

УДК 533.9 + 550 388

## ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ ИОННО-ЦИКЛОТРОННЫЕ ВОЛНЫ ВБЛИЗИ ПЛАЗМОПАУЗЫ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

О. А. Молчанов, И. Е. Шарко

Показано, что в магнитосфере вблизи плазмопаузы возможно развитие ионно-циклотронной неустойчивости за несколько часов и с длинами волн порядка  $10^2$ — $10^3$  м. Эти характерные времена вполне соответствуют обычным представлениям о времени существования энергичных частиц вблизи плазмопаузы. Замечено, что наличие ионно-циклотронных волн при  $K \sim 10^{-2} + 10^{-3}$  м должно привести к эффективному распадному взаимодействию с волнами типа свистящих атмосфериков с возможностью дальнейшего нарастания фона ионно-циклотронных волн.

О существовании КНЧ волн (1—300 Гц) в магнитосфере Земли известно достаточно давно [1]. В большинстве случаев частота этих волн  $\omega < \omega_{Vi}$  ( $\omega_{Vi}$  — ионно-циклотронная частота протонов), волны циркулярно поляризованы и идентифицируются на Земле как КПК колебания. Однако наблюдения на ИСЗ дали сведения о другом классе КНЧ волн, как правило, с частотами  $\omega > \omega_{Vi}$ , электростатических или почти электростатических и распространяющихся поперек внешнего магнитного поля ( $\psi \sim \pi/2$ ). Впервые такие колебания были обнаружены на ИСЗ OGO-3 [2], где показано, что  $2\omega_{Vi} < \omega < \omega_{Hgr}$  ( $\omega_{Hgr} \simeq (\omega_{Vi}\omega_{Ve})^{1/2}$ ), сигнал принимался в узкой области вблизи экваториальной плоскости магнитосферы ( $\Delta\Phi \sim 2^\circ$ ) в районе плазмопаузы ( $L = 4 \div 5$ ) и распространялся практически поперек магнитного поля ( $\Delta\psi = \psi - \pi/2 \leq 1^\circ$ ). Подобное явление было обнаружено в экваториальной плоскости плазмосферы ( $L = 2 \div 5$ ) на борту ИСЗ IMP-6 и Hawkeye-1 и описано в [3], где показано, что шум занимает диапазон от нескольких герц до  $\sim 100$ — $200$  Гц, имеет отчетливую полосовую структуру с  $\Delta\omega$  от нескольких герц до десятков герц и строго локализован вблизи магнитного экватора. Подобные результаты наблюдений на ИСЗ Hawkeye-1 ( $L > 3$ ) были сообщены в [4], где дополнительно показано, что сигнал электростатичен ( $E \gg B$ ) и наблюдается, как правило, вблизи плазмопаузы при наличии сильных градиентов концентрации плазмы ( $a = [(1/n)(dn/dx)]^{-1} \sim 0,1R_E \sim 6 \cdot 10^3$  м). Наконец, аналогичные колебания наблюдались на ИСЗ GEOS-1 в диапазоне  $L = 5 \div 7$ , где в отличие от предыдущих регистраций проводился тщательный спектральный анализ и было показано, что сигналы ( $\omega > \omega_{Vi}$ ) узкополосны, частоты практически совпадают с гармониками  $\omega_{Vi}$ , причем максимум амплитуды приходится на 4—8-ю гармоники  $\omega_{Vi}$ . Иногда в излучении появляются «сателлиты», сдвинутые на  $\sim \pm \omega_{Vi}/4$  от основной частоты [5].

Первая попытка объяснения такого явления приведена в [6], где показано, что при наличии конусной анизотропии энергичных протонов ( $E \sim 50$  кэВ) возникает неустойчивость на частотах  $\omega \sim \omega_{Pi} \gg \omega_{Vi}$ . Использовалась функция распределения горячих ионов с учетом конусной анизотропии, которая, как показано в работе [7], адекватно описывает реально регистрируемые характеристики энергичных частиц вне плазмосферы.

Анализ данных по измерению энергичных частиц на ИСЗ Explorer-45 [8] привел авторов [9] к заключению, что эта же функция, немного

модифицированная, хорошо описывает реальные данные и внутри плазмосферы ( $L = 3 \div 5$ ). В работе [6] предполагалось, что малоэнергичная компонента электронов и ионов отсутствует и  $T_i \gg T_e$ . Улучшенная теория возбуждения электростатических ионно-циклотронных волн содержится в [10], однако также рассматривается лишь случай  $\omega \gg \omega_{Bi}$ . Наконец, в [11] показано, что сильная конусная анизотропия энергичных протонов, характерная для разомкнутых авроральных силовых линий магнитосферы ( $L \sim 10$ ) может привести к нарастанию электростатических ионно-циклотронных волн на частотах  $\omega \sim (n + 1/2)\omega_{Bi}$  с инкрементом  $\gamma \sim 10^{-2} c^{-1}$ . В [11], так же как и в [10], указано, что наличие холодных электронов демпфирует неустойчивость. Этот факт, по-видимому, важен, так как в ряде работ показано, что концентрация тепловых электронов и протонов ( $T_e \sim T_i \sim 1 \text{ эВ}$ ) существенно превышает концентрацию энергичных частиц [2, 56], а температура электронов даже для высоких  $L$ -оболочек ( $L \sim 6 \div 7$ ) составляет  $\sim 2 \text{ эВ}$  [56]. Неустойчивость для поперечных магнитозвуковых волн ( $\psi = \pi/2$ ), частот  $\omega \gg \omega_{Bi}$  и конусной анизотропии энергичных ионов рассматривалась также в [12].

**Ионно-циклотронная неустойчивость в магнитосфере Земли. Параметры расчета.** В данном сообщении обсуждается возможность генерации сравнительно коротковолновых колебаний  $K = 10^{-2} \div 10^{-4} \text{ м}^{-1}$  на циклотронных гармониках внутри магнитосферы на  $L = 3 \div 5$ . В [13] показано, что при выполнении

$$K = K_A = n\omega_{Bi}/V_A \quad (1)$$

колебания являются потенциальными и при их рассмотрении можно пользоваться дискретным соотношением в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{xx}\sin^2\psi + 2\varepsilon_{xz}\sin\psi\cos\psi + \varepsilon_{zz}\cos^2\psi = 0. \quad (2)$$

Здесь использовались обычные обозначения [13], где  $\psi$  — угол волновой нормали к внешнему магнитному полю.

В соответствии со сложившимися представлениями о параметрах ионной и электронной компонент магнитосферной плазмы [3, 14] мы задавали следующую модель этих распределений.

Таблица 1

$L = 3$	$L = 4$	$L = 5$
$n_x = 10^2 \div 10^3 \text{ см}^{-3}$ $T_x = 0,5 \text{ эВ}$ $n_r = 0,05 \text{ см}^{-3}$ $T_r = 0,7 \div 20 \text{ кэВ}$	$n_x = 10^2 \div 10^3 \text{ см}^{-3}$ $T_x = 3 \text{ эВ}$ $n_r = 0,3 \text{ см}^{-3}$ $T_r = 1 \div 30 \text{ кэВ}$	$n_x = 3 \text{ см}^{-3}$ $T_x = 5 \div 10 \text{ эВ}$ $n_r = 0,5 \text{ см}^{-3}$ $T_r = 1 \div 50 \text{ кэВ}$

Предполагалась квазинейтральность плазмы и ее изотермия,  $T_i = T_e$ . Функция распределения холодной компоненты задавалась максвелловской, функция распределения горячей компоненты — в виде [7, 9]

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{2\pi T_{\parallel}}} \frac{2(m/2T_{\perp})^{j+1}}{\Gamma(j+1)} V_{\perp}^{2j} \exp\left(-\frac{V_{\perp}^2}{2T_{\perp}/m} - \frac{V_{\parallel}^2}{2T_{\parallel}/m}\right), \quad (3)$$

где параметр  $j$  описывает конусную анизотропию частиц, а параметр  $b = T_{\parallel}/T_{\perp} - 1$  — температурную анизотропию.

При проведении конкретных расчетов оказалось, что температурная анизотропия несущественна для данного типа неустойчивости, поэтому мы полагали  $b = 0$ . Кроме того, поскольку инкременты растут с увеличением  $L$ , здесь будут приведены результаты только для  $L = 4; 5$ . Не-

смотря на то, что расчеты велись для разных целых  $j$ , будут представлены случаи только с  $j = 1$ . Наконец, мы продемонстрируем дрейфовые эффекты для данной неустойчивости.

**Методика расчета.** Как показано в [15], для функции распределения в виде (3) имеет место соотношение

$$\epsilon_{\parallel} = 1 + \sum_{\alpha} \frac{1}{K^2 a^2} \left\{ 1 + \sum_n \left[ a_{jn} + \frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}} \frac{n\omega_B}{\omega - n\omega_B} (a_{jn} - a_{j-1,n}) \right] z_n \right\},$$

$$z_n = z_n(x_n) = -x_n \exp\left(-\frac{x_n^2}{2}\right) \int_0^{x_n} dy \exp\left(\frac{y^2}{2}\right) +$$

$$+ j \sqrt{\frac{\pi}{2}} x_n \exp\left(-\frac{x_n^2}{2}\right),$$

$$a_{jn} = a_{jn}(y) = \frac{1}{\Gamma(j+1) y^{j+1}} \left(y^2 \frac{\partial}{\partial y}\right)^j (y e^{-y} I_n(y)),$$

где  $x_n = (\omega - n\omega_B)/K_{\parallel} \sqrt{T_{\perp}/m}$ ,  $y = K_{\perp}^2 T_{\perp}/m\omega_B^2$ ,  $I_n$  — модифицированная функция Бесселя;  $d = V_{T_{\alpha}}/\omega_{P_{\alpha}}$ .

Дисперсионное соотношение  $\omega(K)$  находится из условия  $R_e \epsilon_{\parallel} = 0$ . Инкремент также ищется обычным образом [13]:

$$\gamma = -J_m \epsilon_{\parallel} / \partial R_e \epsilon_{\parallel} / \partial \omega / \omega = \omega(K).$$

При учете неоднородности формула (4) модифицируется следующим образом:

$$\epsilon_{\parallel} = 1 + \sum_{\alpha} \frac{1}{K^2 a^2} \left\{ 1 + \sum \left[ a_{jn} + \frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}} \frac{n\omega_B}{\omega - n\omega_B} \times \right. \right.$$

$$\times (a_{jn} - a_{j-1,n}) \left. \right] z_n - \frac{\omega_n}{\omega} \left( 1 + \eta T \frac{\partial}{\partial T} \right) \frac{\omega}{\omega - n\omega_B} z_n a_{jn} -$$

$$\left. - \frac{n\omega}{y\omega_B} \frac{\omega_n}{\omega} \left( 1 + \eta T \frac{\partial}{\partial T} \right) \left[ a_{jn} + \frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}} \frac{n\omega_B}{\omega - n\omega_B} (a_{jn} - a_{j-1,n}) \right] \right\},$$

где

$$\omega_n = \frac{K_y T_{\parallel}}{m\omega_B} \frac{\partial \ln n}{\partial x}, \quad n = \frac{\partial \ln T}{\partial \ln n}.$$

При  $j = 0$  и  $b = 0$  (5) переходит в известное соотношение, приведенное в [16].

В реальной магнитосфере неоднородность существенна только в месте расположения плазмопаузы, поэтому мы проводим вычисления по формуле (5) для  $L = 4$ . Кроме того, мы учитывали неоднородность только для горячей ионной компоненты, что соответствует оценкам [16]. Достаточно хорошо известно [13, 16], что ионно-циклотронные волны являются слабо затухающими вблизи  $\psi \sim \pi/2$ . Поэтому естественно было искать неустойчивость в этом диапазоне углов.

На рис. 1 приведены дисперсионные кривые для первых семи циклотронных гармоник ( $L = 5$ ). Они мало отличаются от тех дисперсионных кривых, которые приведены в [13] при учете обычного для магнитосферы допущения  $\omega_{Pi}^2/\omega_{Bi}^2 \gg 1$ . Излом кривых при  $K^* \sim 10^{-3}$  связан

с тем, что  $K^* \sim \rho_{Hi}^{-1} = \omega_{Bi}/V_{Ti}$ . Заметим, что  $L = 3; 4$ ,  $K^* = 10^{-1}, 4 \cdot 10^{-3}$  соответственно. На рис. 2 приведены инкременты неустойчивости для фиксированного  $K = 10^{-3} \text{ м}^{-1}$  и различных углов. Инкременты максимальные для третьей и четвертой гармоник. Видно, что интервал углов, где возбуждается неустойчивость, достаточно мал ( $\Delta\psi < 0,5^\circ$ ). При отсутствии конусной анизотропии волны затухают. Этот случай ( $j = 0$ ) показан пунктиром.

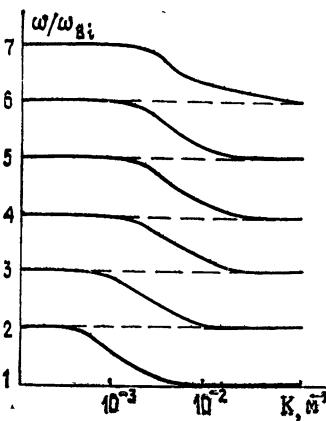


Рис. 1.

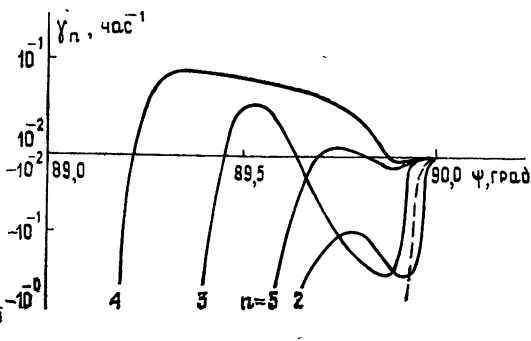


Рис. 2.

Рис. 2. Инкременты неустойчивости для различных гармоник и фиксированного  $K = 10^{-3} \text{ м}^{-1}$  ( $\sim K^*$ ). Сплошная кривая —  $j = 1$ , пунктирная —  $j = 0$  для  $L = 4$ . Расчет проведен для  $L = 5$ ,  $T_r = 21 \text{ кэВ}$ , остальные параметры даны в табл. 1.

Другое интересное свойство неустойчивости — узкополосность в пространстве волновых чисел  $K$  — иллюстрируется на рис. 3 для тех же самых параметров, что и на предыдущем рисунке. На рис. 3 приведено распределение по  $K$  для нескольких фиксированных значений  $\psi$  и для моды с максимальным инкрементом ( $n = 4$ ). Таким образом, неустойчивость достаточно узкополосна в пространстве волновых чисел.

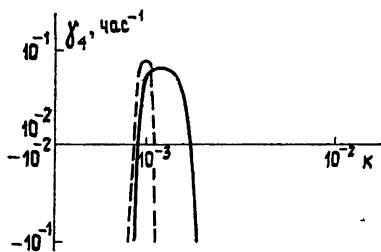


Рис. 3.

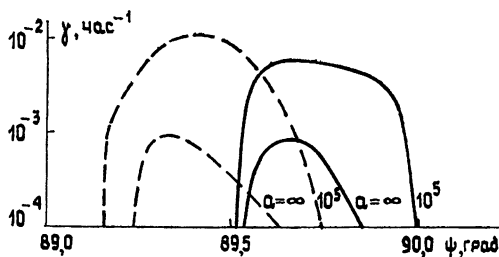


Рис. 4.

Рис. 3.  $L = 5$ ,  $T_r = 21 \text{ кэВ}$ , штриховая кривая —  $\psi = 89,4$ , сплошная кривая —  $\psi = 89,6$ .

Рис. 4.  $L = 4$ ,  $K = 5 \cdot 10^{-3}$ , сплошные кривые —  $\gamma_4$ , штриховые —  $\gamma_3$ .

Приведенные выше результаты относились к  $L = 5$ . Как указывалось выше, инкременты для  $L = 4$  в приближении однородной плазмы меньше, однако здесь возможно усиление эффекта при учете неоднородности. На рис. 4 это демонстрируется для вполне реального масштаба неоднородности  $a = 10^5 \text{ м}$ , что характерно для плазмплаузы [17]. Значения  $K \sim K^* = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ , и видно, что при учете неоднородности ин-

кременты возрастают примерно на порядок, хотя даже в этом случае не превышают значений для  $L = 5$ . Наконец, на рис. 5 иллюстрируется пороговый характер неустойчивости в зависимости от энергии горячих частиц. Пороги уменьшаются при уменьшении температуры холодной компоненты, демпфирующей неустойчивость.

Заметим, в заключение, что характерные времена развития неустойчивости порядка 1—10 часов.

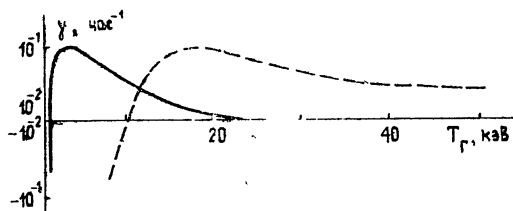


Рис. 5.  $L = 5$ ,  $\psi = 89^\circ,4$ , сплошная кривая —  $T_x = 2$  эВ,  $K = 2,4 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$ , штриховая —  $T_x = 10$  эВ,  $K = 10^{-2} \text{ м}^{-1}$ .

**Обсуждение результатов.** Таким образом, мы показали, что в магнитосфере вблизи плазмопаузы возможно развитие ионно-циклотронной неустойчивости на несколько часов и с длинами волн порядка  $10^2$ — $10^3$  м. Эти характерные времена вполне соответствуют обычным представлениям о времени существования энергичных частиц вблизи плазмопаузы, конвектирующих в эту область в периоды геомагнитной возмущенности от границы магнитосферы. Такая неустойчивость, по-видимому, наблюдалась в упомянутых выше экспериментах. Некоторые несоответствия расчетов с экспериментальными данными, в частности предсказанный теоретически максимальный инкремент неустойчивости на циклотронной гармонике  $n = 4$  и максимальные амплитуды в эксперименте на гармониках  $n = 4 \div 8$  [5], вполне объяснимы из-за естественной идеализации модели горячих частиц и отсутствия в данном расчете оценок установившихся значений амплитуд на нелинейной стадии процесса.

В отличие от упоминавшихся ранее работ [10, 11] мы не использовали упрощающее предположение  $\omega \gg \omega_{ci}$ , что дало возможность выявить максимальные инкременты неустойчивости для ряда первых гармоник, рассматривали, как нам кажется, более реалистичную модель распределения горячих ионов с конусной анизотропией, оценили влияние неоднородности концентрации частиц в районе плазмопаузы и пришли к выводу о селективном характере неустойчивости по волновым числам. Заметим, что наличие ионно-циклотронных волн с данными  $K \sim 10^{-2} \div 10^{-3} \text{ м}^{-1}$  должно привести к эффективному распаду взаимодействию с волнами типа свистящих атмосфериков с возможностью дальнейшего нарастания фона ионно-циклотронных волн, с одной стороны, и дополнительной нелинейной канализации свистовых волн — с другой стороны. На возможность такого процесса указано в работе [17].

Авторы благодарны О. А. Мальцевой и В. Ю. Трахтенгерцу за полезные обсуждения результатов работы, а также рецензенту данной статьи за ценные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гудельми А. В., Троицкая В. А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы.— М.: Наука, 1973.— С. 208.
2. Russel C. T., Heizer R. E., Smith E. J.— J. Geophys. Res., 1970, 75, № 4, p. 875.

3. Gurnett D. A. — J. Geophys. Res., 1976, 81, p. 2765.
4. Kintner P. M., Gurnett D. A. — J. Geophys. Res., 1978, 83, № 1, p. 39.
5. Perraut S., Gendrin R. et al. — Space Sci., 1978, 22, № 4, p. 347; Planet Space Sci., 1979, 27, № 4, p. 317.
6. Coroniti F. V., Fredericks R. W., White R. — J. Geophys. Res., 1972, 77, № 31, p. 6243.
7. Dory R. A., Guest G. E., Harris E. G. — Phys. Rev. Lett., 1965, 14, p. 131.
8. Williams D. J. — In: Physics of the hot plasma in the magnetosphere. — New York: Plenum Press., 1975, p. 159.
9. Молчанов О. А., Резников А. Е. — Космические исслед., 1976, 14.
10. Superman S., Comberoff L. — J. Plasma Phys., 1977, 18, p. 391.
11. Ashour—Abdalla M., Thorne R. M. — Geophys. Res., 1977, 4, № 1, p. 45.
12. Gul'elmi A. V., Klaine B. I., Potapov A. S. — Planet Space Sci., 1975, 23, p. 279.
13. Ахизер А. И., Ахизер И. А. и др. Электродинамика плазмы. — М.: Наука, 1974.
14. Безруких В. В., Грингауз К. И. — Геомагнетизм и аэронавтика, 1977, 17, № 5, с. 784.
15. Мальцева О. А., Молчанов О. А., Резников А. Е. В кн.: Низкочастотные волны и сигналы в магнитосфере Земли. — М.: Наука, 1980. — С. 105.
16. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. — М.: Атомиздат, 1977. — Т. 2.
11. Ashour-Abdalla M., Thorne R. M. — Geophys. Res., 1977, 4, № 1, p. 45.   
диофизика, 1974, 17, № 3, с. 325.

Институт земного магнетизма, ионосферы  
и распространения радиоволн АН СССР

Поступила в редакцию  
18 мая 1981 г.

## ELECTROSTATIC ION-CYCLOTRON WAVES CLOSE TO A PLASMAPAUSE OF THE EARTH MAGNETOSPHERE

*O. A. Molchanov, I. E. Sharko*

It is shown that the development of the ion-cyclotron instability for some hours with wavelengths of the order  $10^2 \div 10^3$  m is possible in the magnetosphere close to the plasmopause. These typical periods of time are completely correspond to usual ideas on the time of energetic particle existence close to the plasmopause. It is noted that the presence of ion-cyclotron waves for  $K = 10^{-2} \div 10^{-3}$  m must lead to the effective decay interaction with waves of whistling atmospheric type with possibility of a further increase of ion-cyclotron wave background.

---

**Васьков В. В., Гуревич А. В., Караштин А. Н.** Тепловая самофокусирующая неустойчивость плазменных волн в области резонанса.

Рассмотрен новый механизм генерации мелкомасштабных неоднородностей в ионосферной плазме при воздействии на нее мощным радиоизлучением. К расслоению плазмы с образованием тепловых неоднородностей, сильно вытянутых вдоль магнитного поля, приводит самофокусировка плазменных волн, исследование которой проведено с учетом как нагревной, так и стрикционной нелинейности. Стрикционные эффекты в сильных полях приводят к уменьшению характерного масштаба неустойчивости и резкому росту ее инкремента.

---