

УДК 551.510.535

ОБ ОБРАЗОВАНИИ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ИСКУССТВЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ИОНОСФЕРЕ

В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов, Г. И. Тёрина

Рассмотрено влияние тепловых и стрикционных эффектов на образование периодических искусственных неоднородностей ионосферы в поле стоячей волны мощного радиоизлучения. Приведены экспериментальные данные об образовании неоднородностей на высотах E -области ионосферы.

В работе [1] было рассмотрено образование квазипериодических неоднородностей электронной концентрации F -области ионосферы в поле мощной стоячей волны под действием стрикционных сил. На меньших высотах ионосферы (E - и D -области) существенным механизмом образования неоднородностей может быть локальный нагрев электронов. В настоящей работе рассмотрено совместное влияние стрикционных и тепловых эффектов на образование неоднородностей, а также приведены новые экспериментальные данные о рассеянии пробных радиоволн на этих неоднородностях. Для оценки влияния теплового и стрикционного механизмов воспользуемся, как и ранее [1], квазигидродинамическими уравнениями для однородной и изотропной ионосферной плазмы. При условии малости возмущений ($\Delta N \ll N_0$) и квазинейтральности плазмы ($N_i = N$) можно получить следующее дифференциальное уравнение для электронной компоненты плазмы:

$$\begin{aligned} & \kappa(T_e + T_i) \frac{\partial^2 \Delta N}{\partial z^2} - M \frac{\partial^2 \Delta N}{\partial t^2} - \left(v_{tm} + \frac{m}{M} v_{em} \right) \times \\ & \times M \frac{\partial \Delta N}{\partial t} = - \frac{e^2 N_0}{4m \omega^2} \frac{\partial^2 E^2}{\partial z^2} - \kappa N_0 \frac{\partial^2 (T_e + T_i)}{\partial z^2}. \end{aligned} \quad (1)$$

В отличие от работы [1] в это уравнение входит дополнительное слагаемое, учитывающее градиент давления электронов и ионов из-за локального нагрева. Уравнение (1) следует дополнить уравнениями для температуры электронов и ионов [2]. Однако, учитывая малый нагрев ионов в поле мощной волны, можно рассматривать лишь изменение температуры электронов, полагая, что $T_i = T_m$. При условии малости возмущений ($\Delta T_e \ll T_e$) получим следующее уравнение, характеризующее изменение температуры электронов:

$$\frac{\partial \Delta T_e}{\partial t} = \frac{K_e}{N_0} \frac{\partial^2 \Delta T}{\partial z^2} + \frac{2}{3N_0 \kappa} \sigma E^2 - \delta v_e \Delta T_e, \quad (2)$$

где δ — средняя доля энергии, передаваемой электронам при одном соударении, $K_e = \frac{x N_0 T_e}{m v_e}$ — коэффициент теплопроводности электронов,

$\nu_e = \nu_{el} + \nu_{em}$ — частота соударений электронов с ионами и молекулами, σE^2 — мощность электрического поля, идущая на нагрев электронов.

Учитывая, что $E^2(z) = E_0^2 \cos kz$, будем искать решение уравнения (2) в виде $\Delta T_e(z, t) = \Delta T_e(t) \cos kz$, и тогда при $\omega \gg \delta_{\text{эфф}} \nu_e$ получим

$$\Delta T_e(z, t) = \frac{e^2 E_0^2 \cos kz}{3m \kappa \delta_{\text{эфф}} (\nu_e^2 + \omega^2)} \{1 - e^{-\delta_{\text{эфф}} \nu_e t}\}, \quad (3)$$

где $\delta_{\text{эфф}} = \frac{k^2 \kappa T_e}{m \nu_e^2} + \delta$, $k = \frac{4\pi}{\lambda}$, где λ и E_0 — длина волны и амплитуда возмущающего поля в плазме. Из выражения (3) видно, что время установления температуры определяется параметром

$$\tau_T = \frac{1}{\delta_{\text{эфф}} \nu_e} = \frac{1}{D_{T_e} k^2 + \delta \nu_e}, \quad (4)$$

где $D_{T_e} = \frac{\kappa T_e}{m \nu_e}$ — коэффициент термодиффузии электронов. Из (4) следует, что τ_T определяется двумя процессами: потерей энергии при столкновениях и термодиффузией электронов. Оценки показали*, что для высот $h > 90$ км определяющим процессом является термодиффузия ($\tau_T \approx 10^{-1} \div 10^{-3}$ мс при $h \approx 100 \div 250$ км). На высотах 80—90 км τ_T максимально (порядка 1 мс) и определяется обоими процессами. При $h < 80$ км значения τ_T определяются параметром $\delta \nu_e$ ($\tau_T \approx 10^{-1} \div 10^{-2}$ мс при $h \approx 70 \div 80$ км). Такие небольшие времена установления температуры τ_T (наблюдаемые времена релаксации неоднородностей составляют десятки миллисекунд) позволяют пренебречь временной зависимостью температуры в уравнении (1) и при его решении брать стационарное значение $\Delta T_e(z)$ из выражения (3). Таким образом, переходные процессы образования неоднородностей при включении мощного передатчика описываются неоднородным волновым уравнением (1) (с T_e , определяемой из (3)), а процессы релаксации неоднородностей при выключении передатчика — однородным уравнением (1). Будем искать решение однородного уравнения (1) в виде $\Delta N(z, t) = N(t) \cos kz$. Заметим, что в ионосфере обычно выполняется соотношение $\nu_{im} \gg \frac{m}{M} \nu_{em}$. Тогда при условии

$$\frac{k^2 \kappa (T_e + T_i)}{M} > \left(\frac{\nu_{im}}{2}\right)^2 \quad (5)$$

решение однородного уравнения (1) можно получить в виде

$$\Delta N(z, t) = A \exp\left(-\frac{\nu_{im}}{2} t\right) \left(\cos \Omega t + \frac{\nu_{im}}{2\Omega} \sin \Omega t\right) \cos kz, \quad (6)$$

где

$$\Omega = \sqrt{\frac{\kappa (T_e + T_i)}{M} k^2 - \left(\frac{\nu_{im}}{2}\right)^2}, \quad (7)$$

* Следует отметить, что здесь и в дальнейшем все оценки проводились на основе данных, взятых из работы [2] для дневной модели ионосферы. Значение δ бралось равным 10^{-3} .

$$A^* = - \left(1 + \frac{4}{3\delta_{\text{эфф}} \left(1 + \frac{v_e^2}{\omega^2} \right)} \right) \frac{e^2 N_0 E_0^2}{4m \omega^2 \times (T_e + T_i)}. \quad (8)$$

Решение (6) описывает затухающий колебательный процесс, рассмотренный в работе [1]. При условии

$$\frac{k^2 \times (T_e + T_i)}{M} < \left(\frac{v_{im}}{2} \right)^2 \quad (9)$$

характер процесса будет апериодическим, и решение однородного уравнения (1) можно представить в виде суммы 2-х экспонент:

$$\Delta N(z, t) = A \cos kz \left\{ C_1 \exp \left[-\frac{v_{im}}{2} + \sqrt{\left(\frac{v_{im}}{2} \right)^2 - \frac{\times(T_e + T_i) k^2}{M}} t \right] + C_2 \exp \left\{ - \left[\frac{v_{im}}{2} - \sqrt{\left(\frac{v_{im}}{2} \right)^2 - \frac{\times(T_e + T_i) k^2}{M}} \right] t \right\} \right\}; \quad (10)$$

$$C_{1,2} = \frac{1}{2} \pm \frac{v_{im}}{4 \sqrt{\left(\frac{v_{im}}{2} \right)^2 - \frac{\times(T_e + T_i) k^2}{M}}}. \quad (11)$$

При выполнении более жесткого условия

$$\frac{k^2 \times (T_e + T_i)}{M} \ll \left(\frac{v_{im}}{2} \right)^2 \quad (9a)$$

выражение (10) упрощается и имеет вид

$$\Delta N(z, t) = A \cos kz \exp \left(-\frac{\times(T_e + T_i) k^2}{M v_{im}} t \right). \quad (12)$$

Выражение (8) для амплитуды неоднородностей отличается от аналогичного выражения, полученного в [1] без учета нагрева электронов, сомножителем $1 + \frac{4}{3\delta_{\text{эфф}} \left(1 + \frac{v_e^2}{\omega^2} \right)}$. Иначе говоря, относительный вклад

теплового и стрикционного механизмов в образование неоднородностей определяется при $v^2 \ll \omega^2$ следующим образом:

$$\frac{\Delta N_{\text{тепл}}}{\Delta N_{\text{стр}}} = \frac{4}{3\delta_{\text{эфф}}} = \frac{4}{3 \left(\frac{D T_e k^2}{v_e} + \delta \right)}. \quad (13)$$

В спокойной ионосфере это отношение близко к единице на высоте порядка 110 км. Выше преобладает стрикционный, а ниже — тепловой механизм образования неоднородностей. Предельно возможное $\frac{\Delta N}{N}$ при тепловом механизме примерно на 3 порядка больше значений $\frac{\Delta N}{N}$, получаемых за счет стрикционных сил.

* Выражение для амплитуды неоднородностей A получается из стационарного решения неоднородного уравнения (1).

Оценка параметров, характеризующих переходные процессы, показала, что на высотах ионосферы $h \geq 130$ км выполняется условие (5) и переходный процесс представляет собой затухающие колебания [1]. На высотах $h \leq 120$ км выполняются условия (9) и (9а) и характер переходного процесса становится апериодическим (12). Время образования и релаксации неоднородностей определяется в этом случае параметром амбиполярной диффузии D_a :

$$\tau_N = \frac{M v_{im}}{\kappa (T_e + T_i) k^2} = \frac{1}{k^2 D_a}. \quad (14)$$

Так, при $h = 120$ км $\tau_N \approx 40$ мс. С уменьшением высоты τ_N сильно увеличивается и на высотах $h < 90$ км достигает десятков и сотен секунд. Однако здесь становится существенным влияние ветровых и турбулентных движений, учет которых должен привести к уменьшению значений τ_N и ΔN .

Заметим также, что используемый нами квазигидродинамический подход не учитывает бесстолкновительного затухания Ландау, которое является существенным в F -области ионосферы [1]. С понижением высоты ионосферы его роль уменьшается, и, как показали оценки, на высотах ионосферы $h < 130$ км влияние бесстолкновительного затухания Ландау становится несущественным.

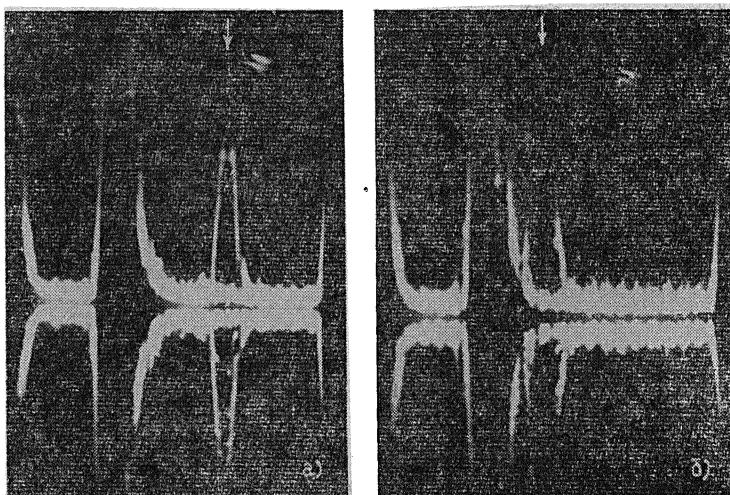


Рис. 1.

В октябре—ноябре 1976 г. были проведены эксперименты по рассеянию пробных радиоволн на искусственных периодических неоднородностях ионосферы. Как и ранее [1], возмущающий передатчик работал в режиме модуляции прямоугольными импульсами длительностью 300 мс с частотой повторения 1,5 Гц. Однако в отличие от [1] излучалась необыкновенная компонента на частоте 5,75 МГц. Частота пробного передатчика изменялась в диапазоне 5,5—5,7 МГц. Рассеянные сигналы регистрировались на обычной компоненте в интервале действующих высот 120—170 км. С повышением частоты пробного передатчика высота рассеяния уменьшалась. Такое поведение рассеянного сигнала соответствует теоретическим предположениям о пространст-

венном синхронизме радиоволн [1, 3]. Оценки показали [3], что плазменные частоты, соответствующие совпадению длин волн возмущающего и пробного передатчиков лежат в пределах $2,4\text{--}1,1\text{ }MГц$, характерных для области E и нижней части F -области. На рис. 1а, б представлены кинокадры высотно-амплитудной развертки, полученные 4 ноября 1976 г. в 15 часов на частоте $5,55\text{ }MГц$ (рис. 1а, $h_d \approx 160\text{ км}$) и $5,63\text{ }MГц$ (рис. 1б, $h_d \approx 130\text{ км}$). Стрелкой на рисунках отмечены исследуемые сигналы. Ниже виден сигнал частичных отражений, обусловленный рассеянием на естественных неоднородностях. На рис. 2 представлены единичные временные зависимости амплитуды рассеянных сигналов, зарегистрированных 3 ноября 1976 г. в дневное время на частоте $5,65\text{ }MГц$ с $h_d \approx 120\text{ км}$. Регистрация велась с шагом 20 мс , чертой в нижней части рисунка отмечен период работы мощного передатчика. Из рисунка виден апериодический характер изменения амплитуды сигнала в отличие от квазипериодического, приведенного в работе [1]. Время релаксации амплитуды $\tau_N \approx 40\text{ мс}$, что согласуется с теоретическими оценками.

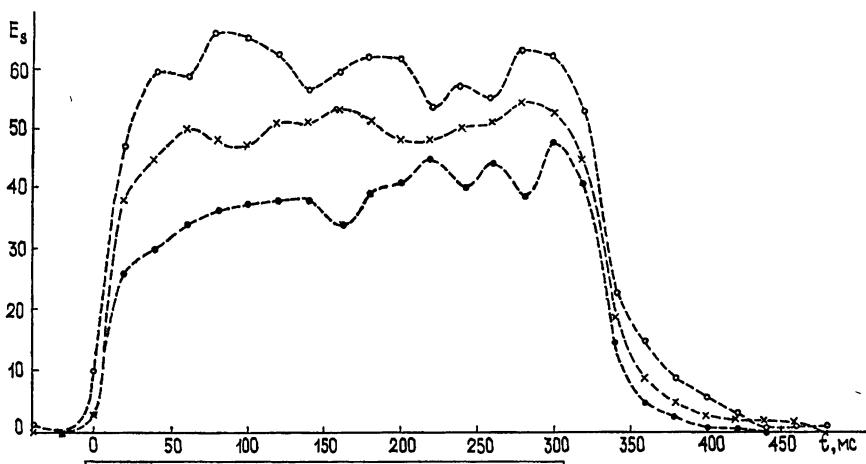


Рис. 2.

На основании настоящей работы и работы [1] можно сделать следующие выводы.

1. В ионосфере в поле стоячей волны мощного радиоизлучения образуются квазипериодические неоднородности электронной концентрации, вызывающие обратное рассеяние пробных радиоволн.

2. Основной механизм образования искусственных неоднородностей на высотах $h > 120 \div 130\text{ км}$ — стрикционный, а для $h < 100\text{ км}$ — тепловой, причем значения $\frac{\Delta N}{N}$, вызванные тепловым механизмом, могут быть значительно выше (на 3 порядка), чем стрикционным.

3. Переходные процессы образования неоднородностей на высотах F -области ионосферы имеют вид затухающих колебаний и обусловлены возбуждением ионно-звуковых волн, а для высот области E определяются амбиполярной диффузией и имеют апериодический характер. Характерные времена переходных процессов составляют несколько десятков миллисекунд в F -области и существенно увеличиваются при переходе к нижней части области E .

4. Измерение характеристик обратного рассеяния пробных радиоволн на искусственных неоднородностях может служить методом диагностики различных параметров ионосферной плазмы, например электронной концентрации, температуры, коэффициента амбиполярной диффузии.

Авторы выражают благодарность А. И. Ежову и Л. М. Елхиной за помощь в проведении измерений, а также Л. М. Ерухимову, Н. А. Митякову, М. А. Иткиной и А. В. Толмачевой за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов, М. А. Иткина, Н. А. Митяков, Г. И. Тёрина, А. В. Толмачева, П. Б. Шавин, Изв. вузов — Радиофизика, 20, № 12, 1821 (1977).
2. А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург, Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере, изд. Наука, М., 1973.
3. В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов, Г. Г. Гетманцев, М. И. Иткина, Г. И. Тёрина, А. В. Толмачева, Изв. вузов — Радиофизика, 21, № 8, 1220 (1978).

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
14 октября 1977 г.

ON THE FORMATION OF QUASI-PERIODIC ARTIFICIAL INHOMOGENEITIES IN THE IONOSPHERE

V. V. Belikovich, E. A. Benediktov, G. I. Terina

The influence of thermal and striction effects is considered on the formation of periodic artificial inhomogeneities in the ionosphere in a standing wave field of the powerful radio emission. Experimental data are given on the formation of inhomogeneities at ionosphere *E*-region altitudes.