

П. П. Маловичко

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

ГЕНЕРАЦІЯ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН В ПЛАЗМЕННОМ СЛОЕ ХВОСТА МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

Розглянуто струмову нестійкість альвенівських хвиль у плазмовому шарі магнітосфери Землі, яка викликана поширенням пучків протонів у пограничній ділянці плазмового шару. Знайдено інкремент та оцінено час розвитку нестійкості. Показано, що такий механізм генерації альвенівських хвиль дуже ефективний та може приводити до генерації хвиль навіть при дуже малих струмах.

Экспериментальные исследования хвоста магнитосферы как на малых, так и на очень больших расстояниях от Земли показали, что пограничная область плазменного слоя (ПОПС) хвоста магнитосферы является очень активной областью, в которой практически непрерывно регистрируются пучки заряженных частиц, распространяющихся как от Земли, так и по направлению к Земле [3, 12, 13, 15–17, 21]. Это позволило сделать вывод [10], что ПОПС представляет собой основную транспортную область магнитосферного хвоста. Пограничная область плазменного слоя, по-видимому, играет определяющую роль в переносе плазмы как ионосферного происхождения (через авроральные силовые линии), так и плазмы солнечного ветра (через магнитосферные пограничные слои) внутрь плазменного слоя. В этих областях магнитосферного хвоста также наблюдается волновая активность, усиливающаяся в активные периоды времени, особенно на различных стадиях магнитосферных суббурь [7, 9, 14, 18, 23, 24]. Источником широкополосного электростатического шума и низкочастотных волн могут быть не только пучки заряженных частиц [8, 11, 22], но и сильные продольные токи, которые наблюдаются в ПОПС [3]. При протекании продольного тока в плазме могут развиваться различного типа не-

устойчивости: бунемановская, ионно-звуковая, электростатическая ионно-циклотронная. Они играют важную роль в динамике плазмы и могут приводить к аномальному сопротивлению, возникновению двойных слоев, ускорению частиц и т. д. Однако для возникновения этих неустойчивостей необходимо, чтобы направленные скорости движения частиц превосходили тепловые скорости ионов, что возможно при усилении продольных токов, которое может происходить в очень активные периоды времени.

В работе [4] обсуждалась возможность генерации альвеновских волн в пограничной области плазменного слоя хвоста магнитосферы, давлением высокоскоростных пучков. Было показано, что распространение в ПОПС достаточно быстрых и плотных пучков приводит к возбуждению альвеновских и кинетических альвеновских волн (КАВ). Однако не все пучки обладают достаточной скоростью и плотностью, чтобы реализовать такой механизм возбуждения волн.

В работе [6] рассмотрен механизм развития токовой неустойчивости в корональных петлях. Величина протекающих там токов недостаточно высока, чтобы раскатать кинетические альвеновские волны, поэтому этот механизм рассмотрен в простейшем случае для нулевых поперечных волновых векторов, то есть исключительно для альвеновских волн с круговой поляризацией. Было показано, что такой механизм возбуж-

дение волн очень эффективный и не требует ограничений на плотность и скорость пучка, если распространение пучка приводит к возникновению токов.

В настоящей работе рассмотрена токовая неустойчивость альвеновских и кинетических альвеновских волн в плазменном слое хвоста магнитосферы Земли, которая может быть вызвана как токами, которые вызывают пучки заряженных частиц, так и токами, создаваемыми основным компонентом плазмы, при этом не использовались какие-либо ограничения на величину поперечных волновых векторов. В работе также исследовано влияние анизотропии на генерацию волн.

Рассмотрим квазинейтральную однородную замагниченную плазму со сдвинутым вдоль оси z (ось z направлена вдоль однородного магнитного поля) максвелловским распределением частиц по скоростям. Для получения выражения для частоты альвеновских волн используем общее дисперсионное уравнение [1]:

$$\left| k^2 \delta_{ij} - k_i k_j - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ij} \right| = 0, \quad (1)$$

где k , k_z , k_x — модуль и проекция волнового вектора на направления вдоль (ось z) и поперек (ось x) магнитного поля (волновой вектор лежит в плоскости xz), ω — частота волны, ε_{ij} — тензор диэлектрической проницаемости, c — скорость света, δ_{ij} — символ Кронекера.

Уравнение (1) перепишем в удобном для анализа альвеновских волн виде [2]:

$$\begin{aligned} \omega^2 = & \{[(k_z c)^2 \varepsilon_{zz} + (k_x c)^2 \varepsilon_{xx} + 2(k_x k_z c)^2 \varepsilon_{xz}] \times \\ & \times [(kc)^2 - \varepsilon_{yy} \omega^2] - \\ & - [k_z c \varepsilon_{yz} \omega - k_x c \varepsilon_{xy} \omega]^2\} / \{[\varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xz}^2] \times \\ & \times [(kc)^2 - \varepsilon_{yy} \omega^2] - \varepsilon_{xx} (\varepsilon_{yz} \omega)^2 - \varepsilon_{zz} (\varepsilon_{xy} \omega)^2 - \\ & - 2\varepsilon_{xy} \varepsilon_{xz} \varepsilon_{yz} \omega^2\}. \end{aligned} \quad (2)$$

Для получения тензора диэлектрической проницаемости движущейся многокомпонентной плазмы ε_{ij} можно использовать тензор диэлектрической проницаемости для неподвижной плазмы $\varepsilon'_{ij}(\omega'_\alpha, \mathbf{k}'_\alpha)$, вычисленной для максвел-

ловского распределения частиц по скоростям. Для этого согласно [1] необходимо произвести преобразование Лоренца для частот, полей и токов. Тогда для тензора диэлектрической проницаемости в системе координат, в которой плазма движется, имеем [1]

$$\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + \sum_{\alpha, \mu, \nu} \frac{\omega'_\alpha}{\omega} \alpha_{i\mu} [\varepsilon'_{\mu\nu}(\omega'_\alpha, \mathbf{k}'_\alpha) - \delta_{\mu\nu}] \beta_{\nu j}. \quad (3)$$

Здесь для нерелятивистского случая

$$\begin{aligned} \omega'_\alpha &= \omega - \mathbf{k} \mathbf{u}_\alpha, \quad \mathbf{k}'_\alpha = \mathbf{k}, \\ \alpha_{ij} &= \delta_{ij} + \frac{k_j u_i}{\omega - \mathbf{k} \mathbf{u}_\alpha}, \\ \beta_{ij} &= \frac{\omega - \mathbf{k} \mathbf{u}_\alpha}{\omega} \delta_{ij} + \frac{k_i u_{\alpha j}}{\omega}, \end{aligned} \quad (4)$$

где \mathbf{u}_α — скорость дрейфа частиц, которая в нашем случае направлена вдоль магнитного поля.

Подставляя (4) в (3), получаем

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= 1 + \sum_\alpha \left(\frac{\omega'_\alpha}{\omega} \right)^2 [\varepsilon'_{xx}(\omega'_\alpha, \mathbf{k}) - 1], \\ \varepsilon_{xy} &= -\varepsilon_{yx} = \sum_\alpha \left(\frac{\omega'_\alpha}{\omega} \right)^2 \varepsilon'_{xy}(\omega'_\alpha, \mathbf{k}), \\ \varepsilon_{xz} &= \varepsilon_{zx} = \sum_\alpha \frac{\omega'_\alpha k_x u_{z\alpha}}{\omega^2} [\varepsilon'_{xx}(\omega'_\alpha, \mathbf{k}) - 1] + \\ & + \sum_\alpha \frac{\omega'_\alpha}{\omega} \varepsilon'_{xz}(\omega'_\alpha, \mathbf{k}), \\ \varepsilon_{yy} &= 1 + \sum_\alpha \left(\frac{\omega'_\alpha}{\omega} \right)^2 [\varepsilon'_{yy}(\omega'_\alpha, \mathbf{k}) - 1], \\ \varepsilon_{yz} &= -\varepsilon_{zy} = \sum_\alpha \frac{\omega'_\alpha k_x u_{z\alpha}}{\omega^2} \varepsilon'_{yx}(\omega'_\alpha, \mathbf{k}) + \\ & + \sum_\alpha \frac{\omega'_\alpha}{\omega} \varepsilon'_{yz}(\omega'_\alpha, \mathbf{k}), \\ \varepsilon_{zz} &= 1 + \sum_\alpha \left(\frac{k_x u_{z\alpha}}{\omega} \right)^2 [\varepsilon'_{xx}(\omega'_\alpha, \mathbf{k}) - 1] + \\ & + 2 \sum_\alpha \frac{k_x u_{z\alpha}}{\omega} \varepsilon'_{xz}(\omega'_\alpha, \mathbf{k}) + \sum_\alpha (\varepsilon'_{zz}(\omega'_\alpha, \mathbf{k}) - 1). \end{aligned} \quad (5)$$

Используя тензор диэлектрической проницаемости [1] для бимаквелловского распределения частиц и выполняя разложение по малым параметрам ($\omega'_\alpha / \omega_{B\alpha} \ll 1$, $k_z v_{T\alpha} / \omega_{B\alpha} \ll 1$) для низкочастотных волн ($\omega \ll \omega_{B\alpha}$), получаем

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_{xx} &\approx 1 + \left(\frac{\omega_{Pi}}{\omega_{Bi}} \right)^2 \sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha}}{n} \left[\frac{m_{\alpha}}{m_i} \left(\frac{\omega'_{\alpha}}{\omega} \right)^2 + \right. \\
 &+ \left. \left(\frac{k_z v_{T\parallel\alpha}}{\omega} \right)^2 \frac{T_{\parallel\alpha}}{T_{\parallel i}} \left(1 - \frac{T_{\perp\alpha}}{T_{\parallel\alpha}} \right) \right] \frac{1 - A_0(z_{\alpha})}{z_{\alpha}}, \\
 \varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} &\approx -i \left(\frac{\omega_{Pi}}{\omega_{Bi}} \right)^2 \sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha}}{n} \frac{\omega_{Bi} \omega'_{\alpha}}{\omega^2} q_{\alpha} A'_0(z_{\alpha}), \\
 \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx} &\approx \left(\frac{\omega_{Pi}}{\omega_{Bi}} \right)^2 k_x \sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha}}{n} \frac{m_{\alpha}}{m_i} \times \\
 &\times \left[-k_z \left(\frac{v_{T\parallel\alpha}}{\omega} \right)^2 \left(1 - \frac{T_{\perp\alpha}}{T_{\parallel\alpha}} \right) + v_{0\alpha} \frac{\omega'_{\alpha}}{\omega^2} \right] \frac{1 - A_0(z_{\alpha})}{z_{\alpha}}, \\
 \varepsilon_{yy} &\approx 1 + \left(\frac{\omega_{Pi}}{\omega_{Bi}} \right)^2 \sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha}}{n} \frac{m_{\alpha}}{m_i} \times \\
 &\times \frac{[\omega'_{\alpha}]^2 + (k_z v_{T\parallel\alpha})^2 (1 - T_{\perp\alpha} / T_{\parallel\alpha}) (1 - A_0(z_{\alpha}))}{\omega^2 z_{\alpha}} + \\
 &+ 2 \left(\frac{\omega_{Pi}}{\omega} \right)^2 z_i \sum_{\alpha} \left(\frac{n_{\alpha}}{n} \right) \left(\frac{T_{\perp\alpha}}{T_{\perp i}} \right) \times \\
 &\times A'_0(z_{\alpha}) \left[1 - \frac{T_{\perp\alpha}}{T_{\parallel\alpha}} (1 - J_+(\kappa_{\alpha})) \right], \\
 \varepsilon_{yz} = -\varepsilon_{zy} &\approx \\
 &\approx i \left(\frac{\omega_{Pi}}{\omega_{Bi}} \right)^2 \frac{\omega_{Pi}}{\omega} \frac{k_x}{k_z} \sum_{\alpha} q_{\alpha} \left(\frac{n_{\alpha}}{n} \right) A'_0(z_{\alpha}) \times \\
 &\times \left[\frac{k_z v_{0\alpha}}{\omega} - \frac{T_{\perp\alpha}}{T_{\parallel\alpha}} (1 - J_+(\kappa_{\alpha})) \right], \\
 \varepsilon_{zz} &\approx 1 + \left(\frac{\omega_{Pi}}{k_z v_{T\parallel i}} \right)^2 \sum_{\alpha} \left(\frac{n_{\alpha}}{n} \right) \left\{ \frac{T_{\parallel\alpha}}{T_{\perp\alpha}} A_0(z_{\alpha}) (1 - J_+(\kappa_{\alpha})) + \right. \\
 &+ \left. \frac{m_i}{m_{\alpha}} \left(\frac{k_z v_{T\parallel i}}{\omega} \right)^2 \left[\left(\frac{T_{\parallel\alpha}}{T_{\perp\alpha}} - 1 \right) + \left(\frac{v_{0\alpha}}{v_{T\parallel\alpha}} \right)^2 \frac{T_{\parallel\alpha}}{T_{\perp\alpha}} \right] \times \right. \\
 &\left. \left. \times (1 - A_0(z_{\alpha})) \right\}, \quad (6)
 \end{aligned}$$

где $A_n(z_{\alpha}) = I_n(z_{\alpha}) \exp(-z_{\alpha})$, $z_{\alpha} = (k_x v_{T\perp\alpha} / \omega_{B\alpha})^2$, $q_i = 1$, $q_e = -1$, $\kappa_{\alpha} = \omega'_{\alpha} / (k_z v_{T\parallel\alpha})$, $J_+(x) = -i(\pi/2)^{1/2} \times$

$\times x W(x/2^{1/2})$, $W(x) = e^{-x^2} \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{t^2} dt \right)$, $I_n(z_{\alpha})$ —

модифицированная функция Бесселя, $A'_0(z_{\alpha})$ — производная функции $A_0(z_{\alpha})$, $\omega_{P\alpha}$, $\omega_{B\alpha}$ — плазменная и циклотронная частоты, $T_{\parallel\alpha}$, $T_{\perp\alpha}$, $v_{T\parallel\alpha}$, $v_{T\perp\alpha}$ — продольная и поперечная температуры, продольная и поперечная тепловые скорости частиц сорта α ($\alpha = e, i, b$ — соответственно электроны и протоны фоновой плазмы и пучок протонов), m_{α} — масса частиц, $v_{0\alpha}$ — скорость движения пучка вдоль однородного магнитного поля, n — невозмущенная плотность протонов. При получении (6) было проведено суммирование бесконечных рядов функций Бесселя.

При подстановке тензора диэлектрической проницаемости (6) в выражение (2) получается очень громоздкое дисперсионное уравнение. Для упрощения анализа и решения дисперсионного уравнения рассмотрим токовую неустойчивость в чистом виде. При этом будем считать, что в пограничной области плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли распространяется пучок протонов малой плотности и достаточно малой скорости, для того чтобы выполнялось неравенство $(n_b/n)(v_{0b}/v_A)^2 \ll 1$ (v_A — альвеновская скорость). Особо отметим, что в этом случае неустойчивость, вызванная давлением пучка, развиваться не может [4]. Кроме того, будем рассматривать плазму низкого давления $\beta_i \ll 1$ (β_i — отношение газокINETического давления протонов к давлению магнитного поля). Подставляя (6) в дисперсионное уравнение (2), для частоты альвеновских волн получаем

$$\omega^2 = (k_z v_A)^2 D z_i \left[\frac{1}{1 - A_0(z_i)} + \frac{T_{\parallel e}}{T_{\perp i}} \right], \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned}
 D = 1 - \sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha}}{n} \left(\frac{v_{T\parallel i}}{v_A} \right)^2 \frac{T_{\parallel\alpha}}{T_{\parallel i}} \left(1 - \frac{T_{\perp\alpha}}{T_{\parallel\alpha}} \right) \frac{1 - A_0(z_{\alpha})}{z_{\alpha}} - \\
 - \frac{1}{z_i} \left(\frac{k_{\perp}}{k} \right)^2 \left(\frac{v_{T\perp i}}{v_A} \right)^2 \left(\sum_{\alpha} \left(\frac{n_{\alpha}}{n} \right) q_{\alpha} \frac{v_{0\alpha}}{v_A} A'_0(z_{\alpha}) \right)^2.
 \end{aligned}$$

При отсутствии анизотропии температур и направленного движения компонентов плазмы величина D равна единице. В этом случае дис-

персия (7) переходит в обычное выражение для частоты кинетических альвеновских волн [2].

Из (7) видно, что альвеновские волны становятся неустойчивыми, если величина D становится отрицательной, поэтому критерий развития неустойчивости можно записать в виде

$$\sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha}}{n} \left(\frac{v_{T\parallel i}}{v_A} \right)^2 \frac{T_{\parallel \alpha}}{T_{\parallel i}} \left(1 - \frac{T_{\perp \alpha}}{T_{\parallel \alpha}} \right) \frac{1 - A_0(z_{\alpha})}{z_{\alpha}} + \frac{1}{z_i} \left(\frac{k_{\perp}}{k} \right)^2 \left(\frac{v_{T\perp i}}{v_A} \right)^2 \left(\sum_{\alpha} \left(\frac{n_{\alpha}}{n} \right) q_{\alpha} \frac{v_{0\alpha}}{v_A} A'_0(z_{\alpha}) \right)^2 > 1. \quad (8)$$

Первый член в выражении (8) соответствует шланговой неустойчивости кинетических альвеновских волн, второй член соответствует токовой неустойчивости.

Проанализируем критерий развития неустойчивости (8). Величина $(1 - A_0(z_{\alpha}))/z_{\alpha}$ с увеличением z_{α} монотонно уменьшается от 1 до 0 и принимает наибольшее значение для малых z_{α} , что соответствует большим поперечным масштабам длин волн $z_{\alpha} = (\rho_{\alpha}/\lambda_{\perp})^2 \ll 1$ (ρ_{α} — ларморовский радиус частиц сорта α , λ_{\perp} — поперечная длина волны). Аналогично ведет себя и величина $|A'_0(z_{\alpha})|$. Поэтому с уменьшением поперечных масштабов длин волн как шланговая, так и токовая неустойчивости подавляются. Запишем критерий развития (8) для малых $z_i \ll 1$, когда условия для развития неустойчивостей наиболее благоприятные:

$$\sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha}}{n} \left(\frac{v_{T\parallel i}}{v_A} \right)^2 \frac{T_{\parallel \alpha}}{T_{\parallel i}} \left(1 - \frac{T_{\perp \alpha}}{T_{\parallel \alpha}} \right) + \frac{1}{z_i} \left(\frac{k_{\perp}}{k} \right)^2 \left(\frac{v_{T\perp i}}{v_A} \right)^2 \left(\sum_{\alpha} \left(\frac{n_{\alpha}}{n} \right) q_{\alpha} \frac{v_{0\alpha}}{v_A} \right)^2 > 1. \quad (9)$$

Рассмотрим возможность развития неустойчивости для конкретных условий, наблюдаемых в пограничной области плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли. ПОПС представляет собой достаточно тонкий слой, порядка $(0.5-3)R_E$ (R_E — радиус Земли) [3], отделяющий доли хвоста магнитосферы от плазменного слоя. Доли хвоста заполнены разреженной плазмой низкого давления, в которой плазменный параметр $\beta_i \ll 1$, в то же время плазменный слой заполнен более горячей и плотной плазмой конечного

давления $\beta_i \geq 1$. Таким образом, ПОПС является переходной областью между плазмой низкого и конечного давлений. Значения параметров плазмы пограничной области плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли существенно зависят от времени и точки, в которой находится спутник, измеряющий параметры. Плотность плазмы в ПОПС лежит в интервале 10^5-10^6 м^{-3} , $T_i \sim 0.5-5 \text{ кэВ}$, $T_e \sim 0.2-2 \text{ кэВ}$, скорости пучков достигают величины 2500 км/с [3, 13].

Рассмотрим шланговую неустойчивость. В рассматриваемых областях ПОПС величина β_i малая, поэтому величина $(v_{T\parallel i}/v_A)^2$ также малая. Кроме того, температуры электронов фоновой плазмы и пучков протонов меньше температуры протонов фоновой плазмы. В этих условиях шланговая неустойчивость развиваться не может.

Рассмотрим токовую неустойчивость, вызванную током протонного пучка. Учитывая, что мы рассматриваем области малых β_i , первый член, стоящий в выражении (9), — малая величина, поэтому критерий развития токовой неустойчивости запишем в виде

$$z_i < \left(\frac{k_{\perp}}{k} \right)^2 \left(\frac{v_{T\perp i}}{v_A} \right)^2 \left(\frac{n_b v_{0b}}{n v_A} \right)^2. \quad (10)$$

Из выражения (10) видно, что критерий неустойчивости не имеет ограничений на скорость распространения пучков и силы тока, которая приводит к неустойчивости. Действительно, для волн с очень большими поперечными масштабами длин волн величина z_i очень маленькая $z_i = (\rho_i/\lambda_{\perp})^2 \ll 1$, причем ее можно сделать сколь угодно малой и всегда удовлетворить неравенству (10). Поэтому такой механизм может объяснить наличие волн, которые наблюдаются при распространении не очень быстрых и не очень плотных пучков.

Оценим максимальные поперечные масштабы длин волн, для которых возможно развитие токовой неустойчивости. Выбирая для параметров плазмы ПОПС некоторые средние значения $n \approx 5 \cdot 10^5 \text{ м}^{-3}$, $n_b/n \approx 0.2$, $v_{T\perp i} \approx 400 \text{ км/с}$, $v_A \approx 800 \text{ км/с}$ ($B \approx 30 \text{ нТл}$), $v_{0b} \approx 1200 \text{ км/с}$, для z_i получаем

$$z_i < 0.05. \quad (11)$$

Оценим максимальное значение инкремента токовой неустойчивости. Из (7) для средних

значений параметров плазмы ПОПС получаем ($B \approx 30$ нТл)

$$\gamma_{\max} \approx 0.5 \text{ с}^{-1}. \quad (12)$$

Рассмотрим токовую неустойчивость в отсутствие продольного тока. Отметим, что хотя токи и компенсированы, однако развитие токовой неустойчивости при определенных условиях возможно, так как токи протонов и электронов по-разному влияют на дисперсию волн. Будем считать, что ток, вызываемый протонным пучком, компенсируется током электронов фоновой плазмы. В этом случае из условия $j_{\parallel 0e} = -j_{\parallel 0b}$ получаем $n v_{0e} = n_b v_{0b}$. Пренебрегая шланговой неустойчивостью, критерий развития токовой неустойчивости (8) запишем в виде

$$\frac{1}{z_i} \left(\frac{k_{\perp}}{k} \right)^2 \left(\frac{n_b v_{T\perp i} v_{0b}}{n v_A v_A} \right)^2 (1 + A'_0(z_b))^2 > 1. \quad (13)$$

Величина $1 + A'_0(z_b)$ меньше единицы, поэтому для конечных значений z_i и параметров плазмы, наблюдаемых в ПОПС, величина, стоящая в левой части неравенства (8), всегда меньше единицы. То есть, для конечных значений z_i развитие токовой неустойчивости в ПОПС невозможно. Для малых значений z_i , разлагая функцию $A'_0(z_b)$ по малому параметру из (13) для критерия развития токовой неустойчивости, получаем

$$\left(\frac{n_b v_{T\perp i} v_{0b} T_{\perp b}}{n v_A v_A T_{\perp i}} \right)^2 \left(\frac{k_{\perp}}{k} \right)^2 z_i > 1. \quad (14)$$

В пограничной области плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли температура пучков протонов обычно меньше температуры фоновых протонов $T_b < T_i$, поэтому, используя конкретные значения параметров плазмы ПОПС, легко показать, что и при малых значениях z_i токовая неустойчивость, если токи пучка протонов скомпенсированы током электронов, развиваться не может. Таким образом, можно сделать вывод, что в условиях пограничной области плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли токовая неустойчивость, вызванная током пучка протонов, может быть стабилизирована продольным током электронов фоновой плазмы.

Рассмотрим возможное влияние токовой неустойчивости на процессы, протекающие в плазменном слое хвоста магнитосферы Зем-

ли. Центральные области плазменного слоя заполнены горячими протонами с температурой $T_i \sim 3-7$ кэВ и плотностью $n \approx (0.2-1) \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$. Считается, что плазменный слой заполняется частицами солнечного ветра и частично ионами ионосферного происхождения. Тепловой энергии этих частиц и энергии направленного движения протонов солнечного ветра (~ 1 кэВ) недостаточно, чтобы объяснить высокую температуру частиц плазменного слоя. Очевидно, что есть механизмы, обеспечивающие дополнительный нагрев частиц плазменного слоя. Отметим, что температура электронов, как и в пограничной области плазменного слоя, меньше температуры протонов, что говорит о нагреве именно протонов плазменного слоя [3, 20].

Одним из механизмов нагрева частиц плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли могут быть кинетические альвеновские волны, которые генерируются токами в ПОПС. Действительно, в отличие от «обычных» альвеновских волн у кинетических альвеновских волн есть продольное электрическое поле, поэтому они могут эффективно взаимодействовать с заряженными частицами. В момент, когда КАВ выйдут из области генерации, они начнут активно передавать свою энергию частицам плазмы плазменного слоя. Рассмотрим вопрос, на каких частицах наиболее эффективно будут затухать КАВ. Известно, что в плазме низкого давления ($\beta_i \ll 1$) кинетические альвеновские волны затухают в основном на электронах [2]. Плазменный слой хвоста магнитосферы Земли — это плазма конечного давления ($\beta_i \geq 1$), чтобы выяснить, как затухают КАВ в плазме конечного давления, необходимо получить декремент затухания. Полное выражение для декремента затухания очень громоздкое, поэтому получим оценочное выражение. Из дисперсионного уравнения (2) для декремента затухания однородной замагниченной плазмы при отсутствии направленного движения частиц получаем грубую оценочную формулу

$$\frac{\gamma}{\omega} \sim -(1 - A_0(z_i)) \left(\frac{\omega}{k_z v_{T\parallel \alpha}} \right)^2 \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{k_z v_{T\parallel \alpha}} \right)^2 \right). \quad (15)$$

Используя дисперсию КАВ (7), можно показать, что продольная фазовая скорость волн ле-

жит в интервале $v_A \leq \omega/k_z \leq v_{Te}$, поэтому в плазме низкого давления ($\beta_i \ll 1$) для продольной фазовой скорости справедливо неравенство $\omega/k_z \geq v_A \gg v_{Ti}$. Учитывая экспоненциальную зависимость затухания от отношения продольной фазовой скорости к тепловой, из (15) получаем, что затухание на протонах очень маленькое, поэтому волны в плазме низкого давления затухают исключительно на электронах. Для плазмы конечного давления ($\beta_i \geq 1$) $v_A \leq v_{Ti}$, поэтому для $z_i < 1$, когда продольная фазовая скорость не сильно отклоняется от альвеновской скорости $\omega/k_z \leq v_A$, затухание на протонах значительно превосходит затухание на электронах.

Таким образом, в плазменном слое хвоста магнитосферы Земли кинетические альвеновские волны с $z_i < 1$ могут эффективно нагревать протоны плазменного слоя.

Отметим, что наиболее сильно КАВ затухают на протонах для $0.1 < z_i < 1$. Из полученных нами оценок следует, что в результате развития токовой неустойчивости генерируются альвеновские волны с $z_i < 0.05$. Однако, как показано в работе [5], в процессе распространения альвеновских волн в пограничной области плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли, происходит нарастание поперечных волновых векторов, то есть увеличение параметра z_i и тем самым увеличение затухания волн. Кроме того, в процессе распространения волн поперечные волновые вектора разворачиваются в сторону плазменного слоя, и кинетические альвеновские волны проникают в плазменный слой хвоста магнитосферы, передавая там свою энергию частицам плазмы.

Таким образом, проведенный теоретический анализ показывает, что токовая неустойчивость, вызванная пучками протонов, распространяющихся в пограничной области плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли, является достаточно эффективным механизмом генерации альвеновских волн и может быть одним из источников нагрева протонов плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли.

1. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. П. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1978. — 407 с.

2. Войтенко Ю. М., Куц С. В., Маловичко П. П., Юхимук А. К. Кинетические свойства альвеновских волн. — Киев, 1990. — 20 с. — (Препринт / АН УССР. Ин-т теор. физики; № ИТФ-90-75Р).

3. Зеленый Л. М. Динамика плазмы и магнитных полей в хвосте магнитосферы земли // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Исслед. космич. пространства. — 1986. — **24**. — С. 58—186. — (Под ред. Р. З. Сагдеева).

4. Маловичко П. П. Физика космической плазмы // Сб. тр. междунар. семинара. — Киев: НКАУ, 1994. — С. 230—234.

5. Маловичко П. П. Распространение альвеновских волн в пограничной области плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли // Геомагнетизм и аэронавигация. — 1995. — **35**, № 6. — С. 89—95.

6. 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.

7. Broughton M. C., Engebretson M. J., Glassmeier K., Y., et al. Ultra-low-frequency waves and associated wave vectors observed in the plasma sheet boundary layer by Cluster // J. Geophys. Res. — 2008. — **113**. — P. A12217.

8. Denton R. E., Engebretson M. J., Keiling A., et al. Multiple harmonic ULF waves in the plasma sheet boundary layer: Instability analysis // J. Geophys. Res. — 2010. — **115**. — P. A12224.

9. Engebretson M. J., Kahlstorf C. R. G., Posch J. L., et al. Multiple harmonic ULF waves in the plasma sheet boundary layer observed by Cluster // J. Geophys. Res. — 2010. — **115**. — P. A12225.

10. Estman T. E., Frank L. A., Huang C. Y. The boundary layers as the primary transport regions of the Earth's 8. magnetotail. Univ. of Iowa. Preprint 83-07, February 1985.

11. Grigorenko E. E., Burinskaya T. M., Shevelev M., et al. Large-scale fluctuations of PSBL magnetic flux tubes induced by the field-aligned motion of highly accelerated ions // Ann. Geophys. — 2010. — **28**, N 6. — P. 1273—1288.

12. Grigorenko E. E., Hoshino M., Hirai M., et al. «Geography» of ion acceleration in the magnetotail: line versus current sheet effects // J. Geophys. Res. — 2009. — **114**. — P. A03203.

13. Grigorenko E. E., Sauvaud J.-A., Zelenyi L. M. Spatial-temporal characteristics of ion beamlets in the plasma sheet boundary layer of magnetotail // J. Geophys. Res. — 2007. — **112**. — P. A05218.

14. Keiling A., Parks G. K., Wygant J. R., et al. Some properties of Alfvén waves: Observations in the tail lobes and the plasma sheet boundary layer // J. Geophys. Res. — 2005. — **110**. — P. A10S11.

15. Keiling A., Rème H., I. Dandouras, et al. New properties of energy-dispersed ions in the plasma sheet boundary layer observed by Cluster // J. Geophys. Res. — 2004. — **109**. — P. A05215.

16. *Lui A. T. Y.* Parameter extraction of source plasma from observed particle velocity distribution // *Geophys. Res. Lett.* — 2006. — **33**. — P. L21108.
17. *Lui A. T. Y., Hori T.* Phase space density analysis of energy transport in the Earth's magnetotail // *Space Sci. Rev.* — 2006. — **122**, N 1-4. — P. 69—80.
18. *Lysak R., Song Y.* Propagation of kinetic Alfvén waves at the plasma sheet boundary layer // American Physical Society, 52nd Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics, November 8—12, 2010, abstract #TO8.004.
19. *Parks G. K., Chen L. J., Fillingim M., McCarthy M.* Kinetic characterization of plasma sheet dynamics // *Space Sci. Rev.* — 2001. — **95**, N 1-2. — P. 237—255.
20. *Schrifer D., Ashour-Abdalla M., Richard R.* On the origin of the ion-electron temperature difference in the plasma sheet // *J. Geophys. Res.* — 1998. — **103**. — P. 14879—14895.
21. *Takada T., Seki K., Hirahara M., et al.* Statistical properties of low-frequency waves and ion beams in the plasma sheet boundary layer: Geotail observations // *J. Geophys. Res.* 2005. — **110**. — P. A02204.
22. *Takada T., Seki K., Hirahara M., et al.* Two types of PSBL ion beam observed by Geotail: Their relation to low frequency electromagnetic waves and cold ion energization // *Adv. Space Res.* — 2005. — **36**, N 10. — P. 1883—1889.
23. *Teste A., Parks G. K.* Counterstreaming beams and flat-top electron distributions observed with Langmuir, whistler, and compressional Alfvén waves in Earth's magnetic tail // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — **102**. — P. 075003.
24. *Wygant J. R., Keiling A., Cattell C. A., et al.* Evidence for kinetic Alfvén waves and parallel electron energization at 4–6 altitudes in the plasma sheet boundary layer // *J. Geophys. Res.* — 2002. — **107**. — P. 1201.

Надійшла до редакції 13.06.12

P. P. Malovichko

GENERATION OF ALFVEN WAVES IN PLASMA SHEET OF EARTH'S MAGNETOSPHERE TAIL

We consider current instabilities of Alfvén waves in the Earth's magnetosphere tail, which are caused by proton beams propagating in the plasma sheet boundary layer. The increment is found and instability growth rate is estimated. It is shown that such generation mechanism of Alfvén waves is very effective and can lead to the wave generation even at very small currents.