ISSN 0233-7665. Кинематика и физика небес. тел. 2001. Т. 17. № 4

УДК 550.388.2

**О. Я. Колесниченко[1], А. К. Юхимук[2]**

[1]Національний університет ім. Тараса Шевченка
03127, Київ, вул. Глушкова 6
[2]Головна астрономічна обсерваторія НАНУ
03680, Київ, МСП, вул. Академіка Заболотного, 27

# Збудження альвенівських хвиль у плазмі спалахових петель сонячної корони

*На основі кінетичної теорії розглянуто збудження альвенівських хвиль в замагніченій плазмі енергійними (надтепловими) іонами. Знайдено вирази для інкремента нестійкості плазми та порогу нестійкості, що виникає за рахунок циклотронного резонансу і характеризується хвильовими числами порядку оберненого ларморівського радіуса енергійних іонів. Показано, що наявність малої кількості надтеплових іонів з локалізованою по пітч-кутах функцією розподілу може призвести до збудження альвенівських хвиль у плазмі. Розглянута нестійкість може розвиватись у плазмі спалахових петель сонячної корони. Характерний час її розвитку становить 0.01—0.1 с при відносній концентрації енергійних іонів* $n_\alpha/n_i \geq 10^{-5}$.

*ВОЗБУЖДЕНИЕ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ, Колесниченко О. Я., Юхимук А. К. — На основе кинетической теории рассмотрено возбуждение альвеновских волн в замагниченой плазме высокоэнергичными ионами. Найдены выражения для инкремента неустойчивости плазмы и порога неустойчивости, которая возникает за счет циклотронного резонанса и характеризуется волновыми числами порядка обратного ларморовского радиуса энергетических ионов. Показано, что наличие малого количества надтепловых ионов с локализованной по питч-углам функцией распределения может привести к возбуждению альвеновских волн в плазме. Рассмотренная неустойчивость может развиваться в плазме вспышечных петель солнечной короны. Характерное время ее развития 0.01—0.1 с при относительной концентрации высокоэнергичных ионов* $n_\alpha/n_i \geq 10^{-5}$.

*DESTABILIZATION OF ALFVEN WAVES IN FLASHING LOOPS OF THE SOLAR CORONA, by Kolesnichenko O. Ya., Yukhimuk A. K. — Based on kinetic theory, the destabilization of Alfven waves by energetic (superthermal) ions in magnetized plasma is studied. Expressions for the growth rate and instability threshold are obtained. The instability arises because of the interaction of the energetic ions and the waves through the cyclotron resonance, and it is characterized by the wave numbers of the order of the inverse Larmor radius of energetic ions. It is shown that the existence of a small fraction of superthermal ions with the distribution function having a sharp maximum at* *a certain pitch angle may cause this instability. The instability considered can arise in plasmas of flashing loops in the solar corona, the characteristic time of its development being 0.01—0.1 s for the relative density of energetic ions* $n_\alpha/n_\mathrm{i} \geq 10^{-5}$.

## ВСТУП

Останнім часом велика увага приділяється дослідженням альвенівських хвиль у космічній і лабораторній плазмі [5, 6, 8—11]. Вони відіграють важливу роль у багатьох плазмових явищах, що спостерігаються у космічному середовищі і при лабораторних експериментах. Альфвенівські хвилі у максвеллівській плазмі з низьким тиском затухають слабко, тому вони можуть дестабілізуватися при наявності дуже малої кількості високоенергійних (надтеплових) іонів. Джерелом останніх у термоядерних пристроях є інжекція нейтральних атомів, нагрівання плазми електромагнітними високочастотними полями, а також термоядерні реакції. У космічних умовах енергійні іони утворюються внаслідок різних процесів прискорення та реакцій ядерного синтезу.

Дестабілізація альвенівських хвиль може призвести до аномально швидкої передачі енергії енергійних іонів плазмі, а також до викидів цих іонів із області утримання плазми. Цими обставинами обумовлений інтерес до вивчення альвенівських нестійкостей плазми з швидкими іонами.

Об'єктом досліджень нашої роботи є плазма спалахових петель сонячної корони. Петлі слугують адіабатичними пастками, які утримують плазму. В них можуть потрапляти іони, прискорені під час сонячних спалахів до енергій порядку мегаелектронвольт. За цих умов швидкість іонів перевищує альвенівську швидкість приблизно на порядок. З іншого боку, характерні розміри спалахової петлі перевищують ларморівський радіус іонів на багато порядків. Це дає можливість використовувати наближення однорідної плазми й нехтувати просторовою неоднорідністю швидких іонів при вивченні альвенівської нстійкості в спалахових петлях. Дійсно, при наведених вище параметрах плазми $\omega_{*\alpha} \ll \omega$, де $\omega \approx k_\parallel V_\mathrm{A}$ — частота альвенівських хвиль, $V_\mathrm{A}$ — альвенівська швидкість, $\omega_{*\alpha} = k_\mathrm{b}\rho_\alpha v_\alpha / L_\alpha$ — дрейфова частота швидких іонів, $k_\parallel$ та $k_\mathrm{b}$ — хвильові числа вздовж магнітного поля та бінормалі до силової лінії магнітного поля відповідно, $L_\alpha = (d\ln p_\alpha / dr)^{-1}$ — характерний розмір неоднорідності розподілу швидких іонів, $\rho_\alpha$ та $v_\alpha$ — ларморівський радіус та швидкість енергійних іонів.

Основний механізм взаємного впливу енергійних іонів та альвенівських хвиль — їхня резонансна взаємодія. За умов, коли просторова неоднорідність плазми та рівноважного магнітного поля несуттєва, єдиним резонансом є циклотронний резонанс:

$$\omega - k_\parallel v_\parallel - l\omega_\mathrm{B} = 0, \tag{1}$$

де $v_\parallel$ та $\omega_\mathrm{B}$ — повздовжня швидкість та циклотронна частота енергійних іонів, $l$ — ціле число.

Очевидно, що при $l = 0$ частинки взаємодіють з хвилями за рахунок резонансу $\omega = k_\parallel v_\parallel$, який є можливим лише для хвиль з $\widetilde{E}_\parallel \neq 0$, тобто, для кінетичних альвенівських хвиль (КАХ). Останні характеризуються дисперсією $\omega = k_\parallel V_\mathrm{A}[1 + O(k_\perp^2 \rho_\mathrm{i}^2)]$, де $\rho_\mathrm{i}$ — ларморівський радіус теплових іонів. Тому для них резонансна умова виконується лише якщо повздовжня швидкість енергійних іонів $v_\parallel$ трохи більша за $V_\mathrm{A}$. Нестійкість у плазмі петель сонячної корони, що виникає за рахунок резонансу $\omega = k_\parallel v_\parallel$, вивчалася у роботі [1].

Якщо енергія іонів є достатньо високою, і вони рухаються переважно вздовж магнітного поля, то умова $v_{\parallel} \approx V_A$ не виконується. Тоді можливий лише резонанс з $l \neq 0$, який визначає $k_{\parallel}$:

$$k_{\parallel} = \frac{l\omega_B}{v_{\parallel} - V_A}\bigg| \sim l\rho_{\parallel}^{-1}, \tag{2}$$

де $\rho_{\parallel} = v_{\parallel}/\omega_B$ — «повздовжній» ларморівський радіус енергійних іонів. Отже, енергійні іони можуть дестабілізувати альвенівські хвилі з $\lambda_{\parallel} \sim \sim k_{\parallel}^{-1} \sim \rho_{\parallel}/l$. Відзначимо, що енергійні іони $(v_\alpha \gg V_A)$ можуть дестабілізувати як альвенівські хвилі у ідеальній магнітній гідродинаміці (МГД) (для яких повздовжній компонент збуреного електричного поля $\widetilde{E}_{\parallel} = 0$), так і КАХ $(\widetilde{E}_{\parallel} \neq 0)$. З точки зору названої дестабілізації різниця між першим та другим полягає у різних механізмах дисипації (в ідеальній МГД існує лише так зване «континуумне» затухання, тоді як КАХ можуть поглинатися за рахунок затухання Ландау) виносу енергії із зони збудження.

### ЗАГАЛЬНИЙ ВИРАЗ ДЛЯ ІНКРЕМЕНТА НЕСТІЙКОСТІ ПЛАЗМИ, ЩО ЗБУДЖУЄТЬСЯ ШВИДКИМИ ІОНАМИ

Можна очікувати, що наявність швидких іонів у петлях сонячної корони приведе до нестійкості плазми, яка, в свою чергу, впливатиме на швидкі іони. Нижче ми розглянемо можливість збудження нестійкості плазми пучком високоенергійних іонів з функцією розподілу

$$F_\alpha(\mathbf{v}) = F_1(v)F_2(\chi), \tag{3}$$

де $F_1(v) = C/v^3$ при $v_c \leq v \leq v_0$, $F_2(\chi) = \delta(\chi - \chi_0)$, $v_0$ — максимальна швидкість швидких іонів, що відповідає енергії $E_0 \gg E_c \equiv M_i v_c^2/2 \sim \sim (M_i/M_e)^{1/3} T_e$, а $C = n_\alpha/(2\pi\Lambda)$ — константа, що визначається умовою $\int F_\alpha d^2v = n_\alpha$, $\Lambda = \ln v_\alpha/v_c$, $n_\alpha$ — концентрація швидких іонів, $\chi$ — пітч-кут, $\chi = v_{\parallel}/v$.

Враховуючи, що кількість швидких іонів мала, будемо вважати, що їхня наявність не змінює дисперсійні властивості хвиль у плазмі, а лише впливає на її стійкість. Тоді для знаходження інкременту нестійкості можна застосувати метод теорії збурень. Ми будемо цікавитися такими хвилями, довжина яких мала у порівнянні з характерними розмірами системи, що дасть змогу використати наближення необмеженої плазми.

Використовуючи ці припущення, можемо записати таке рівняння для хвиль у плазмі [3, 4]:

$$\Lambda_{ij}E_j = 0, \tag{4}$$

де тензор $\Lambda_{ij}$ визначений виразом

$$\Lambda_{ij} = \Lambda_{ij}^0 + \varepsilon_{ij}^\alpha, \qquad \Lambda_{ij} = \frac{c^2k^2}{\omega^2}\left(\frac{k_ik_j}{k^2} - \delta_{ij}\right) + \varepsilon_{ij}, \tag{5}$$

$\varepsilon_{ij}$ — тензор діелектричної проникності плазми без швидких іонів, $\varepsilon_{ij}^\alpha$ — внесок швидких іонів, $\delta_{ij}$ — символ Кронекера. Представимо $\omega$ як $\omega_0 + \delta\omega$, де $|\delta\omega| \ll \omega_0$, й розкладемо $\Lambda_{ij}^0$ в ряд по $\delta\omega$:

$$\Lambda_{ij}^0(\omega) = \Lambda_{ij}^0(\omega_0) + \frac{\partial \Lambda_{ij}^0}{\partial \omega_0}\delta\omega.$$

Тоді

$$\left[\Lambda_{ij}^0(\omega_0) + \frac{\partial \Lambda_{ij}^0}{\partial \omega_0}\delta\omega + i\mathrm{Im}\varepsilon_{ij}(\omega_0) + i\mathrm{Im}\varepsilon_{ij}^\alpha(\omega_0)\right]E_j = 0. \tag{6}$$

Домножимо це рівняння на вектор поляризації хвиль, $\mathbf{e} = \mathbf{E}/E$.

В нульовому порядку отримаємо рівняння

$$e_{\mathrm{i}}^{*}\mathrm{Re}\Lambda_{\mathrm{ij}}^{0}(\omega_0)\, e_{\mathrm{j}} = 0, \tag{7}$$

яке визначає власні частоти хвиль.

Члени першого порядку дають інкремент нестійкості

$$\gamma \equiv \mathrm{Im}\delta\omega = \sum_{\mathrm{j=e,\,i}} \gamma_{\mathrm{j}} + \gamma_{\alpha}, \tag{8}$$

де

$$\begin{aligned} \sum_{\mathrm{j}} \gamma_{\mathrm{j}} &= -\mathrm{Im}\left.\frac{e_{\mathrm{p}}^{*}\varepsilon_{\mathrm{pq}}^{\mathrm{A}} e_{\mathrm{q}}}{e_{\mathrm{p}}^{*}\dfrac{\partial \Lambda_{\mathrm{pq}}^{\mathrm{E}}}{\partial\omega} e_{\mathrm{q}}}\right|_{\omega=\omega_0}, \\ \gamma_{\alpha} &= -\mathrm{Im}\left.\frac{e_{\mathrm{p}}^{*}\varepsilon_{\mathrm{pq}}^{\alpha\mathrm{A}} e_{\mathrm{q}}}{e_{\mathrm{p}}^{*}\dfrac{\partial \Lambda_{\mathrm{pq}}^{\mathrm{E}}}{\partial\omega} e_{\mathrm{q}}}\right|_{\omega=\omega_0}. \end{aligned} \tag{9}$$

Для альвенівських хвиль маємо [4] $\mathbf{e}_{\mathrm{A}} \approx (1,\ 0,\ 0)$. Враховуючи це, а також той факт, що $\partial\mathrm{Re}\Lambda_{\mathrm{xx}}^{0}/\partial\omega_0 = 2c^2/(V_{\mathrm{A}}^{2}\omega_0)$, інкремент альвенівської нестійкості запишемо у вигляді

$$\gamma = \gamma_{\alpha} + \gamma_{\mathrm{e}} + \gamma_{\mathrm{i}} = -\frac{V_{\mathrm{A}}^{2}\omega}{2c^2}\left(\mathrm{Im}\varepsilon_{\mathrm{xx}}^{\alpha} + \mathrm{Im}\varepsilon_{\mathrm{xx}}^{\mathrm{e}} + \mathrm{Im}\varepsilon_{\mathrm{xx}}^{\mathrm{i}}\right), \tag{10}$$

де $\gamma_{\mathrm{e}}$, $\gamma_{\mathrm{i}}$ — затухання на електронах та іонах плазми. З рівняння (10) видно, що необхідною умовою нестійкості є $\mathrm{Im}\varepsilon_{\mathrm{xx}}^{\alpha} < 0$.

## ІНКРЕМЕНТ АЛЬВЕНІВСЬКОЇ НЕСТІЙКОСТІ

Використаємо (10) для обчислення інкремента альвенівської нестійкості. Будемо виходити із загального виразу для $\varepsilon_{\mathrm{xx}}^{\alpha}$ [3]:

$$\varepsilon_{\mathrm{xx}}^{\alpha} = 1 + \sum \frac{4\pi e^2}{\omega}\int d^3v \sum_{\mathrm{l}=-\infty}^{+\infty}\left(\xi_{\mathrm{l}}\hat{\Pi}F_{\alpha} + \frac{1}{\omega}\hat{\Pi}_1 F_{\alpha}\right)\frac{l^2\omega_{\mathrm{B}}^2}{k_{\perp}^2} J_{\mathrm{l}}^2, \tag{11}$$

де

$$\hat{\Pi} = \frac{\partial}{\partial\varepsilon_{\parallel}} + \frac{l\omega_{\mathrm{B}}}{\omega}\left(\frac{\partial}{\partial\varepsilon_{\perp}} - \frac{\partial}{\partial\varepsilon_{\parallel}}\right), \qquad \hat{\Pi}_1 = \frac{\partial}{\partial\varepsilon_{\perp}} - \frac{\partial}{\partial\varepsilon_{\parallel}},$$

а $J_{\mathrm{l}}(\xi)$ — функція Бесселя $l$-го порядку, $\xi \equiv k_{\perp}v_{\perp}/\omega_{\mathrm{B}}$,

$$\zeta_{\mathrm{l}} \equiv \zeta_{\mathrm{l}}(\omega - l\omega_{\mathrm{B}} - k_{\mathrm{z}}v_{\mathrm{z}}), \qquad \zeta_{\mathrm{l}}(x) = \frac{P}{x} - i\pi\delta(x), \tag{12}$$

$P$ — головне значення інтегралу. Надалі нам буде потрібна тільки уявна частина, тому член $P/x$ фігурувати не буде. Уявна частина виразу (11) запишеться так:

$$\mathrm{Im}\varepsilon_{\mathrm{xx}}^{\alpha} = \sum \frac{4\pi e^2}{\omega}\int d^3v \sum_{\mathrm{l}=-\infty}^{+\infty}\mathrm{Im}\zeta_{\mathrm{l}}\hat{\Pi}F_{\alpha}\frac{l^2\omega_{\mathrm{B}}^2}{k_{\perp}^2}J_{\mathrm{l}}^2. \tag{13}$$

Перепишемо оператор $\hat{\Pi}$ в змінних $v$, $\chi$:

$$\hat{\Pi}(v,\chi) = \frac{1}{Mv}\frac{\partial}{\partial v} + \frac{1}{Mv^2}\left[\chi^{-1}\left(1 - \frac{l\omega_{\mathrm{B}}}{\omega}\right) - \chi\right]\frac{\partial}{\partial\chi}. \tag{14}$$

Підставимо (14) та (12) в (13) й врахуємо, що $J_{-\mathrm{l}} = (-1)^{\mathrm{l}}J_{\mathrm{l}}$:

$$\mathrm{Im}\varepsilon_{xx}^{\alpha} = -\sum \frac{4\pi^2 e^2}{\omega}\int d^3v \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \delta(\omega + l\omega_B - k_{\parallel} v\chi)\frac{J_l^2}{Mv}\frac{l^2\omega_B^2}{k_{\perp}^2} \times$$

$$\times\left\{\frac{\partial F_{\alpha}}{\partial v} + \left[\frac{1}{\chi}\left(1 + \frac{l\omega_B}{\omega}\right) - \chi\right]\frac{1}{v}\frac{\partial F_{\alpha}}{\partial \chi}\right\}. \tag{15}$$

Наявність $\delta$-функції у виразі (15) свідчить про те, що з хвилями взаємодіють тільки резонансні частинки, тобто ті частинки, що задовольняють умову циклотронного резонансу:

$$\omega + l\omega_B - k_{\parallel} v_{\parallel} = 0.$$

Врахуємо, що $d^3v = 2\pi dv v^2 d\chi$, а також що $\omega_B \gg \omega$, тоді член, пропорційний до $\omega_B/\omega$, домінуватиме. Залишаючи тільки цей член, будемо мати

$$\mathrm{Im}\varepsilon_{xx}^{\alpha} = -\frac{8\pi^3 e^2}{\omega M}\sum_{l=-\infty}^{+\infty}\int dv d\chi \delta(l\omega_B - k_{\parallel} v\chi) J_l^2 \frac{l\omega_B}{\omega}\frac{1}{\chi}\frac{\partial F_{\alpha}}{\partial \chi}\frac{l^2\omega_B^2}{k_{\perp}^2}. \tag{16}$$

Тепер, враховуючи, що $\delta(ax) = \delta(x)/|a|$, перепишемо (16) у вигляді

$$\mathrm{Im}\varepsilon_{xx}^{\alpha} = -\frac{8\pi^3 e^2}{\omega M}\sum_{l=-\infty}^{+\infty}\int dv d\chi \frac{\delta\left(\dfrac{l\omega_B}{k_{\parallel}\chi} - v\right)}{|k_{\parallel}\chi|} J_l^2(\xi)\frac{l\omega_B}{\omega}\frac{1}{\chi}\frac{\partial F_{\alpha}}{\partial \chi}\frac{l^2\omega_B^2}{k_{\perp}^2}. \tag{17}$$

Підставивши (3) в (17), матимемо

$$\mathrm{Im}\varepsilon_{xx}^{\alpha} = -\frac{8\pi^3 e^2}{\omega M}\sum_{l=-\infty}^{+\infty}\frac{l\omega_B}{\omega}\int_0^{\infty} dv \int_{-1}^{+1} d\chi \frac{\delta(v_r - v)}{|k_{\parallel}\chi|}\frac{J_l^2(\xi)}{\chi} F_1(v)\frac{\partial F_2}{\partial \chi}\frac{l^2\omega_B^2}{k_{\perp}^2}, \tag{18}$$

де

$$v_r = l\omega_B/(k_{\parallel}\chi)$$

— резонансна швидкість.

Використавши властивість

$$\int dv\delta(v - v_0)f(x) = f(x_0), \tag{19}$$

виконаємо інтегрування по $dv$:

$$\mathrm{Im}\varepsilon_{xx}^{\alpha} = -\frac{8\pi^3 e^2}{\omega M}\sum_{l=-\infty}^{+\infty}\frac{l\omega_B}{|k_{\parallel}|\omega}\int_{-1}^{+1}\frac{d\chi}{\chi|\chi|} J_l^2(\xi) F_1(v_r)\frac{\partial F_2}{\partial \chi}\frac{l^2\omega_B^2}{k_{\perp}^2}. \tag{20}$$

Проінтегруємо (20) по частинах:

$$\mathrm{Im}\varepsilon_{xx}^{\alpha} = -\frac{8\pi^3 e^2}{\omega M}\sum_{l=-\infty}^{+\infty}\frac{l\omega_B}{|k_{\parallel}|\omega}\left\{\frac{J_l^2}{\chi}\frac{F_1(v_r)}{|\chi|}F_2\Bigg|_{-1}^{+1} - \int_{-1}^{+1} d\chi F_2 \frac{\partial}{\partial \chi}\left[\frac{J_l^2}{\chi|\chi|}F_1(v_r)\right]\right\}\frac{l^2\omega_B^2}{k_{\perp}^2}. \tag{21}$$

Оскільки $F_2(\chi) = \delta(\chi - \chi_0)$, то $F_2(1) = F_2(-1) = 0$ при $|\chi_0| \neq 1$. Виконуючи інтегрування (21) з використанням (19), отримаємо

$$\mathrm{Im}\varepsilon_{xx}^{\alpha} = \frac{8\pi^3 e^2}{\omega M}\sum_{l=-\infty}^{+\infty}\frac{l\omega_B}{|k_{\parallel}|\omega}\frac{l^2\omega_B^2}{k_{\perp}^2}\frac{\partial}{\partial \chi}\left(\frac{J_l^2}{\chi|\chi|}F_1(v_r)\right)\Bigg|_{\chi_0}. \tag{22}$$

Нестійкість може виникати при $\mathrm{Im}\varepsilon_{xx}^{\alpha} < 0$. Тепер використаємо, що $F_1 = C/v^3$, $v_r = v_r(\chi)$ і що $\partial J_l^2/\partial\chi = (\partial\xi/\partial\chi)\partial J_l^2/\partial\xi$, $\partial\xi/\partial\chi = -\xi/[\chi(1-\chi^2)]$. Отримаємо

$$\gamma_{\alpha} = -\,\mathrm{sign}k_{\parallel}\frac{\pi}{2\Lambda}\frac{n_{\alpha}}{n_i}\frac{\omega_{Bi}^2}{\omega}\frac{k_{\parallel}^2}{k_{\perp}^2}\sigma, \tag{23}$$

де

$$\sigma = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \left( J_l^2 - \frac{\xi}{1-\chi_0^2} \frac{\partial J_l^2}{\partial \xi} \right). \tag{24}$$

З виразу (23) випливає, що умова нестійкості залежить від напрямку розповсюдження хвиль. При $k_{\parallel} > 0$ умовою нестійкості є $\sigma > 0$, тоді як при $k_{\parallel} < 0$ для нестійкості потрібно $\sigma < 0$.

Розглянемо випадок, коли $k_{\parallel} > 0$. Тоді нестійкість можлива, зокрема, при $\xi_r \ll 1$. В цьому випадку

$$J_l(\xi) \approx \frac{\xi^l}{2^l l!},$$

тому $\gamma_\alpha$ запишеться у вигляді

$$\gamma_\alpha = \frac{\pi}{2\Lambda} \frac{n_\alpha}{n_i} \frac{\omega_B^2}{\omega} \frac{k_{\parallel}^2}{k_{\perp}^2} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \frac{\xi_r^{2l}}{2^{2l}(l!)^2} \frac{\chi_0^2 + 2l - 1}{1-\chi_0^2}. \tag{25}$$

Використовуючи умову резонансу та

$$k_{\parallel} = \frac{\omega_B}{v_{\parallel}}, \qquad \xi = \frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega_B}, \qquad v_{\parallel} = v\chi \qquad v_{\perp} = v\sqrt{1-\chi^2},$$

маємо

$$\frac{k_{\parallel}}{k_{\perp}} \xi^2 = \frac{1-\chi_0^2}{\chi_0^2}. \tag{26}$$

З урахуванням (26) з (25) випливає

$$\gamma_\alpha = \frac{\pi}{8\Lambda} \frac{n_\alpha}{n} \frac{\omega_{Bi}^2}{\omega} \frac{1+\chi_0^2}{\chi_0^2}. \tag{27}$$

Формально $\gamma_\alpha \to \infty$ при $\chi_0 \to 0$, але $\chi_0$ не може бути дуже малим. З умови $\omega = k_{\parallel} V_A \ll \omega_{Bi}$ маємо $k_{\parallel} \ll \omega_{Bi}/V_A$, що разом з умовою резонансу $\chi_0 = \omega_B/(k_{\parallel} v_\alpha)$ дає $\chi_0 \gg V_A/v_\alpha$, де $v_\alpha$ — характерна швидкість іонів пучка.

## ПОРІГ НЕСТІЙКОСТІ

Альфвенівські хвилі взаємодіють не тільки зі швидкими іонами, а й із іншими групами частинок. Оскільки останні характеризуються термодинамічною функцією розподілу, взаємодія з ними приводить до поглинання енергії хвиль. Тому нестійкість може виникнути лише за умови, що енергія, яку швидкі іони передають хвилям, більша за енергію, яку хвилі віддають плазмі. Це означає, що існує порогова концентрація швидких іонів $n_{cr}$, при якій $\gamma \geq 0$ при $n_\alpha \geq n_{cr}$. Оскільки $|\omega - l\omega_B| \gg k_{\parallel} V_{Ti}$, де $V_{Ti}$ — теплова швидкість іонів плазми, то кількість іонів плазми, що можуть взаємодіяти з альвенівськими хвилями, є експоненціально малою. Отже, затуханням на іонах можна знехтувати. Затухання на електронах також мале, але не експоненціально мале, оскільки $|\omega - l\omega_{Be}| \ll k_{\parallel} V_{Te}$, де $V_{Te}$ — теплова швидкість електронів. З урахуванням затухання на електронах інкремент нестійкості дорівнює

$$\gamma = \gamma_\alpha + \gamma_e = \frac{\pi}{8\Lambda} \frac{n_\alpha}{n} \frac{\omega_{Bi}^2}{\omega} \frac{1+\chi_0^2}{\chi_0^2} - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{M_e}{M_i} \frac{k_{\perp}^2 V_A^2}{\omega_{Bi}^2} k_{\parallel} V_{Te} \geq 0. \tag{28}$$

Тут використано вираз для $\gamma_e$ з роботи [4]. З (28) знаходимо

$$\frac{n_{cr}}{n} = \frac{4\Lambda}{\sqrt{2\pi}} \frac{\chi_0^2}{1+\chi_0^2} \frac{M_e}{M_i} \frac{k_{\parallel}^2 k_{\perp}^2 V_A^3 V_{Te}}{\omega_{Bi}^4}. \tag{29}$$

Для хвиль з $k_\perp \sim \xi_r/\rho_\alpha$ та $k_\parallel^2\chi_0^2 = \omega_B^2/v_r^2 \sim 1/\rho_\alpha$

$$\frac{n_{cr}}{n} = \frac{4\Lambda}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{1+\chi_0^2} \frac{M_e}{M_i} \frac{\xi_r^2 V_A^3 V_{Te}}{v_\alpha^4}. \tag{30}$$

Оцінимо величину порога нестійкості та її інкремента. Для типових параметрів спалахової петлі [2, 7] (концентрація плазми $n_0 \approx 10^{11}$ см$^{-3}$, напруженість магнітного поля $B \approx 0.01$ Тл, температура $T_e \sim T_i \approx 5\cdot10^6$ K) маємо $V_A \approx 10^8$ см/с, $V_{Te} \approx 2\cdot10^9$ см/с. Підставивши значення для $V_A$ і $V_{Te}$ в (30) й поклавши $v_\alpha = 10^9$ см/с, $\Lambda = 2.3$, отримаємо

$$\frac{n_\alpha}{n} = \frac{4\cdot2.3}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{1840} \frac{\xi_r^2}{\sqrt{1+\chi_0^2}} 10^{-3}\cdot2 = 5\cdot10^{-6}\frac{\xi_r^2}{\sqrt{1+\chi_0^2}}\bigg|_{\xi=1/2} \sim 10^{-6}, \tag{31}$$

$$\frac{\gamma_\alpha}{\omega} = \frac{\pi(1+\chi_0^2)}{8\Lambda} \frac{v_\alpha^2}{V_A^2} \frac{n_\alpha}{n} \approx \frac{v_\alpha^2}{6V_A^2} \frac{n_\alpha}{n} \sim 20\frac{n_\alpha}{n} \ll 1. \tag{32}$$

Тепер, враховуючи, що $\omega = k_\parallel V_A = \dfrac{\omega_B}{\chi_0 v_\alpha} V_A = \omega_B \dfrac{V_A}{\chi v_\alpha} = 10^6\cdot\dfrac{3}{10} = 3\cdot10^5$, отримаємо:

$$\gamma_\alpha \approx 20\,\frac{n_\alpha}{n}\cdot3\cdot10^5 = 6\cdot10^6\,\frac{n_\alpha}{n}. \tag{33}$$

Наприклад, при $\dfrac{n_\alpha}{n} = 10^{-5}$ отримаємо значення $\gamma_\alpha \approx 60$ с$^{-1}$.

Отже, розглянута нестійкість може виникнути в післяспалаховій петлі при дуже малій кількості високоенергійних іонів пучка. Нестійкість є дуже швидкою. У вище розглянутому прикладі характерний час її розвитку дорівнюює $\tau \approx 0.1...0.01$ с при $n_\alpha/n \sim 10^{-5}$. На закінчення відзначимо, що нестійкість виникає внаслідок анізотропії функції розподілу високоенергійних іонів по швидкостях, тому вона є малочутливою до залежності $F_1$ від $v$. З іншого боку, у випадку немонотонної залежності $F_1$ від $v$ можна очікувати збудження нестійкості навіть при відсутності анізотропії. Проте інкремент такої нестійкості буде меншим у $\omega_B/\omega$ разів.

## ВИСНОВКИ

Нами розглянуто альвенівську нестійкість плазми спалахових петель, що викликана пучком енергійних іонів. Ця нестійкість характеризується хвильовими числами порядку оберненого ларморівського радіусу енергійних іонів. Вона виникає навіть при дуже малій частці енергійних частинок ($n_\alpha/n_i \geq \geq 10^{-5}$) й розвивається за час $\tau \propto \gamma^{-1} = 0.01...0.1$ с, що набагато менше від характерного часу гальмування енергійних іонів кулонівськими зіткненнями з частинками плазми. Це означає, що розглянута нестійкість може призводити до ефективного нагрівання плазми спалахових петель енергійними іонами. З іншого боку, вона може спричинити до аномальної дифузії (тобто дифузії, не пов’язаної із кулонівськими зіткненнями) цих іонів і виходу їх з магнітної пастки в міжпланетний простір.

Автори вдячні професору Я. І. Колесниченку за корисні обговорення.

1. *Войтенко Ю. М., Кришталь А. Н, Маловичко П. П., Юхимук А. К.* Генерация кинетических альвеновских волн и их роль в нагреве корональных петель // Кинематика и физика небес. тел.—1990.—**6**, № 2.—С. 61—65.
2. *Прист Э. Р.* Солнечная магнитогидродинамика. — М.: Мир, 1985.—590 с.

3. *Шафранов В. Д.* Электромагнитные волны в плазме // Вопросы теории плазмы. — М.: Госатомиздат, 1963.—Вып. 3.—С. 3.
4. *Электродинамика* плазмы / Под ред. А. И. Ахиезера. — М.: Наука, 1974.—720 с.
5. *Юхимук А. К., Сиренко Е. К., Юхимук В. А., Войтенко Ю. М.* Нелинейное взаимодействие магнитогидродинамических волн в солнечной короне // Кинематика и физика небес. тел.—1995.—**15**, № 6.—С. 536—540.
6. *Hollweg J. V.* Kinetic Alfven wave revisited // J. Geophys. Res.—1999.—**104**, N A7.—P. 14811—14819.
7. *Kano R., Tsuneta S.* Temperature distributions and Energy scaling law of Solar coronal loops obtained with YOHKOH // Publ. Astron. Soc. Jap.—1996.—**48**.—P. 535—543.
8. *Voitenko Yu. M.* Excitation of kinetic Alfven waves in flaring loops // Solar Phys.—1998.—**182**.—P. 411—430.
9. *Wong K. L.* A review of Alfven eigenmode observations in toroidal plasmas // Plasma Phys. Control. Fusion.—1999.—**41**, N 1.—P. R1—R56.
10. *Yukhimuk A. K., Voitenko Yu. M., Yukhimuk V. A., Fedun V. N.* Nonlinear mechanism of Alfven waves generation in the magnetosphere // Proc. of the Inter. Symp. «PLASMA 97 Research and applications of plasmas». Jarnoltowec near Opole, June 10—12, 1997. — Opole (Poland). —1997.—P. 371—374.
11. *Yukhimuk V., Voitenko Yu., Fedun V., Yukhimuk A.* Generation of kinetic Alfven waves by upper-hubrid pump waves // J. Plasma Physics.—1998.—**60**.—P. 485—495.


Поступила в редакцию 17.07.01