

2. Кондратьев К. Я., Григорьев А. А., Рабинович Ю. И., Шульгин на Е. М. Метеорологическое зондирование подстилающей поверхности из космоса. — Л.: Гидрометиздат, 1979, с. 176.
3. Лещанский Ю. И., Лебедева Г. Н., Шумилин В. Д. — Изв. вузов — Радиофизика, 1971, 14, № 4, с. 562.
4. Шульгина Е. М. — Труды Главной Геофизической обсерватории, 1973, вып. 295, с. 98.
5. Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. Т. Радиоизлучение Земли как планеты. — М.: Наука, 1974, с. 31.
6. Кондратьев К. Я., Шульгина Е. М. — Труды Главной Геофизической обсерватории, 1975, вып. 331, с. 50.
7. Тишер Ф. Техника измерений на сверхвысоких частотах. — М.: Гостехиздат, 1963, с. 277.

Северо-Осетинский государственный университет

Поступила в редакцию
26 декабря 1984 г.,
после доработки
14 октября 1985 г.

УДК 550.388.2

О ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКОВЫХ ВОЛН В ТОКОВОЙ СТРУЕ

Г. Х. Каменецкая

В теоретических работах [1-3] исследуется образование мелкомасштабных неоднородностей плотности заряженных частиц током в однородной и слабонеоднородной плазме. Частота возникающих волн определяется соотношением $\omega \sim k v_{0e}$, где k — волновой вектор, v_{0e} — скорость электронов относительно ионов в токе. Рассмотренная модель объясняет ряд наблюдаемых свойств радиоэха (пороговый эффект, ракурсная чувствительность и др.). Однако остается совершенно необъясненным экспериментальный факт независимости величины частотного сдвига радиоэха I типа от величины v_{0e} и магнитного азимутального угла между k и v_{0e} [4]. Ниже мы получим дисперсионное уравнение продольных волн в однородной плазме с учетом волнового движения молекул, одна ветвь которого описывает волны с $\omega \sim k v_{0e}$, а другая оказывается звуковой ($\omega/k = v_{3B}$) и по свойствам близка к неоднородностям I типа.

В качестве исходной используем следующую линеаризованную систему [5]:

$$m_a \left(\frac{\partial v_a}{\partial t} + (v_{0a} \nabla) v_a \right) = e_a \left(E + \frac{1}{c} [\nabla v_a \cdot H_0] \right) - \frac{\nabla P_a}{N_{e0}} - \sum_{\beta} m_a \gamma_{a\beta} (v_a - v_{\beta}); \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_a}{\partial t} + \operatorname{div}(N_a v_a) = 0; \quad \nabla P_a = \gamma_a T_a \nabla N_a, \quad \gamma_{3a} = \gamma_{a\beta} \frac{N_{a0} m_a}{N_{\beta0} m_{\beta}}; \quad (2)$$

$$\operatorname{div} E = 4\pi \sum_a e_a N_a. \quad (3)$$

Здесь H_0 — магнитное поле Земли, E — электрическое поле волны, e_a , m_a , v_a , N_a , T_a — соответственно заряд, масса, скорость, концентрация, температура в эргах частиц сорта a ($a = e, i, m$ — электроны, ионы, молекулы), N_{a0} — равновесная концентрация, $\gamma_e = \gamma_i = 1$, что соответствует изотермическому процессу, $\gamma_m = 1,4$ — для адиабатического процесса в нейтральной части среды. В (1) пренебрежем электрон-ионными соударениями, влиянием магнитного поля на ионы ($v_{im} \gg eH_0/m_ec$) и обменом импульсом между электронами и молекулами ($v_{im} \gg v_{em}m_e/m_i$, $v_e \gg v_m$). Из (1) — (3) для процессов $\exp(i\omega t - ikr)$ получаем дисперсионное уравнение

$$\begin{aligned} & \omega_{0e}^2 \left[\frac{\omega'_e \omega''_e (\omega''^2 - \omega_{He}^2)}{\omega''^2 - \omega_{He}^2 \cos^2 \theta} - \frac{k^2 T_e}{m_e} \right]^{-1} - \\ & - \omega_{0i}^2 \left(\omega''_i - k^2 \frac{T_i}{m_i} + \frac{\omega^2 \gamma_{im} v_{mi}}{\omega^2 - k^2 v_{3B}^2 - i v_{mi} \omega} \right)^{-1} = 1, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\omega'_e = \omega - k v_{0e}$, $\omega''_e = \omega'_e - i \gamma_{em}$, $\omega_{0a}^2 = 4\pi e^2 N_{a0} m_a^{-1}$, $\theta = |k H_0|$, $v_{3B}^2 = \gamma_m T_m \times m_m^{-1}$, $\omega_{He} = e_e H_0 (m_e c)^{-1}$. Пренебрегая в (4) единицей (условие квазинейтральности) и считая $\omega - k v_{0e} \ll \gamma_{em} \ll \omega_{He}$, получим из него

$$\omega^2 - k^2 \frac{T_l}{m_l} - i\omega v_{lm} + \frac{m_e}{m_l d_e} [\omega'_e \omega''_e - k^2 d_e T_e m_e^{-1}] + \frac{\omega^2 v_{lm} v_{ml}}{\omega^2 - k^2 v_{3B}^2 - i v_{ml} \omega} = 0, \quad (5)$$

где $d_e = \cos^2 \theta + v_{em}^2 / \omega_{He}^2$. Уравнение (5) при $v_{mi}=0$ переходит в известное ранее [2]. При $v_{mi} \neq 0$ порядок дисперсионного уравнения повышается, появляется новая дисперсионная ветвь, связанная с движением молекул. При малых v_{mi} роль последнего слагаемого в (5) существенна при $\omega^2 \approx k^2 v_{3B}^2$. Поэтому ищем решение уравнения (5) в виде

$$\omega = \pm k v_{3B} + \Delta \equiv \omega_1 + \Delta, \quad (6)$$

где $\Delta \ll \omega_1$. Тогда из (5)

$$\Delta = \frac{i[-a(b-a) + c_1^2] - bc_1}{c_1^2 + (b-a)^2} \frac{v_{ml}}{2}, \quad (7)$$

где

$$a = \frac{m_e v_{em}}{m_l d_e} (k v_{0e} - \omega_1), \quad b = \omega_1 v_{lm}; \quad (8)$$

$$c_1 = \omega_1^2 + \frac{m_e}{m_l d_e} (k v_{0e} - \omega_1)^2 - k^2 (T_e + T_l) m_l^{-1}. \quad (9)$$

Условие неустойчивости волн $\exp(i\omega t - ikr)$ с учетом (6), $\gamma = \text{Im } \Delta < 0$, может выполняться, как видно из (7), если a , b и $(b-a)$ будут одного знака, например,

$$a > 0, \quad b > 0, \quad b-a > 0 \quad (10)$$

и

$$a(b-a) > c_1^2. \quad (11)$$

Из (10) следует, что

$$v_{3B} < \frac{k v_{0e}}{k} < v_{3B} (1 + \Gamma), \quad \Gamma = \frac{v_{lm} m_l}{v_{em} m_e} d_e. \quad (12)$$

Так как $c_1^2 \sim k^4$, а величина $a(b-a) \sim k^2$, то для длинноволновых возмущений $a \gg c_1$, $b \gg c_1$. Если в c_1 не учитывать второе слагаемое, что может только уменьшить величину получаемого инкремента, то наибольшее значение инкремента γ_* ($\partial \gamma / \partial a = 0$) получается при условии

$$(b-a)^2 = c_1^2. \quad (13)$$

Из (13) с учетом $a, b \gg c_1$ видно, что $k v_{0e} / k$ должна быть близка к верхней границе (12):

$$k v_{0e} / k \leq v_{3B} (1 + \Gamma). \quad (14)$$

Физический смысл критерия (14) состоит в том, что в этом случае фазовая скорость волн в среде из ионов и движущихся электронов $\omega/k = (1+\Gamma)^{-1} k v_{0e} / k$ (полученная ранее в [2]) становится равной скорости звука в нейтральной компоненте, т. е. совпадает с фазовой скоростью нормальной моды в среде из молекул. Тогда, как и в пучковой неустойчивости $(\omega_{0e}^2/\omega^2 + \omega_{0s}^2/(\omega - k v_{0s})^2 = 1$, где ω_{0s} — плазменная частота пучка $\omega_{0s}^2 = 4\pi e^2 N_{s0}/m_s$), становится эффективным взаимодействие этих мод и перекачка энергии к молекулам. При выполнении условия $\omega^2 = k^2 v_{3B}^2$ даже слабое возмущение, передаваемое к молекулам от ионов через v_{mi} , способно вызвать сильный отклик в среде из молекул. Это хорошо видно также из уравнений (1) и (2), рассмотренных для молекул $i(\omega - k^2 v_{3B}^2 \omega^{-1} - iv_{mi}) \varphi_m = v_{ml} \varphi_l$. Из (7) и (13) наибольший инкремент $\gamma_* = -bv_{mi}/4c_1 = -v_{im} v_{mi} (m_i/T_i)^{1/2} (2k)^{-1}$, $\text{Re } \Delta \sim \gamma_*$. Вне максимума $\gamma = -av_{mi}/(2b-2a)$, что значительно меньше γ_* . Учет вязкости в уравнении (1) дополнительным слагаемым $\eta N_{m0}^{-1} (\partial^2 v_m / \partial r^2)$ для молекул приведет к уменьшению инкремента на величину $k^2 \eta (2m_m N_{m0})^{-1}$, где η — коэффициент вязкости.

В сравнении с изученными ранее неоднородностями [1, 2] этот тип неоднородностей обладает порогом в $\sqrt{1/4}$ раз меньше (как видно из (14)), менее острой ракурсной чувствительностью, частота волн не зависит от v_{0e} и угла между k и φ_{0e} (что следует из (6)). Инкремент пропорционален k^{-1} и для $k=2 \cdot 10^4$ и нижней части E -слоя на высоте $h \lesssim 100$ км, где $v_{im} = 1,2 \cdot 10^4$, $N_{m0} = 1,5 \cdot 10^{13}$, $N_{e0} = 6,5 \cdot 10^6$ (все величины в единицах CGSE), равен $\gamma_* = 5 \cdot 10^{-2}$ (для неоднородностей с $\omega \sim k v_{0e}$ инкремент $\gamma \sim k^2$). Скорость электронов при этом для $\theta = 90^\circ$ и $v_{em} = 5 \cdot 10^4$ $\omega_{He} = 8 \cdot 10^6$ должна удовлетворять, согласно (12), условию $v_{3B} < v_{0e} < v_{3B} 1,35$.

Рассмотренный механизм приводит к генерации сравнительно длинных волн (порядка сотен метров) и существен для создания крупномасштабных неоднородностей, на фоне которых уже могут возникать мелкомасштабные (метровые) волны в слабо-неоднородной плазме [3], а также для нелинейной теории перекачки энергии из крупных масштабов в мелкие.

Автор признателен Б. Н. Гершману и В. Ю. Трахтенгерцу за интерес к работе и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Farley D. T. — J. Geophys. Res., 1963, 68, № 22, p. 6083.
2. Каменецкая Г. Х. — Геомагнетизм и аэрономия, 1967, 7, № 5, с. 833.
3. Moogcroft D. R. — J. Geophys. Res., 1972, 77, № 4, p. 769.
4. Farley D. T., Balsley B. B. — J. Geophys. Res., 1973, 78, № 1, p. 227.
5. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967, с. 191.

Горьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
21 июня 1985 г.,
после доработки
8 января 1986 г.

УДК 537.52

ИОННО-ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ПЛАЗМЫ ВОЛЬЕРНОГО РАЗРЯДА

H. B. Волков

В работах [1, 2] показано, как реализуется тлеющий разряд с протяженной плазмой общего отрицательного свечения, которая по своим размерам сравнима с плазмой положительного столба. Данная плазма под влиянием затрудненных условий локализуется внутри цилиндрического вольеврного разрядного промежутка. В исследованиях [3, 4] установлено, что в тлеющем разряде на границе отрицательного свечения с темным кружковым пространством действуют δ -процессы. Однако коэффициент δ недостаточно полно характеризует взаимодействие быстрого электрона с данной плазмой. Электрон, входя в плазму, заряжает ее отрицательно на один заряд и тем самым изменяет потенциал пространства плазмы. Следовательно, такие электроны нарушают нейтральность плазмы. Кроме того, согласно δ -процессам, на каждый входящий в плазму быстрый электрон, из нее выходит δ положительных ионов. В результате потенциал плазмы изменяется еще больше и плазма заряжается на $(1+\delta)$ отрицательных зарядов. Это обстоятельство противоречит условию стационарности разряда и нейтральности плазмы.

В вольеврном разряде при проведении зондовых измерений установлено, что у границы плазмы общего свечения в кружковом пространстве имеется пространственный заряд положительных ионов, в фарадеевом пространстве — отрицательный заряд электронов. Но плотность ионов и электронов в этих пространствах примерно на два порядка меньше, чем в самой плазме общего свечения. На основании градиента плотности зарядоносителей можно полагать, что из плазмы общего свечения, образуемой быстрыми электронами, в темное призелектродное пространство происходит диффузия зарядов. Вследствие имеющегося сильного электрического поля в кружковом пространстве в него диффундируют из плазмы положительные ионы, а в фарадеево пространство — электроны. В связи с тем, что после входления быстрого электрона в плазму, в ней возникает избыток отрицательного заряда, для сохранения нейтральности плазмы из нее должен выйти этот отрицательный заряд в количестве $(1+\delta)$ электронов. Это и происходит в виде диффузии медленных электронов из плазмы в фарадеево пространство в направлении анода. Из этого следует, что на границе плазмы с данным пространством действуют еще и другие процессы, характеризующие количество медленных электронов, выходящих из плазмы в фарадеево пространство на один быстро влетающий электрон в плазму.

В целом процессы, происходящие на границе плазмы вольеврного разряда, показывают, что под воздействием быстрых электронов из данной плазмы возникает ионно-электронная эмиссия ионов и электронов. Из-за вольеврной геометрии разрядного промежутка на границе плазмы с темным призелектродным пространством длиной не более одного сантиметра происходит эмиссия положительных ионов и электронов (см. рис. 1). Численное значение этого суммарного процесса можно характеризовать коэффициентом v , который показывает сколько ионов и электронов выходит из плазмы на один влетающий в нее быстрый электрон, т. е.

$$v = (n_i + n_e + \delta n_e) / n_{eh} \quad (1)$$

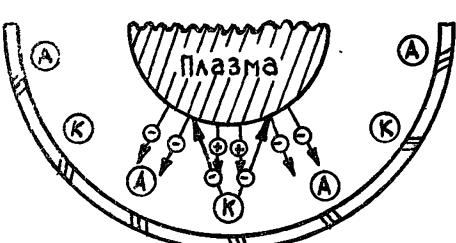


Рис. 1.