

УДК 533.951

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В АВРОРАЛЬНОЙ И СУБАВРОРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

© 2011 г. Н. И. Ижовкина

Учреждение РАН Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова,  
г. Троицк (Московская обл.)

e-mail: izhovn@izmiran.ru

Поступила в редакцию 28.06.2010 г.

После доработки 25.09.2010 г.

На спутнике “ИНТЕРКОСМОС-19” произведены измерения плотности и температуры электронного компонента плазмы и интенсивности волнового излучения в верхней ионосфере. В субавроральной области ионосферы понижение плотности плазмы коррелирует с увеличением температуры электронного компонента плазмы. При этом во время восстановительной фазы суббури измерено дополнительное увеличение температуры электронного компонента в областях повышенных градиентов плотности плазмы. В линейном приближении инкременты роста электромагнитных волн на высыпающихся в авроральной зоне электронных потоках малы. Показано, что при распространении электромагнитных бернштейновских волн в субавроральной верхней ионосфере они могут усиливаться в областях повышенных градиентов плотности плазмы на ортогональных к геомагнитному полю электронных потоках, образующихся при нагреве плазмы затухающими электростатическими колебаниями электронного компонента плазмы. Это может быть одним из важных факторов усиления аврорального километрового излучения.

### ВВЕДЕНИЕ

Интенсивное электромагнитное излучение ионосферно-магнитосферной плазмы наблюдается преимущественно в авроральной зоне [Власов, 1989; Ижовкина и др., 1989; 2000; Erlandson et al., 1994; Fairfield et al., 1999; Gaezler et al., 1994; Marioka and Oya, 1985; Oya et al., 1985]. Обнаружение этого излучения носит стохастический характер [Ижовкина и др., 2000]. Широкополосное электростатическое излучение в плазме верхней ионосферы наблюдается постоянно, интенсивность его нарастает на дневной стороне ионосферы [Ижовкина и др., 1989, 1999, 2000, 2001; Kennel and Ashour-Abdalla, 1982; Kennel and Engelman, 1966]. Электромагнитное излучение наблюдается на гармониках гирочастоты электронов и в диапазоне свистовых мод. Высокую интенсивность стохастически наблюдаемого аврорального километрового излучения [Gaezler et al., 1994; Fairfield et al., 1999; Marioka, Oya, 1985; Oya et al., 1985; Erlandson et al., 1994; Власов, 1989] сложно объяснить, поскольку инкременты роста электромагнитных мод малы и длина нарастания этих мод составляет тысячи километров. Электромагнитное излучение наблюдалось и в КНЧ-диапазоне на гармониках гирочастоты ионов, при этом одновременно регистрировалось ускорение ионов кислорода в направлении, ортогональном геомагнитным силовым линиям [Erlandson et al., 1994]. Появление интенсивного аврорального километрового излучения коррелирует с наблюдениями областей пониженной плотности плазмы в верхней

ионосфере. Такие области с масштабом тысячи километров регистрировались на спутниках “АПЭКС” и “ИНТЕРКОСМОС-19” в субавроральной и авроральной областях ионосферы [Ижовкина и др., 1999, 2000].

В работе показано, что электростатическая неустойчивость ионосферной плазмы в авроральной и субавроральной зоне связана с быстрым возбуждением колебаний электронными потоками, высыпающимися в ионосферу, и потоками из нагреваемых областей ионосферы. Затухание электростатических колебаний в областях пониженной плотности плазмы приводит к нарастанию градиентов плазменной плотности при вытеснении плазмы из нагреваемых областей. При этом поляризационные потоки заряженных частиц в области затухания электростатических колебаний направлены ортогонально геомагнитным силовым линиям. Захват этих потоков геомагнитным полем и их распространение в геомагнитных силовых трубках способствуют образованию каналов, где может усиливаться электромагнитное излучение в ионосферно-магнитосферной плазме. Таким образом, усиление аврорального километрового излучения связано в области пониженной плотности плазмы с возбуждением и затуханием электростатических колебаний в неоднородной плазме. Наблюдаемая корреляция нарастания интенсивности аврорального километрового излучения с областями пониженной плазменной плотности связана не просто с квазизахватом электромагнитных волн в волноводный канал. Уси-

ление излучения происходит на поляризационных потоках заряженных частиц из областей пониженной плотности плазмы, образующихся при затухании электростатических колебаний на градиентах плазменной плотности.

## 2. ОБЛАСТЬ ПОНИЖЕННОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В СУБАВРОРАЛЬНОЙ ИОНОСФЕРЕ И АВРОРАЛЬНОЕ КИЛОМЕТРОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Данные по пространственному распределению мощности электростатического излучения плазмы, связанного с неустойчивостью электронного компонента плазмы, плотности плазмы и температуры электронного компонента при пересечении спутником “ИНТЕРКОСМОС-19” субавроурального ионосферного провала плазменной плотности представлены в работе [Ижовкина и др., 1999]. Процессы нагрева плазмы свободными электростатическими колебаниями электронного компонента плазмы, затухающими в области пониженной плотности плазмы, могли быть основным механизмом развития такой области в субавроуральной верхней ионосфере и усиления градиентов плазменной плотности. При этом может наблюдаться отклонение плазменных неоднородностей от более крупномасштабной неоднородности. Зарождение распада плазменной неоднородности на мелкомасштабную структуру может быть проявлением немонотонной зависимости диэлектрической проницаемости колебаний при монотонной начальной зависимости плотности плазмы от пространственных координат [Ижовкина и др., 2001].

В работах [Ижовкина и др., 1989, 2000; Erlandson et al., 1994; Fairfield et al., 1999; Gaezler et al., 1994; Marioka and Oya, 1985; Oya et al., 1985] отмечено, что сложность проблемы объяснения высокой интенсивности авроурального километрового излучения связана с низкими пространственно-временными инкрементами роста электромагнитных волн. Представляется необходимым рассмотрение не только электромагнитного излучения, но и электростатической неустойчивости плазмы в авроуральной и субавроуральной ионосфере. Влияние затухания электростатических колебаний на пространственно-временную структуру плазмы в указанной области ионосферы и на потоки заряженных частиц представляется важным.

Зарождение авроурального километрового излучения связано с неустойчивостью плазмы относительно излучения электромагнитных мод. Собственные частоты и инкременты роста волн можно рассчитать из следующей модели.

Для электромагнитного излучения электрический и магнитный компоненты волнового поля

можно представить в виде [Kennel, Engelman, 1966; Kennel, Ashour-Abdalla, 1982]

$$E_+ = (E_x + iE_y)/2; E_- = (E_x - iE_y)/2; E_z; \quad (1)$$

$$B_+ = (B_x + iB_y)/2; B_- = (B_x - iB_y)/2; B_z. \quad (2)$$

Учитывая коллективные эффекты в горячей замагниченной плазме (для ионосферы в низкотемпературной плазме) можно произвести аналитические решения и численные расчеты инкрементов роста волн различной поляризации, например, геликонов

$$\gamma = -\mathbf{e}_i^{\sigma*} \text{Im} \Lambda_{ij} \mathbf{e}_j^{\sigma} / \mathbf{e}_z^{\sigma*} \frac{\partial \Lambda_{z\delta}}{\partial \omega} \mathbf{e}_\delta^{\sigma}, \quad (3)$$

где  $\Lambda_{ij} = k^2 \delta_{ij} - k_i k_j - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{ij}$ ;  $\mathbf{e}^\sigma$  – собственные вектора задачи Эрмита ( $\Lambda_{ij} \mathbf{e}_j^\sigma = 0$ );  $\epsilon_{ij} = \delta_{ij} + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{ij}$ ,  $\sigma_{ij}$  – тензор проводимости.

С учетом ортогональности собственных векторов [Шафранов, 1983] для геликонов правой поляризации, например, свистов, инкременты могут быть рассчитаны из (3) по формуле

$$\gamma_{++} = -\text{Im} \Lambda_{++} / \frac{\partial}{\partial \omega} \text{Re} \Lambda_{++} \quad (4)$$

при операторном виде матричного элемента

$$\sigma_{++} = \frac{e^2 N}{im} \int d\mathbf{v} \frac{v_\perp}{2} \sum_n \frac{J_{n-1}^2 \left( \frac{k_\perp v_\perp}{\Omega} \right)}{\omega - k_z v_z - n\Omega} \hat{A} f(\mathbf{v}), \quad (5)$$

$$\hat{A} = \frac{\partial}{\partial v_\perp} + \frac{k_z}{\omega} \left( v_\perp \frac{\partial}{\partial v_z} - v_z \frac{\partial}{\partial v_\perp} \right), \quad (6)$$

где  $f(\mathbf{v})$  – функция распределения частиц по скорости,  $J_n$  – функции Бесселя первого рода,  $\Omega = eB_0/mc$  циклотронная частота,  $(e, m)$  – заряд и масса частиц, в данной работе – электронов,  $c$  – скорость света,  $v_\perp, v_z, k_\perp, k_z$  – соответственно составляющие вектора скорости частиц  $\mathbf{v}$  и волнового вектора  $\mathbf{k}$ , ортогональные и параллельные силовым линиям внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}_0$ ,  $\omega$  – частота волн,  $N$  – плотность плазмы.

Зададим распределение электронов в пространстве скоростей в виде

$$f(\mathbf{v}_b) = (2\pi)^{-3/2} v_{zb}^{-1} v_{\perp b}^{-2} \delta(v_\perp - v_{\perp b}) \exp \left[ - \left( \frac{v_z - U_b}{v_{zb}} \right)^2 \right], \quad (7)$$

где  $v_{zb}$  – тепловая скорость потока, направленного со скоростью  $U_b$  вдоль внешнего магнитного поля;  $v_{\perp b}$  – среднестатистическая скорость для направления, ортогонального магнитному полю  $\mathbf{B}_0$ ;  $\delta$  – дельта-функция.

Распределение электронов возмущенной фоновой плазмы в пространстве скоростей представим с учетом анизотропии по температуре

$$f(\mathbf{v}) = (2\pi)^{-3/2} \alpha^{-1} \beta^{-2} \exp\left(-v_z^2/\alpha^2 - v_{\perp}^2/\beta^2\right), \quad (8)$$

где  $\alpha, \beta$  – тепловые скорости для направлений вдоль и поперек относительно внешнего магнитного поля.

Для функций распределения  $f(\mathbf{v}), f(\mathbf{v}_b)$ , представленных выше, относительной плотности потока и фоновой плазмы  $p$ , компоненты тензора

$\text{Im} \Lambda_{++}, \frac{\partial}{\partial \omega} \text{Re} \Lambda_{++}$  для волн правой поляризации можно представить в следующем виде

$$\begin{aligned} \text{Im} \Lambda_{++} = & \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega^2 \omega_p^2}{c^2 \omega^2} \sum_{n>0} \exp\left[-\left(\frac{\omega - n\Omega}{k_z \alpha}\right)^2\right] \left(\frac{n\Omega - \omega}{\alpha^2} - \frac{n\Omega}{\beta^2}\right) \times \\ & \times \frac{\beta^2}{2k_z \alpha} \left(\frac{k_{\perp}^2 \beta^2}{4\Omega^2}\right)^{n-1} \frac{1}{\Gamma(n)} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{m+n+1}{m!} \left(-\frac{k_{\perp}^2 \beta^2}{4\Omega^2}\right)^m \times \\ & \times F(-m, -n+1-m, n, 1) + p \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega^2 \omega_p^2}{c^2 \omega k_z v_{zb}} \times \quad (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \times \sum_{n>0} \exp\left[-\left(\frac{\omega - n\Omega - k_z U_b}{k_z v_{zb}}\right)^2\right] \left\{ \frac{(\omega - n\Omega - k_z U_b) v_{\perp b}}{\omega v_{zb}^2} \times \right. \\ \times J_{n-1}^2\left(\frac{k_{\perp} v_{\perp b}}{\Omega}\right) + \frac{n^2 \Omega}{\omega} J_{n-1}^2\left(\frac{k_{\perp} v_{\perp b}}{\Omega}\right) - \\ \left. - \frac{nk_{\perp} v_{\perp b}}{\omega} J_{n-1}\left(\frac{k_{\perp} v_{\perp b}}{\Omega}\right) J_n\left(\frac{k_{\perp} v_{\perp b}}{\Omega}\right) \right\}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \omega} \text{Re} \Lambda_{++} = & -\frac{2\omega}{c^2} + \frac{\omega_p^2}{c^2 \sqrt{2}} \sum_{n>0} \left(\frac{k_{\perp}^2 \beta^2}{4\Omega^2}\right)^{n-1} \frac{1}{\Gamma(n)} \times \\ & \times \sum_{m=0}^{\infty} \frac{m+n+1}{m!} \left(-\frac{k_{\perp}^2 \beta^2}{4\Omega^2}\right)^m F(-m, -n+1-m, n, 1) \times \\ & \times \left[ \frac{1}{k_z \alpha} Z(x_n) - \frac{\beta^2}{\omega} \left(\frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\beta^2}\right) Z'(x_n) \right] + \\ & + \frac{\omega \omega_p^2}{c^2 \sqrt{2}} \sum_{n>0} \left(\frac{k_{\perp}^2 \beta^2}{4\Omega^2}\right)^{n-1} \times \frac{1}{\Gamma(n)} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{m+n+1}{m!} \left(-\frac{k_{\perp}^2 \beta^2}{4\Omega^2}\right)^m \times \\ & \times F(-m, -n+1-m, n, 1) \left[ \frac{1}{(k_z \alpha)^2} Z'(x_n) + \right. \\ & \left. + \frac{\beta^2}{\omega^2} \left(\frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\beta^2}\right) Z'(x_n) - \frac{\beta^2}{\omega k_z \alpha} \left(\frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\beta^2}\right) Z''(x_n) \right], \quad (10) \end{aligned}$$

где  $x_n = (\omega - n\Omega)/(k_z \alpha)$ ,  $Z'(x_n), Z''(x_n)$  – производные плазменной дисперсионной функции

$Z(x), Z'(x) = -2xZ(x) - 2; \Gamma(n) = (n-1)!;$   
 $F(-m, -n+1-m, n, 1)$  – гипергеометрическая функция. Тензор  $\Lambda_{ij}$  имеет достаточно громоздкий вид и здесь не представлен, но он был использован для расчетов собственных частот и инкрементов свободных электромагнитных колебаний,  $p = N_b/N_0$ , и параметров  $N_b, N_0$  – плотности электронного потока и фоновой плазмы соответственно. Для однородной плазмы и потока электронов частота собственных мод составляет  $\omega \sim \Omega$ , инкремент роста  $\gamma \sim 10^{-5} \Omega$  для параметров:  $B_0 = 0.3$  Гс,  $N_0 = 10^5$  см $^{-3}$ ;  $T_{\perp} = 10$  эВ (поперечная температура электронов),  $\alpha/\beta = 0.25$ ,  $U_b/\alpha = 50$ ,  $v_{zb}/\alpha = 10$ ,  $v_{\perp b}/\beta = 26$ ,  $p = 1$ ,  $\lambda_{\perp} = 3.72 \times 10^3$  см,  $\lambda_z = 9.3 \times 10^5$  см ( $\lambda_z, \lambda_{\perp}$  – для собственной моды плазмы компоненты длины волны, продольная и поперечная, относительно внешнего магнитного поля). При этом пространственный инкремент роста электромагнитных мод мал (порядка  $10^{-7} - 10^{-8}$  см $^{-1}$ ).

Расчеты показывают, что длина нарастания электромагнитных мод составляет сотни километров. Высокие амплитуды волнового сигнала можно объяснить модуляцией электронного потока по плотности в полях возбуждаемых потоком электростатических колебаний. Длина нарастания электростатических мод сравнительно небольшая – метры [Ижовкина и др., 2001]. При некогерентном механизме излучения волн мощность излучения пропорциональна плотности излучающих частиц, при когерентном – плотности частиц в квадрате. Можно предположить, что большие значения амплитуды излучения волн связаны с когерентным механизмом излучения при усилении волн при их распространении в направлении, противоположном потоку частиц, на первом циклотронном резонансе. В крупномасштабных областях пониженной плотности плазмы в субавроральной ионосфере бернштейновские моды, генерируемые потоками заряженных частиц, высыпавшимися в ионосферу в авроральной зоне – области магнитосферного каспа, могут дополнительно усиливаться. Волноводный канал в области пониженной плотности плазмы способствует усилению мощности электромагнитных волн. Усиление мощности связано с потоками заряженных частиц, образующимися при нагреве области пониженной плотности плазмы затухающими в ней электростатическими колебаниями. Непосредственно в авроральной зоне при высыпании заряженных частиц из магнитосферы плотность и температура ионосферной плазмы нарастают при ионизации и нагреве компонентов плазмы высыпавшимися потоками частиц. В верхней ионосфере авроральной зоны усиливается электростатическая неустойчивость. Энергия электростатических колебаний авроральной зоны при их распространении и затухании в субавроральной ионосфере может

быть основным источником формирования области пониженной плотности плазмы.

Нарастание градиентов плазменной плотности в области пониженной плотности плазмы может быть связано с затуханием электростатических колебаний электронного компонента плазмы [Ижовкина и др., 2001]. Фазовый объем свободных (собственных) электростатических колебаний в  $(\omega, \mathbf{k})$  – пространстве трансформируется в зависимости от параметров плазмы.

Общее выражение для диэлектрической проницаемости электростатических колебаний,  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{E}$ , горячей замагниченной плазмы имеет следующий вид [Kennel, Engelman, 1966; Kennel, Ashour-Abdalla, 1982]

$$\varepsilon = 1 + \frac{\omega_p^2}{k^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int d\mathbf{v} J_n^2 \left( \frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\Omega} \right) \left( k_z \frac{\partial f_0}{\partial v_z} + \frac{n\Omega}{v_{\perp}} \frac{\partial f_0}{\partial v_{\perp}} \right) / (\omega - n\Omega - k_z v_z), \quad (11)$$

где  $v_{\perp}, v_z$  – ортогональная и параллельная относительно внешнего магнитного поля составляющие скорости частиц;  $k_z, k_{\perp}$  – соответственно продольная и ортогональная составляющие волнового вектора  $\mathbf{k}$  электростатических возмущений. Из выражения (11) видно, что амплитуда колебаний кривой  $\varepsilon(\omega, \mathbf{k})$  относительно 1, связанных с изменением параметров задачи, пропорциональна плотности плазмы. Появление собственных частот возможно при амплитуде колебаний кривой  $\varepsilon$ , превышающей 1. При амплитуде колебаний меньше 1 собственные частоты исчезают ( $\varepsilon \neq 0$  ни в одной из точек  $(\omega, \mathbf{k})$ -пространства) – происходит обрезание спектра электростатических колебаний с уменьшением плотности плазмы. Выбор функции распределения обусловлен рассмотрением электростатической неустойчивости плазмы в верхней ионосфере в области квазизахвата заряженных частиц геомагнитным полем и высыпания частиц в ионосферу. Предположим, что в распределении заряженных частиц по питч-углам присутствуют как захваченные геомагнитным полем, так и высыпающиеся частицы.

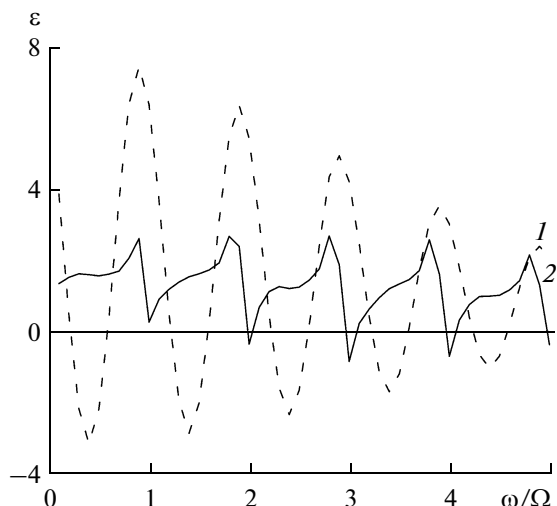
Выражение для диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  и инкремента  $\gamma$  для функции распределения частиц (7), (8) нетрудно рассчитать с помощью формулы (11)

$$\varepsilon = 1 + \frac{\omega_p^2}{k^2 \sqrt{2}} \exp(-y) \left\{ \alpha^{-1} \sum_n I_n(y) \left[ \frac{1}{\alpha} (xZ(x) + 1) + \frac{n\Omega}{k_z \beta^2} Z(x) \right] + \frac{p\omega_p^2 \sqrt{2}}{k^2} \sum_n \left\{ J_n^2(b_1) \frac{1}{v_{zb}^2} (x_b Z(x_b) + 1) + \left[ \frac{n^2 \Omega}{v_{\perp b}^2} J_n^2(b_1) - \frac{nk_{\perp}}{v_{\perp b}} J_n(b_1) J_{n+1}(b_1) \right] Z(x_b) / (k_z v_{zb}) \right\} \right\}, \quad (12)$$

где  $x_b = (\omega - n\Omega - k_z U_b) / (k_z v_{zb})$ ,  $b_1 = k_{\perp} v_{\perp b} / \Omega$ ,

$$\gamma = \left\{ \sqrt{\pi/2} \frac{1}{k_z \alpha} \exp(-y) \sum_n I_n(y) \exp(-x^2) \left( \frac{n\Omega - \omega}{\alpha^2} - \frac{n\Omega}{\beta^2} \right) - \sqrt{\pi/2} \frac{2p}{k_z v_{zb}} \sum_n \exp(-x_b^2) \times \right. \\ \times \left[ J_n^2(b_1) \left( \frac{\omega - n\Omega - k_z U_b}{v_{zb}^2} + \frac{n^2 \Omega}{v_{\perp b}^2} \right) - \frac{nk_{\perp}}{v_{\perp b}} J_n(b_1) J_{n+1}(b_1) \right] \left. \right\} / \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\exp(-y)}{k_z \alpha^2} \times \right. \\ \times \sum_n I_n(y) \left[ \frac{1}{\alpha} Z(x) - \frac{2x}{\alpha} (xZ(x) + 1) - \frac{2n\Omega}{k_z \beta^2} (xZ(x) + 1) \right] + p\sqrt{2} \sum_n \left\{ J_n^2(b_1) \frac{1}{v_{zb}^2} \left[ \frac{1}{k_z v_{zb}} Z(x_b) - \frac{2x_b}{k_z v_{zb}} (x_b Z(x_b) + 1) \right] - 2 \left[ \frac{n^2 \Omega}{v_{\perp b}^2} J_n^2(b_1) - \frac{nk_{\perp}}{v_{\perp b}} J_n(b_1) J_{n+1}(b_1) \right] \frac{1}{(k_z v_{zb})^2} (x_b Z(x_b) + 1) \right\} \right\}. \quad (13)$$

Для  $p = 0$ ,  $\alpha = \beta$  можно перейти к устойчивой плазме (распределение Максвелла) и рассчитать затухание электростатических мод в плазме при заданных значениях плотности и температуры плазмы и напряженности внешнего магнитного поля. При этом декременты затухания оказываются высокими. Электростатические моды затухают в ионосфере на электронном компоненте плазмы на расстояниях порядка  $\leq 10r_{He}$ , где  $r_{He}$  – ларморовский радиус тепловых электронов. Тем не менее в электростатически неустойчивой плазме прогреваются области пониженной плотности плазмы любых пространственных размеров, так как происходит непрерывное сокращение (обрезание) полосы собственных частот сверху с уменьшением плотности: колебания при их распространении в области с пониженной плотностью (попадающие в полосу обрезания) при переходе через точки бифуркации (точки перехода из режима собственных мод в режим вынужденных возмущений) нагревают плазму [Ижовкина и др., 2001]. Ситуация осложняется тем, что при непрерывном монотонном изменении плотности в зависимости от координат диэлектрическая проницаемость зависит от координат немонотонным образом, что создает условия для отслоения страт, плазменных облаков от плазменных стенок [Ижовкина и др., 2001]. На формирование плазменных неоднородностей влияют не только периодические электростатические возмущения, но и аperiodические, возникающие в процессе вытеснения (“убегания”) заряженных частиц из плазменных неоднородностей при наличии не скомпенсированного



Образование спектра собственных – свободных электростатических мод плазмы для

1 –  $N_0 = 10^5 \text{ см}^{-3}$ ,  $B_0 = 0.2 \text{ Гс}$ ,  $T_{\perp} = 10 \text{ эВ}$ ,  $\alpha/\beta = 0.1$ ,  $U_b/\alpha = 3$ ,  $v_{zb}/\alpha = 2$ ,  $v_{\perp b}/\beta = 2$ ,  $N_b/N_0 = 0.1$ ,  $\lambda_{\perp} = 3.9 \text{ см}$ ,  $\lambda_z = 4.4 \text{ см}$ , где  $\lambda_{\perp}, \lambda_z$  – поперечная и продольная относительно внешнего магнитного поля длина волны колебаний.

2 –  $N_0 = 5 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$ ,  $B_0 = 0.2 \text{ Гс}$ ,  $T_{\perp} = 1 \text{ эВ}$ ,  $\alpha/\beta = 0.25$ ,  $U_b/\alpha = 5$ ,  $v_{zb}/\alpha = 2$ ,  $v_{\perp b}/\beta = 5$ ,  $N_b/N_0 = 1$ ,  $\lambda_{\perp} = 3.95 \text{ см}$ ,  $\lambda_z = 55.1 \text{ см}$ .

внешними полями градиента давления плазмы. Можно отметить две зоны ионосферы, где наблюдаются крупномасштабные  $\sim 1000 \text{ км}$  области пониженной плотности плазмы в верхней ионосфере, выше максимума ионосферного слоя  $F$  – приэкваториальная и субавроральная.

На рисунке представлены примеры формирования спектра собственных частот электростатических колебаний для двух наборов параметров плазмы. Для электростатических колебаний для  $0.2\Omega < \omega < 6\Omega$  инкремент роста электростатических мод составляет  $\gamma \sim 0.1\Omega$  (пространственный инкремент роста порядка  $10^{-1} - 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ ). Для электростатических колебаний с волновым вектором, направленным под косым углом к геомагнитным силовым линиям, наблюдается обрезание спектра собственных частот со стороны высоких частот (рисунки, кривая 1). Для колебаний с волновым вектором, направленным под углом к геомагнитным силовым линиям, приближающимся к  $\pi/2$ , дисперсионная кривая  $\varepsilon(\omega)$  выглядит сложнее. Отсутствие собственных частот для  $\omega \sim \Omega$  на уровне плотности плазмы  $N \sim 5 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$  (рисунки, кривая 2) наблюдается и по данным спутника [Ижовкина и др., 1989]. Трансформация спектра собственных (свободных) электростатических колебаний неустойчивого электронного компонента плазмы имеет не-

простой характер, как видно из представленных примеров. Следует отметить, что на локальный инкремент свободных колебаний такой параметр, как плотность плазмы, не влияет. Влияние плотности плазмы проявляется на пространственный инкремент в связи с зависимостью групповой скорости колебаний  $v_g = d\omega/d\mathbf{k}$  от спектра собственных частот, следовательно, и от плазменной плотности.

При затухании электрического поля может наблюдаться поляризационный дрейф заряженных частиц из области затухания со скоростью [Редерер, 1972]

$$v_d = m_{e,i} c^2 (\partial E_{\perp} / \partial t) / (q_{e,i} B^2), \quad (14)$$

где  $m_{e,i}, q_{e,i}$  – масса и заряд электронов и ионов,  $E_{\perp}$  – компонент электрического поля, ортогональный внешнему магнитному полю;  $t$  – время. Скорости поляризационного дрейфа электронов и ионов различны, что может привести к появлению локальных токов.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В субавроральной магнитосфере усиление электромагнитных волн возможно в объеме плазмы с линейным масштабом несколько тысяч километров. Усиление волн происходит в неустойчивой замагниченной плазме, наполняющей геомагнитные силовые трубки, пересекающие субавроральную область пониженной плотности плазмы в верхней ионосфере. В геомагнитные силовые трубки захватываются электронные и ионные потоки, образующиеся при нагреве плазмы в указанной области затухающими электростатическими колебаниями. Таким образом, объем плазмы, где могут нарастать электромагнитные моды, представляется достаточно большим. Линейные размеры его могут быть сопоставимы и превосходить длину нарастания электромагнитных мод. Захват поляризационных потоков в верхней ионосфере магнитосферным геомагнитным полем возможен, поскольку поляризационные потоки направлены преимущественно поперек геомагнитного поля подобно магнитосферным потокам в области магнитных зеркальных точек. Магнитные зеркальные точки – точки отражения потоков в области сильного геомагнитного поля на концах геомагнитных силовых трубок. Отражение связано с сохранением первого адиабатического инварианта заряженных частиц в магнитном поле  $mv_{\perp}^2/2B$ .

Генерация бернштейнских электромагнитных мод с частотой порядка электронной циклотронной частоты в авроральной зоне в верхней ионосфере возможна на высыпающих в ионосферу электронных потоках и потоках, отражающихся от магнитных зеркальных точек. При этом на частотах порядка электронной циклотронной частоты могут отсутствовать электростатические колебания элек-

тронного компонента плазмы. Это возможно, если плотность плазмы ниже некоторого значения. Отсутствие конкурирующего механизма генерации электростатических колебаний представляется существенным при генерации электромагнитных мод на частотах порядка циклотронной частоты электронов. С понижением плотности плазмы происходит исчезновение электростатических колебаний на более высоких гармониках электронной циклотронной частоты. Исчезает конкурирующий механизм для генерации электромагнитных мод на гармониках циклотронной частоты.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Авроральное километровое излучение в субавроральной ионосфере может усиливаться в объеме плазмы с линейными размерами порядка несколько тысяч километров. Это связано с захватом поляризационных потоков в магнитосферные геомагнитные силовые трубки. Геомагнитные силовые трубки, пересекающие область пониженной плотности плазмы в субавроральной верхней ионосфере, могут заполняться потоками заряженных частиц, образующимися при нагреве ионосферной плазмы затухающими электростатическими колебаниями. На частотах порядка циклотронной частоты электронов электростатические моды с длиной волны вдоль геомагнитных силовых линий несколько десятков сантиметров для плотности плазмы  $N_0 \leq 5 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$  исчезают. На первой гармонике гирочастоты электронов появляется темная полоска в спектре [Ижовкина и др., 1989]. Такая полоска наблюдается в среднеширотной и низкоширотной ионосфере вдоль траектории спутника на расстояниях несколько десятков тысяч километров. Можно предположить, что авроральное километровое излучение удерживается плазменными волноводами в авроральной и субавроральной ионосфере.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Власов В.Г. Плазменный механизм аврорального километрового радиоизлучения // Физика плазмы. Т. 15. № 12. С. 1435–1450. 1989.
- Ижовкина Н.И., Кирага А., Клос З., Пулинец С.А. Бернштейновские моды в потоке электронов малой плотности с надтепловыми скоростями // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 29. № 4. С. 604–608. 1989.
- Ижовкина Н.И., Афонин В.В., Карпачев А.Т., Прутенский И.С., Пулинец С.А. Структура ионосферного провала для разных уровней геомагнитных возмущений и источники нагрева плазмы верхней дневной ионосферы // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 39. № 4. С. 39–43. 1999.
- Ижовкина Н.И., Прутенский И.С., Пулинец С.А., Шютте Н.М., Плохова О.А., Клос З., Роткель Х. Потоки заряженных частиц и электромагнитное излучение в верхней авроральной ионосфере по данным эксперимента АПЭКС // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 40. № 4. С. 53–59. 2000.
- Ижовкина Н.И., Карпачев А.Т., Прутенский И.С., Пулинец С.А., Клос З., Роткель Х. Процессы нагрева и распада неоднородностей в электростатически неустойчивой плазме верхней ионосферы // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 41. № 4. С. 491–494. 2001.
- Редерер Х. Динамика радиации, захваченной геомагнитным полем. М.: Мир, 192 с. 1972.
- Шафранов В.Д. Электромагнитные волны в плазме // Вопросы теории плазмы. Т. 3. С. 3–141. М.: Атомиздат, 1973.
- Erlandson R.E., Zanetti L.J., Acuna M.H. Freja observations of the electromagnetic ion cyclotron ELF waves and transverse oxygen ion acceleration on auroral field lines // J. Geophys. Res. Lett. V. 21. № 17. P. 1855–1858. 1994.
- Fairfield D.H., Mukai F., Brittnacher M., Raves G.D. Earthward flow bursts in the inner magnetotail and their relation to auroral brightness, AKR intensification, geosynchronous particle injections and magnetic activity // J. Geophys. Res. V. 104. № A1. P. 355–364. 1999.
- Gaezler R., Ziebell L.F., Schneider R.S. Propagation and amplification of auroral kilometeric radiation in finite width auroral cavities // J. Geophys. Res. V. 97. № A12. P. 19299–19310. 1994.
- Kennel C.F., Ashour-Abdalla M. Electrostatic waves and strong diffusion of magnetospheric electrons / “Magnetospheric plasma physics”: Center of Academic Publications, Reidel Publishing Company, USA. 348 p. 1982.
- Kennel C.F., Engelmann F. Velocity space diffusion from weak plasma turbulence // Phys. Fluids. V. 9. № 12. P. 2377–2388. 1966.
- Marioka A., Oya H. Emissions of plasma waves from VLF to LF ranges in the magnetic polar regions – new evidences obtained from the data of the Ohzora (Exos-C) satellite // J. Geomagn. Geoelect. V. 37. P. 263–284. 1985.
- Oya H., Marioka A., Obara T. Leaked AKR and terrestrial kilometeric radiation discovered by the plasma wave and planetary plasma sounder experiments on board the Ohzora (Exos-C). Satellite instrumentation and observations results of plasma wave phenomena // J. Geomagn. Geoelect. V. 37. P. 237–262. 1985.