 \cdot 10^8$	$3.7 \cdot 10^7$	$1.2 \cdot 10^7$
$\nu_{i \text{ max}}, \text{ с}^{-1}$	$6.7 \cdot 10^{10}$	$1.5 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^9$	$1.2 \cdot 10^9$	$3.6 \cdot 10^8$	$1.3 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^7$	$1.3 \cdot 10^7$
$\tau_{\text{min}}, \text{ нс}$	0.41	1.84	6.9	23	77.8	215	700	2154

Таблиця 2.6.

Залежність амплітуди напруженості електричного поля та мінімальної потужності радіоімпульсу, необхідних для пробою, від висоти і частоти радіоімпульса ($S=10^4 \text{ м}^2$)

z, км		30	40	50	60	70	80	90	100
$f = 1 \text{ ГГц}$	$E_d, \text{ кВ/м}$	38.5	9.3	4.5	4.0	3.8	3.8	3.8	3.8
	$P_{\min}, \text{ ГВт}$	31.9	3.3	1.2	1.4	1.69	2.21	2.79	3.45
$f = 3 \text{ ГГц}$	$E_d, \text{ кВ/м}$	39.3	14.2	11.9	12	11.4	11.4	11.4	11.4
	$P_{\min}, \text{ ГВт}$	3.7	0.85	0.94	1.24	1.69	2.21	2.79	3.45
$f = 10 \text{ ГГц}$	$E_d, \text{ кВ/м}$	47	39.9	39.1	40	38	38	38	38
	$P_{\min}, \text{ ГВт}$	0.48	0.58	0.91	1.38	1.69	2.21	2.79	3.45

2.5. Амплітудне самодіяння радіохвиль при нагріві електронів

Для кількісної характеристики ефекту амплітудного самодіяння вводиться множник самодіяння [40, 47, 48]

$$F_s = \frac{E}{E_0} = \exp(-K + K_0),$$

де індекс “0” відноситься до незбурених умов (до лінійної теорії поширення радіохвиль). Інтегральний коефіцієнт поглинання K впроваджено в (2.9б). Розрізняють ефекти самопросвітління ($F_s > 1$) та самопомутніння середовища ($F_s < 1$) під дією потужної радіохвилі.

Висотні профілі множника самодіяння для звичайної (О) та незвичайної (Х) поляризацій радіохвилі $F_{s\pm}$ показано на рис. 2.11–2.15. З рисунків видно, що при збуренні T_e для всіх значень ефективної потужності PG та робочої

частоти f нагрівного стенду в денний час на висотах $z < 75\text{--}80$ км має місце ефект просвітління плазми, за якого $F_{s\pm} > 1$.

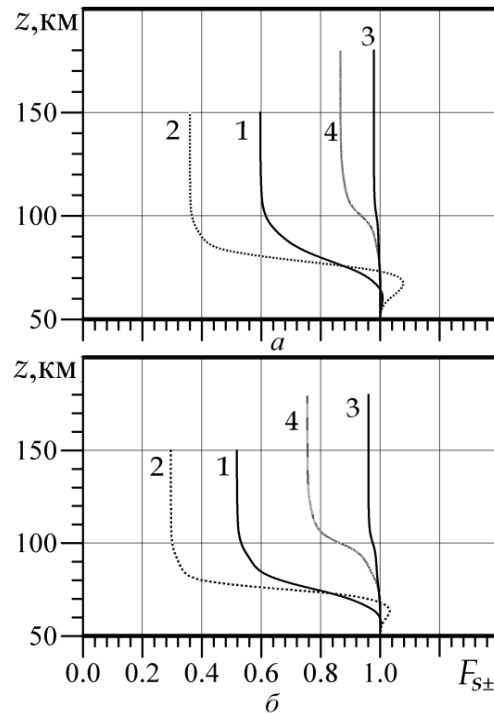


Рис. 2.11. Висотні профілі множника самодіяння при збуренні T_e (а), а також T_e та N (б): 1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч. Параметри нагрівного стенду: $PG = 300$ МВт, $f = 4.3$ МГц

На більших висотах очікується ефект помутніння плазми, $F_{s\pm} < 1$. Обидва ефекти сильніше виражені для хвиль з Х-поляризацією. Зі збільшенням частоти величина ефектів самопросвітління та самопомутніння плазми зменшується.

Ефекти сильніше проявляються в денний час. Наприклад, при $N=N_0$, $PG=300$ МВт та $f = 4.3$ МГц маємо $F_{s+\max} \approx 1.01$, $F_{s-\max} \approx 1.08$, а $F_{s+\min} \approx 0.59$, $F_{s-\min} \approx 0.36$ (см. рис. 2.15, а). При $f = 6$ МГц ці ж параметри складають 1.00, 1.02, 0.74 та 0.49 відповідно (див. рис. 2.12, а).

У денний час при $N = N_0$, $PG = 400$ МВт, $f = 2.8$ МГц маємо $F_{s+\max} \approx 1.03$, $F_{s-\max} \approx 1.46$, а $F_{s+\min} \approx 0.41$ та $F_{s-\min} \approx 0.33$ (див. рис. 2.13, а).

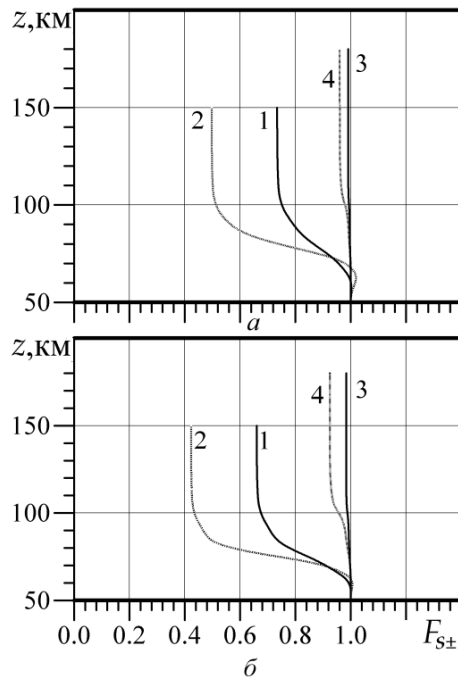


Рис. 2.12. Висотні профілі множника самодіяння при збуренні T_e (a), а також T_e та N (б): 1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч. Параметри нагрівного стенду: $PG = 300$ МВт, $f = 6$ МГц

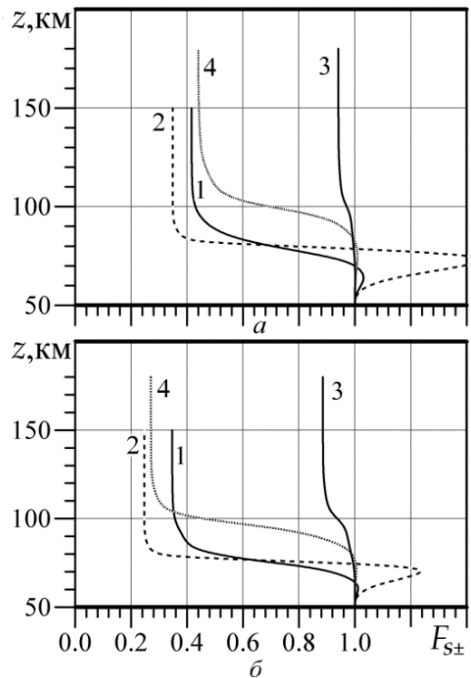


Рис. 2.13. Висотні профілі множника самодіяння при збуренні T_e (a), а також T_e та N (б): 1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч. Параметри нагрівного стенду: $PG = 400$ МВт, $f = 2.8$ МГц

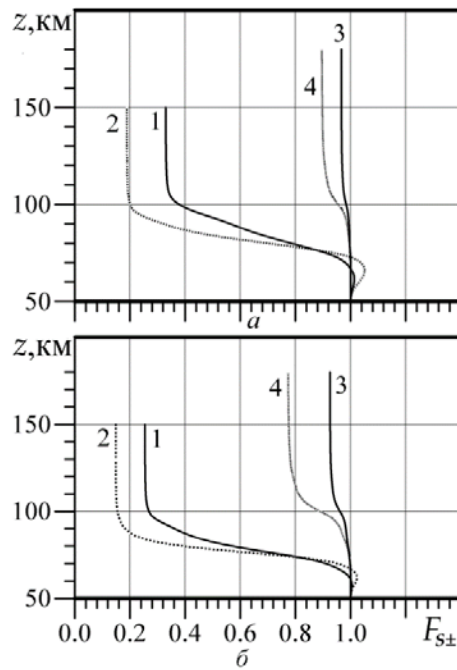


Рис. 2.14. Висотні профілі множника самодіяння при збуренні T_e (a), а також T_e та N (b): 1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч. Параметри нагрівного стенду: $PG = 3.6$ ГВт, $f = 6$ МГц

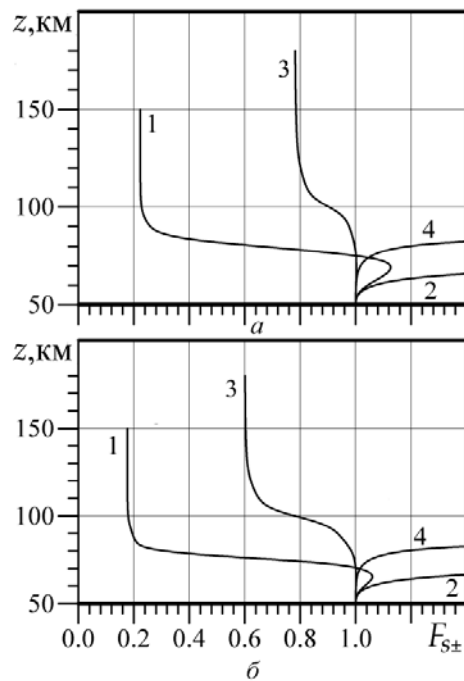


Рис. 2.15. Висотні профілі множника самодіяння при збуренні T_e (a), а також T_e та N (b): 1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч. Параметри нагрівного стенду: $PG = 1$ ГВт, $f = 1.4$ МГц

Якщо ж $PG = 3.6$ ГВт, $f = 6$ МГц, то ці параметри близькі до 1.01, 1.06, 0.33 та 0.19 (див. рис. 2.14, а). При $PG = 1$ ГВт, $f = f_B = 1.4$ МГц має місце гірорезонанс для хвиль з Х-поляризацією. При цьому і в денний, і в нічний час $F_{s-\max} \gg 1$ в діапазоні висот 70–80 км (див. рис. 2.15, а). На висотах 70–75 та 85–90 км в денний та нічний час відповідно Х-хвиля практично повністю поглинається. Для О-хвиль в денний час $F_{s+\max} \approx 1.16$, $F_{s+\min} \approx 0.21$. У нічний час $F_{s+\max} \approx 1$, $F_{s+\min} \approx 0.79$ (див. рис. 2.15, а).

2.6. Амплітудне самодіяння радіохвиль при нагріві електронів і збуренні концентрації електронів

Результати розрахунку множника амплітудного самодіяння при врахуванні збурень як T_e , так і N наведено на рис. 2.11, б – 2.15, б.

Як і слід було очікувати, ефект самодіяння сильніше виражений в денний час при всіх значеннях f та PG . В нижній частині D-області іоносфери в денний час має місце ефект самопросвітління плазми $F_{s\pm} > 1$, а в верхній частині D-області, а також в E- та F-областях – ефект самопомутніння плазми $F_{s\pm} < 1$. Обидва ефекти, як правило, сильніше проявляються в денний час та для Х-поляризованої радіохвилі.

При $PG = 300$ МВт вдень $F_{s+\max} \approx 1$ та 1, $F_{s-\max} \approx 1.03$ та 1.01, $F_{s+\min} \approx 0.52$ та 0.67, $F_{s-\min} \approx 0.29$ та 0.42 при робочій частоті стану 4.3 та 6 МГц відповідно (див. рис. 2.11, б, рис. 2.12, б). В нічний час за цих же частот $F_{s+\max} \approx 1$ та 1, $F_{s-\max} \approx 1$ та 1, $F_{s+\min} \approx 0.96$ та 0.98, $F_{s-\min} \approx 0.75$ та 0.93 відповідно.

При $PG = 0.4$ ГВт и $f = 2.8$ МГц в денний час чітко виражений ефект самопросвітління плазми: $F_{s+\max} \approx 1.01$, $F_{s-\max} \approx 1.24$ (див. рис. 2.13, б).

На висотах $z > 75\text{--}80$ км ефект самопросвітління змінюється ефектом самопомутніння плазми. В денний час $F_{s+\min} \approx 0.36$, $F_{s-\min} \approx 0.24$. В нічний час $F_{s+\min} \approx 0.88$, $F_{s-\min} \approx 0.28$.

При збільшенні f до 6 МГц, а PG до 3.6 ГВт в денний час $F_{s+\max} \approx 1$, $F_{s-\max} \approx 1.03$, тобто має місце ефект самопросвітління плазми (див. рис. 2.14, б). На висотах $z \geq 70$ км $F_{s\pm} < 1$, причому $F_{s+\min} \approx 0.25$, $F_{s-\min} \approx 0.15$. В нічний час $F_{s+\min} \approx 0.94$, $F_{s-\min} \approx 0.77$.

На гірчастоті електронів при $PG = 1$ ГВт в денний час $F_{s+\max} \approx 1.07$, $F_{s-\max} \gg 1$, а $F_{s+\min} \approx 0.18$, $F_{s-\min} \approx 0$ (при $z > 85\text{--}90$ км) (рис. 2.15, б). В нічний час для О-поляризованої хвилі ефект самопросвітління плазми не виникає, $F_{s+\min} \approx 0.60$. Для Х-поляризованої хвилі, навпаки, ефект самопросвітління плазми дуже сильно виражено в діапазоні висот 80–90 км, тут $F_{s-\max} \gg 1$, а при $z > 90$ км $F_{s-\min} \approx 0$ (хвиля сильно поглинається).

Обговоримо спочатку висотну залежність множника амплітудного самодіяння $F_{s\pm}$. Для нижньої частини D-області іоносфери (на висотах $z \leq 70\text{--}75$ км) за рахунок нагріву електронів та збільшення частоти зіткнень електронів з нейтралами на порядок і більше має місце нерівність $\omega_{\pm}^2 < \nu^2$. При цьому, як впливає зі співвідношення (2.9а), показник поглинання радіохвилі

$$\kappa \approx \frac{\omega_p^2}{2\omega\nu} \sim \frac{N(\theta)}{\nu(\theta)},$$

тобто різко зменшується при збільшенні $\nu(\theta)$ (див. співвідношення (2.3а)). В результаті $\kappa \ll \kappa_0$, інакше кажучи, виникає ефект самопросвітління плазми. Зростання концентрації електронів при їх нагріві призводить до деякого зменшення різниці $(\kappa - \kappa_0)$, та, як наслідок, і $(K - K_0)$ та зменшенню величини ефекту самопросвітління плазми. Якщо при $N = N_0$ маємо $\kappa \sim \theta^{-5/6}$,

то при $N = N_0 \theta^{1/4}$ маємо $\kappa \sim \theta^{-7/12}$. В обох випадках $\kappa(\theta) < \kappa_0$, що й призводить до ефекту самопросвітління плазми, оскільки при цьому $K < K_0$, а $F_{s\pm} > 1$.

При збільшенні частоти радіохвилі різниця $\kappa - \kappa_0$ поступово зменшується, а разом із нею зменшується величина ефекту самопросвітління плазми.

На висотах більших 70–75 км справедлива нерівність $\omega_{\pm}^2 > \nu^2$. При цьому

$$\kappa \approx \frac{\omega_p^2 \nu}{2\omega_{\pm}^2}.$$

При $N = N_0$ має місце залежність $\kappa \sim \nu \sim \theta^{5/6}$, а при $N = N_0 \theta^{1/4}$ – залежність $\kappa \sim N\nu \sim \theta^{13/12}$. Тоді $\kappa > \kappa_0$ і при $K > K_0$ виникає ефект самопомутніння плазми. На висотах Е- та F-областей збурення T_e та N відносно малі, тому $\kappa(\theta)$ наближається до κ_0 та $F_{s\pm}$ поступово наближається до свого мінімального значення, яке визначається внеском нижніх шарів та частотою радіохвилі, а також ефективною потужністю.

2.7. Залежність ступеня нагріву електронів від частоти радіохвилі

Цікавим є вивчення величини збурення температури та концентрації електронів від частоти радіохвилі на фіксованих висотах при незмінному значенні ефективної потужності стану. Результати розрахунків частотної залежності відносної температури електронів для різних значень ефективної потужності наведено на рис. 2.16–2.18. Виявляється, що на висотах менших за 90 км, значення відносної температури монотонно зменшуються при збільшенні частоти радіохвилі. Така ж тенденція зберігається й на висотах більших за 100 км. Виняток становить вплив радіохвилею Х-поляризації в нічний час. Приблизно до 3 МГц значення відносної температури збільшуються, а при частоті більше 4 МГц вони зменшуються.

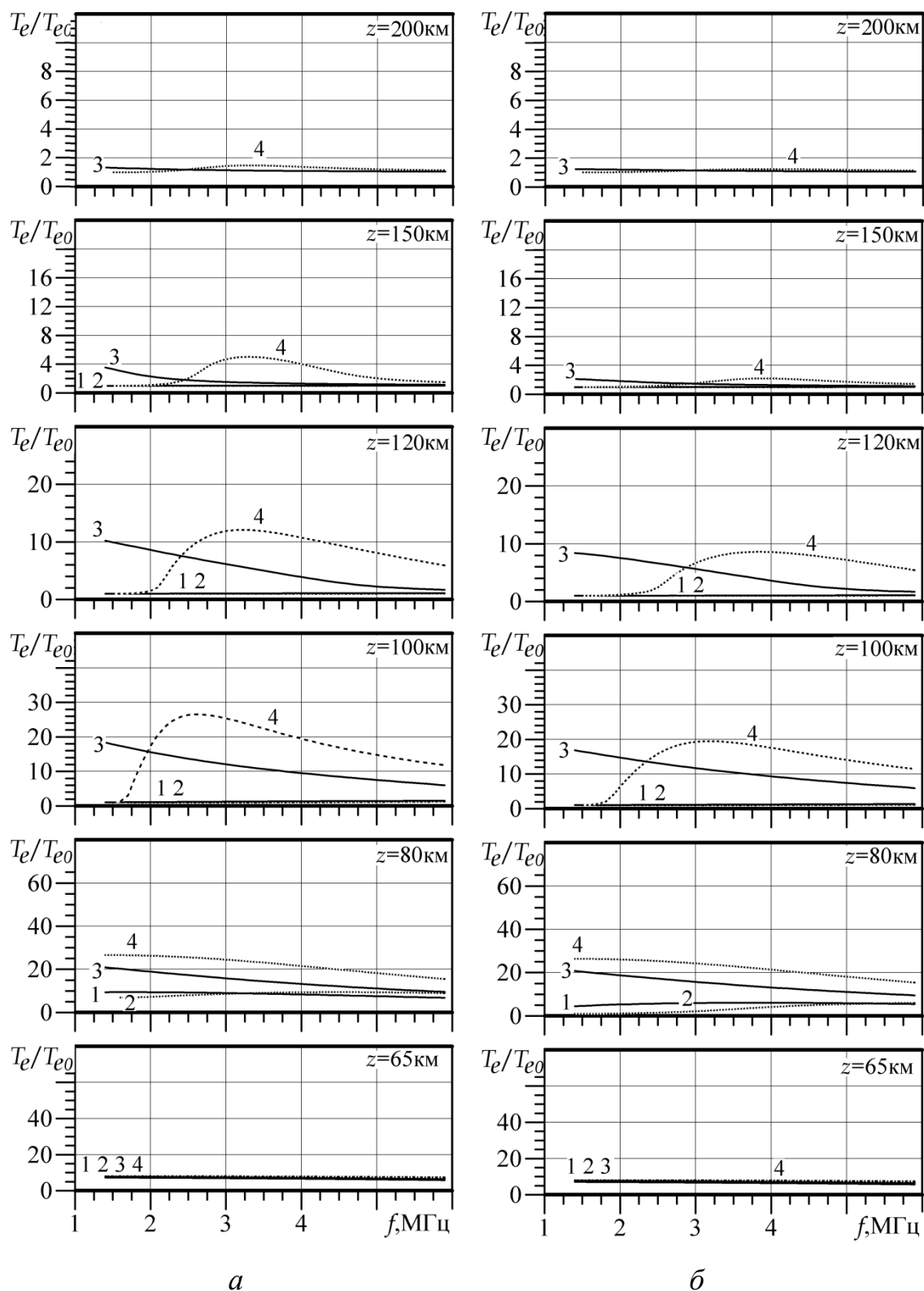


Рис. 2.16. Частотні залежності відносної температури електронів при збуренні T_e (а), а також T_e та N (б): 1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч. Ефективна потужність випромінювання нагрівного стенду $PG = 0.3$ ГВт

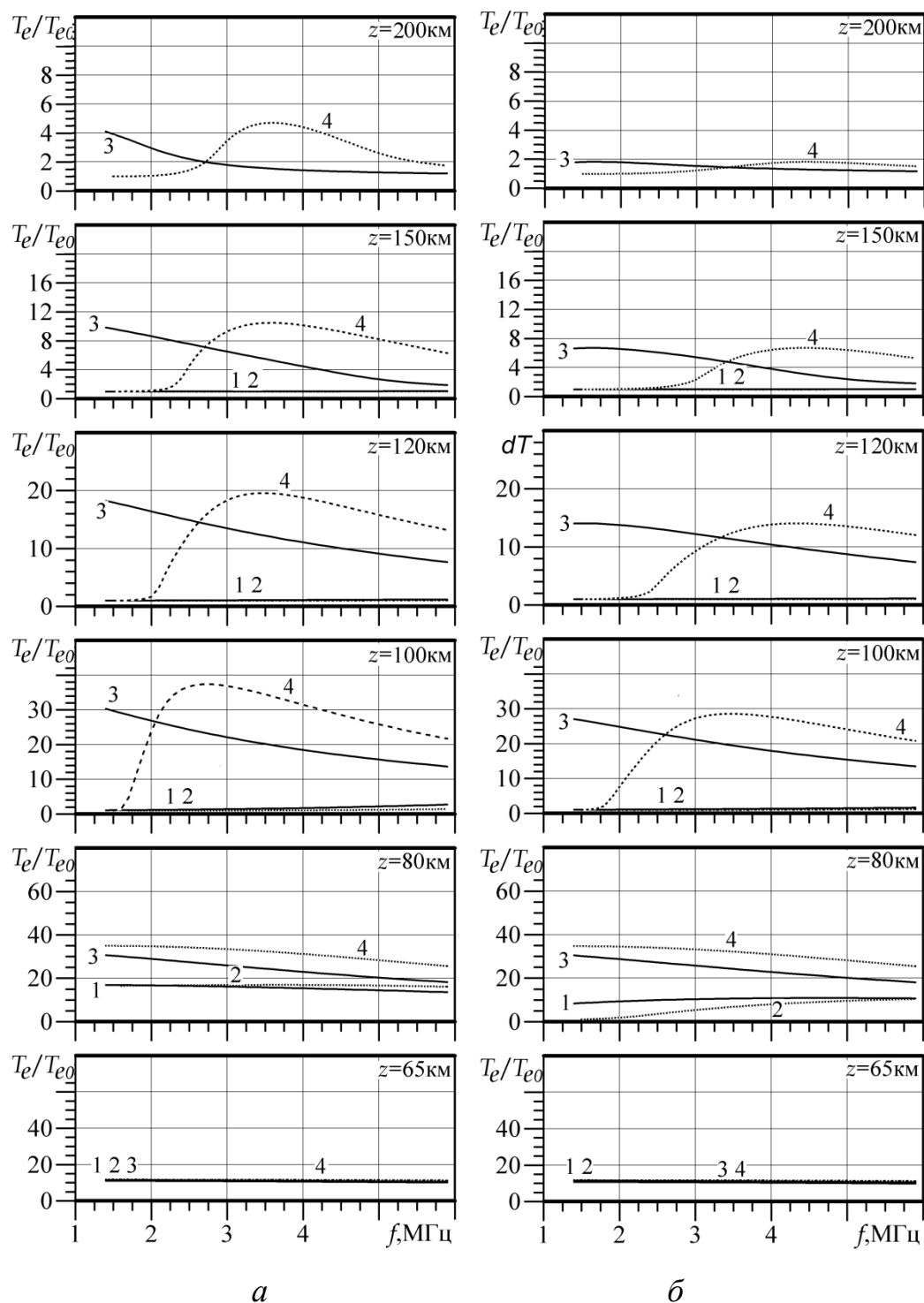


Рис. 2.17. Частотні залежності відносної температури електронів при збуренні T_e (а), а також T_e та N (б): 1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч. Ефективна потужність випромінювання нагрівного стенду $PG = 1$ ГВт

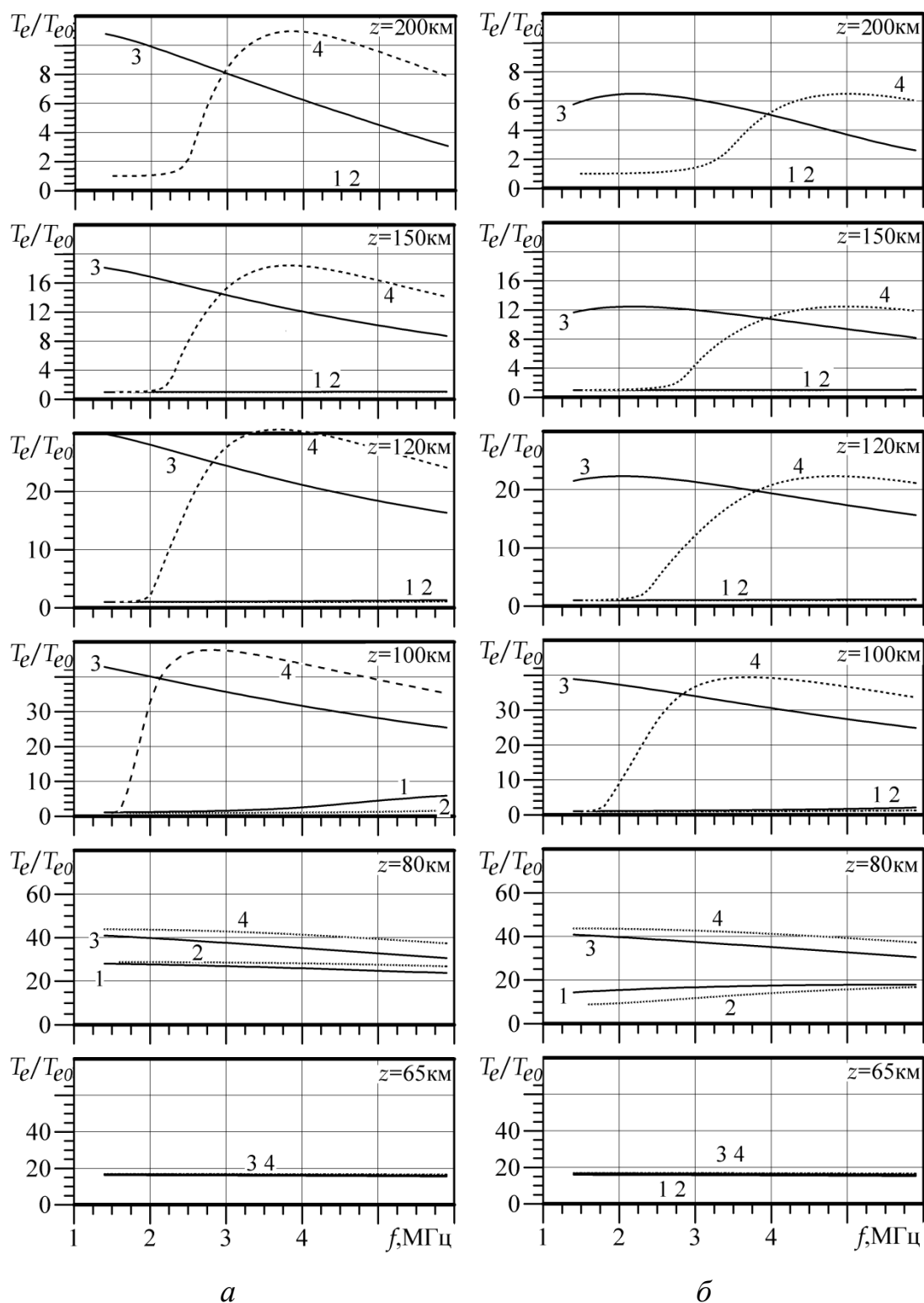


Рис. 2.18. Частотні залежності відносної температури електронів при збуренні T_e (а), а також T_e та N (б): 1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч. Ефективна потужність випромінювання нагрівного стенду $PG = 3.6$ ГВт

Максимальне значення відносної температури має місце при частоті 3.2–3.8 МГц для ефективної потужності 0.3–3.6 ГВт.

Оскільки $N / N_0 = (T_e / T_{e0})^{1/4}$, все сказане відноситься і до параметру N / N_0 .

Проведене числове моделювання збурень температури електронів показало, що вже за ефективної потужності 300 МВт в D-області іоносфери мають місце надвеликі збурення ($\theta \geq 10$).

Більш ефективним (приблизно в 1.5–2 рази) є вплив радіовипромінюванням Х-поляризації. Висота $z_{\max}$, де відносна температура електронів досягає максимальних значень, залежить від значень ефективної потужності та частоти радіохвилі та знаходиться в межах 60–70 км. У цьому діапазоні висот $\omega_{\pm} \approx \nu(\theta)$. Оскільки $\omega_- < \omega_+$, то $z_{-\max} < z_{+\max}$.

У нічний час гігантські збурення (особливо для хвилі Х-поляризації) можуть мати місце й в Е-області іоносфери), принаймні, на висотах 120–170 км (див. рис. 2.5). Максимальні збурення Е- та F-області виникають при впливі хвилею Х-поляризації з частотою 3.2–3.8 МГц. Така закономірність обумовлена тим, що при збільшенні частоти від 1.5–3 МГц істотно зменшується поглинання радіохвилі в нижчих шарах іоносфери, тобто на висотах менших 90 км. При збільшенні частоти до значення вище 4 МГц збільшується плазмове поле та ефективність взаємодії потужної радіохвилі з іоносферною плазмою зменшується. В результаті конкуруючого впливу цих факторів виникає можливість вибору оптимальної частоти f_{opt} радіохвилі для впливу на верхню іоносферу. Знайдемо умову, з якої визначається оптимальна частота. Диференціюючи вираз (2.5) за частотою та вимагаючи, щоб

$$\left. \frac{d\theta}{df} \right|_{f_{\text{opt}}} = 0,$$

отримаємо, що інтегральний коефіцієнт поглинання радіохвиль

$$K = \frac{\omega}{c} \int_0^z \kappa(z) dz$$

При $f = f_{\text{opt}}$ повинен задовільняти умові

$$K(f_{\text{opt}}, z) = 1/2. \quad (2.28)$$

В нічний час максимальне значення K_- має місце при $z \approx 90-100$ км, де $f_{p0}/2\pi \approx 0.3$ МГц, $v_0 \approx 4 \cdot 10^4 \cdot \text{с}^{-1}$, $\theta_- \approx 16-36$ и $\omega_-^2 \gg v^2$. Тоді з виразу (2.28) випливає, що

$$f_{\text{-opt}} \approx f_{p0} \sqrt{\frac{v_0 \theta_-^{13/12} \Delta z}{c}}.$$

При $\Delta z = 10$ км та $f_B = \omega_B / 2\pi \approx 1.4$ МГц маємо $f_{\text{-opt}} \approx 1.6-2.4$ МГц, а $f = 3-3.8$ МГц. Приблизно таке ж значення для оптимальної частоти отримано в результаті числового моделювання (див. вище).

Окремо зупинимось на обговоренні ефективності збурення іоносфери хвилею з частотою, близькою до гірчастоти електронів. Хвиля О-поляризації ефективно збурює D-область іоносфери, де вона сильно поглинається в денний час. В нічний час значно збурюється вся іоносфера впритул до області відбиття радіохвилі. Хвиля Х-поляризації здатна збурити лише D-область іоносфери, де вона майже повністю поглинається за рахунок гірорезонансу. Нагрів помітний до висот 87 та 97 км в денний та нічний час відповідно. Значення $\theta_{\text{-max}}$ сягають приблизно 70 та 100 для вказаних часів доби.

Збурення іоносфери в області верхнього гібридного резонансу, а також за рахунок ефекту магнітного zenіту потребують окремого розгляду. Окремої уваги вимагає також вивчення нагрівних ефектів при збуренні іоносфери джерелами природного походження (наприклад, протягом геокосмічних бур).

2.8. Порівняння результатів моделювання та експериментів

Бажано порівняти результати моделювання з результатами експериментів. На жаль, це виявляється важкою задачею, оскільки в літературі наявні дуже мало відомостей про вимірювання збурень температури та концентрації електронів, викликаних впливом потужного радіовипромінювання на висотах, які розглядаються в цій роботі. Для цього є декілька причин.

По-перше, для вимірювання зазначених збурень принципово придатні радары некогерентного розсіяння, але вимірювання температури та концентрації електронів можливі лише на висотах від 100–150 до 600 – 1000 км, де ці збурення порівняно малі або викликані іншим механізмом нагріву. Як видно з розрахунків, гігантські збурення очікуються на висотах 50–100 км.

По-друге, на основних нагрівних стендах ("Москва", "Сура", HAARP) радары некогерентного розсіяння відсутні, інших засобів, методів і методик для виявлення збурень температури електронів на цих стендах немає.

По-третє, для діагностики збурень температури та концентрації електронів на висотах 70 – 85 км принципово можуть застосовуватись радары часткових відбитків. Такі дослідження з використанням мобільного радара часткових відображень Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна було проведено в 1970-і рр. На жаль, в ті роки ефективна потужність нагрівних стендів була відносно невеликою (близько 10 МВт). Ці результати були опубліковані в 1970 – 1980-х рр. [101, 225–229], а також систематизовані в монографії [40]. Вони якісно підтверджують наведені вище розрахунки. Зокрема, підтверджено, що максимальні збурення температури електронів мають місце в D-області іоносфери на висотах 70 – 80 км. Є окрема робота [102], де наведено результати спостережень збурень температури електронів, зареєстрованих за допомогою радара часткових відображень на нагрівному стенді EISCAT в м. Тромсьо (Норвегія).

Температура електронів за помірної ефективної потужності стану збільшувалася в 3 – 4 рази [102], що відповідає нашим розрахункам. Результати сучасних досліджень методом некогерентного розсіяння представлено в роботі [19], де зазначається, що радіовипромінювання нагрівного стану EISCAT призводило до збільшення T_e в 4 рази (від 250 до 1000 K) на висоті близько 78 км.

По-четверте, основна увага в дослідженнях модифікації іоносфери потужним радіовипромінюванням традиційно приділялася іншим ефектам (генерації нестійкостей, ракурсного розсіяння радіохвиль, штучному радіовипромінюванню іоносфери, прискоренню електронів, оптичному свіщенню іоносфери і т.п.) і переважно на висотах 250 – 350 км, які не розглядаються в цій роботі.

2.9. Залежність множника амплітудного самодіяння від частоти радіохвилі

Цікавим є вивчення залежності величини ефекту амплітудного самодіяння від частоти радіохвилі на фіксованих висотах при незмінному значенні ефективної потужності стану. Результати розрахунків частотної залежності множника самодіяння для різних значень ефективної потужності наведено на рис. 2.19 – 2.21. Виявляється, що на висотах менших за 60 км ефект амплітудного самодіяння виражений слабо. В діапазоні висот 60 – 70 км в денний час для частот 1.4 – 6 МГц має місце ефект самопросвітління плазми, вище – ефект самопомутніння плазми (для $f \geq 2.5$ МГц). Цікаво, що в денний час $F_{s-} > 1$ на всіх висотах при $f = 1.4\text{--}2$ МГц. У нічний час для хвилі О-поляризації ефект самопросвітління плазми повинен виникати для радіохвиль з частотою 1.4–2 МГц також в діапазоні висот $z \leq 80$ км.

На висотах більших за 80 км F_{s+} монотонно збільшується на 0.1–0.3 та 0.2–0.4 при збільшенні частоти від 1.4 до 6 МГц в нічний та денний час відповідно (див. рис. 2.19 – 2.21). Частотна залежність F_{s-} на цих же висотах

не є монотонною. У нічний час поблизу частоти гірорезонансу $F_{s-} \gg 1$, при $f \approx 1.6$ МГц множник самодіяння F_{s-} досягає мінімальних значень, рівних 0.05 та 0.01 для $PG = 0.3$ ГВт та $PG = 3.6$ ГВт відповідно. При подальшому збільшенні частоти радіохвилі від 1.6 до 6 МГц F_{s-} поступово збільшується від 0.01–0.05 до 0.9–1. У денний час при $f \leq 2.2$ – 2.3 МГц значення $F_{s-} > 1$, при збільшенні частоти до 3.5–4 МГц значення F_{s-} зменшуються до мінімальних, рівних 0.25 та 0.12 для ефективної потужності 0.3 та 3.6 ГВт відповідно. При подальшому збільшенні частоти F_{s-} збільшується до 0.5 та 0.2 при PG , що дорівнювала 0.3 та 3.6 ГВт відповідно.

Відзначимо, що при $f \approx 2.5$ МГц та $PG = 0.3$ ГВт в денний час $F_{s+} \approx F_{s-} \approx 0.3$. Таке ж значення приймає і F_{s-} в нічний час. При збільшенні ефективної потужності до 3.6 ГВт поблизу частоти 2.6 МГц в денний час $F_{s+} \approx F_{s-} \approx 0.15 - 0.20$. До того ж значення наближується F_{s-} і в нічний час.

Додамо, що збільшення ефективної потужності на порядок за рахунок ефекту самопомутніння середовища призводить до зменшення на 0.10–0.15 и 0.30–0.40 в нічний та денний час відповідно.

На частотну залежність множника амплітудного самодіяння значною мірою впливає поляризація радіохвилі. Для хвилі Х-поляризації з частотою, близькою до гірочастоти електронів, сильно виражений ефект самопросвітління плазми. У нічний час на висоті біля 90 км він різко змінюється ефектом самопомутніння плазми, в результаті чого радіохвиля практично повністю поглинається тонким шаром іоносфери. Товщина цього шару не перевищує 10 км. При невеликому (порядка 0.1 МГц) віддаленні частоти радіохвилі від гірочастоти електронів має місце ефект самопомутніння плазми, при цьому $F_{s-} \ll 1$. При подальшому збільшенні частоти через зменшення поглинання радіохвилі значення F_{s-} поступово

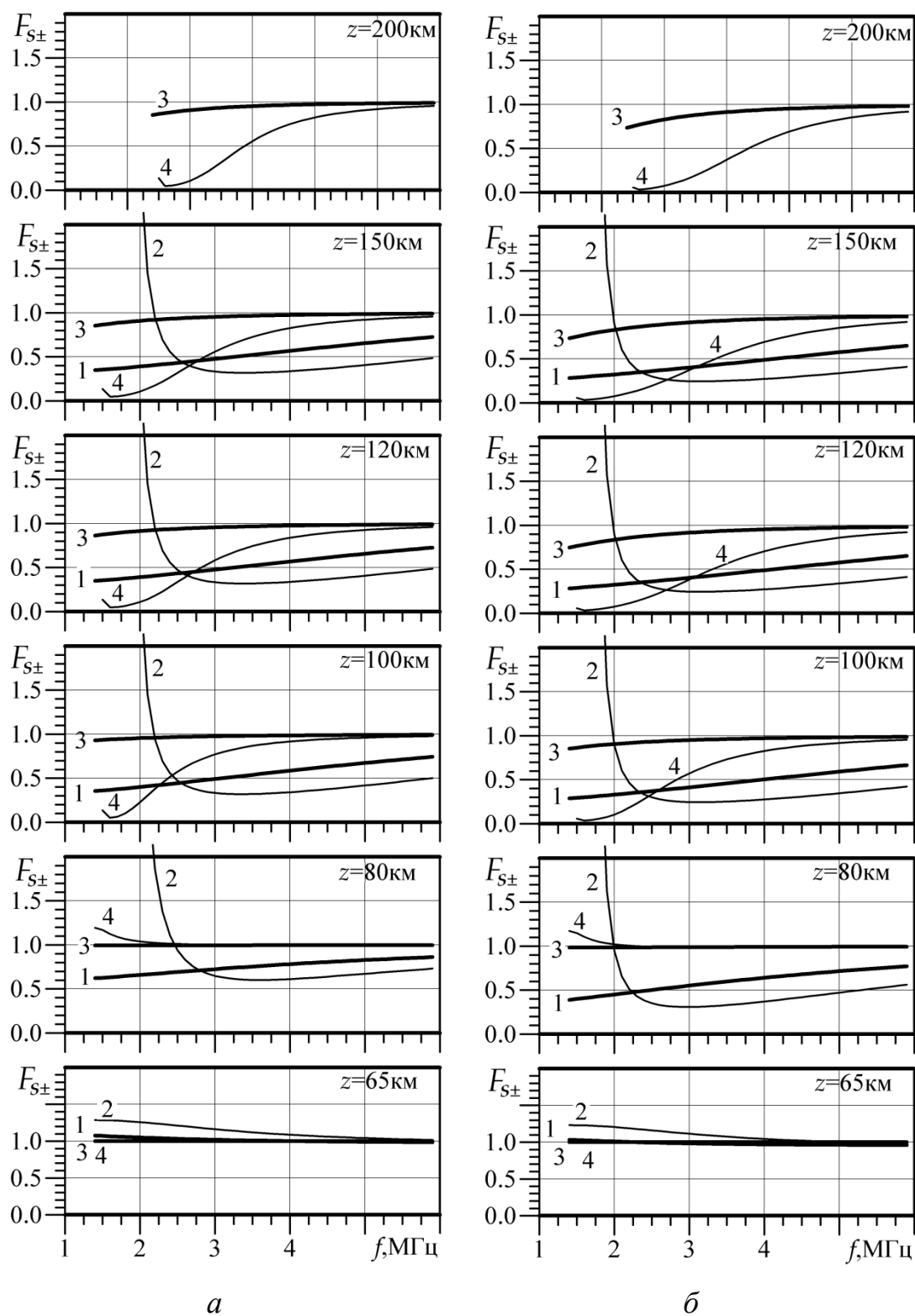


Рис. 2.19. Частотна залежність множника самодіяння при збуренні T_e (а), а також T_e та N (б): 1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч. Ефективна потужність стану: $PG = 300$ МВт

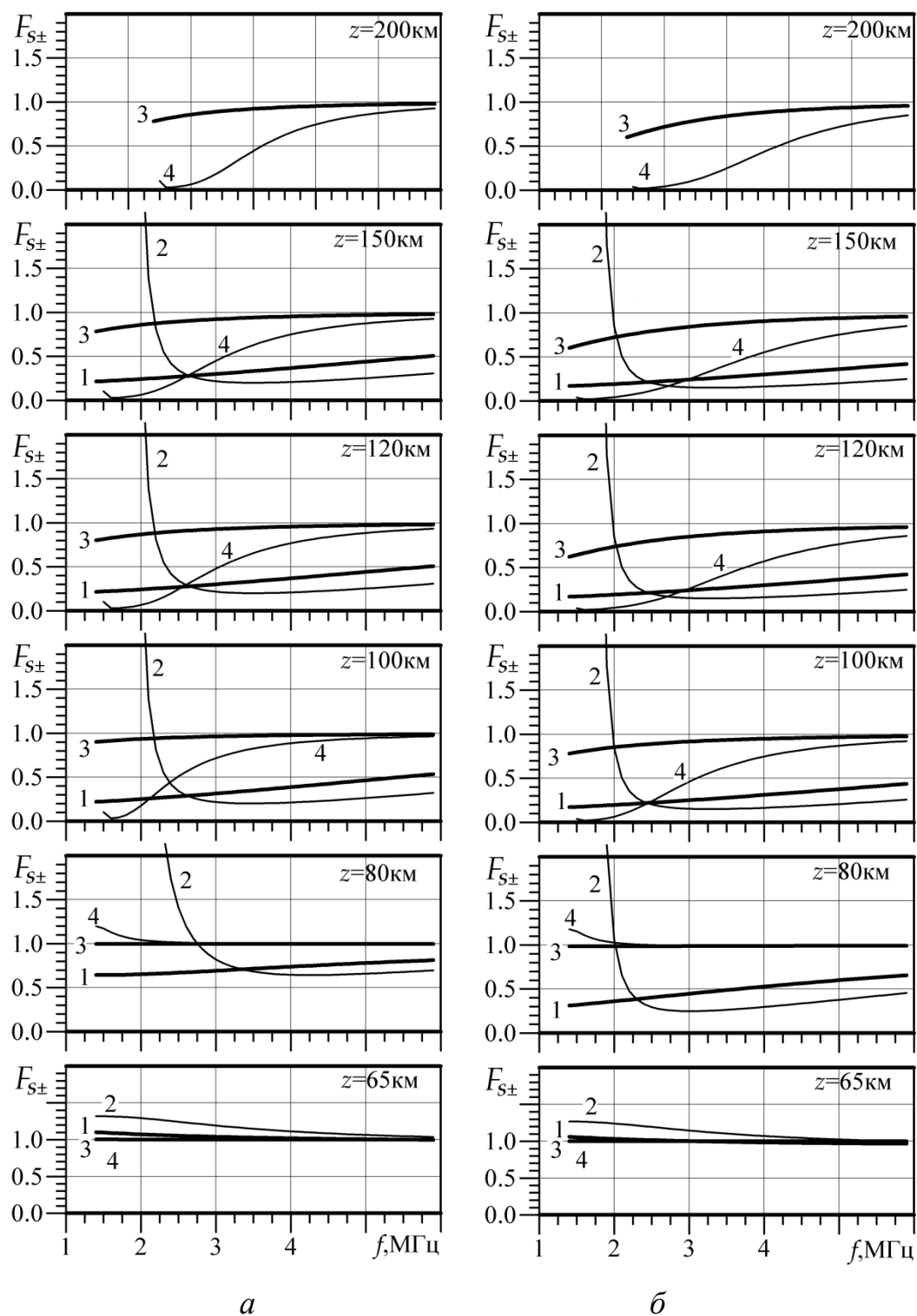


Рис. 2.20. Частотна залежність множника самодіяння при збуренні T_e (а), а також T_e та N (б): 1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч. Ефективна потужність стану: $PG = 1$ ГВт

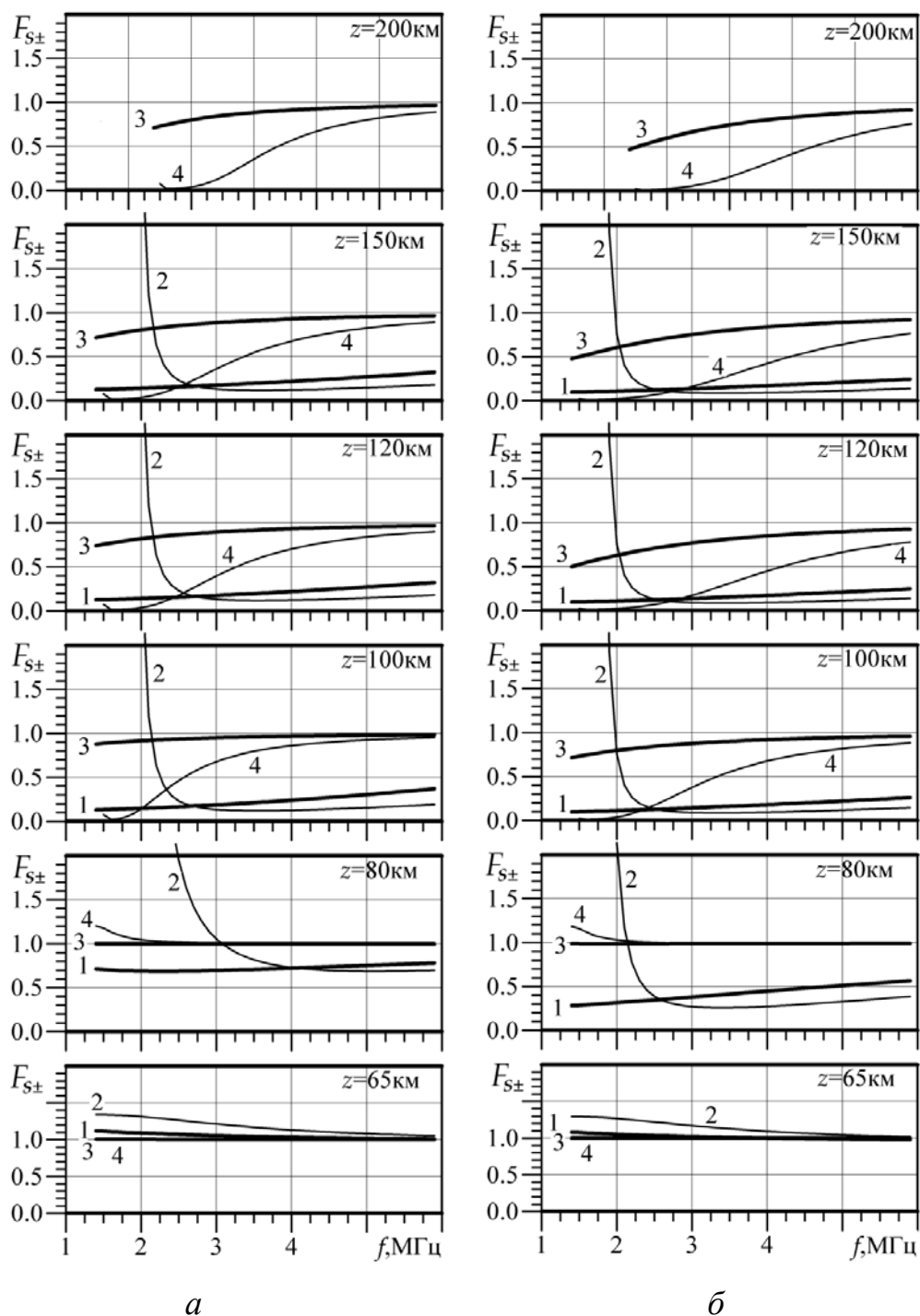


Рис. 2.21. Частотна залежність множника самодіяння при збуренні T_e (а), а також T_e та N (б): 1 – О-хвиля, день; 2 – Х-хвиля, день; 3 – О-хвиля, ніч; 4 – Х-хвиля, ніч. Ефективна потужність стану: $PG = 3.6$ ГВт

збільшуються, а при $f \rightarrow \infty$, наближається до одиниці.

В денний час для хвилі Х-поляризації ефект самопросвітління плазми

має місце близько до частот 2–3 МГц. При збільшенні частоти F_{s-} спочатку зменшується до мінімальних значень 0.23 та 0.39 за ефективної потужності 0.3 та 3.6 ГВт відповідно на частоті радіохвилі 3–4 МГц. Подальше збільшення частоти внаслідок зменшення показника поглинання радіохвилі призводить до того, що F_{s-} поступово збільшується, наближаючись до значень 0.2 та 0.4 при ефективній потужності 3.6 та 0.3 ГВт відповідно.

Для хвилі О-поляризації в денний час на висотах $z < 60\text{--}65$ км при частоті, меншій за приблизно 2 МГц, множник самодіяння $F_{s+} > 1$, а при збільшенні частоти F_{s+} стає менше одиниці, досягає мінімального значення. На висотах $z \geq 80$ км при збільшенні f значення F_{s+} поступово збільшується через зменшення показника поглинання хвилі.

У нічний час при збільшенні f значення F_{s+} монотонно збільшується приблизно від 0.75 та 0.50 практично до 1.0 та 0.9 для PG , що дорівнює 0.3 и 3.6 ГВт відповідно.

Немонотонність залежності $F_{s-}(f)$ пояснюється, з одного боку, конкуренцією процесів самопросвітління та самопомутніння плазми (при $f \leq 3.5\text{--}4$ МГц), а з іншого боку, зменшенням ефективності взаємодії радіохвилі з плазмою та зменшенням рівня збурення плазми при подальшому збільшенні частоти радіохвилі.

Висновки до розділу 2

1. Радіовипромінювання О-поляризації нагрівного стенду з параметрами стенду “Сура” здатне збільшити температуру електронів у 8–10, 2–7 разів і на десятки відсотків у D-, E- та F-області іоносфери відповідно. Радіовипромінювання Х-поляризації може збільшити температуру електронів в нічний час у 16–17, 5–12 та 1.5–5 рази в D-, E- та F-областях іоносфери відповідно. У денний час ефективно збурюється лише D-область іоносфери.

2. Радіовипромінювання стану HAARP з частотою 2.8 МГц та ефективною потужністю 0.4 ГВт в денний час збурює головним чином D-область іоносфери, де температура електронів може збільшитись в 20 та 40 разів при впливі радіохвилями O- та X-поляризації відповідно. У нічний час температура електронів може збільшитись у 22 та 43, 5–17 і 3–35, а також в 3 рази в D-, E- та F-області при впливі на них радіовипромінювання O- і X-поляризацій відповідно. Радіовипромінювання стану HAARP з частотою 6 МГц і ефективною потужністю 3.6 ГВт в денний час збурює в основному D-область іоносфери, де температура електронів може збільшуватись в 33 і 42 рази при дії радіохвилями O- і X-поляризацій відповідно. В нічний час дуже сильно збурюються усі області іоносфери, де збільшення температури електронів змінюється від 42 до 2 раз для радіохвилі O- поляризації, а також від 43 до 6 раз для радіохвилі X-поляризації.

3. При дії на середовище радіохвилі на гірчастоті електронів у денний час збурюється в основному D-область іоносфери, де температура електронів може збільшуватись в 38 і 73 рази для радіохвиль O- і X-поляризації відповідно. У нічний час радіохвиля X-поляризації також збурює тільки D-область іоносфери, де вона повністю поглинається внаслідок гірорезонансу. Тут має місце виключно сильний нагрів електронів – їх температура збільшується десь у 100 разів.

4. Для максимального збурення E- та F-області іоносфери радіохвилею, що проходить через іоносферу, в нічний час рекомендується використовувати радіохвилю X-поляризації з частотою 3–4 МГц.

5. Збурення концентрації електронів внаслідок часткового придушення процесу рекомбінації відносно невелике. Концентрація електронів в нічний час зазвичай збільшується в 2.5–3, 1.5–2 та 1.2–1.5 рази в D-, E- та F-областях іоносфери відповідно. У денний час помітне збурення концентрації електронів має місце лише в D-області іоносфери.

6. Ефектом амплітудного самодіяння поблизу нижньої границі іоносфери, тобто на висотах менших за приблизно 60 км, можна знехтувати.

7. У діапазоні висот 65–90 км яскраво виражений ефект самопросвітлення плазми. Величина ефекту збільшується для хвилі Х-поляризації при наближенні її частоти до гірочастоти електронів. При цьому $F_{s-} \gg 1$ на висотах близько 75 та 90 км для денного та нічного часу відповідно.

8. На висотах більших за 70–90 км ефект самопросвітління поступово замінюється ефектом самопомутніння. Мінімальні значення F_{s-} в залежності від значення ефективної потужності досягають 0.24–0.33 та 0.28–0.77 для денного та нічного часу відповідно.

9. Частотна залежність F_{s+} на всіх висотах для денного та нічного часу доби є монотонною: при збільшенні частоти значення F_{s+} поступово збільшується, наближаючись до одиниці.

10. Частотна залежність F_{s-} для денного та нічного часу є немонотонною: при збільшенні частоти від 1.4 МГц F_{s-} спочатку убуває, досягає мінімального значення при частоті 3.5–4 МГц, а потім збільшується, досягаючи граничних значень, що дорівнюють 0.8 та 0.9 в нічний час або 0.15 та 0.4 в денний час за ефективної потужності 3.6 та 0.3 ГВт відповідно.

11. Нагрів електронів надкоротким радіоімпульсом на висотах 30–60 км істотний вже при $\tau = 1$ нс та $P = 1$ ГВт.

12. Пробій атмосфери на висотах 30 – 60 км настає вже при $P_{\min} = 0.3 - 1.3$ ГВт та $f \approx 10$ ГГц, $S=10^4$ м². При зменшенні частоти до 1 ГГц і $S=10^4$ м² $P_{\min}$ збільшується до 1 – 30 ГВт. Для оптимізації процесу пробою атмосфери на висотах 30 – 60 км радіоімпульсами $P_{\min}$ необхідно збільшити приблизно в 25 – 64 рази.

Основні результати розділу опубліковано в роботах [10, 11, 15].

РОЗДІЛ 3

МОДЕЛЮВАННЯ АТМОСФЕРНО-ІОНОСФЕРНИХ ЕФЕКТІВ, ВИКЛИКАНИХ ПАДІННЯМ ЧЕЛЯБІНСЬКОГО КОСМІЧНОГО ТІЛА

3.1. Загальні відомості про Челябінський метеороїд. Вихідні рівняння.

Як відомо, поблизу м. Челябінськ (Росія) 15 лютого 2013 р. в 03:20:26 UT впав метеороїд в точці з координатами 54°57' 19" п. ш. і 60°19' 36" сх. д. Попередні початкові відомості про метеороїд наведено в таб. 3.1.

Таблиця 3.1

Початкові відомості про метеороїд

Параметр	Значення	Одиниця виміру
Азимут	270	градус
Нахил траєкторії	20	градус
Енергія спалаху	$3.75 \cdot 10^{14}$	Дж
Кінетична енергія	$1.88 \cdot 10^{15}$	Дж
Маса	11	кг
Швидкість	18.5	км/с
Густина речовини	3600	кг/м ³
Діаметр	18	м

Гіперзвуковий рух метеороїда супроводжувалося генерацією ударної хвилі, руйнуванням тіла, свіченням сліду, збуреннями в іоносфері, атмосфері та геомагнітному полі, а також цілим рядом вторинних ефектів. Ці ефекти

описані в багатьох роботах [177, 178, 182, 187, 193–195, 198–216, 220–223, 230–236].

Моделювання руху та руйнування метеороїда представлено в роботах [177, 178, 182, 187, 198, 214]. В роботі [234] описано квазібезперервне дроблення метеороїда, в роботах [177, 178, 187, 214] – його миттєве руйнування. Автором [182, 185, 187, 188] проведено аналітико-числове моделювання як квазібезперервного дроблення метеороїда, так і великої кількості інших фізичних ефектів у всіх середовищах, включаючи динаміку падіння метеороїда.

У перерахованих вище роботах розв’язувалася пряма задача, що зводиться до розрахунку параметрів траєкторії за відомими вхідними параметрами (початковою швидкістю, її напрямком, початковою масою, початковим радіусом). Цікавим є розв’язання оберненої задачі, що полягає в знаходженні висотних і часових залежностей основних параметрів метеороїда за оціненими зі спостережень траєкторними даними. Оскільки обернена задача відноситься до некоректних задач математичної фізики, в роботі використовуються регуляризуючі алгоритми.

Метою цього розділу є отримання висотних і часових залежностей швидкості, прискорення, маси та міделю фрагментів метеороїда на основі виміряних траєкторних даних.

Оберемо для розрахунків геоцентричну систему координат (див. рис. 3.1).

Визначимо силу опору повітря, слідуючи [237]. Метеороїд передає частину енергії повітрю, нагрівається, дробиться, випромінює та втрачає частину маси. В інтервалі часу до втрати маси, нехтуючи зовнішніми силами, утворюється замкнута система.

У замкненій системі діє закон збереження імпульсу і закон збереження енергії. Зовнішні сили в порівнянні з силою опору повітря досить слабкі: сили інерції та сила тяжіння. У першому наближенні будемо вважати, що за

малий проміжок часу Δt в системі діють два тіла та два стани. Два тіла – це зустрічне повітря та метеороїд. Два стани системи – до зіткнення та після нього. Руйнування метеороїда відбувається [163–165, 238, 239], але втрат маси за рахунок абляції поки що немає. Втрати маси будуть враховані в наступному розрахунковому часовому інтервалі.



Рис. 3.1. Геоцентрична система координат

Зміна імпульсу метеороїда $\Delta \mathbf{p} = (m\mathbf{v})$ дорівнює зміні імпульса повітря в результаті зіткнення за час Δt , при цьому

$$\Delta \mathbf{p} = M \mathbf{v}'_a - M \mathbf{v}''_a \quad (3.1)$$

- де $\mathbf{v}'_a$ – швидкість повітря (вітру) до зіткнення, м/с ;
 $\mathbf{v}''_a$ – швидкість повітря після зіткнення, м/с ;
 M – маса повітря при зіткненні, кг; $M = \rho V = \rho SL = \rho S v \Delta t$;
 ρ – густина повітря на розрахунковій висоті, кг/м³ ;
 V – об'єм повітря, що бере участь в зіткненні, м³ ;
 S – мідель, м² ;
 L – відстань, подолана метеороїдом за час Δt , м ;
 v – абсолютна швидкість метеороїда, м/с.

Залежність густини повітря від висоти наведено на рис. 3.2.

Нехай швидкість частинок повітря після зіткнення набуде швидкості, пропорційної швидкості метеороїда до зіткнення, тобто

$$\mathbf{v}_a'' = \frac{C_d}{2} \mathbf{v}. \quad (3.2)$$

Перший член правої частини виразу (3.1) відповідає за напрямок і силу вітру на розрахунковій висоті.

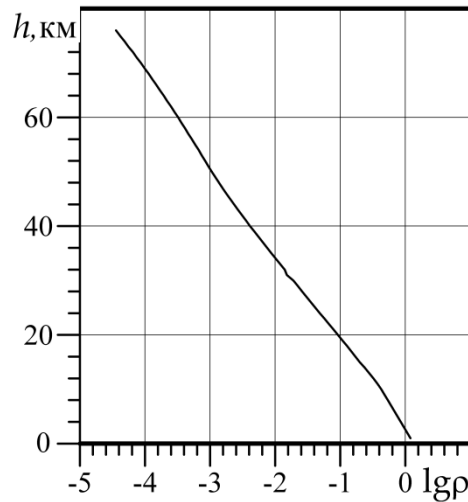


Рис. 3.2. Стандартна висотна залежність густини повітря [240, 241]

Абсолютні значення v_a' для широти та сезону на висотах 20–40 км знаходяться в межах 30–50 м/с [240]. Напрямок вітру 15 лютого 213 р. – західний. Отже, поправка до коефіцієнту опору для середньої швидкості метеороїда 10 км/с не перевищує

$$\left| \frac{v_a'}{v} \right| \approx \frac{50}{10^4} = 0.005,$$

тобто поправкою на вітер можна знехтувати і вважати $v_a' \approx 0$.

Коефіцієнт динамічного опору C_d вказує на механізм зіткнень молекул повітря з поверхнею метеороїда. Співвідношення (3.1) набуде вигляду

$$\Delta \mathbf{p} = M \left(\mathbf{v}_a' - \frac{C_d}{2} \mathbf{v} \right) = -\frac{C_d}{2} M \mathbf{v} = -\frac{C_d}{2} (S v \Delta t \rho) \mathbf{v} = -C_d \frac{\rho v^2}{2} S \frac{\mathbf{v}}{v} \Delta t.$$

Сила опору повітря

$$\frac{\Delta \mathbf{p}}{\Delta t} = \mathbf{F}_1 = -C_d \frac{\rho v^2}{2} S \frac{\mathbf{v}}{v}. \quad (3.3)$$

Величина C_d залежить від форми тіла та характеру омивання, що визначається за допомогою числа Рейнольдса.

Опір сигароподібного тіла, наприклад, значно менше, ніж тіла, що має форму кулі завдяки більш обтічній поверхні. Поведінка коефіцієнта C_d зазвичай визначається з експерименту для тіла заданої форми та добре вивчена до значень $Re \approx 10^6 - 10^7$. У нашому випадку для висоти $h \approx 40$ км, кінематичної в'язкості $\nu \approx 410 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ швидкості $v \approx 18 \text{ км/с}$ та характерного розміру тіла $d \approx 18 \text{ м}$

$$Re = \frac{vd}{\nu} \approx 0.8 \cdot 10^8.$$

На менших висотах значення Re змінюється несуттєво, оскільки зменшення швидкості v та розміру d метеороїда компенсується зменшенням кінематичної в'язкості з $\nu \approx 410 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ на висоті 40 км до $\nu \approx 7.3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ на висоті 15 км [241].

Експериментальні дослідження [242] для кулі встановлюють $C_d = 0.4$. Метеороїд – не гладке тіло, тому реально коефіцієнт опору більший і може бути визначений з даних спостережень.

Пункти спостереження та реєстрації, як правило, розташовуються на поверхні Землі. Дані спостережень траєкторії задавалися в географічних координатах [177]. Звідси робимо висновок, що вимірювання проводилися в обертальній системі координат Землі. Оцінимо величину поправки.

Як відомо [237], вираз сили $\mathbf{F}_{\text{еф}}$ в нерухомій системі для матеріальної точки матиме вигляд

$$\mathbf{F}_{\text{ef}} = \mathbf{F} - 2m[\boldsymbol{\omega}, \mathbf{V}_r] - m[\boldsymbol{\omega}, [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{r}_\omega]], \quad (3.4)$$

де $\mathbf{F}$ – сила, що діє на матеріальну точку;

$\boldsymbol{\omega}$ – вектор кутової швидкості, вісь обертання спрямована від центру Землі до північного полюса, $\omega = 7.2921151467$ рад/с [243];

$\mathbf{V}_r$ – швидкість точки відносно рухомої системи координат;

$\mathbf{r}_\omega$ – радіус-вектор метеороїда відносно осі обертання

$$\mathbf{r}_\omega = \mathbf{r} - (\mathbf{r}, \mathbf{e}_z)\mathbf{e}_z,$$

$\mathbf{r}$ – радіус-вектор метеороїда відносно центру координат;

$\mathbf{e}_z$ – одиничний вектор у геоцентричній системі.

Перша поправка в формулі (3.4) – сила Коріоліса

$$\mathbf{F}_2 = -2m[\boldsymbol{\omega}, \mathbf{v}]. \quad (3.5)$$

Друга поправка в формулі (3.4) – відцентрова сила

$$\mathbf{F}_3 = -m[\boldsymbol{\omega}, [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{r}_\omega]]. \quad (3.6)$$

При обертанні метеороїда навколо власної осі, що проходить через центр мас, на поверхні метеороїда утворюється прикордонний шар з атмосферного повітря. Цей повітряний шар захоплюється поверхнею метеороїда у напрямку обертання.

Додавання кількості руху потоку, що набігає, повітря з прикордонним повітряним шаром формують результуючу швидкість повітря поблизу поверхні метеороїда. В напрямку обертання сумарна швидкість потоку збільшується, а проти обертання зменшується. На рис. 3.3 представлена схема взаємодії потоку повітря, що набігає, з кулею, що обертається, згідно [244]. Для зручності аналізу представимо, що не метеороїд рухається крізь нерухоме повітря, а потік повітря омиває метеороїд з тією ж швидкістю.

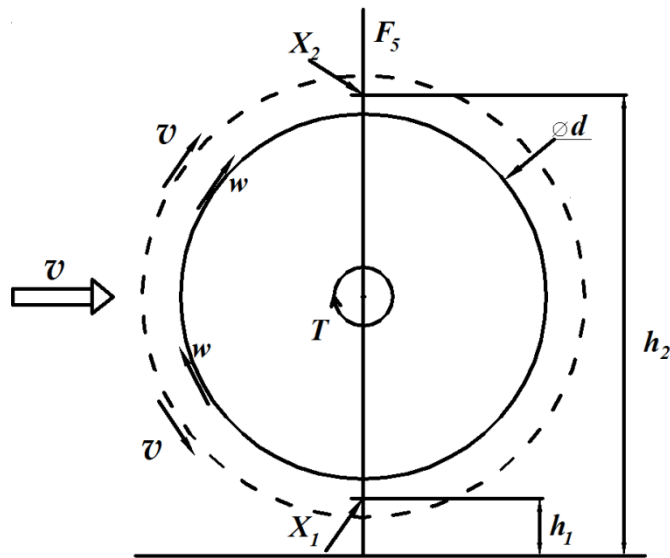


Рис. 3.3. Схема омивання потоком повітря кулі, що обертається. Точками X_1 та X_2 відмічено області підвищеного та зниженого тиску відповідно.

Якщо розкласти вектор осі обертання на дві складові: уздовж руху та поперек, то на сумарну зміну швидкості впливає лише поперечна складова обертання. Цей ефект широко відомий, наприклад, в польоті кулі, випущеної з нарізної зброї. У цьому випадку вісь обертання кулі спрямована вздовж напрямку осі каналу ствола, тому стрілянина ведеться з мінімальними відхиленнями. На рух кулі з гладкоствольної зброї впливає спосіб відриву від дульного зрізу та неоднорідності повітря уздовж траєкторії. Куля починає перекидатися навколо осі, що проходить через власне тіло, та відхилятися від лінії прицілювання завдяки виникненню поперечної сили. Аналогічний ефект спостерігається при «підкрученні» м'яча у футболі або бейсболі.

Звернемося до рівняння Бернуллі в стискаємому газу для адіабатичного процесу [237, 242, 245]:

$$\frac{\rho v^2}{2} + \rho g h + \frac{\gamma}{\gamma - 1} p = \text{const.}$$

Для нижньої та верхньої точок поблизу поверхні метеороїда

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} p_2,$$

де ρ – густина повітря, кг/м^3 ;

$v_{1,2}$ – швидкість потоку повітря в точках X_1 та X_2 траєкторії, м/с ;

g – прискорення вільного падіння, $g = 9.81 \text{ м/с}^2$;

$h_{1,2}$ – висоти точок X_1 та X_2 прикордонного шару відносно обраного рівня, м ;

$p_{1,2}$ – статичний тиск в точках X_1 та X_2 , Па ;

γ – адіабатична стала, для двухатомного ідеального газу $\gamma=7/5=1.4$.

Звідси перепад тиску між точками X_1 та X_2 :

$$\Delta P = p_1 - p_2 = \frac{\gamma-1}{\gamma} \rho \left(\frac{v_2^2 - v_1^2}{2} + g(h_1 - h_2) \right).$$

Нехай $w = \pi d/T$ лінійна швидкість точок поверхні метеороїда відносно поперечної складової вісі обертання, м/с ; d – діаметр метеороїда, м ; T – час обертання метеороїда навколо вісі, с ; v – швидкість потоку, що набігає, м/с ; $v_1 = C_M(v+w)$, $v_2 = C_M(v-w)$ – швидкості точок X_1 та X_2 прикордонного шару, м/с ; C_M – коефіцієнт передачі. Перепад тиску буде

$$\Delta p = p_1 - p_2 = \frac{\gamma-1}{\gamma} \rho (2C_M^2 vw + g(h_1 - h_2)).$$

Різниця висот h_1-h_2 обчислюється по точках X_1 та X_2 прикордонного шару. Величиною $g(h_1-h_2)$ можна знехтувати, з огляду на її відносну малість. Для кулі наближено отримуємо формулу для відхиляючої сили Магнуса

$$F_5 \approx \Delta p \cdot S = 2C_M^2 \frac{\gamma-1}{\gamma} (\rho v w) S \approx 0.57 C_M^2 \rho v w S, \quad (3.6)$$

де C_M – коефіцієнт передачі імпульсу, покладемо рівним 1;

S – мідель, м^2 .

Враховуємо, що $\mathbf{v}_{ort} = [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{v}]$. Тоді

$$\mathbf{F}_5 \approx 2C_M^2 \frac{\gamma-1}{\gamma} \left(\rho v \frac{\pi d}{T} \right) S \frac{\mathbf{v}_{ort}}{v_{ort}}. \quad (3.7)$$

Для оцінки приросту швидкості та зміщення метеороїда оберемо максимальну частоту обертання спостережуваних астероїдів, рівну 6 Гц, згідно [169].

Рівняння руху в прийнятій системі координат має вигляд

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \mathbf{F}_3 + \mathbf{F}_4 + \mathbf{F}_5 = \mathbf{F}_\Sigma, \quad (3.8)$$

де $\mathbf{F}_1 = -C_d \frac{\rho v^2}{2} S \frac{\mathbf{v}}{v}$ – сила опору повітря;

$\mathbf{F}_2 = -2m[\boldsymbol{\omega}, \mathbf{v}]$ – сила Коріолісу;

$\mathbf{F}_3 = -m[\boldsymbol{\omega}, [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{r}_\omega]]$ – відцентрова сила;

$\mathbf{F}_4 = m\mathbf{g}$ – сила тяжіння;

$\mathbf{F}_5 = 2C_M^2 \frac{\gamma-1}{\gamma} \rho v \frac{\pi d}{T} S \frac{\mathbf{v}_{ort}}{v_{ort}}$ – сила Магнуса;

m – маса метеороїда, кг;

$\mathbf{v}$ – вектор швидкості;

C_d – коефіцієнт динамічного опору;

ρ – густина повітря на розрахунковій висоті, кг/м³;

S – мідель, м²;

$\boldsymbol{\omega}$ – вектор кутової швидкості обертання Землі;

$\omega = 7.292115167 \cdot 10^{-5}$, рад/с [243];

$\mathbf{r}_\omega$ – вектор, спрямований від вісі обертання до метеороїда;

$\mathbf{r}$ – радіус-вектор у геоцентричній системі координат;

$\mathbf{g}$ – вектор прискорення вільного падіння на розрахунковій висоті,

$$\mathbf{g} = -g_0 \left(1 - 2 \frac{h}{R_\oplus} \right) \frac{\mathbf{r}}{r}, \quad g_0 \approx 9.81 \text{ м/с}^2;$$

C_M – коефіцієнт передачі імпульсу в прикордонному шарі; $\gamma=1.4$;

d – діаметр метеороїда, м;

T – період обертання метеороїда навколо своєї вісі, с;

$\mathbf{v}_{ort}$ – напрям сили Магнуса, перпендикулярний вісі обертання та напрямку руху метеороїда.

Як завжди, під миделем розуміємо максимальну площу поперечного до напрямку руху перерізу тіла. Кам'яний метеороїд при русі в щільних шарах атмосфери безупинно руйнується, утворена газопилова хмара фрагментів деякий час прямує за основним ядром. Тому мідель віднесемо до всієї хмари фрагментів.

Для опису метеорних явищ традиційно використовуються рівняння метеорної фізики [169, 246]. До них відносяться рівняння руху (гальмування), зміни маси m та потужності свічення I космічного тіла. Ці рівняння мають вигляд:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}_\Sigma, \quad (3.9)$$

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{C_h}{2Q} \rho v^3 S, \quad (3.10)$$

$$I = -\frac{\tau_I}{2} \frac{d}{dt} m v^2, \quad (3.11)$$

де $\mathbf{v}$ – швидкість тіла, t – час, $\mathbf{F}_\Sigma$ – рівнодіюча сила, C_h – коефіцієнт теплообміну, Q – питома теплота абляції, Дж/кг, ρ – густина повітря на певній висоті z , $S(z)$ – мідель, τ_I – коефіцієнт свічення.

Оцінімо внесок кожної з сил в рівнодіючу за допомогою функції

$$P_i = \frac{|\mathbf{F}_i|}{\sum_{k=1}^5 |\mathbf{F}_k|} 100\%.$$

У формулі прямі лінії, як зазвичай, відображають модуль вектора. Результат розрахунку наведено на рис. 3.4.

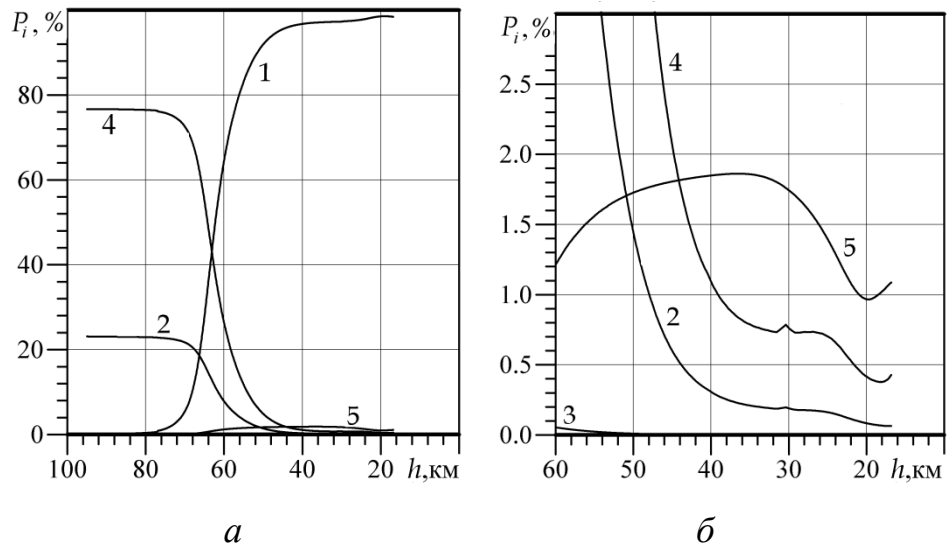


Рис. 3.4. Залежність внеску P_i , % сил від висоти: 1 – внесок сили динамічного опору; 2 – внесок сили Коріолісу; 3 – внесок відцентрової сили; 4 – внесок сили тяжіння; 5 – внесок сили Магнуса при частоті обертання 6 Гц.

З рисунку видно, що всі сили, крім сили динамічного опору, мають відносний внесок не більше 4% для висот нижче 50 км і ними можна знехтувати. Остаточно система рівнянь матиме вигляд

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -C_d \frac{\rho v^2}{2} S \frac{\mathbf{v}}{v}, \quad (3.12)$$

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{C_h \rho v^3}{Q} S, \quad (3.13)$$

$$I = -\frac{\tau_I}{2} \frac{d}{dt} m v^2. \quad (3.14)$$

3.2. Регресія для координатних даних

З роботи [177] взято траєкторію падіння метеороїда в географічних координатах (рис. 3.5) (початок відліку часу починається від 03:20:00 UT).

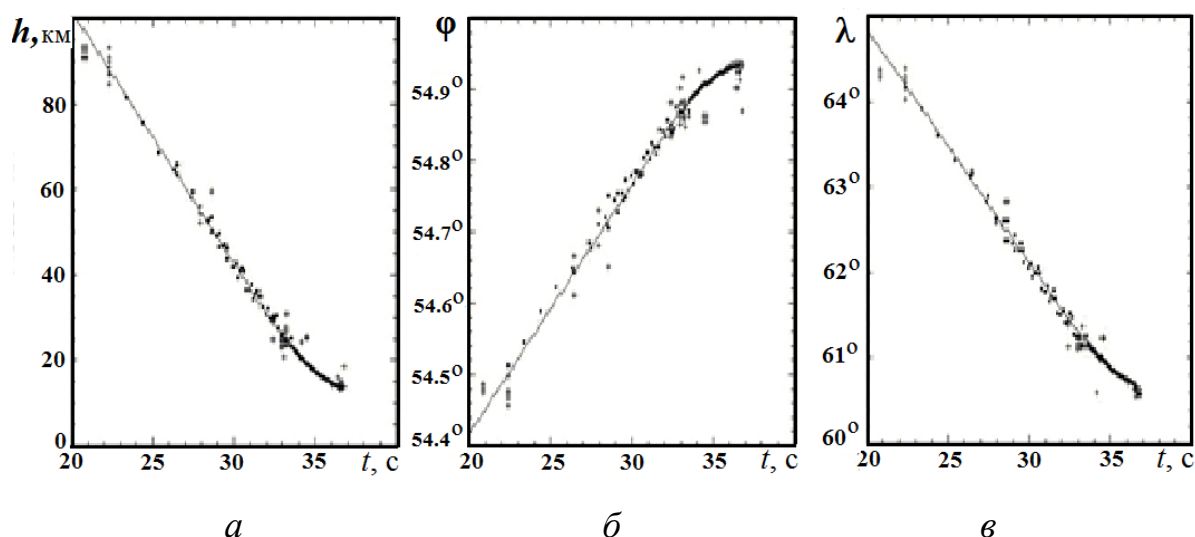


Рис. 3.5. Часова залежність географічних координат траєкторії метеороїда:
висота (*a*), широта (*б*) та довгота (*в*). Час, с (UT – 03:20)

і магнітуда M_V видимої зоряної величини (рис. 3.6).

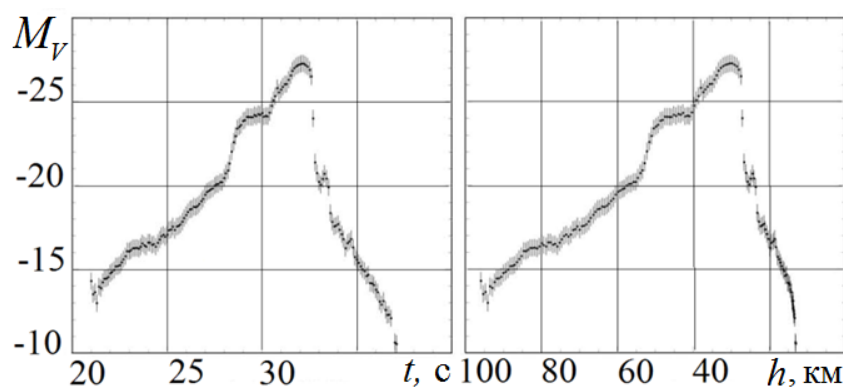


Рис. 3.6. Часова (*a*) та висотна (*б*) залежності свічення.
Час, с(UT – 03:20)

Розв'язок оберненої задачі полягає в оцінці характеристик метеороїда, таких як висотно-часові залежності маси та міделю, коефіцієнту динамічного опору та параметрів абляції. Похибки вимірювання даних спостережень траєкторії та свічення формують область можливих розв'язків настільки широку, що вимога єдиного рішення робить задачу некоректно поставленою. Методи регуляризації дозволяють значно звузити область розв'язків, допомогти обрати прийнятний результат. З цією метою скористаємося рівнянням руху, емпіричними співвідношеннями та відомими фізичними

законами. Послідовне врахування цих зв'язків в розрахунках породжує ітераційний процес, що сходиться. Цей процес є регуляризуючий алгоритм.

Для опису динаміки руху метеороїда нам необхідно знати не тільки координати в інерційній системі координат, але також швидкість і прискорення. В умовах існуючої похибки вимірювань визначення швидкості та прискорення також є некоректними задачами. Під час польоту метеороїд взаємодіє з атмосферним повітрям, породжуючи різні процеси, такі як нагрів і дроблення. Внаслідок зміни густини атмосферного повітря рух метеороїда є нерівномірним. Ці зміни динаміки руху вздовж траєкторії вимагали використовувати для апроксимації траєкторії регресію кусково-поліноміальну модель. У цьому випадку третій порядок поліномів достатній для опису динаміки польоту, отримання швидкості та прискорення з аналітичної моделі регресії [245].

Розкид координат, пов'язаних з похибкою вимірювань, на рис. 3.4 задають безліч можливих траєкторій. Уявімо точки траєкторії в геоцентричній системі координат, рис. 3.1, за відомими формулами.

$$\mathbf{r}(t) = (x(t), y(t), z(t)),$$

де $x(t) = R(t) \cos \varphi(t) \cos \lambda(t);$

$$y(t) = R(t) \cos \varphi(t) \sin \lambda(t);$$

$$z(t) = R(t) \sin \varphi(t);$$

$\mathbf{r}(t)$ – радіус-вектор траєкторії ;

$R = R_{\oplus} + h(t)$ – відстань від метеороїда до центру Землі;

$R_{\oplus}$ – радіус Землі, $R_{\oplus} \approx 6378$ км [243];

$\varphi(t), \lambda(t)$ – часова залежність широти та довготи, рад ;

$h(t)$ – часова залежність висоти над рівнем моря, м.

Оберемо регресію. Регресія в математиці асоціюється з умовною ймовірністю. Вибір допустимого розв'язання накладає обмеження на вибір

траєкторії руху та світність. На інтервалі часу від 03:20:21 до 03:20:36 з кроком, рівним 1-й секунді, задамо сплайн уздовж траєкторії з 15 кубічних поліномів. Як завжди, на стику ланок в сплайні необхідно виконання рівності перших і других похідних. Значення координат на стику ланок варіювалися в межах похибки вимірювань.

Нехай t_{20} відповідає моменту часу 15 лютого 2013 р. 03:20:20 UT. Функцію регресії траєкторії на інтервалах $[t_{i-1} .. t_i]$, $i = 22..36$ представимо у вигляді

$$\mathbf{r}(t) = \sum_{i=22}^{36} \left(\mathbf{a}_i + \mathbf{b}_i (t_i - t) + \mathbf{c}_i (t_i - t)^2 + \mathbf{d}_i (t_i - t)^3 \right) \delta_i(t), \quad (3.15)$$

де $\mathbf{r}(t)$ – радіус-вектор траєкторії; $\mathbf{a}_i, \mathbf{b}_i, \mathbf{c}_i, \mathbf{d}_i$ – векторні коефіцієнти сплайну на i -му інтервалі; $\delta_i(t) = 1$ при $t_{i-1} < t < t_i$, інакше $\delta_i(t) = 0$.

Значення координат у вузлах варіюватимемо в межах похибки вимірювань. Це управління, вибір параметрів регресії, необхідний для узгодження руху метеороїда з іншими параметрами процесів, породженими метеороїдом. В якості прикладу наведемо вид ланки – одиночного сплайна на рис. 3.7.

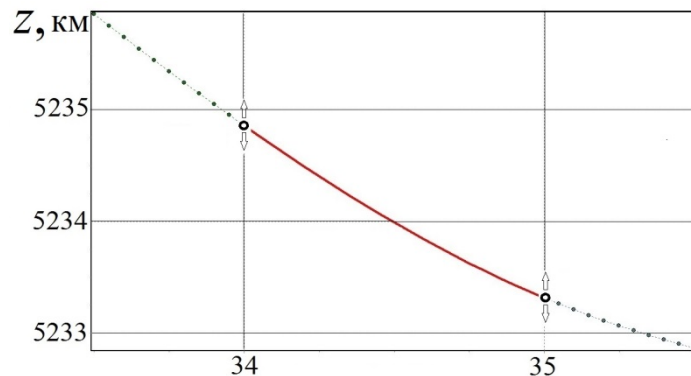


Рис. 3.7. Одиночний сплайн z -компоненти регресії на інтервалі часу 03:20:34 – 03:20:35 UT. $z(t) = 5234.858 - 1.876(t_{35} - t) + 0.248(t_{35} - t)^2 + 0.089(t_{35} - t)^3$ км.

Стрілками відзначені напрямки зміщення керуючих вузлів

Результати побудови регресій для $h(t)$, $\varphi(t)$ и $\lambda(t)$ наведені на рис. 3.7. Суцільною лінією показано лінію регресії, а пунктирними лініями – граничні значення похибки вимірювань.

3.3. Залежність швидкості метеороїда від часу та висоти

За аналітичною формою прийнятої регресії (3.15) розраховуємо швидкість за допомогою першої похідної для кожної координати. Приклад розрахунку абсолютної швидкості наведено на рис. 3.8.

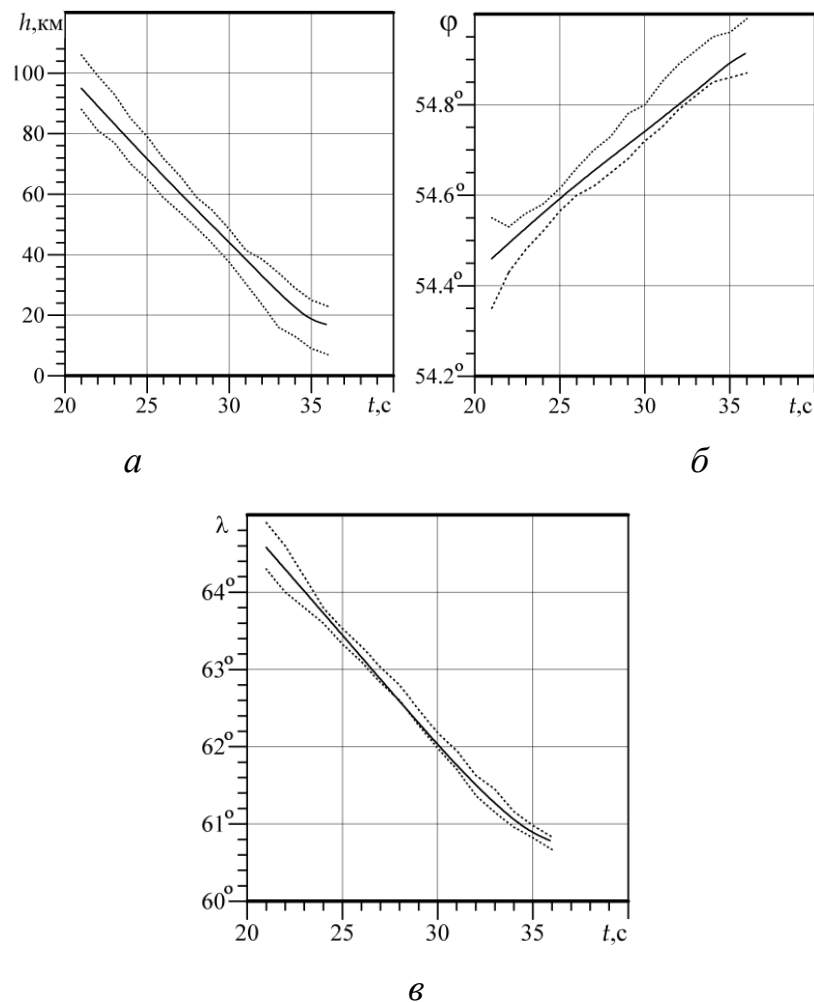


Рис. 3.7. Графіки регресій в географічних координатах: h – висота над рівнем моря (*a*), φ – широта (*б*) і λ – довгота (*в*). Пунктирними лініями відзначені кордони похибки вимірювань згідно [177]. Час, с (UT – 03:20)

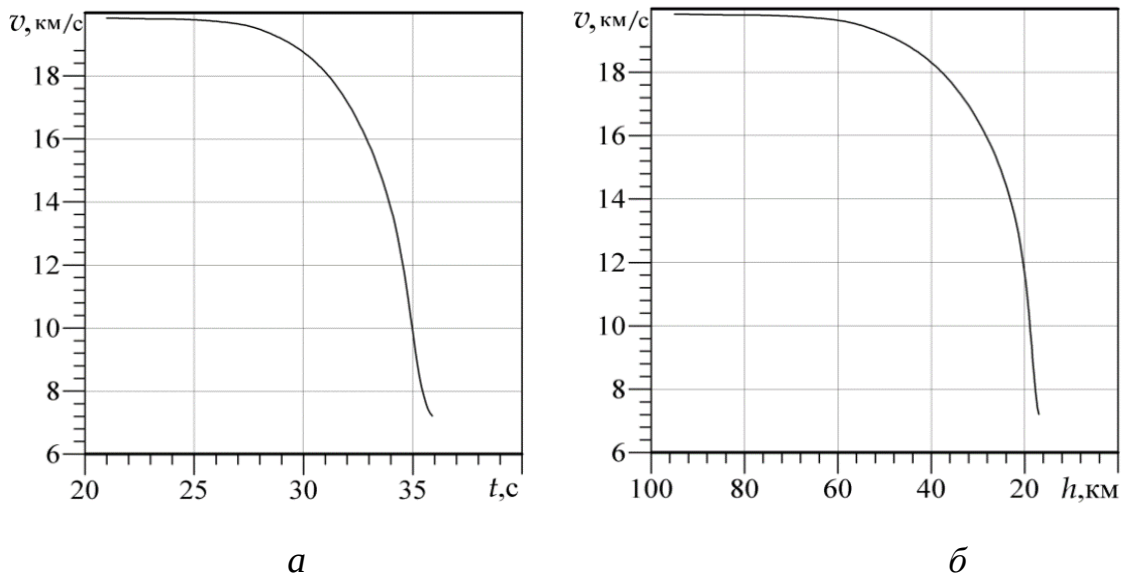


Рис. 3.8. Часова (а) та висотна (б) залежності абсолютної швидкості метеороїда. Час, с (UT – 03:20)

3.4. Залежність прискорення метеороїда від часу та висоти

Друга похідна функції регресії являє собою прискорення **a**. Абсолютне значення прискорення $a = |\mathbf{a}|$ наведено на рис. 3.9.

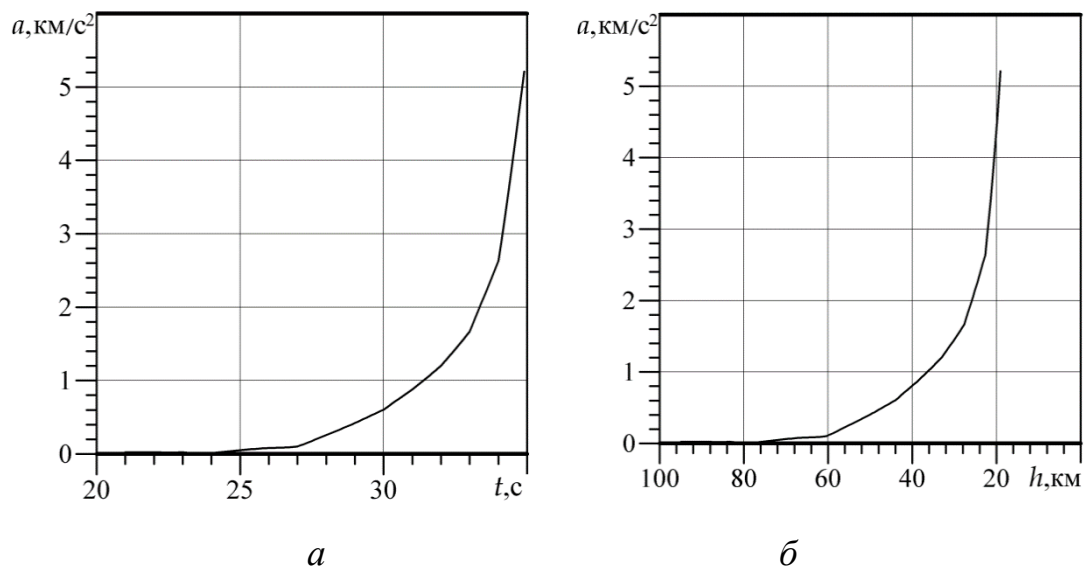


Рис. 3.9. Часова (а) та висотна (б) залежності абсолютного значення гальмування. Час, с (UT – 03:20)

3.5. Залежність інтенсивності випромінювання метеороїда від часу

Для оцінки інтенсивності оптичного випромінювання скористаємося емпіричним співвідношенням [169]

$$\lg I_{opt} = 2.72 - 0.4M, \quad (3.16)$$

де I_{opt} – величина інтенсивності оптичного випромінювання, Вт ;

M – магнітуда абсолютної зоряної величини для метеорів.

В свою чергу, для M маємо наступне співвідношення [211]

$$M = M_V - 5 \lg \frac{R}{R_0} - K,$$

де M_V – магнітуда видимої зоряної величини, R – дійсна відстань до метеору, $R_0 = 100$ км – стандартна відстань до метеору, K – поправка на екстинкцію (ослаблення) світла в атмосфері. При $R = R_0$ и $K = 0$ маємо $M = M_V$.

$$\lg I_{opt} = 2.72 - 0.4M_V. \quad (3.17)$$

Графік інтенсивності видимого випромінювання, згідно (3.17), приведений на рис. 3.10.

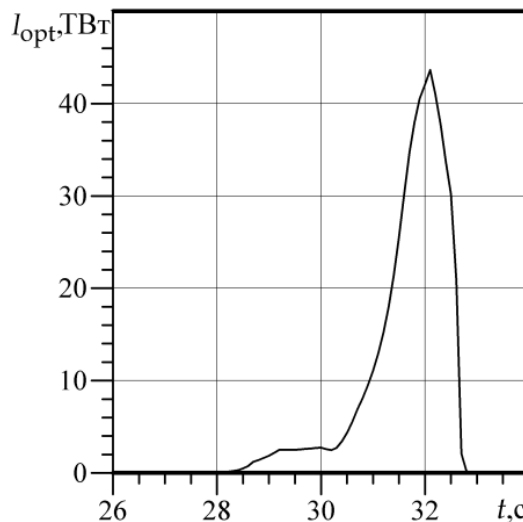


Рис. 3.10. Часова залежність інтенсивності видимого випромінювання.

Час, с (UT – 03:20)

Наведену в формулах (3.16) і (3.17) інтенсивність випромінювання відносять до оптичного (видимого) діапазону. Для оцінки інтенсивності

випромінювання у всьому діапазоні хвиль введемо поправку. Вважаємо, що випромінювання метеороїда близько до випромінювання абсолютно чорного тіла. Для розрахунку поправки скористаємося законом Стефана–Больцмана та функцією густини випромінювання Планка. Як відомо закон Стефана–Больцмана можна вивести з формули Планка

$$\frac{I}{S_R} = \sigma T^4 = \int_0^{\infty} u(T, \lambda) d\lambda, \quad (3.18)$$

де I – інтенсивність випромінювання у всьому діапазоні хвиль, Вт; S_R – площа випромінюючої поверхні, м²; σ – стала Стефана–Больцмана, що дорівнює $5.670367 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴); T – температура випромінюючої поверхні, К.

$$u(\lambda, T) = \frac{4\pi^2 \hbar c^2}{\lambda^5 \left(\exp\left(\frac{2\pi \hbar c}{\lambda k T}\right) - 1 \right)}$$

– функція Планка, густина потужності випромінювання, Вт/м³; c – швидкість світла, що дорівнює 299 792 458 м/с, $\hbar = 1.0545718 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, стала Планка.

Для видимого діапазону формула (3.18) набуде вигляду

$$\frac{I_{opt}}{S_R} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} u(T, \lambda) d\lambda, \quad (3.19)$$

де I_{opt} – інтенсивність оптичного випромінювання, Вт; $\lambda_1 = 400$ нм, $\lambda_2 = 760$ нм – границі стандартного оптичного діапазону. Розділивши співвідношення (3.19) на (3.18) отримаємо вираз для поправки $r_{opt}(T)$

$$r_{opt}(T) = \frac{I_{opt}}{I} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} u(T, \lambda) d\lambda}{\sigma T^4}. \quad (3.20)$$

Графік функції (3.20) наведено на рис. 3.11.

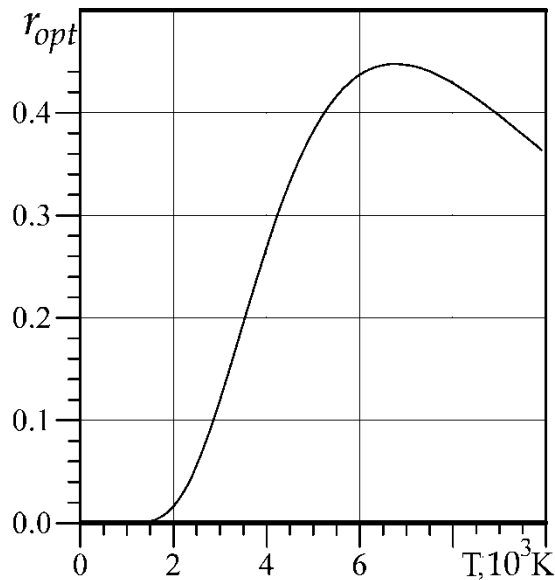


Рис. 3.11. Температурна залежність оптичної поправки

Як видно з рис. 3.11 максимум досягається в центрі оптичного діапазону при температурі, близької до температури на поверхні Сонця. Рівняння Стефана–Больцмана (3.18) для інтенсивності видимого випромінювання набуде вигляду

$$\frac{I_{opt}}{S_R} = \sigma T^4 r_{opt}(T). \quad (3.21)$$

Оцінку повного випромінювання з урахуванням оптичної поправки отримуємо з формули (3.20)

$$I = \frac{I_{opt}}{r_{opt}(T)}. \quad (3.22)$$

Для оцінки інтенсивності повного випромінювання необхідне знання про температуру випромінюючої поверхні. Для побудови моделі часової залежності температури скористаємося відомим інтервалом часу світіння метеороїда і те, що при максимальному спалаху яскравість перевищувала яскравість Сонця опівдні на безхмарному небі. Як відомо, температура на поверхні Сонця дорівнює 5778 К. Задамо інтервал максимального значення температури від 8000 К до 10000 К. Початкові та граничні значення температури покладемо 900 К.

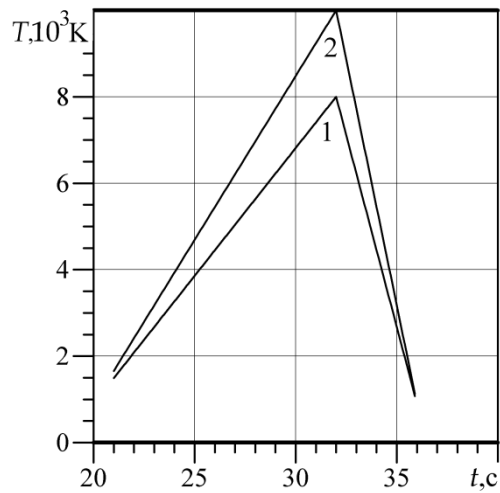


Рис. 3.12. Часова залежність температури випромінюючої поверхні: 1 – максимальна температура 8000 К, 2 – відповідно 10000 К. Час, с (UT – 03:20)

Залежність оптичної поправки від часу, згідно рис. 3.11, для даної моделі температури, рис. 3.12, наведено на рис. 3.13.

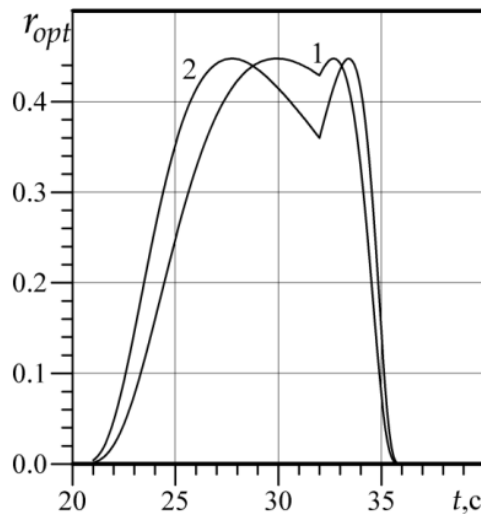


Рис. 3.13. Часова залежність оптичної поправки для максимальних температур: 1 – 8000 К, 2 – 10000 К–крива 2. Час, с (UT – 03:20)

Наявність двох максимумів на графіку оптичної поправки, рис. 3.13, пояснюється нагріванням та охолодженням метеороїда з відповідним переміщенням функції Планка через оптичний діапазон. Інтенсивності оптичного та повного випромінювання з урахуванням оптичної поправки та формули (3.17) наведено на рис. 3.14.

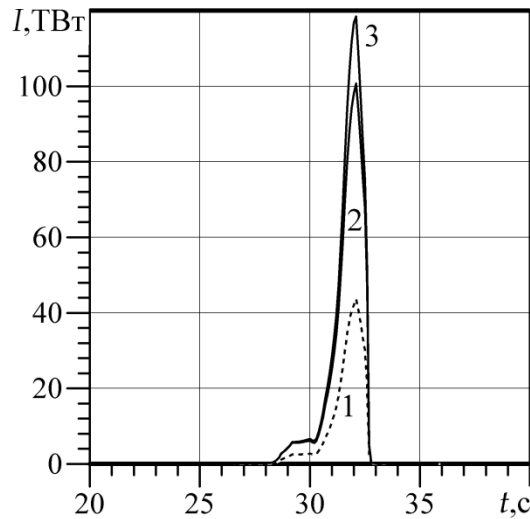


Рис. 3.14. Часові залежності інтенсивності видимого – (1) випромінювання та повного випромінювання для максимальних температур 8000 К – (2) і 10000 К – (3). Час, с (UT – 03:20)

3.6. Залежність маси метеороїда від часу та висоти

Скористаємося відомим виразом інтенсивності випромінювання для оцінки маси метеороїда [169, 246]

$$I \approx -\tau_I \frac{d}{dt} \frac{mv^2}{2}, \quad (3.23)$$

де τ_I – коефіцієнт свічення.

У роботах [7, 103] наведено залежність для τ_I від енергії свічення E_r , що дається в кт ТНТ:

$$\tau_I = (0.1212 \pm 0.0043) E_r^{0.115 \pm 0.075}, \quad (3.24)$$

Оскільки $\tau_I = E_r / E$, де E – кінетична енергія космічного тіла, зі співвідношення (3.24) маємо:

$$\tau_I \approx 0.092 E^{0.13}, \quad (3.25)$$

де E дається в кт ТНТ. Залежність (3.25) представлена на рис. 3.15.

Знаючи τ_I , $I(t)$ та $v(t)$, можна із співвідношення (3.23) обчислити масу $m(t)$, а потім перерахувати в висотну залежність $m(h)$. Результат наближення інтенсивностей за (3.22) і (3.23) наведено на рис. 3.16.

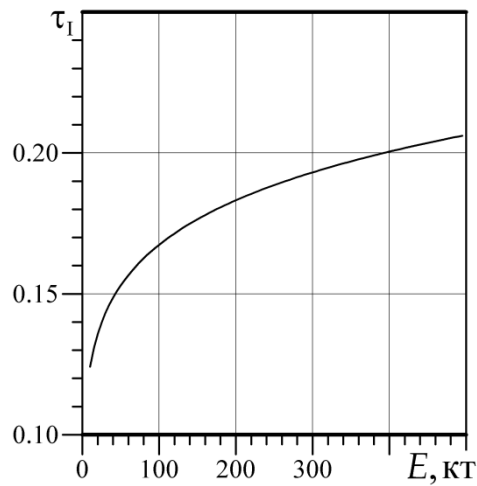


Рис. 3.15. Залежність коефіцієнта світності від повної кінетичної енергії

Вибір висотних та часових залежностей інтенсивності регулювався зміною маси та точок регресії траєкторії з обмеженнями: монотонність часових залежностей компонент швидкості, прискорення та маси. Розрахункові залежності регресії маси наведені на рис. 3.17.

За допомогою першої похідної від регресії маси визначаємо її витрату. Графік витрати маси зображено на рис. 3.18.

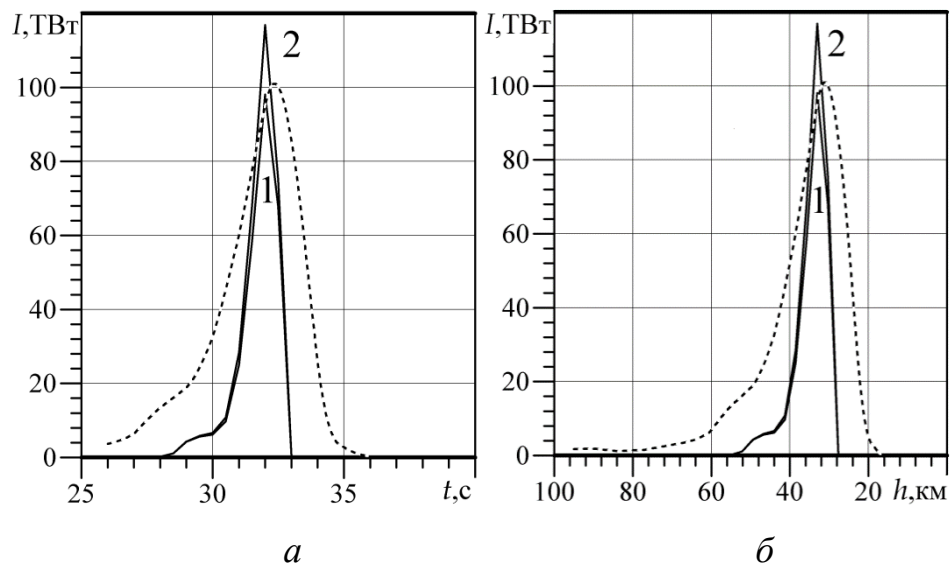


Рис. 3.16. Часова (а) та висотна (б) залежності інтенсивностей випромінювання. Штриховою лінією відзначено розрахункову інтенсивність за (3.23). Спостережувані інтенсивності згідно (3.22) для температур поверхні випромінювання 8000 К – (1) і 10000 К – (2).

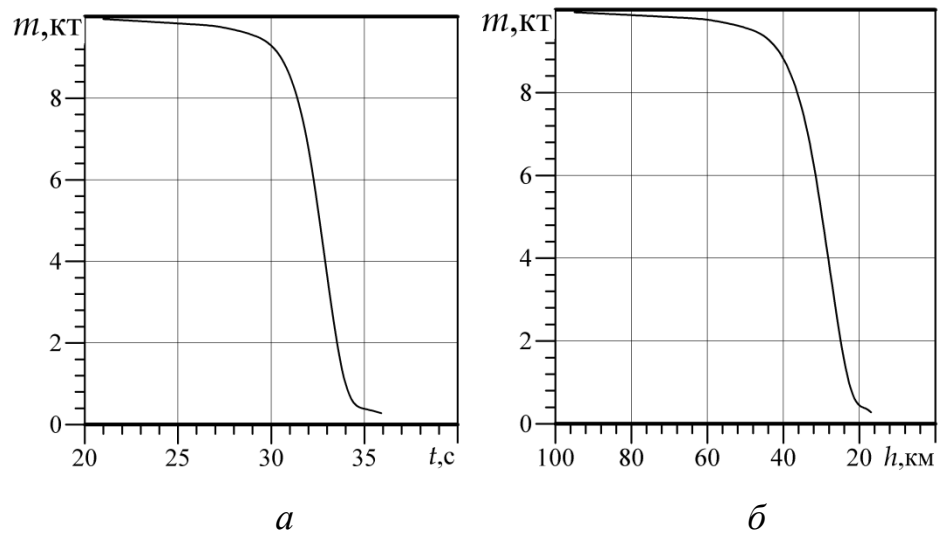


Рис. 3.17. Часова (а) і висотна (б) залежності маси метеороїда.

Час, с (UT – 03:20)

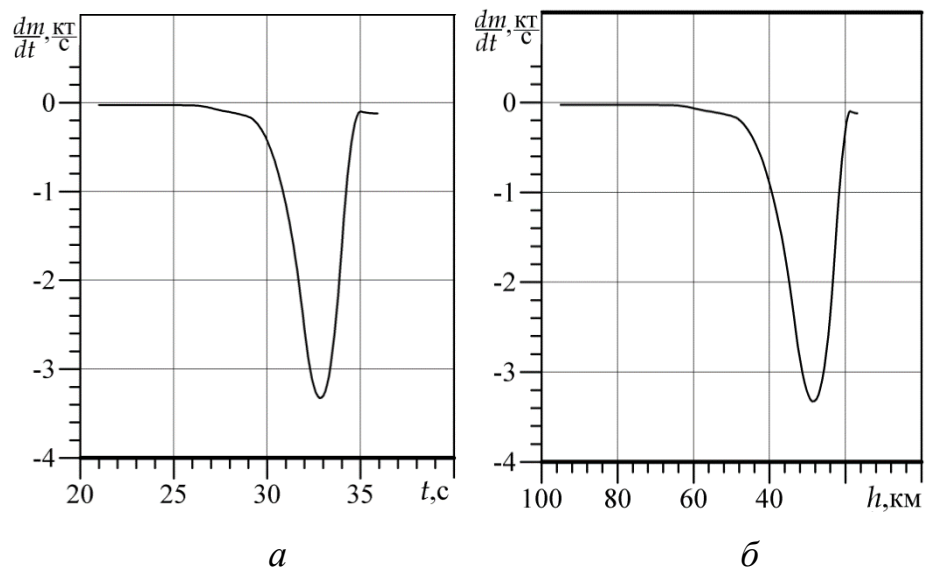


Рис. 3.18. Часова (а) та висотна (б) залежності витрати маси метеороїда.

Час, с (UT – 03:20)

3.7. Залежність ефективного міделя метеороїда від часу та висоти

За допомогою рівняння руху (3.12) виконаємо наближення (3.26) спостережної (за регресією) швидкості та розрахункової для визначення міделю

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} \approx -C_d \frac{\rho v^2}{2} S \frac{\mathbf{v}}{v}. \quad (3.26)$$

Основним розрахунковим параметром є добуток коефіцієнту динамічного опору та міделю $C_d S$, які діють спільно. Основна відмінність полягає в висотній залежності міделю S , в той же час коефіцієнт C_d постійний і відображає форму омиваємої поверхні та її шорсткість. Мідель описує об'єм омиваного об'єкта та впливає на характер обтікання. Властивості цих параметрів багато в чому перекриваються та незалежне визначення їх значень, без додаткової інформації, важко обрахувати. Зокрема, при лабораторних випробуваннях [242] невеликої та гладкої мідної кулі за високих швидкостей омивання коефіцієнт сягав $C_d = 0.4$. Визначення коефіцієнта динамічного опору задає максимальне значення $C_d = 2$. Значення коефіцієнту динамічного опору будемо шукати в інтервалі значень 0.4 – 2.0. Окремо зауважимо, що втрати енергії на руйнування та випромінювання уповільнюють рух метеороїда. З урахуванням витрати маси, рис. 3.18, 3.19, рівняння дає приблизну оцінку миделя. Визначимо ефективний мидель.

Результати зведення наближення (3.12) за швидкостями відображено на рис. 3.19.

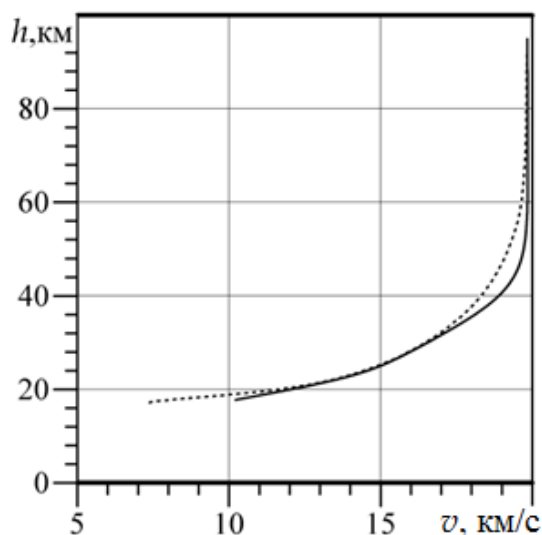


Рис. 3.19 Висотні залежності абсолютних швидкостей. Штрихова крива – регресія з рис. 3.5 та суцільна крива – розрахункова згідно (3.12).

Залежності ефективного міделю $S_{ef} = C_d S$, де втрати енергії на руйнування та випромінювання знехтуємо, наведено на рис. 3.20.

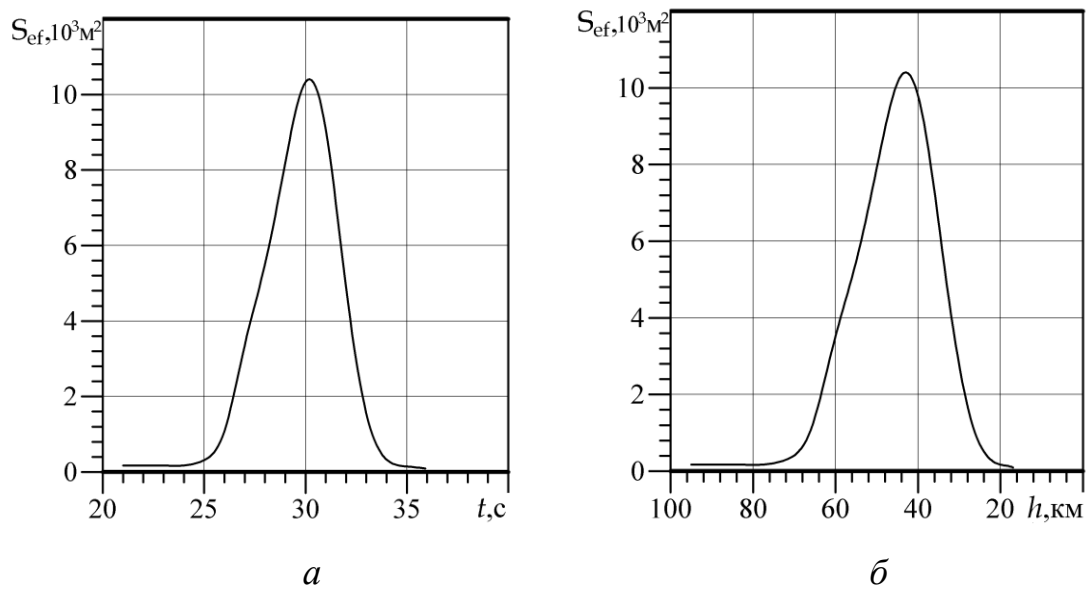


Рис. 3.20. Часова (а) та висотна (б) залежності ефективного міделю.

3.8. Баланс енергії

Розглянемо втрати енергії на опір повітря, руйнування, випромінювання та віддалення фрагментів у часі. До початку втрат маси та енергії на випромінювання утворюються умови для дії закону збереження імпульсу та енергії. Тобто дійсно рівняння руху (3.12). Далі метеороїд нагрівається, руйнується та випромінює. Втрати енергії на ці процеси уповільнюють рух і швидкість зменшується. Далі зруйнована речовина вилучається з основного тіла з поточною швидкістю. Тут маємо втрату маси. Послідовність цих дій з часовою тривалістю Δt наведено в таблиці 3.2, де $m_1 = m(t)$, $m_2 = m(t + \Delta t)$ – маса та $v_1 = v(t)$, $v_2 = v(t + \Delta t)$ – швидкості метеороїда в моменти часу t та $t + \Delta t$. Кожна втрата енергії призводить до гальмування метеороїда та зменшення його швидкості.

Таблиця 3.2

Перелік енергетичних втрат

№	Найменування	Маса	Швидкість	Втрати
	Первинний стан	m_1	v_1	—
1	Опір повітря	m_1	v_2	ΔE_d
2	Руйнування, абляція	m_1	v_3	ΔE_{abl}
3	Випромінювання	m_1	v_4	ΔE_r
4	Втрата фрагментів	m_2	v_4	ΔE_{ex}
5	Сума втрат			ΔE
	Кінетична енергія, що спостерігається			ΔE_{obs}

Де $v_4 \leq v_3 \leq v_2 \leq v_1$ й $m_2 \leq m_1$.

Ці втрати мають вигляд згідно (3.12), (3.13), (3.16) та (3.22)

$$\Delta E_d = C_d \frac{\rho v^3}{2} S \Delta t, \quad (3.27)$$

$$\Delta E_{abl} = \frac{C_h}{Q} \frac{\rho v^3}{2} S \Delta t = -Q \frac{dm}{dt} \Delta t, \quad (3.28)$$

$$\Delta E_r = \frac{I_{opt}}{r_{opt}(T)} \Delta t, \quad (3.29)$$

$$\Delta E_{ex} = \frac{(m_1 - m_2) v_4^2}{2} \approx -\frac{dm}{dt} \frac{v^2}{2} \Delta t, \quad (3.30)$$

$$\Delta E = \Delta E_d + \Delta E_{abl} + \Delta E_{ray} + \Delta E_{ex}, \quad (3.31)$$

$$\Delta E_{obs} = -\frac{d}{dt} \frac{mv^2}{2} \Delta t. \quad (3.32)$$

а рівняння енергетичного балансу згідно (3.31), (3.32)

$$\Delta E \approx \Delta E_{obs}, \quad (3.33)$$

та для потужностей

$$C_d \frac{\rho v^3}{2} S - Q \frac{dm}{dt} + \frac{I_{opt}}{r_{opt}(T)} - \frac{dm}{dt} \frac{v^2}{2} \approx -\frac{d}{dt} \frac{mv^2}{2}. \quad (3.34)$$

3.9. Залежність температури метеороїда від часу та висоти

Втрати енергії на випромінювання, рис. 3.14 були розраховані за спрощеною оцінкою температури випромінюючої поверхні. З урахуванням додаткових даних, таких як значення маси та міделю, можна отримати більш точну оцінку температури та, відповідно, інтенсивності випромінювання. У рівнянні (3.21) для видимого випромінювання для розрахунку температури необхідні додаткові знання про поверхню випромінювання.

Для визначення шуканої поверхні випромінювання звернемо увагу на газопилову хмару, хвіст з фрагментів метеороїда, який формується за основним тілом метеороїда (ядром). Хвіст утворен в результаті абляції – лущенням та сколюванням невеликих частинок речовини з передньої та бічної поверхні метеороїда. Між цими фрагментами з часом утворюється досить вільного простору для повного омивання фрагментів (частинок) потоком повітря, що набігає. В результаті частинки газопилової хмари відчують сильніший опір повітря, ніж суцільне ядро, уповільнюються, нагріваються, плавляться та випаровуються. На рис. 3.21 відображено висотну залежність світності в видимих зоряних величинах.

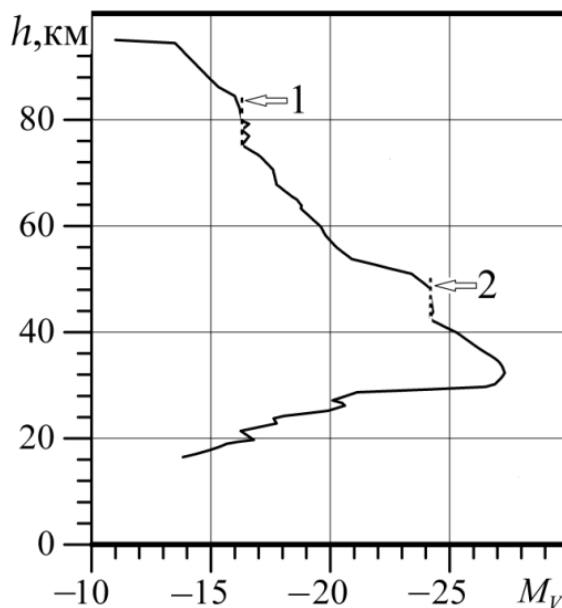


Рис. 3.21. Висотна залежність світності в видимих зоряних величинах M_v .

Цифрами «1» та «2» позначенні пологі ділянки.

Збільшення світності в інтервалі висот від 100 до 30 км пояснюється проникненням метеороїда в більш щільні шари атмосфери та опором повітря. Енергія на випромінювання, завдяки збільшенню густини повітря, повинна безперервно збільшуватися та відповідно до закону Стефана–Больцмана має безперервно збільшуватися й температура випромінюючої поверхні. Але на пологих ділянках ні випромінювання, отже, ні температура не збільшуються. Для руйнування речовини метеороїда на цих висотах тиску P набігаючого потоку повітря, що набігає, ще недостатньо.

На рис. 3.22 представлено висотну залежність тиску p набігаючого потоку повітря. Де $p = \rho v^2$, ρ – густина повітря на розрахунковій висоті, v – швидкість. Як видно з графіку, тиск на другій ділянці, відмітка 2, не перевищує 0.9 МПа.

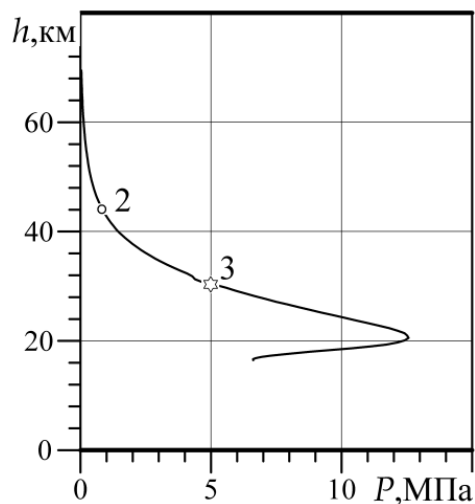


Рис. 3.22. Розрахункова висотна залежність тиску потоку повітря: позначено «2» – другу пологу ділянку; «3» – положення вибуху

Розумно припустити, що енергія, яка надходить, витрачається на перетворення речовини в поверхневому шарі метеороїда та відбувається зміна агрегатного стану речовини. На першій ділянці кривої світності, рис. 3.21, в інтервалі висот 84 – 74 км, в поверхневому шарі припускаємо зміну агрегатного стану речовини з твердого в рідкий, тобто плавлення. На другій ділянці, в інтервалі висот 50 – 42 км очікується перехід з рідкого стану

в газоподібний, тобто випаровування. На спадаючій частині кривої світності, рис. 3.21, спостерігаються невеликі сплески світності. Ймовірно там відбуваються зворотні процеси: конденсація та кристалізація речовини метеороїда з виділенням енергії.

Для визначення температури плавлення та кипіння речовини поверхневого шару скористаємося фізико-хімічним аналізом даного метеороїда [177]. Челябінський метеороїд відноситься до сімейства звичайних хондритів класу LL5, кам'яний метеороїд з малим вмістом заліза. За хімічним складом хондрит близький до родини земних мінералів типу олівін. Олівін, в свою чергу, складається в основному з форстериту – Mg_2SiO_4 і фаяліту – Fe_2SiO_4 . Основні тверді хімічні елементи та їх характеристики наведено в табл. 3.3 [197].

Таблиця 3.3

Основні хімічні елементи хондриту, крім кисню [197]

Елемент	$T_{пл}, K$	$T_{кип}, K$	% за масою	$H_1, \text{МДж/кг}$	$H_2, \text{МДж/кг}$
Si	1683	3523	17.5	1.77	12.6
Fe	1812	3473	20.3	0.25	6.27
Mg	923	1368	21	0.35	5.26

Інші хімічні елементи включають газоподібний кисень, звільнений після термічної дисоціації, та незначні домішки інших хімічних елементів.

У таблиці також наведено температури плавлення та випаровування, а також прихована теплота плавлення, H_1 , і прихована теплота пароутворення, H_2 . Теплота плавлення та випаровування максимальні для кремнію, отже, він в цілому і відповідальний за поглинання тепла при зміні агрегатного стану. Далі в розрахунках будемо приймати температуру в виділених ділянках на поверхні випромінюючого шару для кремнію. У цих ділянках, знаючи температуру, відповідно до закону Стефана–Больцмана ми зможемо оцінити площу поверхні, що випромінює.

За температурою випаровування кремнію $T_{Si}=3523$ К розрахуємо площу поверхні випромінюючого шару на ділянці 2, в момент часу $t_2=29$ с, відповідає 03:20:29 UT. Як видно з рис. 3.21, $M_V(t_2) = -23.88$. Згідно (3.17), інтенсивність видимого випромінювання $I_{opt}(t_2) \approx 1.87 \cdot 10^{12}$ Вт; згідно (3.20) та рис. 3.11 оптична поправка $r_{opt}(T_{Si}) \approx 0.2$. Тоді з (3.22) випливає, що інтенсивність випромінювання $I = I_{opt}/r_{opt} \approx 9.42 \cdot 10^{12}$ Вт, а площа випромінюючої поверхні

$$S_R = \frac{I}{\sigma T_{Si}^4} \approx 1.1 \cdot 10^6 \text{ м}^2.$$

Масу газопилової хмари Δm фрагментів, що бере участь в генерації випромінювання, визначимо як масу фрагментів, які відокремилися від метеороїда не більше ніж з $\Delta t = 6$ с тому

$$\Delta m = m(t - \Delta t) - m(t).$$

При входженні в щільні шари атмосфери хмара фрагментів, яка спочатку має кулясту форму, під впливом потоку повітря, що набігає, витягується й утворює хвіст. Поверхня хвоста нагрівається та випромінює. Візуально хвіст має циліндричну форму з площею поперечного перерізу, рівного міделю й основами у вигляді напівсфер. Тоді повна площа такого циліндра складе

$$S_R = 2\pi rL + 4\pi r^2,$$

де r – радіус міделю, м ; $r = \sqrt{S / \pi}$; L – довжина циліндру, м; S – мідель, м².

Звідси довжина та об'єм циліндру запишуться у вигляді

$$L = \frac{S_R - 4\pi r^2}{2\pi r} = \frac{S_R - 4S}{2\pi r},$$

$$V = SL = \pi r^2 \frac{S_R - 4S}{2\pi r} = \frac{r}{2}(S_R - 4S).$$

Густина газопилового тіла хвоста ρ_1 складе

$$\rho_1(t) = \frac{\Delta m(t)}{V}.$$

Випромінююча поверхня формується взаємодією двох середовищ: газопилової хмари хвоста та навколишнього повітря. Припустимо, що відношення густин хвоста та зовнішнього середовища близьке до сталого значення з моменту утворення хвоста та може бути використано для розрахунку площі поверхні, що випромінює, поза ділянкою 2, тобто

$$\xi = \frac{\rho_1}{\rho} \approx \text{const.}$$

Розрахунок відношення ξ наведений в табл. 3.3а.

Таблиця 3.3а

Параметр	Розрахунок
Маса хвоста	$\Delta m = m(t_2 - 6) - m(t_2) \approx 0.34 \cdot 10^6 \text{ кг}$
Мідель	$S(t_2) \approx 10.24 \cdot 10^3 \text{ м}^2$
Радіус міделю	$r(t_2) \approx 57 \text{ м}$
Об'єм хвоста	$V = 0.5r(S_R - 4S) \approx 0.5 \cdot 57 \cdot (1078 - 10.24) \cdot 10^3 = 29.6 \cdot 10^6 \text{ м}^3$
Висота	$h_2 = h(t_2) \approx 49.5 \cdot 10^3 \text{ м}$
Густина хвоста	$\rho_1 = \Delta m / V \approx 0.34 / 29.6 = 0.0114 \text{ кг/м}^3$
Густина повітря	$\rho_2 = \rho(h_2) \approx 1.14 \cdot 10^{-3} \text{ кг/м}^3$
Відношення	$\xi = \rho_1 / \rho = 0.0114 / 0.00114 \approx 10$

Відповідні формули для відновлення площі випромінюючої поверхні поза ділянкою 2 наведено далі.

Густина газопилового хвоста $\rho_1 = \xi \rho$, де ρ – густина повітря на розрахунковій висоті. Об'єм хвоста

$$V = \frac{\Delta m}{\rho_1} = \frac{m(t - \Delta t) - m(t)}{\rho_1}.$$

Площа поверхні

$$S_R = \frac{2V}{r} + 4S,$$

де S – мідель, м^2 та r – радіус міделю, м. Температуру поверхні, що випромінює, знаходимо з рівняння Стефана–Больцмана з урахуванням оптичної поправки

$$\frac{I_{opt}}{S_R} = \sigma T^4 r_{opt}(T).$$

Інтенсивність повного випромінювання

$$I = \sigma T^4 S_R.$$

Результат розрахунку температури представлений на рис. 3.23.

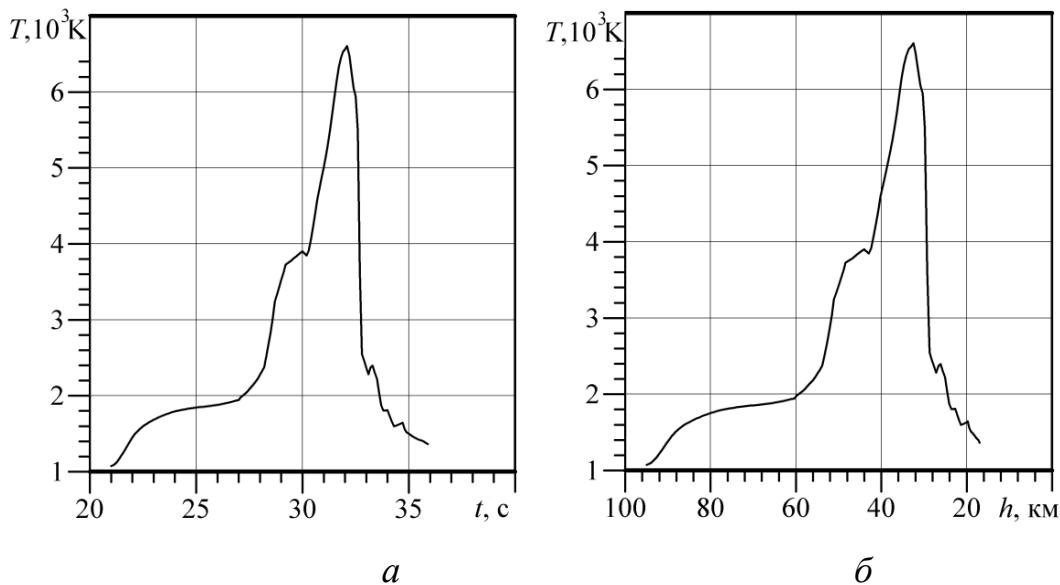


Рис. 3.23. Часова (а) та висотна (б) залежності температури випромінюючої поверхні. Час, с (UT – 03:20)

Результат розрахунку оптичної поправки для температури на рис. 3.23 представлений на рис. 3.24.

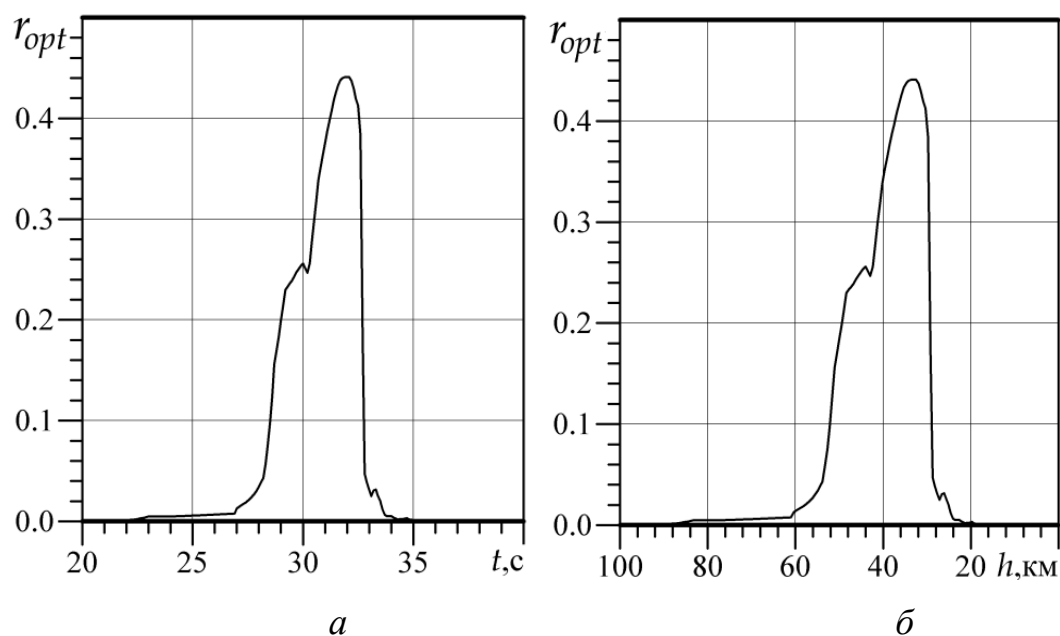


Рис. 3.24. Часова (а) та висотна (б) залежності оптичної поправки.

Час, с (UT – 03:20)

Результат розрахунку інтенсивності випромінювання з урахуванням оптичної поправки представлений на рис. 3.25.

Енергетичні внески випромінювань діапазонів в сумарну енергію випромінювання наведено в табл. 3.4.

Таблиця 3.4

Енергетичні внески випромінювань у стандартних діапазонах

Найменування	Діапазон, мкм	Внесок, %
Ультрафіолетовий	0.05 – 0.40	10
Оптичний	0.40 – 0.76	36
Інфрачервоний	0.76 – 4.00	54

Отже, знаючи температуру, можна отримати розподіл енергії випромінювання абсолютно чорного тіла за трьома діапазонами, рис. 3.26.

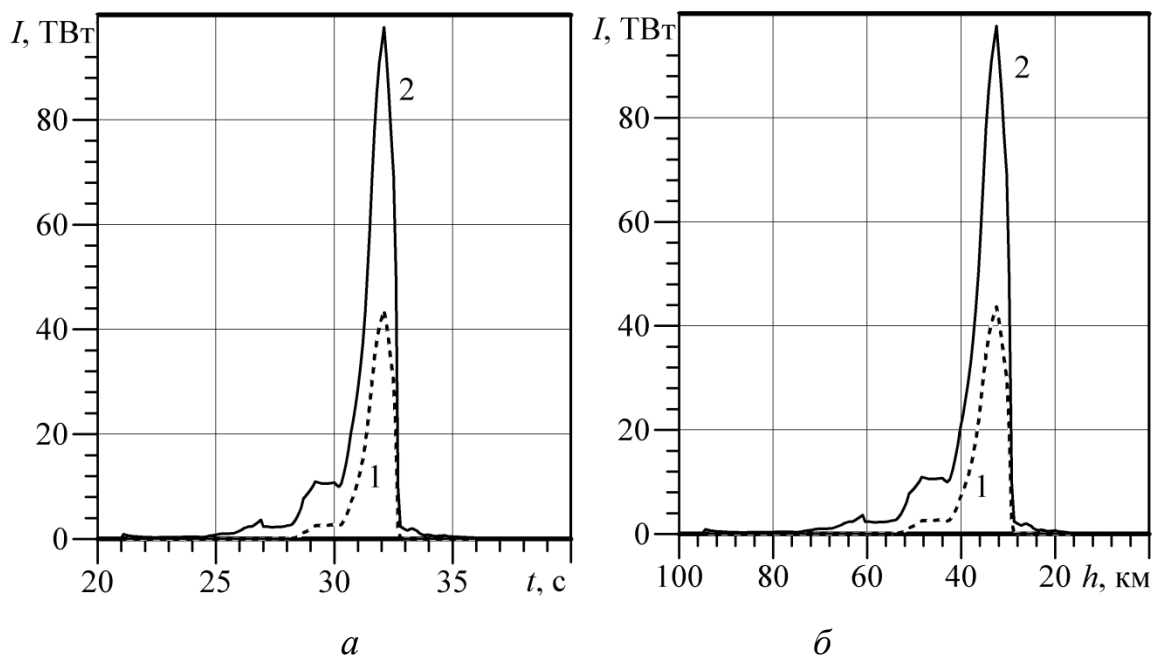


Рис. 3.25. Часова (а) та висотна (б) залежності інтенсивностей випромінювання оптичного – (1) та повного – (2) діапазонів.

Час, с (UT – 03:20)

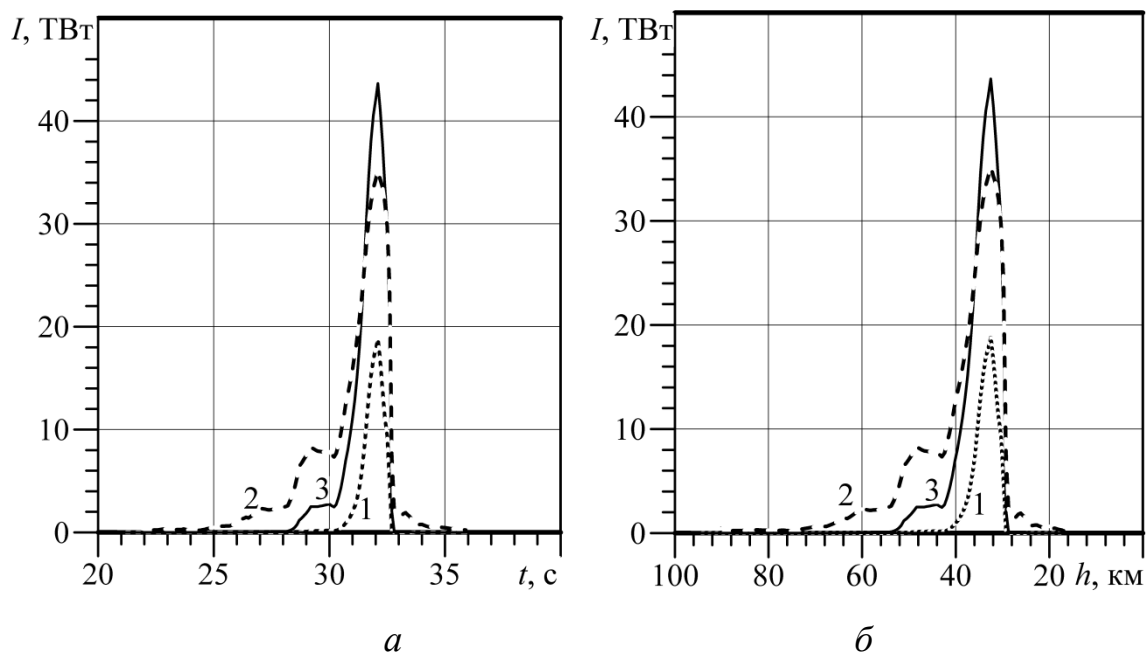


Рис. 3.26. Часова (а) та висотна (б) залежності інтенсивності випромінювань: 1 – ультрафіолетовий діапазон, 2 – видимий діапазон, 3 – інфрачервоний діапазон. Час, с (UT – 03:20)

3.10. Оцінка коефіцієнту динамічного опору та абляції

Виберемо інтервал часу прольоту метеороїда на висотах 74–84 км. Згідно зробленим допущенням, рис. 3.21, температура поверхні метеороїда на ділянці «1», що випромінює, стала і приблизно дорівнює температурі плавлення кремнію, $T_{пл} = 1683$ К. В цей період поверхневий шар метеороїда складається з твердого та рідкого стану речовин.

На вибраних висотах опір повітря недостатній для руйнування та наступного видалення фрагментів. Логічно припустити, що маса метеороїда стала і мідель незмінній, с первинним значенням $S_0 = \pi r^2 = 3.14 \cdot 9^2 \approx 254$ м². Також скористаємося поправкою оптичного випромінювання, рис. 3.11, для температури поверхні ділянки «1». Рівняння балансу в цьому випадку має вигляд

$$C_d \frac{\rho v^3}{2} S_0 \approx -m \frac{d}{dt} \frac{v^2}{2} - \frac{I_{opt}}{r_{opt}(T_{пл})}. \quad (3.35)$$

Використаєм наближення (3.35) для розрахунку коефіцієнта динамічного опору C_d . Для цього збудуємо регресію часової залежності потужності випромінювання та регресію для потужності кінетичної енергії, рис. 3.27.

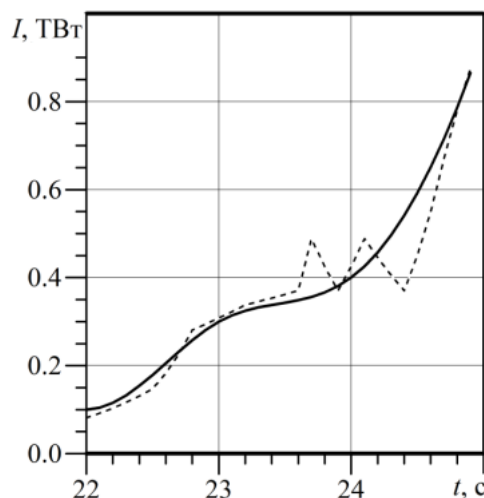


Рис.3.27. Часова залежність потужності повного випромінювання.

Пунктиром відображена крива спостереження з оптичною правкою. Суцільна крива – відповідна регресія. Час, с (UT – 03:20)

Для визначення C_d розрахуємо ліву та праву частини рівняння (3.35) для різних значень коефіцієнту динамічного опору (рис. 3.28, а). Суцільна лінія – права частина рівняння (3.25), пунктирна лінія – відповідно ліва частина. Похибку вибору C_d обчислюємо як відносне середнє квадратичне відхилення

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{k=0}^{n-1} \left(\frac{I(t_k) - I_d(t_k; C_d)}{I(t_k)} \right)^2},$$

$$t_k = 22 + k\Delta t, k = 0..n-1, \Delta t = 0.1 \text{ с}, n = 30.$$

де $I_d(t)$ та $I(t)$ – ліва та права частина рівняння (3.35). Крива похибки наведена на рис. 3.28, б.

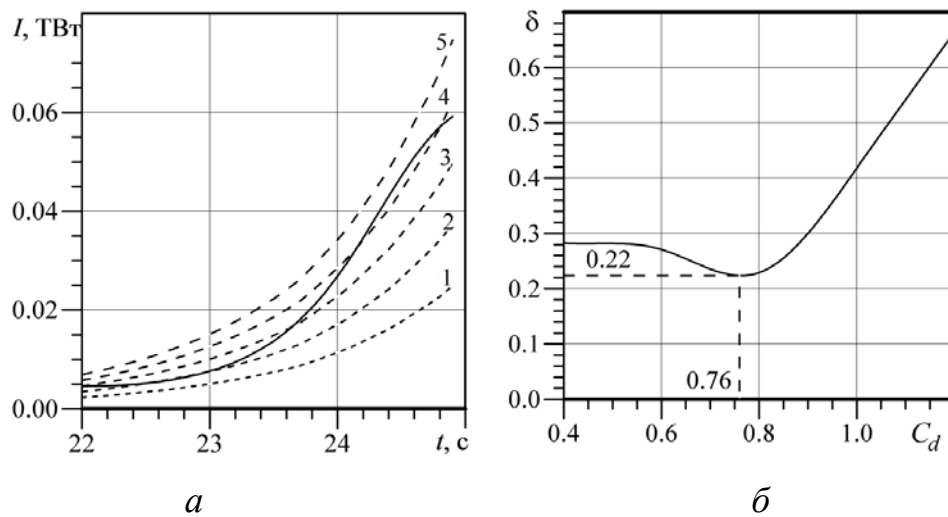


Рис. 3.28. Часова залежність потужності опору повітря (а) та відносне середнє квадратичне відхилення (б) з вибором оптимального коефіцієнту C_d .

Криві 1, 2, 3, 4 та 5 відповідають $C_d = 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ та 1.2 .

Оптимальне значення, згідно рис. 3.28, б, обираємо $C_d = 0.76$.

Перепишемо співвідношення (3.28) у вигляді

$$\frac{dm}{dt} \approx -\frac{C_h}{Q} \frac{\rho v^3}{2} S. \quad (3.36)$$

Скористаємося витратами маси, рис. 3.18. Через зведення витрат маси та моделі абляції вирахуємо висотну залежність міделя та значення відношення C_h / Q . Результат розрахунку наведено на рис. 3.29 та рис. 3.30.

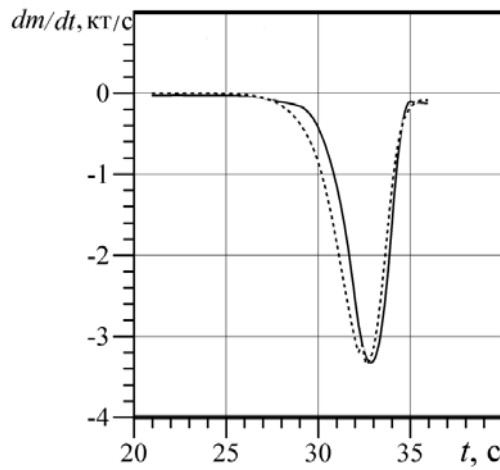


Рис. 3.29. Часова залежність витрати маси. Суцільна крива – витрати маси по світності, пунктиром – по моделі абляції, $C_h/Q \approx 2.5 \cdot 10^{-8}$ кг/Дж.

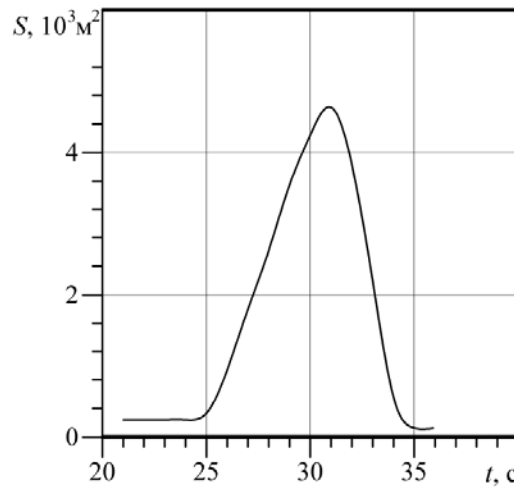


Рис 3.30. Часова залежність міделя. Час, с (UT – 03:20)

В рівнянні енергетичного балансу (3.34) розрахуємо значення питомої енергії абляції Q . Приближення рівнянь (3.36) та (3.37) використаємо сумісно для Q та міделя S .

$$C_d \frac{\rho v^3}{2} S - Q \frac{dm}{dt} + \frac{10^{2.72-0.4M_v}}{r_{opt}(T)} - \frac{dm}{dt} \frac{v^2}{2} \approx - \frac{d}{dt} \frac{mv^2}{2}, \quad (3.37)$$

або для лівої та правої частини співвідношення (3.37)

$$I(t; Q, S) \approx I_{obs}(t).$$

Похибку вибору Q обчислюємо як суму відносного середнього квадратичного відхилення та відносну похибку загальної енергії

$$\delta_Q = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{k=0}^{n-1} \left(\frac{I(t_k) - I_{obs}(t_k)}{I_{obs}(t_k)} \right)^2} + \frac{|E - E_{obs}|}{E_{obs}},$$

$$t_k = 20 + k\Delta t, \quad k = 0..n-1, \quad \Delta t = 0.1 \text{ c}, \quad n = 160.$$

Результат приближення наведено на рис. 3.31.

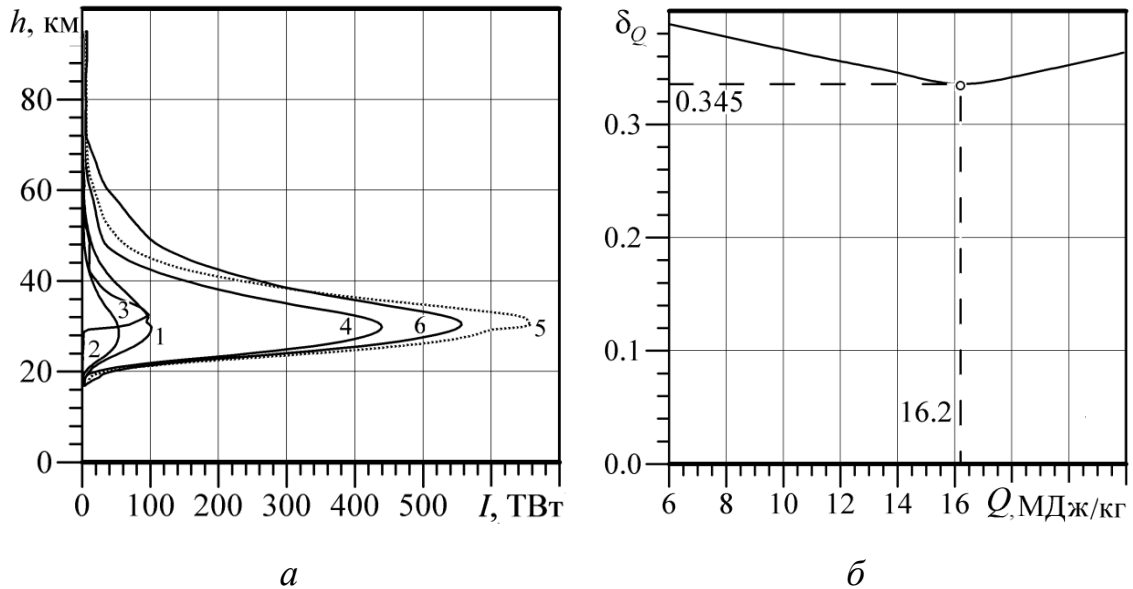


Рис. 3.31. Висотна залежність енергетичних втрат – (а). Похибка вибору δ_Q – (б). Цифрами позначені криві втрат 1 – пружні зіткнення з повітрям, 2 – руйнування метеороїда, 3 – випромінювання, 4 – вилучання фрагментів, 5 – сумарні втрати, 6 – потужність втрат по траєкторії спостереження.

Питома енергія абляції досягла $Q \approx 16.2 \cdot 10^6$ Дж/кг, а коефіцієнт $C_h = [C_h/Q] \cdot Q = 2.5 \cdot 10^{-8} \cdot 16.2 \cdot 10^6 \approx 0.4$.

Використоване рівняння руху (3.3) представляє диференціальну форму закону збереження імпульсу. Необхідні умови збереження маси та енергії та відсутність зовнішніх сил виконуються. Інші втрати енергії відбуваються за рахунок гальмування метеороїда.

Оцінка ефективного міделя на рис. 3.20 має вигляд первинного наближення. В розрахунках швидкість від пружних зіткнень має бути більше ніж с урахуванням втрат енергій. В розрахунках, рис. 3.20, використовуються

втрати маси и міделя. Результат розрахунку швидкості для міделя, рис. 3.31, наведено на рис. 3.32.

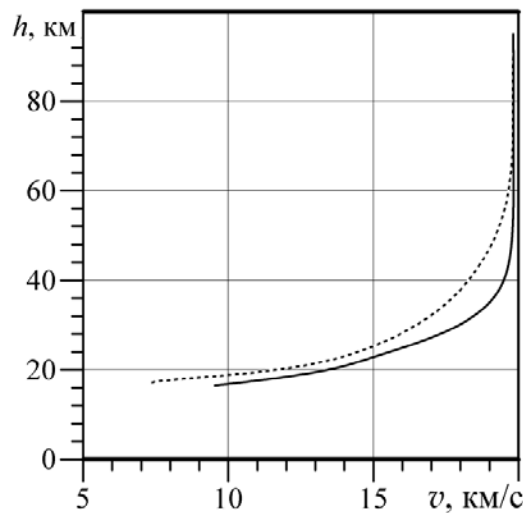


Рис. 3.32. Висотна залежність швидкості. Пунктирна крива – швидкість по регресії траєкторії спостережень, суцільна крива – розрахункова швидкість згідно (3.20).

Загальні енергетичні втрати наведені на рис. 3.33.

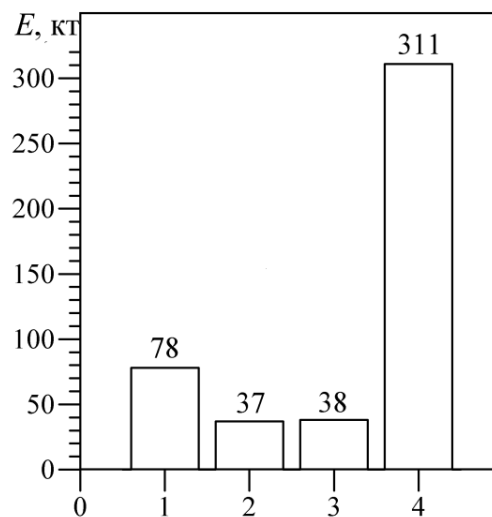


Рис. 3.33 Загальні енергетичні втрати. Цифрами позначено втрати: передача повітря (1) – 78 кт, на випромінювання (2) – 37 кт, на абляцію, руйнування (3) – 38 кт, на втрату маси (4) – 311 кт.

Відносна похибка загального енергетичного балансу не перевищує 2%.

Висновки до розділу 3

1. Розраховані висотно-часові залежності швидкості, прискорення, міделя та маси метеороїда.
2. Зведено висотно-часовий енергетичний баланс основних процесів, які супроводжують падіння метеороїда в кт ТНТ: розраховані витрати кінетичної енергії на опір повітря – 78 кт; випромінювання – 37 кт; абляцію та руйнування – 38 кт; видалення фрагментів – 311 кт (в одиницях кт ТНТ).
3. Оцінено коефіцієнт динамічного опору $C_d \approx 0.76$.
4. Розраховано висотну залежність температури поверхні випромінювання ($T_{\max} \approx 6400 \text{ K}$).
5. Оцінені коефіцієнт та питома енергія абляції ($C_h \approx 0.4$; $Q \approx 16.2 \text{ МДж/кг}$).
6. Розраховано висотні залежності інтенсивності випромінювань стандартних піддіапазонів, а також їх відносний енергетичний внесок.

Основні результати розділу опубліковані в роботах [12, 14, 17, 18].

РОЗДІЛ 4.
МОДЕЛЮВАННЯ СПЛИВАННЯ МЕТЕОРОЇДНОГО ТЕРМІКУ В
АТМОСФЕРІ ЗЕМЛІ

4.1. Вихідні співвідношення

Дотримуючись класичної роботи [235], в якості вихідних оберемо рівняння для швидкості руху центру нагрітого об'єму V повітря масою m , радіусом R , густиною ρ та абсолютною температурою T , швидкості збільшення маси утягненого холодного повітря з густиною ρ_0 , температурою T_0 та повного інтеграла плавучості

$$\frac{4\pi}{3}F = \frac{4\pi}{3}g\vartheta R^3, \quad (4.1)$$

де g – прискорення вільного падіння, $\vartheta = (T - T_0) / T_0$. Тоді з урахуванням опору повітря, яке не враховувалося в роботі [235], рівняння приймуть вигляд:

$$m \frac{dv}{dt} = F_A - mg - \frac{C}{2} \rho_0 v^2 S, \quad (4.2)$$

$$\frac{dm}{dt} = \alpha S_1 v \rho_0, \quad (4.3)$$

$$\frac{dF}{dt} = -N^2 v R^3. \quad (4.4)$$

Тут t – час, $F_A = \rho_0 V g$ – сила Архімеду.

Для сферичного утворення $S = \pi R^2$ – площа поперечного перетину, $S_1 = 4\pi R^2$ – площа поверхні кулі, α – коефіцієнт захоплення холодного повітря, $N \approx 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ – коефіцієнт Брента–Вяйсяля [236], $C = C_D + 8\alpha$ – ефективний коефіцієнт опору, C_D – коефіцієнт опору (для кулі за помірних швидкостей $C_D \approx 0.5$, а $\alpha \approx 0.1$ та $C \approx 1.3$) [237].

Оскільки $m = \rho V = 4\pi R^3 \rho / 3$, $\rho = \rho_0 T_0 / T$, рівняння (4.2) – (4.4) з урахуванням (4.1) набудуть вигляду:

$$\frac{dv}{dt} = \vartheta g - \beta(1 + \vartheta) \frac{v^2}{R}, \quad \beta = 3C / 8 \approx 0.5, \quad v(0) = 0, \quad (4.5)$$

$$\frac{dR}{dt} - \frac{R}{3(1 + \vartheta)} \frac{d\vartheta}{dt} = \alpha v(1 + \vartheta), \quad R(0) = R_0, \quad (4.6)$$

$$\frac{d\vartheta}{dt} + 3\vartheta \left(\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} \right) = -\frac{N^2 v}{g}. \quad \vartheta(0) = \vartheta_0. \quad (4.7)$$

Переходячи в системі рівнянь (4.5) – (4.7) до безрозмірних змінних

$$w = \frac{v}{v_0}, \quad v_0 = \sqrt{\vartheta_0 g R_0}, \quad r = \frac{R}{R_0}, \quad \tau = \frac{t}{t_0}, \quad t_0 = \frac{R_0}{v_0}, \quad \theta = \frac{\vartheta}{\vartheta_0},$$

отримаємо наступну систему рівнянь:

$$\frac{dw}{d\tau} = \theta - \beta(1 + \vartheta_0 \theta) \frac{w^2}{r}, \quad w(0) = 0, \quad (4.8)$$

$$\frac{dr}{d\tau} = \alpha \frac{(1 + \vartheta_0 \theta)^2}{1 + 2\vartheta_0 \theta} w - \frac{R_0}{3r_0} \frac{wr}{1 + 2\vartheta_0 \theta}, \quad r(0) = 1, \quad (4.9)$$

$$\frac{d\theta}{d\tau} = -\frac{R_0}{r_0 \vartheta_0} w - 3\theta \left(\frac{1}{r} \frac{dr}{d\tau} \right), \quad \theta(0) = 1, \quad (4.10)$$

де $\alpha \approx 0.1$, $\beta \approx 0.5$, $r_0 = g / N^2 \approx 10^5$ м, $N \approx 10^{-2}$ с⁻¹.

Якщо врахувати, що оператор $d / d\tau = w d / dx$, а $w = dx / d\tau$, то систему рівнянь (4.8) – (4.10) можна звести до такого вигляду:

$$w \frac{dw}{dx} = \theta - \beta(1 + \vartheta_0 \theta) \frac{w^2}{r}, \quad w(0) = 0, \quad (4.11)$$

$$\frac{dr}{dx} = \alpha \frac{(1 + \vartheta_0 \theta)^2}{1 + 2\vartheta_0 \theta} - \frac{R_0}{3r_0} \frac{r}{1 + 2\vartheta_0 \theta}, \quad r(0) = 1, \quad (4.12)$$

$$\frac{d\theta}{dx} = -\frac{R_0}{r_0 \vartheta_0} - 3\theta \left(\frac{1}{r} \frac{dr}{dx} \right), \quad \theta(0) = 1. \quad (4.13)$$

Тут $x = z / R_0$, z – висота центру тяжіння терміку.

Далі система нелінійних диференціальних рівнянь (4.8) – (4.10) і (4.11) – (4.13) розв’язувалася числовими методами. Зауважимо, що ця система в рамках зроблених вище припущень є точною.

4.2. Результати моделювання

4.2.1. Висотні залежності

Інтегруючи систему рівнянь (4.11) – (4.13), отримаємо залежності безрозмірної швидкості підйому w , безрозмірного радіусу r та безрозмірного надлишку температури θ терміку від безрозмірної висоти x .

Приклади результатів розрахунків при R_0 , що дорівнює 10, 100 та 1000 м, ϑ_0 , що дорівнює 1, 10 і 30, наведено на рис. 4.1.

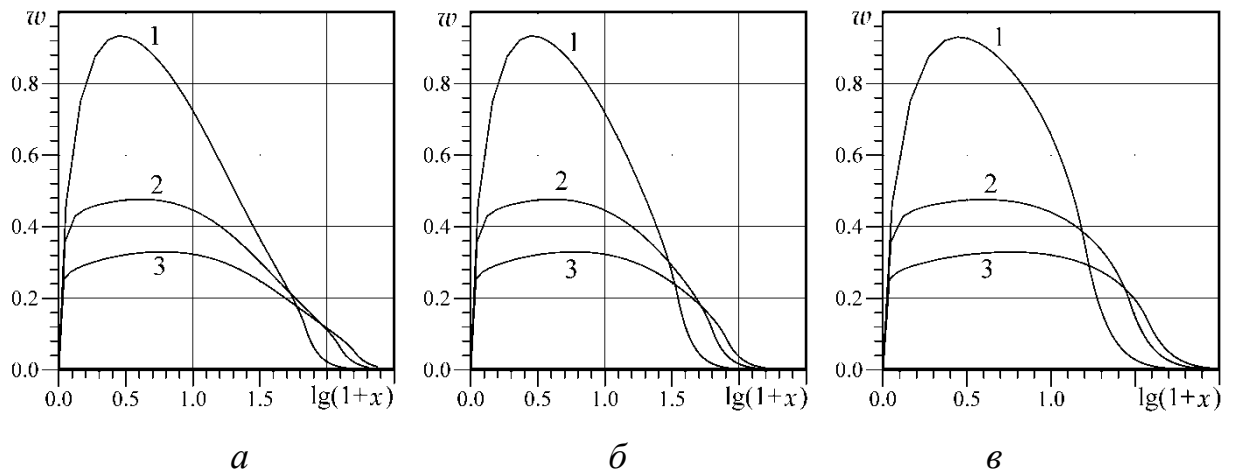


Рис. 4.1. Висотна залежність безрозмірної швидкості підйому w : a – $R_0 \approx 10$ м; b – $R_0 \approx 100$ м, v – $R_0 \approx 1000$ м; 1 – $\vartheta_0=1$, 2 – $\vartheta_0=10$, 3 – $\vartheta_0=30$

З рис. 4.1 видно, що за малих x ($x \leq 0.25$) w швидко збільшується, потім зростання w сповільнюється. При $x \approx 1.5 - 3.0$ спостерігається максимальне значення w_m . Далі має місце поступове зменшення w до 0. Важливо, що при збільшенні ϑ_0 значення відносної швидкості w_m зменшується, хоча абсолютна швидкість v_0 при цьому зростає. Чим менше R_0 , тим при більших значеннях x нагріте утворення зупиняється.

Залежність $r(x)$ за тих же значень R_0 и ϑ_0 наведено на рис. 4.2.

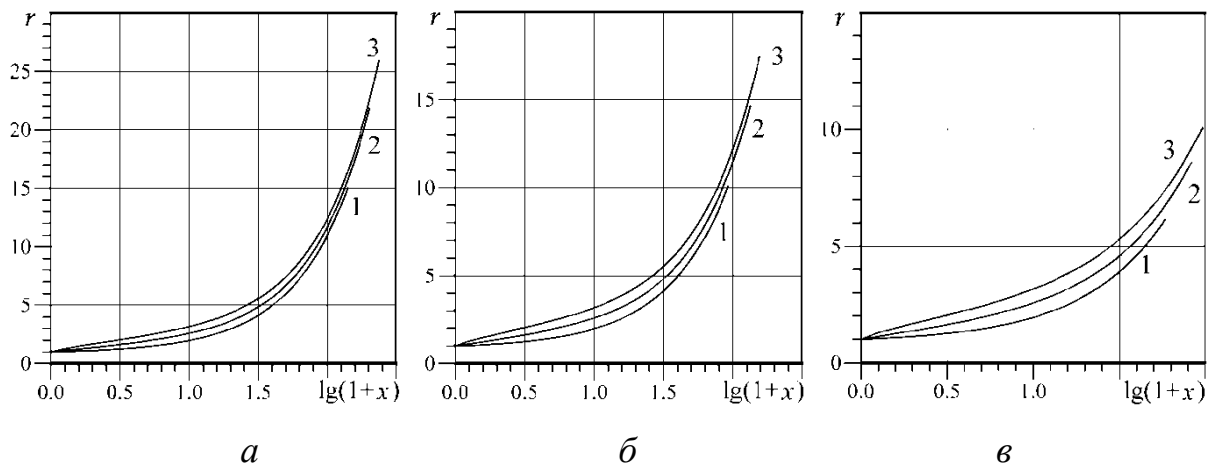


Рис. 4.2. Висотна залежність безрозмірного радіусу r : $a - R_0 \approx 10$ м; $б - R_0 \approx 100$ м, $в - R_0 \approx 1000$ м; 1 – $\vartheta_0=1$, 2 – $\vartheta_0=10$, 3 – $\vartheta_0=30$

За $x \leq 10$ спостерігається повільне зростання r , яке стає тим більшим, чим більше x . Значення r можуть збільшуватися в 25 – 10 разів при збільшенні R_0 від 10 до 1000 м відповідно. Зростання r припиняється при $x \approx 250 - 100$ для $R_0 = 10 - 1000$ м відповідно.

Залежність $\theta(x)$ за тих же значень R_0 и ϑ_0 наведено на рис. 4.3, з якого видно, що при $x \leq 1 - 10$ та $\vartheta_0 = 30 - 1$ відповідно має місце швидкий спад θ , який за більших x сповільнюється.

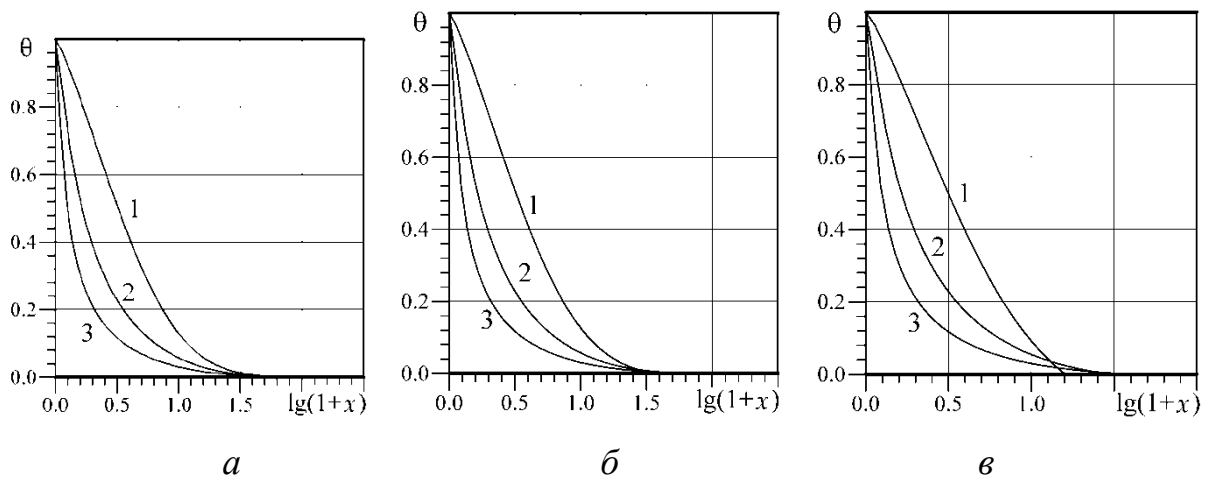


Рис. 4.3. Висотна залежність безрозмірного надлишку температури θ : $a - R_0 \approx 10$ м; $б - R_0 \approx 100$ м, $в - R_0 \approx 1000$ м; 1 – $\vartheta_0=1$, 2 – $\vartheta_0=10$, 3 – $\vartheta_0=30$

Практично повне охолодження терміку настає при $x \approx 10 - 30$ для $\vartheta_0 = 30 - 1$ відповідно.

4.2.2. Часові залежності

Залежність $w(\tau)$ при R_0 , що дорівнює 10, 100 та 1000 м, ϑ_0 , що дорівнює 1, 10 і 30, наведено на рис. 4.4.

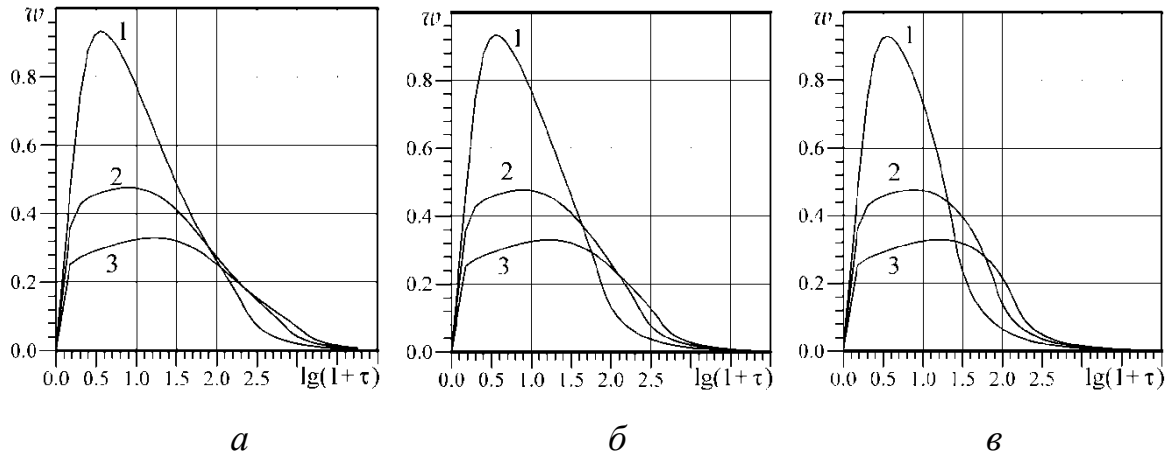


Рис. 4.4. Часова залежність безрозмірної швидкості підйому w : $a - R_0 \approx 10$ м; $б - R_0 \approx 100$ м, $в - R_0 \approx 1000$ м; 1 – $\vartheta_0=1$, 2 – $\vartheta_0=10$, 3 – $\vartheta_0=30$

З рис. 4.4 видно, що при $\tau \leq 0.6$ має місце швидке збільшення безрозмірної швидкості w , яке поступово сповільнюється. При $\tau \approx 2-3$ та $\vartheta_0 = 1$ досягається максимальне значення $w_m \approx 0.92$. При збільшенні ϑ_0 до 10 – 30 значення w_m зменшується до 0.48 – 0.32 відповідно та досягається за більших (5 – 20) значеннях τ . При подальшому збільшенні τ приблизно до 10^3 значення w поступово зменшується до 0.

Залежність $r(\tau)$ для тих же значень R_0 та ϑ_0 наведено на рис. 4.5, з якого випливає, що при $\tau \leq 10$ має місце порівняно повільне зростання $r(\tau)$, при більших значеннях τ зростання пришвидшується. Максимальне збільшення r до $r_m \approx 25 - 10$ в залежності від $R_0 = 10 - 1000$ м має місце при $\vartheta_0 \approx 30$. За менших ϑ_0 відмічаються менші значення r_m при всіх значеннях R_0 .

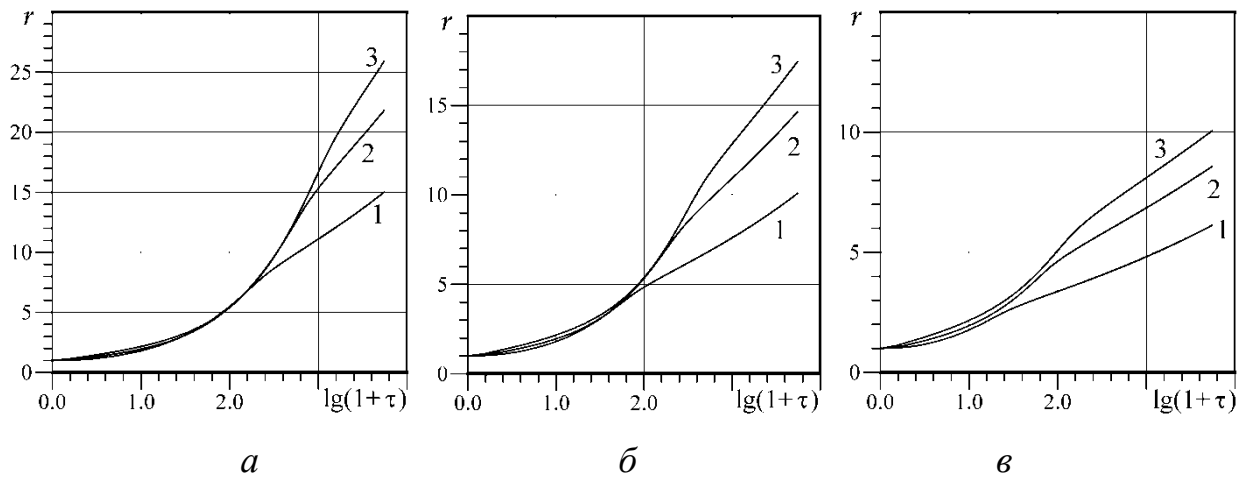


Рис. 4.5. Часова залежність безрозмірного радіусу r : $a - R_0 \approx 10$ м; $б - R_0 \approx 100$ м, $в - R_0 \approx 1000$ м; 1 – $\Theta_0=1$, 2 – $\Theta_0=10$, 3 – $\Theta_0=30$

Залежність $\theta(\tau)$ для тих же значень R_0 та Θ_0 приведена на рис. 4.6.

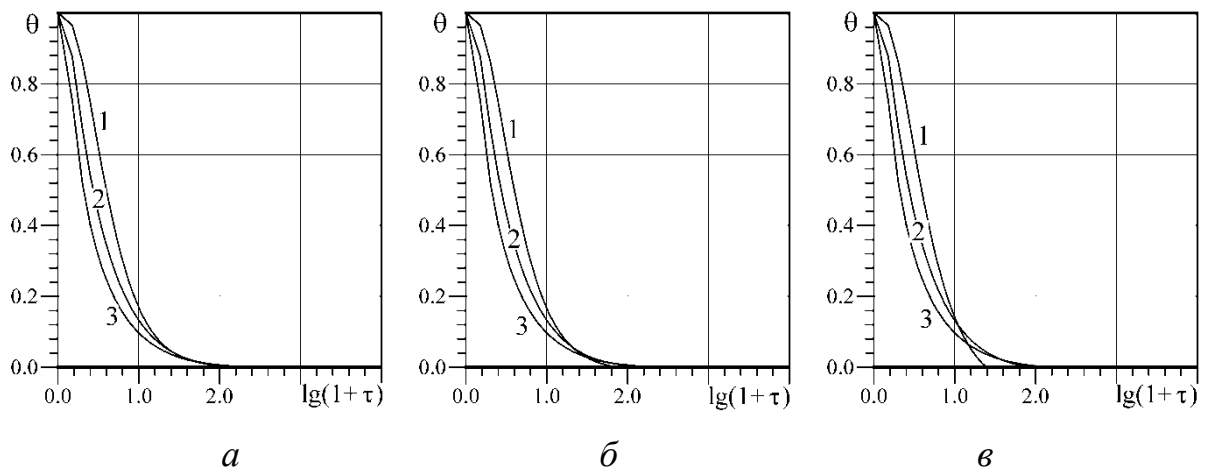


Рис. 4.6. Часова залежність безрозмірного надлишку температури θ : $a - R_0 \approx 10$ м; $б - R_0 \approx 100$ м, $в - R_0 \approx 1000$ м; 1 – $\Theta_0=1$, 2 – $\Theta_0=10$, 3 – $\Theta_0=30$

З рис. 4.6 видно, що при $\tau \leq 2$ має місце швидке зменшення $\theta(\tau)$, яке поступово сповільнюється. Практично повне охолодження терміку настає при $\tau \leq 30 - 100$. Чим більше Θ_0 , тим швидше для даного значення R_0 настає охолодження терміку.

4.2.3. Характерні періоди та швидкості

Масштабуючими параметрами швидкості та часу є v_0 та t_0 , іменовані далі характерними. Результати розрахунку характерної швидкості v_0 та характерного часу t_0 , що даються наступними співвідношеннями

$$v_0 = \sqrt{\vartheta_0 g R_0}, \quad t_0 = \frac{R_0}{v_0},$$

при R_0 , що дорівнює 10, 100 та 1000 м, ϑ_0 , рівному 1, 10 та 30 наведено в табл. 4.1 й табл. 4.2.

Таблиця 4.1.

Залежність характерної швидкості v_0 (м/с) терміку від його розміру та температури

ϑ_0	R_0 , м		
	10	100	1000
1	10	31	100
10	31	100	310
30	54	173	540

Таблиця 4.2.

Залежність характерного часу T_0 (с) терміку від його розміру та температури

ϑ_0	R_0 , м		
	10	100	1000
1	10	10^2	10^3
10	3.2	32	320
30	1.85	18.5	185

З табл. 4.1 видно, що при збільшенні R_0 и ϑ_0 характерна швидкість збільшується від 10 до 540 м/с. Збільшення R_0 призводить також до збільшення T_0 , а збільшення ϑ_0 – до зменшення T_0 . При цьому T_0 змінюється від одиниць до 10^3 с (див. табл. 4.2).

4.3. Обговорення результатів моделювання

4.3.1. Швидкість підйому терміку

Розрахунки показали, що спочатку швидкість швидко зростає, так як при досить малих значеннях v , а значить і w , сила опору повітря, пропорційна відношенню v^2/R , залишається досить малою (див. рис. 4.1, 4.4). При досягненні $w \approx w_m$ підйомна сила приблизно скомпенсована силою опору повітря. Близькість w до w_m триває протягом часу порядку 100 – 1000 с в залежності від значень R_0 і ϑ_0 . За цей час термік встигає піднятися на висоту близько 0.1 – 10 км в залежності від значень R_0 і ϑ_0 . При $\tau > 100$ і $x > 10 - 30$ безрозмірна швидкість w порівняно швидко убиває, оскільки термік до цього моменту часу на даних висотах повністю охолов та рухався виключно за інерцією.

Зауважимо, що характерна швидкість v_0 при великих значеннях $\vartheta_0 \approx 30$ та $R_0 \approx 1000$ м перевищує швидкість звуку (див. табл. 4.1). Однак, $v_m = v_0 w_m$ не перевищує $\sim 100 - 180$ м/с. Результати цих розрахунків підтверджуються даними спостережень спливання терміку після вибуху Челябінського метеороїда. При цьому максимальна швидкість підйому терміку досягала 130 – 210 м/с [210, 248, 249].

4.3.2. Радіус терміку

У міру підйому терміку його радіус повільно, а потім все швидше збільшувався (див. рис. 4.2, 4.5). Це пов'язано з приєднанням в процесі руху холодного повітря. Швидкість приєднання маси холодного повітря пропорційна $R^2 v$, швидкість збільшення радіусу терміку – v . Тому при $v \approx v_m$ радіус досить швидко збільшується. Збільшення радіусу відбувається до повної зупинки терміку. Відповідно до прийнятої моделі, при повній зупинці радіус може збільшитися в 2.5 – 10 разів при $R_0 = 10 - 1000$ м, тобто до $R_m \approx 250 - 10000$ м. Важливо, що більші терміки менше збільшуються в

розмірах. І, звичайно ж, менш нагріті терміки, повільніше підіймаючись, приєднують меншу масу повітря, радіус терміку при $\vartheta_0 \sim 1$ збільшується всього в 15 – 6 разів при $R_0 = 10 - 1000$ м, тобто $R_m \approx 150 - 6000$ м.

4.3.3. Охолодження терміку

Охолодження обумовлено приєднанням маси холодного повітря. Швидкість охолодження пропорційна швидкості підйому терміку і максимальна при $v \approx v_m$ (див. рис. 4.3, 4.6). Важливо, що більш нагрітий термік охолоджується швидше (грубо $d\theta/d\tau$ пропорційно $(-\theta^2)$). Залежність швидкості охолодження від R_0 порівняно слабка (див. рис. 4.3, 4.6).

4.3.4. Обмеження моделі

Як вже зазначалося, в рамках зроблених припущень модель процесів, що описуються співвідношеннями (1 – 3), (4 – 6) та (7 – 9), є точною. Вона досить точно описує фізичні процеси в однорідній стаціонарній атмосфері за порівняно малих значень початкової температури терміку. При відхиленні від цих умов модель описує процеси лише якісно. Тому отримані розв'язки вихідної системи рівнянь справедливі при підйомі терміку на висоти не більші за висоту однорідної атмосфери, яка близька до 8 км.

При врахуванні зменшення густини та тиску атмосферного газу з висотою з'являться розв'язки, що описують коливання поблизу висоти затримки терміку. Фізичні причини виникнення коливань наступні. Спливання терміку має місце за густини нагрітого повітря $\rho < \rho_0$, де ρ_0 – густина холодного повітря. Рухаючись за інерцією, термік піднімається в область атмосфери з меншою густиною, де $\rho > \rho_0$. За цієї умови термік, зупинившись, починає «тонуть» та потрапляє в область атмосфери, де $\rho < \rho_0$. Зупинившись, він далі починає спливати. Процес повторюється. Оскільки в процесі руху безперервно відбувається приєднання холодного повітря, коливання носять загасаючий характер.

Найбільш сильним допущенням використаної моделі є те, що термік при $\vartheta_0 \gg 1$ охолоджується тільки за рахунок приєднання холодного повітря, а цей процес є повільним. Характерний час такого охолодження, як показали розрахунки, $\tau \sim 10$, тобто близько $10 - 1000$ с при $R_0 \approx 10 - 1000$ м відповідно. Насправді ж, при $\vartheta_0 \gg 1$ виникає швидке охолодження терміку за рахунок випромінювання [210]. За час такого охолодження зміна радіусу та зміщення терміку незначні. Тому для практики найбільший інтерес представляє динаміка терміку з $\vartheta_0 \sim 1$. Характерний час охолодження збільшується при зменшенні ϑ_0 та $\vartheta(t)$.

Ще однією причиною, хоча і менш суттєвою, є атмосферні вітри, які зносять термік в горизонтальному напрямку. Охолодження терміку також сприяє атмосфера турбулентність. Характерний час турбулентної дифузії $\sim 1 - 10^4$ с для $R_0 \approx 10 - 1000$ м. Іншими словами, охолодження за рахунок турбулентного перемішування істотно лише для малорозмірних (~ 10 м) терміків.

Таким чином, в реальній атмосфері час підйому терміку навряд чи може перевищувати кілька сотень секунд, швидкість – $100 - 200$ м/с, а висота підйому – 10 км. За цей час радіус терміку може збільшитися всього в кілька разів. Такі оцінки добре підтверджуються спостереженнями терміку, що утворився в результаті вибуху Челябінського метеороїда [248, 249].

Висновки до розділу 4

1. Отримано числовий розв’язок системи нелінійних диференціальних рівнянь, що описують швидкість підйому, радіус терміку та надлишок температури в ньому як функції висоти та часу підйому терміку.

2. Встановлено, що швидкість підйому змінюється немонотонно: спочатку вона швидко збільшується, швидкість її збільшення в міру зростання сили опору повітря, що набігає, зменшується; протягом тривалого часу (десятки–тисячі секунд) ця швидкість є близькою до максимальної ($10 -$

180 м/с), а потім вона порівняно повільно (за сотні–тисячі секунд) спадає до нуля.

3. Встановлено що, чим більшою мірою нагрітий термік і чим більший його розмір, тим швидше він піднімається та досягає більших висот за більший проміжок часу.

4. В процесі підйому радіус терміку збільшується в 6 – 25 разів залежно від його початкового розміру та початкової температури за рахунок приєднання холодного повітря. Швидкість зростання радіусу терміку тим більше, чим більше поточне значення радіусу. Малорозмірний термік в більше число разів збільшує свій розмір, ніж великий термік. Збільшення радіусу терміку відбувається до повної його зупинки. Менш нагріті терміки, повільніше підіймаючись, приєднують меншу масу холодного повітря та менше збільшуються в розмірах.

5. Показано, що швидкість охолодження пропорційна швидкості підйому терміку та максимальна при досягненні максимального значення цієї швидкості. Більш нагрітий термік охолоджується швидше, ніж менш нагрітий. Швидкість охолодження терміку порівняно слабо залежить від його початкового розміру.

6. Головним обмеженням розглянутої моделі є неврахування охолодження терміку за рахунок випромінювання, яке особливо істотне за великої початкової температури терміку. Нехтування ефектом випромінювання призвело до завищення часу підйому та максимальної висоти підйому терміку. Менш істотним є неврахування атмосферного вітру та охолодження терміку за рахунок турбулентного перемішування з холодним повітрям.

Важливим обмеженням використаної моделі є неврахування зменшення густини атмосфери при збільшенні висоти. Тому розрахунки, строго кажучи, справедливі при висоті підйому не більше кількох кілометрів. Нехтування

падінням з висотою густини атмосфери виключає появу загасаючих коливань терміку поблизу висоти його затримки.

7. В цілому розглянута модель якісно та частково кількісно підтверджується результатами спостережень за підйомом терміку, утвореного під час вибуху Челябінського метеороїда.

Основні результати розділу опубліковано в роботі [13].

РОЗДІЛ 5

РАДІОФІЗИЧНІ СПОСТЕРЕЖЕННЯ ХВИЛЬОВИХ ЗБУРЕНЬ В ІОНОСФЕРІ, ЩО ВИКЛИКАНІ ПАДІННЯМ ЧЕЛЯБІНСЬКОГО МЕТЕОРОЇДА

5.1. Стан космічної погоди

Стан космічної погоди в основному визначається значеннями концентрації заряджених частинок, швидкості та температури частинок сонячного вітру, виміряних на ШСЗ ACE, густини потоків протонів і електронів, виміряних на супутниках GOES-8 і GOES-12 відповідно, а також індексів геомагнітної активності (A_E , D_{st} і K_p). 15 лютого 2013 р. концентрація частинок сонячного вітру не перевищувала $5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$, їх швидкість була близькою до 400 км/с, температура – близько $2 \cdot 10^4 \text{ К}$. Значення індексу D_{st} не опускалися нижче -30 нТл , а $K_p \approx 0$ (поблизу моменту падіння метеороїда). Таким чином, стан космічної погоди був спокійним, були відсутні збурення, викликані процесами на Сонці. Це сприяло виділенню збурень в іоносфері, обумовлених падінням Челябінського метеороїда.

5.2. Загальні відомості

Енергія вибуху Челябінського метеороїда була близькою до 10^{15} Дж , енергія ударної хвилі становила близько $0.6 \cdot 10^{15} \text{ Дж}$ [187, 188]. У міру віддалення ударної хвилі від області вибуху вона поступово слабшала, перетворюючись в акустико-гравітаційну хвилю. Остання, поширюючись у всі боки від місця енерговиділення, збурювала атмосферний тиск. Його квазіперіодичні варіації викликали такі ж варіації параметрів іоносферної плазми, і в першу чергу концентрації електронів N . Як показують теоретичні розрахунки, помітні збурення N повинні спостерігатися на відстанях R в сотні та навіть тисячі кілометрів від місця вибуху [187, 188]. Оскільки вторгнення космічного тіла з подальшим вибухом відбулося несподівано,

цілеспрямовані вимірювання комплексу ефектів падіння тіла у всіх середовищах (геосфері) виявилися неможливими. Очікувані ефекти зареєстровані лише «черговими» засобами. До них відносяться супутники глобального позиціонування (GPS), які дозволяють проводити практично безперервний моніторинг іоносфери в глобальних масштабах.

Взаємодії метеорних тіл з атмосферою Землі традиційно приділяється велика увага [163, 169, 170]. Дрібні космічні тіла генерують ефекти в основному в метеорній зоні (висоти 80 – 120 км). Великі тіла, генеруючи при польоті ударну хвилю, здатні створювати збурення у всій іоносфері [39, 157]. Експериментальних досліджень іоносферних ефектів, що виникають при падінні великих (десятки метрів) тіл, до теперішнього часу не було. Це обумовлено відносно малою частотою подібних подій (для тіла, аналогічного Челябінському метеороїду, вона становить один раз в 65 років [187, 188]).

Метою цього розділу є виклад і тлумачення результатів супутникових спостережень квазіперіодичних (хвильових) збурень в іоносфері, які супроводжували падіння Челябінського метеороїда.

5.3. Засоби та методи

Для радіопросвічування іоносферних збурень, викликаних падінням Челябінського метеориту, в цій роботі використовувалися сигнали супутників GPS. Останні виявилися зручними для вивчення просторово-часової картини збурень різної фізичної природи [250]. При поширенні через збурену область іоносфери сигнали супутників набувають додаткового набігу фази, який пропорційний повному електронного вмісту (ПЕВ) в похилому стовпі N_L . Перелік супутників GPS і радіоприймачів сигналів цих супутників, використаних в цій роботі, наведено в табл. 5.1. Там же зазначено географічні координати підіоносферних точок в момент початку та закінчення досліджуваного хвильового збурення (ХЗ) (для стислості початкові та кінцеві координати). При цьому підіоносферні точки

знаходилися як поблизу, так і південніше, на схід і на північ від області вибуху (рис. 5.1). На рис. 5.1 наведено розрахункові траєкторії підіоносферних точок в період доби 15 лютого 2013 року відносно станцій спостереження ARTU, TRIM і TUMP.

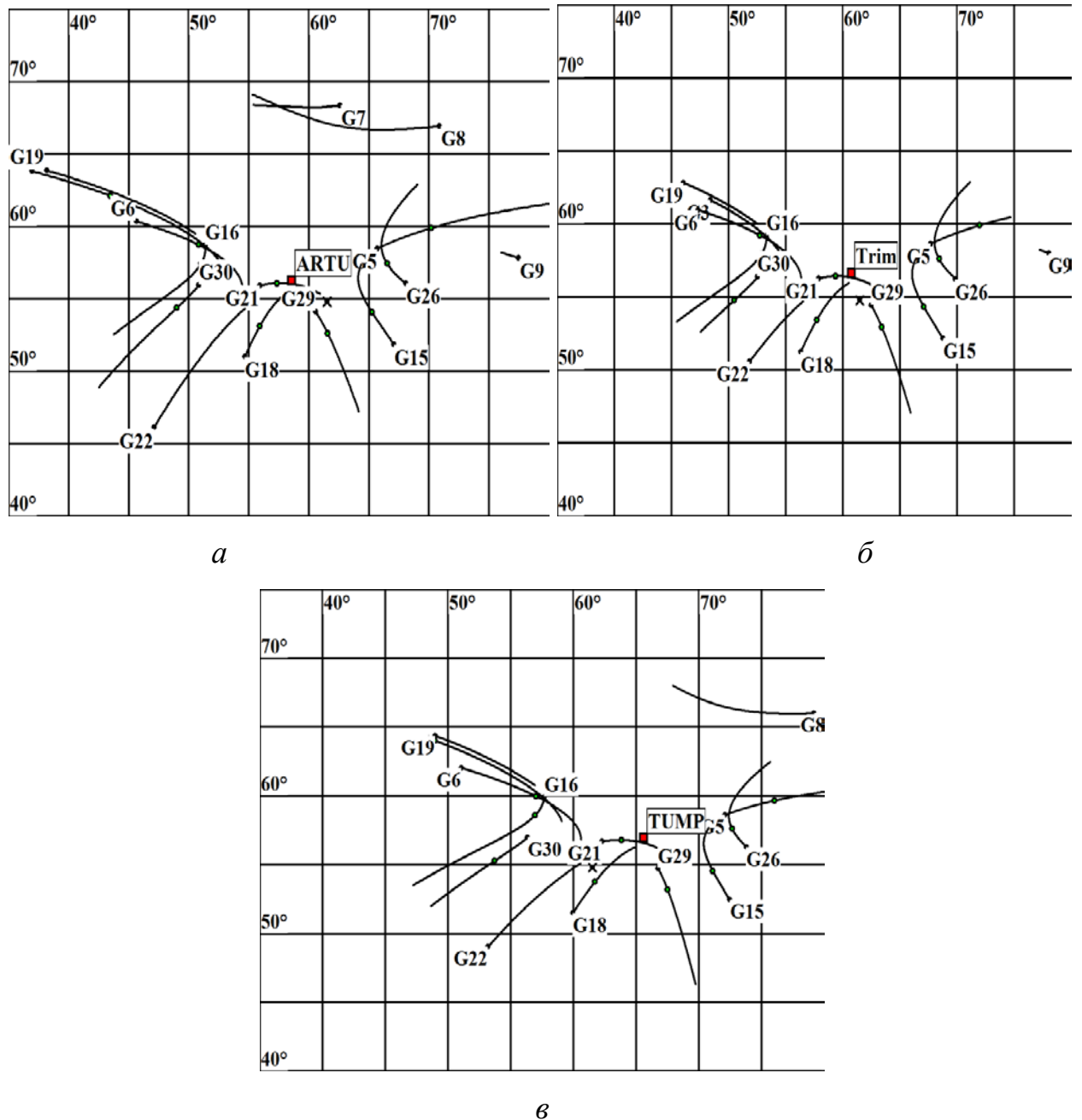


Рис. 5.1. Траєкторії підіоносферних точок супутників GPS 15 лютого 2013 р. в інтервалі часу 03:00 по 05:00 UT відносно станцій ARTU (*a*), TRIM (*б*) и TUMP (*в*)

Положення станцій відзначено прямокутниками, положення супутників на підіоносферній траєкторії в момент вибуху – кругами, місце розташування точки вибуху – хрестиком. Положення супутника на орбіті визначалося за навігаційними даними для тієї ж доби. В якості системи координат використовувалася система координат із зазначенням північної широти та східної довготи в градусах. Зауважимо, що прямокутна сітка координат зберігає масштаб відстаней лише за довготою. Для побудови траєкторій використовувалися супутники G6, G15, G16, G18, G21, G26, G29.

Середня висота іонізованого шару, в якому формується іоносферна поправка, приймалася рівною 350 км. Оскільки період обертання GPS-супутника навколо Землі становить приблизно 12 год, то протягом доби супутник сходить двічі. Підіоносферні точки в процесі спостереження ХЗ віддалялися від приймача на відстані від декількох сотень до приблизно тисячі кілометрів. Висота супутників $z_s \approx 20180$ км, швидкість руху $v_s = 3.8$ км/с. Радіопромінь від супутника до приймача проходить крізь область іоносфери, в якій формується фазове запізнення сигналу. Нехтуючи, як зазвичай, товщиною цієї області, замінимо реальну іоносферу тонким шаром, розташованим на висоті z_i . Точку перетину радіопромменя з висотою цього шару назвемо іоносферною. Проекція іоносферної точки на поверхню Землі відома як підіоносферна точка [250]. Покладемо, що іоносферна точка перебувала на висоті $z_i \approx 350$ км. При цьому її швидкість руху змінювалася в межах 60–500 м/с. Менше значення швидкості віднесено до моменту проходження супутнику поблизу зеніту для кожного приймача. Максимальна швидкість досягається при сході та заході супутника. Координати приймачів сигналів супутників та їх віддалення R_0 від епіцентру вибуху наведено в табл. 5.1. Видно, що віддалення R_0 становила 240 – 360 км. Приймачі розташовувалися на північний захід та на північний схід від епіцентру вибуху. Додамо, що через відносно малу швидкість сканування (~ 100 м/с)

збуреної області іоно сфери діагностика середовища носить просторово-часовий характер.

Таблиця 5.1.

Географічні координати приймачів сигналів супутників та відстань до місця вибуху метеориту (вздовж поверхні Землі)

Найменування приймача	Широта, півн.ш.	Довгота, сх.д.	Відстань, км
TRIM	56.78°	60.74°	240
ARTU	56.43°	58.56°	260
TUMP	57.13°	65.60°	360

Тому характер спостережуваних варіацій ПЕВ, взагалі кажучи, може бути обумовлений як просторовими особливостями збуреної області, так і часовими змінами ПЕВ [251]. Оскільки падіння метеороїда мало місце вже після сходу Сонця в іоносфері над м. Челябінськ і ефекти ранкового термінатору вже не виявлялися, варіації ПЕВ обумовлені в першу чергу просторовими структурами концентрації електронів. При цьому характерний просторовий масштаб (довжина хвилі збурення) λ може бути оцінений з наступної простої формули:

$$\lambda = v_s \frac{z_i}{z_s} T, \quad (5.1)$$

де T – період спостережуваних коливань. Строго кажучи, λ являє собою проекцію просторового масштабу, яка змінюється при зміні траєкторії ШСЗ по відношенню до напрямку поширення ХЗ. Для виявлення ХЗ, згенерованих прольотом Челябінського тіла, аналізувалися часові варіації похідної $\dot{N}_L(t)$. Для цього в кожній розрахунковій точці визначалися не тільки величина N_L , а

й оцінка її математичного очікування $\bar{N}_L$ на часовому інтервалі 3–5 хв. Оцінка похідної $\dot{N}_L$ за часом розраховувалася як відношення приросту $\dot{N}_L$ до інтервалу часу δt між сусідніми вимірюваннями. Для різних радіоприймачів інтервал часу між вимірюваннями становив 30, 5 або 1 с. Додамо, що похибка оцінки $\dot{N}_L$ була не гірше 10^{-4} ТЕС/с. При цьому похибка оцінки відносної амплітуди $\delta = \frac{\dot{N}_{L\max}}{\bar{N}_L}$ склала 10^{-5} с^{-1} , а $\delta = \frac{\Delta N_L}{\bar{N}_L} \approx \frac{\Delta N}{N} \approx 0.3 - 0.5\%$.

5.4. Результати спостережень

Розглянемо приклади часових варіацій швидкості зміни ПЕВ в похилому стовпчику N_L , що дорівнюють $\dot{N}_L = dN_L/dt \approx \Delta N_L/\Delta t$. Для спостереження збурень, викликаних вибухом космічного тіла, важливо відокремити ефекти сонячного термінатора. Схід Сонця в місці вибуху спостерігався з 00:40 до 02:45 на висотах від 410 до 0 км відповідно.

5.4.1. Вимірювання на станції TRIM

Часові варіації $\dot{N}_L$, отримані на станції TRIM для супутників G6 та G16, показані на рис. 5.2, а та рис. 5.3, а. Часові залежності відстані від точки вибуху до точки збурення N_L , наведено на рис. 5.2, б та рис. 5.3, б.

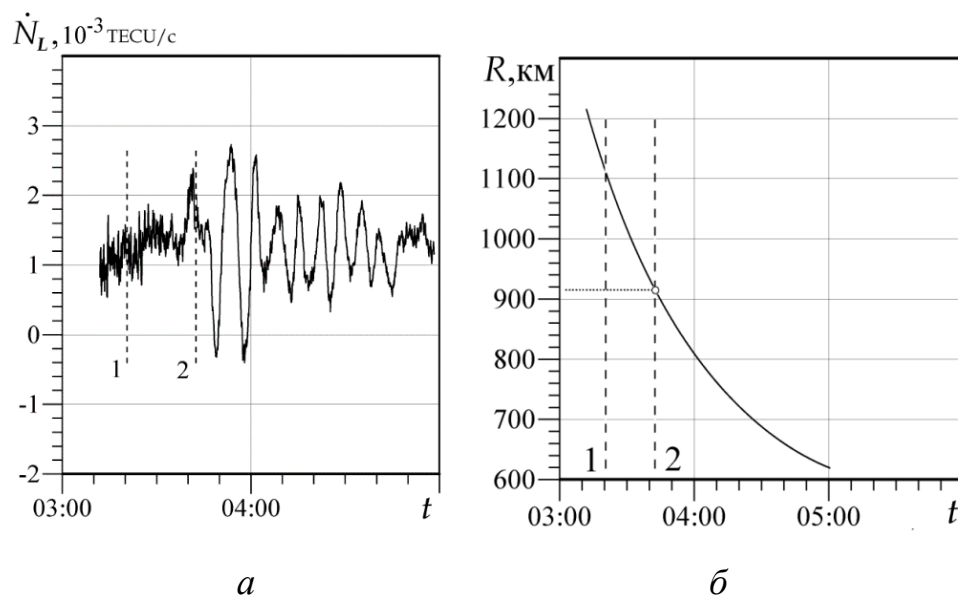


Рис. 5.2. Часові варіації $\dot{N}_L$ для ШСЗ G6 (станція TRIM). Лінії з цифрою «1» показують час вибуху, а з «2» початок хвильового збурення $\dot{N}_L$

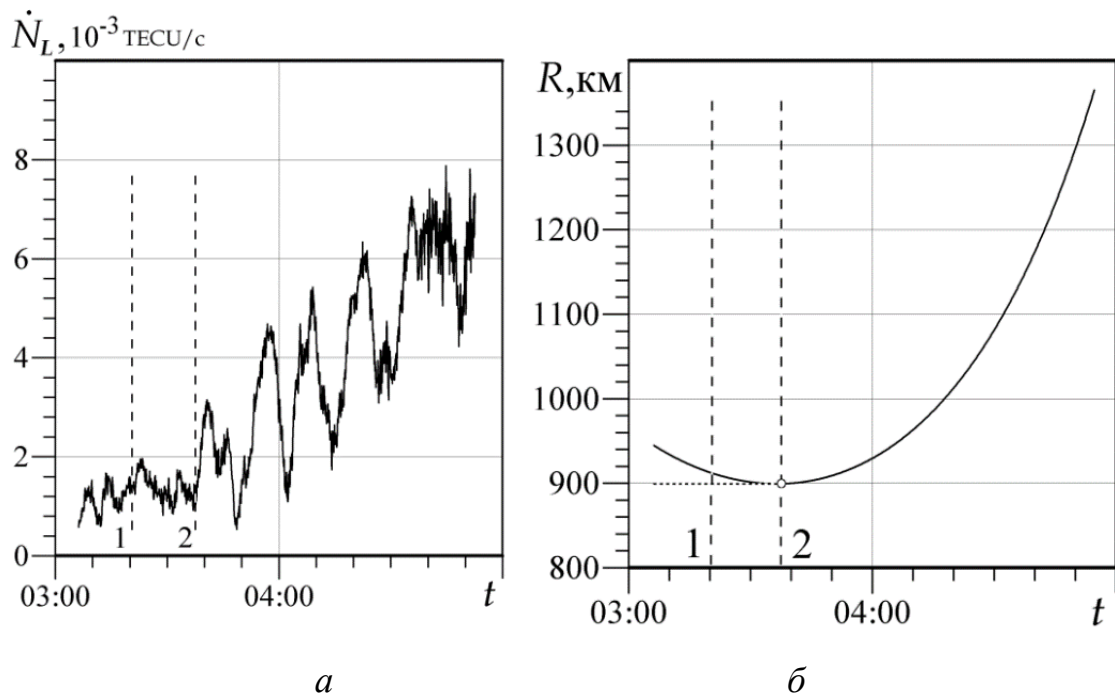


Рис. 5.3. Часові варіації $\dot{N}_L$ для ШСЗ G16 (станція TRIM)

Видно, що приблизно через 18 і 15 хв після вибуху метеороїда для супутників G6 і G16 відповідно виникло коливання $\dot{N}_L$ з періодом T , рівним 15 і 13 хв, тривалістю близько 60 хв та відносною амплітудою $\dot{\delta} = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ ($\dot{\delta} = \dot{N}_{L\text{max}} / \bar{N}_L = 0.001 \text{ TECU} / 10 \text{ TECU}$ (1 TECU = 10^{16} м^{-2})). Характер поведінки $\dot{N}_L$ для супутника G6 відрізняється від аналогічного параметру для ШСЗ G16. Для першого супутника спостерігався сильний викид $\dot{N}_L$ спочатку в бік позитивних значень, а потім в сторону негативних значень. Така поведінка властива ударним хвилям. Після зазначених сплесків мала місце квазіперіодична зміна $\dot{N}_L$, при цьому $T \approx 8$ хв.

5.4.2. Вимірювання на станції ARTU

Часові варіації $\dot{N}_L$ показано на рис. 5.4 та рис. 5.5. Видно, що приблизно за 18 хв після вибуху виникли квазіперіодичні варіації $\dot{N}_L$ з періодом 8 та 16 хв відповідно. Тривалість коливань дорівнювала приблизно 60 і 45 хв, амплітуда – 0.0008 і 0.003 TECU/с відповідно.

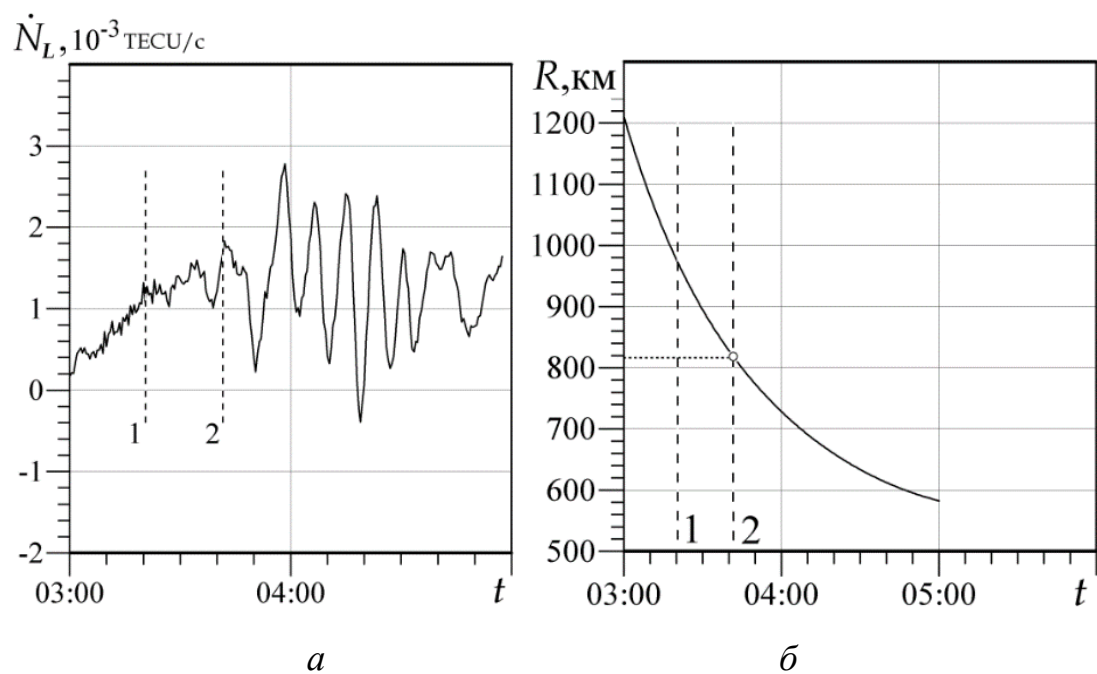


Рис. 5.4. Часові варіації $\dot{N}_L$ для ШСЗ G6 (станція ARTU)

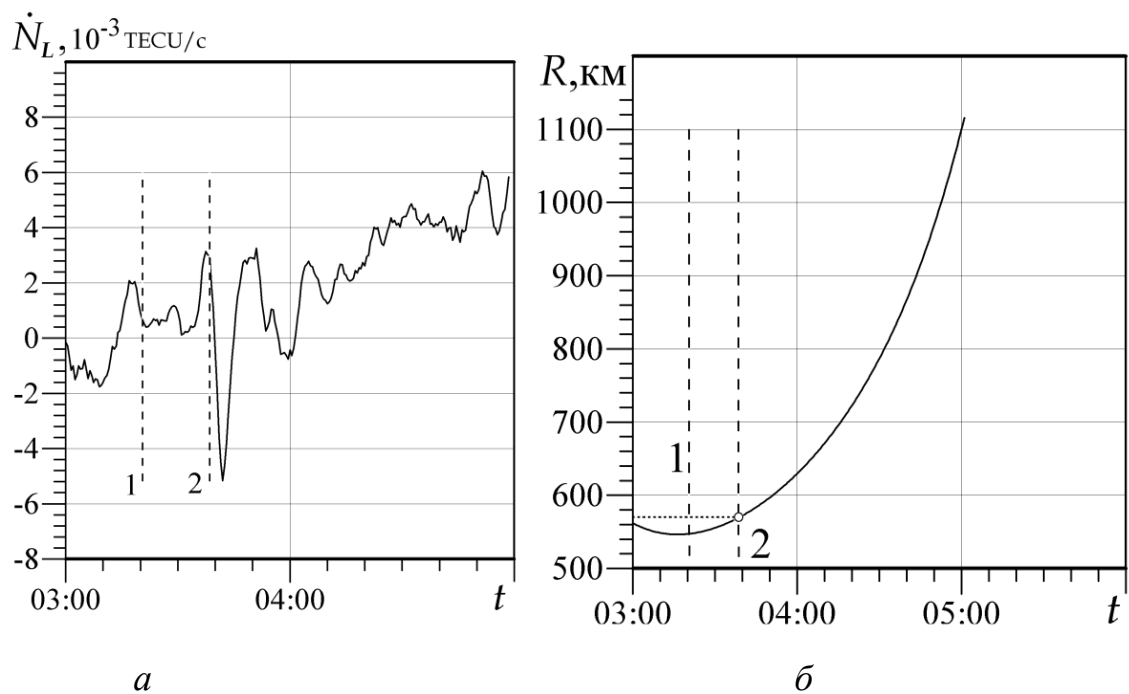


Рис. 5.5. Часові варіації $\dot{N}_L$ для ШСЗ G26 (станція ARTU)

При $\bar{N}_L = 10$ TECU маємо $\delta = (8...30) \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. Для супутнику G26 характер варіацій $\dot{N}_L(t)$ був подібним характеру варіацій, викликаних ударною хвилею.

5.4.3. Вимірювання на станції TUMP

Приблизно через 15–20 хв після вибуху метеороїда виникли квазіперіодичні варіації $\dot{N}_L(t)$ з періодами близько 8–10 і 25 хв (рис. 5.6 і рис. 5.7) і тривалістю 35 – 40 хв. Амплітуда коливань сягала 0.002 і 0.0035 TECU/с. При $\bar{N}_L = 10$ TECU маємо $\dot{\delta} = (2...3.5) \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$.

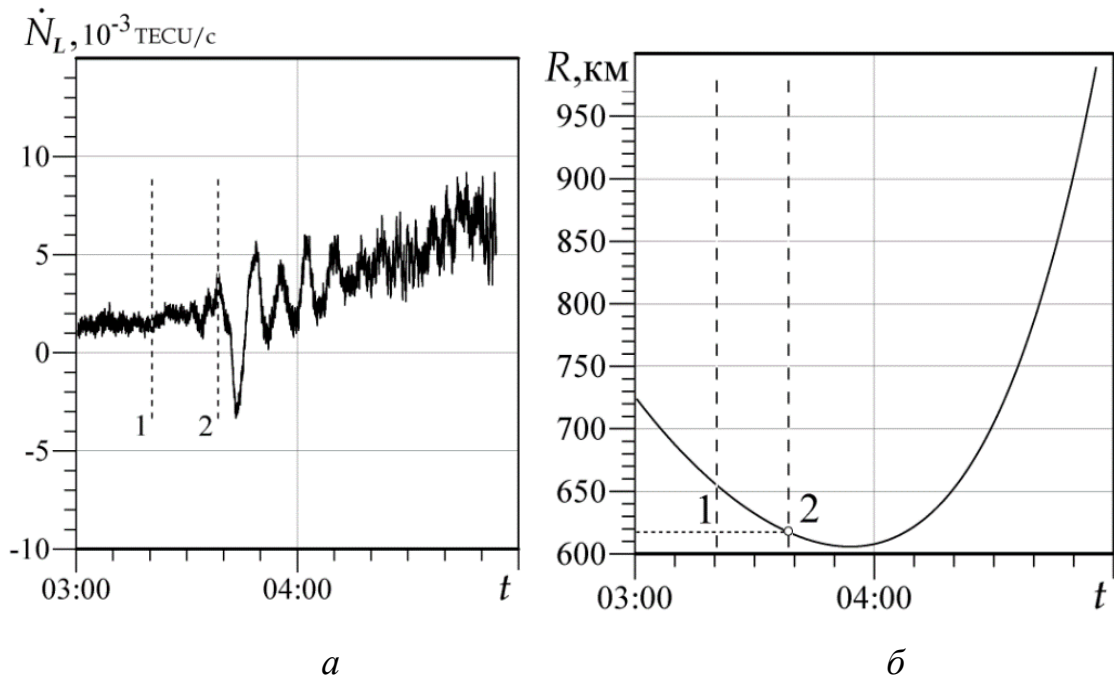


Рис. 5.6. Часові варіації $\dot{N}_L$ для ШСЗ G16 (станція TUMP)

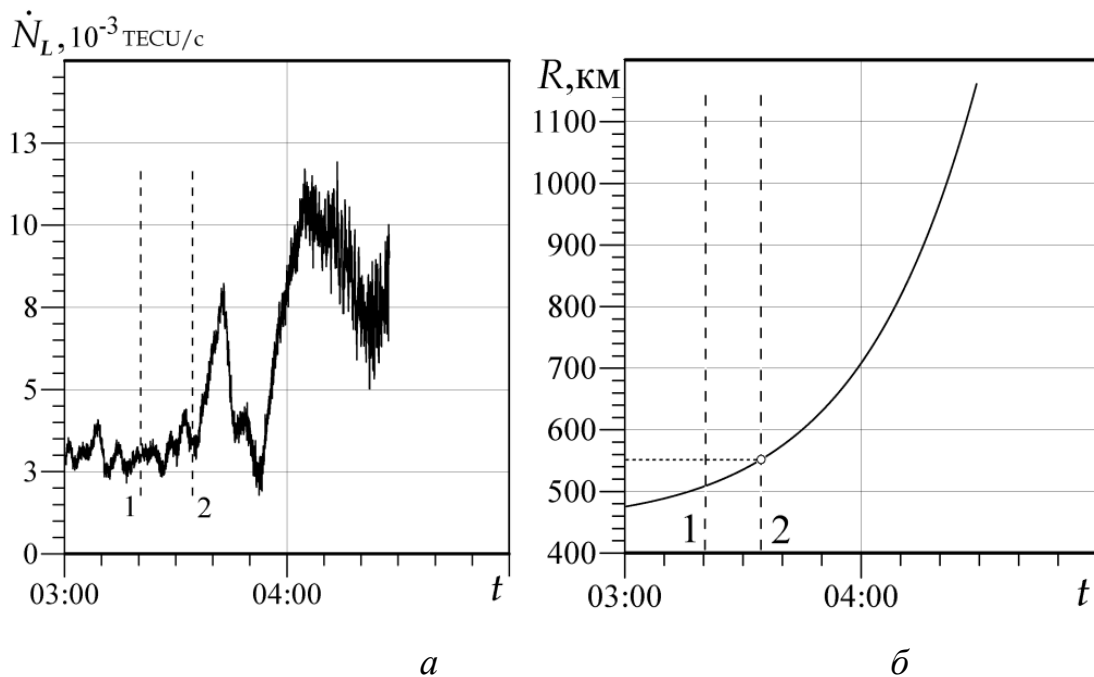


Рис. 5.7. Часові варіації $\dot{N}_L$ для ШСЗ G29 (станція TUMP)

На початку цугів спостерігалася реакція на проходження ударної хвилі.

5.5. Швидкості поширення хвильових збурень

На всіх реєстраціях $\dot{N}_L(t)$ для трьох станцій та восьми супутників спостерігалися квазіперіодичні варіації ПЕВ. Час запізнення цих варіацій слабо залежав від відстані між областю вибуху та приймачем. З огляду на те, що іоносферна точка знаходилася практично над приймачем, за часом запізнювання легко оцінити швидкість поширення коливання від місця вибуху до іоносферної точки.

Вважається, що основний внесок в ПЕВ дає область висот навколо іоносферної точки (тобто 200 – 500 км). Швидкість поширення ХЗ в горизонтальному напрямку дається наглядним співвідношенням

$$v = \frac{R}{\Delta t}, \quad (5.2)$$

де R – віддалення іоносферної точки від місця вибуху, Δt – час поширення збурення від області вибуху до висоти, де знаходиться область іоносфери, що дає основний внесок в ПЕВ (близько 350 км). Результати розрахунків наведено в табл. 5.2.

Таблиця 5.2.

Віддалення іоносферної точки R та час поширення збурення від точки вибуху Δt . Швидкість поширення v .

Станція	Супутник	R , км	Δt , мин	v , км/с
ARTU	G6	816	21	0.65
	G26	570	18	0.53
TRIM	G6	915	22	0.69
	G16	900	17	0.88
TUMP	G16	617	18	0.57
	G29	552	14	0.66

Для обговорюваних станцій $R \approx 450...705$ км. Тоді при $\Delta t \approx 16...24.5$ хв зі співвідношення (5.2) маємо $v \approx 500...530$ м/с. Зауважимо, що в ряді випадків ХЗ мало форму ударної хвилі. Внаслідок сферичної розбіжності ударної

хвилі її амплітуда досить швидко спадала в міру віддалення від місця вибуху. Тому швидкість ударної хвилі лише трохи перевищувала швидкість акустичної хвилі. Далі відмінність швидкостей не враховується, оскільки це було б перевищенням точності оцінки v .

5.6. Періоди хвильових збурень

У супутникових спостереженнях виникають спотворення величини періоду коливань ПЕВ. До цього призводить рух ШСЗ, точніше іоносферної точки, та усереднення несинфазних по висоті (дальності) ХЗ концентрації електронів вздовж похилого радіопроменя від супутника до приймача. Розглянемо ці спотворення періоду трохи докладніше. Виміряна частота коливань ω' пов'язана з реальною частотою ω періодичного процесу наступним співвідношенням: $\omega' = \omega - \mathbf{k}\mathbf{w}$, де $\mathbf{k}$ – хвильовий вектор ХЗ, $\mathbf{w}$ – швидкість руху іоносферної точки. Зміна частоти ХЗ викликана ефектом Доплера. Переходячи до періодів $T' = 2\pi/\omega'$, отримаємо, що

$$T = T' \left(1 + \frac{w_{\parallel}}{v} \right), \quad (5.3)$$

де $w = (\mathbf{k}\mathbf{w})/k$ – проекція $\mathbf{w}$ на вектор $\mathbf{k}$, v — швидкість ХЗ. Припускаючи, що $w \approx 70$ м/с, $v \approx 700$ м/с, та використовуючи (5.3), приходимо до співвідношення $(T - T') / T' \approx 0.1$. Таким чином, для супутників типу GPS зміною ω і T за рахунок ефекту Доплера часто можна знехтувати. У ряді випадків більш суттєвою є інша причина. Оскільки в діапазоні висот 200 – 500 км початкова фаза ХЗ істотно відрізняється на різних відстанях, при усередненні уздовж радіопроменя відбувається не тільки удаване зменшення періоду, а й зменшення амплітуди ХЗ. Крім того, ХЗ сильно локалізовано за висотою. Воно займає ефективний діапазон висот $\Delta z \approx 50 \dots 100$ км. Наші модельні розрахунки показали, що і період ХЗ через несинфазності коливань на різних висотах можуть зменшитися на десятки відсотків і більше. Амплітуда ХЗ $\delta_N = \Delta N/N$ зазвичай зменшується приблизно в три рази.

За співвідношенням (5.1) оцінимо просторовий масштаб ХЗ. Якщо спостережуваний період коливань $T = 8...10$ хв, то $\lambda \approx 32...40$ км. При $v = 500$ м/с на висоті $z_i = 350$ км маємо період ХЗ $\lambda/v \approx 64...80$ с. Такі періоди властиві інфразвуку на висотах F-області іоносфери.

5.7. Амплітуда хвильових збурень

За експериментальними даними для всіх станцій $\dot{\delta} = (8 - 35) \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. Несинфазність коливань на різних висотах призвела до заниження $\dot{\delta}$ в 1.2 – 1.3 рази. Тоді реальне значення $\dot{\delta} = (1...4.6) \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. Необхідно також врахувати, що δ приблизно в 3 – 5 разів менше δ_N [250]. З урахуванням цього $\dot{\delta} = (3...23) \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. Нарешті, при оцінці величини $\dot{\delta}$ необхідно мати на увазі, що на неї істотно впливає ракурсний ефект [250]. Знаючи $\dot{\delta}$ і T , за співвідношенням

$$\delta = \frac{\dot{\delta} T}{2\pi} \quad (5.4)$$

можна обчислити δ . Виявилось, що при періоді $T = 8-10$ хв амплітуди δ і δ_N ХЗ на відстані в кілька сотень кілометрів від епіцентру вибуху не перевищували 0.8 – 4.6 % та 2.4 – 23 % відповідно. В ударній хвилі $\dot{\delta}$ і квазіперіод більше приблизно в 2 і 1.5 рази відповідно. При цьому з урахуванням [187] в три рази більше як δ , так і δ_N . Важливо, що амплітуда ХЗ, що слідували за вибухом метеороїда, була помітно більшою, ніж в контрольні інтервали часу. Отримані параметри ХЗ свідчать про те, що вибух Челябінського метеороїда призвів до генерації акустико-гравітаційних хвиль у верхній атмосфері. Параметри хвиль добре узгоджуються з параметрами, оціненими як теоретично, так і зі спостережень, проведених в м. Харків.

5.8. Порівняльний аналіз

Цікавим є порівняння параметрів ХЗ, що супроводжували падіння Челябінського метеороїда, з параметрами хвиль, що генеруються

землетрусами, потужними вибухами та стартами великих ракет. Моніторинг ХЗ, викликаних цими джерелами, проведено в роботі [250]. При магнітуді землетрусу $M \approx 7 - 8$ (енерговиділення порядку $10^{15} - 10^{17}$ Дж $\approx 0.25 - 25$ Мт ТНТ) отримано, що $T \approx 3 \dots 10$ хв, $\delta \approx 1 \dots 3$ % на відстанях від епіцентру 100–1000 км. Середня швидкість ХЗ була близькою до 700 м/с.

Наземний вибух з енерговиділенням 2 кт ТНТ призвів до виникнення над епіцентром на іоносферних висотах N -образного збурення концентрації електронів з $T \approx 3$ хв, $\delta \approx 7.5\%$. Швидкість поширення ХЗ була близькою до 700 м/с [250]. При стартах потужних ракет (енерговиділення $10^{11} \dots 10^{13}$ Дж $\approx 0.25 \dots 25$ кт ТНТ) ХЗ мали такі параметри: $T \approx 3 \dots 6$ хв, $v \approx 600 \dots 900$ м/с та $\delta \approx 1$ % [250].

З наведених даних випливає, що різні за своєю фізичною природою джерела генерували коливання інфразвукового діапазону з близькими періодами. Значення відносних амплітуд, природно, залежали від величини енерговиділення та відстані від джерела до місця спостереження. Як правило, добре виявлялися особливості ударно-хвильового впливу.

Висновки до розділу 5

1. Експериментально встановлено, що проліт і вибух Челябінського метеороїда призвів до генерації та поширення хвильового збурення з параметрами акустичних хвиль ($T = 64 - 80$ с).

2. Тривалість хвильового цуга становила не більше 5–6 періодів.

3. Значення періодів хвильового збурення становили 8 – 10 хв.

4. Нескореговані значення відносних амплітуд ХЗ $\dot{\delta} = (8 \dots 35) \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, $\delta_N = 2 \dots 1.7$ %. З урахуванням коригування $\dot{\delta} = (1 \dots 4.6) 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, а $\delta_N = 2.4 \dots 23$ % . В ударній хвилі δ і δ_N приблизно втричі більші.

5. Швидкість поширення ХЗ становила близько 500 м/с.

Основні результати розділу опубліковані в роботах [9, 16].

ВИСНОВКИ

1. Розроблено фізико-математичну модель, яка описує висотні залежності збурень температури та концентрації електронів, викликані дією потужного радіовипромінювання на іоносферу. Показано, що радіовипромінювання О-поляризації нагрівного стенду з параметрами типу стенду “Сура” здатне збільшити температуру електронів у 8–10, 2–7 разів і на десятки відсотків у D-, E- та F-області іоносфери відповідно. Радіовипромінювання Х-поляризації може збільшити температуру електронів в нічний час у 16–17, 5–12 та 1.5–5 рази в D-, E- та F-областях іоносфери відповідно. У денний час ефективно збурюється лише D-область іоносфери.

Встановлено, що радіовипромінювання типу стенду HAARP з частотою 2.8 МГц та ефективною потужністю 0.4 ГВт в денний час збурює головним чином D-область іоносфери, де температура електронів може збільшитись в 20 та 40 разів при впливі радіохвилями О- та Х-поляризації відповідно. У нічний час температура електронів може збільшитись у 22 та 43, 5–17 і 3–35, а також в 3 рази в D-, E- та F-області при впливі на них радіовипромінювання О- и Х-поляризацій відповідно. Радіовипромінювання типу стенду HAARP з частотою 6 МГц и ефективною потужністю 3.6 ГВт в денний час збурює в основному D-область іоносфери, де температура електронів може збільшуватись в 33 и 42 раза при дії радіохвилями О- и Х-поляризацій відповідно. В нічний час дуже сильно збурюються усі області іоносфери, де збільшення температури електронів змінюється від 42 до 2 раз для радіохвилі О- поляризації, а також від 43 до 6 раз для радіохвилі Х-поляризації.

Виявлено, що при дії на середовище радіохвилі на гірчастоті електронів у денний час збурюється в основному D-область іоносфери, де температура електронів може збільшуватись в 38 и 73 раза для радіохвиль О- и Х-поляризації відповідно. У нічний час радіохвиля Х-поляризації також збурює тільки D-область іоносфери, де вона повністю поглинається

внаслідок гірорезонансу. Тут має місце виключно сильний нагрів електронів – їх температура збільшується десь у 100 разів.

Показано, що для максимального збурення E- та F-області іоносфери радіохвилею, що не відбивається від іоносфери в нічний час рекомендується використовувати радіохвилю X-поляризації з частотою 3–4 МГц.

2. Встановлено, що збурення концентрації електронів внаслідок часткового придушення процесу рекомбінації відносно невелике. Концентрація електронів в нічний час зазвичай збільшується в 2.5–3, 1.5–2 та 1.2–1.5 рази в D-, E- та F-областях іоносфери відповідно. У денний час помітне збурення концентрації електронів має місце лише в D-області іоносфери.

3. Виявлено, що ефектом амплітудного самодіяння поблизу нижньої границі іоносфери, тобто на висотах менших за приблизно 60 км, можна знехтувати.

Показано, що в діапазоні висот 65–90 км яскраво виражений ефект самопросвітлення плазми. Величина ефекту збільшується для хвилі X-поляризації при наближенні її частоти до гірочастоти електронів. При цьому множник самодіяння радіохвилі незвичайної поляризації набагато більше одиниці на висотах близько 75 та 90 км для денного та нічного часу відповідно.

Встановлено, що на висотах більших за 70–90 км ефект самопросвітління поступово замінюється ефектом самопомутніння. Мінімальні значення множника самодіяння радіохвилі незвичайної поляризації в залежності від значення ефективної потужності досягають 0.24–0.33 та 0.28–0.77 для денного та нічного часу відповідно.

Виявлено, що частотна залежність множника самодіяння радіохвилі звичайної поляризації на всіх висотах для денного та нічного часу доби є

монотонною: при збільшенні частоти значення цього множника поступово збільшується, наближаючись до одиниці.

Знайдено, що частотна залежність множника самодіяння радіохвилі незвичайної поляризації для денного та нічного часу є немонотонною: при збільшенні частоти від 1.4 МГц цей множник спочатку убиває, досягає мінімального значення при частоті 3.5–4 МГц, а потім збільшується, досягаючи граничних значень, що дорівнюють 0.8 та 0.9 в нічний час або 0.15 та 0.4 в денний час за ефективної потужності 3.6 та 0.3 ГВт відповідно.

4. Показано, що нагрів електронів надкоротким радіоімпульсом на висотах 30–60 км істотний вже при $\tau = 1$ нс та $P = 1$ ГВт.

Встановлено, що пробій атмосфери на висотах 30 – 60 км настає вже при мінімальній потужності 0.3 – 1.3 ГВт та частоті 10 ГГц. Для оптимізації процесу пробою атмосфери на висотах 30 – 60 км радіоімпульсами цю потужність необхідно збільшити приблизно в 25 – 64 рази.

5. Розраховані висотно-часові залежності швидкості, прискорення, міделя та маси Челябінського метеороїда.

Зведений висотно-часовий енергетичний баланс основних процесів, які супроводжують падіння метеороїда в кт ТНТ, розраховані витрати кінетичної енергії на опір повітря – 78 кт; випромінювання – 37 кт; абляцію та руйнування – 38 кт; видалення фрагментів – 311 кт (в одиницях кт ТНТ). Оцінено коефіцієнт динамічного опору – 0.76. Розраховано висотну залежність температури поверхні випромінювання (6400 К). Оцінені коефіцієнт та питома енергія абляції (відповідно 0.4 та 16.2 МДж/кг).

Розраховано висотні залежності інтенсивності випромінювань стандартних піддіапазонів, а також їх відносний енергетичний внесок.

6. Отримано числовий розв'язок системи нелінійних диференціальних рівнянь, що описують швидкість підйому, радіус терміку та надлишок температури в ньому як функції висоти та часу підйому терміку.

Встановлено, що швидкість підйому змінюється немонотонно: спочатку вона швидко збільшується, швидкість її збільшення в міру зростання сили опору повітря, що набігає, зменшується; протягом тривалого часу (десятки–тисячі секунд) ця швидкість є близькою до максимальної (10 – 180 м/с), а потім вона порівняно повільно (за сотні–тисячі секунд) спадає до нуля.

Чим більшою мірою нагрітий термік і чим більший його розмір, тим швидше він піднімається та досягає більших висот за більший проміжок часу.

Встановлено, що в процесі підйому радіус терміку збільшується в 6 – 25 разів залежно від його початкового розміру та початкової температури за рахунок приєднання холодного повітря. Швидкість зростання радіусу терміку тим більша, чим більше поточне значення радіусу. Малорозмірний термік в більше число разів збільшує свій розмір, ніж великий термік. Збільшення радіусу терміку відбувається до повної його зупинки. Менш нагріті терміки, повільніше підіймаючись, приєднують меншу масу холодного повітря та менше збільшуються в розмірах.

Показано, що швидкість охолодження пропорційна швидкості підйому терміку та максимальна при досягненні максимального значення цієї швидкості. Більш нагрітий термік охолоджується швидше, ніж менш нагрітий. Швидкість охолодження терміку порівняно слабо залежить від його початкового розміру.

Запропонована модель якісно та частково кількісно підтверджується результатами спостережень за підйомом терміку, утвореного під час вибуху Челябінського метеороїда.

7. Експериментально встановлено, що проліт і вибух Челябінського метеороїда призвів до генерації та поширення хвильового збурення з періодом 64 – 80 с. Тривалість хвильового цуга становила не більше 5–6 періодів. Значення періодів спостережуваного хвильового збурення становили 8 – 10 хв. Нескореговані значення відносних амплітуд X_3 досягали

$(8...35) \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, а відносні значення ПЕВ відповідно 2...1.7 %. З урахуванням коригування значення відносних амплітуд ХЗ $(1...4.6) \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, а відносні значення ПЕВ відповідно 2.4...23 % . В ударній хвилі δ и δ_N приблизно втричі більші. Швидкість поширення ХЗ становила близько 500 м/с.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера / Я. Л. Альперт. – Москва : Наука, 1972. – 564 с.
2. Кравцов Ю. А. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли / Ю. А. Кравцов, З. И. Фейзулин, А. Г. Виноградов. – Москва : Радио и связь, 1983. – 224с.
3. Davies K. Ionospheric radio / K. Davies. –London : Peter Peregrinus Ltd, 1990. – 580 p.
4. Яковлев О. Н. Космическая радиофизика / О. Н. Яковлев. – Москва : Научная книга, 1998. – 432с.
5. Яковлев О. Н. Распространение радиоволн / Под ред. О. Н. Яковлева [та ін.]. – Москва : ЛЕНАНД, 2009. – 496с.
6. Schunk R. W. Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry / R. W. Schunk, A. F. Nagy. – Cambridge atmospheric and space science series, 2000. – 555 p.
7. The flux of small near-Earth objects colliding with the Earth / P. G. Brown, R. E. Spalding, D. O. ReVelle, E. Tagliaferri // Nature. – 2002. – V. 420. – P. 294–296.
8. Chernogor L. F. Radar detection of mini-asteroids / L. F. Chernogor // Radioelectronics and communications systemsю. – 2013. – V. 56, № 11. – P. 544 – 551.
9. Спутниковые наблюдения ионосферных возмущений, последовавших за падением Челябинского метеорита / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов, В. Н. Федоренко, А. М. Цымбал // Космічна наука і технологія. – 2013. – Т. 19, № 6. – С. 38 – 46.
10. Черногор Л. Ф. Возмущение ионосферы мощным непрерывным проходящим радиоизлучением: результаты численного моделирования / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2015. – Т. 20, №1. – С.48–63.

11. Черногор Л. Ф. Амплитудное самовоздействие мощных непрерывных проходящих радиоволн в ионосфере: результаты численного моделирования / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2015. – Т. 20, №2. – С.122–132.

12. Милованов Ю. Б. Регуляризация алгоритма расчета высотно-временных характеристик, описывающих динамику падения Челябинского метеороида / Ю. Б. Милованов, Л. Ф. Черногор // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка". – 2017. – Вип. 26. – С. 75 – 79.

13. Черногор Л. Ф. Всплывание метеороидного термика в атмосфере Земли / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов // Кинематика и физика небесных тел. – 2018. – Т. 34, №4. – С. 53–66.

Chernogor L. F. A rise of a meteoroid thermal in the terrestrial atmosphere / L. F. Chernogor, Yu. B. Mylovanov // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2018. – Vol. 34, No 4. – P. 198–206. (SCOPUS).

14. Черногор Л. Ф. Динамика падения Челябинского метеороида: высотно-временные зависимости / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2018. – Т. 23, № 2. – С. 104 – 115.

15. Черногор Л. Ф. Взаимодействие сверхмощных радиоимпульсов наносекундной длительности с атмосферой и плазмой нижней ионосферы / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов, В. Т. Розуменко. // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка". – 2017. – Вип. 27. – С. 53 – 56.

16. Возмущения полного электронного содержания ионосферы, вызванные падением Челябинского метеороида / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов, В. Н. Федоренко, А. М. Цымбал // Радиофизические исследования ионосферы (РФИИ – 2013). – Сборник тезисов докладов I Украинской конференции, посвященной 100-летию со дня рождения В. А. Мисюры. – Харьков, 24 – 25 октября 2013 г. – С. 40 – 43.

17. Милованов Ю. Б. Численное моделирование эффектов пролета Челябинского космического тела / Ю. Б. Милованов, Л. Ф. Черногор // Ukrainian conference on space research. Uzhhorod, Ukraine. 8 – 12 September 2014. Abstracts. – Kyiv, 2014. – P. 36.
18. Черногор Л. Ф. Высотно-временные характеристики, описывающие динамику падения Челябинского метеороида / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов // 17th Ukrainian conference on space research. Abstracts 2017. Odesa, Ukraine. – august, 21–25, 2017. – С. 163.
19. First EISCAT measurement of electron-gas temperature in the artificially heated D-region ionosphere / Kero A., Bosinger T., Pollari P., Kopka H., and Stubbe P.– Ann. Geophys., 2000. – Vol. 18, No. 9. – P. 1210–1215.
20. Метеорологические эффекты в ионосфере / А. Д. Данилов, Э. С. Казимировский, Г. В. Вергасова, Г. Я. Хачикян. – Л.: Гидрометеиздат, 1987. – 269 с.
21. Казимировский Э. С. Метеорологические эффекты в ионосфере (обзор) / Э. С. Казимировский, В. Д. Кокоуров // Геомагнетизм и аэрономия. – 1995. – Т. 35, № 3. – С.1–23.
22. Гохберг М. Б. Сейсмо-электромагнитные явления / М. Б. Гохберг, В. А. Моргунов, О. А. Похотелов. – Москва : Наука, 1988. – 174 с.
23. Липеровский В. А. Ионосферные предвестники землетрясений / В. А. Липеровский, О. А. Похотелов, С. А. Шалимов. – Москва : Наука, 1992. – 304 с.
24. Гохберг М. Б. Воздействие землетрясений и взрывов на ионосферу / М. Б. Гохберг, С. Л. Шалимов. – Москва : Наука, 2008. – 295 с.
25. Черногор Л. Ф. Глобальные эффекты при локальном энерговыделении в геосфере / Л. Ф. Черногор // Всесоюзная конференция «Нетрадиционные научные идеи о природе и ее явлениях». – Гомель. – 1990. – Т. 2. – С. 221–229.

26. Черногор Л. Ф. Геокосмосфера – открытая динамическая нелинейная система / Л. Ф. Черногор // Вісник Харківського університету. Сер.: «Радіофізика та електроніка». – 2002. – № 570, вип. 2. – С. 175–180.
27. Черногор Л. Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы / Л. Ф. Черногор // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, № 1. – С. 59–106.
28. Черногор Л. Ф. Земля – атмосфера – геокосмос как открытая динамическая нелинейная система / Л. Ф. Черногор // Космічна наука і технологія. – 2003. – Т. 9, № 5/6. – С. 96–105.
29. Черногор Л. Ф. Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера как открытая динамическая нелинейная физическая система. 1 / Л. Ф. Черногор // Нелинейный мир. – 2006. – Т. 4, № 12. – С. 655–697.
30. Черногор Л. Ф. Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера как открытая динамическая нелинейная физическая система. 2 / Л. Ф. Черногор // Нелинейный мир. – 2007. – Т. 5, № 4. – С. 225–246.
31. Chernogor L. F. Earth – Atmosphere – Geospace as an open nonlinear dynamical system / L. F. Chernogor, V. T. Rozumenko // Radio Physics and Radio Astronomy. – 2008. – V. 13, N. 2. – P. 120–137.
32. Zalyubovsky I. The earth – atmosphere – geospace system: main properties, processes and phenomena / I. Zalyubovsky, L. Chernogor, V. Rozumenko // Space Research in Ukraine. 2006–2008. – Kyiv. – 2008. – P. 19–29.
33. Черногор Л. Ф. Физика и экология системы Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера / Л. Ф. Черногор // Науки про Землю та космос – суспільству. Праці Першої наукової конференції (Київ, 25–27 червня 2007 р.). – Київ : НАНУ-НЦАДЗ ІГН, ГАО. – 2007. – С. 86–93.
34. Черногор Л. Ф. Каналы воздействия вариаций космических и атмосферных факторов на биосферу и человека / Л. Ф. Черногор // Фізіологічний журнал. – 2010. – Т. 56, № 3. – С. 25–40.

35. Потапов А. А. Физические процессы в нелинейной системе Космос – Земля: каналы воздействия на биосферу (человека) / А. А. Потапов, Л. Ф. Черногор // Нелинейный мир. – 2010. – Т. 8, № 6. – С. 347–360.
36. Chernogor L. F. The Earth – atmosphere – geospace system: main properties and processes / L. F. Chernogor // Int. J. of Rem. Sens. – 2011. – V. 32, N. 11. – P. 3199–3218.
37. Черногор Л. Ф. Физика геокосмоса и космическая погода: системный подход, достижения, стратегия исследований / Л. Ф. Черногор // Перспективы космических исследований Украины. – Киев : Академперіодика. – 2011. – С. 55–61.
38. Черногор Л. Ф. Физические эффекты солнечных затмений в атмосфере и геокосмосе: Монография / Л. Ф. Черногор. – Харьков : ХНУ имени В. Н. Каразина, 2013. – 480 с.
39. Черногор Л. Ф. Физика и экология катастроф: Монография / Л. Ф. Черногор. – Харьков : ХНУ имени В. Н. Каразина, 2012. – 556 с.
40. Черногор Л. Ф. Физика мощного радиоизлучения в геокосмосе: Монография / Л. Ф. Черногор. – Харьков : ХНУ имени В. Н. Каразина, 2015. – 544 с.
41. Черногор Л. Ф. Солнце – межпланетная среда – магнитосфера – ионосфера – атмосфера – Земля как открытая неравновесная нелинейная физическая система. 1 / Л. Ф. Черногор // Журнал проблем эволюции открытых систем. – 2011. – Вып. 13, т. 1. – С. 22–66.
42. Черногор Л. Ф. Солнце – межпланетная среда – магнитосфера – ионосфера – атмосфера – Земля как открытая неравновесная нелинейная физическая система. 2 / Л. Ф. Черногор // Журнал проблемы эволюции открытых систем. – 2013. – Вып. 15, т. 1. – С. 43–87.
43. Черногор Л. Ф. Физика геокосмических бурь: монография / Л. Ф. Черногор, И. Ф. Домнин. – Харьков.: ХНУ имени В. Н. Каразина, Институт ионосферы НАН и МОН Украины, 2014. – 408 с.

44. Гинзбург В. Л. Нелинейные эффекты в плазме, находящейся в переменном электромагнитном поле / В. Л. Гинзбург, А. В. Гуревич // УФН. – 1960. – Т. 70, № 2. – С. 201–246.
45. Гинзбург В. Л. Нелинейные эффекты в плазме, находящейся в переменном электромагнитном поле / В. Л. Гинзбург, А. В. Гуревич // УФН. – 1960. – Т. 70, № 3. – С. 393–417.
46. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме / В. Л. Гинзбург. – 1-е издание – Москва : Наука, 1960. – 552 с.; 2-е издание. – Москва : Наука, 1967. – 684 с.
47. Гуревич А. В. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере / А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург. – Москва : Наука, 1973. – 272 с.
48. Gurevich A. V. Nonlinear Phenomena in the Ionosphere / A. V. Gurevich. – New York, Heidelberg, Berlin: Springer – Verlag, 1978. – 465 p.
49. J. Geophys. Res. – 1970. – V. 75, N. 31 (тематический выпуск).
50. Ютло У. Изменение ионосферы под действием мощных радиоволн / У. Ютло, Р. Козн // УФН. – 1973. – Т. 109, № 2. – С. 371–373.
51. Radio Sci. – 1974. – V. 9, № 11 (тематический выпуск).
52. Гершман Б. Н. Волновые явления в ионосфере и космической плазме / Б. Н. Гершман, Л. М. Ерухимов, Ю. Я. Яшин. – Москва : Наука, 1984. – 392 с.
53. Молчанов О. А. Низкочастотные волны и индуцированные излучения в околоземной плазме / О. А. Молчанов. – Москва : Наука, 1985. – 224 с.
54. Борисов Н. Д. Искусственная ионизированная область в атмосфере / Н. Д. Борисов, А. В. Гуревич, Г. М. Милих. – Москва : ИЗМИРАН, 1986. – 184 с.
55. Митяков Н. А. Возмущение ионосферы мощными радиоволнами / Н. А. Митяков, С. М. Грач, С. Н. Митяков // Итоги науки и техники. Сер.: «Геомagnetизм и высокие слои атмосферы». – 1989. – Т. 9. – С. 1–140.

56. Искусственные квазипериодические неоднородности в нижней ионосфере / И. М. Виленский, Н. И. Израйлева, А. А. Капельзон и др. // Труды ИГГ. – Новосибирск : Наука, 1987. – 188 с.
57. Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей / В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов, А. В. Толмачева, Н. В. Бахметьева. – Н. Новгород : ИПФ РАН, 1999. – 156 с.
58. Фролов В. Л. Искусственная турбулентность среднеширотной ионосферы: монография / В. Л. Фролов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ имени Н. И. Лобачевского, 2017. – 468 с.
59. Гуревич А. В. Исследование нелинейных явлений при распространении мощного радиоимпульса в нижних слоях ионосферы / А. В. Гуревич, И. С. Шлюгер // Изв. вузов. Радиофизика. – 1975. – Т. 18, № 9. – С. 1237–1260.
60. Искусственная ионосферная турбулентность (обзор) / Л. М. Ерухимов, С. А. Метелёв, Е. Н. Мясников и др. // Изв. вузов. Радиофизика. – 1987. – Т. 30, № 2. – С. 208–225.
61. Stubbe P. The earth's ionosphere: a wall-less plasma laboratory / P. Stubbe, T. Hagfors // *Surveys Geophys.* – 1997. – V. 18. – P. 57–127.
62. Gurevich A. V. Modern problems of ionospheric modification / A. V. Gurevich // Изв. вузов. Радиофизика. – 1999. – Т. 42, № 7. – С. 599–606.
63. Модификация ионосферы Земли мощным коротковолновым радиоизлучением / В. Л. Фролов, Н. В. Бахметьева, В. В. Беликович и др. // УФН. – 2007. – Т. 177, № 3. – С. 330–340.
64. Стенд «Сура»: исследования атмосферы и космического пространства (обзор) / В. В. Беликович, С. М. Грач, А. Н. Караштин и др. // Изв. вузов. Радиофизика. – 2007. – Т. 50, № 7. – С. 545–576.
65. Гуревич А. В. Нелинейные явления в ионосфере / А. В. Гуревич // УФН. – 2007. – Т. 177, № 11. – С. 1145–1177.

66. Leyser T. B. Powerful electromagnetic waves for active environmental research in geospace / T. B. Leyser, A. Y. Wong // *Rev. Geophys.* – 2009. – V. 47, RG 1001, doi:10.1029/2007 RG 000235.
67. *Radio Sci.* – 1974. – V. 9, № 11 (тематический выпуск).
68. *Изв. вузов. Радиофизика.* – 1975. – Т. 18, № 9 (тематический выпуск).
69. *Изв. вузов. Радиофизика.* – 1977. – Т.20, №12 (тематический выпуск).
70. *J. Atmos. Terr. Phys.* – 1982. – V. 44, № 12 (тематический выпуск).
71. *J. Atmos. Terr. Phys.* – 1985. – V. 47, № 12 (тематический выпуск).
72. *J. Atmos. Terr. Phys.* – 1997. – V. 59, № 12 (тематический выпуск).
73. *Известие вузов. Радиофизика.* – 1994. – Т. 37, № 5 (тематический выпуск).
74. *Известие вузов. Радиофизика.* – 1999. – Т.42, № 7, № 8 (тематический выпуск).
75. *Известие вузов. Радиофизика.* – 2005. – Т. 48, № 9 (тематический выпуск).
76. *Известие вузов. Радиофизика.* – 2008. – Т. 51, № 11 (тематический выпуск).
77. *Известие вузов. Радиофизика.* – 2012. – Т. 55, № 1–2 (тематический выпуск).
78. Гармаш К. П. Возникновение крупномасштабных возмущений в ионосфере, инициируемых мощным нестационарным радиоизлучением / К. П. Гармаш, Л. Ф. Черногор, А. Б. Шварцбург // *Компьютерная оптика.* – 1989. – Вып. 6. – С. 62–71.
79. Bailey V. A. On the attachment of electrons to gas molecules / V. A. Bailey // *Phil. Mag. Ser. 6.* – 1925. – V. 50, N. 298. – P. 825–843.
80. Tellegen B. D. Interaction between radio-waves? / B. D. Tellegen // *Nature.* – 1933. – V. 131. – P. 840–847.
81. Львович Р. В. Люксембург-Горьковский эффект / Р. В. Львович // *Радиотехника.* – 1937. – Т. 2. – С. 5–9.

82. Ratcliffe J. A. A study of the interaction of radio waves / J. A. Ratcliffe, I. J. Shaw // Proc. R. Soc. – 1948. – V. 193. – P. 311–343.
83. Huxley L. G. H. Measurements of the interaction of radio waves in the ionosphere / L. G. H. Huxley, H. G. Foster, C. C. Newton // Proc. Phys. Soc. – 1948. – V. 61. – P. 134–146.
84. Cutolo M. Effects of radio gyrointeraction and their interpretation / M. Cutolo // Nature. – 1950. – V. 166. – P. 98–100.
85. Huxley L. G. H. Ionosphere cross-modulation at oblique incidence / L. G. H. Huxley // Proc. Roy. Soc. – 1950. – V. A200. – P. 486–511.
86. Bell P. A. Ionospheric interaction in disturbed conditions / P. A. Bell // Proc. Phys. Soc. – 1951. – V. B64, N. 12. – P. 1053–1059.
87. Resonance in gyro-interaction of radio-waves / V. A. Bailey, R. A. Smith, K. Landecker et al. // Nature. – 1952. – V. 169. – P. 911–913.
88. Huxley L. G. H. A synopsis of ionospheric cross-modulation / L. G. H. Huxley // Nuovo Cim. Suppl. – 1952. – V. 9, N. 1. – P. 59–89.
89. Виленский И. М. О влиянии нелинейности среды на радиоволну, распространяющуюся в ионосфере / И. М. Виленский // ДАН СРСР. – 1953. – Т. 92. – С. 525–527.
90. Hibberd F. H. Ionospheric self-interaction of radio waves/ F. H. Hibberd // J. Atmos. Terr. Phys. – 1955. – V. 6. – P. 268–279.
91. Hibberd F. H. On the observation of ionospheric self-interaction / F. H. Hibberd // J. Atmos. Terr. Phys. – 1956. – V. 8. – P. 120–122.
92. Bailey V. A. On the interaction of radio waves – II / V. A. Bailey // Nuovo Cim. – 1956. – V. 4. – P. 1430–1449.
93. Виленский И. М. К вопросу об искажении радиоволн при их распространении в ионосфере / И. М. Виленский, Н. А. Зыкова // Изв. вузов. Радиофизика. – 1959. – Т. 2, № 5. – С. 543–349.

94. Bailey V. A. Some possible effects caused by strong gyro-waves in the ionosphere – I / V. A. Bailey // J. Atmos. Terr. Phys. – 1959. – V. 14. – P. 299–324.

95. Виленский И. М. Искажение модуляции радиоволн, распространяющихся в ионосфере (экспериментальное исследование) / И. М. Виленский, В. П. Чернышов, Д. И. Шейман // Изв. вузов. Радиофизика. – 1960. – Т. 3, № 3. – С. 367–371.

96. Виленский И. М. Об искажении модуляции мощных радиоволн при их распространении в ионосфере / И. М. Виленский // Изв. вузов. Радиофизика. – 1962. – Т. 5, № 3. – С. 221–227.

97. Menzel D. H. Some problems of ionospheric nonlinearities / D. H. Menzel // Radio Sci. – 1965. – V. 69D, N. 1. – P. 1–7.

98. Bailey V. A. Some nonlinear phenomena in the ionosphere / V. A. Bailey // Radio Sci. – 1965. – V. 69D, N. 1. – P. 9–24.

99. Hibberd F. H. An experimental study of gyro-interaction in the ionosphere at oblique incidence / F. H. Hibberd // Radio Sci. – 1965. – V. 69D, N. 1. – P. 25–31.

100. Nickolaenko A. P. Heating of the lower ionosphere electrons by electromagnetic radiation of lightning discharges / A. P. Nickolaenko, M. Hayakawa // *Geophys. Res. Let.* – 1995. – vol.22, No.22. – pp.3015 – 3018.

101. Chernogor L. F. Diagnostics of Lower Ionosphere with Powerful nonstationary Radio-frequency Radiation // Proc. Of the III Suzdal URSI Symposium on Modification of the Ionosphere by Powerful Radiowaves (ISIM – 3). – Suzdal (Russia). – 1991. – P. 167–168.

102. Holt O. HF modification of the auroral D-region detected by a partial reflection experiment ./ O. Holt, A. Brekke, T. Hansen, E. Turunen and M. Reitveld // J. Atmos. Terr. Phys. – 1985. – Vol. 47, No. 6. – P. 537–545.

103. Catastrophic Impacts of Cosmic Bodies. Moscow: ECC, Akademkniga / V. V. Adushkin, I. V. Nemchinov, eds. – Moscow, 2005. (In Russian)

104. Черногор Л. Ф. О влиянии нелинейных эффектов на некогерентное рассеяние радиоволн в ионосфере / Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэрономия. – 1977. – Т. 17, № 2. – С. 213–220.

105. Черногор Л. Ф. Интегральное возмущение ионосферы последовательностью мощных радиоимпульсов / Л. Ф. Черногор // Вестник Харьковского госуниверситета. Радиофизика и электроника. – 1978. – № 163, вып. 7. – С. 10–15.

106. Мисюра В. А. Роль нелинейных эффектов в методе некогерентного рассеяния. Некогерентное рассеяние радиоволн: сборник статей / В. А. Мисюра, С. И. Мартыненко, Л. Ф. Черногор // Апатиты. – 1980. – С. 57–65.

107. Duncan L. M. Observations of ionospheric cavities generated by high-power radio waves / L. M. Duncan, J. P. Sheerin, R. A. Benkhe // Phys. Rev. Lett. – 1987. – V. 61, N. 2. – P. 239–242.

108. Тепловые возмущения магнитосферной плазмы при резонансном нагреве F-слоя ионосферы полем мощной радиоволны / В. В. Васьков, Я. С. Димант, Н. С. Рябова и др. // Геомагнетизм и аэрономия. – 1992. – Т. 32, № 5. – С. 140–152.

109. Magnetic zenith effect in ionospheric modifications / A. V. Gurevich, K. Zybin, H. Carlson, T. Pedersen // Phys. Lett. A. – 2002. – V. 305. – P. 264–274.

110. Magnetic zenith enhancement of HF radio-induced airglow production at HAARP / T. R. Pedersen, M. McCarrick, E. Gerken et al. // Geophys. Res. Lett. – 2003. – V. 30, N. 4. – P. 1169, doi:1029/2002GL016096.

111. Гуревич А. В. Эффект магнитного зенита / А. В. Гуревич, К. П. Зыбин, Х. С. Карлсон // Изв. вузов. Радиофизика. – 2005. – Т. 48, № 9. – С. 772–787.

112. Ionospheric electron heating, optical emissions and striations induced by powerful HF radio waves at high latitudes: aspect angle dependence /

M. T. Rietveld, M. J. Kosch, N. F. Blagoveshchenskaya et al. // J. Geophys. Res. – 2003. – V. 108, N. 4. – P. 1141, doi:10.1029/2002JA009543.

113. Radio tomography and scintillation studies of ionospheric electron density modification caused by a powerful HF-wave and magnetic zenith effect at mid-latitudes / E. D. Tereschenko, B. Z. Khudukon, A. V. Gurevich et al. // Phys. Lett. A. – 2004. – V. 325. – P. 381–388.

114. Наблюдение эффекта магнитного зенита с использованием сигналов спутников ГЛОНАСС / Е. Д. Терещенко, А. Н. Миличенко, В. Л. Фролов, Р. Ю. Юрик // Изв. вузов. Радиофизика. – 2008. – Т. 51, № 11. – С. 934–938.

115. Эффект магнитного зенита и некоторые особенности мультифрактальной структуры мелкомасштабной искусственной ионосферной турбулентности / В. А. Алимов, Ф. И. Выборнов, Е. Н. Мясников и др. // Изв. вузов. Радиофизика. – 2009. – Т. 52, № 9. – С. 679–689.

116. Пахомова О. В. Изучение методом вертикального зондирования реакции ионосферы на воздействие мощного радиоизлучения / О. В. Пахомова, Л. Ф. Черногор // Вестник Харьковского университета. Сер.: «Радиофизика и электроника». – 1988. – № 318. – С. 29–30.

117. Черногор Л. Ф. Статистические характеристики крупномасштабных возмущений в ионосфере, инициируемых воздействием мощного нестационарного излучения / Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэрономия. – 1989. – Т. 29, № 3. – С. 513–515.

118. Гармаш К. П. Эффекты в околоземной плазме, стимулированные воздействием мощного радиоизлучения / К. П. Гармаш, Л. Ф. Черногор // ЗР. Успехи современной радиоэлектроники. – 1998. – № 6. – С. 17–40.

119. Гармаш К. П. Электромагнитные и геофизические эффекты в околоземной плазме, стимулированные воздействием мощного радиоизлучения / К. П. Гармаш, Л. Ф. Черногор // Электромагнитные явления. – 1998. – Т. 1, № 1. – С. 90–110.

120. Мисюра В. А. Исследование глобальных и крупномасштабных возмущений в ионосфере с помощью сети ионозондов / В. А. Мисюра, О. В. Пахомова, Л. Ф. Черногор // Космическая наука и техника. – 1989. – Вып. 4. – С. 72–75.

121. Влияние искусственных возмущений в нижней ионосфере, инициируемых мощным нестационарным радиоизлучением, на характеристики радиосигналов / К. П. Гармаш, А. И. Гритчин, Л. Ф. Черногор и др. // Труды НИИР. – 1989. – № 9. – С. 57–60.

122. Пахомова О. В. Кажущиеся скорости распространения возмущения в околоземном космосе / О. В. Пахомова, Л. Ф. Черногор // Космическая наука и техника. – 1990. – Вып. 5. – С. 71–74.

123. Костров Л. С. Доплеровское радиозондирование крупномасштабных волновых возмущений в ионосфере, генерируемых мощным радиоизлучением / Л. С. Костров, Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэрономия. – 1990. – Т. 30, № 1. – С. 159–161.

124. Гармаш К. П. Профили электронной концентрации D-области ионосферы в спокойных и возмущенных условиях по данным частичных отражений / К. П. Гармаш, Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэрономия. – 1996. – Т. 36, № 2. – С. 75–81.

125. Черногор Л. Ф. Нелинейная радиофизика: учебное пособие / Л. Ф. Черногор. – Изд. 2-е, перераб. – Харьков : ХНУ имени В. Н. Каразина, 2004. – 200 с.

126. Черногор Л. Ф. О нелинейности в природе и науке: монография / Л. Ф. Черногор. – Харьков : ХНУ имени В. Н. Каразина, 2008. – 528 с.

127. Черногор Л. Ф. Фазовые вариации километровых радиоволн, сопутствовавшие воздействию на ионосферу мощного радиоизлучения / Л. Ф. Черногор // Радиофизика и радиоастрономия. – 2009. – Т. 14, № 4. – С. 377–389.

128. Вариации параметров рассеянных сигналов и ионосферы, сопутствовавшие воздействию на плазму мощного радиоизлучения / В. П. Бурмака, И. Ф. Домнин, В. П. Урядов, Л. Ф. Черногор // Известия вузов. Радиофизика. – 2009. – Т. 52, № 11. – С. 859–880.

129. Аперiodические крупномасштабные возмущения в Е-области ионосферы, стимулированные мощным радиоизлучением / Л. Ф. Черногор, И. Ф. Домнин, С. В. Панасенко, В. П. Урядов // Изв. вузов. Радиофизика. – 2012. – Т. 55, № 3. – С. 173–185.

130. Результаты радиофизических исследований волновых процессов в ионосферной плазме в период ее нагрева мощным радиоизлучением стенда «Сура» / И. Ф. Домнин, С. В. Панасенко, В. П. Урядов, Л. Ф. Черногор // Изв. вузов. Радиофизика. – 2012. – Т. 55, № 4. – С. 280–293.

131. Вариации спектра ионосферных волновых возмущений при периодическом нагреве плазмы мощным высокочастотным радиоизлучением / Л. Ф. Черногор, В. Л. Фролов, Г. П. Комраков, В. Ф. Пушин // Изв. вузов. Радиофизика. – 2011. – Т. 54, № 2. – С. 81–96.

132. Черногор Л. Ф. Перемещающиеся ионосферные возмущения, генерируемые периодическим нагревом плазмы мощным высокочастотным радиоизлучением / Л. Ф. Черногор, В. Л. Фролов // Изв. вузов. Радиофизика. – 2012. – Т. 55, № 1–2. – С. 14–36.

133. Черногор Л. Ф. Колебания инфразвукового диапазона в ионосфере при воздействии на нее мощным радиоизлучением / Л. Ф. Черногор, В. Л. Фролов, В. Ф. Пушин // Изв. вузов. Радиофизика. – 2012. – Т. 55, № 5. – С. 327–340.

134. Черногор Л. Ф. Особенности распространения акустико-гравитационных волн, генерируемых мощным периодическим радиоизлучением / Л. Ф. Черногор, В. Л. Фролов // Изв. вузов. Радиофизика. – 2013. – Т. 56, № 4. – С. 219–239.

135. Черногор Л. Ф. Особенности волновых возмущений в ионосфере при периодическом нагреве плазмы радиоизлучением стенда «Сура» / Л. Ф. Черногор, В. Л. Фролов // Изв. вузов. Радиофизика. – 2013. – Т. 56, № 5. – С. 307–321.

136. Черногор Л. Ф. Аперiodические крупномасштабные возмущения в нижней ионосфере, результаты ионозондовых наблюдений / Л. Ф. Черногор, В. Л. Фролов, В. В. Барабаш // Изв. вузов. Радиофизика. – 2013. – Т. 56, № 5. – С. 307–321.

137. Черногор Л. Ф. Вариации уровня и спектра геомагнитных пульсаций, сопровождавшие воздействие на ионосферу мощным радиоизлучением стенда «Сура» / Л. Ф. Черногор, В. Л. Фролов // Изв. вузов. Радиофизика. – 2013. – Т. 56, № 5. – С. 307–321.

138. Волновые возмущения в ионосфере, сопровождавшие воздействие на околоземную плазму мощным радиоизлучением: результаты наблюдений на харьковском радаре некогерентного рассеяния / Л. Ф. Черногор, С. В. Панасенко, В. Л. Фролов, И. Ф. Домнин // Изв. вузов. Радиофизика. – 2013. – Т. 56, № 5. – С. 307–321.

139. HF radar observations of decaying artificial field-aligned irregularities / D. L. Hysell, M. C. Kelley, Yu. M. Yampolski et al. // J. Geophys. Res. – 1996. – V. 101, N. A12. – P. 26981–26993.

140. Bistatic HF radar diagnostics of induced field-aligned irregularities / Y. M. Yampolski, V. S. Beley, S. B. Kascheev et al. // J. Geophys. Res. – 1997. – V. 102, N. A4. – P. 7461–7467.

141. HF radar probing of the lower magnetosphere / D. L. Hysell, M. C. Kelley, A. V. Gurevich et al. // J. Geophys. Res. – 1997. – V. 102, N. A3. – P. 4865–4873.

142. Ionospheric conductivities according to Doppler radar observations of stimulated turbulence / V. G. Sinitsin, M. C. Kelley, Yu. M. Yampolski et al. // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. – 1999. – V. 61. – P. 903–912.

143. HF pump-induced scale radial drift of small scale magnetic field-aligned density striation / A. V. Koloskov, T. B. Leiser, Yu. M. Yampolski, V. S. Beley // J. Geophys. Res. – 2002. – V. 107, N. A7. – P. 1726–1735.

144. Оптическая и радиочастотная диагностика ионосферы над нагревным стендом Сура. Обзор результатов / Л. М. Каган, М. Дж. Николлс, М. К. Келли и др. // Радиофизика и радиоастрономия. – 2006. – Т. 11, № 3. – С. 221–241.

145. Зализовский А. В. Взаимодействие искусственных ионосферных неоднородностей с МГД волнами / А. В. Зализовский, П. В. Пономаренко, Ю. М. Ямпольский // Радиофизика и радиоастрономия. – 1997. – Т. 2, № 4. – С. 457–462.

146. Interaction between artificial ionospheric irregularities and natural MHD waves / P. V. Ponomarenko, A. V. Zalizovski, Yu. M. Yampolski, D. L. Hysell // J. Geophys. Res. – 2000. – V. 105, N. A1. – P. 171–181.

147. Gerasimova N. N. Non-Linear Interaction of MHD Waves with Small-Scale Ionospheric Irregularities / N. N. Gerasimova, V. G. Sinitsin, Yu. M. Yampolski // Telecommunications and Radio Engineering. – 2004. – V. 61, N. 12. – P. 1055–1071.

148. Non-linear interaction between Schumann resonances and HF Signals / Yu. M. Yampolski, P. V. Bliokh, V. S. Beley et al. // J. Atmos. and Solar-Terr. Phys. – 1997. – V. 59, N. 3. – P. 335–342.

149. Эффект межмодовой кроссмодуляции шумановских резонансов / Ю. М. Ямпольский, В. С. Белей, С. Б. Кашеев и др. // Радиофизика и радиоастрономия. – 1997. – Т. 2, № 3. – С. 267–274.

150. Cross-mode modulation effect in Schumann resonances / Y. M. Yampolski, V. S. Beley, S. B. Kascheev et al. // J. Atmos. and Solar-Terr. Phys. – 1999. – V. 61, N. 6. – P. 693–699.

151. Self-scattering of the HAARP-heater emission as observed at geographically dispersed receiving sites / V. G. Galushko, A. V. Koloskov,

V. V. Paznukhov et al. // IEEE Antennas and Propagation Magazine. – 2008. – V. 50, N. 6. – P. 155–161.

152. Self-scattering of a powerful HF radio wave on stimulated ionospheric turbulence / A. V. Zalizovski, S. B. Kasheev, Yu. M. Yampolski et al. // Radio Science. – 2009. – V. 44, RS3010, doi:10.1029/2008RS004111.

153. <http://www.haarp.alaska.edu>.

154. <http://www.hipas.alaska.edu/hipasweb/hipas.htm>.

155. Rietveld M. EISCAT's ionospheric Heating facility including Dynasonde [Electronic resource] / M. Rietveld. – Way of access: <http://www.eiscat.uit.no/heater.html>.

156. Gehrels T. (Edit.) Hazards due to comets and asteroids / T. Gehrels // Tucson; London: Univ. Arizona Press, 1994. – 1300 p.

157. Катастрофические воздействия космических тел / Под ред. В. В. Адушкина и И. В. Немчинова. М.: ИКЦ «Академкнига», 2005. – 310 с.

158. Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра / Под ред. Б. М. Шустова, Л. В. Рыхловой. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010. – 384 с.

159. NASA Fireball and Bolide Reports NASA Near-Earth Object Program Office [<http://neo.jpl.nasa.gov/fireballs>].

160. Yeomans D. Additional Details on the Large Fireball Event over Russia on Feb. 15, 2013 / D. Yeomans, P. Chodas // [http://neo.jpl.nasa.gov/news/fireball_130301.html].

161. NASA – Asteroid 2012 DA14 – Earth Flyby Reality Check, 15 Februry 2013, [<http://www.nasa.gov/topics/solarsystem/features/asteroidflyby.html>].

162. Бронштэн В. А. О движении больших тел в атмосферах планет / В. А. Бронштэн, К. П. Станюкович // Космические исследования. – 1979. – Т. 17, № 6. – С. 858–865.

163. Бронштэн В. А. Физика метеорных явлений / В. А. Бронштэн // Москва : Наука, 1981. – 416 с.
164. Бронштэн В. А. О физическом механизме квазинепрерывного дробления крупных метеорных тел / В. А. Бронштэн // Астрономический вестник. – 1993. – Т. 27, № 3. – С. 65–74.
165. Бронштэн В. А. Применение теории Григоряна к расчету дробления гигантских метеороидов / В. А. Бронштэн // Астрономический вестник. – 1994. – Т. 28. № 2. – С. 118–124.
166. Григорян С. С. О движении и разрушении метеоритов в атмосферах планет / С. С. Григорян // Космические исследования. – 1979. – Т. 17. № 6. – С. 875 – 893.
167. Hills J. G. The fragmentation of small asteroids in the atmosphere / J. G. Hills, M. P. Goda // Astron. J. – 1993. – V. 105. N. 3. – P. 1114 – 1144.
168. Стулов В. П. Аэродинамика болидов. / В. П. Стулов, В. Н. Мирский, А. И. Вислый // Москва : Наука. Физматлит, 1995. – 240 с.
169. Кручиненко В. Г. Математико-фізичний аналіз метеорного явища / В. Г. Кручиненко // Київ : Наукова думка, 2012. – 294 с.
170. Кометно-астероидная опасность, истина и вымыслы / К. И. Чурюмов, А. С. Гулиев, В. Г. Кручиненко и др. // Киев – Баку – Баку-Элм. – 2012. – 178 с.
171. Астероиды и кометы. Челябинское событие и изучение падения метеорита в озеро Чебаркуль. Материалы конференции. Международная научно-практическая конференция (Чебаркуль, 21 – 22 июня 2013 г.). Администрация Чебаркульского городского округа; Институт астрономии РАН / Под ред. В. А. Алексеева, А. В. Орлова, С. Г. Захарова, Е. В. Сюткиной. Челябинск: "Край Ра", 2013. – 168 с.
172. Геофизические условия при взрыве Челябинского (Чебаркульского) метеороида 15.02.2013 г. / Алпатов В. В., Буров В. А., Вагин Ю. П., Галкин и др. – М.: ФГБУ «ИПГ», 2013. – 37 с.
173. Геохимия. – 2013. – Т. 51, № 7. (Тематический выпуск).

174. Астрономический вестник. – 2013. – Т. 47, № 4. (Тематический выпуск).

175. Метеорит Челябинск – год на Земле: материалы Всероссийской научной конференции / [редкол.: Н. А. Антипин и др.; сост. Н. А. Антипин]. – Челябинск, Агентство СІР Челябинской ОУНБ. Челябинский государственный краеведческий музей, 2014. – 694 с.

176. A 500-kilotone airburst over Chelyabinsk and an enhanced hazard from small impactors / P. G. Brown, J. D. Assink, L. Astiz, et al. // Nature. – 2013. – V. 503. – P. 238 – 241.

177. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite, and characterization / O. P. Popova, P. Jenniskens, V. Emelyanenko et. al. // Science. – 2013. – V. 342. – P. 1069–1073.

178. Popova O. P. Supplementary material for Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization / O. P. Popova, P. Jenniskens, V. Emelyanenko et al.// Электронный ресурс: www.sciencemag.org/cgi/content/full/science.1242642/DC1.

180. Динамические процессы в геосферах. Выпуск 5. Геофизические эффекты падения Челябинского метеороида: Сборник научных трудов ИДГ РАН. Специальный выпуск. – Москва : ГЕОС, 2014. – 160 с.

181. Черногор Л. Ф. Челябинский метеорит: самый большой удар из космоса за последние 100 лет / Л. Ф. Черногор // Universitates. – 2013. – № 2. – С. 59 – 63.

182. Chernogor L. F. The physical effects associated with Chelyabinsk meteorite's passage / L. F. Chernogor, V. T. Rozumenko // Problems of Atomic Science and Technology. – 2013. – Vol. 86, No 4. – Pp. 136 – 139.

183. Черногор Л. Ф. Челябинский метеорит – предвестник космической кары. Часть 1 / Л. Ф. Черногор // Наука и техника. – 2013. – № 6. – С. 2 – 6.

184. Черногор Л. Ф. Челябинский метеорит – предвестник космической кары. Часть 2 / Л. Ф. Черногор // Наука и техника. – 2013. – № 7. – С. 5 – 11.

185. Черногор Л. Ф. Основные физические явления при полете Челябинского космического тела / Л. Ф. Черногор // Материалы конференции "Астероиды и кометы. Челябинское событие и изучение падения метеорита в озеро Чебаркуль". Международная научно-практическая конференция (Чебаркуль, 21 – 22 июня 2013 г.). Администрация Чебаркульского городского округа; Институт астрономии РАН / Под ред. В. А. Алексеева, А. В. Орлова, С. Г. Захарова, Е. В. Сюткиной. Челябинск: "Край Ра", 2013. – С. 148 – 152.

186. Черногор Л. Ф. Життя на крихтній і вразливій планеті: про що нагадав нам Челябінський метеорит / Л. Ф. Черногор // Світогляд. – 2013. – № 3. – С. 66 – 69.

187. Черногор Л. Ф. Плазменные, электромагнитные и акустические эффекты метеорита "Челябинск" / Л. Ф. Черногор // Инженерная физика. – 2013. – № 8. – С. 23 – 40.

188. Черногор Л. Ф. Физические эффекты пролета Челябинского метеорита / Л. Ф. Черногор // Доповіді Національної академії наук України. – 2013. – № 10. – С. 97 – 104.

189. Черногор Л. Ф. Возмущения в геокосмосе, сопровождавшие падение метеорита "Челябинск" / Л. Ф. Черногор, К. П. Гармаш // Радиофизика и радиоастрономия. – 2013. – Т. 18, № 3. – С. 231 – 243.

190. Черногор Л. Ф. Крупномасштабные возмущения магнитного поля Земли, сопровождавшие падение Челябинского метеороида / Л. Ф. Черногор // Радиофизика и электроника. – 2013. – Т. 4 (18), № 3. – С. 47 – 54.

191. Черногор Л. Ф. Физические эффекты челябинского метеороида в системе Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера // Радиофизические исследования ионосферы (РФИИ – 2013). – Сборник тезисов докладов I Украинской конференции, посвященной 100-летию со дня рождения В. А. Мисюры. – Харьков, 24 – 25 октября 2013 г. – С. 13 – 17.

192. Черногор Л. Ф. Ионосферные возмущения, сопровождавшие пролет Челябинского тела / Л. Ф. Черногор, В. В. Барабаш // Кинематика и физика небесных тел. – 2014. – Т. 30, № 3. – С. 27–42.

193. Chernogor L. F. Ionosphere disturbances accompanying the flight of the Chelyabinsk body / L. F. Chernogor, V. V. Barabash // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2014. – V. 30, N. 3. – P. 126–136.

194. Черногор Л. Ф. Эффекты Челябинского метеороида в геомагнитном поле / Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэрномия. – 2014. – Т. 54, № 5. – С. 658 – 669.

195. Chernogor L. F. Geomagnetic field effects of the Chelyabinsk meteoroid / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2014. – V. 54, N. 5. – P. 613 – 624.

196. Черногор Л. Ф. Радарное обнаружение миниастероидов / Л. Ф. Черногор // Известие вузов. Радиоэлектроника. – 2013. – Т. 56, № 11. – С. 54 – 62.

197. Химический энциклопедический словарь / под ред. Кнунянц В.К. – Москва : «Советская энциклопедия», 1983.

198. Черногор Л. Ф. Основные эффекты падения метеорита Челябинск: результаты физико-математического моделирования / Л. Ф. Черногор // Метеорит Челябинск – год на Земле: материалы Всероссийской научной конференции [редкол.: Н. А. Антипин и др.; сост. Н. А. Антипин]. – Челябинск, Агентство СІР Челябинской ОУНБ. Челябинский государственный краеведческий музей, 2014. – С. 229–265.

199. Черногор Л. Ф. Эффекты Челябинского метеороида в ионосфере / Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэрномия. – 2015. – Т. 55, № 3. – С. 370–385.

200. Chernogor L. F. Ionospheric effects of the Chelyabinsk meteoroid / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2015. – Vol. 55, No. 3 – P. 353–368.

201. Черногор Л. Ф. Возмущения в нижней ионосфере, сопровождавшие падение Челябинского космического тела / Л. Ф. Черногор // Космические исследования. – 2017. – Т. 55, № 5. – С. 342–352.

202. Черногор Л. Ф. Физические эффекты, сопровождавшие полет и взрыв Челябинского метеороида / Л. Ф. Черногор // Радиотехника. Всеукраинский межведомственный научно-технический сборник. – 2016. – Вып. 184. – С. 32 – 36.

203. Черногор Л. Ф. Параметры инфразвуковых эффектов, сгенерированных Челябинским метеороидом 15 февраля 2013 г. / Л. Ф. Черногор, Н. Б. Шевелев // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка. – 2016. – Вип. 25. – С. 70 – 73.

204. Черногор Л. Ф. Параметры инфразвуковых волн, сгенерированных Челябинским метеороидом 15 февраля 2013 г. / Л. Ф. Черногор, А. И. Лящук // Кинематика и физика небесных тел. – 2017. – Т. 33, № 2. – С. 60 – 72.

205. Chernogor L. F. The parameters of infrasonic waves generated by Chelyabinsk meteoroid 15 February 2013 / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2017. – Vol. 33. – No. 2. – Pp. 79 – 87.

206. Лазоренко О. В. Системный спектральный анализ инфразвукового сигнала, сгенерированного Челябинским метеороидом / О. В. Лазоренко, Л. Ф. Черногор // Известия вузов. Радиоэлектроника. – 2017. – №8. – С. 427 – 436.

207. Chernogor L. F. System Spectral Analysis of Infrasound Signal Generated by Chelyabinsk Meteoroid / L. F. Chernogor, O. V. Lazorenko // Radioelectronics and communications systems. – 2017. – Vol. 60, No. 8. – P. 331–338.

208. Черногор Л. Ф. Акустические эффекты Челябинского метеороида / Л. Ф. Черногор // Радиофизика и радиоастрономия. – 2017. – Т. 22, № 1. – С. 53–66.

209. Черногор Л. Ф. Атмосферно-сейсмический эффект Челябинского метеороида / Л. Ф. Черногор // Радиофизика и радиоастрономия. – 2017. – Т. 22, № 2. – С. 123–137.

210. Черногор Л. Ф. Атмосферные эффекты газо-пылевого следа Челябинского метеороида / Л. Ф. Черногор // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. – 2017. – Т. 53, № 3. – С. 296–306.

211. Мартынов Д. Я. Курс общей астрофизики. / Д. Я. Мартынов. – Москва : Наука, 1988. – 640 с.

212. Черногор Л. Ф. Эффекты в магнитосфере при подлете Челябинского метеороида / Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэрономия. – 2018. – С. 267–280.

213. Астрономические и физические аспекты челябинского события 15 февраля 2013 года / В. В. Емельяненко, О. П. Попова, Н. Н. Чугай и др. // Астрономический вестник. – 2013. – Т.47, №4. – С. 262 – 277.

214. Параметры Челябинского метеороида: анализ данных / О. П. Попова, В. В. Шувалов, Ю. С. Рыбнов и др. // Динамические процессы в геосферах: сб. науч. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС. – 2013. – Вып. 4. – С. 1 – 10.

215. Fortov V. E. Chelyabinsk superbolide explosion in the Earth's atmosphere: a common phenomenon or unique coincidence? / V. E. Fortov, V. G. Sultanov, V. A. Shutov // Geochemistry International. – 2013. – V.51, №7. – P. 549 – 567.

216. Емельяненко В. В. Челябинское событие и астероидно-кометная опасность / В. В. Емельяненко, Б. Н. Шустов // УФН.– 2013. – Т.183, №8. – С. 885 – 888.

217. Zuluaga, J. I. A preliminary reconstruction of the orbit of the Chelyabinsk Meteoroid / J. I. Zuluaga, I. Ferrin // <https://arxiv.org/abs/1302.5377>. 2013.

218. Zuluaga, J. I. The orbit of the Chelyabinsk event impactor as reconstructed from amateur and public footage / J. I. Zuluaga, I. Ferrin, S. Geens // <https://arxiv.org/abs/1303.1796>. 2013.

219. Borovicka, J. Trajectory and orbit of the Chelyabinsk superbolide // Electronic Telegram / J. Borovicka, P. Spurny, L. Shrbeny // Cambridge, MA: 200

Central Bureau Electronic Telegrams, International Astronomical Union. – 2013. – № 3423.

220. Marov M. Ja. Chelyabinsk event as an astronomical phenomenon / M. Ja. Marov, B. M. Shustov // *Geochemistry International*. – 2013. – V. 51, №7. – P. 587 – 589.

221. Рахматулин Р. А. Магнитные эффекты Челябинского метеороида в магнитосфере Земли / Р. А. Рахматулин, А. Ю. Пашинин, Ю. В. Липко // Труды XXIV Всероссийской научной конференции. Распространение радиоволн. РРВ-24, Иркутск, 29 июня – 5 июля 2014 г. Научный редактор Куркин В. И, 2014. – Т. I. – С. 296 – 299.

222. Оценка энергии Челябинского болида по инфразвуковым измерениям / Ю. С. Рыбнов, О. П. Попова, В. А. Харламов и др. // *Динамические процессы в геосферах: сб. науч. тр. ИДГ РАН. – Вып. 4. – Москва : ГЕОС. – 2013. – С. 191–201.*

223. Ionospheric effects induced by the Chelyabinsk meteor / G. V. Givishvili, L. N. Leshchenko, V. V. Alpatov et al. // *Solar System Research*. – 2013. – V.47, №4. – P. 280 – 287.

224. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. В. Физика ионосферы. / Б. Брюнелли, А. Намгаладзе. – Москва : Наука, 1988. – 528 с.

225. Попова О. П. Параметры Челябинского метеороида: анализ данных. Метеорит Челябинск – год на Земле: материалы Всероссийской научной конференции. Под ред. Н. А. Антипина. / О. П. Попова, В. В. Шувалов, Ю. С. Рыбнов и др.// Челябинск: Из-во “Каменный пояс”, 2014. – С. 364– 376.

226. Исследование естественной и искусственно возмущенной мощным радиоизлучением нижней ионосферы при помощи высокочастотного зондирования / А. М. Гоков, С. И. Мартыненко, В. А. Мисюра и др. // – Норильск; Россия. : II Всесоюзное совещание по полярной ионосфере и магнитосферно-ионосферным связям; Тезисы докладов, 1980. – С. 32–33. –

(Материалы Всесоюзного симпозиума. Суздаль, сентябрь 1983 г.). – (Москва: ИЗМИРАН, 1983. – С. 94–95).

227. Профили электронной концентрации в ночной высокоширотной нижней ионосфере, искусственно возмущенной мощными радиоволнами / А. М. Гоков, С. И. Мартыненко, В. А. Мисюра // Геомагнетизм и аэрономия. – 1982. – Т. 22, № 15. – С. 748–752.

228. Возмущение неоднородной структуры и регулярных параметров нижней ионосферы на высоких и средних широтах мощным непрерывным и импульсным радиоизлучением. / С. И. Мартыненко, В. А. Мисюра, Л. А. Пивень. – Москва, 1983. – С. 94 – 95. – (Эффекты искусственного воздействия мощным радиоизлучением на ионосферу Земли).

229. Черногор Л. Ф. Возмущение неоднородной структуры в нижней ионосфере под действием мощного радиоизлучения / Л. Ф. Черногор // Известия вузов. Радиофизика. – 1985. – Т. 28, № 12. – С. 17–26.

230. Материалы международной научно-практической конференции “Астероиды и кометы. Челябинское событие и изучение падения метеорита в озеро Чебаркуль”. Под ред. В. А. Алексеева. Челябинск: “Край Ра”, 2013. – 168 с.

231. Алпатов В. В. Геофизические условия при взрыве Челябинского (Чебаркульского) метеороида 15.02.2013 г./ В. В. Алпатов, В. А. Буров, Ю. П. Вагин и др. // – Москва: ФГБУ “ИПГ”, 2013. – 37 с.

232. Метеорит Челябинск – год на Земле: материалы Всероссийской научной конференции. Под ред. Н. А. Антипина. Челябинск: Из-во “Каменный пояс”, 2014. – 694 с.

233. Емельяненко В. В. Астрономические и физические аспекты челябинского события 15 февраля 2013 года. / В. В. Емельяненко, О. П. Попова, Н. Н. Чугай и др. // Астрономический вестник. – 2013. – Т. 47, № 4. – С. 262–277.

234. Григорян С. С. Челябинский суперболид: к физике взрыва / С. С. Григорян, Ф. С. Ибодов, С. И. Ибадов. // Астрономический вестник. Исследования солнечной системы. – 2013. – Т. 47, № 4. – С. 292–298.

235. Morton B. R. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources / B. R. Morton, G. Taylor, J. S. Turner // Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, physical and engineering sciences. The Royal Society, 1956. – V. 234. №1196. – P. 1–23.

236. Госсард Э. Э. Волны в атмосфере. / Э. Госсард, У. Хук. – Москва : Мир, 1978. – 532 с.

237. Голдстейн Г. Классическая механика. / Г. Голдстейн. – Москва, : «Наука», 1975. – 408 с.

238. Справочник физических констант горных пород. / Под ред. С. Кларка. – Москва : «Мир», 1969. – 544 с.

239. Бронштэн В. А. Дробление и разрушение крупных метеорных тел в атмосфере / В. А. Бронштэн // Астроном. вестник. – 1995. – Т. 29, № 5. – С. 450–458.

240. Атмосфера. Справочник./ Под ред. Седунова Ю.С. и др. – Ленинград : Гидрометеиздат, 1991. – 510 с.

241. ГОСТ 4401-81 – Атмосфера стандартная. Параметры. / – Москва : ИПК Издательство стандартов, 2003. – 179 с.

242. Титъенс О. Гидро- и аэромеханика. По лекциям проф. Л. Прандля, том второй, / О. Титъенс. – Москва : Объединенное научно-техническое издательство НКТП СССР, 1935. – 282 с.

243. Справочное руководство по небесной механике и астродинамике. Под ред. Дубошина Г. Н., издание второе. – Москва : «Наука», 1976, – 862 с.

244. Прандль Л. Эффект Магнуса и ветряной корабль. / Л. Прандль : Успехи физических наук., 1925, – Т.V, вып. 1–2.

245. Clancy L. J. Aerodynamics. / L. J. Clancy. // A Halsted Press Book, 1975. – 610 p.

246. Bronstein V. A. Physics of Meteoric Phenomena. / V. A. Bronstein. – Dordrecht, Holland : D. Reidel Publ. Co., 1983. – 358 p.

247. Гостинцев Ю. А., Шацких Ю. В. О механизме генерации длинноволновых акустических возмущений в атмосфере всплывающим облаком продуктов взрыва. / Ю. Гостинцев, Ю. Шацких. // Физика горения и взрыва. – №2. – 1987. – С. 91–97.

248. Горькавый Н. Н. Взаимодействие Челябинского болида с атмосферой / Н. Н. Горькавый, Т. А. Тайдакова // Метеорит Челябинск — год на Земле: материалы Всероссийской научной конференции Под ред.: Н. А. Антипина и др. // Челябинск, Агентство СР Челябинской ОУНБ. Челябинский государственный краеведческий музей, 2014. – С. 124–129.

249. Горькавый Н. Н. Аэрозольный шлейф Челябинского болида / Н. Н. Горькавый, Т. А. Тайдакова, Е. А. Проворникова и др. // Метеорит Челябинск — год на Земле : материалы Всероссийской научной конференции Под ред.: Н. А. Антипина и др. // Челябинск, Агентство СР Челябинской ОУНБ. Челябинский государственный краеведческий музей, 2014. – С. 130–135.

250. Афраймович Э. Л. GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли. / Э. Л. Афраймович, Н. П. Перевалова. – Иркутск : ГУ НЦ РВХ ВСНЦ СО РАМН, 2006. – 480 с.

251. Galushko V. G. Statistics of Ionospheric Disturbances over the Antarctic Peninsula as Derived from TEC Measurements / V. G. Galushko, V. V. Paznukhov, A. A. Sopin and Yu. M. Yampolski // Journal of Geophysical Research. Space Physics. – 2016. – Vol. 121. – pp.1-15.

ДОДАТОК

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Спутниковые наблюдения ионосферных возмущений, последовавших за падением Челябинского метеорита / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов, В. Н. Федоренко, А. М. Цымбал // Космічна наука і технологія. – 2013. – Т. 19, № 6. – С.38 – 46.

Особистий внесок здобувача: розробка методики обробки експериментальних даних, їх обробка та фізичне тлумачення, а також написання окремих розділів.

2. Черногор Л. Ф. Возмущение ионосферы мощным непрерывным проходящим радиоизлучением: результаты численного моделирования / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов. // Радиофизика и радиоастрономия. – 2015. – Т. 20, №1. – С.48–63.

Особистий внесок здобувача: фізико-математичне моделювання низки фізичних і радіофізичних ефектів та їх аналіз, написання окремих розділів.

3. Черногор Л. Ф. Амплитудное самовоздействие мощных непрерывных проходящих радиоволн в ионосфере: результаты численного моделирования / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2015. – Т. 20, №2. – С.122–132.

Особистий внесок здобувача: фізико-математичне моделювання низки фізичних і радіофізичних ефектів та їх аналіз, написання окремих розділів.

4. Милованов Ю. Б. Регуляризация алгоритма расчета высотно-временных характеристик, описывающих динамику падения Челябинского метеороида / Ю. Б. Милованов, Л. Ф. Черногор // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка". – 2017. – Вип. 26. – С. 75 – 79.

Особистий внесок здобувача: фізико-математичне моделювання низки фізичних ефектів та їх аналіз, написання окремих розділів.

5. Черногор Л. Ф. Взаимодействие сверхмощных радиоимпульсов наносекундной длительности с атмосферой и плазмой нижней ионосферы / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов, В. Т. Розуменко. // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка". – 2017. – Вип. 27. – С. 53 – 56.

Особистий внесок здобувача: фізико-математичне моделювання низки фізичних і радіофізичних ефектів та їх аналіз, написання окремих розділів.

6. Chernogor L. F. A rise of a meteoroid thermal in the terrestrial atmosphere / L. F. Chernogor, Yu. B. Mylovanov // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2018. – Vol. 34, No 4. – P. 198–206. (SCOPUS)

Особистий внесок здобувача: фізико-математичне моделювання низки фізичних ефектів та їх аналіз, написання окремих розділів.

6а. Черногор Л. Ф. Всплывание метеороидного термика в атмосфере Земли / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов // Кинематика и физика небесных тел. – 2018. – Т. 34, №4. – С. 53–66.

Особистий внесок здобувача: фізико-математичне моделювання низки фізичних ефектів та їх аналіз, написання окремих розділів.

7. Черногор Л. Ф. Динамика падения Челябинского метеороида: высотно-временные зависимости / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2018. – Т. 23, № 2. – С. 104 – 115.

Особистий внесок здобувача: фізико-математичне моделювання низки фізичних ефектів та їх аналіз, написання окремих розділів.

8. Возмущения полного электронного содержания ионосферы, вызванные падением Челябинского метеороида / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов, В. Н. Федоренко, А. М. Цымбал // Радиофизические исследования ионосферы (РФИИ – 2013). – Сборник тезисов докладов I

Украинской конференции, посвященной 100-летию со дня рождения В. А. Мисюры. – Харьков, 24 – 25 октября 2013 г. – С. 40 – 43.

9. Милованов Ю. Б. Численное моделирование эффектов пролета Челябинского космического тела / Ю. Б. Милованов, Л. Ф. Черногор // Ukrainian conference on space research. Uzhhorod, Ukraine. 8 – 12 September 2014. Abstracts. – Kyiv, 2014. – P. 36.

10. Черногор Л. Ф. Высотно-временные характеристики, описывающие динамику падения Челябинского метеороида / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов // 17th Ukrainian conference on space research. Abstracts 2017. Odesa, Ukraine, august, 21–25, 2017. – С. 163.

«Особистий внесок здобувача у роботах №1–10 полягає у розробці фізико-математичний моделі, числового моделювання, програмного забезпечення та виконання розрахунків».