

УДК 551.510

М. І. Дзюбенко, Л. В. Козак

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Вплив землетрусів на стан іоносфери

Надійшла до редакції 31.07.02

Розглянуто вплив землетрусів на стан іоносфери. Зміни висотних температурних профілів, інтенсивності емісій нічного неба, яскравості дискретних форм полярних сьйів та поглинання космічного радіовипромінювання отримують пояснення в рамках концепції інтенсифікації турбулентності на висотах мезопаузи та нижньої термосфери над осередками землетрусів. Підсилення турбулентності відбувається в результаті дисипації внутрішніх гравітаційних хвиль на висоті 90 км.

ВСТУП

В останній час досить широко обговорюються спостереження, що прямо чи опосередковано вказують на існування літосферно-іоносферного зв'язку, який проявляється, зокрема, у відгуках іоносфери на землетруси (див., наприклад, [4]). Під час землетрусу і безпосередньо перед ним, на стадії його підготовки, спостерігалися варіації світіння верхньої атмосфери [25], зміни електронної концентрації в E та F-шарах [16], аномалії НЧ-випромінювання та збурення атмосферного електричного потенціалу [14], висипання енергійних частинок [16], зміни яскравості дискретних форм полярних сьйів [30] та ін.

Обговорюються можливі механізми передачі енергії від осередку землетрусу, що готується чи вже триває. Розглядалися електричні поля літосферного походження, інфразвукові хвилі, внутрішні гравітаційні хвилі (ВГХ), електромагнітні хвилі низьких частот. До певної міри кожен з цих підходів заслуговує на увагу. Проте фахівці все більше схиляються до того, що саме ВГХ можуть забезпечити основний канал переносу енергії від областей сейсмічної активності до іоносферних висот [4]. Джерелом ВГХ в епіцентральної області можуть бути довгоперіодичні коливання земної кори, нестационарне газовиділення, локальний парниковий ефект. Розповсюджуючись вгору в адиабатичному режимі, така хвиля нарощує свою амплітуду по мірі зменшення густини атмосфери [12, 26]. На висотах біля 100 км умови адиабатичності розповсюдження хвилі порушуються, її енергія ін-

тенсивно витрачається на генерацію турбулентності в атмосфері. Підсилення турбулентних рухів на рівні мезопаузи та нижньої термосфери інтенсифікує процеси турбулентного переносу, що в умовах значних вертикальних градієнтів температури і складу призводить до реконструкції термічної та хімічної структури атмосфери. Турбулентне нагрівання (енергія турбулентних вихорів переходить в теплову) теж дає свій внесок у ці процеси. Модельні розрахунки [2, 3], наприклад, показали, що в нижній термосфері ($h < 100...105$ км) при збільшенні інтенсивності турбулентних рухів температура атмосфери збільшується, а на $h \geq 105$ км — зменшується. Дані супутникових спостережень температурних змін над осередками землетрусів у переважній більшості показали саме такий характер реконструкції висотних температурних профілів [9], підтвердивши тим самим концепцію турбулентної інтенсифікації на висотах мезопаузи та нижньої термосфери.

Мета нашої роботи — на основі саме цієї концепції дати інтерпретацію деяких спостережень (див. таблицю) та нових можливих ефектів.

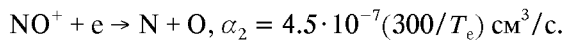
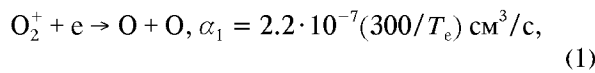
АНАЛІЗ ФІЗИЧНИХ ПРОЦЕСІВ ТА СПОСТЕРЕЖНИХ ДАНИХ

1. Трансформація вертикального профілю $N_e(h)$ в умовах інтенсифікації турбулентності на висотах мезопаузи та нижньої термосфери над осередками землетрусів. Розглянемо ситуацію в шарі E іоносфери, вірніше в його нижній

Спостережені дані, проаналізовані в роботі

№	Параметр	Спостереження	Висота, км	Відгук на сейсмічну активність	Посилання
1.	Температура	Супутник UARS	< 100	зростання	[9]
2.	Температура	Супутник UARS	100—150 (шар E)	зменшення	[9]
3.	Поглинання радіохвиль	Ріометр, іонозонд	70—90	зростання	Дана робота
4.	Світіння нічного неба λ 557.7 нм	Фотометр	\approx 100	зростання	[25]
5.	Світіння нічного неба λ 630 нм	Фотометр	\approx 250 (шар F)	зменшення	[25]
6.	Критична частота шару F2 (f_0F2)	Іонозонд	шар F2	зменшення	[7]
7.	Яскравість дискретних форм полярних сьайв	Візуальні, фотографічні	шар E	зменшення	[30]

частині на рівні нижньої термосфери. Основні іони тут молекулярні — O_2^+ та NO^+ . Вони рекомбінують у процесах дисоціативної рекомбінації:



Як видно із (1), коефіцієнти швидкості цих реакцій (α_1 та α_2) зв'язані з температурою ($T_e \approx T$) атмосфери обернено пропорційною залежністю.

Рівноважне значення електронної концентрації в шарі E становить

$$N_e = (q/\alpha_{\text{еф}})^{1/2}, \quad (2)$$

де q — швидкість іоноутворення, а

$$\alpha_{\text{еф}} \approx \frac{\alpha_1 [O_2^+] + \alpha_2 [NO^+]}{[O_2^+] + [NO^+]} \quad (3)$$

— ефективний коефіцієнт рекомбінації; $[O_2^+]$ та $[NO^+]$ — концентрації вказаних іонів.

Із (1)—(3) випливає, що зменшення температури в шарі E над осередками землетрусів [9] може привести до зменшення електронної концентрації завдяки інтенсифікації рекомбінаційних процесів (1).

Поздовжня (біркеландівська) електропровідність на висотах шару E визначається виразом

$$\sigma_{\parallel} = \left[\frac{1}{m_e \nu_e} + \frac{1}{m_i \nu_i} \right] e^2 N_e, \quad (4)$$

а поперечна (педерсенівська) — виразом

$$\sigma_{\perp} = \left[\frac{\nu_e \omega_{\text{еc}}}{\nu_e^2 + \omega_{\text{еc}}^2} + \frac{\nu_i \omega_{\text{іc}}}{\nu_i^2 + \omega_{\text{іc}}^2} \right] \frac{e N_e}{B}, \quad (5)$$

де ν_e, ν_i — частоти зіткнень для електронів та іонів, $\omega_{\text{еc}}, \omega_{\text{іc}}$ — циклотронні частоти, B — індукція геомагнітного поля.

На висотах 100—130 км частоти зіткнень ν_e та ν_i визначаються зіткненнями електронів та іонів з нейтралами [23]. При цьому

$$\nu_e \propto T^{1/2}, \quad (6)$$

а ν_i для O_2^+ і NO^+ від температури залежить слабо. Оскільки на вказаних висотах $m_e \nu_e \ll m_i \nu_i$, то з виразу (4) можна записати $\sigma_{\parallel} \approx e^2 N_e / m_e \nu_e$. Із виразів (1)—(3) одержуємо (в рамках прийнятої схеми процесів) $N_e \propto T^{1/2}$, що разом з (6) дає дуже слабку залежність (або взагалі незалежність) поздовжньої електропровідності від температури. Проте поздовжня електропровідність в іоносфері завжди перевищує поперечну (іноді на багато порядків), і не вона звичайно лімітує інтенсивність іоносферних струмових систем, в тому числі і авроральних.

Повернімося до педерсенівської електропровідності (5). На $h \approx 100...130$ км можна використати її приблизне значення $\sigma_{\perp} \approx e^2 N_e / m_i \nu_i$, звідки, зважаючи на слабку залежність $\nu_i(T)$ та $N_e \propto T^{1/2}$, одержуємо висновок: зменшення температури в шарі E, де відбувається замикання іоносферних струмових систем, обумовлює зменшення N_e та електропровідності Педерсена.

Для шару D всі міркування можна повторити, зваживши на те, що над осередками землетрусів на цих висотах ($h < 100$ км) температура переважно збільшується. Це обумовить зростання N_e і електропровідності.

2. Вертикальний турбулентний перенос малих складових на висотах мезопаузи та нижньої термосфери над осередками землетрусів. Вертикальний дифузійний потік малої складової атмосфери дається формулою

$$F_n = -D \left[\frac{dn}{dh} + \frac{n}{H_n} + \frac{n}{T} \frac{dT}{dh} \right] - K \left[\frac{dn}{dh} + \frac{n}{H_c} + \frac{n}{T} \frac{dT}{dh} \right], \quad (7)$$

де n — концентрація малого компонента; T — температура; $H_n = kT/mg$ — висота однорідної атмосфери для нього; D і K — коефіцієнти молеку-

лярної та турбулентної дифузії відповідно. Величина H_n входить в (7) як параметр, що залежить від маси m частинок малого компонента і температури T , але в загальному випадку не характеризує реальний вертикальний профіль $n(h)$, дифузійна незрівноваженість якого визначається інтенсивністю джерел малої складової та її стоків. H_c — середня шкала висоти атмосфери.

Принаймні до висоти 100 км $K \gg D$ [22], і вираз (7) можна переписати у вигляді

$$F_n = -K \left[\frac{dn}{dh} + \frac{n}{H_c} + \frac{n}{T} \frac{dT}{dh} \right]. \quad (8)$$

Швидкість зміни концентрації малого компонента в результаті його вертикальної дифузії через основний газ становить

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{dF_n}{dh} = \frac{d}{dh} \left\{ K \left[\frac{dn}{dh} + \frac{n}{H_c} + \frac{n}{T} \frac{dT}{dh} \right] \right\}, \quad (9)$$

а характерний час вертикального дифузійного переносу малої складової можна оцінити як

$$\tau_d = \frac{H_c}{\langle v_d \rangle} = \frac{H_c n}{F_n}, \quad (10)$$

де $\langle v_d \rangle = F_n/n$ — середня швидкість дифузійного потоку частинок малої складової у полі земного тяжіння.

3. Нагрівання атмосфери на висотах мезопазузи і поглинання радіохвиль. Частота зіткнень електронів на висотах мезопазузи (70—90 км)

$$\nu_e \approx kNT_e^{0.5}, \quad (11)$$

де k — приблизно сталий коефіцієнт, N — концентрація нейтралів, T_e — електронна температура, яка на вказаних висотах змінюється разом зі зміною температури нейтрального газу.

Коефіцієнт поглинання радіохвиль у високочастотному наближенні (робоча частота ω значно більша, ніж плазмова та циклотронна для електронів):

$$\kappa = \frac{4\pi e^2 N_e \nu_e}{m_e \omega (\omega^2 + \nu_e^2)}. \quad (12)$$

Звичайно при ріометричних спостереженнях іоносферного поглинання радіохвиль $\omega^2 \gg \nu_e^2$, і тоді із (12) маємо $\kappa \propto N_e \nu_e$.

Отже, виходячи з (12) та міркувань п. 1, одержуємо висновок: збільшення температури на висотах мезопазузи над осередком землетрусу призводить (через збільшення N_e та ν_e) до зростання поглинання радіохвиль.

Методом накладання епох нами проведено аналіз матеріалів спостережень іоносферного поглинання

космічного радіошуму ($f = 32$ МГц) на ріометрі Полярної космофізичної обсерваторії (бухта Тіксі) в 1973—1974 рр. [19—21] під час близьких землетрусів [13]. В обробку включено 20 землетрусів енергії 10^8 — 10^{12} Дж, епіцентри лежать не далі 800 км від Тіксі. Нуль-пункт часової шкали в процедурі накладання епох суміщався з моментом головного удару землетрусу. Результати обробки подані на рис. 1.

На рис. 2 в тій же часовій шкалі подано хід частоти появи невідхиляючого поглинання на іоносферній станції Тіксі [19—21] під час тих же землетрусів.

Як за матеріалами ріометричних, так і іонзондових спостережень, у бухті Тіксі впевнено реєструється чіткий відгук в іоносферному поглинанні на близькі сейсмічні події, — як і було прогнозовано в результаті аналітичних оцінок. Се-

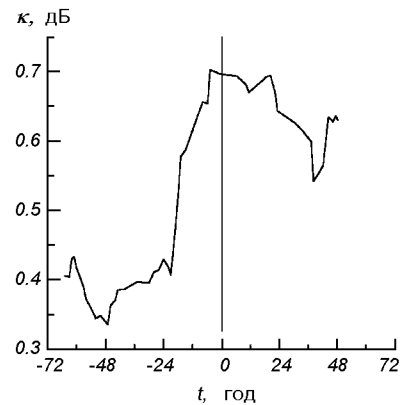


Рис. 1. Хід середнього поглинання космічного радіошуму на частоті $f = 32$ МГц за спостереженнями на ріометрі в б. Тіксі (1973—1974 рр.). Метод накладання епох. Момент $t = 0$ відповідає головному поштовху близького землетрусу

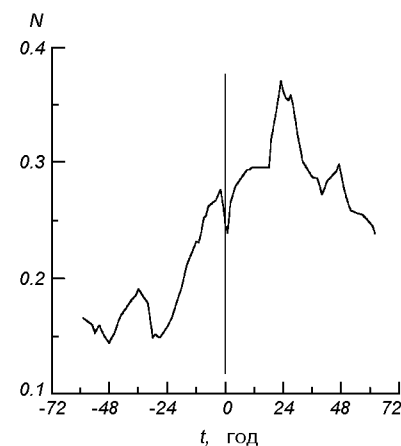
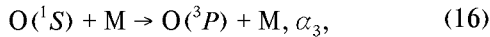
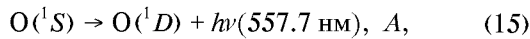
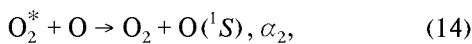
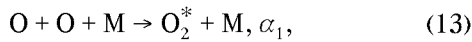


Рис. 2. Частота появи невідхиляючого поглинання N на іоносферній станції б. Тіксі (1973—1974 рр.). Момент $t = 0$ відповідає головному поштовху землетрусу

редне іоносферне поглинання під час землетрусів суттєво збільшується, досягаючи максимальних величин уже через одну добу після головного удару землетрусу. Мабуть, слід звернути увагу і на збільшення поглинання уже протягом доби перед землетрусом, тобто на стадії його підготовки.

4. Варіації світіння нічного неба над осередками землетрусів в лінії $O\ I\ \lambda\ 557.7$ нм. Максимум об'ємної світимості атмосферного кисню в лінії $O\ I\ \lambda\ 557.7$ нм лежить на висоті $h \approx 100$ км. Емісія забезпечується механізмом Барта:



$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ — коефіцієнти швидкості відповідних реакцій, A — коефіцієнт Ейнштейна. Для умов фотохімічної рівноваги ця послідовність реакцій дає об'ємну світимість в лінії $\lambda\ 557.7$ нм:

$$i_{557.7} = \frac{\alpha_1 [O]^2 [M]}{1 + \alpha_3 [M]/A}. \quad (17)$$

Зрозуміло, що на висотах максимуму $i_{557.7}$ реакція гасіння (16) суттєво менш інтенсивна, ніж реакція радіативної дезактивації рівня 1S атомного кисню (15). Тому в (17) можна вважати $\alpha_3 [M]/A < 1$ і записати

$$i_{557.7} \propto \alpha_1 [O]^2 [M], \quad (18)$$

тобто інтенсивність емісії в зеленій лінії атомного кисню особливо чутлива до концентрації $[O]$.

Коефіцієнт швидкості реакції (13)

$$\alpha_1 = 4.7 \cdot 10^{-33} (300/T) \quad (19)$$

залежить від температури атмосфери. В цілому, як показують модельні розрахунки [2] та дані спостережень [9], на висотах максимуму $i_{557.7}$ в умовах інтенсифікації турбулентного переносу над осередками землетрусів температура атмосфери поводить досить консервативно. Проте на більших висотах, де формується значна доля світіння атмосфери в $\lambda\ 557.7$ нм зниження температури [2, 9] обумовлює згідно з (19) збільшення α_1 , а отже і $i_{557.7}$ (18). На $h < 100$ км і модель [2], і спостереження [9] вказують на можливе збільшення температури в умовах інтенсифікації турбулентних рухів. Але тут уже не можна нехтувати процесами

гасіння збуджених станів типу (16), а отже, для аналізу слід використовувати принаймні формулу (17). А такий аналіз, зрозуміло, в рамках спрощеної схеми реакцій (13)—(16), і без урахування змін концентрацій O та M , призводить до деякого зменшення $i_{557.7}$ на малих висотах.

Дійсно, збільшення T , з одного боку обумовлює згідно з (19) зменшення α_1 , а з іншого боку, при цьому в (17) може збільшитись знаменник за рахунок збільшення частоти дезактивуєчих $O(^1S)$ зіткнень (збільшується α_3).

Виходячи з того, що переважна більшість квантів $i_{557.7}$ (процес (15)) генерується вище 100 км, ми схильні думати, що трансформація вертикального температурного профілю в термосфері над областю сейсмічної активності [9] скоріше всього викличе деяке підвищення яскравості нічного неба в лінії $O\ I\ \lambda\ 557.7$ нм.

Все ж, як можна бачити з (18), основну роль у варіаціях $i_{557.7}$ має відігравати концентрація атомарного кисню $[O]$. Як показують модельні розрахунки [27] максимум концентрації атомарного кисню на висотах 90—95 км формується в результаті турбулентного переносу зверху. При збільшенні коефіцієнта турбулентного переносу K максимальне значення концентрації O збільшується, а поширення його вниз збільшується на кілька кілометрів.

Отже, з приведених вище результатів і міркувань можна констатувати: в результаті інтенсифікації турбулентних рухів у нижній термосфері над осередками землетрусів і відповідної перебудови вертикальних профілів температури і концентрації атомарного кисню слід очікувати збільшення яскравості світіння нічного неба в лінії $O\ I\ \lambda\ 557.7$ нм.

Характерний час перебудови вертикального профілю $[O]$ в полі інтенсивної турбулентності на висотах нижньої термосфери можна оцінити із виразів (8), (10):

$$\tau_d = \frac{H_c}{\left| K \left(\frac{1}{[O]} \frac{d[O]}{dh} + \frac{1}{H_c} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dh} \right) \right|}. \quad (20)$$

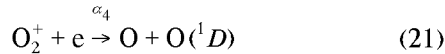
На висотах максимуму $[O]$ можна прийняти: $d[O]/dh \approx 0$, $T \approx 210$ К, $dT/dh \approx 5$ К/км, $H \approx 10$ км, що при значенні коефіцієнта турбулентної дифузії $K = 10^7$ см²/с дає згідно з (20) $\tau_d \approx 20$ год, а при збільшенні K до значення $5 \cdot 10^7$ см²/с одержуємо $\tau_d \approx 4$ год.

Таким чином, концепція турбулентної інтенсифікації в нижній термосфері приводить до висновку про досить оперативне збільшення яскравості світіння нічного неба в емісії $O\ I\ \lambda\ 557.7$ нм над

осередками землетрусів, що цілком відповідає спостережним даним [25].

5. Про варіації світіння нічного неба в лінії $O\ I\ \lambda\ 630\ \text{nm}$ над осередками землетрусів. Спостереження [25] вказують на систематичне зниження інтенсивності цієї емісії над осередками наростаючої сейсмічної активності. З іншого боку, за матеріалами спостережень в Якутії було показано [7], що на фоні загального зростання збуреності в шарі F2 іоносфери після головного удару землетрусу переважають негативні збурення — середня електронна концентрація зменшується. Через те що і максимум i_{630} , і максимум N_e формуються приблизно в одному інтервалі висот шару F2 (250 км), повинен мати місце фізичний зв'язок між цими двома спостереженнями.

Основний механізм збурення висхідного рівня емісії $O\ I\ \lambda\ 630\ \text{nm}$ — реакція дисоціативної рекомбінації:

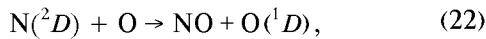


з виходом

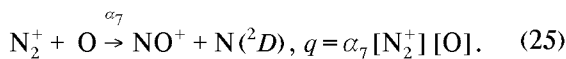
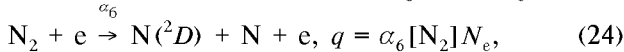
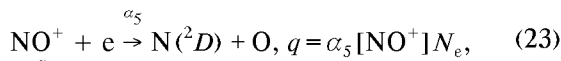
$$q = \alpha_4 [O_2^+] N_e,$$

де $\alpha_4 = 0.66\ \alpha_1$ (див. (1)).

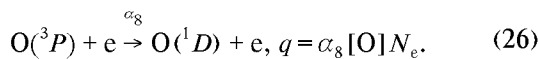
В [10] пропонується додатковий механізм утворення $O(^1D)$:



а метастабільні атоми $N(^2D)$, в свою чергу, утворюються в реакціях



Крім того, працює механізм прямого збудження тепловими електронами:



Видно, що продуктивність q всіх приведених реакцій прямо пов'язана з концентрацією N_e зарядів в іоносфері. Отже спостережувана депресія N_e в шарі F над осередками землетрусів повинна приводити до відповідної депресії в концентрації $O(^1D)$, а отже, і в яскравості червоної лінії кисню, бо

$$i_{630} = A [O(^1D)], \quad (27)$$

де A — коефіцієнт Ейнштейна.

6. Зменшення яскравості дискретних форм полярних сьив над осередками землетрусів. В роботах [29, 30] показано, що в досить широкій області авроральної іоносфери над осередками землетрусів спостерігається зменшення яскравості дискретних форм полярних сьив. Ефект чітко фіксується принаймні протягом доби після моменту головного удару землетрусу. В [29, 30] були використані обширні масиви сейсмічних та авроральних спостережень в регіоні бухти Тіксі (Якутія) та на Алясці (рис. 3).

Такий відгук в яскравості полярних сьив знаходить коректне пояснення в рамках концепції інтенсифікації атмосферної турбулентності над осередками землетрусів на висотах нижньої термосфери. А саме: структуровані форми сьив збуджуються пучками електронів високої енергії, які прискорюються і формуються в магнітосфері Землі і проникають в іоносферу. Електронний пучок, що вторгається в іоносферу зверху, еквівалентний струму, що тече вгору. Замикання таких струмів відбувається через фонову іоносферну плазму в основному на висотах 100—130 км. При низькій електропровідності фонові іоносфери (в основному поперечної — педер-

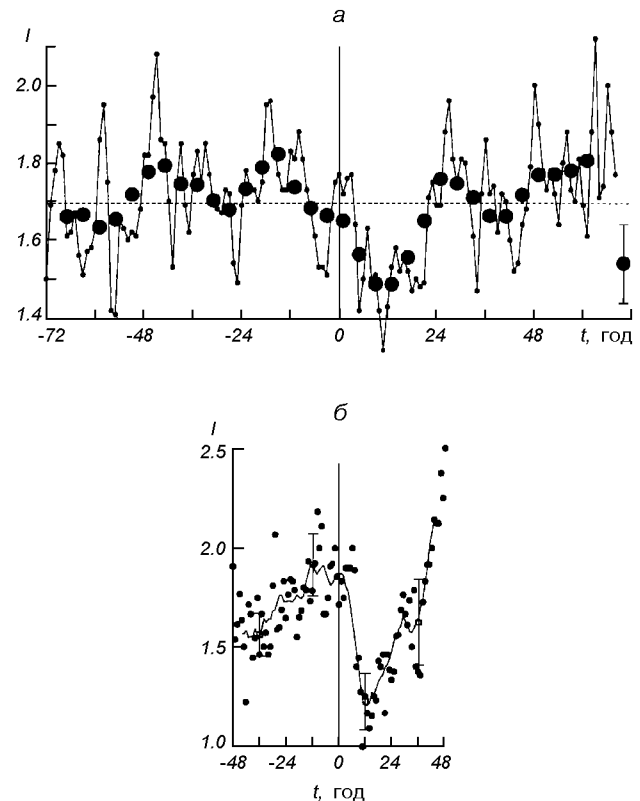


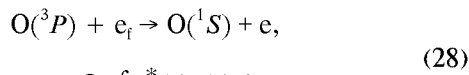
Рис. 3. Варіації середньої яскравості полярних сьив поблизу моменту головного поштовху землетрусу ($t = 0$), для б. Тіксі (а) та для Аляски (б)

сенівської) режим вторгнення відбувається на рівні низького струму пучка, що еквівалентно низькій інтенсивності аврори (див. [8, 29]).

В п. 1 було показано, що інтенсифікація турбулентності на висотах нижньої термосфери (шар E) над осередками землетрусів обумовлює зменшення фонові електронної концентрації і електропровідності. В світлі викладеного в попередньому абзаці це призводить до зменшення яскравості дискретних сьйв, що, власне, і підтверджується спостереженнями [30].

Для ґрунтовнішого аналізу розглянемо можливі механізми збудження найінтенсивнішої емісії O I λ 557.7 нм в дискретних полярних сьйвах та їхню продуктивність:

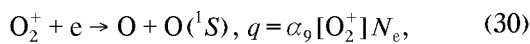
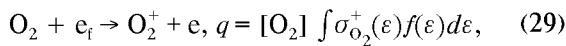
1. Збудження атомарного кисню електронним ударом на рівень 1S



$$q = [O] \int \sigma_0^*(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon,$$

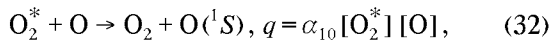
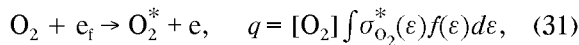
де e_f — надтепловий авроральний електрон (первинний чи вторинний); q — продуктивність процесу збудження ($\text{см}^{-3}\text{с}^{-1}$); $\sigma_0^*(\varepsilon)$ — поперечний переріз в залежності від енергії електрона ε ; $f(\varepsilon)$ — функція розподілу збуджуючих електронів; інтеграл — по всьому енергетичному спектру збуджуючих електронів.

2. Двоступеневий процес:



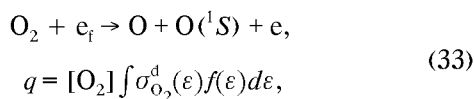
де $\sigma_{O_2}^+(\varepsilon)$ — поперечний переріз процесу іонізації O_2 електронним ударом; α_9 — коефіцієнт швидкості реакції дисоціативної рекомбінації (30) з виходом $O(^1S)$. Про ефективність таких реакцій в області аврори див. роботу [11].

3. Процес переносу збудження [17]:



$\sigma_{O_2}^*(\varepsilon)$ — переріз процесу збудження O_2 , α_{10} — коефіцієнт швидкості реакції передачі збудження (32).

4. Дисоціація O_2 електронним ударом з виходом $O(^1S)$:



де $\sigma_{O_2}^d(\varepsilon)$ — переріз процесу дисоціації кисню з виходом $O(^1S)$.

Як видно, у всіх приведених механізмах заселення 1S -рівня O I продуктивність

$$q \sim \int \sigma(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (34)$$

де $\sigma(\varepsilon)$ — переріз відповідного процесу.

Пучок авроральних електронів при інтенсивному гальмуванні в іоносфері за рахунок накопичення негативного просторового заряду на його нижньому краї створює деяке гальмівне для нього ж електричне поле. В зоні вторгнення, таким чином, авроральні електрони втрачають енергію не тільки на створення аврорального збурення (в тому числі і світіння), але і на подолання деякого потенціального бар'єру ΔU . По суті, в (34) функція розподілу $f(\varepsilon)$ виявляється зсунутою в область менших енергій, і тим більше, чим більше ΔU . Компенсаційні струми, що розмивають скачок ΔU (зменшують його величину), течуть через фонову іоносферу. При зменшенні її електропровідності ΔU збільшується, більше енергії пучка іде на подолання цього потенціального бар'єру, а яскравість сьйва зменшується.

ІНШІ МОЖЛИВІ МЕХАНІЗМИ ВПЛИВУ НА СТАН ІОНОСФЕРИ

1. Вертикальний перенос аерозолів над осередками землетрусів та його можливий вплив на стан іоносфери. На висотах іоносфери аерозольний компонент має в основному космічне походження — космічні пилінки як такі, або як ядра конденсації. Якщо прийняти, що стаціонарний висотний розподіл аерозолу в атмосфері визначається процесами турбулентного перемішування та дифузії, то в (7) можна прийняти $F_n = 0$. Для приблизного аналізу постулюємо також ізотермію ($dT/dh = 0$), а розподіл малого компонента (аерозолу) приймемо $n = n_0 \exp(-h/H_a)$. Тоді одержуємо із (7) співвідношення

$$H_a = \frac{D + K}{\frac{D}{H_n} + \frac{K}{H_c}}. \quad (35)$$

Якщо турбулентним перемішуванням можна знехтувати ($D \gg K$), то із (35) одержуємо $H_a \approx H_n$, тобто в стаціонарному випадку малий компонент розподіляється по висоті відповідно до його теоретичної шкали висоти $H_n = kT/m_n g$. Якщо ж турбулентне перемішування переважає молекулярну дифузю ($K \gg D$), одержуємо $H_a \approx H_c$, тобто в

стаціонарі малий компонент має таку ж шкалу висоти, як і в середньому для атмосфери — повне перемішування.

З цих міркувань випливає: при слабкій інтенсивності турбулентних рухів на висотах мезопаузи та нижньої термосфери аерозоль, в рамках нашої апроксимації, розподіляється експоненціально зі шкалою висоти $H_n = kT/m_n g$; при різкому збільшенні турбулентності розподіл $n(h)$ трансформується до нової шкали висоти $H_c = kT/mg$ з характерним часом 1—10 год (див. п. 4 попереднього розділу). Через те що середня маса аерозольних частинок m_n значно більша за середню масу атмосферних молекул ($m_n \gg m$, а отже, $H_n \ll H_c$), то зрозуміло, що мова йде про збільшення запиленості атмосфери вище деякого критичного рівня і одночасне зменшення її («просвітлення») на менших висотах. Іншими словами, наростаюча турбулентність на висотах нижньої термосфери обумовлює вертикальний перерозподіл пилу шляхом її перенесення вгору.

Якщо прийняти висотний профіль $K(h)$ в апроксимації [31]:

$$K(h) = K_m \exp[-S_1(h - h_m)^2] \quad \text{на } h \geq h_m,$$

$$K(h) = (K_m - K_0) \exp[-S_2(h - h_m)^2] + K_0 \exp[-S_3(h - h_m)], \quad h < h_m$$

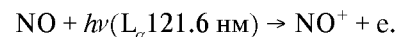
(h — висота в км; $h_m = 105$ км — висота максимуму K ; $K_m = 10^7$ см²/с — значення K в максимумі на висоті h_m ; $K_0 = 2 \cdot 10^6$ см²/с; $S_1 = S_2 = 0.05$ км⁻²; $S_3 = 0.07$ км⁻¹; напівширина турбулентного шару (на рівні $K = K_m/2$) $\Delta h_{1/2} = 7$ км) і постулювати стабільність його форми при інтенсифікаціях (збільшенні K_m і K_0), то можна зробити висновок, що висота означеного в попередньому абзаці критичного рівня буде $h_k \approx 100$ — 107 км.

Враховуючи, що дрібнодисперсний пил діє як досить ефективний плазмогасник [6], слід очікувати підсилення ефектів, розглянутих нами в пп. 1, 3, 4, 6 попереднього розділу, в умовах підсилення турбулентності в нижній термосфері над осередками сейсмічної активності. Тонкий аерозольний шар, що часто спостерігається поблизу мезопаузи ($h \approx 80$ — 85 км) [15], розпливаючись у висотному напрямку при збільшенні K , обумовить таку ж дію.

2. Вертикальний перенос NO над осередками землетрусів в умовах турбулентної інтенсифікації. За спостереженнями (див., наприклад, [18]) на висотному профілі концентрації окису азоту $[\text{NO}]_h$ реєструється виразний максимум ($[\text{NO}]_{\text{max}} \approx 10^8$ см⁻³) на висотах $h \approx 105$ — 110 км і мінімум

($[\text{NO}]_{\text{min}} \approx 10^7$ см⁻³) на $h \approx 80$ — 85 км. Інтенсифікація турбулентних рухів (перемішування в більш загальному аспекті) на цих висотах над областями високої сейсмічної активності обумовлює перенос NO на рівень мезопаузи, в основному зверху, де його концентрація максимальна і де зосереджені його джерела [5]. Такий висотний перерозподіл $[\text{NO}]$ в полі інтенсивної турбулентності демонструється рис. 4.2 в [18].

Збільшення концентрації окису азоту на $h \leq 90$ км приведе до збільшення електронної концентрації за рахунок іонізації NO в потоці сонячного L_α -випромінювання:



Цей механізм іоноутворення в шарі D іоносфери є одним із найважливіших [1].

В свою чергу, збільшення N_e в нижній іоносфері в результаті вертикального переносу NO приведе до збільшення іоносферного поглинання радіохвиль, що, власне, і спостерігається (див. п. 3 попереднього розділу).

3. Про можливу роль кластерних іонів на висотах мезопаузи над осередками землетрусів. Будемо опиратися на якісний аналіз динаміки іонів-в'язок (кластерів), приведений відомим фахівцем в області фотохімії А. Д. Даниловим [5]. Іони-в'язки — це багатоатомні комплекси типу $\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})_n$, $\text{NO}^+(\text{H}_2\text{O})_n$, $\text{NO}^+(\text{CO}_2)$, $\text{NO}^+(\text{N}_2)$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) та інші. Особливістю таких іонів є високий коефіцієнт швидкості реакції їх дисоціативної рекомбінації $\alpha_k \sim 10^{-6} \dots 10^{-5}$ см³/с. Тому поява в іоносферному середовищі таких іонів приводить до суттєвого зниження електронної концентрації N_e .

Розглянемо задачу в фотохімічному наближенні, ввівши, як і в [5], деякий усереднений іон-кластер Cv^+ , який в нижній іоносфері співіснує з основними іонами NO^+ та O_2^+ ; при цьому концентрація кластерів $[\text{Cv}^+] = \sum_1 [\text{Cv}_1^+]$, де сумування ведеться по всіх сортах іонів-кластерів. Продуктивність реакції дисоціативної рекомбінації іонів кластерів

$$q_k = \alpha_k [\text{Cv}^+] N_e, \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1};$$

в стані фотохімічної рівноваги вона дорівнює продуктивності процесів утворення іонів-в'язок $Q_k = q_k$. Отже, рівноважна концентрація кластерів:

$$[\text{Cv}^+] = \frac{Q_k}{\alpha_k N_e}. \quad (36)$$

Згідно з [5] Q_k дуже сильно залежить від температури атмосфери:

$$Q_k \propto T^{-(14+18)} \quad (37)$$

за різними оцінками.

На висоті $h \approx 80$ км вдень відношення концентрацій становить

$$f^+ = \frac{[Cv^+]}{[NO^+] + [O_2^+]} \sim 1,$$

але вночі воно зростає майже на два порядки ($f^+ \sim 100$). На $h \leq 80$ км величина f^+ стає ще більшою, а на $h \geq 80$ км вона залишається значною, принаймні вночі і до висот 90—100 км. На висотах шару D, отже, ефективний коефіцієнт рекомбінації слід розраховувати не за формулою (3), а з урахуванням іонів-кластерів:

$$\alpha_{\text{еф}} = \frac{\alpha_1 [O_2^+] + \alpha_2 [NO^+] + \alpha_k [Cv^+]}{[O_2^+] + [NO^+] + [Cv^+]}, \quad (38)$$

звідки видно, що на висотах, де концентрація $[Cv^+]$ значна, в силу того, що $\alpha_k \gg \alpha_1$ та α_2 , при зменшенні $[Cv^+]$ може суттєво зменшуватись $\alpha_{\text{еф}}$.

Таким чином, при підвищенні температури на висотах мезопаузи над осередками землетрусів, як це впливає із спостережень [9], різко зменшується продуктивність механізмів утворення іонів-в'язок Q_k (37), що в свою чергу обумовлює зменшення їхньої концентрації $[Cv^+]$ (36). Зменшення $[Cv^+]$ згідно з (38) призводить до зменшення ефективного коефіцієнта рекомбінації $\alpha_{\text{еф}}$ і відповідного збільшення N_e (2).

В результаті наявності іонів-в'язок на висотах шару D іоносфери і їхня динаміка над осередками землетрусів, як ми її тут подали в фотохімічному наближенні, призводить до ще суттєвішого збільшення N_e і поглинання радіохвиль, ніж на рівні міркувань п. 3. попереднього розділу.

Характерний час існування кластерних іонів визначається швидкими реакціями дисоціативної рекомбінації:

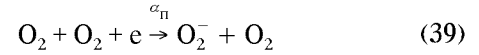
$$\tau_k = 1/\alpha_k N_e.$$

Неважко показати, що на висотах шару D він буде значно меншим характерного часу турбулентного вертикального переносу $\tau_T \approx H_c^2/K$. Тому використане в попередніх оцінках ситуації наближення фотохімічної рівноваги є виправданим.

4. Динаміка негативних іонів у верхній мезосфері і на мезопаузі над осередками землетрусів. Негативні іони виникають в результаті процесу прилипання електрона до нейтральних атомів та молекул. Більшість атомів і молекул мають більш чи менш глибоку потенціальну яму для електрона в своїх околицях. Глибина цієї енергетичної ями

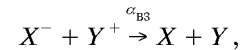
називається спорідненістю атома чи молекули до електрона і визначає стійкість відповідного негативного іона.

Первинним механізмом утворення негативних іонів на висотах шару D вважається реакція



з продуктивністю $q = \alpha_n [O_2]^2 N_e$, $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$. Величина q зв'язана з концентрацією $[O_2]$ квадратичним законом, тому концентрація негативних іонів круто зменшується з висотою. Первинні іони O_2^- у складній і мало вивченій послідовності хімічних реакцій трансформуються в негативні іони інших молекул, аж до іонів-в'язок типу $O_2^-(H_2O)_n$, $CO_3^-(H_2O)$, $NO_2^-(HNO_2)$, $CO_4^-(H_2O)$, $NO_2^-(HNO_2)H_2O$ та інших, які зареєстровані в мас-спектрометричних космічних експериментах.

Наявність негативних іонів у нижній іоносфері обумовлює збільшення ефективного коефіцієнта рекомбінації за рахунок швидких реакцій взаємної нейтралізації:



які мають високий коефіцієнт швидкості $\alpha_{\text{вс}} \sim 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$.

Якщо позначити

$$\lambda = \sum_i X_i^- / N_e,$$

де X_i^- — негативний іон сорту i , то ефективний коефіцієнт рекомбінації для умов фотохімічної рівноваги становить

$$\alpha_{\text{еф}} = (1 + \lambda)(\alpha_d + \lambda \alpha_{\text{вс}}), \quad (40)$$

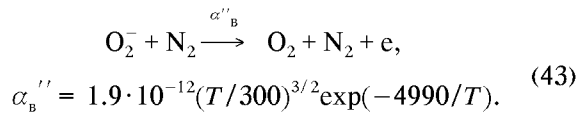
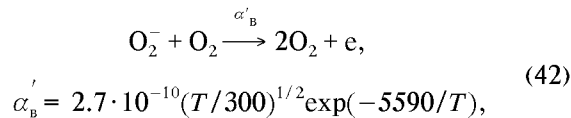
де α_d обраховується за формулою (38) і визначається лише реакціями дисоціативної рекомбінації NO^+ , O_2^+ та Cv^+ .

За сучасними даними [5] вдень в незбуреній іоносфері $\lambda \sim 1$ на висоті 75 км, а вже на $h = 80$ км $\lambda \ll 1$. Вночі $\lambda \sim 1$ на $h \approx 80$ км і теж швидко зменшується з висотою. В деяких ракетних експериментах зареєстровані шари негативних іонів на $h \approx 90$ км. Хімічний склад негативних іонів суттєво відрізняється за даними різних експериментів.

Для розробки адекватної моделі динаміки негативних іонів в шарі D іоносфери не вистачає даних. Тому розглянемо спрощений варіант на рівні первинних іонів O_2^- , що утворюються в процесі (39). Коефіцієнт швидкості цієї реакції при $195 < T < 600$ K [18, 24]:

$$\alpha_n \approx 1.4 \cdot 10^{-29} \left(\frac{300}{T} \right) e^{-\frac{600}{T}}, \text{ см}^6/\text{с}. \quad (41)$$

Відлипання, будемо вважати, відбувається при зіткненнях з основними нейтральними молекулами:



Коефіцієнти швидкості цих реакцій визначені експериментально і подані залежностями (42), (43) в інтервалі $375 < T < 600$ К [24]. Все ж в роботі [24] вважається, що їхня екстраполяція на нижчі температури можлива.

Виходячи з (39), (41)—(43), можна записати

$$\frac{\partial [\text{O}_2^-]}{\partial t} = \alpha_p [\text{O}_2]^2 N_e - \alpha'_b [\text{O}_2^-] [\text{O}_2] - \alpha''_b [\text{O}_2^-] [\text{N}_2],$$

а для умов хімічної рівноваги ($[\text{O}_2^-] = \text{const}$) одержуємо

$$[\text{O}_2^-] = \frac{\alpha_p [\text{O}_2]^2 N_e}{\alpha'_b [\text{O}_2] + \alpha''_b [\text{N}_2]}. \quad (44)$$

Внесемо в (44) значення α_p , α'_b та α''_b в їхньому емпіричному вигляді (41)—(43):

$$[\text{O}_2^-] = \frac{0.52 \cdot 10^{-19} [\text{O}_2] N_e (300/T)^{3/2} e^{4390/T}}{e^{-600/T} + 0.7 \cdot 10^{-2} (T/300) [\text{N}_2] / [\text{O}_2]}. \quad (45)$$

Звідси чітко впливає зменшення концентрації негативних іонів $[\text{O}_2^-]$ при збільшенні температури атмосфери, або зменшення λ , а разом з ним, згідно з (40), і ефективного коефіцієнта рекомбінації. Електронна концентрація збільшується, таким чином, не лише за рахунок інтенсифікації процесів відлипання, але і за рахунок зменшення темпу рекомбінації.

Отже, збільшення температури на висотах мезопаузи над осередками землетрусів обумовлює деяке збільшення N_e , а разом з ним і поглинання радіохвиль.

ВИСНОВКИ

Спостережувані в сейсмоактивних регіонах зміни вертикальних температурних профілів верхньої атмосфери, яскравості емісій нічного неба та дискретних форм полярних сьайв, поглинання космічного радіовипромінювання одержують задовільне обґрунтування в рамках концепції інтенсифікації

турбулентності на висотах мезопаузи та нижньої термосфери над осередками землетрусів.

Автори вдячні Р. Дерев'янку за первинну обробку спостережень іоносферного поглинання радіохвиль під час землетрусів.

Робота виконана при частковій підтримці INTAS грант № 99-0078 і INTAS-CNES грант № 97-1769.

1. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. — М.: Наука, 1988.—528 с.
2. Гордиец Б. Ф., Куликов Ю. Н. О роли турбулентности и инфракрасного излучения в тепловом балансе нижней термосферы // Инфракрасная спектроскопия космического вещества и свойства среды в космосе / Под ред. Н. Г. Басова. — М.: Наука, 1982.—С. 29—47.—(Труды ФИАН, Т. 130).
3. Гордиец Б. Ф., Куликов Ю. Н., Марков М. Н., Маров М. Я. Численное моделирование нагрева и охлаждения газа в околоземном космическом пространстве // Инфракрасная спектроскопия космического вещества и свойства среды в космосе / Под ред. Н. Г. Басова. — М.: Наука, 1982.—С. 3—28.—(Труды ФИАН, Т. 130).
4. Гохберг М. Б., Шалимов С. Л. Литосферно-ионосферная связь и ее моделирование // Российский журнал наук о Земле.—2000.—2, № 1.—С. 3—26.
5. Данилов А. Д. Популярная аэрономия. — Л.: Гидрометеоиздат, 1989.—230 с.
6. Дзюбенко М. І. Вступ до фізики навколосезного середовища. — Київ, 1994.—240 с.
7. Дзюбенко М. І., Козак Л. В. Збудження іоносфери під час близького землетрусу // Вісник Київ. нац. ун-ту. Астрономія.—2000.—№ 36.—С. 63—65.
8. Дзюбенко Н. И. Исследование влияния состояния ионосферы на структуру и динамику полярных сияний: Дис. ... док. фіз.-мат. наук. — Киев, 1989.—313 с.—Машинопись.
9. Дзюбенко Н. И., Ивченко В. Н., Козак Л. В. Вариации температуры над очагами землетрясения по измерениям спутника UARS // Космична наука і технологія.—2001.—7, № 5/6.—С. 94—99.
10. Жерард Ж.-К. Обзор оптических процессов в слое E полярной атмосферы // Полярная верхняя атмосфера / Под ред. Ч. Дир, Я. Холтет. — М.: Мир, 1983.—С. 177—188.
11. Игнатьев В. М., Югов В. А. Интерферометрия крупномасштабной динамики высокоширотной термосферы. — Якутск, 1995.—209 с.
12. Казимировский Э. С., Кокоруов В. Д. Движения в ионосфере. — Новосибирск: Наука, 1979.—344 с.
13. Кочетков В. М. Сейсмичность Якутии. — М.: Наука, 1966.—92 с.
14. Ларкина В. И., Наливайко А. В., Гершензон Н. И. и др. Наблюдения на спутнике «Интеркосмос-19» ОНЧ-излучений, связанных с сейсмической активностью // Геомагнетизм и аэрономия.—1983.—23, № 5.—С. 842—846.
15. Лебединец В. Н. Аэрозоль в верхней атмосфере и космическая пыль. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981.—272 с.
16. Липеровский В. А., Похотелов О. А., Шалимов С. Л. Ионосферные предвестники землетрясений. — М.: Наука, 1992.—304 с.
17. Ллевеллин Е. Ж., Солхейм Б. Х. Оптические эмиссии полярной авроральной E-области // Полярная верхняя атмосфера / Под ред. Ч. Дир, Я. Холтет. — М.: Мир, 1983.—С. 169—176.
18. Мак-Ивен М., Филлипс Л. Химия атмосферы. — М.: Мир, 1978.—376 с.

19. Назарчук Г. К., Новиков А. М. Данные геофизических наблюдений Полярной геокосмофизической обсерватории Тикси, 1973 год. — Якутск: Изд-во Якутского филиала СО АН СССР, 1975.—104 с.
20. Назарчук Г. К., Новиков А. М. Данные геофизических наблюдений Полярной геокосмофизической обсерватории Тикси, январь—июнь 1974 года. — Якутск: Изд-во Якутского филиала СО АН СССР, 1977.—92 с.
21. Назарчук Г. К., Новиков А. М. Данные геофизических наблюдений Полярной геокосмофизической обсерватории Тикси, июль—декабрь 1974 года. — Якутск: Изд-во Якутского филиала СО АН СССР, 1978.—158 с.
22. Узбб У. Динамика верхней атмосферы // Термосферная циркуляция. — М.: Мир, 1975.—С. 13—43.
23. Фаткуллин М. Н., Зеленова Т. И., Козлов В. К. и др. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. — М.: Наука, 1981.—256 с.
24. Фелпс А. В. Лабораторные исследования аэрономических процессов прилипания и отлипания электронов // Лабораторные исследования аэрономических реакций. — Л.: Гидрометеиздат, 1970.—С. 39—57.
25. Фишкова Л. М. Торшелидзе Т. И. Отображение сейсмической активности в вариациях свечения ночного неба // Полярные сияния и свечение ночного неба. — М.: Наука, 1989.—№ 33.—С. 17—23.
26. Хайнс К. О. Атмосферные гравитационные волны // Термосферная циркуляция. — М.: Мир, 1975.—С. 85—99.
27. Хесетведт Э. Фотохимические модели в исследовании верхней атмосферы // Термосферная циркуляция. — М.: Мир, 1975.—С. 304—308.
28. Щепкин Л. А., Климов Н. Н. Термосфера Земли. — М.: Наука, 1980.—220 с.
29. Dzubenko M. I., Evtushevsky A. M., Ivchenko V. M. Some effects of background ionospheric conductivity in the structural characteristics of Aurorae // Вісник Київ. ун-ту. Астрономія.—1999.—№ 35.—С. 87—92.
30. Dzubenko M. I., Kozak L. V. Aurora activity depression after near seismic shocks // Proceedings of International Symposium: From solar corona through interplanetary space, into Earth's magnetosphere and groundbased observations. Febr. 1—4, 2000, Kyiv, Ukraine. — Kyiv, 2000.—P. 129—131.
31. Shimazaki T. Effective eddy diffusion coefficient and atmospheric composition in the lower thermosphere // J. Atmos. and Terr. Phys.—1971.—33, N 9.—P. 1383—1401.

INFLUENCE EARTHQUAKES ONTO IONOSPHERE STATE

M. I. Dzyubenko, L. V. Kozak

The influence of earthquakes on the ionosphere state is considered. The changes of temperature profiles, the intensity of night airglow, the brightness of discrete aurora forms and absorption of cosmic radio emission are explained within the framework of the conception of turbulence intensification at altitudes of mesopause and lower thermosphere over earthquake epicenters. The turbulence intensification results from the dissipation of inner gravity waves at a height of 90 km.