

УДК 551.510.535 + 550.388

ГЕНЕРАЦИЯ ИСКУССТВЕННЫХ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ АВРОРАЛЬНЫМИ ИОНОСФЕРНЫМИ ТОКАМИ

В. Ф. Ларин, А. А. Остапенко, В. С. Смирнов

Исследуется генерация искусственных низкочастотных (НЧ) излучений при воздействии на авроральную ионосферу мощными модулированными высокочастотными (ВЧ) радиоволнами. Получены характеристики НЧ полей путем численного моделирования нелинейных процессов в неоднородной плазме, находящейся в скрещенных электрическом и магнитном полях. Определены ВЧ и НЧ поля для различных моделей ионосферы. Рассмотрены основные механизмы, ответственные за формирование пространственной структуры поля на поверхности Земли.

Известно, что воздействие на ионосферу мощным модулированным радиоизлучением приводит к модуляции ионосферных токов [1-4]. В области авроральной электроструи сигналы искусственно модулированных ионосферных токов достигают значительных величин. В килогерцовом диапазоне основной механизм модуляции связан с осцилляторным изменением проводимости нижней ионосферы, обусловленным изменением частоты столкновений электронов при нагреве электронного газа полем мощной модулированной радиоволны. Явление генерации искусственных НЧ сигналов представляет особый интерес для исследования ветров в верхней атмосфере, электрических полей, высыпаний частиц и т. д.

Целью настоящей работы является численное моделирование нелинейных процессов в неоднородной магнитоактивной поглощающей плазме нижней ионосферы, облучаемой мощным модулированным ВЧ радиоизлучением.

1. Основные уравнения. Рассмотрим облучение авроральной ионосферы двумя мощными радиоволнами:

$$E_{0r} = E_{01} e^{-i\omega_1 t} + E_{02} e^{-i\omega_2 t} + \text{к.с.},$$

где E_{0r} — электрическое поле волны накачки на границе ионосферы. Постоянное электрическое поле магнитосферного происхождения и переменное поле волн накачки возбуждают в ионосфере линейные и нелинейные токи. Результирующее электрическое поле внешних и ионосферных источников может быть представлено в виде

$$E = \sum_q E_q e^{-i\omega_q t}, \quad (1)$$

где ω_q — комбинационные частоты,

$$\omega_q = \sum p \omega_p,$$

$$m_p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad p = 0, 1, 2,$$

ω_p — частоты внешних полей. Аналогичное представление может быть записано для магнитного поля и плотности тока.

Будем считать ионосферу плоскослоистой гиротропной средой. В этом приближении система уравнений Максвелла сводится к системе для горизонтальных компонент поля [5]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{E}_t}{\partial z} = & -ik_0(\mathbf{z}_0 \times \mathbf{H}_t) + \nabla_t \left[\frac{1}{ik_0 \epsilon_{zz}} \nabla_t (\mathbf{z}_0 \times \mathbf{H}_t) + \right. \\ & \left. + \frac{4\pi}{c} \frac{1}{ik_0 \epsilon_{zz}} j_{nz} \right], \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}_t}{\partial z} = ik_0(\mathbf{z}_0 \times \hat{\epsilon}_t \mathbf{E}_t) - \nabla_t \left[\frac{1}{ik_0} \nabla_t (\mathbf{z}_0 \times \mathbf{E}_t) \right] - \frac{4\pi}{c} (\mathbf{z}_0 \times \mathbf{j}_{nt}),$$

где \mathbf{E}_t , \mathbf{H}_t , \mathbf{j}_{nt} — горизонтальные компоненты полей и нелинейного тока, \mathbf{z}_0 — единичный вектор вдоль оси z , $\nabla_t = \nabla - \mathbf{z}_0 \partial/\partial z$ — оператор поперечного градиента, $k_0 = \omega/c$, $\hat{\epsilon}_t$ — двумерный тензор диэлектрической проницаемости:

$$\hat{\epsilon}_t = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} \end{pmatrix}.$$

Здесь и в дальнейшем индекс q опущен.

Для решения уравнений (2) воспользуемся двойным преобразованием Фурье по координатам x и y :

$$e(\rho, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint e(\mathbf{k}_t, z) \exp(i\mathbf{k}_t \rho) d\mathbf{k}_t, \quad (3)$$

где ρ — радиальное расстояние от оси z , \mathbf{k}_t — горизонтальная компонента волнового вектора. Для пространственных фурье-компонент из (2) и (3) получаем следующую систему уравнений:

$$de/dz = ik_0 \hat{T} e + 4\pi j'_n / c, \quad (4)$$

где в случае вертикального геомагнитного поля

$$\mathbf{e} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{pmatrix}, \quad \hat{T} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & T_{14} \\ 0 & 0 & T_{23} & 0 \\ T_{31} & T_{32} & 0 & 0 \\ T_{41} & T_{42} & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{j}'_n = \begin{pmatrix} -\frac{k_t j_{nz}}{ik_0 \epsilon_{zz}} \\ 0 \\ -j_y \\ j_x \end{pmatrix},$$

$T_{14} = 1 - k_t^2 k_0^{-2} \epsilon_{zz}^{-1}$, $T_{23} = -1$, $T_{31} = T_{42} = \epsilon_{yx}$, $T_{32} = -\epsilon_{yx} + k_t^2 k_0^{-2}$, $T_{41} = \epsilon_{xx}$, j'_n — фурье-компоненты эквивалентного нелинейного тока. Система уравнений (4) описывает поля волн с частотой ω и горизонтальной компонентой волнового вектора \mathbf{k}_t , направленной вдоль оси x .

Уравнения поля (4) должны быть дополнены граничными условиями — импедансными условиями на поверхности Земли ($z = 0$) и условиями излучения в верхней ионосфере ($z \rightarrow \infty$). В приближении идеально проводящей Земли, принятом в рассматриваемой задаче, имеем:

$$E_x(z = 0) = 0, \quad E_y(z = 0) = 0. \quad (5)$$

Прежде чем выписать граничное условие в верхней ионосфере, отметим, что $j'_n \rightarrow 0$, $L \rightarrow \infty$ при $z \rightarrow \infty$, где $L = n(\partial n/\partial z)^{-1}$ — пространственный масштаб изменения показателя преломления. Это позволяет рассматривать ионосферу на больших высотах ($z > z_0$) однородной средой,

а. распространение радиоволн — линейным. Представляя поле в верхней однородной области ионосферы в виде разложения по нормальным волнам $e = \sum_{\alpha=1}^4 C_\alpha e_\alpha$, условия излучения можно записать в виде

$$C_3(z=z_0) = 0, \quad C_4(z=z_0) = 0, \quad (6)$$

где C_1, C_2, C_3, C_4 соответствуют обычной и необычной волнам, распространяющимся вверх и вниз. Аналогичные граничные условия в верхней ионосфере использованы в работе [6]. Система (4), состоящая из четырех уравнений, совместно с граничными условиями (5) и (6) представляет граничную задачу, решение которой однозначно определяет поле при заданном распределении нелинейных токов.

Анализ нелинейных токов на разностной частоте $\Omega = \omega_2 - \omega_1$ проведен авторами работы [3] с целью объяснения искусственных НЧ излучений в области средних широт. На этих широтах ионосферные токовые системы естественного происхождения связаны с нейтральными ветрами в верхней атмосфере. В области высоких широт естественные ионосферные токи связаны главным образом с электрическими полями магнитосферного происхождения, поэтому выражение для нелинейных токов удобно использовать в форме

$$j'_n(\Omega) = -\frac{m}{Ne^2} \hat{\sigma}_e(\Omega) j^e(0) \frac{\partial v}{\partial T_e} \Delta T_e(\Omega), \quad (7)$$

где

$$\Delta T_e(\Omega) = \frac{e^2}{3m} \frac{(\Omega + 2iv) E_1 E_2^*}{(\Omega + i\delta v)[(\omega \pm \omega_H)^2 + v^2]} . \quad (8)$$

Здесь m , e — масса и заряд электрона, N — электронная концентрация, $\hat{\sigma}_e(\Omega)$ — электронная часть тензора проводимости, $j^e(0)$ — электронная часть постоянного ионосферного тока, v — частота столкновений электронов с нейтралами, T_e — температура электронов, δ — доля энергии, передаваемая электроном тяжелым частицам при столкновении, ω_H — циклотронная частота электронов. Различные знаки в знаменателе выражения (8) соответствуют волнам различной поляризации.

Методы расчета локальных значений ВЧ полей E_1 и E_2 , входящих в формулу (8), с учетом самовоздействия волн накачки рассмотрены в работе [7].

2. Решение уравнений для различных моделей ионосферы. Зададим электронную концентрацию N и частоту столкновений электронов с нейтралами v экспоненциальной зависимостью

$$N(z) = N_0 \exp[(z - z_0)/H_N],$$

$$v(z) = v_0 \exp[(z_0 - z)/H_v],$$

где $N_0 = 1,34 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, $v_0 = 6,0 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ — электронная плотность и частота столкновений на высоте $z_0 = 100 \text{ км}$. Выше 100 км ионосферу считаем однородной. Параметр H_N описывает характер возмущенности нижней ионосферы. Будем называть «гиротропной» модель, в которой значение $H_N = 2 \text{ км}$ (при высыпании мягких электронов), «изотропной» назовем модель с $H_N = 5 \text{ км}$ (при высыпании жестких электронов), «средней», — если $H_N = 3,5 \text{ км}$. Для всех трех моделей величина H_v принималась равной 6,7 км.

Нелинейный ток рассчитывался по формулам (7), (8). Локальные значения электрических полей получены путем решения уравнений для ВЧ компонент поля в приближении геометрической оптики с учетом

линейного и нелинейного поглощения [7]. Расчеты проведены для параметров высокоскоростного нагревного стенда ПГИ: эффективная мощность передатчика $P_{\text{эфф}} = 10 \text{ МВт}$, несущая частота $3,3 \text{ МГц}$ [8]. Постоянное электрическое поле магнитосферного происхождения E_0 направлено на юг, его величина 25 мВ/м . На рис. 1 показаны высотные

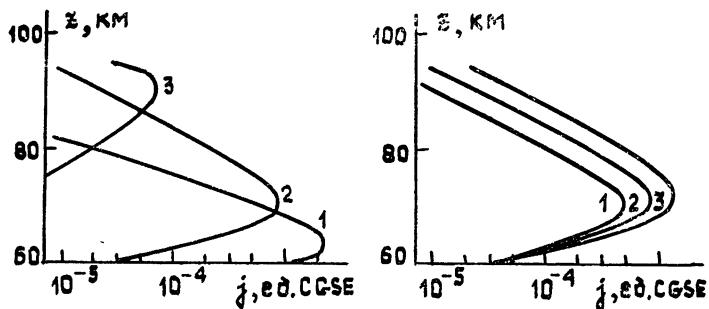


Рис. 1.

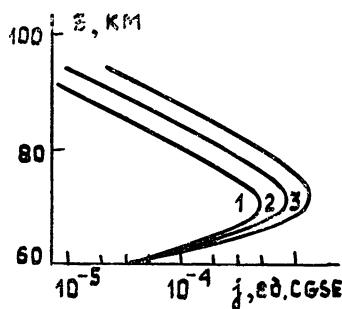


Рис. 2.

профили нелинейного тока на частоте модуляции $2,5 \text{ кГц}$ для трех используемых ионосферных моделей. Номера кривых соответствуют: 1 — изотропной, 2 — средней, 3 — гиротропной моделям. На рис. 2 приведены высотные профили нелинейного тока для средней модели ионосферы и различных частот модуляции (кривая 1 — $5,0 \text{ кГц}$, 2 — $2,5 \text{ кГц}$, 3 — $1,0 \text{ кГц}$). Зависимость тока в горизонтальном направлении, определяемая диаграммой направленности нагревной антенны, аппроксимирована выражением

$$j(\rho, z) = j(0, z) \exp(-\rho^2/\rho_0^2), \quad (9)$$

где $\rho_0 = z \operatorname{tg} \gamma$, $\gamma = 7,5^\circ$ — полуширина диаграммы направленности.

Определение НЧ полей осуществлялось в два этапа:

1) Анализ — решение волнового уравнения (4) с граничными условиями (5) и (6) для отдельных пространственных фурье-компонент.

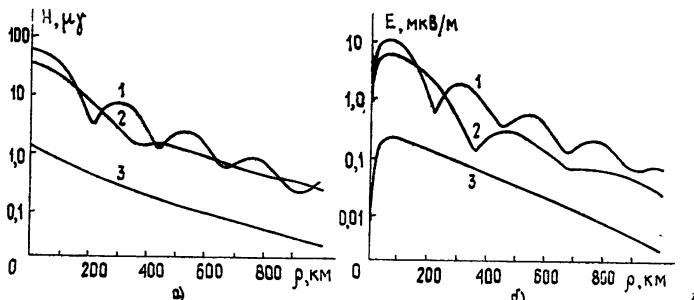


Рис. 3.

2) Синтез — суммирование полученных решений в соответствии с представлением (3).

При анализе сформулированная краевая задача решалась методом ортогональной прогонки [9].

На рис. 3а, б показана радиальная зависимость полей E_z и H_t на частоте $2,5 \text{ кГц}$ для трех моделей ионосферы. Обозначения моделей такие же, как и на рис. 1.

Для определения полей в дальней зоне интеграл синтеза необходимо вычислять с помощью теории аналитических функций. При этом он представляется суммой вычетов в полюсах подынтегрального выражения и интегралом по разрезу, вклад которого в исследуемом диапазоне частот мал. В результате имеем:

$$e(\rho, z) \approx (V_\rho)^{-1} \sum_m \Delta_m e_m(k_{tm}, z) \exp(ik_{tm}\rho).$$

Для нахождения полюсов k_{tm} решалась однородная краевая задача на собственные значения. На рис. 4 приведены характеристики первых трех ($m = 0, 1, 2$) мод: фазовые скорости v_ϕ и коэффициенты затухания α , рассчитанные для средней модели.

3. Анализ численных результатов. Рассмотрим основные характеристики НЧ излучения, полученные численным моделированием: величину поля, азимутальную и радиальную зависимости. Ниже анализируются результаты численных экспериментов для средней модели.

Проведем оценку НЧ полей, пренебрегая диэлектрическими и проводящими свойствами ионосферы. Будем представлять источник горизонтальным диполем, расположенным над проводящей Землей. Учитывая, что линейные размеры возмущаемой области ионосферы порядка 10 км, амплитуда нелинейного тока $\sim 10^{-3}$ ед. CGSE, находим для дипольного момента на частоте 2,5 кГц величину $p_0 \sim 10^{11} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$. Диполь с таким моментом, расположенный на высоте 70 км (высота нелинейного тока), создает максимальное поле на поверхности Земли $\sim 10^3 \mu\text{G}$. Это более чем на порядок превышает поля, наблюдаемые в эксперименте и приведенные на рис. 3.

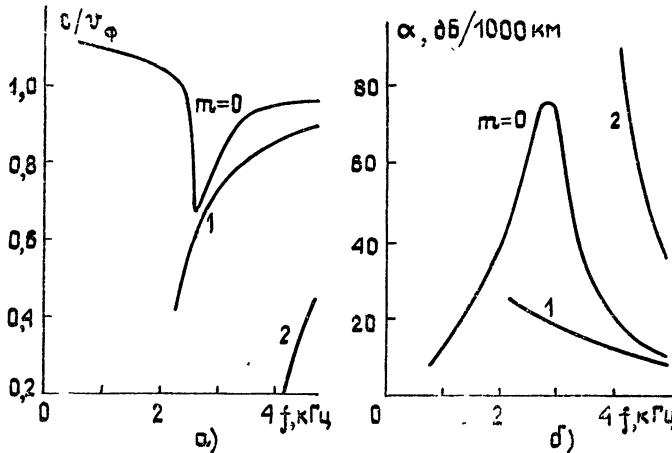


Рис. 4.

Расхождение оценок и результатов численного моделирования может быть обусловлено конечными размерами источника. Для выяснения этого вопроса решалось волновое уравнение для источников типа

$$\mathbf{j}(\rho, z) = J(z) \delta(\rho); \quad (10)$$

$$\mathbf{j}(\rho, z) = J(\rho) \delta(z - z_m). \quad (11)$$

Величины $J(\rho)$ и $J(z)$ выбирались из условия сохранения суммарного электрического момента p_0 , равного моменту диполя; z_m — высота максимума нелинейного тока. В задаче с током (10) исследовалась роль горизонтальных размеров источника в формировании НЧ поля, а с током (11) — вертикальных размеров. Найдено, что указанное расхождение обусловлено вертикальной протяженностью источника.

На рис. 5 показаны направление внешнего электрического поля E_0 , стороннего тока J_{ct} (на высоте максимума тока) и азимутальная зависимость полей на расстоянии $\rho = 100$ км для частоты 2,5 кГц. По характеру она подобна азимутальной зависимости полей горизонтально-

го электрического диполя, расположенного над проводящей Землей. На рассматриваемых высотах для малых возмущений проводимости оценка ориентации ионосферных токов может быть проведена по формуле [10]

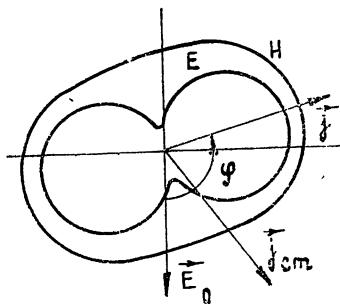


Рис. 5.

$$\varphi = \operatorname{arctg}(\sigma_H/\sigma_P) - \operatorname{arctg}(\Delta\sigma_H/\Delta\sigma_P), \quad (12)$$

где угол φ отсчитывается от направления E_0 , а σ_P , σ_H , $\Delta\sigma_P$, $\Delta\sigma_H$ — педерсеновская и холловская проводимости и их возмущения соответственно. Ориентация ионосферного тока j , найденная по соотношению (12), также показана на рис. 5. Как видно из рисунка, наблюдается хорошее совпадение между направлением ионосферного тока и азимутальной зависимостью НЧ поля.

На рис. 6 приведена радиальная зависимость амплитуды магнитного поля на различных частотах. Сравнение этой зависимости с результатами, показанными на рис. 4, говорит о том, что радиальная структура поля определяется характеристиками мод волновода Земля — ионосфера. Ослабление поля с расстоянием определяется затуханием мод, осциллирующая структура — их интерференцией. Пространственный масштаб осцилляций зависит от соотношения фазовых скоростей мод.

Авторы выражают признательность Д. С. Котику, С. В. Полякову и В. О. Рацопорту за полезное обсуждение ряда вопросов, рассмотренных в статье.

ЛИТЕРАТУРА

- Гетманцев Г. Г., Зуйков Н. А., Котик Д. С. и др.—Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, вып. 4, с. 229.
- Капустин И. Н., Перцовский Р. А., Васильев А. Н. и др.—Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, вып. 5, с. 248.
- Котик Д. С., Трахтенгерц В. Ю.—Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, вып. 2, с. 114.
- Котик Д. С., Поляков С. В., Яшинов В. А.—Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 7, с. 938.
- Фелсен Л., Маркувиц И. Излучение и рассеяние волн.—М.: Мир, 1978.—Т. 1, с. 88.
- Pittaway M. L. V.—Philos. Trans. Soc. Lond., 1965, 257, № 1079, р. 219.
- Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере.—М.: Наука, 1973—С. 85.
- Васильев А. Н., Ларин В. Ф., Смирнов В. С.—В сб.: Исследования процессов в авроральной ионосфере методами активного воздействия.—Апатиты: Кольский филиал АН СССР, 1978, с. 20.
- Бахвалов Н. С. Численные методы.—М.: Наука 1973—Т. 1, с. 571.
- Stübbe P., Körka H.—J. Geophys. Res., 1977, 82, № 16, р. 2319.

Полярный геофизический институт
Кольского филиала АН СССР

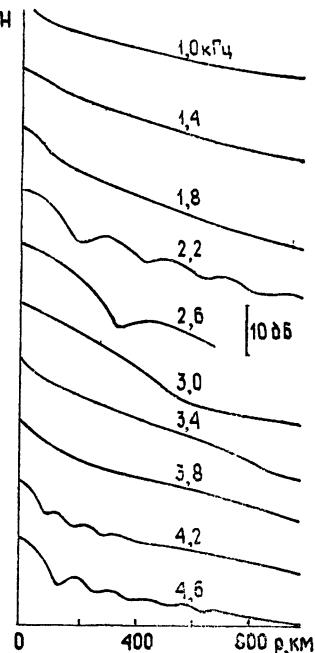


Рис. 6.

Поступила в редакцию
17 марта 1981 г.

GENERATION OF ARTIFICIAL LOW-FREQUENCY RADIATIONS BY AURORAL IONOSPHERIC CURRENTS

V. F. Larin, A. A. Ostapenko, V. S. Smirnov

Generation of artificial low-frequency (LF) radiations is investigated when modifying the auroral ionosphere by powerful modulated high-frequency (HF) radio waves. Characteristics of LF fields have been obtained by numerical modelling of nonlinear processes in an inhomogeneous plasma being in crossed electric and magnetic fields. HF and LF fields are found for different ionosphere models. The basic mechanisms responsible for the formation of the space structure of the field on the Earth surface are considered.

Аннотации депонированных статей

УДК 537.87 : 533.9

НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА В СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ

B. B. Кутуков, D. G. Мальковский

Исследуется самовоздействие высокочастотного электромагнитного импульса в слабоионизованной докритической плазме ($\omega \gg v$, $\omega \gg \omega_p$, где ω_p — плазменная частота). Считая, что нелинейность обусловлена зависимостью частоты соударений электронов v от электронной температуры T_e , $v = v_0(T_e/T_0)^{1/2}$. Методом медленных амплитуд получено аналитическое выражение для интенсивности и фазы импульсного сигнала произвольной формы, где параметры импульса выражены через частоту соударений на передней границе плазмы $v(0, t)$, которая в свою очередь связана с параметрами падающего импульса нелинейным дифференциальным уравнением первого порядка. Для импульсов произвольной формы аналитические решения получены в двух предельных случаях: коротких и длинных (по сравнению с характерным временем установления электронной температуры) импульсов.

Статья депонирована в ВИНИТИ, рег. № 1334-82.

Деп. от 24 марта 1982 г.
