

doi: <https://doi.org/10.15407/kfnt2020.03.021>

УДК 523.9;523.62-726;523.4-854;524.5;551.510.537;533.951

П. П. Маловічко, Ю. В. Кизьюров

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України,
вул. Академіка Заболотного 27, Київ, Україна, 03143
malovich@mao.kiev.ua

Розвиток шлангової нестійкості магнітозвукового типу при наявності високошвидкісних протонних пучків

Розглянуто один з різновидів шлангової нестійкості, причиною виникнення якої є не анізотропія температури частинок плазми, а динамічний тиск пучка. Показано, що такий механізм генерації може призводити до ефективного наростання низькочастотних збурень не тільки альвенівського, але і магнітозвукового типу, а також приводити до нестійкості не тільки у плазмі кінцевого і високого тиску, а й у плазмі низького тиску. Досліджено характеристики магнітозвукових хвиль, які генеруються у процесі розвитку нестійкості. Знайдено інкремент, максимальний кут нахилу хвильового вектора, швидкість поширення збурень, критерій розвитку нестійкості. Вивчено вплив температури пучка на характеристики збурень, що генеруються. Як приклад розвитку такої нестійкості, проаналізовано процес формування турбулентної області поперед головної ударної хвилі Землі, а також поперед ударної хвилі від наднової.

Ключові слова: плазма, сонячний вітер, залишки наднових, шлангова нестійкість, магнітозвукові хвилі

ВСТУП

Низькочастотні хвилі грають дуже важливу роль у багатьох процесах, що протікають в астрофізичній плазмі. Дійсно, наш Всесвіт пронизаний магнітними силовими полями, а космічне середовище і основні астрономічні об'єкти або повністю, або частково іонізовані. У таких умовах будь-які рухи речовини призводять до зміни конфігурації і величини магнітного поля, що у свою чергу веде до генерації магнітогідродинамічних хвиль, тому низькочастотні хвилі є практично у всіх астрофізичних об'єктах та постійно генеруються в активних областях

цих об'єктів. Очевидно, що без чіткого розуміння природи і поведінки хвиль неможливо правильно пояснити більшість процесів, що протікають у Всесвіті.

Ключовим питанням у розумінні процесів, які протікають в астрофізичній плазмі, є з'ясування механізмів генерації хвиль. Є різні механізми генерації низькочастотних хвиль — резонансні [5—7, 13, 26, 28], струмові [11, 37], скомпенсовані струмові [8, 13, 14, 17, 18, 22, 43, 44, 58, 60], температурна шлангова [2—4, 9, 12, 13, 24, 25, 36, 49], шлангова, викликана тиском пучка [34, 37, 42], дзеркальна [4, 13, 29, 30, 51], градієнтні [10, 33]. Особливий інтерес серед них становлять нестійкості, пов'язані з малими поперечними масштабами довжин хвиль. Поперечні масштаби можуть позначатися насамперед на властивості хвиль, кардинальним чином змінюючи їхню поведінку. Наприклад, диспергуючі альвенівські хвилі [27, 38—41] суттєвим чином змінюють свої основні характеристики — швидкість, поляризацію, збурення щільності. Крім того, поперечні масштаби можуть істотно впливати на можливість розвитку нестійкості [5, 6, 10] і видозмінювати критерії розвитку нестійкості [36, 37], а також впливати на взаємодію хвиль з частинками [27, 38—41]. З'ясування особливостей генерації хвиль є дуже важливим завданням, оскільки в умовах, коли можуть працювати різні механізми генерації хвиль, що часто і відбувається в активних областях, виділити той чи інший механізм генерації досить складно.

Дуже важливе значення в динаміці плазми відіграє класична температурна шлангова нестійкість альвенівських хвиль [3, 4, 9, 13, 24, 25, 36], що підтверджується як прямими супутниковими спостереженнями хвильової активності і параметрів плазми, наприклад у магнітосфері Землі [15], сонячному вітрі [45], так і теоретичним аналізом умов у інших астрофізичних об'єктах, безпосередні прямі вимірювання параметрів середовища яких недоступне — галактичних кластерах, зоряних вітрах, акреційних течіях, сонячній атмосфері і т. д. [36, 52]. Однією з головних особливостей температурної шлангової нестійкості є те, що генерація хвиль можлива тільки у плазмі скінченного або високого тиску, що робить неможливим розвиток цієї нестійкості у космічному середовищі з іншими параметрами — у плазмі низького та дуже низького тиску. Проте є один із різновидів шлангової нестійкості — так звана шлангова нестійкість, викликана динамічним тиском пучка, яка може легко генеруватися у плазмі з будь-якими значеннями тиску плазми [34, 37, 42]. У роботах [37, 42] показано, що при вторгненні високошвидкісного зарядженого пучка, навіть малої щільності, в космічне середовище може легко розвинути шлангова нестійкість, яка призведе до генерування альвенівських і кінетичних альвенівських хвиль. Така ситуація може спостерігатися у найрізноманітніших активних астрофізичних об'єктах, а також поблизу ударних хвиль, в яких часто відбувається прискорення і формування пучків заряджених частинок.

Крім альвенівських і кінетичних альвенівських хвиль, у плазмі можуть генеруватися і магнітозвукові хвилі. Наявність магнітозвукових хвиль може грати дуже важливу роль у динаміці плазми і процесах, що протікають в астрофізичному середовищі, через те що магнітозвукові хвилі є хвилями стиснення і тому дуже активно впливають на навколишнє середовище. Результатом такої генерації може бути прискорення і нагрівання частинок, гальмування плазми, формування неоднорідності магнітного поля, неоднорідності густини плазми і т. д. Слід зазначити, що магнітозвукові хвилі — досить поширене явище в космічному середовищі. Хвилі збурення магнітозвукового типу неодноразово фіксувалися прямими вимірюваннями за допомогою космічних апаратів у різних областях геліосфери — у магнітосфері Землі [54, 56], у сонячному вітрі [55, 59], при інжекції корональної маси [35], у кометі Галлея [53], у магнітосферах Юпітера і Сатурна [16, 31]. Генерацію магнітозвукових хвиль найчастіше пов'язують з розвитком дзеркальної нестійкості [4, 13, 29, 30, 51]. Однак відомо, що магнітозвукові хвилі можуть генеруватися не тільки в результаті розвитку дзеркальної нестійкості, але і так само, як і альвенівські хвилі — в результаті розвитку шлангової нестійкості [2, 8, 12, 49].

Розглянемо шлангову нестійкість, викликану тиском пучка, використовуючи теорію Чу — Голдберга — Лоу (ЧГЛ). Узагальнені вирази для шлангової нестійкості як альвенівських, так і магнітозвукових хвиль, що враховують як тепловий тиск частинок плазми, так і динамічний тиск пучка, наявні у розв'язках рівнянь ЧГЛ [2, 9, 12]. Для альвенівських хвиль розв'язок ЧГЛ має вигляд [2, 12]

$$\omega^2 = \frac{k_z^2}{2} \frac{B_0^2}{4} p + p_{\parallel}, \quad (1)$$

де ω — частота хвилі, k_z — проекція хвильового вектора на напрямок магнітного поля B_0 — незбурене магнітне поле, ρ_0 — щільність маси, p , p_{\parallel} — відповідно поперечне і поздовжнє відносно магнітного поля тиску частинок плазми.

Для швидких і повільних магнітозвукових хвиль розв'язок ЧГЛ має вигляд [9]

$$\omega^2 = \frac{k^2}{2} \frac{B_0^2}{4} p (1 - \sin^2 \theta) + 2p_{\parallel} \cos^2 \theta$$

$$\sqrt{\frac{B_0^2}{4} p (1 - \sin^2 \theta) + 4p_{\parallel} \cos^2 \theta} - 4p^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta, \quad (2)$$

де k — модуль хвильового вектора, θ — кут між хвильовим вектором і незбуреним магнітним полем.

Отримаємо із загальних розв'язків (1) і (2) розв'язок для шлангової нестійкості, викликаній тиском пучка. Розглянемо замагнічену

плазму низького тиску, в якій вздовж магнітного поля поширюється високошвидкісний протонний пучок. У плазмі низького тиску тепловий тиск малий, тому поздовжній тиск можна наближено записати у вигляді

$$P_{\parallel} = n_{0bi} v_{0bi}^2, \quad (3)$$

де n_{0bi} — масова щільність частинок пучка, v_{z0bi} — швидкість поширення пучка.

Підставимо поздовжній тиск (3) у розв'язки для альвенівських і магнітозвукових хвиль. Для шлангової нестійкості, викликаної тиском пучка у плазмі низького тиску, отримуємо:

$$k_z^2 v_A^2 = \frac{n_{0bi}}{n_0} v_{0bi}^2, \quad (4)$$

— для альвенівських хвиль і

$$k^2 v_A^2 = \frac{n_{0bi}}{n_0} k_z^2 v_{0bi}^2, \quad (5)$$

— для магнітозвукових хвиль. Тут n_0 — щільність протонів плазми, n_{0bi} — щільність протонів пучка.

Таким чином, з розв'язків (4), (5) видно, що теорія ЧГЛ містить в собі розв'язки, що описують розвиток шлангової нестійкості, викликаної тиском пучка.

З розв'язку для альвенівських хвиль (4) видно, що при генерації хвиль жодних обмежень на величину поперечного хвильового вектора в рамках наближень ЧГЛ немає. У роботі [42] в рамках кінетичного підходу було досліджено вплив скінченного ларморівського радіуса пучка протонів на розвиток шлангової нестійкості альвенівських хвиль. Було показано, що на відміну від розв'язків ЧГЛ величина поперечного хвильового вектора при генерації хвиль суттєво обмежена. Слід зазначити, що в рамках наближеної моделі ЧГЛ дослідити вплив скінченного ларморівського радіуса на поведінку хвиль неможливо, тому, що рівняння ЧГЛ отримуються в результаті розвинення кінетичного рівняння Власова по степенях $1/B_0$, тобто вважається, що $1/B_0 \ll 1$, $k v_T / \Omega_B \ll 1$ (Ω_B — циклотронна частота частинок сорту T , v_T — теплова швидкість частинок сорту T), тому отримати розв'язок для $k v_{Tbi} / \Omega_{Bbi} \ll 1$ (k — поперечний щодо незбуреного магнітного поля хвильовий вектор) неможливо. Такі обчислення потрібно проводити з використанням кінетичного підходу. Враховуючи, що для альвенівських хвиль ефект виявляється дуже суттєвим, цікаво розглянути вплив скінченного ларморівського радіуса на розвиток шлангової нестійкості, викликаної тиском пучка, для магнітозвукових хвиль.

Нижче у рамках кінетичної моделі буде розглядатися шлангова нестійкість магнітозвукових хвиль, викликана динамічним тиском пучка. В роботах [37, 42] показано, що врахування скінченності ларморівського радіуса і велика температура пучка можуть суттєво

впливати на характеристики генерованих хвиль, тому в даній роботі, так само як і в роботах [37, 42], розглянуто вплив скінченного ларморівського радіуса і температури на генерацію магнітозвукових хвиль. Головна ударна хвиля Землі надає унікальні дані про формування ударних хвиль і передударну область, бо перебуває у безпосередній близькості від Землі. Пучки електронів і протонів, які виникають і поширюються поблизу головної ударної хвилі Землі, грають дуже важливу роль у формуванні сфери взаємодії сонячного вітру з магнітосферою Землі. Як показують прямі вимірювання, саме у передударній області відбувається сповільнення сонячного вітру [23]. Тому можливість розвитку шлангової нестійкості магнітозвукових хвиль розглянута, насамперед, на прикладі головної ударної хвилі Землі. Проаналізовано також можливість розвитку даної нестійкості в ударних хвилях від наднових.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Розглянемо протонно-електронну однорідну замагнічену плазму, у якій вздовж магнітного поля поширюється високошвидкісний протонний пучок малої щільності $(n_{0i}, n_{0e} \quad n_{0bi})$. Систему «плазма — пучок» вважаємо квазінейтральною:

$$q_i n_{0i} \quad q_i n_{0bi} \quad q_e n_{0e}, \quad (6)$$

де q_i — заряд протона, n_{0i}, n_{0e} — відповідно незбурені щільності протонів і електронів фонової плазми, n_{0bi} — незбурена щільність протонів пучка.

Розв'язок будемо шукати в системі координат, пов'язаній з фоновими протонами, тому у цій системі координат фонові протони є нерухомими. Функцію розподілу фонових протонів апроксимуємо максвеллівським розподілом частинок по швидкостях:

$$f_{0i} = \frac{n_{0i}}{(2 T_i / m_i)^{3/2}} \exp \left[-\frac{m_i v_i^2}{2 T_i} - \frac{m_i v_{zi}^2}{2 T_i} \right], \quad (7)$$

де m_i — маса протонів, v_{zi}, v_i — поздовжні (відносно незбуреного однорідного магнітного поля B_o , напрямленого вздовж осі z) і поперечні швидкості фонових протонів, T_i — температура фонових протонів.

Вважаємо, що пучок протонів інжектуються і поширюється у безмежній плазмі, тому щоб не було накопичення надлишкового заряду, струм, створюваний протонами пучка, повинен компенсуватися струмом електронів:

$$q_i n_{0e} v_{0e} \quad q_i n_{0bi} v_{0bi}, \quad (8)$$

де v_{0e}, v_{0bi} — відповідно швидкості руху електронів фонової плазми і протонів пучка вздовж магнітного поля. Враховуючи, що щільність електронів значно більша за щільність пучка, з (8) для напрямлених

швидкостей протонів і електронів маємо співвідношення $v_{0e} = v_{0bi}$. Тобто, фонові електрони рухаються уздовж магнітного поля зі швидкістю, значно меншою від швидкості пучка протонів.

Через те що протони і електрони пучка фонові плазми рухаються, їхню функцію розподілу частинок по швидкостях апроксимуємо зсунутим уздовж магнітного поля (вісь z) максвеллівським розподілом частинок по швидкостях

$$f_0 = \frac{n_0}{(2T/m)^{3/2}} \exp \left[-\frac{m v^2}{2T} - \frac{m (v_z - v_0)^2}{2T} \right], \quad (9)$$

де n_0 — незбурена щільність протонів пучка (електронів фонові плазми), v_z, v — поздовжні і поперечні (відносно незбуреного однорідного магнітного поля B_0) швидкості частинок, T — температура частинок, v_0 — швидкість поширення пучка протонів (електронів фонові плазми) вздовж магнітного поля, bi, e — відповідно протони пучка і електрони фонові плазми.

Будемо розглядати плазму низького тиску

$$\frac{m_e}{m_i} \beta_i \ll 1, \quad v_{Ti} \ll v_A \ll v_{Te}, \quad (10)$$

де $\beta_i = 8 n_{0i} T_i / B_0^2 = 2 v_{Ti}^2 / v_A^2$ — відношення газокінетичного тиску фонових протонів до тиску магнітного поля, B_0 — незбурене магнітне поле, $v_{Ti}^2 = T_i / m_i, v_{Te}^2 = T_e / m_e$ — відповідно квадрати теплової швидкості фонових протонів і фонових електронів, $v_A = B_0 / (4 n_{0i} m_i)^{1/2}$ — альвенівська швидкість.

ДИСПЕРСІЯ МАГНІТОЗВУКОВИХ ХВИЛЬ У ПЛАЗМІ НИЗЬКОГО ТИСКУ ПРИ НАЯВНОСТІ ВИСОКОШВИДКІСНОГО ПУЧКА

Щоб отримати вираз для частоти магнітозвуків хвиль, використовуємо загальне дисперсійне рівняння [1]:

$$\begin{vmatrix} k_z^2 - \frac{c^2}{c^2} k_x^2 & \frac{c^2}{c^2} k_x k_z & \frac{c^2}{c^2} k_x k_z \\ \frac{c^2}{c^2} k_x k_z & k^2 - \frac{c^2}{c^2} k_y^2 & \frac{c^2}{c^2} k_x k_z \\ \frac{c^2}{c^2} k_x k_z & \frac{c^2}{c^2} k_x k_z & k_x^2 - \frac{c^2}{c^2} k_z^2 \end{vmatrix} = 0, \quad (11)$$

де k, k_z, k_x — модуль і проекції хвильового вектора на напрямки уздовж (вісь z) і упоперек (вісь x) магнітного поля (хвильовий вектор лежить у площині xz), ω — частота хвилі, ϵ_{ij} — тензор діелектричної проникності, c — швидкість світла, δ_{ij} — символ Кронекера.

Будемо використовувати кінетичний підхід. Для обчислення тензора діелектричної проникності частинок використовуємо безіткнювальне кінетичне рівняння Власова [1, 9]

$$\frac{f}{t} - \mathbf{v} \cdot \frac{f}{r} = q \mathbf{E} - \frac{q}{c} [\mathbf{vB}] - \frac{f}{\mathbf{p}} = 0, \quad (12)$$

де f — функція розподілу частинок, \mathbf{v} — швидкість частинок, \mathbf{E} — вектор напруженості електричного поля, \mathbf{B} — вектор індукції магнітного поля, q — заряд частинок сорту .

Проводячи стандартну процедуру лінеаризації кінетичного рівняння Власова, виконуючи перетворення Фур'є і переходячи у циліндричну систему координат у просторі імпульсів, можна обчислити першу поправку до функції розподілу. Це дозволяє, у свою чергу, обчислити струми, а отже і тензор діелектричної проникності [1].

Нас цікавлять виключно магнітозвукові хвилі. Відомо, що магнітозвукові хвилі — це низькочастотні хвилі, для яких справедливі співвідношення

$$k_{zB} \gg k_{zT} / (k_z v_T) \quad (13)$$

При цьому особливо підкреслимо, що величину k_{zB} / k_{zT} ($k_{zB} = v_{Tbi} / v_{Tbi}$ — ларморівський радіус пучка протонів) ми не вважаємо малою.

Використовуючи нерівності (13), тензор діелектричної проникності [1], обчислений для максвеллівського розподілу частинок по швидкостях (7), можна істотно спростити:

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= 1 - \frac{\pi^2}{B_i} \frac{n_0}{n_{oi}} \frac{m}{m_i} \frac{1}{z} A_0(z), \\ \epsilon_{xy} &= \epsilon_{yx} = i \frac{\pi^2}{B_i} \frac{B_i}{n_{oi}} \frac{n_0}{n_{oi}} A(z), \\ \epsilon_{xz} &= \epsilon_{zx} = 4 \frac{\pi^2}{B_i} \frac{k_z}{k_x} \frac{n_0}{n_{oi}} \frac{A_l(z)}{l^2}, \\ \epsilon_{yy} &= 1 - \frac{\pi^2}{B_i} \frac{n_0}{n_{oi}} \frac{m}{m_i} \frac{1}{z} A_0(z) - 4z \frac{A_l(z)}{l^2} \\ &\quad - 2 \frac{\pi^2}{z_i} \frac{n_0}{n_{oi}} \frac{T}{T_i} A_0(z) J \frac{1}{k_z v_T}, \\ \epsilon_{yy} &= \epsilon_{xx} - 2 \frac{\pi^2}{z_i} \frac{n_0}{n_{oi}} \frac{T}{T_i} A_0(z) J \frac{1}{k_z v_T}, \\ \epsilon_{yz} &= \epsilon_{zy} = i \frac{\pi^2}{B_i} \frac{k_x}{k_z} \frac{n_0}{n_{oi}} \frac{T}{T_i} A_0(z) - J \frac{1}{k_z v_T}, \\ \epsilon_{zz} &= 1 - \frac{\pi^2}{k_z v_{Ti}} \frac{n_0}{n_{oi}} \frac{T_i}{T} A_0(z) - J \frac{1}{k_z v_T}. \end{aligned} \quad (14)$$

Тут

$$A_n(z) = \exp(-z) I_n(z), \quad z = (k_x v_T / v_B)^2,$$

$$J(x) = i\sqrt{x/2} W(x/\sqrt{2}), \quad W(x) = e^{-x^2} \int_0^x e^{t^2} dt,$$

$$e = 1, \quad i = 1,$$

де $I_n(z)$ — модифікована функція Бесселя, $A_0(z)$ — похідна функції $A_n(z)$ по аргументу z , v_B, n_0, T, v_T — плазмова частота, циклотронна частота, щільність, теплова швидкість і температура часток сорту (e, i, bi — відповідно електрони і протони фонові плазми, протони пучка), c — швидкість світла, k_z, k_x — проєкції хвильового вектора на напрямок уздовж (вісь z) і впоперек (вісь x) магнітного поля (хвильовий вектор лежить у площині xz), ω — частота хвилі. При отриманні ϵ_{ij} було здійснено розвинення по малих величинах і залишено головні члени розкладу, а також, по можливості, проведено підсумовування нескінченних рядів функцій Бесселя.

Тензор діелектричної проникності (14) придатний для нерухомого максвеллівського розподілу (7). У нас є нерухомими тільки фонові протони. Для того щоб врахувати рух фонових електронів і пучка протонів, тобто отримати тензор діелектричної проникності для зсунутого максвеллівського розподілу (9), використовуємо той факт, що для отримання тензора ϵ_{ij} діелектричної проникності рухомої багатоконпонентної плазми можна використовувати тензор діелектричної проникності для нерухомої плазми $\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$, обчисленої для максвеллівського розподілу частинок по швидкостях. Для цього згідно з [1] необхідно застосувати перетворення Лоренца для частот, полів і струмів. Тоді для тензора діелектричної проникності у системі координат, у якій плазма рухається, маємо [1]

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) - \frac{v_0^2}{c^2} \left[\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) - \epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) \right], \quad (15)$$

де для нерелятивістського випадку

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) - \frac{v_0^2}{c^2} \left[\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) - \frac{k_j u_i}{k v_0} \right], \quad \epsilon_{ij} = \frac{k v_0}{c} \frac{k_i v_{0j}}{ij}. \quad (16)$$

Тут v_0 — швидкість дрейфу частинок, яка в нашому випадку спрямована вздовж магнітного поля.

Підставляючи (16) у (15) та враховуючи, що частинки рухаються тільки вздовж магнітного поля, отримуємо:

$$\epsilon_{xx} = 1 - \frac{v_0^2}{c^2} \left[\epsilon_{xx}(\omega, \mathbf{k}) - 1 \right],$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{2} \frac{k_x u_z}{k_z} \left[\epsilon_{xx}(\mathbf{k}) - 1 \right] - \frac{1}{2} \frac{k_x u_z}{k_z} \epsilon_{xz}(\mathbf{k}), \\
 & \epsilon_{xy}(\mathbf{k}) - \epsilon_{yx}(\mathbf{k}), \\
 & \epsilon_{yy}(\mathbf{k}) - 1, \\
 & \epsilon_{yz}(\mathbf{k}) - \epsilon_{zy}(\mathbf{k}), \\
 & \epsilon_{zz}(\mathbf{k}) - 1 - \frac{k_x u_z}{k_z} \left[\epsilon_{xx}(\mathbf{k}) - 1 \right] - 2 \frac{k_x u_z}{k_z} \epsilon_{xz}(\mathbf{k}) - \left(\epsilon_{zz}(\mathbf{k}) - 1 \right).
 \end{aligned} \tag{17}$$

Використовуючи тензор діелектричної проникності для нерухомого максвеллівського розподілу частинок (14), для низькочастотних хвиль ($\omega \ll \omega_B$) отримуємо тензор діелектричної проникності для рухомого максвеллівського розподілу:

$$\begin{aligned}
 \epsilon_{xx} &= 1 - \frac{P_i}{B_i} \frac{n_0}{n_{oi}} \frac{m}{m_i} \frac{1}{z} \frac{A_0(z)}{z}, \\
 \epsilon_{xy} &= \epsilon_{yx} = i \frac{P_i}{B_i} \frac{n_0}{n_{oi}} \frac{B_i}{2} A_0(z), \\
 \epsilon_{xz} &= \epsilon_{zx} = \frac{P_i}{B_i} \frac{n_0}{n_{oi}} \frac{m}{m_i} k_x v_0 \frac{1}{2} \frac{A_0(z)}{z}, \\
 \epsilon_{yy} &= 1 - \frac{P_i}{B_i} \frac{n_0}{n_{oi}} \frac{m}{m_i} \frac{1}{z} \frac{A_0(z)}{z} - 4z \frac{A_1(z)}{l^2} \\
 & \quad - 2 \frac{P_i}{B_i} \frac{n_0}{n_{oi}} \frac{T}{T_i} A_0(z) J_1(z), \\
 \epsilon_{yz} &= \epsilon_{zy} = i \frac{P_i}{B_i} \frac{k_x}{k_z} \frac{n_0}{n_{oi}} A_0(z) \frac{k_z v_0}{2} (1 - J_1(z)), \\
 \epsilon_{zz} &= 1 - \frac{P_i}{k_z v_{Ti}} \frac{n_0}{n_{oi}} \frac{T}{T_i} A_0(z) (1 - J_1(z)) - \frac{m_i}{m} \frac{k_z v_{Ti}}{v_T} \frac{v_0}{v_T} (1 - A_0(z)).
 \end{aligned} \tag{18}$$

Тут

$$A_n(z) = I_n(z) \exp(-z), \quad z = (k_x v_T / \omega_B)^2,$$

$$i = 1, \quad b_i = 1, \quad e = 1, \quad / (k_z v_T), \quad k_z v_0,$$

$$J(x) = i (\ / 2)^{1/2} x W(x/2^{1/2}), \quad W(x) = e^{-x^2} \int_0^x \frac{2i}{\sqrt{t}} e^{t^2} dt,$$

де $I_n(z)$ — модифікована функція Бесселя, $A_n(z)$ — похідна функції $A_n(z)$, ρ, ν — плазмова і циклотронна частоти, n_0, T, v_T — щільність, температура і теплова швидкість частинок сорту ($= e, i, bi$ — відповідно електрони і протони фонової плазми і пучок протонів), m — маса частинок, v_0 — швидкість руху частинок вздовж однорідного магнітного поля.

Отримаємо дисперсійне рівняння для магнітозвукових хвиль. Підставляючи тензор діелектричної проникності (18) в дисперсійне рівняння (11), можна показати, що у плазмі низького тиску $m_e / m_i \ll 1$ для високошвидкісних пучків $v_{0bi} / v_A \ll 1$ дисперсію альвенівських і магнітозвукових хвиль можна розділити. Таким чином, для магнітозвукових хвиль ($z_i \ll 1, (\ / 2)^{1/2} \ll 1$) у плазмі низького тиску, у якій поширюється високошвидкісний ($v_{0bi} \gg v_A$) пучок малої щільності ($n_{0bi} / n_{0i} \ll 1$), із загального дисперсійного рівняння (11) отримуємо дисперсійне рівняння для магнітозвукових хвиль:

$$(k v_A)^2 = \frac{n_0}{n_{0i}} \frac{m}{m_i} \frac{1}{z} \frac{A_0(z)}{z} - 4z \frac{A_1(z)}{l^2} - 2 \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} (k_x v_{Tbi})^2 A_{0bi} = 0, \quad (19)$$

де k — модуль хвильового вектора ($k^2 = k_x^2 + k_z^2$), і для спрощення запису використано позначення $A_{0bi} = A_0(z_{bi})$.

Записуючи рівняння (19) у вигляді квадратного рівняння, для дисперсійного рівняння магнітозвукових хвиль отримуємо

$$2 \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{1}{z_{bi}} \frac{A_{0bi}}{z_{bi}} - 4z_{bi} \frac{A_{1bi}}{l^2} (k_z v_{0bi}) - (k v_A)^2 = 0,$$

$$2 \frac{n_{bi}}{n_{0i}} (k_x v_{Tbi})^2 A_{0bi} - \frac{n_{bi}}{n_{0i}} \frac{1}{z_{bi}} \frac{A_{0bi}}{z_{bi}} - 4z_{bi} \frac{A_{1bi}}{l^2} (k_z v_{0bi})^2 = 0, \quad (20)$$

де для спрощення запису використано позначення $A_{0bi} = A_0(z_{bi}), A_{1bi} = A_1(z_{bi})$.

З (20) легко отримуємо такий розв'язок для магнітозвукових хвиль:

$$b = \sqrt{b^2 - c}, \quad (21)$$

де

$$b = \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{1}{z_{bi}} \frac{A_{0bi}}{z_{bi}} - 4z_{bi} \frac{A_{1bi}}{l^2} (k_z v_{0bi}),$$

$$c = (k v_A)^2 \frac{2 n_{0bi}}{n_{0i}} (k_x v_{Tbi})^2 A_{0bi} \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{1}{z_{bi}} \frac{A_{0bi}}{z_{bi}} 4 z_{bi} \frac{A_{lbi}}{l^2} (k_z v_{0bi})^2.$$

У наближенні холодної плазми, тобто при нехтуванні тепловими членами, з (21) легко можна отримати розв'язок (5), отриманий з рівнянь ЧГЛ. Таким чином, розв'язок (21) описує одну з різновидів шлангової нестійкості, пов'язаної не з анізотропією температури [9, 36], а з динамічним тиском пучка (5).

Ми розглядаємо високошвидкісні магістралі ($v_{0bi} \ll v_A$) малої щільності ($n_{0bi} / n_{0i} \ll 1$). В цьому випадку величина $b^2 \ll 4c$, і розв'язок (21) можна спростити:

$$b = (k v_A)^2 \frac{2 n_{0bi}}{n_{0i}} (k_x v_{Tbi})^2 A_{0bi} \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{(1 - A_{0bi})}{z_{bi}} 4 z_{bi} \frac{A_{lbi}}{l^2} (k_z v_{0bi})^2. \quad (22)$$

Порівняємо розв'язки для альвенівських хвиль [42] і магнітозвукових хвиль (22). З'ясуємо, у чому полягає відмінність і схожість механізмів генерації хвиль.

В роботі [42] ми нехтували малою поправкою до дійсної частини частоти, тому для порівняння розв'язок для магнітозвукових хвиль (22) запишемо у тому ж наближенні:

$$b^2 = (k_x v_A)^2 \frac{2 n_{0bi}}{n_{0i}} (k_x v_{Tbi})^2 A_{0bi} (k_z v_A)^2 \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{1}{z_{bi}} \frac{A_{0bi}}{z_{bi}} 4 z_{bi} \frac{A_{lbi}}{l^2} (k_z v_{0bi})^2, \quad (23)$$

де так само нехтуємо поправкою до дійсної частини частоти $b = 0$.

Для альвенівських хвиль з роботи [42] маємо

$$b^2 = (k_z v_A)^2 \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{1}{z_{bi}} \frac{A_{0bi}}{z_{bi}} (k_z v_{0bi})^2. \quad (24)$$

З виразу (23) видно, що у розв'язку для магнітозвукових хвиль, як і для альвенівських хвиль (24), є множник при члені $(k_z v_{0bi})^2$, відповідальному за тиск пучка. Хоча цей множник трохи відрізняється від альвенівського, але, як і для альвенівських хвиль, він зменшує тиск пучка на магнітне поле при великих z_{bi} . Таким чином, для магнітозвукових хвиль також характерним є ефект впливу скінченного ларморівського радіуса на розвиток нестійкості.

Порівняємо більш прості вирази для магнітозвукової і альвенівської дисперсії. Для цього запишемо (23) і (24) у наближенні $z_{bi} \ll 1$.

При $z_{bi} \ll 1$ для розв'язку, що описує шлангову нестійкість магнітозвукових хвиль, із (23) маємо

$$k_x^2 v_A^2 - 2 \frac{n_{0bi}}{n} (k_x v_{Tbi})^2 - (k_z v_A)^2 - \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} (k_z v_{0bi})^2. \quad (25)$$

При $z_{bi} \ll 1$ для розв'язку, що описує шлангову нестійкість альвенівських хвиль, із (24) маємо

$$(k_z v_A)^2 - \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} (k_z v_{0bi})^2. \quad (26)$$

З порівняння дисперсій (25) і (26) видно, що при похилому поширенні магнітозвукових хвиль розвиток шлангової нестійкості більш ускладнений, ніж при похилому поширенні альвенівських хвиль. Це вносить суттєві корективи у характеристики генерованих збурень.

Відзначимо також, що для малих довжин хвиль $k_x v_{Tbi} / v_{Bi} \ll 1$, для пучків протонів, що мають досить велику температуру, протони пучка перестають бути вмероженими і чинять менший тиск на збурення магнітного поля, що ускладнює розвиток нестійкості. У розв'язках для магнітозвукових і альвенівських хвиль (23), (24) цей ефект враховується наявністю у цих рівняннях функцій A_{0bi} і A_{1bi} . Із зменшенням довжини хвиль ($k_x \ll 1$) ці функції прямують до нуля, тому хвилі з досить малими поперечними масштабами довжин хвиль ($z_{bi} \ll 1$) не генеруються.

Отримаємо основні характеристики магнітозвукових збурень, які генеруються у протонно-електронній плазмі, в результаті поширення в ній високошвидкісних протонних пучків.

Критерій розвитку нестійкості. З розв'язку (23) видно, що при похилому поширенні магнітозвукових хвиль розвитку нестійкості протидіє поперечний тиск магнітного поля і поперечний тепловий тиск частинок пучка. Вплив поперечного тиску зникає при поздовжньому поширенні. Крім того, розвитку нестійкості при $z_{bi} \ll 1$ заважає втрата вмероженості частинок і внаслідок цього — менший тиск пучка на збурення магнітного поля. Цей несприятливий фактор так само зникає при поздовжньому поширенні магнітозвукових хвиль. Таким чином, найбільш сприятливі умови для розвитку нестійкості створюються при поздовжньому поширенні магнітозвукових хвиль. Для поздовжнього поширення $k_x = 0$ з виразу (23) отримуємо розв'язок

$$(k_z v_A)^2 - \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} (k_z v_{0bi})^2, \quad (27)$$

який повністю збігається з аналогічним розв'язком для альвенівських хвиль (26).

З (27) легко знаходимо критерій розвитку шлангової нестійкості магнітозвукових хвиль:

$$a_{Fl} = \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{v_{0bi}}{v_A} \approx 1, \quad (28)$$

який, як і слід було очікувати, повністю збігається з критерієм розвитку шлангової нестійкості альвенівських хвиль [42].

Швидкість поширення збурень. У розв'язку (22) величина b при розвитку нестійкості дає внесок в дійсну частину частоти і визначає швидкість руху наростаючих збурень у системі відліку, пов'язаній з фоновими протонами. Використовуючи розв'язок (22), легко знайти швидкість руху збурень.

Для поздовжньої групової швидкості з (22) отримуємо

$$v_{gz} = \frac{\text{Re}}{k_z} \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{1}{z_{bi}} \frac{A_{0bi}}{z_{bi}} 4z_{bi} \frac{A_{lbi}}{l^2} v_{0bi}, \quad (29)$$

а для поперечної —

$$v_{gx} = \frac{\text{Re}}{k_x} 2 \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{1}{z_{bi}} \frac{A_{0bi}}{z_{bi}} \frac{z_{bi} A_{0bi}}{z_{bi}^2} 4z_{bi} \frac{A_{lbi}}{l^2} \frac{z_{bi} A_{lbi}}{l^2} \sqrt{z_{bi}} \frac{k_z v_{0bi}}{B_i} v_{Tbi}. \quad (30)$$

Проаналізуємо поведінку швидкостей для різних значень параметра z_{bi} .

З (29) можна показати, що поздовжня швидкість руху збурень досягає свого максимального значення при великих поперечних довжинах хвиль $z_{bi} \gg 1$

$$v_{gz} = \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} v_{0bi}. \quad (31)$$

Із зменшенням довжини поперечної хвилі швидкість руху зменшується. Для великих значень поперечного хвильового вектора $z_{bi} \gg 1$ формулу (29) можна записати у простішому вигляді:

$$v_{gz} = \sqrt{\frac{3}{18z_{bi}}} \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} v_{0bi}. \quad (32)$$

Видно, що для великих $z_{bi} \gg 1$ поздовжня швидкість збурень зменшується прямо пропорційно поперечній довжині хвилі.

З виразу (30) можна показати, що поперечна швидкість руху збурень досягає свого максимального значення при $z_{bi} \approx 0.152$. Формулу (30) для таких значень z_{bi} можна записати у вигляді

$$v_{gx} = 1.33 \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{k_z v_{0bi}}{B_i} v_{Tbi}. \quad (33)$$

Для малих значень $z_{bi} \ll 1$ поперечна швидкість, на відміну від поздовжньої швидкості, зі зменшенням z_{bi} зменшується:

$$v_{gx} = \frac{11}{2} \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \sqrt{z_{bi}} \frac{k_z v_{0bi}}{v_{Bi}} v_{Tbi}. \quad (34)$$

Для великих значень $z_{bi} \gg 1$ поперечна швидкість, як і поздовжня, зі збільшенням z_{bi} також зменшується:

$$v_{gx} = \sqrt{\frac{3}{18}} \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} z_{bi}^{-1} \frac{k_z v_{0bi}}{v_{Bi}} v_{Tbi}. \quad (35)$$

Відзначимо, що швидкість збурень істотно залежить від щільності пучка, щільність якої значно менша від щільності фонових протонів $n_{0bi} / n_{0i} \ll 1$, тому швидкість руху збурень може бути великою тільки для дуже високошвидкісних пучків. У реальних умовах звичайно швидкість руху збурень менша, або значно менша за альвенівську швидкість, бо найчастіше виконується умова $(n_{0bi} / n_{0i}) v_{0bi} / v_A \ll 1$.

Максимальний кут нахилу хвильового вектора. Максимальний кут нахилу хвильового вектора легко знаходимо з розв'язку (22) з умови рівності нулеві підкореневого виразу:

$$\text{tg}^2_{\max} = \frac{k_x^2}{k_z^2} \frac{\frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{v_{0bi}^2}{v_A^2} \left(1 - \frac{A_{0bi}}{z_{bi}}\right)^2}{1 - 2 \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{v_{Tbi}}{v_A} \frac{A_{0bi}}{z_{bi}} + \frac{A_{0bi}^2}{z_{bi}^2}}, \quad (36)$$

Для малих значень $z_{bi} \gg 1$ (36) для максимального кута нахилу хвильового вектора магнітозвукових хвиль отримуємо

$$\text{tg}^2_{\max} = \frac{k_x^2}{k_z^2} \frac{\frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{v_{0bi}^2}{v_A^2}}{1 - 2 \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{v_{Tbi}}{v_A}}, \quad (37)$$

Порівняємо з аналогічним виразом для кута нахилу хвильового вектора альвенівських хвиль, при розвитку шлангової нестійкості, викликаної тиском пучка. Для максимального кута нахилу альвенівських хвиль [42] маємо

$$\text{tg}^2_{\max} = \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{u_{zbi}^2}{v_{Tbi}^2} \left/ \frac{k_z v_A^2}{v_{Bi}^2} \right. . \quad (38)$$

Видно, що максимальний кут нахилу хвильового вектора альвенівських хвиль істотно залежить від величини поздовжнього хвильового вектора. При $k_z = 0$ значення кута $\theta_{\max} = \pi/2$, тому нестійкими

будуть хвилі з довільним кутом нахилу хвильового вектора. Обмеження, які накладаються на максимальний кут нахилу для магнітозвукових хвиль, набагато сильніші, ніж для альвенівських хвиль. Великі кути нахилу хвильового вектора можливі тільки для дуже швидкісних пучків, які мають досить велику щільність: $(n_{0bi} / n_{0i})(v_{0bi} / v_A)^2 \ll 1$.

Максимум інкремента. Оцінимо максимум інкремента шлангової нестійкості. Розв'язок (22) отримано у наближенні низькочастотності хвиль $(\beta / \beta_i)^2 \ll 1$, тоді як із розв'язку (22) видно, що із збільшенням поздовжнього хвильового вектора частота хвилі збільшується і може перевищити циклотронну частоту, тобто вийти за межі застосовності обчислень. Вибираючи для грубих оціночних значень частоти значення трохи більше, ніж на порозі застосовності наближень $(\beta / \beta_i)^2 \ll 1$, тобто $\beta / \beta_i \sim 0.5$, для грубих оціночних значень максимуму інкремента отримуємо

$$\omega_{\max} \sim 0.5 \beta_i. \quad (39)$$

Перейдемо безпосередньо до розгляду поширення високошвидкісних пучків протонів у передударній області головної ударної хвилі Землі і ударної хвилі від наднових.

ГЕНЕРУВАННЯ МАГНІТОЗВУКОВИХ ХВИЛЬ У СОНЯЧНОМУ ВІТРІ ПЕРЕД ГОЛОВНОЮ УДАРНОЮ ХВИЛЕЮ ЗЕМЛІ І В УДАРНИХ ХВИЛЯХ ВІД НАДНОВИХ ПУЧКАМИ ВІДБИТИХ ПРОТОНІВ

Однією з особливостей поширення ударних хвиль у космічній плазмі є те, що на передньому фронті ударної хвилі відбувається прискорення заряджених частинок, в результаті чого в середовищі виникають високошвидкісні пучки. Це добре видно на прикладі головної ударної хвилі Землі, для якої доступні прямі вимірювання з допомогою супутників.

Пучки заряджених частинок, які спостерігаються перед головною ударною хвилею Землі, можна розділити на чотири основних типи — електронні пучки, відбиті протонні, проміжні протонні і дифузійні протонні пучки [19—21, 32, 46—48, 50, 57]. Всі ці типи пучків істотно відрізняються один від одного своїми характеристиками: швидкістю, щільністю, температурою та її анізотропією, і має свою просторову локалізацію і область генерації. Пучки електронів формуються в області квазіпоперечної ударної хвилі при кутах $\beta_n \approx 90^\circ$ (β_n — кут між напрямком магнітного поля і нормаллю до фронту ударної хвилі), і, поширюючись у сонячному вітрі, утворюють так звану електронну передударну область [21, 50]. Безпосередньо до області генерації електронних пучків прилягає область генерації відбитих пучків, ці пучки формуються і прискорюються в області квазіпоперечної ударної хвилі

($B_n > 45$) і характеризуються насамперед дуже високою швидкістю поширення аж до $5v_{sw}$ (v_{sw} — швидкість сонячного вітру), високою температурою $7 \cdot 10^6$ К і високим ступенем анізотропії температури, аж до $T_{\perp} / T_{\parallel} \approx 9$ [21], тепла швидкість таких пучків менша від напрямленої швидкості руху пучка, але значно більша від теплової швидкості фонові плазми. В області квазіпоздовжньої ударної хвилі ($B_n < 45$) формуються дифузійні протонні пучки, які відрізняються дуже високою температурою (до 10^8 К при температурі фонові плазми порядку 10^5 К) і відносно невеликою швидкістю руху порядку v_{sw} . Для таких пучків тепла швидкість значно більша від напрямленої швидкості пучка. В області $B_n \approx 45$ розташована область генерації пучків проміжних протонів, їхні характеристики є перехідними від відбитих пучків до дифузійним і відповідно у просторі вони займають проміжну область між відбитими і дифузійними пучками протонів.

Пучки відбитих протонів мають найбільшу швидкість серед усіх пучків, які формуються в області головної ударної хвилі Землі і досить велику щільність, щоб викликати нестійкість, тому як приклад реалізації шлангової нестійкості магнітозвукових хвиль розглянемо нестійкість, викликану поширенням високошвидкісних пучків відбитих протонів у сонячному вітрі перед головною ударною хвилею Землі. Для відбитих пучків у області головної ударної хвилі Землі маємо [21, 32, 50, 57] $v_{obi} \sim (2...4)v_{sw} = 800...1600$ км/с, $T_{bi} \sim 7 \cdot 10^6$ К ($v_{Tbi} = 415$ км/с), $n_{obi} = 0.02...0.8$ см⁻³ (середнє значення $n_{obi} = 0.1$ см⁻³), при середньому значенні щільності фонові плазми (щільності протонів сонячного вітру) $n_{oi} = 5$ см⁻³, середній температурі фонових протонів $T_i \sim 10^5$ К, ($v_{Ti} = 50$ км/с), середніх значеннях альвенівської швидкості v_A

80 км/с, середній швидкості сонячного вітру $v_{sw} = 400$ км/с, циклотронній частоті протонів $\omega_{Bi} \sim 0.5$ с⁻¹ і ларморівському радіусі фонових протонів $r_{Ti} \sim 100$ км. Звернемо увагу на те, що швидкості пучків тут і далі приведено у пов'язаній з сонячним вітром системі відліку, у якій фонові протони є нерухомими.

Оцінімо можливість розвитку нестійкості. Використаємо критерій розвитку шлангової нестійкості магнітозвукових хвиль (28). Для величини a_{Fh} з (28) і даних спостережень отримуємо $a_{Fh} = 0.4...64$. Для середніх значень параметрів пучків відбитих протонів маємо $a_{Fh} = 4.5$. Через те що для розвитку нестійкості необхідно, щоб величина a_{Fh} була більшою від одиниці, очевидно, що в сонячному вітрі при наявності відбитих протонів практично завжди розвивається шлангова нестійкість магнітозвукових хвиль.

Оцінімо швидкість поширення збурень. З формули (31) для максимальної швидкості поширення збурень уздовж силових ліній магнітного поля, в залежності від величини щільності і швидкості пучка, отримуємо $v_{gz} = 3.2...256$ км/с. Для середніх значень параметра пучка відбитих протонів для максимальної поздовжньої швидкості маємо $v_{gz} = 24$ км/с.

З оцінок випливає, що швидкість руху збурень як мінімум менша від швидкості сонячного вітру $v_{sw} \approx 400$ км/с, а у більшості випадків — значно менша від швидкості сонячного вітру. Іншими словами, збурення, які генеруються в області поширення пучків відбитих протонів, досить швидко зносяться в область поширення проміжних, а потім і дифузійних протонів, ближче до фронту головної ударної хвилі Землі.

Оцінимо максимальний кут нахилу хвильового вектора генерованих збурень. З формули (37) отримуємо $\theta_{max} = 0^\circ \dots 68^\circ$. Для середніх значень параметра пучка відбитих протонів для максимального кута нахилу маємо $\theta_{max} \approx 61^\circ$. Таким чином, для магнітозвукових хвиль, навіть для дуже малих значень хвильового вектора, є дуже сильні обмеження на кут нахилу хвильового вектора генерованих збурень. Це істотно відрізняє шлангову нестійкість магнітозвукових хвиль від шлангової нестійкості альвенівських хвиль, для яких істотні обмеження на хвильовий вектор існують тільки для дуже великих значень хвильового вектора, довжина хвиль в цьому випадку повинна бути більшою чи порядку ларморівського радіуса пучка протонів [42]. При малих значеннях хвильового вектора для альвенівських хвиль обмежень на кут нахилу хвильового вектора практично немає [42].

Оцінимо максимум інкремента. З формули (39) отримуємо оцінку $\gamma_{max} \approx 0.25$ с⁻¹. З оцінки випливає, що в області поширення відбитих пучків максимум інкремента досягає практично свого максимального можливого для низькочастотних хвиль значення, близького до циклотронної частоти протонів.

Розглянемо тепер генерацію збурень магнітозвукового типу перед фронтом ударної хвилі, яка поширюється від наднової.

Використовуючи аналогію між головною ударною хвилею Землі і ударною хвилею, яка поширюється від наднової, можна оцінити щільності, швидкості, температури пучків, які повинні формуватися перед такими ударними хвилями. Використовуючи дані для міжзоряного середовища і ударних хвиль у залишках наднових [14, 17, 18] $n_{oi} \sim 0.01$ см⁻³, $B \sim 1$ мкГс, $v_{шок} = 3 \dots 40$ Мм/с, $v_{Bi} \sim 0.001$ с⁻¹, $v_A \approx 20$ км/с, для параметрів пучка, за аналогією з параметрами відбитих пучків перед головною ударною хвилею Землі, отримуємо $v_{obi} = (2 \dots 4)v_{шок} = 6 \dots 160$ Мм/с, $n_{obi} / n_{oi} = 0.004 \dots 0.16$, $v_{Tbi} \sim v_{шок} = 3 \dots 40$ Мм/с, при середній щільності пучка $n_{obi} / n_{oi} \approx 0.02$.

Оцінимо можливість розвитку шлангової нестійкості у міжзоряному середовищі. З критерію розвитку нестійкості (28) для щільності, необхідної для розвитку нестійкості, отримуємо оцінку $n_{obi} / n_{oi} > (v_A / v_{obi})^2 = 1.1 \cdot 10^{-5} \dots 1.5 \cdot 10^{-8}$. Враховуючи, що за даними спостережень перед головною ударною хвилею Землі відносна щільність таких пучків порядку $n_{obi} / n_{oi} \sim 0.01$, можна зробити висновок, що така нестійкість у міжзоряному середовищі перед ударною хвилею, яка поширюється від наднової, має розвиватися обов'язково. Крім того, на-

віль пучки, які мають набагато меншу щільність, можуть викликати розвиток шлангової нестійкості, як альвенівських [42], так і магнітозвукових хвиль.

Оцінимо швидкість поширення збурень. З формули (31) для максимальної швидкості поширення збурень уздовж силових ліній магнітного поля, в залежності від щільності і швидкості пучка, отримуємо $v_{gz} = 24 \dots 25600$ км/с. З оцінок швидкості руху збурень у міжзоряному середовищі випливає, що швидкість руху збурень значно менша за швидкість руху ударної хвилі, тому ударна хвиля поступово доганяє генеровані збурення, внаслідок чого збурення з часом переходять з області поширення відбитих пучків в область поширення дифузійних пучків, ближче до ударної хвилі. Слід також відзначити, що на відміну від головної ударної хвилі Землі максимальна швидкість поширення збурень у міжзоряному середовищі завжди більша або значно більша від альвенівської швидкості $v_A \approx 20$ км/с. Крім того, швидкість руху в деяких випадках може досягати дуже великих значень $v_{gz} = 25600$ км/с.

Оцінимо максимальний кут нахилу хвильового вектора генерованих збурень. З формули (37) отримуємо $\alpha_{\max} = 54.6^\circ \dots 70.5^\circ$. Як видно з оцінок, максимальний кут нахилу, на відміну від головної ударної хвилі Землі, слабо залежить від параметрів пучка. Така поведінка максимального кута нахилу можна легко пояснити. Швидкості пучків, що поширюються від спалахів наднових у міжзоряному середовищі, дуже великі, такі що навіть при малій щільності пучків справедливі співвідношення $(n_{0bi} / n_{0i})(v_{0bi} / v_A)^2 \gg 1$ і $(n_{0bi} / n_{0i})(v_{Tbi} / v_A)^2 \gg 1$, тому вираз (37) для максимального кута нахилу хвильового вектора можна наближено записати у вигляді

$$\operatorname{tg}^2 \alpha_{\max} = \frac{k_x^2}{k_z^2} \approx 0.5 \frac{v_{0bi}^2}{v_{Tbi}^2}, \quad (40)$$

Як видно з формули (40), максимальний кут нахилу не залежить від щільності пучка, а залежить тільки від відношення спрямованої та теплової швидкості пучка. Так як відношення швидкостей пучка менше змінюються від пучка до пучка, ніж щільності пучка, а нестійкість розташована далеко від порогу, максимальний кут нахилу для ударних хвиль у міжзоряному середовищі менше залежить від параметрів пучка, ніж перед головною ударною хвилею Землі.

Оцінимо максимум інкремента. З формули (39) отримуємо значення $\gamma_{\max} \approx 0.5 \omega_{Bi} \sim 5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. З оцінки випливає, що в області поширення відбитих пучків, як і перед головною ударною хвилею Землі, максимум інкремента досягає практично свого максимально можливого для низькочастотних хвиль значення, близького до циклотронної частоти протонів.

ВИСНОВКИ

В даній роботі розглянуто шлангову нестійкість магнітозвукових хвиль, зумовлену тиском пучка протонів. Є суттєві відмінності між температурною шланговою нестійкістю [3, 4, 9, 13, 24, 25, 36] і шланговою нестійкістю, викликаною тиском пучка [34, 42, 37]. Одна з основних відмінностей полягає в тому, що температурна шлангова нестійкість може розвиватися тільки у плазмі скінченного, або високого тиску $\beta_i > 1$, коли тепловий тиск частинок плазми перевищує тиск магнітного поля. Для шлангової нестійкості, викликаної тиском пучка, таких обмежень немає. Якщо високошвидкісний пучок, навіть малої щільності, вторгається в область плазми низького тиску, він може легко викликати нестійкість, генеруючи збурення як альвенівського [42], так і магнітозвукового типу. Слід також зазначити, що є суттєві відмінності в генерації альвенівських хвиль і магнітозвукових хвиль. Ці відмінності виявляються насамперед у куті нахилу генерованих збурень. Якщо для альвенівських хвиль при малих хвильових векторах практично немає обмежень на кут нахилу хвильового вектора, тобто можуть генеруватися практично квазіпоперечні збурення, то для магнітозвукових хвиль є істотні обмеження на кут нахилу навіть при малих хвильових векторах. Як показано в даній роботі, кут нахилу збурень магнітозвукового типу, які генеруються як перед головною ударною хвилею Землі, так і в ударних хвилях від наднових, не перевищує 70° . Слід також відзначити, що температура пучка може чинити істотний вплив на характеристики генеруються збурення як альвенівських [42], так і магнітозвукових хвиль.

Пучки заряджених частинок — досить широко поширене явище в космічній плазмі. Вони виникають у різних астрофізичних об'єктах, у яких спостерігаються різноманітні активні процеси (зірки, ударні хвилі, магнітосфери планеттощо) і поширюються у міжпланетному та міжзоряному середовищі на великі відстані. Як показує аналіз, такі пучки, навіть маючи дуже маленьку щільність, можуть призводити до нестійкості як альвенівських, так і магнітозвукових хвиль. Дійсно, як показав аналіз, для міжзоряного середовища відносна щільність таких пучків може бути малою, порядку $n_{0bi} / n_{0i} \sim 10^{-8}$. Враховуючи, що щільність міжзоряного середовища так само маленька $n_{0i} \sim 0.01 \text{ см}^{-3}$, для пучків протонів, які можуть викликати нестійкість, отримуємо дуже маленькі значення $n_{0bi} \sim 10^{-10} \text{ см}^{-3}$. Очевидно, що високошвидкісні пучки протонів, маючи такі малі значення порогової щільності, легко викликають низькочастотну турбулентність у міжпланетному та міжзоряному середовищі, що в свою чергу призводить до нагрівання, гальмування (прискорення) частинок, перерозподілу енергії поступального руху в теплову і т. д. Тому процес формування і поширення ударних хвиль, мабуть, має більш складний характер, ніж просте поширення ударної хвилі. Дійсно, на фронті ударної хвилі відбувається прискорення частинок і формування пучків протонів, тому частина

енергії ударних хвиль перетворюється в енергію прискорених частинок. Пучки протонів, поширюючись перед ударною хвилею, починають генерувати низькочастотні хвилі, які, в свою чергу, зносяться в область ударних хвиль і призводять як до нагрівання ударної хвилі, так і до формування турбулентної передударної області, у якій, у випадку ударних хвиль від наднових, відбувається прискорення міжзоряного середовища, а у випадку головної ударної хвилі Землі — гальмування сонячного вітру. Таким чином, процес формування ударних хвиль має досить складний характер, а пучки протонів можуть відігравати дуже істотну роль у процесах формування, поширення ударних хвиль та їхньої взаємодії з середовищем, в якому вони поширюються.

ФІНАНСУВАННЯ РОБОТИ

Робота фінансувалась у рамках планового фінансування установ Національної академії наук України.

1. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. П. *Основы электродинамики плазмы*. М.: Высшая школа, 1978. 407 с.
2. Баранов В. Б., Краснобаев К. В. *Гидродинамическая теория космической плазмы*. М.: Наука, 1977. 336 с.
3. Веденов А. А., Велихов Е. П., Сагдеев Р. З. Устойчивость плазмы. *УФН*. 1961. 73. № 4. С. 701—766.
4. Веденов А. А., Сагдеев Р. З. О некоторых свойствах плазмы с анизотропным распределением скоростей ионов в магнитном поле. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций*. М.: АН СССР. 1958. 3. С. 278—284.
5. Войтенко Ю. М., Кришталь А. Н., Куц С. В. и др. Генерация кинетических альвеновских волн в переходной области солнечного ветра. *Геомагнетизм и аэронаука*. 1990. 30. № 6. С. 901—907.
6. Войтенко Ю. М., Кришталь А. Н., Маловичко П. П. и др. Генерация кинетических альвеновских волн и их роль в нагреве корональных петель. *Кинематика и физика небес. тел.* 1990. 6, № 2. С. 61—65.
7. Войтенко Ю. М., Кришталь А. Н., Маловичко П. П. и др. Токовая неустойчивость и генерация кинетических альвеновских волн в магнитосфере Земли. *Геомагнетизм и аэронаука*. 1990. 30, № 3. С. 402—406.
8. Войтенко Ю. М., Лихачев А. А., Юхимук А. К. Низкочастотные гидромагнитные волны возбуждения в солнечном ветре. *Геофизический журнал*. 1980. 2. № 6. С. 76—81.
9. Кролл Н., Трайвелпис А. *Основы физики плазмы*. М.: Мир, 1975. 525 с.
10. Маловичко П. П., Кришталь А. Н., Юхимук А. К. Влияние неоднородностей температуры на генерацию кинетических альвеновских волн в магнитосфере Земли. *Кинематика и физика небес. тел.* 2006. 22. № 1. С. 58—64.
11. Маловичко П. П., Юхимук А. К. Токовая неустойчивость и генерация альвеновских волн в корональных петлях. *Кинематика и физика небес. тел.* 1992. 8. № 1. С. 20—23.
12. Трубников Б. А. *Теория плазмы*. М.: Энергоатомиздат, 1996. 461 с.
13. Achterberg A. Mirror, firehose and cosmic-ray-driven instabilities in a high-beta plasma. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2013. 436. № 1. P. 705—717.
14. Amato E., Blasi P. A kinetic approach to cosmic-ray-induced streaming instability at

- supernova shocks. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2009. 392. № 4. P. 1591—1600.
15. Artemyev A. V., Petrukovich A. A., Nakamura R., et al. Statistics of intense dawn-dusk currents in the Earth's magnetotail. *J. Geophys. Res.* 2015. 120. № 5. P. 3804—3820.
16. Bavassano Cattaneo M. B., Basile C., Moreno G., et al. Evolution of mirror structures in the magnetosheath of Saturn from the bow shock to the magnetopause. *J. Geophys. Res.* 1998. 103. № A6. P. 11961—11972.
17. Bell A. R. Turbulent amplification of magnetic field and diffusive shock acceleration of cosmic rays. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2004. 353. № 2. P. 550—558.
18. Bell A. R. The interaction of cosmic rays and magnetized plasma. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2005. 358. № 1. P. 181—187.
19. Bonifazi C., Moreno G. Reflected and diffuse ions backstreaming from the Earth's bow shock 1. Basic properties. *J. Geophys. Res.* 1981. 86. № A6. P. 4397—4404.
20. Bonifazi C., Moreno G. Reflected and diffuse ions backstreaming from the Earth's bow shock 2. Origin. *J. Geophys. Res.* 1981. 86. № A6. P. 4405—4413.
21. Burgess D., Möbius E., Scholer M. Ion Acceleration at the Earth's Bow Shock. *Space Sci. Rev.* 2012. 173. № 1-4. P. 5—47.
22. Bykov A. M., Osipov S. M., Ellison D. C. Cosmic ray current driven turbulence in shocks with efficient particle acceleration: the oblique, long-wavelength mode instability. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2011. 410. № 1. P. 39—52.
23. Cao J. B., Fu H. S., Zhang T. L., et al. Direct evidence of solar wind deceleration in the foreshock of the Earth. *J. Geophys. Res.* 2009. 114. № A2. P. A02207.
24. Chen C. H. K., Matteini L., Schekochihin A. A., et al. Multi-species measurements of the firehose and mirror instability thresholds in the solar wind. *Astrophys. J. Let.* 2016. 825. № 2. L26.
25. Chen L., Wu D. J. Kinetic Alfvén wave instability driven by electron temperature anisotropy in high-plasmas. *Phys. Plasmas.* 2010. 17. № 6. 062107.
26. Chen L., Wu D. J., Zhao G. Q., et al. Excitation of kinetic Alfvén waves by fast electron beams. *Astrophys. J.*, 2014, 793, 13.
27. Cramer N. F. *The physics of Alfvén waves*. Wiley, 2001. 298 p.
28. Gary S. P. Electromagnetic ion/ion instabilities and their consequences in space plasmas: a review. *Space Sci. Rev.* 1991. 56. P. 373—415.
29. Hasegawa A. Drift mirror instability in the magnetosphere. *Phys. Fluids.* 1969. 12. № 12. P. 2642—2650.
30. Hellinger P. Comment on the linear mirror instability near the threshold. *Phys. Plasmas.* 2007. 14. № 8. 082105.
31. Joy S. P., Kivelson M. G., Walker R. J., et al. Mirror mode structures in the Jovian magnetosheath. *J. Geophys. Res.* 2006. 111. № A12. A12212. doi:10.1029/2006JA011985.
32. Kronberg E. A., Bučik R., Haaland S., et al. On the origin of the energetic ion events measured upstream of the Earth's bow shock by STEREO, Cluster, and Geotail. *J. Geophys. Res.* 2011. 116. № A2. P. A02210.
33. Kryshtal A. N., Voitsekhovska A. D., Gerasimenko S. V., et al. Effect of small-scale Bernstein turbulence on low-frequency plasma waves in the preflare solar chromosphere. *Kinematics Phys. Celestial Bodies.* 2017. 33. № 4. P. 149—165.
34. Kunz M. W., Schekochihin A. A., Chen C. H. K., et al. Inertial-range kinetic turbulence in pressure-anisotropic astrophysical plasmas. *J. Plasma Phys.* 2015. 81. № 5. 325810501.
35. Liu Y., Richardson J. D., Belcher J. W., et al. Plasma depletion and mirror waves ahead of interplanetary coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.* 2006. 111. № A9. A09108.
36. Malovichko P. P. Stability of magnetic configurations in the solar atmosphere under temperature anisotropy conditions. *Kinematics Phys. Celestial Bodies.* 2008. 24. № 5. P. 236—241.
37. Malovichko P. P. Generation of low-frequency magnetic field disturbances in coronal

- loops by proton and electron beams. *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 2010. 26. № 2. P. 62—70.
38. Malovichko P. P. Properties of dispersive Alfvén waves: 1. Kinetics (very low, intermediate, and low density plasmas). *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 2013. 29. № 6. P. 269—284.
39. Malovichko P. P. Properties of dispersive Alfvén waves: 2. Kinetics (finite and high density plasmas). *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 2014. 30. № 1. P. 22—31.
40. Malovichko P. P. Properties of dispersive Alfvén waves: 3. Hydrodynamics (very low, intermediate, and low density plasmas). *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 2014. 30. № 4. P. 196—209.
41. Malovichko P. P. Properties of dispersive Alfvén waves: 4. Hydrodynamics (finite and high-pressure plasmas). *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 2014. 30. № 5. P. 223—233.
42. Malovichko P. P. Excitation of alfvén turbulence in the solar wind ahead of the Earth bow shock by beams of high-velocity protons. *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 2016. 32. № 3. P. 86—99.
43. Malovichko P., Voitenko Y., De Keyser J. Compensated-current instability of kinetic Alfvén waves. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2015, 452. № 4. P. 4236—4246.
44. Malovichko P. P., Voitenko Y. M., De Keyser J. Non-resonant Alfvénic instability activated by high temperature of ion beams in compensated-current astrophysical plasmas. *Astron. and Astrophys.* 2018. 615, July. A169.
45. Matteini L., Hellinger P., Goldstein B. E., et al. Signatures of kinetic instabilities in the solar wind. *J. Geophys. Res.* 2013. 118. № A6. P. 2771—2782.
46. Meziane K., Wilber M., Hamza A. M., et al. Evidence for a high-energy tail associated with foreshock field-aligned beams. *J. Geophys. Res.* 2007. 112. № A1. P. A01101.
47. Mobius E., Scholer M., Sckopke N., et al. The distribution function of diffuse ions and the magnetic field power spectrum upstream of Earth's bow shock. *J. Geophys. Res. Lett.* 1987. 14. № 7. P. 681—684.
48. Oka M., Terasawa T., Saito Y., Mukai T. Field-aligned beam observations at the quasi-perpendicular bow shock: generation and shock angle dependence. *J. Geophys. Res.* 2005. 110. A05101.
49. Parker E. N. Dynamical instability in an anisotropic ionized gas of low density. *Phys. Rev.* 1958. 109. № 6. P. 1874—1876.
50. Paschmann G., Sckopke N., Papamastorakis I., et al. Characteristics of reflected and diffuse ions upstream from the Earth's bow shock. *J. Geophys. Res.* 1981. 86. № A6. P. 4355—4364.
51. Pokhotelov O. A., Sagdeev R. Z., Balikhin M. A., et al. Nonlinear mirror waves in non-Maxwellian space plasmas. *J. Geophys. Res.* 2008. 113. № A4. A04225.
52. Rosin M. S., Schekochihin A. A., Rincon F., et al. A non-linear theory of the parallel firehose and gyrothermal instabilities in a weakly collisional plasma. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2011. 413. № 1. P. 7—38.
53. Russell C. T., Huddleston D. E., Strangeway R. J., et al. Mirror mode structures at the Galileo-Ito flyby: Observations. *J. Geophys. Res.* 1999. 104. № A8. P. 17471—17477.
54. Soucek J., Lucek E., Dandouras I. Properties of magnetosheath mirror modes observed by Cluster and their response to changes in plasma parameters. *J. Geophys. Res.* 2008. 113. № A4. A04203.
55. Stevens M. L., Kasper J. C. A scale free analysis of magnetic holes at 1 AU. *J. Geophys. Res.* 2007. 112. № A5. A05109.
56. Treumann R. A., Brostrom L., LaBelle J., et al. The plasma wave signature of a «magnetic hole» in the vicinity of the magnetopause. *J. Geophys. Res.* 1990. 95. № A11. P. 19099—19114.
57. Tsurutani B. T., Rodriguez P. Upstream waves and particles: An overview of ISEE re-

- sults. *J. Geophys. Res.* 1981. 86. № A6. P. 4317—4324.
58. Winske D., Leroy M. M. Diffuse ions produced by electromagnetic ion beam instabilities. *J. Geophys. Res.* 1984. 89. № A5. P. 2673—2688.
59. Winterhalter D., Neugebauer M., Goldstein B. E., et al. Ulysses field and plasma observations of magnetic holes in the solar wind and their relation to mirror-mode structures. *J. Geophys. Res.* 1994. 99. № A12. P. 23371—23381.
60. Zweibel E. G., Everett J. E. Environments for magnetic field amplification by cosmic rays. *Astrophys. J.* 2010. 709. № 2. P. 1412—1419.

REFERENCES

- Alexandrov A. F., Bogdankevich L. S., Rukhadze A. P. (1978) *Fundamentals of plasma electrodynamics*. M.: Vysshaya shkola. 407 (in Russian).
- Baranov V. B., Krasnobaev K. V. (1977) *Hydrodynamic theory of cosmic plasma*. M.: Nauka. 336 (in Russian).
- Vedenov A. A., Velikhov E. P., Sagdeev R. Z. (1961) Plasma stability. *Uspekhi Physicheskikh Nauk.* 73(4). 701—766 (in Russian).
- Vedenov A. A., Sagdeev R. Z. (1958) On some properties of a plasma with an anisotropic distribution of ion velocities in a magnetic field. *Plasma physics and the problem of controlled thermonuclear reactions*. M.: Acad. Sci. USSR. 3. 278—284 (in Russian).
- Voitenko Yu. M., Krishtal A. N., Kuts S. V., et al. (1990) Generation of kinetic Alfvén waves in the transition region of the solar wind. *Geomagnetizm i aeronomiya.* 30(6). 901—907 (in Russian).
- Voitenko Yu. M., Krishtal A. N., Malovichko P. P., et al. (1990) Generation of kinetic Alfvén waves and their role in the heating of coronal loops. *Kinematika i fizika nebes. tel.* 6(2). 61—65 (in Russian).
- Voitenko Yu. M., Krishtal A. N., Malovichko P. P., et al. (1990) Current instability and generation of kinetic Alfvén waves in the Earth's magnetosphere. *Geomagnetizm i aeronomiya.* 30(3). 402—406 (in Russian).
- Voitenko Yu. M., Likhachev A. A., Yuhimuk A. K. (1980) Low-frequency hydromagnetic waves of excitation in the solar wind. *Geofizicheskiy Zhurnal.* 2(6). 76—81 (in Russian).
- Kroll N., Travelvempis A. (1975) *Fundamentals of plasma physics*. M.: Mir. 525 (in Russian).
- Malovichko P. P., Krishtal A. N., Yuhimuk A. K. (2006) Influence of temperature inhomogeneities on the generation of kinetic Alfvén waves in the Earth's magnetosphere. *Kinematika i fizika nebes. tel.* 22(1). 58—64 (in Russian).
- Malovichko P. P., Yuhimuk A. K. (1992) Current instability and generation of Alfvén waves in coronal loops. *Kinematika i fizika nebes. tel.* 8(1). 20—23 (in Russian).
- Trubnikov B. A. (1996) *Plasma theory*. M.: Energoatomizdat. 461 (in Russian).
- Achterberg A. (2013) Mirror, firehose and cosmic-ray-driven instabilities in a high-plasma. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 436(1). 705—717.
- Amato E., Blasi P. (2009) A kinetic approach to cosmic-ray-induced streaming instability at supernova shocks. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 392(4). 1591—1600.
- Artemyev A. V., Petrukovich A. A., Nakamura R., et al. (2015) Statistics of intense dawn-dusk currents in the Earth's magnetotail. *J. Geophys. Res.* 120(5). 3804—3820.
- Bavassano Cattaneo M. B., Basile C., Moreno G., et al. (1998) Evolution of mirror structures in the magnetosheath of Saturn from the bow shock to the magnetopause. *J. Geophys. Res.* 103(A6). 11961—11972.
- Bell A. R. (2004) Turbulent amplification of magnetic field and diffusive shock acceleration of cosmic rays. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 353(2). 550—558.

18. Bell A. R. (2005) The interaction of cosmic rays and magnetized plasma. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 358(1). 181—187.
19. Bonifazi C., Moreno G. (1981) Reflected and diffuse ions backstreaming from the Earth's bow shock 1. Basic properties. *J. Geophys. Res.* 86(A6). 4397—4404.
20. Bonifazi C., Moreno G. (1981) Reflected and diffuse ions backstreaming from the Earth's bow shock 2. Origin. *J. Geophys. Res.* 86(A6). 4405—4413.
21. Burgess D., Möbius E., Scholer M. (2012) Ion Acceleration at the Earth's Bow Shock. *Space Sci. Rev.* 173(1-4). 5—47.
22. Bykov A. M., Osipov S. M., Ellison D. C. (2011) Cosmic ray current driven turbulence in shocks with efficient particle acceleration: the oblique, long-wavelength mode instability. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 410(1). 39—52.
23. Cao J. B., Fu H. S., Zhang T. L., et al. (2009) Direct evidence of solar wind deceleration in the foreshock of the Earth. *J. Geophys. Res.* 114(A2). A02207.
24. Chen C. H. K., Matteini L., Schekochihin A. A., et al. (2016) Multi-species measurements of the firehose and mirror instability thresholds in the solar wind. *Astrophys. J. Let.* 825(2). L26.
25. Chen L., Wu D. J. (2010) Kinetic Alfvén wave instability driven by electron temperature anisotropy in high-plasmas. *Phys. Plasmas.* 17(6). 062107.
26. Chen L., Wu D. J., Zhao G. Q., et al. (2014) Excitation of kinetic Alfvén waves by fast electron beams. *Astrophys. J.*, 793, 13.
27. Cramer N. F. (2001) *The physics of Alfvén waves*. Wiley. 298 p.
28. Gary S. P. (1991) Electromagnetic ion/ion instabilities and their consequences in space plasmas: a review. *Space Sci. Rev.* 56. 373—415.
29. Hasegawa A. (1969) Drift mirror instability in the magnetosphere. *Phys. Fluids.* 12(12). 2642—2650.
30. Hellinger P. (2007) Comment on the linear mirror instability near the threshold. *Phys. Plasmas.* 14(8). 082105.
31. Joy S. P., Kivelson M. G., Walker R. J., et al. (2006) Mirror mode structures in the Jovian magnetosheath. *J. Geophys. Res.* 111(A12). A12212. doi:10.1029/2006JA011985.
32. Kronberg E. A., Bučik R., Haaland S., et al. (2011) On the origin of the energetic ion events measured upstream of the Earth's bow shock by STEREO, Cluster, and Geotail. *J. Geophys. Res.* 116(A2). A02210.
33. Kryshchal A. N., Voitsekhovska A. D., Gerasimenko S. V., et al. (2017) Effect of small-scale Bernstein turbulence on low-frequency plasma waves in the preflare solar chromosphere. *Kinematics Phys. Celestial Bodies.* 33(4). 149—165.
34. Kunz M. W., Schekochihin A. A., Chen C. H. K., et al. (2015) Inertial-range kinetic turbulence in pressure-anisotropic astrophysical plasmas. *J. Plasma Phys.* 81(5). 325810501.
35. Liu Y., Richardson J. D., Belcher J. W., et al. (2006) Plasma depletion and mirror waves ahead of interplanetary coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.* 111(A9). A09108.
36. Malovichko P. P. (2008) Stability of magnetic configurations in the solar atmosphere under temperature anisotropy conditions. *Kinematics Phys. Celestial Bodies.* 24(5). 236—241.
37. Malovichko P. P. (2010) Generation of low-frequency magnetic field disturbances in coronal loops by proton and electron beams. *Kinematics Phys. Celestial Bodies.* 26(2). 62—70.
38. Malovichko P. P. (2013) Properties of dispersive Alfvén waves: 1. Kinetics (very low, intermediate, and low density plasmas). *Kinematics Phys. Celestial Bodies.* 29(6). 269—284.
39. Malovichko P. P. (2014) Properties of dispersive Alfvén waves: 2. Kinetics (finite and high density plasmas). *Kinematics Phys. Celestial Bodies.* 30(1). 22—31.

40. Malovichko P. P. (2014) Properties of dispersive Alfvén waves: 3. Hydrodynamics (very low, intermediate, and low density plasmas). *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 30(4). 196—209.
41. Malovichko P. P. (2014) Properties of dispersive Alfvén waves: 4. Hydrodynamics (finite and high-pressure plasmas). *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 30(5). 223—233.
42. Malovichko P. P. (2016) Excitation of alfvén turbulence in the solar wind ahead of the Earth bow shock by beams of high-velocity protons. *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 32(3). 86—99.
43. Malovichko P., Voitenko Y., De Keyser J. (2015) Compensated-current instability of kinetic Alfvén waves. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 452(4). 4236—4246.
44. Malovichko P. P., Voitenko Y. M., De Keyser J. (2018) Non-resonant Alfvénic instability activated by high temperature of ion beams in compensated-current astrophysical plasmas. *Astron. and Astrophys.* 615, July. A169.
45. Matteini L., Hellinger P., Goldstein B. E., et al. (2013) Signatures of kinetic instabilities in the solar wind. *J. Geophys. Res.* 118(A6). 2771—2782.
46. Meziane K., Wilber M., Hamza A. M., et al. (2007) Evidence for a high-energy tail associated with foreshock field-aligned beams. *J. Geophys. Res.* 112(A1). A01101.
47. Mobius E., Scholer M., Scopke N., et al. (1987) The distribution function of diffuse ions and the magnetic field power spectrum upstream of Earth's bow shock. *J. Geophys. Res. Lett.* 14(7). 681—684.
48. Oka M., Terasawa T., Saito Y., Mukai T. (2005) Field-aligned beam observations at the quasi-perpendicular bow shock: generation and shock angle dependence. *J. Geophys. Res.* 110. A05101.
49. Parker E. N. (1958) Dynamical instability in an anisotropic ionized gas of low density. *Phys. Rev.* 109(6). 1874—1876.
50. Paschmann G., Scopke N., Papamastorakis I., et al. (1981) Characteristics of reflected and diffuse ions upstream from the Earth's bow shock. *J. Geophys. Res.* 86(A6). 4355—4364.
51. Pokhotelov O. A., Sagdeev R. Z., Balikhin M. A., et al. (2008) Nonlinear mirror waves in non-Maxwellian space plasmas. *J. Geophys. Res.* 113(A4). A04225.
52. Rosin M. S., Schekochihin A. A., Rincon F., et al. (2011) A non-linear theory of the parallel firehose and gyrothermal instabilities in a weakly collisional plasma. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 413(1). 7—38.
53. Russell C. T., Huddleston D. E., Strangeway R. J., et al. (1999) Mirror mode structures at the Galileo-Ito flyby: Observations. *J. Geophys. Res.* 104(A8). 17471—17477.
54. Soucek J., Lucek E., Dandouras I. (2008) Properties of magnetosheath mirror modes observed by Cluster and their response to changes in plasma parameters. *J. Geophys. Res.* 113(A4). A04203.
55. Stevens M. L., Kasper J. C. (2007) A scale free analysis of magnetic holes at 1 AU. *J. Geophys. Res.* 112(A5). A05109.
56. Treumann R. A., Brostrom L., LaBelle J., et al. (1990) The plasma wave signature of a «magnetic hole» in the vicinity of the magnetopause. *J. Geophys. Res.* 95(A11). 19099—19114.
57. Tsurutani B. T., Rodriguez P. (1981) Upstream waves and particles: An overview of ISEE results. *J. Geophys. Res.* 86(A6). 4317—4324.
58. Winske D., Leroy M. M. (1984) Diffuse ions produced by electromagnetic ion beam instabilities. *J. Geophys. Res.* 89(A5). 2673—2688.
59. Winterhalter D., Neugebauer M., Goldstein B. E., et al. (1994) Ulysses field and plasma observations of magnetic holes in the solar wind and their relation to mirror-mode structures. *J. Geophys. Res.* 99(A12). 23371—23381.
60. Zweibel E. G., Everett J. E. (2010) Environments for magnetic field amplification by cosmic rays. *Astrophys. J.* 709(2). 1412—1419.

П. П. Маловичко, Ю. В. Кизьюров

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины,
Киев, Украина

РАЗВИТИЕ ШЛАНГОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ МАГНИТОЗВУКОВОГО ТИПА ПРИ НАЛИЧИИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПРОТОННЫХ ПУЧКОВ

Рассмотрена одна из разновидностей шланговой неустойчивости, причиной возникновения которой является не анизотропия температуры частиц плазмы, а динамическое давление пучка. Показано, что такой механизм генерации может приводить к эффективному нарастанию низкочастотных возмущений не только альвеновского, но и магнитозвукового типа, а также приводить к неустойчивости не только в плазме конечного и высокого давления, но и в плазме низкого давления. Исследованы характеристики магнитозвуковых волн, которые генерируются у процессе развития неустойчивости. Найдены инкремент, максимальный угол наклона волнового вектора, скорость распространения возмущений, критерий развития неустойчивости. Изучено влияние температуры пучка на характеристики генерируемых возмущений. Как пример развития такой неустойчивости проанализирован процесс формирования турбулентной области перед головной ударной волной Земли, а также перед ударной волной от сверхновой.

Ключевые слова: плазма, солнечный ветер, остатки сверхновых, шланговая неустойчивость, магнитозвуковые волны

P. P. Malovichko, Yu. V. Kizyurov

Main Astronomical Observatory of the National Academy of Sciences of Ukraine,
Kyiv, Ukraine

DEVELOPMENT OF FIREHOSE INSTABILITY OF MAGNETOSONIC TYPE IN THE PRESENCE OF HIGH-SPEED PROTON BEAMS

One of the varieties of firehose instability is considered, the cause of which is not the temperature anisotropy of plasma particles, but the dynamic pressure of the beam. It is shown that such a generation mechanism can lead to an effective increase of a low-frequency perturbations not only of the Alfvén type, but also of the magnetosonic type, and also lead to an instability not only in the finite and high-pressure plasma but also in a low-pressure plasma. The characteristics of magnetosonic waves that are generated during the development of instability are investigated. The growth rate, the maximum angle of inclination of the wave vector, the propagation velocity of the perturbations, and the criterion for the development of instability are found. The influence of the beam temperature on the characteristics of the generated perturbations is studied. As an example of the development of such an instability, the process of formation of the turbulent region in front of the shock wave of the Earth, as well as before the shock wave from the supernova, is analyzed.

Key words: plasmas, solar wind, supernova remnants, firehose instability, magnetosonic waves.

Стаття надійшла до редакції 23.08.2018

Після доопрацювання 23.09.2019

Прийнята до друку 02.12.2019