О ТЕРМОМАГНИТНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРИ МОДИФИКАЦИИ ИОНОСФЕРЫ МОЩНЫМИ РАДИОВОЛНАМИ

Л.М.Ерухимов, О.Ю.Гольдшмидт

Обсуждается возможность возбуждения в ионосфере термомагнитной неустойчивости при воздействии на ионосферный F–слой, находящийся во внешнем электрическом поле, мощным наземным радиоизлучением. Определены пороги возникновения неустойчивости и ее инкременты. Показано, что такая неустойчивость может возникать в локальных областях усиленных плазменных волн, особенно в высокоширотной ионосфере в условиях больших скоростей дрейфа ионосферной плазмы.

1. Среди различных неустойчивостей, которые обычно привлекаются для интерпретации неоднородной структуры ионосферы одно из важных мест занимают неустойчивости нагревного типа [1,2] . При этом считается обычно, что нагрев плазмы вызывается поперечными к геомагнитному полю $\vec{H}_0$ токами, а ее перераспределение происходит за счет поперечной диффузии ионов. Однако, если учитывать неэлектростатичность возмущений, то становится ясно, что в силу высокой продольной проводимости электронов, достаточно очень слабого искривления линий геомагнитного поля в направлении электрического поля $\vec{E}_0$, чтобы появилась компонента динамо-поля $\vec{E}_d = \frac{1}{c}[U_d \cdot \delta\vec{H}]$ ($\vec{U}_d = \frac{c[\vec{E}_0 \cdot \vec{H}_0]}{H_0^2}$ - скорость дрейфа плазмы, $\delta\vec{H}$ - компонента возмущенного магнитного поля в направлении $\vec{E}_o$), вызывающая продольный ток, который может вызвать нагрев и термодиффузию плазмы [3]. Необходимый "затравочный" ток , определяемый процессами диссипации, может достигаться за счет естественного продольного электрического поля $E_{0||}$, а также, при модификации ионосферы радиоизлучением, за счет сноса электронов вдоль H_0, вызванного неоднородной структурой падающей на ионосферную плазму мощной радиоволны от наземного источника.

Рассмотренный механизм является разновидностью термомагнитных неустойчивостей, которые могли бы претендовать на определенную роль в образовании неоднородной структуры космической плазмы, что позволяет надеяться на важность моделирования таких процессов в активных экспериментах в ионосфере.

2. Анализ описанного эффекта проведем на основе уравнений магнитной гидродинамики , что оправдано тем, что нас интересуют процессы с характерными временами, много большими всех характерных времен плазменных процессов. Конкретно, мы будем подразумевать выполнение следующих соотношений, справедливых в условиях F–слоя ионосферы:

$$t^{-1} \ll \nu_{e,i}, \ \Omega_H; \ \nu_i \ll \Omega_H, \ \nu_e \ll \omega_H, \ m\nu_e \ll M\nu_i . \qquad (1)$$

Здесь t — характерные времена рассматриваемых процессов в плазме, ν_1, ν_e — частоты столкновений ионов и электронов с другими частицами, m и M — массы, а ω_H и Ω_H — гирочастоты электронов и ионов соответственно.

Исходная система уравнений имеет следующий вид:

$$\vec{j}+\frac{\omega_H}{\nu_e}[\vec{j}\cdot\vec{h}'] = \frac{e^2N}{m\nu_e}\{\vec{E}+\frac{1}{c}[\vec{u}\vec{H}]\}+\frac{e}{m\nu_e}\nabla(NT_e)+eN\frac{T_1+T_e}{m\nu_e}\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\nabla W_e, \qquad (2)$$

$$\mathrm{rot}\vec{H} = \frac{4\pi}{c}\vec{j}, \qquad (3)$$

$$\mathrm{rot}\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}, \qquad (4)$$

$$MN\{\frac{\partial\vec{u}}{\partial t}+(\vec{u}\nabla)\vec{u}+\nu_1\vec{u}\} = \frac{1}{c}[\vec{j}\vec{H}]-\nabla(N(T_1+T_e))+N(T_1+T_e)\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\nabla W_E, \qquad (5)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t}+\mathrm{div}(N\vec{u}) = 0, \qquad (6)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t}+(V_e\nabla)T_e-\mathrm{div}(\chi_e\frac{V}{N}T_e)+\delta_e\nu_e(T_e-T_i)+\frac{2}{3}T_e\mathrm{div}V_e = \frac{2}{3}\frac{Q}{N}. \qquad (7)$$

Здесь ω_{pe} — плазменная частота электронов, $\vec{E}$ и $\vec{H}$ — напряженности электрического и магнитного полей, j — плотность тока в плазме, u — скорость движений плазмы как целого, N — концентрация плазмы, T_e и T_i — температуры электронов, ионов и нейтралов, χ_e — тензор электронной теплопроводимости. Q_e — источник джоулева нагрева электронов, σ_e — доля энергии, передаваемая электронами другим частицам при соударениях, ω — частота воздействующей высокочастотной волны, а $W_e \mid \vec{E}_\omega \mid^2 \ / \ [16\pi N(T_e+T_i)]$ — безразмерная плотность энергии волны накачки, $\vec{h}' = \vec{H}/H_o$.

Линеаризуя систему уравнений (2)–(7) и переходя к Фурье-представлению, получаем из (2)–(6) после преобразований связь между возмущениями магнитного поля $h = \delta H \ / \ H$ и температуры электронов $\tau = \delta T_e/(T_e+T_i)$:

$$\vec{h} = \beta\frac{\vec{F}}{1-(\vec{F}\,\vec{C})}\,\tau, \qquad (8)$$

где $\beta = 8\pi N(T_e + T_i) \, / \, H^2$ — отношение давления плазмы к магнитному давлению (в ионосфере $\beta \ll 1$) и введены следующие обозначения:

$$\vec{F} = \frac{A}{A^2 + B^2}\{\vec{D} + \frac{1}{A}\,[\vec{D}\ \vec{B}] + \frac{1}{A^2}(\vec{D}\ \vec{B})\vec{B}\},\quad \vec{C} = \vec{h_0} + 2i\frac{[\vec{K}\vec{J_0}]}{K^2}, \tag{9}$$

$$\vec{J_0} = \frac{4\pi}{cH_0}\,\vec{j_0},$$

$$\vec{A} = 2\,\frac{[\Omega + (\vec{K}\vec{J_0})D_m\frac{\omega_H}{\nu_e} + iKD_m][\Omega + i\nu_i]}{K^2V_A^2} - \frac{K_z^2}{K^2},$$

$$\vec{B} = 2i\,\frac{K_{\|}^2\vec{u}_0V_A - K_{\|}\vec{K}D_m\frac{\omega_H}{\nu_e}[\Omega + i\nu_i]}{K^2V_A^2},$$

$$\vec{D} = \{[\Omega + (\vec{K}\vec{J_0})\,D_m\frac{\omega_H}{\nu_e}\,h_0 - [\vec{K}\vec{J_0}]\,D_m - K_{\|}J_0D_m\,\frac{\omega_H}{\nu_e}]\,[\Omega + i\nu_i] -$$

$$-KK_{\|}V\}/\{\Omega(\Omega + i\nu_i) - k^2V_s^2\} - \frac{K_A\vec{K}}{K^2}.$$

Здесь Ω_0 и $\vec{K}$ — частота и волновой вектор рассматриваемых возмущений, $\Omega = \Omega_0 - \vec{K}\vec{U_0}$, $\vec{U_0}$ — невозмущенная скорость дрейфа плазмы, $V_S \simeq \sqrt{\frac{T_e+T_i}{M}}$ — скорость звука, $V_A = H_o/\sqrt{4\pi MN_0}$ — альфвеновская скорость, $D_m = \nu_e c^2\omega_{pe}^2$ — коэффициент магнитной диффузии, $\vec{J_0}$ — характеризует невозмущенный (затравочный) ток в плазме, $\vec{h_0} = \vec{H_0}/H_0$. Подставляя в уравнение электронной теплопроводности (7) источник джоулева нагрева

$$Q_e = \vec{j}\cdot\hat{\sigma}_e{}^{-1}\cdot\vec{j}, \tag{10}$$

где $\hat{\sigma}_e$ — тензор электронной проводимости, выражая $\vec{j}$ через $\vec{H}$ из уравнения Максвелла (3) и подставляя h из (8), получим дисперсионное уравнение

$$\{\Omega + (\vec{K}\vec{J_0})\,D_m\frac{\omega_H}{\nu_e} + i\delta_{\text{eff}}\nu_e\}\{1 - \vec{F}\vec{C}\} + \frac{2}{3}\,\frac{2\Omega}{1 + T_i/T_e}\cdot$$

$$\cdot\frac{K^2V_s^2}{K^2V_s^2 - \Omega(\Omega + i\nu_i)} - \frac{8}{3}\,iD_m\,\{J_{0\|}[\vec{K}\vec{F}]_{\|} + \frac{\omega_H^2}{\nu_e^2}J_{0\perp}[\vec{K}\vec{F}]_{\perp}\} = 0, \tag{11}$$

где $\delta_{\text{eff}} = K_{\perp}^2\,r_e^2 + K_{\perp}^2\,l_e^2 + \delta_e$, r_e — гирорадиус, а l_e — длина свободного пробега электронов. Уравнение (11) можно упростить при выполнении при $\frac{J}{K} \ll \frac{\Omega}{\Omega_H} \ll 1$ (см.1) и в пренебрежении адиабатического ($\frac{2}{3}\,T_e\,\text{div}V_e$) слагаемого в левой части (7) и соответственно (11). После соотвествующих преобразований уравнение (11) принимает следующий вид:

$$\{\Omega + (\vec{K}\vec{J_0})\,D_m\frac{\omega_H}{\nu_e} + i\delta_{\text{eff}}\nu_e\}\,\{1 - (\vec{F}\vec{C})\} =$$

$$= \frac{8}{3}\,\frac{\Omega + i\nu_i}{K^2V^2}\,\frac{\Omega_H\omega_H^3}{\nu_i\nu_e^3}\,\frac{K_zK_xJ_{oz}J_{0x}D_m^2}{(1+\frac{K_z^2}{K^2}\,\frac{\Omega_H\omega_H}{\nu_i\nu_e})^2+\frac{K_z^2}{K^2}\omega^2\nu_e^2} \tag{12}$$

(здесь ось $\vec{z}$ направлена по $\vec{H}_0$, а ось $\vec{x}$ – по E_0). Решение этого уравнения при выполнении неравевенства

$$\delta_{\text{eff}}\nu_e > \nu_1 \tag{13}$$

имеет вид $\Omega = \Omega + i\gamma$, $J_{oz} = \frac{\omega_{pe}^2}{C^2}\,\frac{V_e^2}{\Omega_H\nu_e}\,\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\frac{dwE}{dz}$,

$$J_{oz} = \frac{\omega_{pe}^2}{C^2}\,\frac{\nu_i}{\Omega_H}\,\frac{V_d}{\Omega_H},\quad V_d = C\,\frac{E_0}{H_0}, \tag{14}$$

$$\Omega \approx [\frac{K_\perp^2}{K^2}\,K_z\,J_{oz} + \frac{K_z^2}{K^2}\,K_y\,J_x]\,D_m\,\frac{\omega_H}{\nu_e} - K_xJ_xD_m\,\frac{\omega_H}{\nu_e}\,(1+\frac{K_z^2\Omega_H\omega_H}{K^2\nu_i\nu_e}), \tag{15}$$

$$\gamma \approx \frac{4K_z^2\,l_e^2\nu_e}{(1+\frac{\lambda^2\Omega_H\omega_H}{\lambda_z^2\;\nu_i\nu_e})^2}\,(\frac{8}{3}\,\frac{\lambda_zV_d\lambda_x\Omega_HL}{}W_E - 1). \tag{16}$$

Здесь $\lambda_{x,z} = 2\pi/K_{x,z}$ — размеры возникающих неоднородностей в направлениях $\vec{E}_0$ и $\vec{H}_0$, $\lambda = 2\pi/K$, а L — масштаб неоднородности электрического поля волны накачки

$$L = \frac{1}{(\frac{d}{dz}(\ln\,W_E))}, \tag{17}$$

кроме того, принято $\omega = \omega_{pe}$.

Из (15) следует выражение для порога неустойчивости:

$$W_{\text{пор}} = \frac{3}{8}\,\frac{\lambda_x}{\lambda_z}\,\frac{\Omega_HL}{V_d}, \tag{18}$$

а оптимальная вытянутость неоднородностей при малой надкритичности $\epsilon \ll 1$ ($\epsilon = \frac{W_e}{W_{\text{пор}}} - 1$) равна

$$\frac{\lambda_x}{\lambda_z} = \frac{\sqrt{\nu_i\nu_e}}{\Omega_H\omega_H}\,. \tag{19}$$

Сделаем численные оценки, чтобы определить, насколько реальна возможность создания с помощью такого механизма искусственных ионосферных неоднородностей при воздействии на плазму ионосферы мощным пучком радиоволн. Будем исходить из параметров, характерных для F–слоя ионосферы: $\nu_i \simeq 3$ с$^{-1}$; $\nu_e = 10^2$ с$^{-1}$; $\omega_H = 10^7$ с$^{-1}$,

$\Omega_H \simeq 2\cdot 10^2$ с$^{-1}$, $V_d \simeq 10^4$ см/с, $L = 10^5$ см, $\lambda_x = 60$ см, $\lambda_z = 3\cdot 10^5$ см. Последние две величины соответствуют онтимальной вытянутости неоднородностей, имеющей значение (см.20) примерно $4\cdot 10^{-4} - 5\cdot 10^{-4}$ при таких параметрах плазмы. Для пороговой плотности энергии волны накачки W оценка по формуле (19) дает величину $W_{\text{пор}} \approx 7,5{\cdot}10^{-2}$. Оценим плотность энергии волны накачки, создаваемую на высоте F–слоя существующими установками по нагреву ионосферы. Воспользуемся для этого формулой [4]

$$E(\frac{\text{мкВ}}{\text{М}}) = \frac{300}{R(\text{км})}\sqrt{PG(\text{кВт})}. \tag{20}$$

Здесь R — высота, PG — эквивалентная мощность источника. Подставляя $R = 200$ км, получаем для нагревного стенда типа "Сура" $E \simeq 400$ мВ/м. Подставляя это значение в формулу

$$W_e = \frac{|E|^2\,\delta}{8\pi N(T_e + T_i)}, \tag{21}$$

где δ — фактор, учитывающий "разбухание" поля вблизи точки отражения, получаем (при $N \simeq 3{\cdot}10^5$ см, $T_e{+}T_i \simeq 2{\cdot}10^{-13}$ эрг, $\delta \simeq 10$) $W_E \simeq 10^{-3}$. Очевидно, этого не хватит для превышения порога. Однако, если учесть, что при трансформации падающей электромагнитной волны в плазменные волны плотность энергии электрического поля может возрастать на 2–3 порядка [4], что приведет к превышению порога термомагнитной неустойчивости при использовании существующих в настоящее время установок для нагрева ионосферы. Заметим, при воздействии радиоволнами на авроральную ионосферу, где в периоды возмущений скорости дрейфа $V_d \le 10^5$ см/с, т.е. на порядок величины превышают использованное выше значение, условие возникновения термомагнитной неустойчивости может быть значительно облегчено.

Инкремент неустойчивости при этих же параметрах можно оценить из (17):

$$\gamma \simeq 10^3\epsilon \quad [\text{с}^{-1}], \tag{22}$$

где $\epsilon = (W_E - W_{\text{пор}})/W_{\text{пор}}$ — надкритичность. Заметим, что приведенное рассмотрение применимо лишь при малых ϵ, но из (23) видно, что даже очень малого превышения порога достаточно для того, чтобы характерное время развития неоднородностей $t = \gamma^{-1}$ было меньше секунды. Заметим, что продольный ток, вызываемый естественным электрическим полем на средних широтах, хотя он и мал, в условиях возмущенной ионосферы может уменьшить полученное значение порогового поля.

3. В заключение отметим, что в настоящее время особенно активно ведутся исследования ионосферы как естественной космической лаборатории, в которой возможно моделирование различных космических процессов [5,6]. Важное место среди процессов, приводящих к образованию неоднородной структуры космической межпланетной и межзвездной плазмы, занимают неустойчивости термомагнитного типа [7]. Их моделирование в ионосфере затруднено тем, что такие механизмы эффективны при достаточно больших значениях параметра $\beta = 8\pi NT/H^2$, а в ионосфере $\beta \sim 10^5 - 10^6$.

Обсуждаемый в настоящей статье механизм представляет собой разновидность термомагнитной неустойчивости и позволяет надеяться на возможность изучения термомагнитных явлений в условиях ионосферы. Малое значение β приводит к тому, что кроме неравновесности, вызванной поперечным электрическим полем $\vec{E}_0$, для развития неустойчивости требуется еще и продольный ток, обусловленный воздействием волны накачки. Это обстоятельство является основным отличием этого механизма от термомагнитной неустойчивости, рассмотренной в [7].

Авторы признательны Российскому Фонду Фундаментальных Исследований за поддержку работы (Грант 93-02-3310).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ерухимов Л.М., Каган Л.М., Мясников Е.Н. //Геомагнетизм и аэрономия. 1982. Т.22, N 5.
2. Ерухимов Л.М., Максименко О.И., Е.Н.Мясников Е.Н. //Ионосферные исследования.1980. N 30.
3. Ерухимов Л.М., Каган Л.М. Тепловая и термомагнитная неустойчивости неэлектростатической плазмы в слабонеоднородном электрическом поле //Препринт НИРФИ N 310. — Горький, 1990; //Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1991. Т.34. С.982.
4. Митяков Н.А., Грач С.М., Митяков С.Н. Возмущения ионосферы мощными радиоволнами //Итоги науки и техники. — М.:ВИНИТИ, 1989.
5. Генкин Л.Г. //Диссертация. — Горький, 1987.
6. Genkinl L.G., Erukhimov L.M. //Phys. Reports. 1990. V.186. n 3.
7. Генкин Л.Г., Гольдшмидт О.Г., Ерухимов Л.М. //Геомагнетизм и аэрономия. 1991. Т.34, N 1.

Нижегородский научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию 27 апреля 1994 г.

TERMOMAGNETIC INSTABILITIES FOR THE IONOSPHERIC MODIFICATION BY POWERFUL RADIOWAVES

L.M.Erukhimov, O.Yu.Goldshmidt