

$$\hat{L}_T(\omega) = \frac{\partial}{\partial l_{\parallel}} \sqrt{\frac{g_2}{g_1}} \frac{\partial}{\partial l_{\parallel}} + \sqrt{\frac{g_2}{g_1}} \frac{\omega^2}{V_A^2},$$

$$\hat{L}_P(\omega) = \frac{\partial}{\partial l_{\parallel}} \sqrt{\frac{g_1}{g_2}} \frac{\partial}{\partial l_{\parallel}} + \sqrt{\frac{g_1}{g_2}} \frac{\omega^2}{V_A^2},$$

$$\hat{L}_S(\omega) = \frac{\partial}{\partial l_{\parallel}} V_S^2 \sqrt{g_1 g_2} \frac{\partial}{\partial l_{\parallel}} + \sqrt{g_1 g_2} \frac{V_S^2}{V_C^2} \omega^2.$$

V_A , V_S , и V_C альфвеновская, звуковая, и магнито-звуковая скорости.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Систему уравнений (1) и (2) следует рассматривать как задачу на собственные значения относительно отношения радиальных и азимутальных компонент волнового вектора k_r^2/k_a^2 при заданных ω и L .

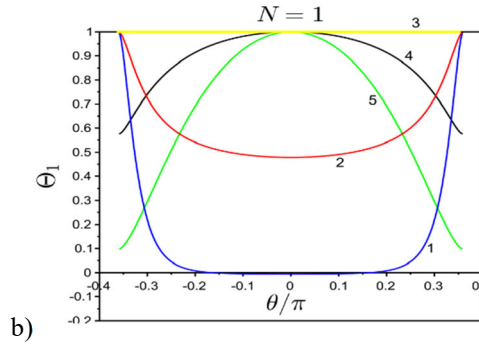
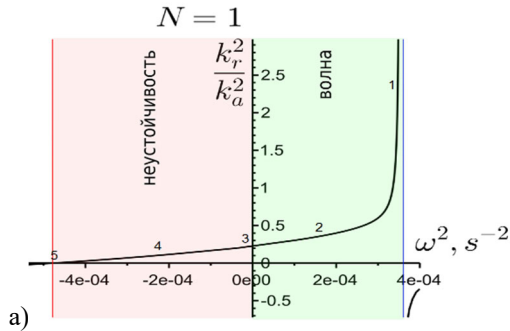


Рис. 1. а) отношение k_r^2/k_a^2 для основной гармоники в зависимости от квадрата частоты ω^2 ; б) изменения структуры Θ от магнитной широты θ . Гармоники (1) и (2) соответствуют ММЗ модам ($\omega^2 > 0$). Гармоника (3) соответствует случаю $\omega^2 = 0$ (граница неустойчивости) т.е., $\Theta = \text{const}$, а $\Phi = 0$. Гармоники (4) и (5) соответствуют минимальному и максимальному инкременту неустойчивости (т.е. когда $k_r^2 = 0$)

Численные расчеты проводились для геостационарной орбиты ($L=6.6$). Давление плазмы $P = (B_{eq}^2/8\pi)\beta_{eq}$ вдоль силовых линий считается постоянным, а его радиальный градиент $\partial P/\partial L$ отрицательным, поскольку этот критерий является ключевым условием для развития неустойчивости. Таким образом, мы можем найти собственные векторы

Φ и Θ , для системы (1) и (2), а также собственные значения k_r^2/k_a^2 рис. 1.

Порог неустойчивости, т.е. связь между обратным радиальным градиентом давления плазмы $H = P(\partial P/\partial L)^{-1}$ и параметром β_{eq} на экваторе, соответствует пределу $k_r^2 = 0$. На рис. 2 показано, что неустойчивость развивается либо при малом β_{eq} , но большом H , либо, наоборот, при очень большом β_{eq} , но малом H .

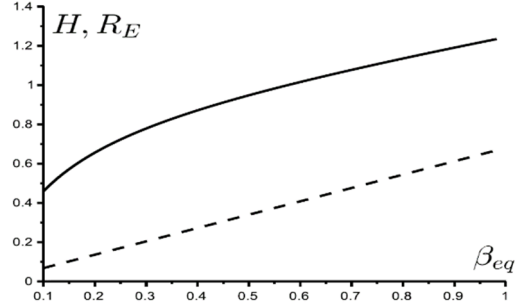


Рис. 2. Порог неустойчивости фундаментальной (сплошной) и второй (пунктирной) гармоник: масштаб радиальной неоднородности давления плазмы H в зависимости от β_{eq} на экваторе. Область неустойчивости лежит ниже соответствующих кривых [Petrashchuk et al., 2024]

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Леонович А.С., Козлов Д.А. О баллонной неустойчивости в токовых слоях // Солнечно-земная физика. 2015. Т. 1, № 2. С. 49–69.
- Мазур Н.Г., Федоров Е.Н., Пилипенко В.А. Дисперсионное соотношение для баллонных мод и условия их устойчивости в околоземной плазме // Геомагнетизм и аэронавигация. 2012. Т. 52, № 5. С. 639–648.
- Hameiri E., Laurence P., Mond M. The ballooning instability in Space Plasma // J. Geophys. Res. 1991. V. 96, N A2. P. 1513–1526.
- Cheremnykh O.K., Parnowski A.S., Burdo O.S. Ballooning modes in the inner magnetosphere of the Earth // Planetary and Space Science. 2004. V. 52, iss. 13. P. 1217–1229.
- Sorathia K.A., Merkin V.G., Panov E.V. et al. Ballooning-interchange instability in the near-Earth plasma sheet and auroral beads: Global magnetospheric modeling at the limit of the MHD approximation // Geophys. Res. Lett. 2020. V. 47. P. e2020GL088227.
- Oberhagemann L.R., Mann I.R. A New substorm onset mechanism: Increasingly parallel pressure anisotropic ballooning // Geophys. Res. Lett. 2020. V. 47. P. e2019GL085271.
- Klimushkin D.Yu. Method of description of the Alfvén and magnetosonic branches of inhomogeneous plasma oscillations // Plasma Phys. Rep. 1994. V. 20. P. 280–286.
- Petrashchuk A.V., Mager P.N., Klimushkin D.Yu. Ballooning instability in the dipole magnetosphere: The finite transverse wavelength influence // Phys. Plasmas. 2024. V. 31, N. 2. P. 022903.