

Актуальні питання сьогодення

УДК 550.348.0985: 551.146

Ю.Б. Бродський

К.Т.Н.

В.П. Ганношин

К.Т.Н.

Житомирський національний агроекологічний університет

ПРИЧИНИ ПОРУШЕННЯ ПРОСТОРОВО-ЧАСОВОГО РОЗПОДІЛЕННЯ ЕЛЕКТРОННОЇ КОНЦЕНТРАЦІЇ В ІОНОСФЕРІ В ПЕРІОД ПРОТІКАННЯ СЕЙСМІЧНОГО ПРОЦЕСУ

Проведено фізико-математичне обґрунтування порушення просторово-часового розподілу іоносферної електронної концентрації в період протікання сейсмічного процесу. Отримано рівняння зв'язку просторово-часового змінювання іоносферної електронної концентрації з використанням інтегро-диференційного рівняння для функції розподілення електронів. Результати моделювання для функції розподілення іоносферної електронної концентрації добре узгоджуються з вимірюваннями повного вмісту електронів в іоносфері, отриманими з використанням GPS-техніки та іонозондів у період протікання сейсмічного процесу.

Постановка проблеми

Своєчасне та достовірне попередження про екологічну небезпеку внаслідок прояву сейсмічної активності залишається однією з актуальних, невирішених проблем людства.

Достовірність прогнозу майбутнього землетрусу визначається як величиною імовірності правильного виявлення, так й імовірністю помилкової тривоги. Ціна неправильного прогнозу дуже висока – це життя і здоров'я людей, це економічне і матеріальне благополуччя цілих регіонів.

Відомі лише одиничні випадки вдалого прогнозу землетрусів, які були значною мірою емпіричними і робилися на основі якісного аналізу збурень одного або декількох геофізичних параметрів. Численнішими є помилкові прогнози або «пропуски» подій. Це зайвий раз підтверджує недостатність наших знань про процеси підготовки землетрусів, а також обмеженість методів сейсмічного районування, що мають на меті довгострокове прогнозування можливості події, а не короткострокового прогнозу землетрусу. У методах сейсмічного районування не враховуються варіації різних геофізичних полів. Проте, саме аналізуючи поведінку геофізичних полів, ми повинні навчитися послідовно відповідати на питання: у якому місці, в який час та якої сили очікується сейсмічна подія?

Наслідки землетрусів роблять актуальним проведення досліджень фізичних процесів, що супроводжують підготовку землетрусів на різних фазах, і розробку на їх основі методів і засобів прогнозу. В даний час у

всьому світі ведуться інтенсивні дослідження з розвитку і вдосконалення методів прогнозу землетрусів. Це стосується довгострокового, середньострокового і короткострокового прогнозування. Все більше дослідників схилиються до іоносферних передвісників землетрусів, у зв'язку з наявністю GPS-техніки та іонозондів.

Аналіз численних літературних джерел, присвячених відгуку іоносфери на сейсмічний процес, що протікає, дозволив встановити наступні фізичні ефекти в іоносфері, які супроводжують зародження та протікання сейсмічного процесу: зміни щільності потоку енергетичних електронів з енергіями E_e більше 40 кеВ та E_e більше 100 кеВ; варіації щільності електронної концентрації іоносферної плазми (відхилення від незбуреного значення), спостережувані за 1–5 діб; тривалість варіації щільності електронної концентрації іоносферної плазми одного знаку невелика і складає від 4 до 6 годин. Тільки у разі дуже сильних землетрусів вона може бути значною (до 12 годин); в середньому сейсмо-іоносферні варіації щільності електронної концентрації іоносферної плазми мають амплітуду, сумірну щоденній мінливості іоносфери (15–25 %), але в певні моменти місцевого часу вони можуть перевищувати 100 %; за 1–5 діб до майбутнього землетрусу відбувається порушення просторово-часового ходу в розподілі електронної концентрації в іоносфері, з утворенням неоднорідності останньої; лінійні розміри неоднорідності електронної концентрації в іоносфері можуть складати від 300 до 1500 км по широті і від 600 до 4000 км по довготі, відлічувані від епіцентру майбутнього землетрусу; в області епіцентру за 3–5 діб спостерігається зростання електронної концентрації в максимумі шару F2, з подальшим її зменшенням за 1–3 доби. При цьому, напередодні землетрусу (за 1–2 доби), відбувається порушення просторово-часового ходу максимуму електронної концентрації.

У зв'язку з цим, автори спрямували свої дослідження на обґрунтування порушення просторово-часового розподілу іоносферної електронної концентрації ($N_e(h, t)$) в період протікання сейсмічного процесу.

Аналіз останніх досліджень

У сейсмospokійні дні електронна концентрація в іоносфері (N_e) визначається рівнянням балансу електронів в одиниці об'єму іонізованого газу [1]:

$$\frac{\partial N_e(t)}{\partial t} = N_+ - N_-,$$

де N_+ і N_- – джерела народження і загибелі частинок в одиниці об'єму, або:

$$\frac{\partial N_e(t)}{\partial t} = Na(h)Ne(t)\alpha_1(h) - Ne^2(t)N_i(h)\beta_1(h), \quad (1)$$

де $Na(h)$, $N_i(h)$ – висотне розповсюдження атомів та іонів в іоносфері;

$\alpha_1(h)$, $\beta_1(h)$ – висотні коефіцієнти об'ємної іонізації фотонами і дифузної рекомбінації.

За відсутності в іоносфері потоку електронів кількість народжених $Na(h)Ne(t)\alpha_1(h)$ та зникаючих $Ne^2(t)N_i(h)\beta_1(h)$ електронів співпадає $\left(\frac{\partial Ne(t)}{\partial t} = 0\right)$.

За наявності потоку електронів q_{en} рівняння балансу електронів представляється в такому вигляді:

$$\frac{\partial N_e(t)}{\partial t} + \nabla \cdot q_{en} = N_+ - N_- \quad (2)$$

У [2] для розв'язку рівняння (2) пропонується наступне.

Швидкість зміни концентрації електронів за рахунок реакції процесів парної взаємодії електронів з нейтральними молекулами представляється у вигляді:

$$\partial N_e(t) / \partial t = -k_{en} N_e(h) N_n(h), \quad (3)$$

де k_{en} – коефіцієнт швидкості процесів парної взаємодії електронів з нейтральними молекулами, $N_n(h)$ – концентрація нейтральних молекул.

Пропонується за величину $k_{en} N_n(h)$ прийняти частоту непружних зіткнень електрон – нейтральна молекула (ν_{en}). Тоді рівняння безперервності (2) для електронів у рівноважній плазмі може бути представлено наступним співвідношенням:

$$-N_e(h)\nu_{en} + \frac{\partial}{\partial x} N_e v_x + \frac{\partial}{\partial y} N_e v_y + \frac{\partial}{\partial z} N_e v_z = 0, \quad (4)$$

де v_x , v_y , v_z – складові швидкості по осях x , y , z для локальної декартової системи координат.

Проте отримати висотний розподіл електронної концентрації в іоносфері у часі за пропонованою методикою складно з наступних причин:

1. Не слід ототожнювати частоту зіткнень електрон – нейтральна молекула (ν_{en}), випробовуваних за одну секунду, із зіткненнями, що приводять до рекомбінації. Здійснюючи безладний тепловий рух, електрон випробовує зіткнення з нейтральними молекулами, іонами і електронами, під час яких передає їм свою кінетичну енергію. Тільки деякі із зіткнень з іонами приводять до рекомбінації, і лише деякі із зіткнень з нейтральними молекулами як наслідок мають осідання електрона на нейтральній молекулі.

2. Рівняння балансу електронів, за наявності потоку електронів q_{en} , представляється в такому вигляді:

$$\frac{\partial N_e(t)}{\partial t} + \nabla \cdot q_{en} = N_+ - N_- + N_e, \quad (5)$$

або для дня (6) і ночі (7) відповідно:

$$\frac{\partial Ne(t)}{\partial t} + \nabla \cdot q_{en} = Na(h)Ne(t)(\alpha_1(h) + \alpha_2(h)) - Ne^2(t)N_i(h)(\beta_1(h) + \beta_2(h)), \quad (6)$$

$$\frac{\partial Ne(t)}{\partial t} + \nabla \cdot q_{en} = Na(h)Ne(t)\alpha_2(h) - Ne^2(t)N_i(h)(\beta_1(h) + \beta_2(h)), \quad (7)$$

де $\alpha_2(h)$, $\beta_2(h)$ – коефіцієнти ударної об'ємної іонізації і ударної об'ємної рекомбінації відповідно.

Рівняння (5) відрізняється від рівняння (2), що описує баланс електронів в одиниці об'єму, врахуванням зовнішніх джерел іонізації і рекомбінації (за рахунок потоку електронів з верхньої магнітосфери в період протікання сейсмічного процесу), доданок Ne .

Наявність у рівняннях (6) і (7) додаткової складової $\nabla \cdot q_{en}$ та коефіцієнтів $\alpha_2(h)$, $\beta_2(h)$ приводить до появи доданка N_e в рівнянні (5), тому баланс електронів в іоносферній плазмі порушується.

3. Присутність в іоносфері складових магнітного поля Землі приводить до того, що поведінку іоносферної плазми необхідно розглядати на підставі гідродинамічних рівнянь, які можна отримати з кінетичних рівнянь [3].

4. Іоносферна плазма не знаходиться в термодинамічній рівновазі – температура електронів перевищує температуру важких частинок ($T_e > T_i \approx T_a$), тому функція розподілу електронів за швидкостями (що входить в гідродинамічні рівняння) може суттєво відрізнитися від локальної максвеловської.

5. Наявність потоку електронів приводить до того, що частота зіткнення з нейтральними молекулами, іонами та електронами буде визначатися не температурою іоносферної плазми, а швидкістю (енергією) електронного потоку [4].

6. Існування потоку енергетичних електронів приведе до виникнення додаткових складових у коефіцієнтах об'ємної іонізації і дифузної рекомбінації – коефіцієнти ударної об'ємної іонізації і ударної об'ємної рекомбінації (рівняння (6) і (7)). Оскільки енергія електронів у потоці набагато більша за теплову енергію, тоді розподіл Максвела підтримуватися не може. Для визначення коефіцієнтів ударної об'ємної іонізації та ударної об'ємної рекомбінації необхідно використовувати теорію модифікованого дифузійного наближення. У рамках даної теорії плазма розглядається як єдина система взаємозв'язаних компонентів. Враховується вплив непружних зіткнень на розподіл електронів по

енергіях і зворотний вплив нерівноваженості цього розподілу на населеність збуджених атомів і коефіцієнти іонізації та рекомбінації [5].

Оскільки надалі нас цікавитиме висотно-часовий розподіл $N_e(h, t)$ та, нехтуючи змінами потоку електронів в горизонтальній площині в іоносфері при протіканні сейсмічного процесу, то рівняння (6) і (7) набувають такого вигляду:

$$\frac{\partial N_e(t)}{\partial t} + \frac{\partial q_{en}}{\partial h} = Na(h)Ne(t)(\alpha_1(h) + \alpha_2(h)) - Ne^2(t)N_i(h)(\beta_1(h) + \beta_2(h)), \quad (8)$$

$$\frac{\partial N_e(t)}{\partial t} + \frac{\partial q_{en}}{\partial h} = Na(h)Ne(t)\alpha_2(h) - Ne^2(t)N_i(h)(\beta_1(h) + \beta_2(h)). \quad (9)$$

Порушення балансу електронів іоносферної плазми в період протікання сейсмічного процесу неодмінно приведе до порушення просторово-часового розподілу електронної концентрації в іоносфері.

Отже, в результаті взаємодії моноенергетичного потоку електронів з верхньою атмосферою повинні відбутися як перерозподіл по висоті максимуму електронної концентрації, так і зміна її величини.

Методика досліджень

Для визначення характеру змінювання іоносферних параметрів за наявності потоку енергетичних електронів пропонується наступна методика.

В [4] наведена модель іоносфери для середніх широт і середньої сонячної активності, яка буде використана при оцінках та чисельних розрахунках для моделювання електронних потоків, а також функції розподілу іоносферної електронної концентрації в період протікання сейсмічного процесу.

Для розв'язування задачі впливу моноенергетичного потоку електронів, що виникає в період протікання сейсмічного процесу, на функцію розподілу $Ne(h)$, важливим є вибір верхніх граничних умов. Тут слід мати на увазі дві обставини. По-перше, вище за деякий рівень дифузійне наближення непридатне для опису поведінки заряджених частинок, оскільки частота зіткнень ν_{in} стає дуже маленькою внаслідок зменшення концентрації нейтральних частинок у верхній атмосфері [6]; по-друге, існує обмін зарядженими частинками між іоносферою та вище розміщеною плазмосферою.

Оскільки в плазмосфері основним іоном є іон H^+ , то для точного опису області $F2$ слід використовувати двохіонну модель (O^+, H^+) , що одночасно розширює і можливості використання дифузійного наближення. Така двохіонна модель включає рівняння нерозривності для іонів H^+ з урахуванням амбіполярної дифузії процесу перезарядки $O^+ \rightarrow H^+$ в рівняннях для O^+ і H^+ . Ця модель може бути поширена на весь

іоносферний шар, що дозволяє виключити необхідність задавати верхні граничні умови.

Побудову функції розподілу $Ne(h)$ в іоносфері розглянемо на прикладі модельного атомарного газу (O, H) з єдиним для його оболонок потенціалом іонізації. Наочний теоретичний опис складніших середовищ громіздкий, оскільки необхідно описувати парціальні внески кожної оболонки. Єдиний потенціал іонізації можна розглядати як середній по всіх оболонках і сортах атомів, що у ряді завдань забезпечує достатню точність.

Розгляд вторинних електронів при побудові функції розподілу $Ne(h)$ в іоносфері недоцільний за наступних причин. Вірогідність утворення вторинного електрона з малою енергією різко перевищує вірогідність утворення електрона з енергією, зрівняною з енергією падаючого електрона. Вторинні електрони низької енергії, окрім іонізаційних і пружних зіткнень з молекулами середовища, інтенсивно беруть участь у рекомбінаційних процесах [7]. Якщо в середовищі присутній кисень, істотна вірогідність приєднання вторинних електронів до його молекул з утворенням негативних іонів. Негативні іони і вторинні електрони рекомбінують з позитивними іонами, що утворилися при іонізаційному розсіянні. Вірогідність всіх цих процесів різко убуває із зростанням енергії, тому брати їх у розрахунок при моделюванні потоку первинних електронів високої енергії і побудові функції розподілу $Ne(h)$ в іоносфері не має сенсу.

Окрім цього, для іоносфери відношення довжини вільного пробігу електрона до ширини шару іоносфери мале, а також внаслідок малої маси електрона відносно важких частинок можна вважати, що атоми та іони знаходяться в стані спокою, а їх функції розподілу за швидкостями залишаються максвеловськими. Наявність електронного потоку в іоносфері приводить до нерівноваженості системи яка, у свою чергу, приводить лише до слабкої зміни локально-максвеловської функції розподілу електронів.

У такому наближенні рівняння гідродинаміки електронів можна отримати, скориставшись інтегро-диференціальним рівнянням для функції розподілу електронів. При цьому для виведення рівнянь для потоків і формул для коефіцієнтів перенесення необхідно знаходити f_i – наближення до локально-максвеловської функції розподілу [1]:

$$f(v) = N_e(h) \left[\frac{m_e}{2\pi k_B T(h)} \right]^{\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{m_e v_e^2}{2k_B T(h)} \right], \quad (10)$$

де m_e і v_e – маса та швидкість електрона;

k_B – стала Больцмана.

Саме таке наближення і дозволяє розрахувати коефіцієнти перенесення, оскільки в ізотропному максвеловському розподілі потоки відсутні. При достатньо малих ступенях іонізації в іоносфері можна зробити ще одне спрощення: знехтувати зіткненнями електронів між собою в порівнянні із зіткненнями електронів з атомами та іонами.

Користуючись у такому наближенні функцією розподілу електронів f_1 , можна отримати систему гідродинамічних рівнянь, включаючи співвідношення для потоків і кінетичних коефіцієнтів перенесення. Для знаходження останніх слід користуватися двохрідинною гідродинамікою електронів та гідродинамікою важких частинок (атоми та іони, що знаходяться в локальній термодинамічній рівновазі, розглядаються як єдине середовище). Іноді замість системи рівнянь для важкої компоненти використовують систему рівнянь для плазми в цілому.

Потік електронів $q_{en}(h)$ з верхньої магнітосфери в період протікання сейсмічного процесу, розрахований з кінетичної теорії по функції розподілу f_1 для лоренцевського газу, має вигляд [1]:

$$q_{en}(h) + q_{en}(h) \times \Omega = -D_e \frac{\partial}{\partial h} N_e(h) - D_\tau (v_e(h) - 3/2) \frac{\partial}{\partial h} T_e(h) + \mu_e N_e(h) E, \quad (11)$$

де $v_e(h)$ – швидкість потоку електронів на іоносферних висотах;

$D_e = k_B T_e(h) \tau_\delta / m_e$ – коефіцієнт дифузії електронів;

$D_\tau = k_B N_e(h) \tau_\delta / m_e$ – коефіцієнт термодифузії електронів;

$\lambda_e = k_B^2 T_e(h) \tau_\delta / m_e$ – коефіцієнт теплопровідності електронів;

$T_e(h)$ – електронна температура на іоносферних висотах;

$\mu_e = -e \tau_\delta / m_e$ – рухливість електронів;

$\Omega = eB \tau_\delta / m_e = \omega_e \tau_\delta$ – параметр Холла;

B – індукція геомагнітного поля;

$$B(\Phi, h) = 2 \frac{M_z \sin(\Phi)}{R_z^3 + h^3};$$

$M_z = 0,8 \cdot 10^{16} \text{ А} \cdot \text{м}^2$ – магнітний момент земного диполя;

$R_z = 6371 \cdot 10^3 \text{ м}$ – радіус Землі;

Φ – кут (рад), відлічуваний від земної осі за годинниковою стрілкою;

E – напруженість електричного поля

$$E = \sigma^{-1} (j + j \times \Omega - e D_e \frac{\partial}{\partial h} N_e(h) - e D_\tau (\varphi - \frac{3}{2}) \frac{\partial}{\partial h} T_e(h)),$$

де j – щільність електричного струму;

$$j = -ev(h)N_e(h) + \sum_k eZ_k N_{ki}(h)v_{ki}(h); \quad (12)$$

де $N_{ki}(h)$ – концентрація іонів (підсумовування ведеться по іонах O^+ ,

H^+ різного сорту k із зарядом eZ_k);

$\sigma = e^2 N_e(h) \tau_\sigma / m_e$ – електрична провідність іоносфери;

τ_δ і τ_σ – характерні значення часу, що знаходяться з рівнянь:

$$\tau_{\delta} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} u^{3/2} v_{\Sigma}^{-1}(u) e^{-u} du, \quad v_{\Sigma} = v_{ea}(u) + v_{ei}(u), \quad \tau_{\sigma} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} u^{5/2} v_{\Sigma}^{-1}(u) e^{-u} du \quad (13)$$

$$u = \frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_i}{\mathcal{E}_i};$$

\mathcal{E} – кінетична енергія електрона з потоку;

\mathcal{E}_i – поріг іонізації.

Рівняння (11) описує розповсюдження електронів в плазмі, якщо енергія окремого електрона суттєво перевищує характерний потенціал іонізації середовища. Опис використовує тільки дані багатократного розсіяння та гальмуючу здатність речовини.

Для отримання формульного співвідношення для енергії одиничного електрона \mathcal{E} розглянемо моноенергетичний потік вертикально падаючих електронів з початковою енергією E_0 . У роботі [2] для первинного моноенергетичного потоку вертикально падаючих електронів з початковою енергією E_0 було отримано, що на висоті h , що характеризується

глибиною, вище розміщеної атмосфери $x = \int_h^{\infty} \rho(h) dh$ (г/см²) ($\rho(h)$ –

щільність атмосфери на висоті h), потік електронів з енергією в інтервалі $E, E+dE$, розрахований методом Монте-Карло і нормований до повного падаючого моноенергетичного потоку, може бути апроксимований виразом:

$$i(E, E_0, x) = \frac{i_0(E, E_0, x)}{N(E_0, x)} \exp(-4.42\xi^{2,8}), \quad (14)$$

$$\text{де } \xi \equiv x/r_0, \quad r_0 = 4,57 \cdot 10^{-6} E_0^{7/4}, \quad (15)$$

де r_0 – так званий *пробіг* електрона з початковою енергією E_0 (кеВ), що

визначає висоту максимуму енерговиділення $r_0 = \int_{h_0}^{\infty} \rho(h) dh$ (h_0 – висота,

до якої проникає електрон);

$$i_0(E, E_0, x) = E_0^{\eta(\xi)-1} \left[\frac{1-y}{(1-y_m)^{0,1}} \right]^{\eta(\xi)} \exp \left\{ - \left[\frac{1-y}{(1-y_m)^{0,9}} \right]^{\eta(\xi)} \right\}; \quad (16)$$

$$y = \frac{E}{E_0}, \quad y_m = \frac{E_m}{E_0}, \quad E_m = E_0 \left(\frac{r_0 - x}{r_0} \right)^{4/7}, \quad \eta(\xi) = 7,5\xi + 3,25; \quad (17)$$

$$N(E_0, x) = \int_0^{E_0} i_0(E, E_0, x) dE = E_0 \int_0^1 i_0(y, 1, x) dy. \quad (18)$$

Для визначення енергії одиничного електрона, що бере участь у потоці, виконаємо диференціювання виразу (16) по E і прирівняємо отриманий результат до нуля:

$$\frac{\partial i_0(E, E_0, x)}{\partial E} = 0. \quad (19)$$

Розв'язування рівняння (19) дає наступний результат:

$$\varepsilon = - \left[1 - 1125,84 \left(-0,1 \cdot 10^{-7} \frac{-457 E_0^{(7/4)} + 0,1 \cdot 10^9 x}{E_0^{(7/4)}} \right)^{(7/4)} \right]^{(9/10)} E_0 + E_0.$$

З урахуванням початкових умов $N_e(0) = 0$ розв'язок диференціальних рівнянь (8) і (9) представляється в наступному вигляді:

День:

$$Ne(t) = \left[N_a(h)\alpha_1(h) + N_a(h)\alpha_2(h) + th \left(\frac{1}{2} t \times \right. \right. \\ \times \sqrt{-4\dot{q}_{en}\beta_1(h)N_i(h) - 4\dot{q}_{en}(N_i(h)\beta_2(h) + N_a^2(h)\alpha_1^2(h) + 2N_a^2(h)\alpha_1(h)\alpha_2(h) + N_a^2(h)\alpha_2^2(h)) +} \\ \left. \left. + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{-N_a(h)\alpha_1(h) - N_a(h)\alpha_2(h) +}{N_a(h)\alpha_1(h) + N_a(h)\alpha_2(h) +} \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \sqrt{-4\dot{q}_{en}\beta_1(h)N_i(h) - 4\dot{q}_{en}N_i(h)\beta_2(h) + N_a^2(h)\alpha_1^2(h) + 2N_a^2(h)\alpha_1(h)\alpha_2(h) + N_a^2(h)\alpha_2^2(h)} \right) \right] \times \\ \left. \left. \left. \times \sqrt{-4\dot{q}_{en}\beta_1(h)N_i(h) - 4\dot{q}_{en}N_i(h)\beta_2(h) + N_a^2(h)\alpha_1^2(h) + 2N_a^2(h)\alpha_1(h)\alpha_2(h) + N_a^2(h)\alpha_2^2(h)} \right) \right] \times \\ \times \frac{1}{2\beta_1(h)N_i(h) + 2N_i(h)\beta_2(h)}. \quad (20)$$

Ніч:

$$Ne(t) = \left[N_a(h)\alpha_2(h) + th \left(\frac{1}{2} t \sqrt{-4\dot{q}_{en}\beta_1(h)N_i(h) - 4\dot{q}_{en}N_i(h)\beta_2(h) + N_a^2(h)\alpha_2^2(h)} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{N_a(h)\alpha_2(h) - \sqrt{-4\dot{q}_{en}\beta_1(h)N_i(h) - 4\dot{q}_{en}N_i(h)\beta_2(h) + N_a^2(h)\alpha_2^2(h)}}{N_a(h)\alpha_2(h) + \sqrt{-4\dot{q}_{en}\beta_1(h)N_i(h) - 4\dot{q}_{en}N_i(h)\beta_2(h) + N_a^2(h)\alpha_2^2(h)}} \right) \right] \times \\ \times \sqrt{-4\dot{q}_{en}\beta_1(h)N_i(h) - 4\dot{q}_{en}N_i(h)\beta_2(h) + N_a^2(h)\alpha_2^2(h)} \left. \right] \cdot \frac{1}{2\beta_1(h)N_i(h) + 2N_i(h)\beta_2(h)}, (21)$$

де $\dot{q}_{en} = \frac{\partial}{\partial h} q_{en(h)}$.

Результати досліджень

Результати розрахунку просторово-часового ходу електронної концентрації в іоносфері, що отримані на підставі виразів (20) і (21) для землетрусу з $M = 5$, представлені на рис. 1.

$Ne(h,t)[e/cm^3]$, $E_0=100$ кеВ, день, $h[км]$, $t[с]$

$Ne(h,t)[e/cm^3]$, $E_0=100$ кеВ, ніч, $h[км]$, $t[с]$

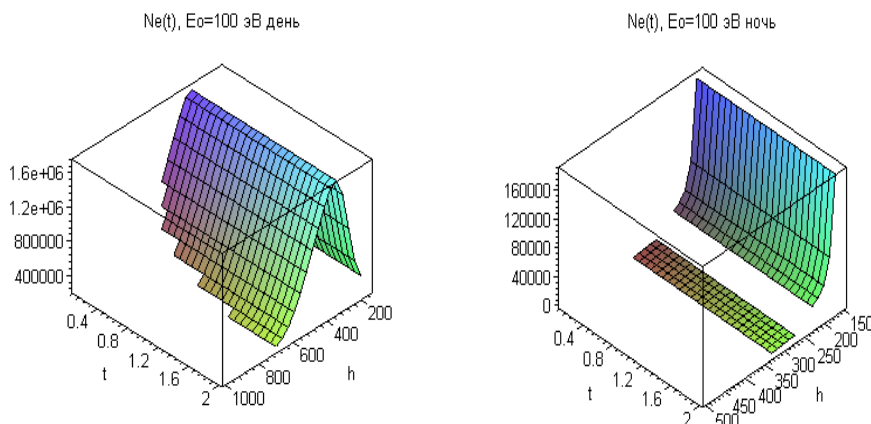


Рис. 1. Просторово-часовий розподіл електронної концентрації в період протікання сейсмічного процесу

Висновки

Аналіз просторово-часового розподілу електронної концентрації в період протікання сейсмічного процесу (рис. 1) дозволяє зробити наступні висновки:

1. У денний час відбувається «ступінчастоподібне» за часом і «колоколоподібне» по висоті змінювання розподілу іоносферної електронної концентрації. Збільшення іоносферної електронної концентрації досягає 100 % у шарі $F2$ іоносфери без зсуву максимуму розподілу останньої.

2. У нічний час змінювання розподілу іоносферної електронної концентрації підпорядковано експоненціальній залежності по висоті, при цьому виникає нерівномірність у розподілі (розрив). Спостерігається зростання іоносферної електронної концентрації на висоті 150 км у 7 разів, що призведе до існування двох максимумів електронної концентрації: 1-й максимум відповідає фоновому (висота 400 км), 2-й максимум відповідає висоті 150 км – утворений за рахунок моноенергетичного потоку електронів у період протікання сейсмічного процесу.

3. Результати моделювання просторово-часового розподілу електронної концентрації добре узгоджуються з вимірюваннями повного вмісту електронів в іоносфері, отриманими з використанням GPS-техніки та іонозондів у період протікання сейсмічного процесу.

Перспективи подальших досліджень

При розв'язуванні рівнянь (20) і (21) використовувалося f_1 – наближення до локально-максвеловської функції розподілу (10), що описує усереднений статистичний стан сукупності частинок. Оскільки максвеловська функція розподілу частинок, на відміну від рівнянь класичної механіки, описує необоротні процеси, то подальші дослідження повинні бути спрямовані на встановлення часу існування зміненої, за рахунок моноенергетичного потоку електронів, іоносферної електронної концентрації після землетрусу, тобто встановити період часу необхідний для повернення до фонові електронної концентрації за відсутності моноенергетичного потоку електронів.

Література

1. Синкевич О.А. Физика плазмы (стационарные процессы в частично ионизованном газе): учеб. пособие [для вузов] / О.А. Синкевич, И.П. Стаханов. – М.: Высшая. шк., 1991. – 191 с.

2. Брюнелли Б.Е. Физика ионосферы / Б.Е. Брюнелли, А.А. Намгаладзе. – М.: Наука, 1988. – 528 с.
 3. Ишимару С. Основные принципы физики плазмы: пер. с англ./ С. Ишимару; под ред. А.Г. Ситенко. – М.: Атомиздат. 1975. – 288 с.
 4. Гуревич А.В. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере: монография / А.В. Гуревич, А.Б. Шварцбург. – М.: Изд-во «Наука», 1973. – 272 с.
 5. Биберман Л.М. Кинетика ударно-радиационной ионизации и рекомбинации / Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов. // УФН. – 1972. – Т. 107, Вып. 3. – С. 353–387.
 6. Атмосфера: справочник (справочные данные, модели) / [редколл.: проф. Ю.С. Седунов]. – Л.: Гидрометеиздат, 1991. – 510 с.
 7. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах / И. Мак-Даниель. – М.: МИР, 1967. – 540 с.
-
-