

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 551.510.535

**ВЛИЯНИЕ ДВИЖЕНИЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ НА ПРОЦЕССЫ
ОБРАЗОВАНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ**

В В. Беликович, Е. А. Бенедиктов, Е. А. Мареев, Г. И. Терина

Хорошо известно, что в поле мощной стоячей радиоволны в ионосферной плазме образуются квазипериодические неоднородности электронной концентрации [1-3]. Анализ, проведенный в работе [1], показал, что на высотах 90—120 км процессы образования и релаксации неоднородностей определяются амбиполярной диффузией и несут аperiodический характер. Этот анализ, однако, не учитывал движения ионосферной плазмы в поле стоячей волны.

В данной работе рассмотрено влияние вертикального ветра и вертикального движения области отражения мощных радиоволн на процессы образования и релаксации периодических неоднородностей в нижней ионосфере. Такие движения могут быть вызваны естественными возмущениями ионосферы (суточные изменения, прохождение внутренних волн), а также могут возникнуть в результате воздействия мощной радиоволны на ионосферную плазму (например при дополнительной ионизации).

Воспользуемся, как и ранее, квазигидродинамическими уравнениями для однородной изотропной ионосферной плазмы. С учетом вертикальной составляющей скорости ветра v_1 и скорости вертикального движения точки отражения v_2 уравнение для малых возмущений электронной концентрации ΔN записывается в виде

$$\left(\frac{\alpha(T_e + T_i)}{M} - v_1^2 \right) \frac{\partial^2 \Delta N}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \Delta N}{\partial t^2} - v_{im} \frac{\partial \Delta N}{\partial t} - 2v_1 \frac{\partial^2 \Delta N}{\partial z \partial t} - v_1 v_{im} \frac{\partial \Delta N}{\partial z} = \frac{2e^2 E_0^2 N k^2 \cos k(z - v_2 t)}{3m \delta_{\phi\phi} (\nu^2 + \omega^2)}, \quad (1)$$

где N — невозмущенное значение электронной концентрации, T_e и T_i — невозмущенные температуры электронов и ионов, $\delta_{\phi\phi} = \delta + 4k^2 \nu^{-1} D_e$, $D_e = \alpha T_e / m \nu$ — коэффициент гермодиффузии электронов, $k = 4\pi/\lambda$, λ — длина возмущающей радиоволны. В уравнении (1) пренебрегается стрикционными эффектами и учтен лишь локальный нагрев электронов.

Для возмущения температуры электронов, так же как и в [1], используется квазистационарное значение, поскольку время установления электронной температуры мало по сравнению с временем установления ΔN и величинами $(kv_1)^{-1}$ и $(kv_2)^{-1}$. Для сравнительно медленных движений, когда

$$v_1^2 \ll \frac{\alpha(T_e + T_i)}{M}, \quad kv_1 < v_{im}, \quad kv_2 < v_{im} \quad (2)$$

и при условии $k^2 \alpha(T_e + T_i) M^{-1} \ll (v_{im}/2)^2$, которое выполняется в E -области ионосферы, получим следующее решение неоднородного уравнения (1):

$$\Delta N(z, t) = A \{ \cos(kz - kv_2 t + \varphi) - \cos(kz - kv_1 t + \varphi) \exp(-t/\tau_g) \}. \quad (3)$$

Это решение удовлетворяет нулевым начальным условиям и описывает процесс установления неоднородного распределения концентрации. Соответствующий процесс релаксации описывается выражением

$$\Delta N(z, t) = A \cos(kz - kv_1 t + \varphi) \exp(-t/\tau_g). \quad (4)$$

Здесь

$$A = - \frac{2e^2 E_0^2 N}{3m \alpha (T_e + T_i) \delta_{\phi\phi} (\omega^2 + \nu^2) \sqrt{1 + (\tau_g/\tau_b)^2}}; \quad (5)$$

$$\varphi = \text{arctg } \tau_g k (v_2 - v_1), \quad (6)$$

$\tau_g = (k^2 D_a)^{-1} = \frac{M_{im}}{z(T_e + T_i)k^2}$ — время образования и релаксации неоднородностей, определяемос параметром амбиполярной диффузии D_a ,

$$\tau_b = |k^{-1}(v_2 - v_1)^{-1}| \quad (7)$$

— время, характеризующее относительную скорость вертикального движения области ограничения и вертикального ветра.

Анализ выражений (3)—(6) показывает, что учет вертикальных движений

- а) уменьшает амплитуду распределения неоднородностей в $\sqrt{1 + (\tau_g/\tau_b)^2}$ раз,
- б) вызывает движение периодической структуры со скоростью v_1 во время релаксации неоднородностей и со скоростью v_2 в установившемся режиме,
- в) существенно меняет характер процесса образования периодических неоднородностей

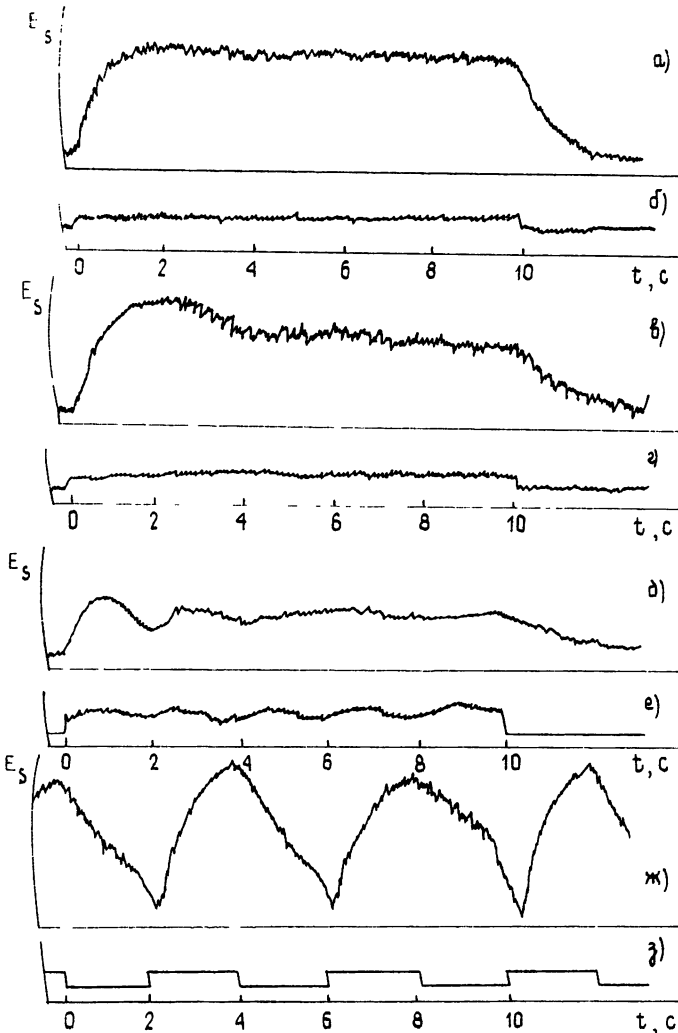


Рис. 1.

Для анализа процесса образования неоднородностей запишем выражение (3) в максимумах периодической структуры, т.е. при условии $kz - kv_2 t + \varphi = 0$

$$\Delta N_{\max}(t) = A [1 - \cos(t/\tau_b)] \exp(-t/\tau_g). \quad (8)$$

Из выражения (8) видно, что характер процесса установления неоднородностей определяется соотношением времен, характеризующих скорость образования неоднородностей в неподвижной среде (время τ_g) и скорость их сноса (время τ_b). Если

$\tau_z \ll \tau_b$, то влияние вертикальных движений на процесс установления и величину амплитуды неоднородностей не существенно, процесс образования неоднородностей — аperiodический [1] Если же времена τ_g и τ_b соизмеримы, то процесс представляет собой затухающие колебания с периодом $2\tau_b$.

Приведенные результаты позволяют дать простое объяснение экспериментальным данным, полученным в марте—апреле 1982 г. Эксперимент проводился при эффективной мощности греющего передатчика 20 МВт, который излучал необыкновенную волну на частоте 5,75 МГц. Рассеянный сигнал регистрировался с помощью установки частичных ограждений на обыкновенной компоненте в диапазоне 5,5÷5,65 МГц. Примеры записей амплитуды сигнала, рассеянного на искусственных неоднородностях, приведены на рис 1а, в, д. Действующая высота рассеяния в первом случае составляла 102 км, в двух других — 100 км. На рис 1б, г, е показаны соответствующие осциллограммы работы греющего передатчика. В случае рис. 1е на осциллограмме наблюдаются биения пространственной и земной волн греющего передатчика, свидетельствующие о вертикальном движении области отражения. Видно, что при наличии биений имеют место затухающие колебания амплитуды обратнорассеянных сигналов в процессе установления, причем, период этих колебаний совпадает с периодом биений.

Зная время τ_b , легко оценить характерную скорость вертикальных движений ионосферной плазмы $|v_2 - v_1| \sim \lambda/2\tau_b$. Для случая рис. 1д, например, $|\Delta v| \sim 25 \text{ м/с} = 12,5 \text{ м/с}$.

С уменьшением периода биений, т. е. с увеличением скорости относительного движения стоячей волны, установившееся значение амплитуды уменьшается, что согласуется с результатами теории.

В рамках рассмотренной модели легко объясняется также запись, приведенная на рис 1ж. В этом эксперименте греющий передатчик периодически включался на 2 с с паузой такой же длительности. Видно, что при включении греющего передатчика первоначально наблюдается ускоренное уменьшение амплитуды рассеянного сигнала, а затем ее рост. Для объяснения этого эффекта заметим, что период работы греющего передатчика в данном случае примерно совпадал с периодом биений пространственной и земной волн. Поэтому за время паузы фаза стоячей волны менялась примерно на π , что приводило вначале к ускоренному разрушению ранее созданных неоднородностей, а затем к созданию новых, сдвинутых по фазе. Аналогичный динамический эффект может наблюдаться на высотах порядка 90 км и ниже, где имеются турбулентные движения плазмы в поле стоячей радиоволны.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Терина Г. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 10, с. 1418.
- 2 Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Дмитриев С. А., Терина Г. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 5, с. 504.
- 3 Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Дмитриев С. А., Терина Г. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 7, с. 905.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
6 августа 1982 г.

УДК 538.574.4

РАССЕЯНИЕ ТЕПЛОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ В СРЕДЕ С ФЛУКТУИРУЮЩЕЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ

А. Н. Резник

Тепловое излучение полупространства при наличии случайных неоднородностей в излучающей среде или неровностей на поверхности исследовалось в [1–4]. Поскольку собственное излучение объектов может искажаться в среде между источником и приемником, представляет интерес рассмотреть задачу о рассеянии теплового излучения полупространства случайными неоднородностями передающей среды. В настоящей заметке в приближении слабого рассеяния найдена поправка к яркостной температуре полубесконечной среды, обусловленная рассеянием излучения в слое с хаотическими неоднородностями.

Рассмотрим плоский слой, лежащий в пределах от $-L$ до 0 по оси z над полупространством $z > 0$, заполненным однородной проводящей средой с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$. Проницаемость слоя $\tilde{\epsilon}_1(\mathbf{r}) = 1 + \tilde{\epsilon}(\mathbf{r})$, где $\tilde{\epsilon}(\mathbf{r})$ — статистически однородная изотропная случайная функция с нулевым средним и за-