

<https://doi.org/10.15407/knit2021.06.016>  
УДК 533.932

**М. В. БАРАНЕЦЬ**<sup>1</sup>, старш. наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук  
E-mail: baranets@izmiran.ru

**Ю. Я. РУЖИН**<sup>1</sup>, заст. дир., д-р фіз.-мат. наук, проф.

**Я. ВОЙТА**<sup>2</sup>, пров. інженер-дослідник

<sup>1</sup> Інститут земного магнетизму, іоносфери та поширення радіохвиль, Російська академія наук (ІЗМІРАН)  
Калузьке шосе 4, Троїцьк, Москва, Російська Федерація, 108840

<sup>2</sup> Інститут фізики атмосфери, Академія наук Республіки Чехія  
14131 Прага, Республіка Чехія

## ВЗАЄМОДІЯ ХВИЛЬ І ЧАСТИНОК ПРИ ІНЖЕКЦІЇ МОДУЛЬОВАНОГО ЕЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ІОНОСФЕРНУ ПЛАЗМУ. ТЕОРІЯ ТА ЕКСПЕРИМЕНТ

*Представлено результати активного експерименту в космосі з інжекцією пучків заряджених частинок (електронів та іонів ксенону), проведеного на станції «Інтеркосмос-25» і дочірньому субсупутнику «Магіон-3». Результати експерименту отримано в умовах, коли пучки частинок було інжектровано у протилежних напрямках відносно магнітного поля  $B_0$  таким чином, що електронна інжекція була направлена до Землі. Механізми пучкових нестійкостей розглянуто щодо збудження електростатичних і електромагнітних хвиль свистового діапазону при інжекції пучка електронів ( $\sim 10$  кеВ,  $0.1$  А) з борту «Інтеркосмос-25». Розвиток поперечної нестійкості на першому циклотронному резонансі призводить до збудження свистових хвиль, спрямованих назустріч потоку інжекттованих електронів (від Землі). Об'єктом досліджень були збуджені інжекцією потоки іоносферних електронів в широкому діапазоні енергій 27 еВ...412 кеВ, зареєстровані за допомогою спектрометрів заряджених частинок на субсупутнику «Магіон-3». Тобто, взаємодія свистів з потоками іоносферних електронів була простимульована механізмами передачі енергії типу «частинка — хвиля — частинка». Числові результати розвитку нестійкостей розглянуто також у порівнянні зі значеннями основних параметрів теплової плазми, отриманими в різних точках простору на станції та субсупутнику. Збудження поздовжньої та поперечної пучкових нестійкостей неминуче призведе до їхньої конкуренції, що матиме вплив на результати експерименту. Дані стимульованих потоків іоносферних електронів дозволяють дослідити різноманітні ефекти взаємодії хвиля — частинка з урахуванням впливу швидкості росту поздовжньої нестійкості на кут збудження свистів та їхню структуру. Такий підхід базується на результатах лабораторних експериментів щодо визначення діаграми спрямованості збуджених свистів для електричної дипольної антени та аналогії пучково-плазмового каналу з випромінювальною системою. Результати розглянутого активного експерименту підтверджують залежність швидкості росту поперечних хвиль від розвитку поздовжньої пучкової нестійкості.*

**Ключові слова:** пучкові нестійкості, циклотронні резонанси, взаємодія хвиля — частинка, свисти.

Цитування: Баранець М. В., Ружин Ю. Я., Войта Я. Взаємодія хвиль і частинок при інжекції модульованого електронного пучка в іоносферну плазму. Теорія та експеримент. *Космічна наука і технологія*. 2021. 27, № 6 (133). С.16—37. <https://doi.org/10.15407/knit2021.06.016>

## 1. ВСТУП

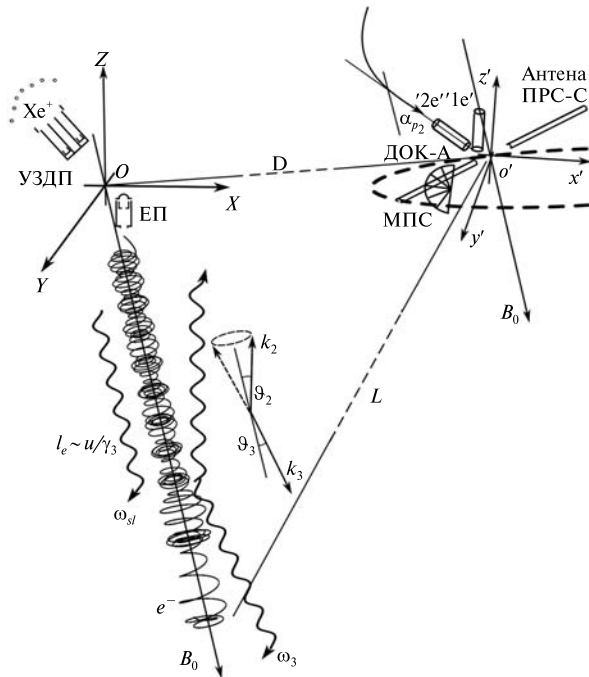
Розглядається інжекція модульованого на частоті 40 кГц слабоенергійного електронного пучка з тривалістю мікроімпульсу 2 мкс і пов'язані з нею процеси резонансної взаємодії хвиль і частинок в іоносферній плазмі. Електронна інжекція супроводжувалася роботою іонного прискорювача, а також напуском нейтрального газу ксенону. Тому можна говорити про складну електромагнітну обстановку в області інжекції, а також про збудження хвиль в широкому діапазоні частот. Діагностика процесів збудження хвиль і прискорення частинок здійснювалась як в точці інжекції на станції «Інтеркосмос-25» [21], так і у віддаленій на відстані порядку 100 км області іоносфери на субсупутнику «Maгiон-3» [19]. Особливу увагу приділено вивченню електростатичної і пучково-анізотропної нестійкості щодо збудження поздовжніх і свистових хвиль, а також подальшої їхньої резонансної взаємодії з частинками іоносферної плазми. Ці питання взаємодії пучка та плазми були об'єктом досліджень в роботах [10, 11] за даними іоносферних активних експериментів і [8, 9] на підтримку лабораторних експериментів у великій плазмовій камері. У процесі інжекції електронного пучка ( $e$ -пучка) у плазму відбувається одночасне збудження обох типів хвиль, але з різною швидкістю росту. Конкуренція поздовжньої і поперечної нестійкостей призводить до суттєвої модифікації функції розподілу пучка та плазми, зміни кутів збудження хвиль, і в кінцевому підсумку — до втрати значної частини початкової енергії пучка. Обидві нестійкості показують своє максимальне зростання при хвильових векторах  $k$ , близьких до поздовжніх відносно зовнішнього магнітного поля. За результатами числового моделювання поперечна нестабільність повільніше виходить на свій максимум після того, як поздовжня нестабільність досягне рівня насичення, зберігши достатній рівень анізотропії і щільності пучка [18]. У даній роботі, як і в роботах [10, 11], розглядається збудження поздовжніх хвиль на черенковському резонансі і свистових на першій циклотронній гармоніці, зміщеній в результаті нормального ефекту Доплера. Вибір цієї схеми розвитку нестійкостей не випадковий і

пов'язаний, насамперед, з вивченням процесів модуляції електронів пучка у полі зустрічної свистової моди. Пучково-плазмова черенковська нестабільність грає значну роль у плазмовій НВЧ-електроніці, коли йдеться про вимушене випромінювання на довжині взаємодії пучка, проте в нашому випадку вона має скоріше паразитний характер, оскільки впливає на цілісність пучка. Спостерігаються також зовсім інші масштаби, щільності пучка та плазми, а також амплітуди збуджених хвильових полів. Багато питань виникає щодо еволюції модульованого пучка в іоносферній плазмі, а також про те, як форма імпульсу впливає на ефективну модуляцію в зовнішній області. Однак в даній роботі вважатимемо, що в далекій зоні взаємодії щільність модульованого пучка мало чим відрізняється від немодульованої інжекції [4]. Для збудження плазмових хвиль приймається формалізм взаємодії двох поздовжніх мод, одна з яких є повільною хвилею просторового заряду пучка з негативною енергією [6, 15].

## 2. НАУКОВЕ ОБЛАДНАННЯ ТА КОНФІГУРАЦІЯ ІНЖЕКЦІЙ

Іонним інжектором був стаціонарний плазмовий прискорювач із замкнутим дрейфом електронів і поздовжнім прискоренням іонів ксенону (УЗДП, рис. 1). Іонний струм змінювався у межах  $I_{bi} \approx 2.0 \dots 2.6$  А, а енергія іонів на виході досягала 250 еВ. Для інжекції електронів використовувався прямоканальний 3-електродний прискорювач (ЕП) з частотою модуляції 40 кГц. Керівний електрод ЕП забезпечував стовідсоткову модуляцію електронного струму  $I_{be} \sim 100$  мА і формував окремі мікроімпульси тривалістю 2 мкс. Пучки заряджених частинок інжектуються на фоні напуску нейтрального газу ксенону; швидкість витікання газу 3 мГ/с.

Основні характеристики інжекторів та інші параметри пучково-плазмової системи (в експериментах на витках 190, 337) представлено у табл. 1. Для реєстрації енергійних заряджених частинок на субсупутнику використовувався спектрометр ДОК-А, що вимірював потоки електронів та іонів для восьми енергетичних рівнів у діапазоні 25...420 і 20...1300 кеВ відпо-



**Рис. 1.** Інжекція електронного ( $e^-$ ) на глибину  $l_e$  та іонного ( $Xe^+$ ) пучків у протилежних напрямках, уздовж магнітного поля  $B_0$ , ЕП і УЗДП — електронний та іонний прискорювачі, давачі спектрометрів заряджених частинок МПС, ДОК-А та дипольна антена ПРС-С показані в супутниковій і субсупутниковій системах  $OXYZ$  і  $O'x'y'z'$ , відповідно ( $\alpha_{p1}, \alpha_{p2}$  — пітч-кути реєстрації частинок давачами  $'1e', '2e', D \sim L$ ;  $\omega_{sl}, \omega_2(k_2), \omega_3(k_3)$  — частоти повільної хвилі просторового заряду  $e^-$ -пучка, свистої та плазмової хвиль, збуджених уздовж напрямків  $\theta_2$  і  $\theta_3$  відповідно)

відно. Вимірювання потоків швидких частинок проводилося за допомогою двох пар детекторів 1Е,1Р і 2Е,2Р, встановлених на субсупутнику «Магюн-3» і орієнтованих по двох взаємно перпендикулярних напрямках. Детектори 1Е, 1Р спрямовано уздовж осі  $z'$ , а детектори 2Е, 2Р — у площині  $-x', -y'$ . Заряджені частинки м'яких енергій реєструвалися спектрометром МПС з двома типами давачів і загальним блоком електроніки. Електрони та іони детектувались в діапазоні від 10 еВ до 20 кеВ за допомогою двох тороїдальних аналізаторів з шістьма віялоподібними секторами у площині, паралельній осі  $z'$  таким чином, що вимірювання охоплювали весь діапазон пітч-кутів, як показано на рис. 1. По-

токи електронів по двох напрямках уздовж осі  $z'$  вимірювалися за допомогою двох окремих циліндричних електростатичних аналізаторів. Весь діапазон вимірювань ділився на 16 енергетичних ступенів і міг змінюватися по команді. Складові магнітного поля на станції і субсупутнику були виміряні ферозондовими магнітометрами СГР-5 і СГР-6 з точністю 1 нТл і 2/16 нТл (залежно від величини) відповідно. Точність вимірювань з використанням магнітометра, встановленого на субсупутнику, змінювалася автоматично в залежності від абсолютної величини магнітного поля  $|B_0|$ . Температура електронів  $T_e$

**Таблиця 1.** Характерні значення параметрів пучково-плазмової системи в іоносфері

Параметр	Виток 190	Виток 337	
Струм інжекції іонів ксенону і електронів, А	$I_{bi}$ $I_{be}$	2.1...2.4 0.1	
Максимальна прискорювальна напруга для іонів/електронів, кВ	$U_i,$ $U_e = U_0$	0.25 10	
Частота модуляції струму електронів, Гц	$\omega_m/2\pi$	40000	
Щільність незбуреної плазми, $10^3 \text{ см}^{-3}$	$n_0 \approx n_{ix}$	1.7...4.0	5.5...7.8
Потокова швидкість електронів, $10^7 \text{ м/с}$	$u$	0.8...1.9	2.7...4.6
Потокова швидкість іонів ксенону, $10^4 \text{ м/с}$	$v_{iz}$	1.2...2.3	5.2...6.9
Середній поперечний розмір іонного та електронного пучків, м	$r_{cx}$ $r_{ce}$	520 9.7...13.0	470 0.5...1.7
Гірочастота іонів ксенону, рад/с	$\omega_{cx}$	14...18	20...27
Гірочастота водневої складової плазми, $10^3 \text{ рад/с}$	$\omega_{ci}$	1.9...2.5	2.8...3.6
Ленгмюрівська частота водневої складової плазми, $10^5 \text{ рад/с}$	$\omega_{pi}$	0.5...1.1	2.2...2.6
Гірочастота електронів, $10^6 \text{ рад/с}$	$\omega_{ce}$	3.4...4.4	4.4...6.2
Ленгмюрівська частота електронів незбуреної плазми, $10^6 \text{ рад/с}$	$\omega_{pe}$	2.5...3.5	7.1...8.3
Ленгмюрівська частота електронів пучка в режимі $ac$ -інжекції, $10^6 \text{ рад/с}$	$\omega_{be}$	0.13...0.14	0.14...0.27

та щільність іонів теплової плазми  $n_i(V)$  (де  $0 < V < 12$  В — напруга розгортки на сітці іонної пастки) були виміряні за допомогою комплексів КМ-10 і КМ-13, встановлених на станції і субспутнику відповідно.

Просторові складові поля, виміряні у прямокутних системах координат  $X, Y, Z$  і  $x', y', z'$  на супутнику і субсупутнику, перетворені в нові для лівої прямокутної координатної системи  $x, y, z$  з віссю  $Z \parallel \mathbf{B}_0$ . Відстань між супутниками «Інтеркосмос-25» та «Магіон-3» змінювалася у межах 90...110 км для розглянутих витків з активним режимом роботи наукової апаратури. Станція «Інтеркосмос-25» гіростабілізована по трьох осях у просторі, тоді як субсупутник «Магіон-3» гіростабілізований тільки по одній осі  $z'$ . Весь активний цикл роботи наукової апаратури не перевищував 10...12 хв, цей час обмежувався не тільки енергетичною ємністю джерела живлення на «Інтеркосмос-25», але й обсягом пам'яті на «Магіон-3» з його відносно високошвидкісною телеметрією. Більш детально характеристики наукових приладів, встановлених у подвійній супутниковій системі, описано в роботах і оглядах по проєкту АПЕКС [12, 21, 23].

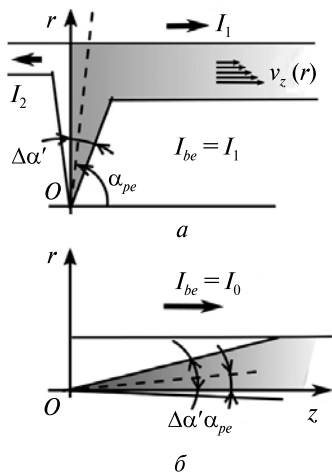
### 3. ПУЧКОВО-ПЛАЗМОВА ВЗАЄМОДІЯ В НАБЛИЖЕННІ «ХОЛОДНА ПЛАЗМА – РОЗІГРІТИЙ ПУЧОК»

Збудження електростатичних і електромагнітних хвиль при пучково-плазмовій взаємодії відбувається в результаті розвитку пучкових нестійкостей, що безпосередньо конкурують одна з одною. Швидкість росту поздовжніх хвиль при абсолютному характері розвитку пучкової нестійкості максимальна при черенковському резонансі, хоч багато що залежить від його розстроювання та інших параметрів пучка та плазми. Поперечні хвилі в діапазоні свистових мод можуть збуджуватися пучком електронів як у зворотному напрямку, так і уздовж руху у конусі кутів при циклотронному, аномально-циклотронному, або черенковському резонансах. У досить щільній плазмі ( $\omega_{ce}^2 \ll \omega_{pe}^2$ ) збудження свистових мод відбувається переважно проти напрямку інжекції пучка в результаті нормального циклотронного резонансу. Збудження свистових

хвиль в резонансному конусі кутів залежить від функції поперечного розподілу пучка і його нагрівання та, очевидно, від швидкості росту поздовжньої пучково-плазмової нестійкості. Розкид електронів пучка по поздовжніх і поперечних швидкостях призводить до його нагрівання в залежності не тільки від катодних характеристик прискорювача ЕП, а й від зовнішніх умов у плазмі.

**3.1. Параметри електронної інжекції в іоносферну плазму.** При визначенні характеристик нестійкості важливе значення має співвідношення щільності іоносферної плазми і пучка, його нагріву, або співвідношення ленгмюрівських частот плазми і пучка  $\omega_{pe}, \omega_{be}$ , та гірчастоти електронів  $\omega_{ce}$ . Щільність пучка визначалась на стадії вільного гірообертання для трубчастої моделі розподілу зарядів між двома циліндричними поверхнями, що виправдано для більшості випадків пітч-кутів інжекції та висот проведення активних експериментів [20]. Для оцінки струму інжекції на виході електронного прискорювача в різних режимах роботи використано телеметричні параметри струмів у модуляторі ЕП з керівною напругою  $U_1 < 40$  В та на його виході (струм колектора) для прискорення електронів до потенціалу  $U_0$ . В цілому завдання оптимізації параметрів в рамках самоузгодженої динаміки пучка при транспортуванні зарядів в іоносферній плазмі вирішувалася нами комплексним методом. З урахуванням такого складного плазмохімічного процесу, як зарядова нейтралізація пучка і обмежених засобів для його контролю, поєднання модельних розрахунків і вимірювань було єдино можливим. Реєстрація у ближній точці інжекції квазістаціонарних електричних і магнітних полів та їхніх складових в різних діапазонах частот була одним із таких моментів. Ефекти просторового заряду пучка для досить низького первеансу ЕП  $10^{-8}...10^{-7}$  А/В<sup>3/2</sup> призводять до розбіжності  $e$ -пучка вже на початковій стадії його інжекції. У точці  $z \sim 0$  ефективний пітч-кутовий розкид пучка

$$\Delta\alpha' \approx \Delta\alpha_0 + \frac{2\pi e}{mv\omega_{ce}}(\delta\bar{E}_x + v\delta\bar{B}_z \sin\alpha_{pe} - v\delta\bar{B}_y \cos\alpha_{pe}) \quad (1)$$



**Рис. 2.** Струм електронного пучка  $I_{be}$ ,  $I_1$ ,  $I_2$  в залежності від пітч-кута інжекції  $\alpha_{pe}$  та ефективного розкиду кутів  $\Delta\alpha'$  для двох граничних випадків: а —  $\alpha_{pe} + \Delta\alpha'/2 > \pi/2$ ,  $I_0 = I_1 + I_2$ ; б —  $\alpha_{pe} \leq \Delta\alpha'/2$ . Вісь  $z$  направлена уздовж магнітного поля  $\mathbf{B}_0$

відображає амплітудну модуляцію пучка електронів у квазістаціонарних полях за час порядку декількох гірообертів  $2\pi/\omega_{ce}$ . Тут  $e/m$  — відношення заряду до маси електрона і  $\Delta\alpha_0 \approx 0.035 \dots 0.052$  рад  $\approx 2^\circ \dots 3^\circ$ . Величини з ризикою зверху  $\delta\bar{F}_{x,y,z} = \bar{F}_{x,y,z} - \bar{F}_{x,y,z}$  позначають емпіричне середнє виміряних полів  $F$  за період  $\Delta t \sim (7 \dots 10)\Delta t_0$ , де  $\Delta t_0$  — тривалість одного телеметричного кадру переданих даних на станції «Інтеркосмос-25»,  $v$  — швидкість електронів на виході ЕП. Таку процедуру було використано для уникнення числових нестабільностей на вході різних числових алгоритмів. Співвідношення (1) збільшує розкид кутів  $\Delta\alpha_0$  на долі градуса за один оберт. Крім того, в залежності від пітч-кутів інжекції  $\alpha_{pe}$ , близьких до  $\pi/2$ , або  $0$  ( $\pi$ ), а також кута розбіжності електронного потоку  $\Delta\alpha/2$  в точці  $z \approx 0$ , пітч-кутовий розкид додатково скоректований як  $\Delta\alpha' \equiv \pi/2 - \alpha_{pe} + \Delta\alpha/2$  для випадку  $\alpha_{pe} + \Delta\alpha/2 > \pi/2$  та  $\Delta\alpha' \equiv \alpha_{pe} + \Delta\alpha/2$ , коли виконується умова  $\alpha_{pe} \leq \Delta\alpha/2$  (рис. 2). Один з таких випадків з осью інжекцією зустрічається для витка 337 при вивченні взаємодії хвиля — частинка в області супутника. Трубочаста модель пучка буде працювати і в цьому випадку, якщо спеціально не розглядати колективну динаміку пучка з пучностями і розрідженнями зарядів. Струм інжекції модульованого пучка в наближенні одновимірного потоку ( $[\mathbf{uB}] = 0$ ) визначався для першої гармоніки конвекційного струму [2]

$$I_{be}(\omega_m) = I_{be}(0)[1 - 2J_1(X_d)\cos(\omega_m t - \Theta_d - \theta_0/2)], \quad (2)$$

де  $I_{be}(0)$  — струм в режимі  $dc$ -інжекції,  $J_1(X_d(z))$  — функція Бесселя першого порядку,  $X_d(z)$  — параметр угруповання у просторі дрейфу уздовж  $z$ , визначений як

$$X_d(z) = \frac{1}{2}\xi \frac{\sin(\theta_0/2)}{\theta_0/2} \Theta_d. \quad (3)$$

Величини  $\theta_0$  і  $\Theta_d(z) = \omega_m z/u$  є пролітними кутами у модуляторі ЕП і у просторі вільного дрейфу на відстані  $z$  від прискорювача відповідно,  $u$  — потокова швидкість електронів. Оцінку струму  $I_{be}(\omega_m)$  отримано без урахування амплітудного керування в електростатичному полі прискорювача, тому відношення  $\xi = U_1/U_0$  потребує корекції. Взагалі таке визначення має сенс скоріше для ближньої зони інжекції, тому що в дальній первісне угруповання заряду частково нівелюється силами зовсім іншої природи. Щільність у  $dc$ -режимі визначалась як

$$n_{be}(\omega_m = 0) \approx I_{be}(0)/e\pi(r_2^2 - r_1^2)$$

для порожнистого циліндричного  $e$ -пучка з мінімальним ( $r_1$ ) і максимальним ( $r_2$ ) радіусами гірообертів крайніх електронів. Величина нагріву  $e$ -пучка визначалась як  $v_{be} \sim (\delta v_z^2 + \delta v_\perp^2)^{1/2}$  та була залежною від пітч-кута  $\alpha_{pe}$ ,  $\Delta\alpha_0$  і зворотного впливу збуджених полів у формі співвідношення (1), але взагалі є технічною характеристикою прискорювача.

**3.2. Електростатична пучково-плазмова нестійкість (ППН).** Проходження електронного пучка через плазму супроводжується збудженням позовжніх хвиль на резонансних частотах плазми. Для оцінки інкременту пучково-плазмової нестійкості застосовано модель взаємодії розігрітого пучка електронів з холодною іоносферною плазмою, що виправдано в нашому випадку при досить великій розбіжності  $e$ -пучка вже на початковій фазі взаємодії. Внесок електронів у діелектричну проникність при збудженні позовжніх хвиль в іоносферній плазмі визначається плазмовою дисперсійною функцією  $Z(\zeta_n)$  [17], де  $\zeta_n = (\omega_3 - n\omega_{ce} - k_{3z}u)/(\sqrt{2}k_{3z}v_{be})$ ,  $n\omega_{ce}$  і  $v_{be}$  — гармоніки електронної гірочастоти і теплова швидкість частинок пучка відповідно. Дисперсійне рівняння для збудження позовжніх хвиль ( $\omega_3, \mathbf{k}_3$ ) при інжекції електронів у холодну іоносферну плазму для  $n = 0$  можна

представити у вигляді [3]:

$$\varepsilon_L(\omega_3, k_3) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_3^2} \cos^2 \theta_3 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_3^2 - \omega_{ce}^2} \sin^2 \theta_3 + \frac{\omega_{be}^2}{k_{3z}^2 v_{be}^2} [1 + \zeta_0 Z(\zeta_0)] = 0, \quad (4)$$

де  $\theta_3$  — кут поширення поздовжніх хвиль відносно магнітного поля. Рівняння (4) має чотири дійсних розв'язки, два з яких лежать в діапазоні  $0 < \omega^{1,2} < k_z u$  і становлять для нас інтерес ( $\omega^3 < 0$ ,  $\omega^4 > k_z u$ ). Корені  $\omega^{1,2}$  при  $n_{be} = 0$  є гібридними плазовими резонансами  $\omega^j = \omega^{(j)}(\theta_3)$  ( $j = 1, 2$ ) для холодної плазми і визначаються добре відомими виразами. При  $n_{be} \neq 0$  розв'язки рівняння (4) можуть бути визначені як графічним, так і числовим способом. На рис. 3 представлено дисперсійну функцію  $\text{Re}\varepsilon_L(\omega_3, k_3)$  для збуджених плазових хвиль і кутів  $\theta_3 = 0.01$  та реальних значеннях іоносферних параметрів, виміряних на витку 337 при  $t \geq 2500$  с, а також функцію

$$G(\omega_3, k_3) = \omega_3 \cdot \frac{\partial \text{Re}\varepsilon_L(\omega_3, k_3)}{2\partial\omega_3}. \quad (5)$$

Діелектрична проникність  $\text{Re}\varepsilon_L(\omega_0, k_0) \approx 0$  та її похідна  $G(\omega_0, k_0) \approx 0$  визначають власні значення  $\omega_0, k_0$  найшвидше зростаючих хвиль на межі лінійної стійкості ( $Z$ -точка). В роботі [10] проведено числове дослідження пучково-плазової поздовжньої взаємодії в околі точки  $Z$ , або поблизу точки  $P$ , яка визначалась ненульовими малими значеннями  $\varepsilon_L(\omega_0, k_0) = \delta\varepsilon_L$  і  $G(\omega_0, k_0) = \delta G$ . Залежно від цих значень поздовжня взаємодія хвиль, одна з яких є повільною модою просторового заряду пучка з частотою  $\omega_{sl} = k_{sl}u - \omega_{be}$ , може спричинити збудження потенційних хвиль в околиці плазових резонансів  $\Omega^{(1,2)}(\theta_3)$  або поблизу нової гілки коливань з частотою  $\Omega_* \approx k_{3z}u$  [15]. Збудження поздовжніх хвиль відбувається завдяки синхронізму хвиль при  $k_{3z}u > \omega_3$  ( $\zeta_0 < 0$ ), або однієї з плазових частот при мінімальному розстроюванні резонансу. Розв'язок дисперсійного рівняння (4) щодо швидкості росту поздовжніх хвиль поблизу  $\omega_3 \approx \omega' + \varepsilon_3$  розглянуто в роботі [10], де  $\omega'$  і  $\varepsilon_3 = \delta\omega + i\gamma_3$  — одна із збуджених плазових частот та мала добавка до неї ( $|\varepsilon_3| \ll |\omega_3|$ ).

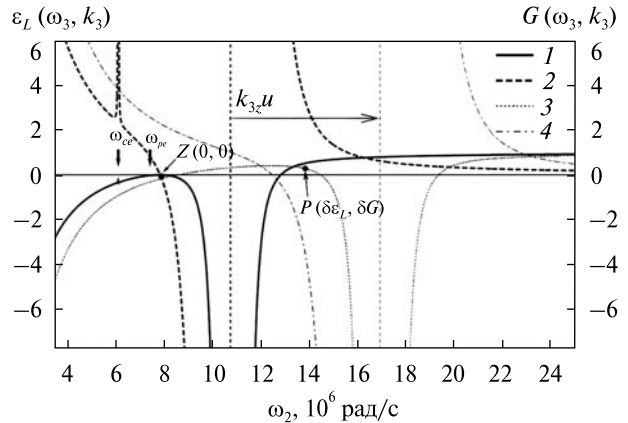


Рис. 3. Функція  $\varepsilon_L(\omega_3, k_3)$  і  $G(\omega_3, k_3)$  для двох випадків: криві 1, 2 отримано на межі лінійної стійкості  $\varepsilon_L = -0.005$ ,  $G = -0.01$  і  $\theta = 0.01$  ( $Z$ -точка); криві 3, 4 відповідають малим змінам функцій  $\delta\varepsilon_L = 0.605$ ,  $\delta G = -0.975$ ,  $\theta = 0.1$  ( $P$ -точка) та змищенню гілки знесових коливань порядку  $k_z u$ . Резонансні значення  $\omega_0, k_0$  для  $Z$ - і  $P$ -точок визначено для  $t \geq 2510$  с, орбіта 337

Ефективність збудження повільної моди залежить від розподілу електронів пучка по швидкостях, вона максимальна в гідродинамічному режимі і мінімальна в кінетичному при великій температурі пучка. Критична межа між цими режимами визначається величиною розкиду швидкостей  $\Delta u \sim v_{be}$  і відношенням щільностей пучка та плазми [6, 20]. Вочевидь, це обмежує вибір резонансних розстроювань і кутів збудження потенційних хвиль при розгляді механізму ППН. Співвідношення власних значень двох взаємодіючих хвиль з урахуванням частотного розстроювання між повільною пучковою модою і частотою  $\omega_0$ , яка визначалась за допомогою числового алгоритму, можна записати у вигляді

$$\begin{aligned} \omega_0 - \omega_3 &= \Delta\omega, \\ k_0 - k_{3z} &= \Delta k, \\ \omega_0 - \omega_{sl} &= \delta\omega, \end{aligned}$$

де  $\Delta\omega \ll \omega_0, \omega_3$  і  $\Delta k \ll k_0, k_{3z}$ . У наближенні 'сильного зв'язку' двох взаємодіючих поздовжніх хвиль,  $\Delta\omega \approx 0$ ,  $\Delta k \approx 0$  ( $k_{sl} \approx k_{3z}$ ), резонансне розстроювання в  $\zeta_0$  можна записати у вигляді

$$\omega_3 - k_{3z}u \approx \omega_3 - \omega_0 - \omega_{be} - \delta\omega. \quad (6)$$

Це співвідношення використано при обчисленні швидкості росту поздовжньої нестійкості.

Частотне розстроювання  $\delta\omega$ , або точніше помилка визначення частоти пучкової моди, має від'ємний знак та значення в достатньо широких межах в залежності від величин  $\delta\varepsilon_{\perp}$ ,  $\delta G$  на межі лінійної нестабільності. Отже, резонансне частотне розстроювання  $\zeta_0$  не є постійною величиною при обчисленні інкремента, постійні лише вибрані параметри наближення до межі нестійкості. Такий підхід є альтернативним при визначенні характеристик нестійкості в умовах постійного розстроювання та більше відповідає нашому активному експерименту в іоносфері, коли параметри пучка та плазми змінюються уздовж орбіти. Грубу оцінку резонансного розстроювання  $\Delta\omega \approx \omega_3 - \omega_0$  також можна використати для оцінки швидкості росту нестійкості.

**3.3. Електромагнітна пучково-анізотропна нестійкість.** Інжекція пучка електронів в іоносферну плазму при відмінній від нуля середній поперечній швидкості може також збуджувати електромагнітні хвилі у свистовому діапазоні  $\omega_{ci} \ll \omega_2 \ll \omega_{ce}$ , навіть для  $k_{2\perp} = 0$ . Якщо пучок електронів має незначний поздовжній розкид по швидкостях і поперечну функцію розподілу  $f_{\perp}(\varepsilon_{\perp})$ , то функцію розподілу електронів пучка можна представити у вигляді  $F' = n_{be}^0 \delta(v_z - u) f_{\perp}(\varepsilon_{\perp})$ , де  $n_{be}^0$  — рівноважна щільність електронного пучка,  $\varepsilon_{\perp} = v_x^2 + v_y^2$ . В цьому випадку дисперсійне співвідношення для хвиль свистового діапазону в наближенні малих кутів поширення відносно магнітного поля  $\theta_2$  в діапазоні частот  $\omega_2 \ll \omega_{ce}$  матиме вигляд [5, 12, 13]

$$\begin{aligned} \varepsilon_T(\omega_2, k_2) = & \frac{c^2 k_2^2 \cos\theta_2}{\omega_2^2} + \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{ce}}{\omega_2(\omega_2^2 - \omega_{ce}^2)} + \\ & + \frac{\omega_{pe}^2 \chi_+}{4\omega_2^2} \left[ \frac{I_A(\omega_2 - k_{2z}u)}{\omega_2 - n\omega_{ce} - k_{2z}u} + \right. \\ & \left. + \frac{k_{2z}^2 (v_{\perp}^2 / 2)}{(\omega_2 - n\omega_{ce} - k_{2z}u)^2} \right] \approx 0, \end{aligned} \quad (7)$$

де

$$\begin{aligned} \chi_+ = & (1 + \cos\theta_2)^2, \\ \overline{v_{\perp}^2} / 2 \equiv & \int \varepsilon_{\perp} f_{\perp}(\varepsilon_{\perp}) d\varepsilon_{\perp} \neq 0, \end{aligned} \quad (8)$$

$$I_A = \int \varepsilon_{\perp} f'_{\perp}(\varepsilon_{\perp}) d\varepsilon_{\perp} \neq -1. \quad (9)$$

Збудження хвиль відбувається при умові  $\omega_2 - n\omega_{ce} - k_{2z}u \approx 0$ , що в розглянутому діапазоні частот при досить щільній плазмі ( $\omega_{ce} < \omega_{pe}$ ) та  $n = 1$  в результаті призведе до збудження зворотно спрямованих відносно  $e$ -пучка електромагнітних хвиль з  $k_{2z} \approx -\omega_{ce}/u$ . Розв'язок дисперсійного рівняння (7) отримано для частот  $\omega_2 \approx k_{2z}u + n|\omega_{ce}| + \varepsilon_2$ , де мала добавка до частоти  $\varepsilon_2 = \delta\omega + i\gamma_2$  ( $|\varepsilon_2| \ll |\omega_2|$ ) визначає швидкість росту нестійкості.

Функція розподілу пучка  $F' \propto \delta(v_z - u)$  відповідає також випадку зростаючої електростатичної нестійкості гідродинамічного типу до того, як буде досягнуто фазу нелінійного насичення і розкид поздовжніх швидкостей електронів пучка не перевищить певний критичний рівень. Конкуренція пучково-анізотропної і електростатичної нестійкостей в результаті призведе до перерозподілу спектральної густини енергії і функції розподілу частинок. У наближенні холодної плазми без пучка збудження свистових хвиль в резонансному конусі кутів  $\theta_2^{res} \approx \arccos(\omega_2/\omega_{ce})$  сильно відрізняється від розглянутого випадку. Очевидно також, що кут поширення свистових мод повинен залежати від поздовжньої пучково-плазмової взаємодії, що можна побічно врахувати через функції (8), (9). Розв'язування рівняння (7) для збудження електромагнітних хвиль, а також порівняння з результатами активного експерименту на витках 201, 202 раніше було розглянуто в роботі [12].

Частоту збуджуваної свистової моди можна визначити з дисперсійного рівняння в наближенні холодної плазми в діапазоні частот  $\omega_2 \ll \omega_{pe}$  і  $\omega_{ce} \ll \omega_{pe}$  та при виконанні резонансної циклотронної умови. Ці співвідношення мають вигляд

$$\omega_2 = \frac{|\omega_{ce}| c^2 k_2^2 \cos\theta_2}{\omega_{pe}^2 + c^2 k_2^2}, \quad (10)$$

$$\omega_2 + \Delta\omega = k_{2z}u + n|\omega_{ce}|, \quad n = 0, \pm 1, \dots \quad (11)$$

де  $\Delta\omega$  — резонансне розстроювання для свистової моди. Співвідношення (10), (11) можна трансформувати у кубічне рівняння

$$F_W(\omega_2) = \omega_2^3 + a\omega_2^2 + b\omega_2 + c \approx 0, \quad (12)$$

де

$$a = -2(\omega_{ce} - \Delta\omega) - \omega_{ce} \cos\theta_2,$$

$$b = \omega_{ce}(\omega_{ce} - 2\Delta\omega) +$$

$$+ 2\omega_{ce}(\omega_{ce} - \Delta\omega)\cos\theta_2 + \frac{\omega_{pe}^2 \cos^2\theta_2 u^2}{c^2},$$

$$c = -(\omega_{ce}^2 - 2\omega_{ce}\Delta\omega)\omega_{ce} \cos\theta_2.$$

Частоти збуджених пучком свистових мод при циклотронному резонансі можна визначити шляхом розв'язування рівняння (12) за допомогою формули Кардано — Вієтта. Функцію  $F_W(\omega_2)$  і корені кубічного рівняння  $\omega_{c1}$ ,  $\omega_{c2}$ ,  $\omega_{c3}$  представлено на рис. 4 в залежності від різних значень резонансної розстройки, кута  $\theta_2$  та інших параметрів. Для реальних параметрів іоносферної плазми і  $\Delta\omega > 0$  кубічне рівняння має один дійсний корінь ( $\omega_{c1} < \omega_{ce}$ ) та два комплексні; при негативних резонансних розстроюваннях всі корені дійсні, але тільки один з них менший від електронної гірочастоти  $\omega_{ce}$ . Важливо підкреслити досить жорсткі умови застосування дисперсійного рівняння (7) при збудженні свистів на циклотронному резонансі для  $\omega_{ce} \leq \omega_{pe}$  та малих кутів  $\theta_2$ .

### 3.4. Резонансна взаємодія хвиль і частинок.

Зареєстровані на субсупутнику «Магіон-3» потоки енергійних частинок для двох напрямків 1e, 2e (ДОК-А), або для шести секторів давачів заряджених частинок м'яких енергій (МПС) є результатом стимульованої хвильової активності та резонансної взаємодії хвиля — частинка. Збудження свистових і плазмових мод на частотах  $\omega_i + \Delta\omega$  відбувається згідно з резонансною умовою (11), загальною для двох хвиль ( $i = 2, 3$ ). Резонансна взаємодія хвиль і частинок в далекій області інжекції визначається співвідношенням

$$\omega_i = \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{v}_{ek} + l|\omega_{ce}|, \quad l = 0, \pm 1, \dots, \quad (13)$$

де  $\mathbf{v}_{ek}$  — швидкість електронів, зареєстрованих для одного з енергетичних рівнів  $k$  одним з давачів ДОК-А ( $j = 1, 2$ ), або секторів спектрометра МПС ( $j = 1 \dots 6$ ). В результаті комбінації співвідношень (11), (13) отримуємо одну спільну резонансну умову

$$\Delta\omega + |\omega_{ce}|(l-n) = k_{iz}u - \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{v}_{ek}, \quad (14)$$

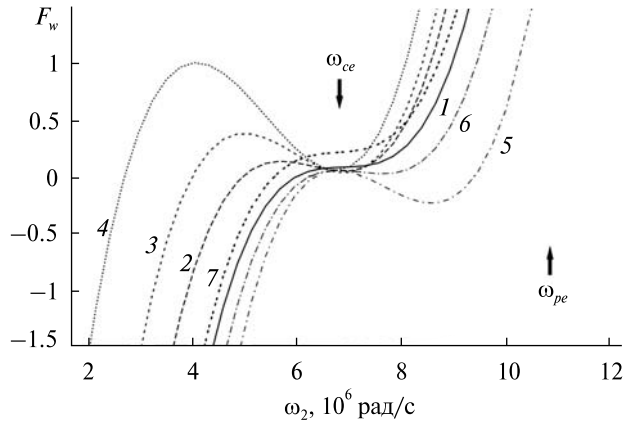


Рис. 4. Функція  $F_W(\omega_2)$  для збуджуваних пучком свистових хвиль в залежності від різних іоносферних параметрів уздовж орбіти 337 для  $t \geq 2490$  с: крива 1 — для  $\theta_2 = 0.15$ ,  $\Delta\omega = 0$ , 2 —  $\theta_2 = 0.75$ ,  $\Delta\omega = 0.03\omega_{ce}$ , 3 —  $\theta_2 = 0.95$ ,  $\Delta\omega = 0.03\omega_{ce}$ , 4 —  $\theta_2 = 0.15$ ,  $\Delta\omega = 0.3\omega_{ce}$ , 5 —  $\theta_2 = 0.15$ ,  $\Delta\omega = -0.2\omega_{ce}$ , 6 —  $\theta_2 = 0.15$ ,  $\Delta\omega = -0.1\omega_{ce}$ , 7 —  $\theta_2 = 0.15$ ,  $\Delta\omega = 0.1\omega_{ce}$ ,  $\omega_{pe}^{new} = 2\omega_{pe}^{old}$

де для скалярного добутку векторів у правій частині рівнянь (13), (14) звичайно використовується наближення  $\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{v}_{ek} \approx k_{iz} \cdot \mathbf{v}_{ek}$ . Особливий інтерес викликає випадок взаємодії електронів зі свистовими модами з азимутним хвильовим числом (геліконами), коли поперечна складова доплерівської поправки  $\mathbf{k}_{2\perp} \cdot \mathbf{v}_{ek}$  може змінити умову резонансу [25]. На основі комбінованого співвідношення (14) визначено резонансну функцію

$$R_{jz}^{(l)}(\omega_i) = \frac{k_{iz}u - \mathbf{k}_{iz} \cdot \mathbf{v}_{ek}}{\Delta\omega + |\omega_{ce}|(l-n)} \approx 1, \quad (15)$$

яку потім можна оцифрувати на основі реальних вимірів. Якщо значення функції  $R_{jz}^{(l)}$  близьке до одиниці, і умова резонансної взаємодії хвиля — частинка виконується, можна говорити про відповідність спостережуваних ефектів в околі цих значень. При цьому є багато нюансів, коли різноманітність ефектів залежить від величини розстроювання резонансу  $\Delta\omega$  та кутів  $\theta_i$ .

Якщо говорити про свистові моди, то нас найбільше цікавить кут збудження  $\theta_2$  по відношенню до поля  $\mathbf{B}_0$  всередині резонансного конуса кутів. Кут збудження визначається по максимуму спектрального розподілу хвильової енергії. Інжекція модульованого електронного пучка



може розглядатися як частина випромінювальної системи в циліндричній геометрії (монопольна антена). Діаграма направленості свистів буде залежати від поверхневого розподілу струмів пучка та формування стоячих хвиль у пучково-плазмовому каналі. Концепція плазмової антени не нова і все ще перебуває у стадії розвитку [14, 26].

Відомі результати лабораторного експерименту у великій плазмовій камері з визначення форми діаграми направленості для електричної дипольної та магнітної антен у свистовому діапазоні частот [24]. Ці дані отримано для різних плазмових параметрів та орієнтації антени відносно магнітного поля. Якщо розміри дипольної антени малі порівняно з поздовжньою довжиною хвилі  $L_a k_{2z} \ll 1$ , діаграма направленості свистів у дальній зоні випромінювання визначалась резонансним конусом кутів  $\theta_2^{res}$ , а при скінченних значеннях довжини антени  $L_a k_{2z} \geq \pi$  ніяких явно виражених резонансних конусів не було. В цьому випадку хвильова енергія випромінювання в основному була напрямлена уздовж постійного магнітного поля. Можна припустити, що діаграма направленості збуджених пучком свистових мод буде визначатися співвідношенням  $l_e k_{2z}$ , де  $l_e$  — глибина проникнення модульованого електронного пучка у навколишню плазму. При інтенсивній поздовжній пучково-плазмовій взаємодії і великій швидкості росту  $\gamma_3$  (малі значення  $l_e \sim u/\gamma_3$ ), діаграма направленості свистів буде обмежена резонансним конусом. Тому в нашому випадку оцінка швидкості росту свистів виконувалась також у припущенні, що кут поширення збуджених свистів залежить від швидкості росту поздовжньої нестійкості як  $\theta_2 \propto (u/k_{2z})/\gamma_3^\alpha$ .

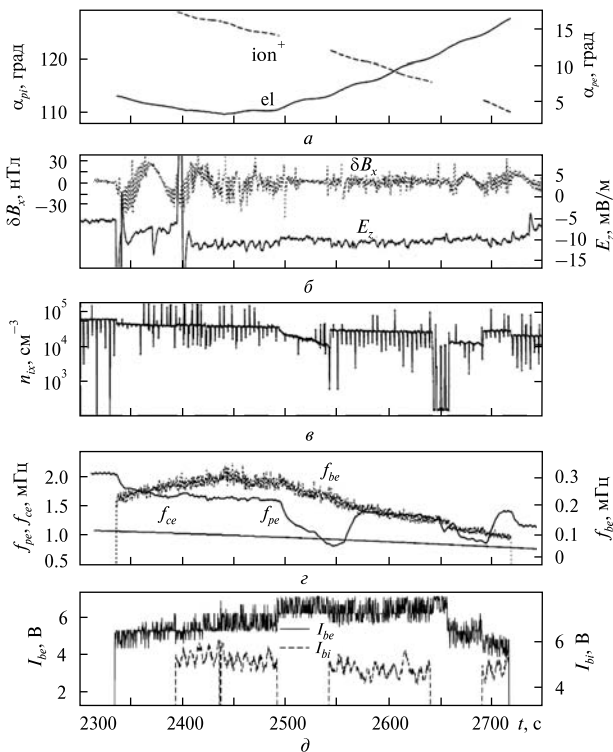
#### 4. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Збудження хвиль при інжекції електронного пучка в різних режимах модуляції супроводжується широким спектром зареєстрованих ефектів поблизу станції «Інтеркосмос-25», а також в далекій зоні інжекції «Магіон-3» [12, 23]. В цій роботі основну увагу приділено режиму інжекції 40-кГц модульованого електронного пучка та взаємодії хвиль і частинок за даними спектроме-

трів ДОК-А і МПС на субсупутнику. Дані інших приладів частково використано для визначення числових характеристик інжекції і нестійкостей, необхідних для порівняння з результатами експерименту.

На рис. 5, а приведено пітч-кути електронної та іонної інжекції в навколосупутникову плазму, отримані з вимірювань складових магнітного поля Землі магнітометром СГР-5 на витку 337. На рис. 5, б, в представлено варіації складових квазістаціонарного магнітного  $\delta B_x = B_x - \bar{B}_x$  (0.1...1 Гц, СГР-5) і електричного поля  $E_z$  (0.1...2 Гц, ДЕП-2). Незначні варіації полів до початку інжекції змінюють свою амплітуду після початку інжекції модульованого  $e$ -пучка, і навпаки, помітно затухають після включення  $He^+$ -інжекції. Особливо це стосується електричного поля, подібна поведінка якого вже відмічалась в ряді ракетних експериментів з інжекцією електронів [16]. Незважаючи на те що вимірювання електричних полів за допомогою подвійних зондів зі зміщеним відносно корпусу супутника потенціалом є неоднозначним для збуреної плазми, ці дані були використані для корекції пітч-кутової розбіжності пучка (п. 3.1). У технічному аспекті складність полягає в коректному виборі робочої точки на вольт-амперній характеристиці зондів, а також у відповідній інтерпретації значень  $E' \approx E + v_s \times B_0$ , де  $v_s$  — орбітальна швидкість супутника. Зовнішнє електричне поле до інжекції було відсутнє ( $E_0 \approx 0$ ), тому  $x$ ,  $y$ -складові поля  $E' \equiv \delta E$  були використані для оцінки впливу на ефективний розкид пітч-кутів  $\Delta\alpha'$  у виразі (1). Індукційна поправка порядку  $v_s \times B_0$  є істотною і пояснює різницю виміряних значень  $E_x$ ,  $E_y$ . Додаток до ефективного розкиду кутів з урахуванням усіх можливих впливів може досягати десятих часток градуса і більше, в залежності від числа обертів/радіанів  $e$ -пучка як цілого, тобто  $\Delta\alpha' \approx 3...4^\circ$ . Ця проблема має самостійне значення, а не тільки в контексті визначення профілю пучка, особливо у випадку поперечної/квазі-поперечної інжекції електронного пучка з нестійкостями обертального руху. На рис. 5, б слід також відзначити зареєстровані коливання складової магнітного поля  $\delta B_x$  з періодом 40...50 с, пов'язані з комплексним ефектом усіх інжекцій.

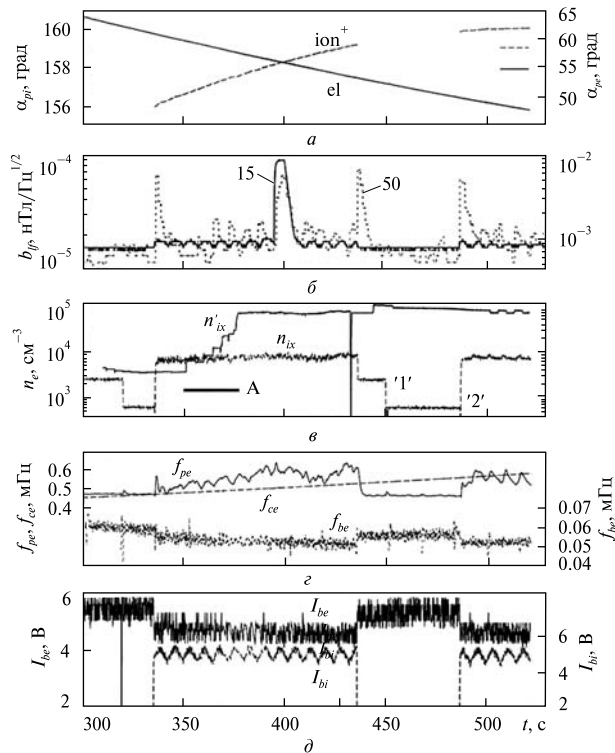
Одне з важливих питань пов'язане з визначенням плазмової частоти навколишньої плазми, яка визначається вимірами набігаючого потоку теплової плазми іонними пастками комплексів КМ-10 і КМ-13, встановлених на супутнику і субсупутнику відповідно. Вся складність полягає в тому, що на покази цих приладів дуже впливає потенціал корпусу, особливо в точці інжекції на супутнику. На рис. 5, в представлено один із таких моментів експерименту, пов'язаний з вимірюванням іонного складу та інших характеристик теплової плазми за допомогою іонної пастки з затримним потенціалом. Потенціал  $P_s$  корпусу супутника впливає на потік  $J_{ix}(V + P_s)$ , за яким визначається щільність плазми  $n_e \equiv n_{ix}$ . На рисунку помітні піки потоку на межі діапазону  $V + P_s$ , що повторюються з періодом 4 с. Детальний аналіз цих даних можливий в рамках окремого дослідження. Відзначимо дуже помітний експериментальний результат, пов'язаний з різким зменшенням іонних потоків, які набігають у напрямку  $-x$ , починаючи з моменту виключення  $\text{Xe}^+$ -інжекції для  $t \approx 2645$  с. Щільність плазми, визначена таким чином в точці інжекції, може суттєво відрізнятись по своїй величині на відстані росту пучкових нестійкостей. Це питання ще більш актуальне в режимі постійної модульованої інжекції  $e$ -пучка на фоні циклічної з періодом 100/50 с інжекціями/паузами  $\text{Xe}^+$ -пучка, режим роботи якого показаний на рис. 5, д. На рис. 5, г представлено ленгмюрівські частоти  $f_{pe}$ ,  $f_{be}$  навколишньої плазми і  $e$ -пучка, а також гірчастота електронів  $f_{ce}$ . Зростання поздовжньої нестійкості супроводжується резонансним збудженням хвиль і втратою електронами частини кінетичної енергії, що в результаті призводить до зміни щільності і швидкості  $e$ -пучка. При стаціонарній модульованій інжекції нестійкість при досягненні критичного рівня енергії коливаний переходить у режим насичення, при якому можлива генерація нових частот. Однією з характерних особливостей експерименту на цьому витку була майже поздовжня інжекція електронного пучка ( $\alpha_{pe} \leq 2...3^\circ$ ) для  $t = 2440...2450$  с. Спостерігається саме випадок б) (див. рис. 2) для моделі порожнистого циліндричного пучка з  $r_1 = 0$ , коли збільшується щільність  $e$ -пучка, а також



**Рис. 5.** Пітч-кути  $\alpha_{pi}$ ,  $\alpha_{pe}$  інжекції іонів ксенону та електронів (а), варіації складових квазістаціонарного електричного ( $E_z$ ) та магнітного ( $\delta B_{xb}$ ) полів (б), щільність  $n_{ix}$  теплової плазми (в), резонансні частоти  $f_{be}$ ,  $f_{pe}$ ,  $f_{ce}$  пучка та плазми, виміряні на станції «Інтеркосмос-25» (г); значення струмів  $I_{be}$ ,  $I_{bi}$  електронної та іонної інжекцій (у телетричних вольтах) на висотах  $H \approx 522...850$  км (д), магнітна оболонка  $L \approx 4.87...1.42$ , виток 337

змінюються умови угруповання заряду уздовж  $z$ . Ефекти такої конфігурації спостерігаються значною мірою на «Магіон-3» і частково представлені на рис. 9.

На рис. 6 представлено фрагмент 12-хв активного експерименту на витку 190 з аналогічним режимом інжекції, але в інших іоносферних умовах, з іншим співвідношенням частот  $f_{pe}$ ,  $f_{ce}$ ,  $f_{be}$  (рис. 6, г), та з вищим часовим розділенням переданих телетричних даних. Цей випадок частково розглянуто в роботі [10], де представлено ВЧ- і НЧ-електричні і магнітні поля, виміряні на обох супутниках, а також проведено порівняння з різними характеристиками ППН в наближенні двохвильової поздовжньої взаємодії на межі лінійної стійкості. Дані на цьому витку



**Рис. 6.** Пітч-кути інжекції іонів ксенону  $\alpha_{pi}$  і електронів  $\alpha_{pe}$  (а), магнітні складові ДНЧ-НЧ-хвиль  $b_{f\omega}$  на частотах 50 Гц (шкала справа) та 15 кГц (шкала зліва) (НВК-ДНЧ), концентрації іоносферної плазми  $n_{ix}$ ,  $n'_{ix}$ , визначені іонними пастками та «Інтеркосмос-25» та «Магіон-3» відповідно, а також резонансні частоти  $f_{pe}$ ,  $f_{ce}$ ,  $f_{be}$  (фрагменти б–г); струми інжекцій  $I_{be}$ ,  $I_{bi}$  у телеметричних вольтах на витку 190 (фрагмент д,  $H \approx 1500...1750$  км,  $L \approx 1.35...1.45$ )

цікаві, бо для них не спостерігаються будь-які періодичні зміни пітч-кутів інжекції (рис. 6, а), або складових магнітного поля  $\delta\mathbf{B}$ , як на витку 337. Зате спостерігаються періодичні варіації телеметричного струму інжекції іонів ксенону, які не передбачені в жодному з режимів роботи УЗДП. Більше того, аналогічні амплітудні варіації простежуються у вимірах електричного поля в діапазоні радіохвиль 0.1...10 мГц на субсупутнику на відстані 100 км від джерела інжекції [10]. На цьому фоні спостерігаються два помітних результати — один на станції, інший на субсупутнику.

На рис. 6, б показано амплітудні коливання магнітної складової ДНЧ-НЧ-хвиль на частотах 50 Гц (шкала справа) і 15 кГц (шкала зліва),

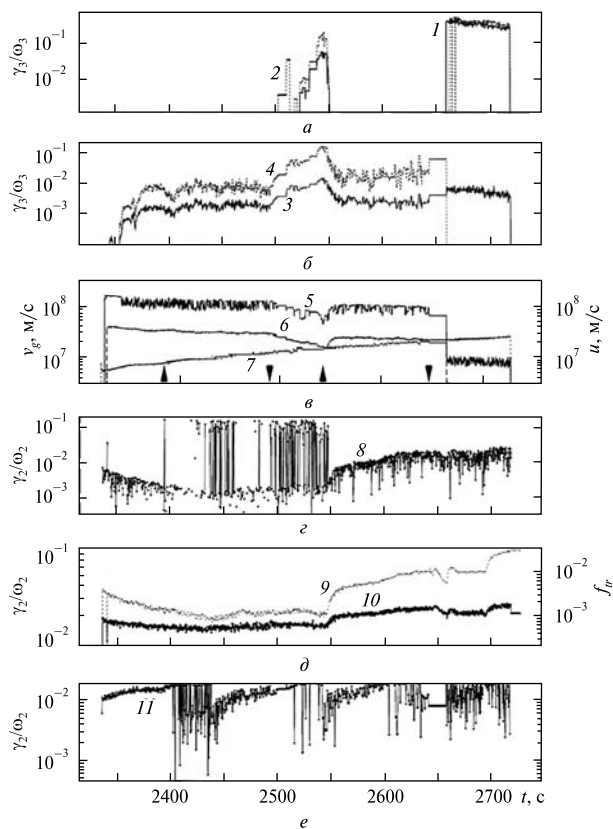
зареєстровані на станції хвильовим комплексом НВК-ДНЧ. Спостерігаються амплітудні коливання хвиль, синхронні з варіаціями струму інжекції  $\text{Xe}^+$ -пучка, а також їхнє зростання протягом періоду А (рис. 6, в). Цей ефект часто себе проявляє у результатах інших приладів і неодноразово фіксувався [10]. Зареєстровано також ДНЧ-сплески у досить широкому діапазоні частот у моменти вмикання/вимикання іонного пучка на фоні постійної інжекції  $e$ -пучка. Але найбільше звертає на себе увагу раптове збільшення амплітуди ДНЧ-хвиль близько 400-ї секунди, візуально не пов'язане з жодним із параметрів інжекції, прихованим чи приведеним на рис. 6, д.

На рис. 6, в приведено результати реєстрації іонних потоків теплової плазми комплексами КМ-10 і КМ-13, зареєстровані на станції і субсупутнику відповідно. Представлено щільність плазми, яка визначалась співвідношенням  $n_e \equiv n_{ix} \approx J_{ix}/ev_s S_0 \sin(\mathbf{B}_0 \hat{\mathbf{v}}_s)$  за вимірюваннями на «Інтеркосмос-25», де  $S_0$  — площа вхідного вікна іонної пастки, і аналогічно для субсупутника. Збільшення щільності плазми навколо субсупутника  $n'_{ix}$  (іонних потоків теплової плазми) протягом періоду А збігається за часом з посиленням ДНЧ-полів (рис. 6, д) і ВЧ-активності на «Магіон-3», описаної в роботі [11]. Щільність плазми  $n_e \equiv n_{ix}$ , визначена за вимірами іонних потоків поблизу точки інжекції, яка за своєю величиною на порядок менша від  $n'_{ix}$ , хоча до періоду А ці значення були одного порядку. За короткостроковий час похибка визначення щільності могла бути пов'язана з самим методом, але все ж різниця зареєстрованих іонних потоків на станції і субсупутнику має об'єктивну основу і викликана інжекцією електронів. Але тут є й інший аспект, пов'язаний з невизначеністю оцінки щільності плазми у паузі  $\text{Xe}^+$ -інжекції і, відповідно, плазмової частоти  $\omega_{pe}(f_{pe})$  за цей період.

Зміна локальної щільності плазми викликана низкою факторів. Насамперед це інжекція іонів ксенону та компенсаторний потік слабоенергійних електронів на виході УЗДП. Особливо це помітно при малій щільності фонові плазми. Напуск нейтрального газу ксенону в умовах сонячної активності також стимулює зміну щільності.

З цих причин не можна обмежитись вимірюваннями щільності  $n_e^0$ , проведеними до початку активного циклу роботи прискорювачів. Передбачається, що згладжені варіації щільності плазми і пучка, визначені в точці інжекції і експортовані в область взаємодії, відображають реальні зміни щільностей  $n_e$  і  $n_{be}$  при стаціонарній інжекції електронів. На витку 190 під час паузи в роботі УЗДП спостерігається ступенева зміна щільності/потоків теплової плазми, пов'язана з різкою зміною потенціалу корпусу супутника. Пауза в роботі іонного інжектора спрощує ситуацію, коли щільність плазми може бути ближчою до незбуреної. Тому при числових розрахунках значення щільності плазми  $n_e^0$  у паузі роботи УЗДП визначались за цими двома рівнями: одне, більше,  $n_e^{01}$  (випадок «1»), зареєстроване при  $t < 322$  с і  $435 < t < 450$  с, друге, менше,  $n_e^{02}$  («2») — при  $322 < t < 335$  с і  $450 < t < 485$  с. На рис. 6, *г* представлено плазмову частоту  $f_{pe}$  за весь розглянутий період, адаптовану у паузі іонної інжекції до рівня  $n_e^{01}$ . Відзначимо, що найбільш важливий результат на рис. 6, *в* пов'язаний зі збуренням іонних потоків теплової плазми в області «Магіон-3». Зазначені результати на рис. 6, *б*, *в* можуть бути пов'язані з нелінійними процесами, ініційованими при поздовжній взаємодії хвиль на межі лінійної стійкості, одна з яких є повільною хвилею просторового заряду пучка.

**4.1. Числові характеристики пучкових нестійкостей.** Швидкості росту електростатичних хвиль в околі плазмових резонансів  $\omega_3 \approx \omega^{(2)}$  ( $\theta_3 = 0.01$ ) для витка 337 показано на рис. 7, *а*, *б*. Залежності 1, 2 отримано при грубому оцінюванні резонансного розстроювання  $\omega_3 - k_{3z}u \approx \omega_3 - \omega_0$  ( $\delta\omega \sim -|\omega_{be}|$ ), а криві 3, 4 — згідно із повним співвідношенням (6). Якщо варіації швидкості росту хвиль і експериментальні дані змінюються як  $\exp[(\gamma_3 + \gamma_D)t]$ , то це можна трактувати як результат пучково-плазмової резонансної взаємодії у випадку, коли загасання Ландау  $\gamma_D \ll \gamma_3$ . Представлені на рис. 7, *а*, *б* залежності розглядаються як один з можливих варіантів розвитку нестійкості, бо отримані для різних розстроювань резонансу. Крива 2 відповідає випадку поздовжньої взаємодії на межі лінійної нестійкості ( $\delta\epsilon_L \approx 0$ ,  $\delta G \approx 0$ ).



**Рис. 7.** Нормована швидкість росту поздовжніх хвиль  $\gamma_3/\omega_3$  на частотах  $\omega_3 \approx \omega^{(2)}$  ( $\theta_3 = 0.1$ ) (*а*, *б*): 1 —  $\delta G \approx 0.414$ ,  $\delta\epsilon_L \approx 0.414$ ; 2 —  $\delta G \approx 0.004$ ,  $\delta\epsilon_L \approx 0.004$ ; 3 —  $\delta G \approx -0.11$ ,  $\delta\epsilon_L \approx -0.52$ ; 4 —  $\delta G \approx -0.75$ ,  $\delta\epsilon_L \approx 0.23$ , групова швидкість  $v_g$  плазмових хвиль для  $\delta G \approx -0.25$ ,  $\delta\epsilon_L \approx 0.2$  (5),  $\delta G \approx -1.5$ ,  $\delta\epsilon_L \approx -0.003$  (6) та потокова швидкість пучка електронів  $u$  (7) для різних параметрів нестійкості. На *г*, *д* швидкості росту свистів  $\gamma_2/\omega_2$  на частотах  $\omega_{c1}$  для  $\theta_2 = 0.35$ ,  $\Delta\omega = 0.07\omega_{ce}$  (8) та в наближенні [13] (10), а також параметр  $f_{ir} = k_{2z}^2(v_{\perp}^2/2)/\omega_2^2$  (9); на *е* — швидкість росту свистів на частотах  $\omega_{ce}/3$  для  $\theta_2 = 0.1$ ,  $\Delta\omega = 0.1\omega_{ce}$  (11). Вертикальні стрілки на *в* — включення (вгору) та виключення (вниз) роботи УЗДП, виток 337

Можна констатувати задовільну кореляцію числових характеристик і експериментальних даних в окремі відрізки часу активного експерименту на витку 337, представлені на рис. 6 і 8. Стимульовані *e*-пучком потоки швидких електронів, зареєстровані протягом 2500...2550 с по зміні інтенсивності, можна зв'язати з представленим на рис. 7 варіантом 2 і частково 3. На рис. 7, *в* приведено також значення групової швидкості пакета хвиль  $v_g = -(\partial\epsilon_L/\partial k_3)/(\partial\epsilon_L/\partial\omega_3)$ , збудже-

них при двох різних сценаріях розвитку пучкової нестійкості, але обидва — при негативному нахилі дисперсійної кривої ( $\delta G < 0$ ), а також значення потокової швидкості електронів пучка. Важливо відзначити два відрізки часу, 2540...2550 с і 2640...2660 с, коли відношення групової і потокової швидкостей  $v_g/u$  було близьким до одиниці, що може стимулювати конвективний характер розвитку нестійкості. Однак навряд чи можна пояснити збільшення потоків швидких електронів у паузі роботи УЗДП (рис. 9, б) знесовим характером нестійкості при відстані між супутниками  $D \sim L \gg u/\gamma_3$ .

На рис. 7, з—е представлено різні характеристики (криві 8...11) електромагнітної нестійкості при збудженні свистових мод на частотах  $\omega_{c1}$  в залежності від резонансного розстроювання  $\omega_2 - n\omega_{ce} - k_{2z}u$ , кута  $\theta_2$  і, звичайно, усередненого квадрата швидкості  $v_{\perp}^2$ . На рис. 7, з приведено швидкість росту електромагнітних хвиль при помірних кутах  $\theta_2$  і малій розстройці. Незважаючи на те що всі представлені характеристики отримано в лінійному наближенні і при деякому довільному виборі резонансних розстроювань та кутів  $\theta_2$ , порівняння з експериментальними даними, наприклад з потоками енергійних електронів (рис. 9), цілком виправдане. Але очевидно також, що стимульовані е-пучком свистові моди не можуть бути зареєстровані безпосередньо на субсупутнику, бо в цьому випадку кути поширення повинні бути більшими від  $\theta_2^{res}$ . Для порівняння наших числових результатів з іншими на рис. 7, д показано швидкість росту поперечної нестійкості (крива 10), отриману на основі розв'язків дисперсійного рівняння для збудження свистових хвиль [13]. Криві 8, 10 досить схожі між собою і демонструють сильну залежність від

параметра  $f_{tr} = k_{2z}^2(v_{\perp}^2/2)/\omega_2^2$  (9), який також показано. Потрібно відзначити, що криву 10 [13] було отримано на основі спрощеного розв'язку дисперсійного рівняння в нехтуванні першим членом діелектричної складової пучка ( $\sim I_A$  у рівнянні (5)). У даній роботі співвідношення (7) після лінеаризації було зведене до квадратного рівняння з комплексними коефіцієнтами  $a$ ,  $b$ ,  $c$  і, відповідно, розв'язок відносно  $\gamma_2/\omega_2$  отримано

в цих термінах для  $b^2 - 4ac < 0$ . Розв'язування дисперсійного рівняння таким способом дуже громіздке і навряд чи зручне для аналітичного подання, але дає точніші оцінки швидкості росту нестійкості.

Швидкість росту поперечної нестійкості сильно залежить від резонансного параметра  $\eta_2 = (\omega_2 - k_{2z}u - \omega_{ce})^{-1}$ , особливо для малих пітч-кутів інжекції  $\alpha_{pe}$ . На рис. 7, е показано певну регулярну швидкість росту хвиль при постійній розстройці резонансу поблизу частоти  $\omega_2 \approx \omega_{ce}/3$  (що близько до випадку 4 на рис. 4). За час експерименту спостерігаються три часові інтервали з раптовими зривами нестійкості (різке зменшення швидкості росту хвиль) і поступовим її зростанням. Числова перевірка показала, що ці випадки у першу чергу пов'язані зі змінами резонансного параметра  $\eta_2$ . В цілому розкид поперечних швидкостей  $v_{\perp}^2$  і резонансне розстроювання є набагато більш визначальними параметрами при збудженні нестійкості, ніж відношення  $n_{be}/n_0$ . В роботі [11] наведено дані аномальних потоків теплової плазми і інтенсивностей хвиль в різних частотних діапазонах, що були зареєстровані на обох супутниках і збігаються за часом з розглянутими на рис. 7, е зривами поперечної нестійкості. Очевидно також, що ці випадки пов'язані з циклічною роботою іонного прискорювача і відношенням резонансних частот  $\omega_{pe}/\omega_{ce}$  на витку 337.

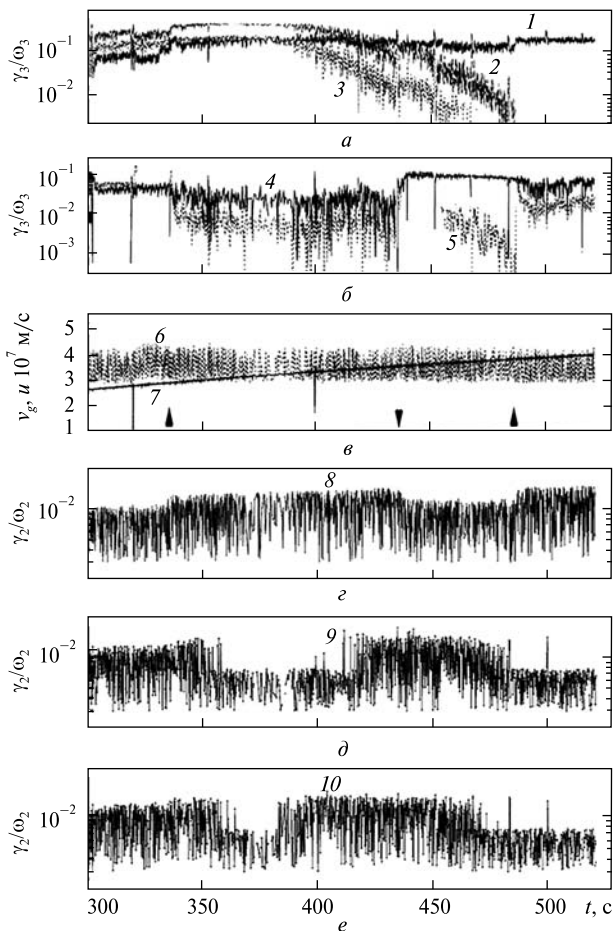
Характеристики поздовжньої і поперечної нестійкостей, визначені без врахування взаємного зв'язку, очевидно, не завжди відповідають дійсності. На рис. 8 розглянуто альтернативний розвиток електромагнітної нестійкості на основі припущення про залежність кута поширення збуджених свистів  $\theta_2$  від глибини проникнення е-пучка у плазму, тобто від швидкості росту поздовжньої нестійкості. Можна вважати, що це є одним із наближень у вивченні питання про взаємозалежність пучкових нестійкостей в результаті модуляції функції розподілу електронів пучка у полі збуджених поздовжніх і поперечних хвиль. На рис. 8, а, б приведено швидкість росту поздовжніх хвиль поблизу плазмових резонансних частот  $\omega^{(2)}$  (залежність 1) і  $\omega^{(1)}$  (2...5) для витка 190. Характеристики 2, 3 (при  $\delta\epsilon_L \geq 0$ ) і 4, 5 ( $\delta\epsilon_L \leq$

0) отримано для «1»- і «2»-го варіантів плазмової частоти у паузі роботи УЗДП за даними іонної пастки КМ-10. Порівняння цих характеристик проведено з диференціальними потоками електронів різних енергій (рис. 10, 11). На рис. 8, в показано також співвідношення потокової швидкості електронів пучка  $u$  і групової швидкості  $v_g$  поздовжніх хвиль, збуджених поблизу  $\omega^{(2)}$  при  $\delta G \approx -0.05$  і  $\delta \varepsilon_L \approx 0.45$ . Співвідношення швидкостей  $u \sim v_g$  спостерігається досить тривалий час, починаючи з деякого відрізка часу А, що приблизно збігається з початком посилення іонних потоків теплової плазми на субсупутнику, показаного на рис. 6, в. Навіть з урахуванням різних наближень при визначенні характеристик поздовжньої нестійкості за участю повільних мод  $e$ -пучка зростання іонних потоків теплової плазми за період А можна пов'язати з лінійною стадією розвитку нестійкості.

Однак в даній роботі об'єктом уваги є резонансні ефекти взаємодії потоків заряджених частинок зі стимульованими  $e$ -пучком поздовжніми і поперечними хвилями. Збудження останнього типу хвиль розглянуто на рис. 8, з–е. На рис. 8, з представлено швидкість росту свистових хвиль  $\gamma_2/\omega_2$  на частотах  $\omega_{c1}$  для кутів  $\theta_2 = 0.15$ ,  $\Delta\omega = 0.2\omega_{ce}$  (крива 8) незалежно від історії поздовжньої взаємодії. Навпаки, криві 9, 10 отримано у припущенні про залежність кута збудження свистової моди від швидкості росту поздовжніх хвиль:

$$\theta_2 \sim \theta_2^0 [1 + (u|k_{z2}|/\gamma_3)^\alpha], \quad (\alpha \approx 1/3), \quad (16)$$

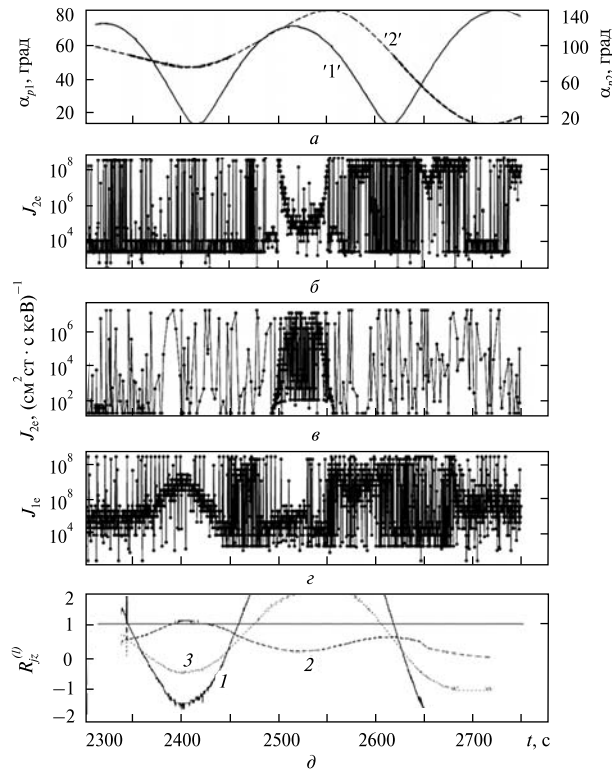
про що йшлося у п. 3.3. В даному випадку при визначенні залежностей (9), (10) використано значення кута поширення  $\theta_2^0 = 0.15$ , як для залежності (8) для коректного порівняння. Швидкість росту поздовжньої нестійкості, яка одночасно може розгойдуватись, визначалася на межі лінійної стійкості для  $\delta \varepsilon_L \approx 0.45$  при негативному нахилі дисперсійної кривої  $\delta G \approx -0.9$  (9),  $\delta G \approx -0.67$  (10). На цих прикладах можна спостерігати раптові зміни швидкості росту поперечних хвиль в залежності від умов збудження поздовжніх хвиль. Саме зміна кутів збудження свистів всередині резонансного конуса відповідальна за характерні зміни швидкості росту



**Рис. 8.** Швидкість росту поздовжніх хвиль на частотах  $\omega^{(2)}$  (1) і  $\omega^{(1)}$  (2–5) для варіантів '1' (а) і '2' (б) при визначенні плазмової частоти  $f_{pe}$  у паузі іонної інжекції: 1 –  $\delta G \approx -0.05$ ,  $\delta \varepsilon_L \approx 0.45$ ; 2' –  $\delta G \approx -0.75$ ,  $\delta \varepsilon_L \approx 0.45$ ; 3 –  $\delta G \approx -0.35$ ,  $\delta \varepsilon_L \approx 0.45$ ; 4 –  $\delta G \approx -0.44$ ,  $\delta \varepsilon_L \approx -0.33$ ; 5 –  $\delta G \approx -0.55$ ,  $\delta \varepsilon_L \approx -0.27$ ; в – групова швидкість  $v_g$  плазмових хвиль поблизу  $\omega^{(2)}$  у випадку '1' (б) та потокова швидкість електронів  $u$  (7); з–е – швидкості росту свистів  $\gamma_2/\omega_2$  на частотах  $\omega_{c1}$  для  $\theta_2 = 0.15$ ,  $\Delta\omega = 0.2\omega_{ce}$  (8), а також  $\gamma_2'$  в наближенні (16) для  $\delta \varepsilon_L \approx 0.45$ ,  $\delta G \approx -0.9$  (9), і  $\delta G \approx -0.67$  (10) на витку 190

свистів  $\gamma_2'$  (криві 9, 10). В цьому полягає корінна відмінність трактування представлених результатів від аналогічних в роботі [1].

**4.2. Взаємодія свистових мод з зарядженими частинками.** Потоки швидких електронів, зареєстровані спектрометром ДОК-А («Магіон-3») для різних пітч-кутів на витку 337, представлені на рис. 9, б–г. Різноманітність іоносферних



**Рис. 9.** Потоки електронів  $J_{2e}$  з енергією 25, 63 кеВ (б, в) і  $J_{1e}$  для 101 кеВ (д), пітч-кути реєстрації для напрямків '1e', '2e' (ДОК-А) на витку 337 (а), Функція  $R_{jz}^{(l)}(\omega_2)$  для різних умов взаємодії хвиля — частинка (д): 1 — циклотронний резонанс для хвиль з  $\theta_2 = 0.18$ ,  $\Delta\omega \sim 0.4\omega_{ce}$  і електронів 43 кеВ ( $l = 1, k = 2$ ) в напрямку  $j = 2$ ; 2 —  $\theta_2 = 0.07$ ,  $\Delta\omega \sim 0.2\omega_{ce}$ ,  $l = -1, k = 1, j = 1$ ; 3 —  $\theta_2 = 0.07$ ,  $\Delta\omega \sim 0.5\omega_{ce}$ ,  $l = -1, k = 1, j = 2$

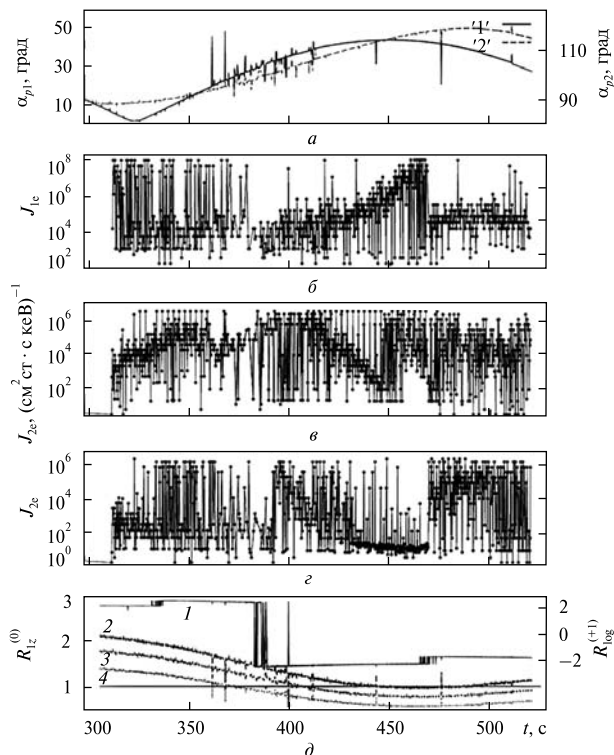
електронних потоків стимульована електронною та іонною пучковими інжекціями одночасно. Остання має дуже характерні періодичні коливання струму інжекції на обох витках, які дозволяють простежити її вплив як у ближній, так і в дальній областях. Саме за такими періодичними змінами було виявлено вплив  $\text{Xe}^+$ -інжекції на іонні потоки теплової плазми і електричні ВЧ-поля на субсупутнику [10, 12]. Ефект інжекції  $e$ -пучка також простежується по характерних змінах параметрів, але у більшості випадків для цього потрібен глибший аналіз. Наприклад, варто звернути увагу на електронні потоки у паузі іонної інжекції при  $t = 2450 \dots 2480$  с. Незвичайну поведінку стимульованих

потоків іоносферних електронів  $J_{2e}$  з енергією 25 кеВ ( $k = 1$ ) зареєстровано давачем '2e' з V-подібною формою збурень. Виникає питання, з яким механізмом взаємодії хвиля — частинка пов'язане подібне послаблення потоків і подальше їхнє зростання. Якщо ми знаємо, що стимульовані  $e$ -пучком поздовжні і поперечні хвилі переважно спрямовані в нижню і верхню півсфери відповідно, то не зайвим буде знати, який тип хвиль викликав таке V-подібне збурення. У зв'язку з цим слід зазначити, що пітч-кути частинок, що рухаються до Землі і захоплені апертурою давачів, менші за  $90^\circ$ , і навпаки, більші за  $90^\circ$  — для висхідних потоків. Оскільки взаємодія хвиля — частинка розглядається для свистів, стимульованих  $e$ -пучком у протилежному до його руху напрямку, то пітч-кути іоносферних електронів, що взаємодіють з ними, повинні бути меншими за  $90^\circ$  (див. рис. 1). Пітч-кути таких електронних потоків, зареєстровані давачем '2e', відзначені штриховою кривою на рис. 9, а. Оскільки у плазмі з  $\omega_{pe}^2 < \omega_{ce}^2$  (рис. 5, з) стимульована пучком хвильова енергія передається у ВЧ-області переважно поздовжніми хвилями, зареєстровані спектрометром ДОК-А електронні потоки з  $\alpha_{pj} > 90^\circ$  були збурені в нижній півсфері. Представлені на рис. 9, б, в стимульовані електронні потоки на субсупутнику, у паузі  $\text{Xe}^+$ -інжекції, можна порівняти з інкрементом поздовжніх хвиль (рис. 7, а, б). Це порівняння дає деякі відповіді на V-подібну поведінку (спад і зростання) стимульованих потоків іоносферних електронів.

Електронні потоки  $J_{1e}$ , зареєстровані давачем '1e' для  $t = 2360 \dots 2450$  с, можуть бути пов'язані зі специфічними умовами пучково-плазмової взаємодії, коли  $e$ -пучок інjektувався практично уздовж магнітних силових ліній ( $\alpha_{pe} \approx 0^\circ$ ) з максимально можливою щільністю пучка. У нижній частині рис. 9, д приведено функцію  $R_{jz}^{(l)}(\omega_2)$  для різних типів взаємодії хвиля — частинка. Перетин функцією значень 1 визначає тимчасові інтервали, де подвійна резонансна умова (15) може реалізуватися. Так, наприклад, для потоків  $J_{je}$  ( $j = 1, 2$ ) з енергіями електронів 25 та 101 кеВ ( $k = 1, 4$ ) збурення за період  $t = 2450 \dots 2475$  і  $2600 \dots 2650$  с можна віднести до циклотронних і аномаль-

но-циклотронних резонансів з електронами відповідних енергій. Збудження свистів та їхню резонансну взаємодію з іоносферними потоками енергійних електронів необхідно розглядати в кожному окремому випадку. Вимірювання енергійних частинок на витку 337 були проведені на перетині магнітних оболонок з  $L \approx 4.87 \dots 1.42$ , тобто при русі з зовнішніх радіаційних поясів Землі у стабільні внутрішні. Немає сумнівів у тому, що збурення іоносферних потоків викликані інжекцією заряджених частинок з борту станції, а не природною геофізичною активністю.

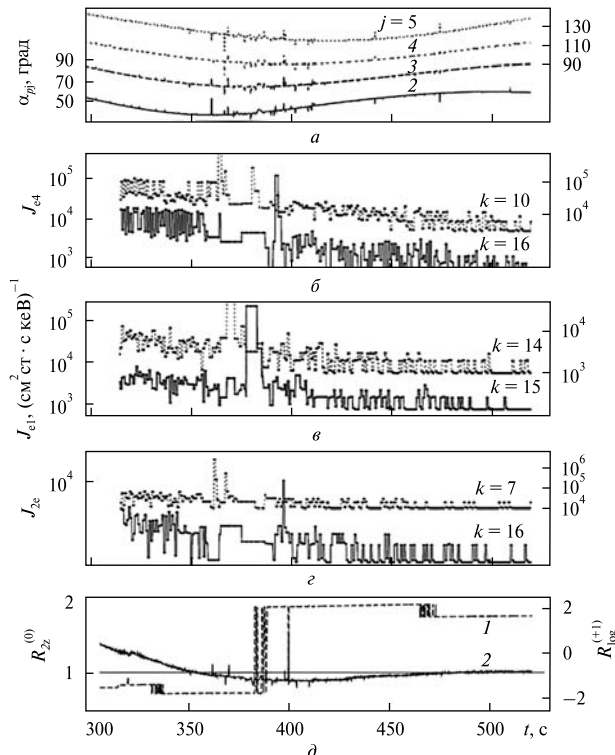
Аналогічне дослідження результатів резонансної взаємодії свистових мод і частинок (ДОК-А) для витка 190 з  $\omega_{pe}^2 \geq \omega_{ce}^2$  представлено на рис. 10. Розглядається також збудження  $e$ -пучком поздовжніх хвиль при черенковській ( $n = 0$ ) і поперечних при циклотронному ( $n = 1$ ) резонансах. Ця схема є однією з найбільш енергетично вигідних з точки зору передачі кінетичної енергії пучка у хвильову активність. На рис. 10, б–г показано потоки електронів  $J_{1e}$  і  $J_{2e}$  для енергій 25 і 180, 245 кеВ ( $k = 5, 6$ ), а на рис. 10, а — пітч-кути реєстрації для двох електронних давачів. Резонансна функція  $R_{jz}^{(l)}$  для нульового та першого порядку циклотронних резонансів  $l = 0, +1$  при взаємодії свистових мод з електронами різних енергій представлена на рис. 10, д. При циклотронному резонансі значення функції  $R_{jz}^{(l)}$  іноді зазнають дуже різких змін, зокрема зміни знаку. З одного боку, потрібна дуже ретельна оптимізація параметрів, щоб перетин функції з одніцею міг бути представлений так, як для витка 337. З іншого боку, цей перетин все-таки відбувається, як можна бачити на рис. 10, 11, на яких представлено логарифмічну функцію  $R_{\log}^{(+1)} = \text{sign}(R_{jz}^{(+1)}) | \lg | R_{jz}^{(+1)} |$  для великих значень зі зміною знака. Різкі зміни диференціальних потоків енергійних електронів на рис. 10, б–г можна пов'язати з циклотронними резонансами, як і у випадку на витку 337. Варіації потоків  $J_{1e}$  зв'язуються з резонансом  $l = 0$  при взаємодії зі свистами у вищих шарах іоносфери. Характерні зміни інтенсивності висхідних потоків  $J_{2e}$  ( $\alpha_{pj} > 90^\circ$ ) можуть бути викликані або взаємодією з поздовжніми хвилями, або зі стимульованими  $e$ -пучком поперечними модами при резонансах



**Рис. 10.** Потоки електронів  $J_{1e}$  з енергією 25 кеВ (б) і  $J_{2e}$  для 180, 245 кеВ на в і г відповідно, а також пітч-кути реєстрації для напрямків '1e', '2e' (а). Фрагмент д — резонансні функції  $R_{jz}^{(l)}(\omega_2)$  для різних умов взаємодії: 2, 3, 4 — для загасання свистових мод ( $\theta_2 = 0.37, l = 0, \Delta\omega \sim 0.1\omega_{ce}$ ) на електронах з  $k = 4, 3, 2$  відповідно, зареєстровані давачем '1e' ( $j = 1$ ), резонансна функція 1 визначена як  $R_{\log}^{(l)} = \text{sign}(R_{jz}^{(l)}) | \lg | R_{jz}^{(l)} |$  ( $l = 1, k = 2, j = 1$ ), виток 190

$n = 0, -1$ . При цьому зміни інтенсивності потоків легко зв'язати з раптовими змінами швидкості росту свистових хвиль, як на рис. 8, г–е. У першому випадку нам потрібно буде припустити, що збудження поздовжньої нестійкості також модулюється зустрічними поперечними хвилями. В роботі [10] за даними «Магіон-3» на витку 337 приведено результати реєстрації стимульованих електричних ВЧ-полів за допомогою дипольної антени (приймач ПРС-С). Результати продемонстрували характерне зростання ВЧ-полів на значно вищих частотах, ніж резонансні частоти плазми. Виявлено також кореляцію амплітуд ВЧ-полів з нелінійними струмами електронного пучка, індукованими у полі поздовжніх і поперечних нестабільних хвиль.





**Рис. 11.** Електронні потоки  $J_{ej}$  ( $j = 1, \dots, 6$ , спектрометр МПС) для енергій 0.13, 0.362, 1.416, 1.99, 2.799 кеВ (відповідно  $k = 7, 10, 14, 15, 16$ ) (б–е). Фрагмент а — підкути  $\alpha_{pj}$  реєстрації давачем електронів для секторів  $j = 2, 3, 4, 5$ . Фрагмент д: 1 —  $R_{\log}^{(+)}$  для електронів 1.99 кеВ ( $k = 15, j = 3$ ) та косих свистів; 2 — функція  $R_{2z}^{(0)}(\omega_2)$  для електронів 0.047 кеВ ( $k = 4, j = 2$ ), виток 190. (На фрагментах а — г шкали зліва — для кривих  $j = 2, 3$  та  $k = 16, 15, 16$  відповідно; шкали справа — для кривих  $j = 4, 5$  та  $k = 10, 14, 7$  відповідно)

Умови резонансного збудження хвиль і взаємодії з електронними потоками підтримуються в широкому діапазоні енергій і параметрів пучка та плазми. Це підтверджується даними реєстрації слабоенергійних електронів спектрометром МПС, що має секторальну вхідну апертуру давачів заряджених частинок в широкому діапазоні підч-кутів  $\alpha_{pj}$ , тут  $j = 1, \dots, 6$  (рис. 1). Аналіз поведінки аномальних потоків  $J_{ej}$  на витку 190 проведено в такій же манері, як і у двох попередніх випадках. На всіх рис. 11, б–г потоки електронів демонструють спокійно спадну структуру зміни інтенсивності, за винятком інтервалу  $t = 360 \dots 400$  с, що приблизно збігається з інтервалом А на рис. 6, в. Саме протягом цього часу

спостерігаються аномальні потоки електронів, які також збігаються з різкими змінами функції  $R_{\log}^{(+)}$ , що перетинає значення  $R_{jz}^{(+)}(\omega_2) = 1$ . Майже тоді ж спостерігалися аномальні сплески інтенсивності НЧ- і ВЧ-хвиль на станції і субсупутнику відповідно, представлені в роботі [10]. По характерній поведінці стимульованих потоків на рис. 9–11 можна зробити висновок, що іоносферні частинки дуже чутливі до будь-яких варіацій пучково-плазмової взаємодії і збуджених полів в різних частотних діапазонах. Результати реєстрації енергійних частинок на витку 190 отримані для стабільних плазмових оболонок з  $L \approx 1.35 \dots 1.45$ . Вивчення взаємодії частинка — хвиля — частинка для кутів  $\theta_2$  (рис. 8–10), справедливо в наближенні геометричної оптики для локальної області простору, коли можна знехтувати екскурсією хвильових нормалей в дакті щільності. Однак при загальній потужності інжекції пучків в іоносферну плазму відбувається також генерація хвиль альвенівського і свистового діапазонів, що поширюються у магнітних силових дактах. Взаємодія цих хвиль із зарядженими частинками може також призвести до висипань енергійних електронів.

Можна продовжити вивчення взаємодії хвиля — частинка у інший експериментальний спосіб. На рис. 12, а функцію  $R_{jz}^{(l)}(\omega_2)$  приведено для різних типів резонансної взаємодії енергійних електронів зі свистовими модами на витку 337. Інтервали, де подвійний резонанс можливий позначені літерами А, Б, В, Г. Відбір даних у зазначені періоди часу для аналізу в залежності від параметра  $\epsilon$  подальшою обробкою результатів експерименту другого рівня приблизно у такий спосіб, як це було зроблено в роботі [1]. Формування окремого файлу фізичних записів, складених із експериментальних даних і числових характеристик, відбувається на першому етапі обробки результатів з елементами моделювання активного експерименту в космосі. Записи формувалися в околі значень  $R_{jz}^{(l)} = 1$  і потім перерозподілялись в залежності від параметра, яким міг бути один з параметрів пучка/плазми або числова характеристика. Результати представлено на відповідних фрагментах А, Б, В, Г (блоках) для різних енергій електронів і напрямків реєстрації

давачами ДОК-А. Коректне порівняння з експериментальними результатами можна зробити тільки для вузького діапазону енергій, пітч-кутів реєстрації і кутів  $\theta_2$ . Слід додати, що при такій вибірці можна отримати результат, який навряд чи можна спланувати технічно при підготовці космічного експерименту.

Фрагменти В, Г на рис. 12 було отримано для електронних потоків, зареєстрованих протягом часу В і Г. На фрагменті В електронні потоки  $J_{1e}$ ,  $J_{2e}$  для енергій 63 кеВ ( $k = 3$ ) і 101 кеВ ( $k = 4$ ) відповідно представлено в залежності від резонансних значень  $R_{1z}^{(0)}$  ( $l = 0$ ). Аналогічно, потоки для 101 і 180 кеВ ( $k = 4, 5$ ) були отримані при  $R_{1k}^{(-1)} \rightarrow 1$  на фрагменті Г. Варіації потоків викликані різними механізмами взаємодії хвилі — частинка, а також пітч-кутовим розкидом. В результаті ці механізми можуть викликати як прискорення, так і гальмування електронів в залежності від фази взаємодії з хвилею кінцевої амплітуди. Один з висновків, який можна зробити з представлених даних, полягає в тому, що взаємодія стимульованих хвиль і частинок на першій циклотронній гармоніці переходить в резонанс Черенкова і навпаки. Ці ефекти визначаються знаком енергообміну між хвилею і частинкою, а також фазою захоплення електронів у полі хвилі [7]. Взаємодія правої свистової моди і електронів викликає доплерівське зміщення частоти  $\mathbf{k}_{2z} \cdot \mathbf{v}_e$  до значень, коли реалізується умова циклотронного резонансу.

Стимульовані зустрічними свистовими модами потоки енергійних електронів можуть бути зареєстровані давачами ДОК-А для пітч-кутів, менших за  $90^\circ$  (рис. 9, а). Малоімовірно, що збурення потоків  $J_{2e}$  були викликані свистами за період часу В, через те що  $\alpha_{p2} > 90^\circ$ . Вивчення збуджених потоків швидких електронів за допомогою резонансної функції  $R_{jk}^{(l)}(\omega_2)$  показує, коли і за яких умов розглянуті ефекти викликані резонансною взаємодією заряджених частинок із свистовими модами. Стимульовані в нижній півсфері іоносфери ефекти поздовжньої пучково-плазмової взаємодії можуть бути також відповідальними за реєстрацію потоків на субсупутнику «Магіон-3». Але для цього необхідно виконати аналогічне дослідження резонансних

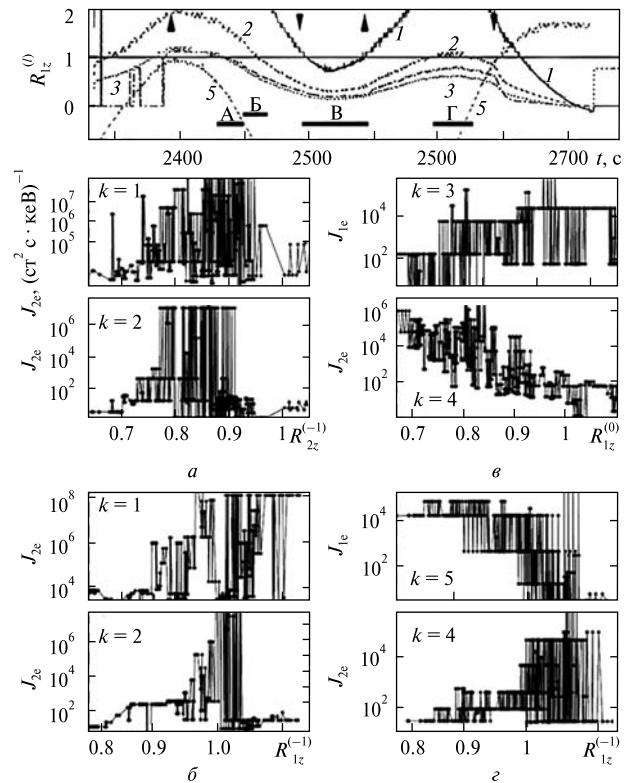


Рис. 12. Функція  $R_{jz}^{(l)}(\omega_2)$  (вгорі) для різних типів взаємодії свистів і електронів (ДОК-А), фрагмент а, виток 337: 1 —  $R_{1z}^{(0)}$  для електронів 43 кеВ, зареєстрованих давачем '1e' для резонансу Ландау ( $l = 0, j = 1, \theta_2 = 0.27$ ); 2 —  $R_{1z}^{(1)}$  для циклотронного резонансу електронів 63 кеВ ( $l = -1, \theta_2 = 0.1$ ); 3, 4 —  $R_{1z}^{(1)}$  для електронів 25 кеВ з різними умовами збудження свистів; 5 —  $R_{2z}^{(0)}$  аналогічно 1, але для електронів, зареєстрованих давачем '2e'. На фрагментах а, б, в, г представлено електронні потоки  $J_{1e}, J_{2e}$  для відповідних інтервалів часу А, Б, В, Г (див. вгорі) в залежності від  $R_{jz}^{(l)}$

ефектів збудження і поглинання поздовжніх хвиль на одній з резонансних частот. Вивчення взаємодії заряджених частинок зі свистовими модами, стимульованими інжекцією і віддзеркаленими в нижніх шарах іоносфери D, E, F, очевидно, має іншу основу. Воно також має місце бути в залежності від геофізичної активності, конфігурації інжекції і супутників.

## 5. ВИСНОВКИ

Нестійкості пучково-плазмової взаємодії та процеси збудження поздовжніх і поперечних хвиль при малих кутах відхилення від магнітного поля

розглядалися за даними активного експерименту в космосі з інжекцією заряджених частинок. Реєстрацію стимульованих сплесків потоків заряджених частинок, збурень складових квазі-постійного магнітного і електричного полів, а також іонних потоків теплової плазми проведено у подвійній супутниковій системі («Інтеркосмос-25» і «Магіон-3») на витках 190 і 337. Стимульовані електронною інжекцією електромагнітна і поздовжня пучкові нестійкості відповідалні за відзначені ефекти. Вивчення поздовжньої нестійкості проведено в термінах взаємодії двох поздовжніх хвиль, одна з яких є повільною пучковою модою з негативною енергією. Числове дослідження нестійкості виконано для частоти  $\omega_0$  і хвильового вектора  $k_0$ , які визначались малим відхиленням дисперсійної функції  $\delta\varepsilon_L(\omega_0, k_0) \neq 0$  та її похідної на межі лінійної стійкості. Розвиток пучково-анізотропної нестійкості щодо збудження зустрічної свистої моди на циклотронному резонансі відбувається на частотах, що визначаються дисперсійним рівнянням. Грунтуючись на аналогії інжектованого  $e$ -пучка з плазмовою антеною, було зроблено припущення про залежність кута збудження свистої моди від швидкості росту поздовжньої нестійкості. Щонайбільше, то менша глибина проникнення електронного пучка у плазму, і збудження свистів слід очікувати при більших кутах до поля  $\mathbf{V}_0$  і навпаки. Оцінку швидкості росту свистів проведено як з урахуванням такої феноменологічної залежності, так і без неї. Це дозволяє порівняти різні випадки розвитку нестійкостей з експериментальними даними. До числа основних експериментальних результатів можна віднести такі.

Зареєстровано збурені  $e$ -пучком потоки швидких і слабоенергійних електронів на суб-

супутнику «Магіон-3» на відстані 90...110 км від станції «Інтеркосмос-25». Резонансні ефекти можуть бути пов'язані як з поздовжніми, так і з поперечними/свистовими хвилями в залежності від підкута реєстрації частинок на субсупутнику і умов збудження хвиль пучком. Стимуляція електронних потоків в діапазоні енергій 20...30 кеВ пов'язана зі збудженням свистових хвиль на першій гармоніці електронного циклотронного резонансу в умовах нормального ефекту Допплера. Хвилі, поширюючись проти напрямку інжекції  $e$ -пучка, взаємодіють в дальній зоні з енергійними електронами на черенковському і циклотронних резонансах. Для дослідження збурень потоків заряджених частинок на субсупутнику використовувалось подвійне резонансне співвідношення для збудження і поглинання свистів у вигляді функції  $R_{jz}^{(l)}(\omega_2)$ . Функція  $R_{jz}^{(l)} \approx 1$  для черенковського і циклотронного резонансів ( $l = 0, +1$ ) підтверджує природу сплесків потоків електронів.

Розгляд лінійних механізмів пучкових нестійкостей є одним із наближень для аналізу зареєстрованих ефектів взаємодії типу хвиля — частинка. В умовах постійної модульованої інжекції вихід на нелінійну стадію пучково-плазмової взаємодії і генерації НЧ- і ВЧ-хвиль буде супроводжуватись зривами режиму і переходом знову до лінійного етапу взаємодії.

*Автори вдячні В. В. Афоніну, В. С. Доукіну, А. Кірагі, М. Чобану за їхній величезний внесок в розвиток цієї роботи. Ми також присвячуємо цю роботу світлої пам'яті К. Кудели, Я. Шмілауєра і Ю. Я. Ружина — науковим керівникам космічних експериментів в рамках проекту АПЕКС.*

ЛІТЕРАТУРА

1. Баранец Н. В., Ружин Ю. Я., Ерохин Н. С. и др. Резонансные эффекты взаимодействия волн и частиц при искусственной инжекции пучков заряженных частиц в ионосферной плазме. *Космічна наука і технол.* 2014. **20**, № 5. С. 3—26.
2. Капцов Н. А. *Радиофизическая электроника*. Москва: Изд-во МГУ, 1960.
3. Кіценко О. Б., Степанов К. М. Про проходження пучка заряджених частинок через магнітоактивну плазму. *Укр. фіз. журн.* 1961. **6**, № 3. С. 297—307.
4. Коваленко В. П. Электронные сгустки в нелинейном коллективном взаимодействии пучков с плазмой. *Успехи физ. наук.* 1983. **139**, № 2. С. 223—263.
5. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Москва: Атомиздат, 1975. Т. 1.
6. Незлин М. В. Волны с отрицательной энергией и аномальный эффект Доплера. *Успехи физ. наук.* 1976. **120**, № 3. С. 481—495.
7. Albert J. M. Gyroresonant interactions of radiation belt particles with a monochromatic electromagnetic wave. *J. Geophys. Res.* 2000. **105**, № A9. P. 21191—21209.
8. An X., Bortnik J., Van Compernelle B., et al. Electrostatic and whistler instabilities excited by an electron beam. *Phys. Plasmas.* 2017. **24**. P. 072116.
9. An X., Van Compernelle B., Bortnik J., et al. Resonant excitation of whistler waves by a helical electron beam. *Geophys. Res. Lett.* 2016. **43**, № 6. P. 2413—2421.
10. Baranets N., Ruzhin Yu., Dokukin V., et al. Injection of 40kHz-modulated electron beam from the satellite: I. Beam-plasma interaction near the linear stability boundary. *Adv. Space Res.* 2017. **59**, № 12. P. 2951—2968.
11. Baranets N., Ruzhin Yu., Dokukin V., et al. Injection of 40-kHz-modulated electron beam from the satellite: II. Excitation of electrostatic and whistler waves. *Adv. Space Res.* 2020. **65**, № 1. P. 30—49.
12. Baranets N., Ruzhin Yu., Erokhin N., et al. Acceleration of energetic particles by whistler waves in active space experiment with charged particle beams injection. *Adv. Space Res.* 2012. **49**, № 5. P. 859—871.
13. Bell T. F., Buneman O. Plasma instability in the whistler mode caused by a gyrating electron stream. *Phys. Rev.* 1964. **133**, № A5. P. A1300—A1302.
14. Borg G. G., Harris J. H., Martin N. M., et al. Plasmas as antennas: Theory, experiment and applications. *Phys. Plasmas.* 2000. **7**, № 5. P. 2198—2202.
15. Briggs R. J. *Electron-stream interaction with plasmas*. Cambridge, Massachusetts: The M. I. T. Press, 1964.
16. Denig W. F., Maynard N. C., Burke W. J., et al. Electric field measurements during supercharging events on the MAIMIK Rocket Experiment. *J. Geophys. Res.* 1991. **96**, № A3. P. 3601—3610.
17. Fried B. D., Conte S. D. *The plasma dispersion function*. New York: Academic Press, 1961.
18. Fu X. R., Cowee M. M., Liu K., et al. Particle-in-cell simulations of velocity scattering of an anisotropic electron beam by electrostatic and electromagnetic instabilities. *Phys. Plasmas.* 2014. **21**. 042108.
19. Kiraga A., Klos Z., Oraevsky V. N., et al. Observation of fundamental magnetoplasma emissions excited in magnetosphere by modulated electron beams. *Adv. Space Res.* 1995. **15**, № 12. P. 21—24.
20. Lizunov G., Volokitin A., Blazhko I. Dynamics and relaxation of an artificial electron beam. *Adv. Space Res.* 2002. **29**, № 9. P. 1391—1396.
21. Němeček Z., Šafránková J., Přeč L., et al. Artificial electron and ion beam effects: Active Plasma Experiment. *J. Geophys. Res.* 1997. **102**, № A2. P. 2201—2211.
22. Přeč L., Němeček Z., Šafránková J., et al. Actively produced high-energy electron bursts within the magnetosphere: the APEX project. *Ann. Geophys.* 2002. **20**. P. 1529—1538.
23. Přeč L., Ruzhin Yu. Y., Dokukin V. S., et al. Overview of APEX project results. *Front. Astron. Space Sci.* 2018. **5**. Id. 46. DOI:10.3389/fspas.2018.00046.
24. Stenzel R. L. Antenna radiation patterns in the whistler wave regime measured in a large laboratory plasma. *Radio Sci.* 1976. **11**, No. 12. 1045—1056.
25. Stenzel R. L. Whistler waves in space and laboratory plasmas *J. Geophys. Res.* 1999. **104**, № A7. P. 14,379—14,395.
26. Timofeev I. V., Volchok E. P., Annenkov V. V. Theory of a beam-driven plasma antenna. *Plasma Phys.* 2016. **23**. P. 083119. <https://doi.org/10.1063/1.4961218>

REFERENCES

1. Baranets N., Ruzhin Yu., Erokhin N., Afonin V., Vojta J., Smilauer J., Kudela K., Matisin J., Ciobanu M. (2014). Resonance effects of wave-particle interactions during artificial charged particle beam injections in an ionospheric plasma. *Space Sci. and Technol.*, **20** (5), 3–26.
2. Kaptsov N. A. (1960). *Radiophysical electronics*. Moscow: Moscow State University Publishing House.
3. Kitsenko O. B., Stepanov K. M. (1961). About the passage of a beam of charged particles through a magnetoactive plasma. *Ukr. J. Phys.*, **6** (3), 297–307.
4. Kovalenko V. P. (1983). Electron bunches in nonlinear collective interaction of beams with plasma. *Soviet Physics Uspekhi*, **139** (2), 223–263.
5. Mikhailovskij A. B. (1975). Theory of plasma instabilities. Moscow: Atomizdat. Vol. 1.
6. Nezhlin M. V. (1976). Waves with negative energy and the anomalous Doppler effect. *Soviet Physics Uspekhi*, **120** (3), 481–495.
7. Albert J. M. (2000). Gyroresonant interactions of radiation belt particles with a monochromatic electromagnetic wave. *J. Geophys. Res.*, **105** (A9), 21191–21209.
8. An X., Bortnik J., Van Compernelle B., et al. (2017). Electrostatic and whistler instabilities excited by an electron beam. *Phys. Plasmas*, **24**, 072116.
9. An X., Van Compernelle B., Bortnik J., et al. (2016). Resonant excitation of whistler waves by a helical electron beam. *Geophys. Res. Lett.*, **43** (6), 2413–2421.
10. Baranets N., Ruzhin Yu., Dokukin V., et al. (2017). Injection of 40kHz-modulated electron beam from the satellite: I. Beam-plasma interaction near the linear stability boundary. *Adv. Space Res.*, **59** (12), 2951–2968.
11. Baranets N., Ruzhin Yu., Dokukin V., et al. (2020). Injection of 40-kHz-modulated electron beam from the satellite: II. Excitation of electrostatic and whistler waves. *Adv. Space Res.*, **65** (1), 30–49.
12. Baranets N., Ruzhin Yu., Erokhin N., et al. (2012). Acceleration of energetic particles by whistler waves in active space experiment with charged particle beams injection. *Adv. Space Res.*, **49** (5), 859–871.
13. Bell T. F., Buneman O. (1964). Plasma instability in the whistler mode caused by a gyrating electron stream. *Phys. Rev.*, **133** (A5), A1300–A1302.
14. Borg G. G., Harris J. H., Martin N. M., et al. (2000). Plasmas as antennas: Theory, experiment and applications. *Phys. Plasmas*, **7** (5), 2198–2202.
15. Briggs R. J. (1964). *Electron-stream interaction with plasmas*. Cambridge, Massachusetts: The M. I. T. Press.
16. Denig W. F., Maynard N. C., Burke W. J., et al. (1991). Electric field measurements during supercharging events on the MAIMIK Rocket Experiment. *J. Geophys. Res.*, **96** (A3), 3601–3610.
17. Fried B. D., Conte S. D. (1961). *The plasma dispersion function*. New York: Academic Press.
18. Fu X. R., Cowee M. M., Liu K., et al. (2014). Particle-in-cell simulations of velocity scattering of an anisotropic electron beam by electrostatic and electromagnetic instabilities. *Phys. Plasmas*, **21**, 042108.
19. Kiraga A., Klos Z., Oraevsky V. N., et al. (1995). Observation of fundamental magnetoplasma emissions excited in magnetosphere by modulated electron beams. *Adv. Space Res.*, **15** (12), 21–24.
20. Lizunov G., Volokitin A., Blazhko I. (2002). Dynamics and relaxation of an artificial electron beam. *Adv. Space Res.*, **29** (9), 1391–1396.
21. Němeček Z., Šafránková J., Přeč L., et al. (1997). Artificial electron and ion beam effects: Active Plasma Experiment. *J. Geophys. Res.*, **102** (A2), 2201–2211.
22. Přeč L., Němeček Z., Šafránková J., et al. (2002). Actively produced high-energy electron bursts within the magnetosphere: the APEX project. *Ann. Geophys.*, **20**, 1529–1538.
23. Přeč L., Ruzhin Yu. Y., Dokukin V. S., et al. (2018). Overview of APEX project results. *Front. Astron. Space Sci.*, **5**, Id. 46. DOI:10.3389/fspas.2018.00046.
24. Stenzel R. L. (1976). Antenna radiation patterns in the whistler wave regime measured in a large laboratory plasma. *Radio Sci.*, **11** (12), 1045–1056.
25. Stenzel R. L. (1999). Whistler waves in space and laboratory plasmas *J. Geophys. Res.*, **104** (A7), 14,379–14,395.
26. Timofeev I. V., Volchok E. P., Annenkov V. V. (2016). Theory of a beam-driven plasma antenna. *Plasma Phys.*, **23**, 083119. <https://doi.org/10.1063/1.4961218>

Стаття надійшла до редакції 19.07.2021  
 Після доопрацювання 07.09.2021  
 Прийнято до друку 22.11.2021

Received 19.07.2021  
 Revised 07.09.2021  
 Accepted 22.11.2021

*N. V. Baranets*<sup>1</sup>, Senior Researcher, PhD in Phys.&Math.

E-mail: baranets@izmiran.ru

*Yu. Ya. Ruzhin*<sup>1</sup>, Dr. Sci. in Phys.&Math., Professor

*J. Vojta*<sup>2</sup>, leading designer-researcher

<sup>1</sup> Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences (IZMIRAN) Kaluzhskoe Hwy 4, Troitsk, Moscow region, Russian Federation, 142190

<sup>2</sup> Institute of Atmospheric Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic 14131 Prague, Czech Republic

#### WAVE-PARTICLE INTERACTION DURING ELECTRON BEAM-MODULATED INJECTION INTO THE IONOSPHERIC PLASMA. THEORY AND EXPERIMENT

We present the results of the active space experiment with charged particle beam's injection (electrons and xenon ions) carried out onboard *Intercosmos-25* station and daughter *Magion-3* subsatellite. The ones are obtained under conditions when the particle beams were injected in opposite directions relative to the magnetic field  $\mathbf{B}_0$  in such a way that the electron injection was directed towards the Earth. Mechanisms of beam-plasma instabilities relative to the excitation of electrostatic and electromagnetic waves are considered during the electron beam injection ( $\sim 10$  keV, 0.1 A) from the *Intercosmos-25* station. Development of transverse instability on the first cyclotron resonance leads to the excitation of whistler mode waves backward-propagating relative to the injected electrons (from the Earth). The investigation object was the beam-excited differential fluxes of ionospheric electrons in a wide energetic range of 27 eV — 412 keV registered by the charged particle spectrometers onboard the *Magion-3* subsatellite. Thereby, the interaction of whistler waves with ionospheric electron fluxes is stimulated by the energy transfer mechanisms such as 'particle-wave-particle'. Numerical results of beam-plasma instabilities are compared also with thermal plasma parameters registered at different space points on the station and subsatellite. Excitation of longitudinal and transverse beam-plasma instabilities will inevitably lead to their competition, which will affect the results of the experiment. The data of stimulated fluxes of ionospheric electrons allow us to investigate the various effects of the wave-particle interaction, taking into account the influence of the growth rate of longitudinal instability on the excitation angle of whistlers and their structure. This approach is based on the results of laboratory experiments to determine the pattern of excited whistlers for an electric dipole antenna and the analogy of the beam-plasma channel with the radiating system. The results of the active space experiment confirm the dependence of the growth rate of whistler mode waves on the development of longitudinal beam instability.

**Keywords:** beam instabilities, cyclotron resonances, wave-particle interaction, whistlers.