

УДК 533.951

О. К. Черемних, О. С. Парновський, О. В. Агапітов

Інститут космічних досліджень Національної академії наук та Національного космічного агентства України

## Дослідження збурень та колективних рухів плазми у внутрішній магнітосфері Землі

Надійшла до редакції 23.01.08

Досліджується генерація, стійкість і спектр власних поперечно-дрібномасштабних УНЧ-збурень магнітосферного резонатора з урахуванням тиску, його градієнта, кривини силових ліній та скінченної провідності іоносфери. Отримано систему рівнянь для малих поперечно-дрібномасштабних збурень статичної МГД-рівноваги, що описують «зачеплені» альвенівські й повільні магнітозвукові моди у дипольній моделі внутрішньої магнітосфери Землі. Ці рівняння доповнені комплексними граничними умовами на іоносфері з дисипацією. За допомогою енергетичного принципу було встановлено, що стійкість системи визначається жолобковими модами при скінченній провідності іоносфери та ідеальними балонними — при нескінченній. Для обох типів збурень були отримані критерії стійкості. Встановлено, що спектр власних збурень є дискретним, його лінії мають скінченну ширину через наявність різних поляризацій, а частоти альвенівських мод зменшуються при зменшенні провідності, внаслідок чого при певній провідності перша альвенівська мода зникає. Ці результати було перевірено числовими розрахунками та спостережними даними.

### ВСТУП

Навколоземна плазма постійно відчуває вплив геомагнітного поля та сонячного вітру. Її збурення досліджують різними методами як із Землі, так і з супутників, тому що вони містять у собі інформацію про стан геофізичної системи та джерело її збудження. Крім того, вони беруть безпосередню участь у процесах переносу. У деяких випадках вони призводять до розвитку нестійкостей та інших нерівноважних процесів, які реєструються на Землі у вигляді магнітних бур, авроральних явищ тощо.

Дана робота обмежується дослідженням тільки тих процесів, що спричинені впливом сонячного вітру, іонізаційного випромінювання Сонця та власними варіаціями геомагнітного поля. Навіть ці проблеми є досить складними і досі не існує загальноприйнятої теорії, яка б повністю пояснювала спостережені дані. Існує декілька підходів до цієї проблеми, які мають свої пере-

ваги та недоліки. Більшість цих теорій розроблена нещодавно, і майже не відображена в підручниках та монографіях, в яких описані переважно класичні теорії Паркера, Данжі, Десслера, Альвена тощо. У даній роботі застосовується новий підхід, який повинен поєднати переваги різних теорій та уникнути їхніх недоліків.

В основу теорії покладено концепцію про те, що ультранизькочастотні (УНЧ) збурення, переважно у вигляді балонних збурень, є транспортним механізмом для передачі його енергії через магнітосферу до іоносфери.

Все це свідчить про актуальність цієї теми, яка ще більше зросла з розвитком концепції «космічної погоди». За останні 20 років відбулася певна зміна уявлень про роль рівноважних магнітосферних параметрів, насамперед тиску плазми. Виявилося, що тиск генерує балонні моди, які за сучасними уявленнями визначають загальну стійкість магнітосферної плаз-

ми до УНЧ-збурень. Таким чином, дослідження власних магнітогідродинамічних (МГД) збурень у навколоземній плазмі представляє собою актуальну проблему, яка має як фундаментальне, так і прикладне значення для розвитку уявлень про процеси, які відбуваються у навколоземному середовищі.

В останні десятиріччя світова наукова спільнота все більше уваги почала приділяти вивченню сонячно-земних зв'язків, зокрема збуренням у навколоземному просторі. Основним джерелом цих збурень є потоки енергії, що поширюються від Сонця. Це має особливо сильний прояв під час підвищення сонячної активності. Характер взаємодії космічної плазми у сонячно-земному середовищі є дуже складним та непередбачуваним процесом. Внаслідок великої складності цієї задачі її зазвичай розбивають на окремі підзадачі вивчення коливань за областями простору, типом та частотами коливань та етапами їхнього розвитку: генерації, підсилення, поширення, взаємодії тощо. Вивченню генерації та стійкості магнітосферних та іоносферних збурень присвячено чимало літератури. У поточний момент особливу увагу привертають проблеми «космічної погоди» та магнітосферно-іоносферної взаємодії. Хвильові процеси, пов'язані з темою дослідження, лежать в основному у діапазоні частот від 0.01 до 1 Гц. Вони здатні поширюватися на великі відстані від свого джерела та характеризують масштабні процеси у геофізичній системі.

У загальному випадку при розв'язанні задач розрахунку магнітних полів в астрофізичних об'єктах доводиться мати справу зі складною замкненою системою рівнянь, що не піддається аналітичному розв'язанню. Протягом майже півсторічного періоду досліджень подібних задач основним апаратом розв'язання були чисельні методи. Останнім часом були досягнуті великі успіхи у чисельних дослідженнях задач МГД. Була докладно досліджена низка окремо взятих задач, але в цілому фізична картина механізму розвитку нестійкостей сама по собі залишається неясною. У останні десятиріччя для дослідження цих питань почали використовувати інші, аналітичні методи. Здається доцільним спробувати застосувати добре відомі у теорії магнітних пасток аналітичні методи та підходи до цієї задачі.

Проблеми, що розглядаються в цій роботі,

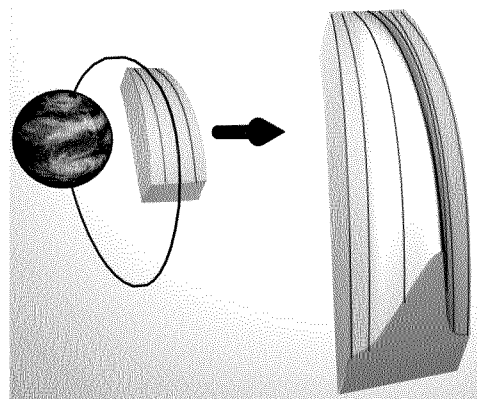


Рис. 1. Балонне збурення

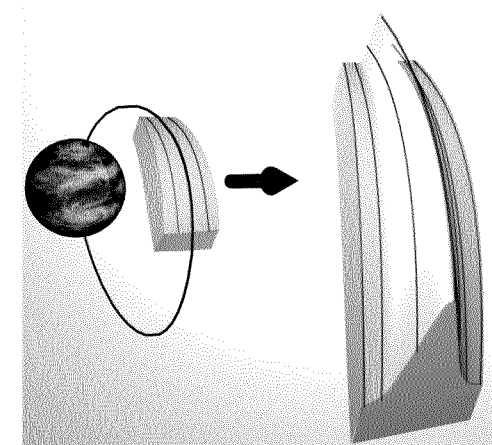


Рис. 2. Жолобкове збурення

мають не тільки фундаментальне, але й велике прикладне значення, пов'язане з можливістю прогнозування магнітних бур, які негативно впливають на енергомережі, здоров'я людей тощо. Відомі випадки, коли ці явища призводили до колапсу енергомережі Канади. Розвинена у роботі теорія також може бути використана для визначення геометричних областей розвитку нестійкості плазми, що є важливим під час вибору орбіт КА, які вивчають ці процеси або ті, роботу яких ці процеси спотворюють. Перспективним напрямком є також застосування підходу щодо визначення стійкості до задач КТС.

Мета даної роботи полягає у поглибленні знань про властивості магнітосферних збурень.

У роботі розв'язано наступні задачі:

- отримано систему рівнянь малих збурень, яка враховує кривизну силових ліній, тиск плазми та довільну поляризацію збурень та була отримана з застосуванням виключно тотожних перетворень з рівнянь МГД у балонному наближенні [11, 12, 15, 17, 21—24, 27, 28];
- отримано граничні умови, що враховують скінченну провідність іоносфери [13—15, 26, 28];
- визначено залежність спектру власних збурень та їхнього інкременту та декременту від іоносферної провідності, параметрів плазми та числа Мак-Ілвайна [1, 5—9, 14, 16, 25, 29, 30, 33];
- отримано достатній критерій стійкості магнітосферної плазми скінченного тиску відносно власних МГД-збурень балонного типу, який є жорсткішим за класичний критерій Голда [9, 16, 27—30, 33];
- отримано апроксимацію для амплітуд власних збурень балонного типу поблизу іоносфери [1, 8, 9, 16, 29, 30, 33];
- пояснено дискретний спектр пульсацій та асиметрію денного сектору магнітосфері Землі [1, 2, 5, 16, 18];
- відкрито ефект трансформації першої альвенівської моди у жолобкові при пониженні іоносферної провідності [9, 16, 33].

#### ВИХІДНІ РІВНЯННЯ

В роботі на основі рівнянь ідеальної однорідної МГД отримано векторне рівняння для довільних низькочастотних збурень статичної МГД-рівноваги плазми  $\nabla p = [\mathbf{j} \times \mathbf{B}]$ . При цьому вважається, що рівноважних потоків плазми немає, а магнітний тиск набагато перевищує гідростатичний ( $\beta \ll 1$ ). За характеристику збурення обрано вектор зсуву  $\xi$  елементарного об'єму плазми відносно його рівноважного положення. Цей вектор розкладається за ортогональним базисом  $(\nabla a, [\mathbf{B} \times \nabla a], \mathbf{B})$ , де  $a$  — мітка магнітної поверхні, у вигляді

$$\xi = \xi \frac{\nabla a}{|\nabla a|^2} + \eta \frac{[\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2} + \tau \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^2}. \quad (1)$$

До цих рівнянь було застосовано балонне

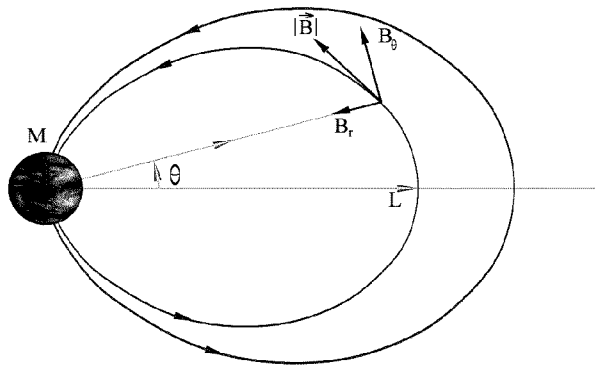


Рис. 3. Дипольна модель

наближення  $k_{\perp} > X_0^{-1}$ ,  $|k_{\parallel}|$ , де  $k_{\parallel}$ ,  $k_{\perp}$  — поздовжній та поперечний хвильові вектори,  $X_0$  — характерний масштаб зміни рівноважних величин. При цьому розв'язок шукався в поперечно-ейкональній формі

$$\xi(\mathbf{r}, t) = \hat{\xi}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t + i\chi/\varepsilon),$$

де  $\varepsilon \ll 1$  — характерний поперечний масштаб, а величина  $\chi$  — поперечний ейконал, що задовольняє рівняння  $\mathbf{B} \cdot \nabla \chi = 0$ . В результаті ми отримали рівняння Дьюара — Глассера, що описують поперечно-дрібномасштабні збурення з довільною лінійною поляризацією в довільній геометрії магнітного поля. При цьому, на відміну від Дьюара і Глассера та Пустовітова і Шафранова, ми отримали ці рівняння виключно тотожними перетвореннями без застосування додаткових припущень, і тому її розв'язки збігаються з розв'язками вихідної системи рівнянь МГД у зазначеному наближенні.

Ці рівняння були переписані в дипольній моделі (рис. 3) внутрішньої магнітосфери Землі. Для зручності були обрані модифіковані координати Мак-Ілвайна  $(L, \theta, \varphi)$ , причому під похідною за полярним кутом  $\theta$  розуміється похідна уздовж силової лінії магнітного поля.

Щодо обраної моделі магнітосфери слід зазначити, що хоча вона і не враховує усіх спостережуваних явищ, наприклад поздовжніх струмів, азимутальних градієнтів тиску, анізотропії тиску і т. ін., навіть така проста модель є досить складною для розгляду, і з неї ще зроблені

далеко не всі висновки. Урахування вказаних спостережуваних явищ безумовно повинно проводитися у майбутніх моделях, що будуть розвитками цієї. Йдеться, зокрема, про урахування наявності плазмапаузи та відхилень від дипольної геометрії.

За мітку магнітної поверхні було обрано полоїдальний магнітний потік  $\psi$ . У результаті отримуємо рівняння, що описують поперечно-дрібномасштабні збурення з довільною лінійною поляризацією в дипольній геометрії магнітного поля.

Далі отримані рівняння були переписані для окремої силової трубки. Це можливо завдяки властивості балонних збурень розповсюджуватися уздовж силових ліній магнітного поля. Ці рівняння були зведені до безрозмірної форми, та переписані у координатах  $x_0, x$ , де  $x = \sin\theta$ ,  $x_0 = \sqrt{1 - L^{-1}}$ :

$$\Omega^2 \xi (1 + \lambda^2 b) + \frac{4}{bc^2} \left( T_0 + \frac{\alpha \beta}{\gamma} \xi \right) + \frac{b}{c^6} \left( \frac{1 + \lambda^2 b}{b} \xi' \right)' = 0, \quad (2)$$

$$\eta + \lambda \xi = 0, \quad (3)$$

$$\Omega^2 \tau + \frac{T_0'}{c^3} = 0, \quad (4)$$

$$T_0 = \frac{\beta b}{b + \beta c^6} \left[ \frac{1}{c^3} \left( \frac{c^6}{b} \tau \right)' - \frac{4c\xi}{b^2} \right], \quad (5)$$

де  $\Omega = fL/c_A$  — безрозмірна частота,  $f$  — частота збурення,  $L$  — число Мак-Ілвайна,  $c_A$  — альвенівська швидкість,  $b = 1 + 3x^2$ ,  $c = 1 - x^2 = \cos^2\theta$ ,  $\alpha = -\frac{L}{p} \frac{dp}{dL}$  — профіль тиску,  $P$  — гідродинамічний тиск,  $\beta = \gamma p/B_0^2 = c_s^2/c_A^2$  — плазмовий параметр,  $c_s$  — швидкість звуку,  $B_0 = ML^{-3}$ ,  $M$  — магнітний дипольний момент Землі,  $\gamma$  — показник адіабати, штрих позначає похідну по  $x$ . Рівняння (2) описує альвенівські моди, рівняння (3) — їхню поляризацію, рівняння (4) — повільні магнітозвукові моди. Рівняння (2) та (4) пов'язані між собою через член (5), який характеризує стисливість збурень. Відмітимо, що ця система отримана з рівнянь МГД у балонному наближенні при статичній рівновазі шляхом виключення тотожних перетворень, і тому її розв'язки збігаються з розв'язками вихідної

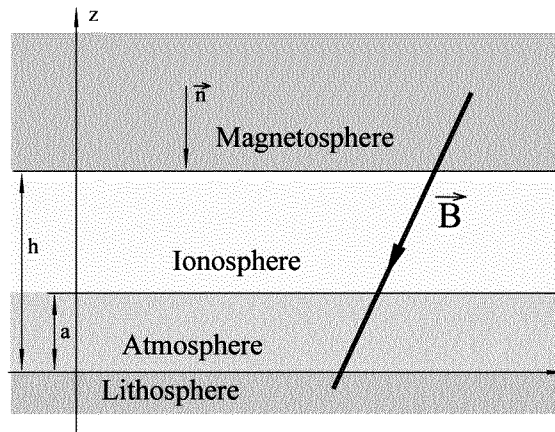


Рис. 4. Система ЛАІМ

системи рівнянь МГД у зазначеному наближенні.

Також було показано, що поляризація збурень характеризується параметром  $\lambda$ , який дорівнює нулеві для полоїдальної поляризації та нескінченності — для тороїдальної. Скінченні ненульові значення цього параметра відповідають проміжній поляризації.

До отриманих рівнянь були отримані граничні умови, приймаючи до уваги наявність двох приземних шарів: ізолюючу атмосферу та частково іонізовану іоносферу (рис. 4).

Спочатку були сформульовані «жорсткі» граничні умови, що відповідають ідеальній провідності іоносфери. Вони мають вигляд

$$\xi|_{x=\pm x_0} = \eta|_{x=\pm x_0} = \tau|_{x=\pm x_0} = 0, \quad (6)$$

$$\text{де } x_0 = \sqrt{1 - L^{-1}}.$$

Потім були виведені граничні умови, що враховують скінченну провідність іоносфери. Вони відповідають відсутності збурень у атмосфері та замиканню магнітосферного струму в іоносфері. Іоносфера при цьому розглядається як тонкий шар, що характеризується інтегральною провідністю. Отримані граничні умови залежать тільки від інтегральної провідності Педерсена  $\Sigma_p$ . Розглянута модель іоносфери є досить ідеалізованою і не враховує реальних спостережуваних явищ, наприклад скінченної товщини іоносфери, вмороженості в шарі F2 тощо.

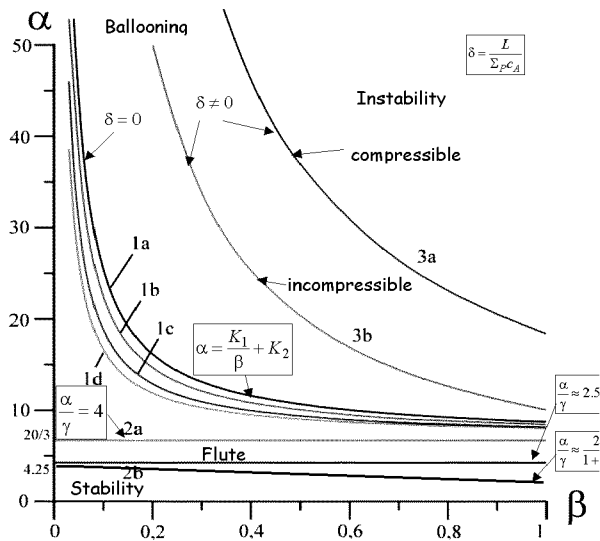


Рис. 5. Границі стійкості

Ці граничні умови були застосовані до дипольної геометрії, розглянутої вище. Після зведення до безрозмірної форми вони набувають вигляду

$$\Omega \xi (1 + \lambda^2 b) + \frac{i\delta}{b} \left[ 2x(1 + \lambda^2 b) \xi' - c^5 \left( T_0 + \frac{\alpha \beta}{\gamma} \xi \right) \right]_{x=\pm x_0} = 0, \quad (7)$$

$$\xi + 2x\epsilon \tau \big|_{x=\pm x_0} = 0, \quad (8)$$

де  $\delta = L / \Sigma_p c_A$  — квадрат безрозмірної товщини скін-шару.

Зауважимо, що рівняння (1)—(4) з граничними умовами (7), (8) представляють собою задачу про спектр несамоспряженого оператора.

#### АНАЛІЗ СТІЙКОСТІ

За допомогою отриманих рівнянь та граничних умов було проаналізовано стійкість плазми у внутрішній магнітосфері Землі по відношенню до її власних МГД-збурень.

Стійкість було проаналізовано за допомогою енергетичного принципу. Показано, що жолобкові моди визначають МГД-стійкість плазми у внутрішній магнітосфері Землі за будь-якої

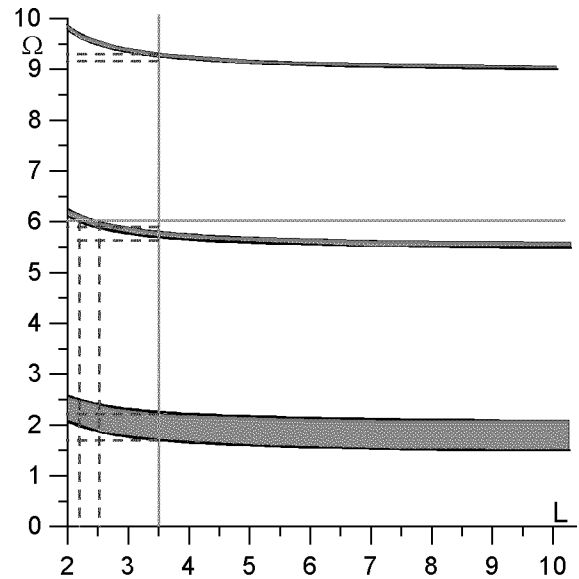


Рис. 6. Смугастий спектр

скіченної іоносферної провідності. Для цих мод отриманий критерій стійкості (2b на рис. 5), що є жорсткішим за класичний критерій Голда (2a на рис. 5). Також отримано границю стійкості для нестисливих збурень (3b на рис. 5).

Крім того, було отримано критерій стійкості ідеальних балонних мод (1a—d на рис. 5), які є другими за нестійкістю після жолобкових, шляхом безпосереднього інтегрування рівнянь (2)—(5) з граничними умовами (6).

#### АНАЛІЗ СПЕКТРУ

Нарешті було отримано та проаналізовано спектр власних МГД-збурень магнітосферної плазми. Для цього розв'язувалась задача на власні значення для системи рівнянь (2)—(5) з граничними умовами (6) або (7), (8).

Спочатку було розглянуто спектр у наближенні холодної плазми ( $\beta = 0$ ) з граничними умовами (6). Для власних частот та власних функцій отримані апроксимаційні вирази у наближенні ВКБ.

Потім було розглянуто спектр системи (2)—(5) з граничними умовами (6). Знайдена залежність власних частот від поляризації (рис. 6). Отримано апроксимацію поздовжніх амплітуд збурень поблизу границі. На висоті

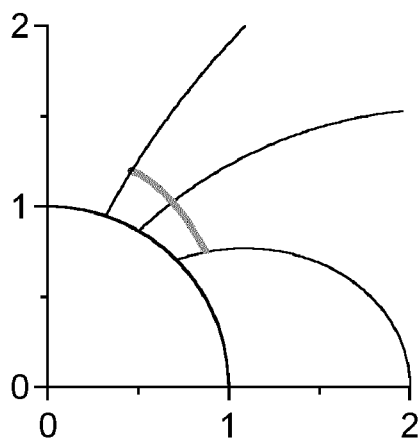


Рис. 7. Область максимального стиснення (сіра смуга)

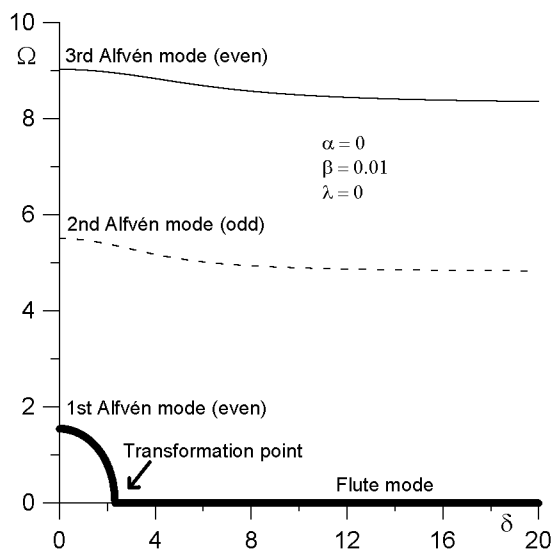
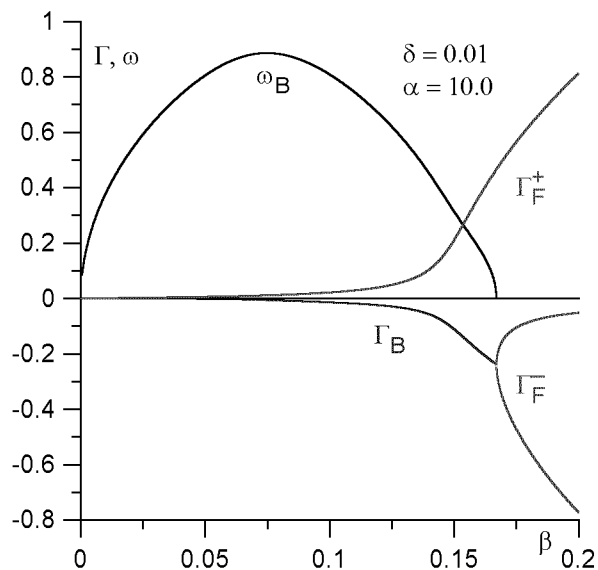
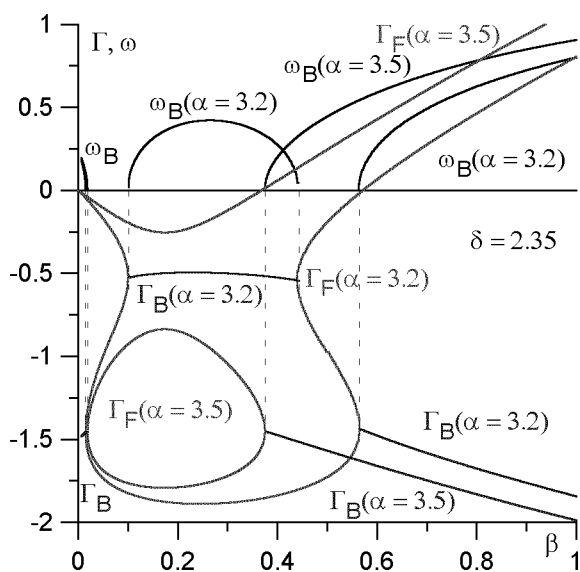


Рис. 8. Зникнення першої альвенівської моди

порядку 1500 км наявна область сильного стиснення плазми (рис. 7, система координат GSM), що узгоджується з даними КА «Freja».

Нарешті було окремо розглянуто аперіодичні (жолобкові та нестисливі) та періодичні збурен-

Рис. 9. Перетворення балонної та жолобкових мод при  $\delta = 0.01$ Рис. 10. Перетворення балонної та жолобкових мод при  $\delta = 2.35$ 

ня. При цьому  $\omega = \text{Re}\Omega$ ,  $\Gamma = \text{Im}\Omega$ . Отримано вираз для відхилень амплітуди жолобкового збурення від константи. Відкрито ефект трансформації альвенівських мод у жолобкові та навпаки (рис. 8—11). Крім того, відкрито залежність

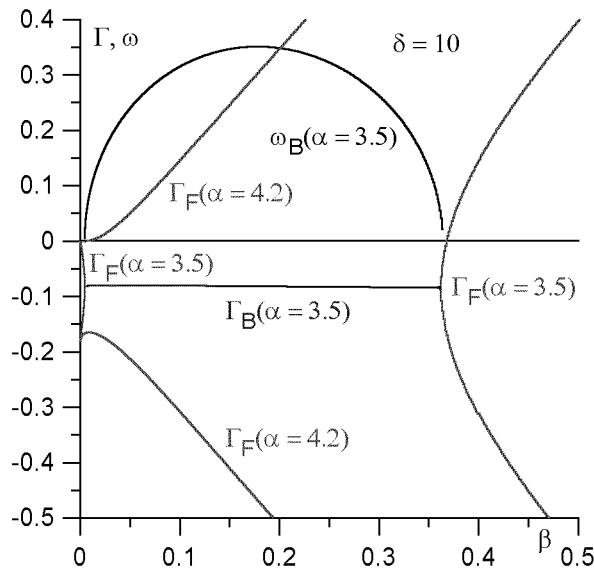
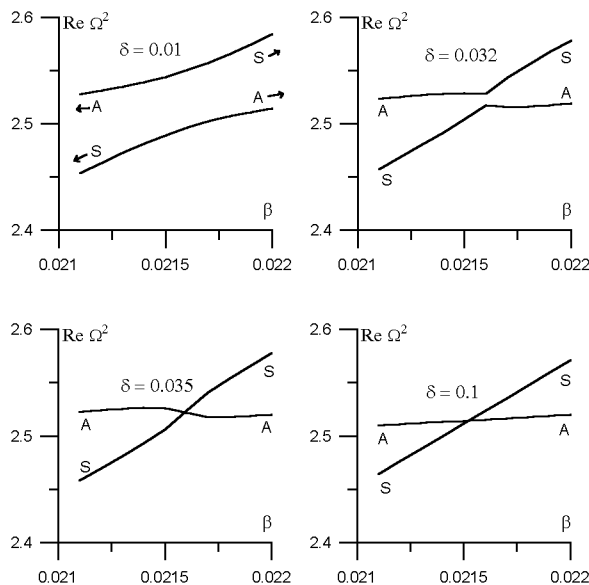
Рис. 11. Перетворення балонної та жолобкових мод при  $\delta = 10$ 

Рис. 12. Зміна типу взаємодії альвенівських та повільних магнітозвукових мод

характеру взаємодії альвенівських та повільних магнітозвукових мод від іоносферної провідності (рис. 12). Отримано апроксимацію поздовжніх амплітуд збурень поблизу границі. Вона має

вигляд

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3, \quad (9)$$

$$\tau_1 = C\varepsilon^{-4} \left( Y_2(F\varepsilon) - \frac{Y_2(F\varepsilon_0)}{J_2(F\varepsilon_0)} J_2(F\varepsilon) \right), \quad (10)$$

$$\tau_2 = -\frac{1}{4}\varepsilon^{-4} \frac{\varepsilon_0^3}{J_2(F\varepsilon_0)} \xi(x_0) J_2(F\varepsilon), \quad (11)$$

$$\tau_3 = \frac{\pi}{8\varepsilon^4} \left[ Y_2(F\varepsilon) \int_{x_0^{-1}}^{\varepsilon} \zeta^4 (\zeta \zeta' + \xi) J_2(F\zeta) d\zeta - J_2(F\varepsilon) \int_{x_0^{-1}}^{\varepsilon} \zeta^4 (\zeta \zeta' + \xi) Y_2(F\zeta) d\zeta \right], \quad (12)$$

де  $F = 2\beta^{-1/2}\Omega$ ,  $\varepsilon = 1 - x$ ,  $\varepsilon_0 = 1 - x_0$ ,  $J_2$ ,  $Y_2$  — функції Бесселя другого порядку першого та другого роду відповідно,  $C$ ,  $A$  — константи,  $\zeta$  — змінна інтегрування. У переважній більшості випадків членом (12) можна знехтувати. Апроксимація (9) добре узгоджується з результатами чисельних розрахунків. Отримана залежність частоти альвенівських мод від іоносферної провідності. Зокрема, з'ясувалося, що перша альвенівська мода наявна при високій провідності і відсутня при середній та низькій. Отриманий критерій стійкості жолобкових мод з урахуванням нелінійного за тиском коефіцієнту (рис. 5).

Додатково було оцінено внесок нелінійних за тиском доданків. Показано, що їхнє урахування призводить до появи нових ефектів, а їхній вплив є суттєвим вже при досить малих значеннях  $\beta \sim 0.1$ .

#### ВЕРИФІКАЦІЯ СПОСТЕРЕЖЕНИМИ ДАНИМИ

Отримані результати якісно збігаються із спостережними даними. Зокрема, було передбачено наявність невідомих до того нижніх гармонік з частотами 0.1 та 0.7 мГц, які пізніше було знайдено за допомогою системи наземних магнітометрів «Intermagnet» (рис. 13, 14). Для гармоніки 0.1 мГц було виявлено сезонні варіації. Також було підтверджено істотну залежність частот власних збурень магнітосферної плазми від провідності іоносфери, що якісно збігається з наведеними у цьому розділі результатами. Крім того, було пояснено спостережувану асиметрію

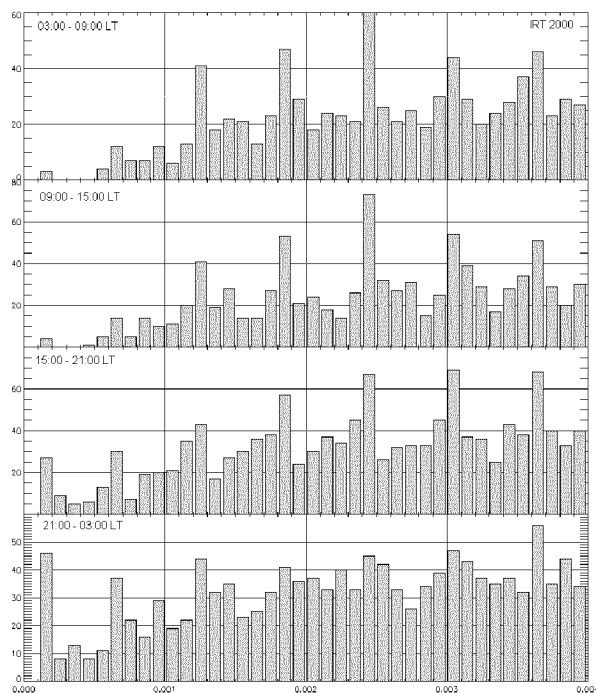


Рис. 13. Кількість хвильових подій в різні часи доби

денного сектора магнітосфери через пониження границі F-шару.

Теоретичні дослідження (див. [3, 4, 10, 20, 36] та ін.) вказують на можливість існування в магнітосфері Землі власних тороїдальних альвенівських мод і полоїдальних хвиль, що є гібридом полоїдальних альвенівських мод і повірльних магнітозвукових мод. Частоти цих коливань лежать у діапазоні від одиниць мГц до гірчастоти іонів (у зовнішніх областях магнітосфери порядку 1 Гц). Загальновизнаним механізмом генерації власних коливальних мод магнітосфери є нестійкість Кельвіна — Гельмгольца, що розвивається на магнітопаузі [34, 36]. Відповідно до цього механізму хвиля з поверхні магнітопаузи проникає усередину магнітосфери. Якщо частота поверхневої хвилі збігається з власною частотою магнітосферних хвиль, то має місце зростання амплітуди збурень [3]. Про справедливості цього механізму свідчить також та обставина, що напрямок обертання вектора поляризації хвиль відрізняється

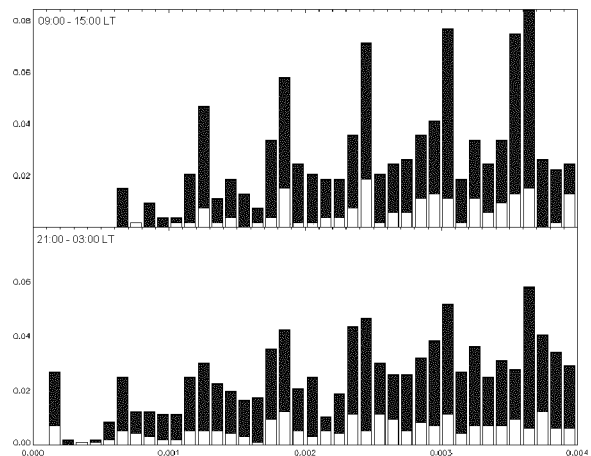


Рис. 14. Залежність кількості хвильових подій від тиску сонячного вітру

на широтах вище і нижче амплітудного максимуму [3, 10].

Як можливий механізм генерації магнітосферних хвиль також розглядають квазіперіодичні зміни динамічного тиску сонячного вітру [32]. При коливаннях параметрів сонячного вітру з частотами, близькими до власних частот магнітосферного резонатора, у ряді випадків спостерігається кореляція зі збуреннями магнітного поля у магнітосфері.

Відзначені вище механізми добре пояснюють незалежність частоти коливань від магнітної широти, що спостерігається на Землі. При цьому вони не відповідають на питання, чи можливе одночасне збудження власних коливань з частотами, різними на різних геомагнітних оболонках, і які коливання при цьому реалізуються. Це питання стає особливо актуальним з погляду походження Рс5-пульсацій, оскільки дотепер питання про механізми їхньої генерації залишається відкритим. Якщо припустити, що ці пульсації є власними коливаннями магнітосфери, то їхня генерація може відбуватися під впливом зовнішнього джерела з досить широким спектром частот. В якості такого джерела можуть виступати швидкі зміни динамічного тиску сонячного вітру, пов'язані з поширенням швидких ударних хвиль [4, 31, 34, 35].

Збільшення динамічного тиску сонячного вітру призводить до збільшення струмів на маг-



Час реєстрації проходження ударної хвилі космічними апаратами 10 січня, складові радіуса-вектора  $R$  космічних апаратів (у системі GSE), а також складові нормалі  $n$  до поверхні фронту ударної хвилі, визначені методом мінімуму варіацій магнітного поля MVAB

КА	UT	$R_X/R_E$	$R_Y/R_E$	$R_Z/R_E$	$n_X/R_E$	$n_Y/R_E$	$n_Z/R_E$
ACE	15:19:28	241.03	10.13	18.59	-0.84	-0.43	0.34
WIND	16:09:05	0.33	247.1	-17.5	-0.95	-0.1	0.29
«Polar»	16:19:40	1.41	8.81	1.98	-0.26	0.55	0.79
«Cluster»	16:17:26	13.08	14.53	0.78	-0.93	-0.21	-0.30
G10	16:19:20	1.36	6.45	-0.55	-0.88	-0.47	-0.09
«Geotail»	16:21:17	-6.73	-27.44	3.69	-0.87	0.48	0.06

нітопаузі та до збільшення магнітного поля у магнітосфері при зменшенні її розмірів і наближенні підсонячної точки до Землі. При цьому магнітопауза є джерелом генерації декількох типів УНЧ-хвиль [4, 35]. Стиснення (чи розширення) плазми, що почалося на магнітопаузі, поширюється через магнітосферу зі швидкістю швидкої магнітозвукової хвилі [3, 4, 36]. Магнітозвуковий фронт у магнітосфері поширюється з альвенівською швидкістю (від 400 до 10000 км/с) і може випереджати ударну хвилю в сонячному вітрі, швидкість якої звичайно лежить у діапазоні 400—800 км/с.

У теоретичній моделі неоднорідної магнітосфери з прямими силовими лініями магнітного поля і двома ідеально провідними іоносферами, в якій аналізується поширення швидкої магнітозвукової хвилі поперек магнітного поля, дисперсійне рівняння містить сингулярність, що виникає при збігу періоду хвилі з періодом власної альвенівської моди, що поширюється уздовж силової лінії [4]. Ця сингулярність є відповідальною за генерацію альвенівської хвилі на резонансній силовій лінії.

Для того, щоб на магнітопаузі сформувався різкий магнітозвуковий імпульс з досить широким спектром частот, характерний часовий масштаб змін параметрів сонячного вітру повинен бути меншим за час поширення МГД-збурення у границях магнітосфери (порядку 10 хвилин) [4, 36]. Такий часовий масштаб характерний для швидких ударних хвиль у сонячному вітрі, при спостереженні яких динамічний тиск сонячного вітру може змінитися більш ніж на порядок за десятки секунд.

Розглянемо явища, досліджені космічними апаратами у магнітосфері Землі, що зареєст-

рували прихід до магнітопаузи швидкої ударної хвилі у сонячному вітрі 10 квітня 2001 р. Координати космічних апаратів у системі GSE приведено в таблиці. У 16:19:40 UT 10.01.2001 КА «Polar» зареєстрував імпульсне збурення всіх трьох компонентів магнітного поля. На рис. 15, а цей момент часу відзначений вертикальною лінією. Після проходження швидкого магнітозвукового збурення космічний апарат «Polar» протягом трьох годин реєстрував періодичні процеси на різних магнітних оболонках. У  $X_{GSE}$ - і  $Z_{GSE}$ -компонентах магнітного поля спостерігалися квазіперіодичні збурення на послідовно змінних частотах 11.5, 9.5, 5 і 3 мГц з амплітудами 1, 1.5—2, 4—5 і 3—4 нТл відповідно. За допомогою методу мінімуму варіацій магнітного поля збурення в хвилі було показано, що поляризація коливань була лінійною. Частоти коливань позначені на рис. 15, а горизонтальними лініями. Залежність спостережуваних частот від параметра Мак-Ілвайна наведена на рис. 15, б. Суцільними лініями представлені частоти полоїдальних мод, а пунктиром — частота тороїдальної альвенівської моди.

Необхідно відзначити, що полоїдальні моди являють собою гібрид полоїдальних альвенівських мод і повільних магнітозвукових мод. Те, що у полоїдальних модах присутній повільний магнітний звук, підтверджується поведінкою збуреного гідростатичного тиску й збуреного тиску магнітного поля, що змінюються у протифазі, що характерно для повільного магнітного звуку [2, 4, 10]. Космічний апарат «Polar» послідовно проходив від магнітної оболонки з параметром Мак-Ілвайна  $L = 6$  до оболонки з  $L = 8$ . При цьому спостерігалася дискретна зміна частоти коливань. З урахуванням лінійної

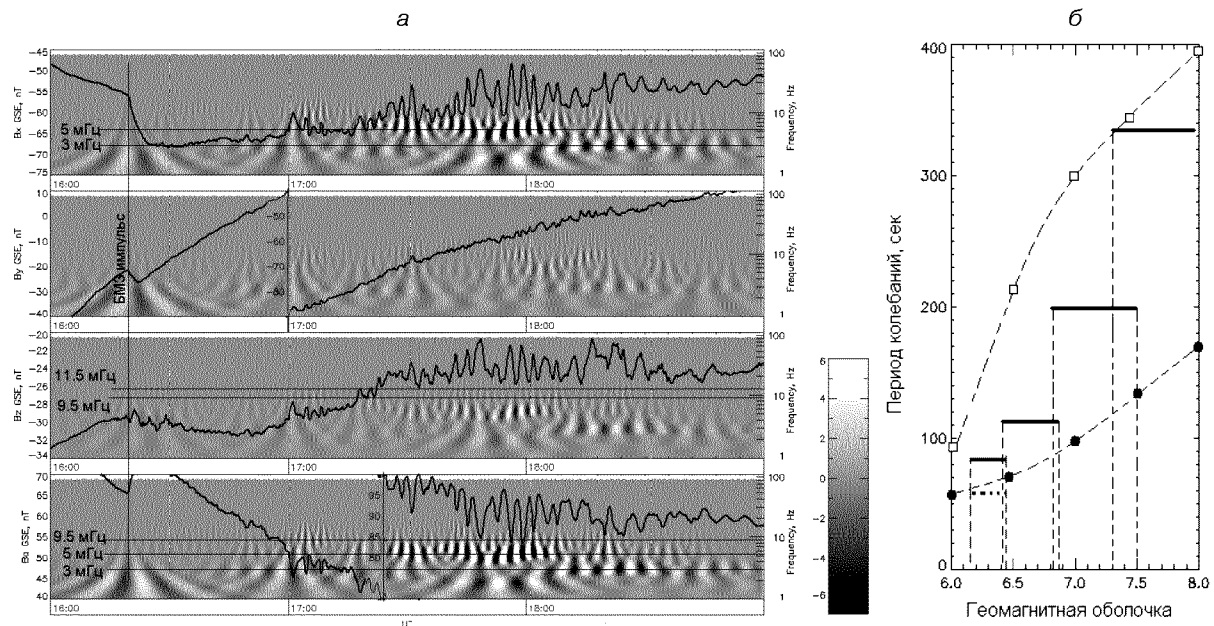


Рис. 15. Вейвлет-спектри GSE-компонентів і модуля магнітного поля за вимірами КА «Polar» 10.01.2001 (шкала магнітного поля і частоти, шкала в нТл), на тлі показані частотно-часові контурні діаграми їхніх вейвлет-спектрів. Праворуч — залежність періоду спостережуваних хвиль від геомагнітної оболонки

поляризації збурень приведена на рис. 15, б залежність цілком відповідає отриманій раніше в роботах [4, 8, 10] залежності періодів власних коливань від геомагнітної широти і розрахованому періоду альвенівської хвилі.

## ВИСНОВКИ

Проведене дослідження показало, що вплив швидких ударних хвиль у сонячному вітрі на магнітопаузу призводить до генерації швидких магнітозвукових збурень, що поширюються усередину магнітосфери з альвенівською швидкістю.

Швидкі магнітозвукові збурення при поширенні генерують власні коливальні моди магнітосфери УНЧ-діапазону.

У залежності від кута падіння фронту швидкого магнітозвукового збурення на магнітну силову лінію, генеруються або альвенівські тороїдальні коливання, або коливання, що представляють собою гібрид полоїдальної альвенів-

ської хвилі і повільної магнітозвукової хвилі. Частоти останніх лежать нижче 10 мГц. Періодичні збурення магнітного поля реєструються в магнітоспряжених точках на поверхні Землі, що є свідченням того, що ці збурення є власними модами магнітосфери.

Таким чином, взаємодія швидких ударних хвиль сонячного вітру з магнітосферою може розглядатися як один з можливих каналів переносу енергії із сонячного вітру в іоносферу.

Дослідження частково фінансувалися протягом 2005—2007 рр. програмою НАН України «Розробка теорії, методів та інформаційних технологій комплексного вивчення сонячно-земних зв'язків як основи прогнозування «космічної погоди».

1. Агапитов А. В., Парновский А. С., Черемных О. К. Спектр поперечно-мелкомасштабных возмущений во внутренней магнитосфере Земли // Кинематика и физика небес. тел.—2006.—22, № 6.—С. 387—401.
2. Агапитов А. В., Черемных О. К. Генерация солнечным

- ветром собственных ULF-мод магнитосферы Земли // Космічна наука і технологія.—2008.—14, № 4.—С. 72—81.
3. Клейменова Н. Г. Геомагнитные пульсации // Модель космоса. — М.: Университет. Книжный дом, 2007.—Т. 1.—872 с.
4. Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. — М.: Мир, 1980.—299 с.
5. Парновский А. С. Оценка влияния накачки частиц из хвоста магнитосферы на УНЧ-возмущения плазмы в утренне-вечернем секторе // Седьмая укр. конф. по перспективным космич. исслед.: Тез. докл. — Евпатория, 2007.—С. 95.
6. Парновский А. С., Черемных О. К. Анализ устойчивости и спектра собственных баллонных возмущений «теплой» плазмы во внутренней магнитосфере Земли // Третья укр. конф. по перспективным космич. исслед.: Тез. докл. — Кацивели, 2003.—С. 126.
7. Парновский А. С., Черемных О. К. Анализ спектра собственных МГД-возмущений в «теплой» плазме во внутренней магнитосфере Земли // Космічна наука і технологія.—2003.—9 № 5/6.—С. 111—116.
8. Парновский А. С., Черемных О. К. Спектр баллонных возмущений с произвольной поляризацией во внутренней магнитосфере Земли // Космічна наука і технологія.—2006.—12, № 1/2.—С. 49—56.
9. Парновский А. С., Черемных О. К. Желобковые и несжимаемые возмущения во внутренней магнитосфере Земли // Кинематика и физика небес. тел.—2006.—22, № 1.—С. 1—9.
10. Пудовкин М. И., Распопов О. М., Клейменова Н. Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Часть 2. Короткопериодные колебания геомагнитного поля. — Л.: ЛГУ, 1976.—271 с.
11. Черемных О. К., Бурдо О. С., Кременецкий И. А., Парновский А. С. К теории МГД-волн во внутренней магнитосфере Земли // Космічна наука і технологія.—2001.—7, № 5/6.—С. 44—63.
12. Черемных О. К., Бурдо О. С., Кременецкий И. А., Парновский А. С. К теории МГД-волн во внутренней магнитосфере Земли // Первая укр. конф. по перспективным космич. исслед.: Тез. докл. — Киев, 2001.—С. 68—69.
13. Черемных О. К., Парновский А. С. Баллонные моды во внутренней магнитосфере Земли с учетом конечной проводимости ионосферы // Космічна наука і технологія.—2004.—10, № 5/6.—С. 82—86.
14. Черемных О. К., Парновский А. С. Влияние конечной проводимости ионосферы на баллонные моды во внутренней магнитосфере Земли // Четвертая укр. конф. по перспективным космич. исслед.: Тез. докл. — Понизовка, 2004.—С. 68.
15. Черемных О. К., Парновский А. С. Баллонные моды с произвольной поляризацией во внутренней магнитосфере Земли с учетом конечной проводимости ионосферы // Пятая укр. конф. по перспективным космич. исслед.: Тез. докл. — Евпатория, 2005.—С. 78.
16. Черемных О. К., Парновский А. С., Агапитов А. В. Анализ спектра и устойчивости собственных поперечно-мелкомасштабных МГД-возмущений во внутренней магнитосфере Земли // Шестая укр. конф. по перспективным космич. исслед.: Тез. докл. — Евпатория, 2006.—С. 40.
17. Черемных О. К., Парновский А. С., Бурдо О. С. Теория баллонных неустойчивостей во внутренней магнитосфере Земли // Вторая укр. конф. по перспективным космич. исслед.: Тез. докл. — Кацивели, 2002.—С. 28.
18. Agapitov A. V., Cheremnykh O. K., Parnowski A. S. Comparison of magnetometric observational data with theoretical model of ballooning eigenmodes in the inner magnetosphere of the Earth // Proc. 2007 EGU Assembly. — Vienna (Austria), 2007.—EGU2007-A-04392.
19. Balogh A., Carr C. M., Acuña M.-H., et al. The cluster magnetic field investigation: Overview of in-flight performance and initial results // Ann. geophys.—2001.—19.—P. 1207—1217.
20. Chen L., Hasegawa A. A theory of long-period magnetic pulsations. 1. Steady state excitation of field line resonances // J. Geophys. Res.—1974.—79.—P. 1024—1032.
21. Cheremnykh O. K., Burdo O. S., Parnowski A. S. To the theory of the ballooning perturbations in the inner magnetosphere of the Earth // Proc. 29<sup>th</sup> EPS Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion. — Montreux (Switzerland): ECA, 2002.—26B—P. 4033—4036.
22. Cheremnykh O. K., Parnowski A. S. Theory of ballooning instabilities in the inner magnetosphere of the Earth // Proc. 34<sup>th</sup> COSPAR General Assembly. — Houston (USA), 2002.
23. Cheremnykh O. K., Parnowski A. S. The theory of ballooning perturbations in the inner magnetosphere of the Earth // Adv. Space Res.—2004.—33, N 5.—P. 769—773.
24. Cheremnykh O. K., Parnowski A. S., Burdo O. S. Ballooning modes in the inner magnetosphere of the Earth // Planet. Space Sci.—2004.—55, N 13.—P. 1217—1229.
25. Cheremnykh O. K., Parnowski A. S. Ballooning modes in the inner magnetosphere of the Earth: spectrum and stability // Proc. 35<sup>th</sup> COSPAR General Assembly. — Paris (France), 2004.—P. 228.
26. Cheremnykh O. K., Parnowski A. S. Influence of ionospheric conductivity on the ballooning modes in the inner magnetosphere of the Earth // Adv. Space Res.—2006.—37, N 3.—P. 599—603.
27. Cheremnykh O. K., Parnowski A. S. On the influence of the resistive ionosphere on the ballooning stability of a magnetospheric plasma // Ukr. J. Phys.—2006.—51, N 4.—P. 346—351.
28. Cheremnykh O. K., Parnowski A. S. Flute and Ballooning Modes in the Inner Magnetosphere of the Earth: Stability and Influence of the Ionospheric Conductivity // Space Science: New Research / Ed. by N. S. Maravell. — New York: Nova Sci. Publs, 2006.—P. 71—108.
29. Cheremnykh O. K., Parnowski A. S. Ballooning perturbations in the inner magnetosphere of the Earth: spectrum, stability and eigenfunction analysis // Proc 36<sup>th</sup> COSPAR General Assembly. — Beijing (China), 2006.—COSPAR2006-A-00194.
30. Cheremnykh O. K., Parnowski A. S. Ballooning modes stability of the inner magnetosphere of the Earth with resistive ionospheres // Proc. 13<sup>th</sup> International Congress on Plasma Physics ICPP 2006. — Kyiv (Ukraine), 2006.—P. C003.

31. Hudson M. K., Denton R. E., Lessard M. R., et al. A study of Pc-5 ULF oscillations // *Ann. geophys.*—2004.—22.—P. 289—302.
32. Kepko L., Spence H. E. Observations of discrete, global magnetospheric oscillations directly driven by solar wind density variations // *J. Geophys. Res.*—2003.—108, N A6.—P. 1257.
33. Parnowski A. S. Eigenmode analysis of ballooning perturbations in the inner magnetosphere of the Earth // *Ann. geophys.*—2007.—25, N 6.—P. 1391—1403.
34. Saito T., Matsushita S. Geomagnetic pulsations associated with sudden commencements and sudden impulses // *Planet. Space Sci.*—1967.—15.—P. 573—587.
35. Southwood D. J., Kivelson M. G. The magnetohydrodynamic response of the magnetospheric cavity to changes in solar wind pressure // *J. Geophys. Res.*—1990.—95, N A3.—P. 2301—2309.
36. Takahashi K. ULF waves: 1997 IAGA division 3 reporter review // *Ann. geophys.*—1998.—16.—P. 787—803.

# **INVESTIGATION OF PERTURBATIONS AND COLLECTIVE MOTIONS OF PLASMA IN THE INNER MAGNETOSPHERE OF THE EARTH**

*O. K. Cheremnykh, A. S. Parnowski, A. V. Agapitov*

The paper deals with the investigation of generation, stability and spectrum of transversally small-scale ULF eigenmode perturbations of the magnetospheric resonator with consideration for pressure, its gradient, field line curvature and finite ionospheric conductivity. A set of equations for small transversally small-scale perturbations of static MHD equilibrium is derived. It describes coupled Alfvén and slow magnetosonic modes in the dipolar model of the Earth's inner magnetosphere. These equations are supplemented by complex ionospheric boundary conditions with dissipation. The energetic principle showed that the stability of the system was determined by flute modes at finite ionospheric conductivity and by ideal ballooning modes at infinite one. For both these types of perturbations, stability criteria were derived. It is found that the eigenmode spectrum is discrete and its lines have finite width due to the presence of modes with different polarizations. We revealed that frequencies of Alfvén modes decreased when the ionospheric conductivity decreased, and vanished at certain value of the latter. These results were verified by numerical calculations and observational data processing.