

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 550.388.2

**О ВЛИЯНИИ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ
НА НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЭЛЕЯ—ТЕЙЛОРА
ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ИОНОСФЕРЫ**

А. В. Пец, С. В. Сазонов

Как известно [1], величина магнитного поля b , индуцируемого возмущениями плазмы, пропорциональна магнитному числу Рейнольдса $R_m = ul/d$, где l и u — характерные размеры и скорости процесса, d — коэффициент магнитной диффузии. В ионосферной плазме, особенно на высотах F -области, коэффициенты магнитной диффузии вдоль $d_{\parallel} = c^2/4\pi\sigma_{\parallel}$ и поперек $d_{\perp} = c^2/4\pi\sigma_{\perp}$ геомагнитного поля H сильно различаются: $d_{\parallel}/d_{\perp} = \omega_H\Omega_H/\nu_i\nu_e \gg 1$ [2]. Здесь c — скорость света, σ_{\parallel} и σ_{\perp} — продольная и перпендикулярная проводимости, ω_H и Ω_H — гирочастоты электронов и ионов, а ν_e и ν_i — их эффективные частоты столкновений. Поэтому для неоднородностей с большими поперечными к H размерами возможно выполнение соотношения

$$l_{\perp} \gg d_{\perp}/u, \tag{1}$$

когда $R_{m\perp} \gg 1$. В этом случае, строго говоря, поляризационное электрическое поле в возмущении надо находить из уравнений Максвелла:

$$\operatorname{rot} b = \frac{4\pi e N}{c} v, \quad \operatorname{rot} \varepsilon = -\frac{1}{c} \frac{db}{dt}, \tag{2}$$

где e — элементарный электрический заряд, N — концентрация плазмы, $v = u_i - u_e$ — разность скоростей движения ионов и электронов. При написании (2) мы пренебрегли током смещения и учли квазинейтральность ионосферной плазмы.

Наблюдаемые над экватором крупномасштабные перемещающиеся неоднородности («пузыри»), возникновение которых часто связывают с неустойчивостью Рэлея—Тейлора (НРТ), имеют скорости подъема $u \sim 10\text{--}100$ м/с и $l_{\perp} \sim 10\text{--}100$ км [3–5]. Полагая для F -области $d_{\perp} \sim 0,01$ км²/с, замечаем, что для указанного типа неоднородностей неравенство (1) может выполняться. Расчетам линейного инкремента НРТ с учетом непотенциальности в посвящена настоящая работа.

Для нахождения скоростей ионов и электронов используем уравнения квазигидродинамики плазмы, в которых, как обычно [2], пренебрегаем вязкостью и инерционными членами. Считаем, что температура компонент плазмы постоянна, а внешнее электрическое поле и нейтральный ветер отсутствуют. Кроме того, полагаем $\omega_H \gg \nu_e$, $\Omega_H \gg \nu_i$, $\omega_H\nu_i \gg \Omega_H\nu_e$, что хорошо выполняется на высотах F -области.

Дополняя (2) уравнением непрерывности электронного тока

$$\partial N/\partial t + \operatorname{div}(Nu_e) = -\nu_R(N - N_0), \tag{3}$$

получаем систему уравнений для нахождения инкремента НРТ. Здесь ν_R — частота рекомбинации, N_0 — равновесная концентрация электронов. Решение линеаризованной системы (2), (3) ищем в локальном приближении, т. е. считаем, что динамические переменные меняются по закону $\exp(\gamma t - ikr)$. Во внимание принимаем изменение с высотой z только равновесной концентрации электронов N_0 , которое характеризуем масштабом $L = N_0(dN_0/dz)^{-1} \gg l_{\perp}/2\pi$. Из (2) находим величину электрического поля неоднородностей

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\parallel} &= -\frac{1}{\sigma_{\perp}} \frac{d_{\perp} k j}{\gamma + d_{\perp} k_{\perp}^2 + d_{\parallel} k_{\parallel}^2} k_{\parallel}, \\ \varepsilon_{\perp} &= -\frac{1}{\sigma_{\perp}} \frac{d_{\parallel} (\gamma + d_{\perp} k^2) k j - (d_{\parallel} - d_{\perp}) \gamma k_{\parallel} j_{\parallel}}{(\gamma + d_{\parallel} k^2) (\gamma + d_{\perp} k_{\perp}^2 + d_{\parallel} k_{\parallel}^2)} k_{\perp}, \end{aligned} \tag{4}$$

где $j = [(g/\Omega_H)x + \hat{D}]n$ — плотность тока, создаваемого возмущением $n = N - N_0$

концентрации плазмы, g — ускорение свободного падения, направление осн x показано на рис 1, \hat{D} — линейный оператор дифференцирования по координатам, описывающий процессы тепловой диффузии частиц. Выражение для \hat{D} ввиду его громоздкости здесь не приводим.

При получении (4) мы учли, что для изучаемых низкочастотных возмущений $d_{\parallel} k_{\perp}^2 \gg \gamma$ или $l_{\perp} \ll 10^3$ км. Вместе с тем $d_{\perp} k_{\perp}^2$ может быть сравнимо с γ . Из (4) следует, что из-за анизотропии коэффициентов магнитной диффузии величина поперечного поляризационного поля \mathbf{e}_{\perp} имеет вихревую составляющую, отношение которой к потенциальной части определяется фактором $\Phi = d_{\parallel}(\gamma + d_{\perp} k_{\perp}^2) / d_{\perp}(\gamma + d_{\parallel} k_{\perp}^2)$. Для рассматриваемых возмущений F -области $\gamma \sim 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, $k^{-1} \sim l_{\perp} \sim 10\text{--}100$ км, величина фактора непотенциальности $\Phi \sim 100$ (см. [9]).

Подставляя (4) в (3), находим дисперсионное соотношение для линейного инкремента γ НРТ:

$$\gamma^2 - \left[\Gamma - \nu_R - \left(1 + 2 \frac{D_i}{d_{\parallel}} \right) \left(x + s - \frac{D_e}{d_{\parallel}} s \right) \right] \gamma = \left(\Gamma - \nu_R - 2 \frac{D_i}{d_{\parallel}} x \right) x + \left(\Gamma \frac{d_{\perp}}{d_{\parallel}} - \nu_R - 2 \frac{D_e + 2D_i}{d_{\parallel}} x \right) s - 2 \frac{D_i}{d_{\parallel}} s^2. \quad (5)$$

Здесь введены обозначения: $x = d_{\perp} k_{\perp}^2$, $s = d_{\parallel} k_{\parallel}^2$, $\Gamma = L^{-1} g k_x^2 / k^2 \nu_i$, D_i и D_e — коэффициенты продольной диффузии ионов и электронов.

При $k_{\parallel} = 0$ уравнение (5) имеет два действительных корня:

$$\gamma_1 = \Gamma - \nu_R - 2D_i \frac{d_{\perp}}{d_{\parallel}} k_{\perp}^2, \quad \gamma_2 = -d_{\perp} k_{\perp}^2, \quad (6)$$

первый из которых определяет инкремент НРТ для сильно вытянутых по геомагнитному полю возмущений с учетом процессов диффузии и рекомбинации частиц. Решения (5) в случае слабой вытянутости неоднородностей $k_{\parallel} \rightarrow \infty$ следующие:

$$\gamma_a = \Gamma \frac{d_{\perp}}{d_{\parallel}} - 2D_i k_{\parallel}^2 - 2D_e \frac{d_{\perp}}{d_{\parallel}} k_{\perp}^2 - \nu_R, \quad (7)$$

$$\gamma_b = \Gamma - d_{\parallel} k_{\parallel}^2 - d_{\perp} k_{\perp}^2.$$

Исследуем связь асимптотик (6), (7) друг с другом. Если $x > x_p = \nu_R + 2D_i \Gamma / d_{\parallel}$, то корни дисперсионного уравнения действительны и зависимость $\text{Re } \gamma$ от s показана на рис. 2. Имеются две непересекающиеся ветви, из них только ветвь 1 имеет область значений $s < s_0$, где возникает неустойчивость $\text{Re } \gamma > 0$. Этой ветви естественно сопоставить НРТ. Следовательно, одним из условий возникновения НРТ является требование

$$d_{\parallel} k_{\parallel}^2 \leq s_0 \approx \frac{\Gamma d_{\parallel} d_{\perp}}{\nu_R d_{\parallel} + 2D_e d_{\perp} k_{\perp}^2} k_{\perp}^2. \quad (8)$$

Точное значение величины s_0 можно найти из (5), положив $\gamma = 0$.

При $x = x_p$ ветви пересекаются и решениями дисперсионного уравнения являются асимптотические линии (7). Сравнивая (7) с формулой (16) работы [7], замечаем, что γ_a совпадает с инкрементом НРТ для электростатических возмущений.

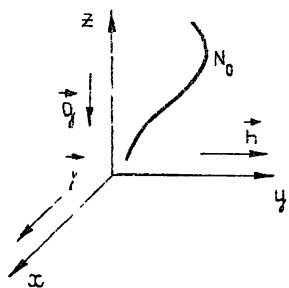


Рис. 1.

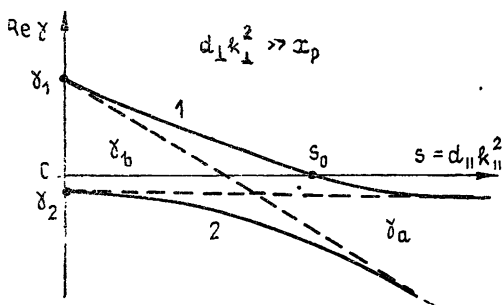


Рис. 2.

Рис. 2. Ветви решений дисперсионного уравнения, когда все корни действительны: $\text{Im } \gamma = 0$. Ветвь 1 описывает неустойчивость Рэлея—Тейлора.

Величина γ_b имеет электродинамическое происхождение и при малых k_{\parallel} определяет развитие НРТ (см. рис. 2).

Если $x < x_p$, то решения дисперсионного уравнения (5) становятся комплексными. Зависимость $\text{Re } \gamma$ от s имеет вид, подобный изображенному на рис. 3, где линейный участок в области $s_1 \leq s \leq s_2$ соответствует $\text{Im } \gamma \neq 0$. Особый интерес представляет случай $x < v_R(1 - v_R/\Gamma)$, когда появление неустойчивости характеризуется наличием мнимой составляющей у γ . Такой режим развития НРТ назовем колебательным. Можно показать, что для точки $s = s_0 = \Gamma - v_R$ на дисперсионной кривой (рис. 3), где затухание колебаний из-за рекомбинации и диффузии плазмы компенсируется действием НРТ, частота и групповые скорости вдоль и поперек H определяются соотношениями

$$\omega \sim \sqrt{\Gamma v_R}, \quad V_{\parallel} \sim \sqrt{d_{\parallel} v_R}, \quad V_{\perp} \sim \sqrt{\Gamma / v_R} d_{\perp} k_{\perp}. \quad (9)$$

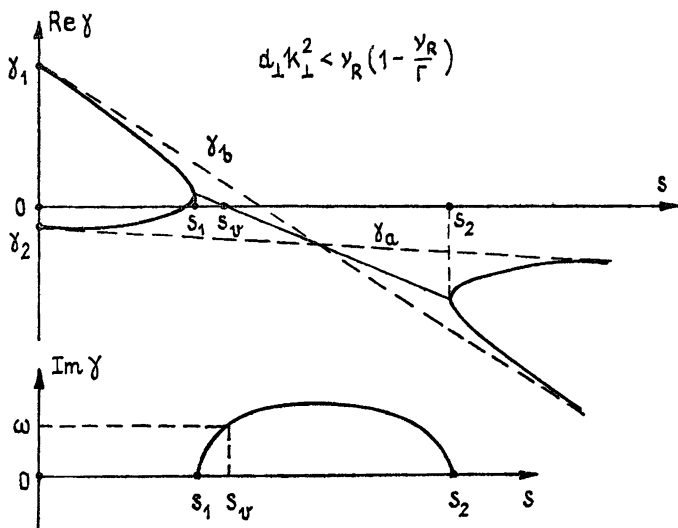


Рис. 3. Действительная $\text{Re } \gamma$ и мнимая $\text{Im } \gamma$ части решений уравнения (5) в условиях возникновения колебательного режима НРТ.

Возникновению колебательного режима НРТ благоприятствует рост частоты рекомбинации и увеличение электронной плазменной частоты. Полагая $d_{\perp} = 0,01 \text{ км}^2/\text{с}$, $d_{\parallel} = 10^6 \text{ км}^2/\text{с}$, $v_R = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $v_i = 0,1 \text{ с}^{-1}$, $L = 10 \text{ км}$, получаем $k_{\parallel} \sim 10^{-4} \text{ км}^{-1}$, $\omega \sim 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, $V_{\parallel} \sim 10 \text{ км/с} \gg V_{\perp} \sim 0,01 \text{ км/с}$. Большие значения $1/k_{\parallel} \sim 10^4 \text{ км}$, сравнимые с размерами силовых линий, показывают, что возникающий режим развития НРТ имеет колебательный характер. Отметим, что для электронных «пузырей»⁰ наблюдалось периодическое изменение интенсивности свечения линий 6300 А и 7774 А⁰ [8]. Это свечение принято связывать с процессами рекомбинации кислорода. Наблюдаемые значения периода $T \sim 100 \text{ мин}$ соответствуют величине $\omega \sim 10^{-3} \text{ с}^{-1}$.

Авторы благодарят Романовского Ю. А. и Рыбина В. В. за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982.
- 2 Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. — М.: Наука, 1974.
- 3 Фельдштейн А. Я. Ионосферные исследования. — М.: Сов. радио, 1986. № 41. С. 70.
- 4 Гершман Б. Н., Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д., Чернобровкина Н. А. Явление F-рассеяния в ионосфере. — М.: Наука, 1984.
- 5 Malcolm R., Miles C., Tinsley V. A. // Geophys Res Letters. 1984. V. 11. № 7. P. 665.
- 6 Гельберг М. Г. Неоднородности высокоширотной ионосферы. — Новосибирск: Наука, 1986.
- 7 Гершман Б. Н., Шевченко А. Н. // Радиофизика. 1984. Т. 27. № 6. С. 679 (Иzv. высш. учеб. заведений).
- 8 Sobral J. H. A., Abdu M. A., Batista I. S., Zamlutti C. J. // J. Geophys. Res. 1981. № A3. P. 1374.

Калининградский государственный университет

Поступила в редакцию
9 февраля 1987 г.,
после переработки
24 ноября 1987 г.