

УДК 621.371.25

О демодуляции коротких радиоволн при их прохождении через нижнюю ионосферу

Н. Д. Наумов

На основе нелинейной геометрической оптики получены зависимости от высоты амплитуды колебаний температуры электронов, а также фазы и глубины модуляции мощной высокочастотной радиоволны при ее прохождении через нижнюю ионосферу.

PACS: 41.20.Jb, 52.35.Mw, 94.20.-y

Ключевые слова: ионосфера, радиоволна, температура электронов, модуляция, нелинейная геометрическая оптика.

Введение

Моделирование взаимодействия высокочастотного поля с частично ионизованным газом представляет несомненный интерес для изучения эффектов генерации электромагнитного излучения [1]. Одним из таких эффектов является возникновение электромагнитных сигналов комбинационных частот при нагреве ионосферы мощным коротковолновым радиоизлучением [2]. Распространение мощной модулированной радиоволны в плазме описывается нелинейной системой дифференциальных уравнений в частных производных [3], решение которой возможно лишь с помощью численных методов. Аналитические модели могут быть построены при упрощающих предположениях; в частности, такая модель получена в [4] при условии независимости частоты столкновений электронов от расстояния в невозмущенной плазме. Для ионосферы это условие не выполняется, поэтому использование указанной модели для анализа распространения модулированных радиоволн вызывает сомнение.

Цель работы — построение адекватной модели прохождения через нижнюю ионосферу мощной высокочастотной радиоволны, ограничиваясь случаем ее слабой амплитудной модуляции.

Постановка задачи

Воздействие коротковолнового радиоизлучения на нижнюю ионосферу приводит, как известно, к нагреву электронов и изменению концентрации электронов вследствие сдвига ионизационно-реком-

бинационного баланса. Если рассматривать длительности воздействия, которые значительно меньше характерного времени изменения концентрации электронов, то прохождение высокочастотной радиоволны через нижнюю ионосферу описывается системой уравнений для температуры электронов T и амплитуды радиоволны E [4]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{ve^2 E^2}{3mk_B(\omega_1^2 + v^2)} - \delta v(T - T_0); \quad (1)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \chi \frac{\omega}{c} E = 0, \quad (2)$$

- где e, m — заряд и масса электрона;
- k_B — постоянная Больцмана;
- δ — доля энергии, теряемая электроном при столкновении с молекулой;
- v — частота столкновений электронов с молекулами;
- T_0 — температура электронов в невозмущенной ионосфере;
- $\omega_1 = \omega \pm \omega_0 |\cos \phi|$, где знак плюс соответствует обыкновенной волне, знак минус — необыкновенной;
- ϕ — угол между направлением распространения волны и направлением геомагнитного поля;
- ω — частота радиоволны;
- $\omega_0 = e\mu_0 H/m$ — гирочастота электрона в геомагнитном поле.

Предполагается, что уровень отражения радиоволны, если он существует, расположен в верхней ионосфере, поэтому для коэффициента поглощения радиоволны χ можно использовать его выражение в приближении $|\epsilon| = 1$:

$$\chi = \frac{v\omega_p^2}{2\omega(\omega_1^2 + v^2)},$$

где $\omega_p^2 = e^2 N_0 / \epsilon_0 m$, $N_0 = N_0(z)$ — концентрация электронов в невозмущенной ионосфере, так как

Наумов Николай Дмитриевич, ведущий научный сотрудник, ФГУ "12 ЦНИИ МО РФ".
Россия, 141300, Московская обл., г. Сергиев Посад-7.
Тел. (495) 993-09-62. E-mail: beloros@mail.ru

Статья поступила в редакцию 22 августа 2011 г.

для рассматриваемых длительностей воздействия можно не учитывать изменение концентрации электронов вследствие сдвига ионизационно-рекомбинационного баланса.

Граничное условие для амплитуды модулированной радиоволны имеет вид:

$$E(h, t) = A_0(1 + \alpha_0 \sin \Omega t),$$

где h — высота ионосферы;

α_0 — начальная глубина модуляции;

Ω — частота модуляции.

Начальное условие для температуры электронов зададим в следующем виде: $T(z, 0) = U(z)$, где U — решение нелинейного дифференциального уравнения:

$$\left[1 + (T - T_0) \left(\frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dT} + \frac{2v}{\omega_1^2 + v^2} \frac{\partial v}{\partial T} \right) \right] \frac{dT}{dz} = \frac{dT_0}{dz} - 2(T - T_0) \left(\chi \frac{\omega}{c} + \frac{v}{\omega_1^2 + v^2} \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (3)$$

с начальным условием $T(h) = V$, V — корень трансцендентного уравнения:

$$\left(\frac{V}{T_h} - 1 \right) \frac{\delta(V)}{\delta(T_h)} \frac{\omega_1^2 + v^2(h, V)}{\omega_1^2 + v^2(h, T_h)} - p = 0,$$

где $T_h = T_0(h)$, $p = e^2 A_0^2 / 3mk_B T_h \delta(T_h) [\omega_1^2 + v^2(h, T_h)]$ — параметр нелинейности, $A_0 = A(h)$ — амплитуда падающей на ионосферу радиоволны.

Функция $U = U(z)$ описывает распределение температуры электронов по высоте при воздействии немодулированной радиоволны для $t \gg \tau_1$, где τ_1 — характерное время нагрева электронов [5]. Таким образом, указанное выше начальное условие для температуры электронов означает, что до момента времени $t = 0$ ионосфера нагревалась немодулированной радиоволной в течение промежутка времени $\tau_1 \ll \Delta t \ll \tau_2$, где τ_2 — характерное время изменения концентрации электронов. В нижней ионосфере выполняется условие $\tau_1 \ll \tau_2$, поэтому возможны длительности воздействия модулированной радиоволной τ_0 , для которых $\Delta t + \tau_0 \ll \tau_2$, т. е. рассматриваемая постановка задачи допустима.

На рис. 1 представлены решения уравнения (3) для обыкновенной волны с частотой 6 МГц при значениях параметра нелинейности $p = 1$ (кривая 2) и $p = 3$ (кривая 3). Кривая 1 соответствует температуре электронов в невозмущенной ионосфере в дневных условиях.

Линейное приближение

Если глубина модуляции радиоволны по амплитуде является малой величиной, т. е. $\alpha_0 \ll 1$,

то для рассматриваемых длительностей воздействия решение нелинейной системы уравнений (1) и (2) можно искать в следующем виде:

$$T(z, t) = U(z)[1 + \theta(z, t)]; \quad (4)$$

$$E(z, t) = A(z)[1 + \mu(z, t)], \quad (5)$$

где A — зависимость от высоты амплитуды немодулированной радиоволны [5]:

$$A^2 = \frac{3mk_B}{e^2} \delta(U)[U - T_0(z)][\omega_1^2 + v^2(z, U)]. \quad (6)$$

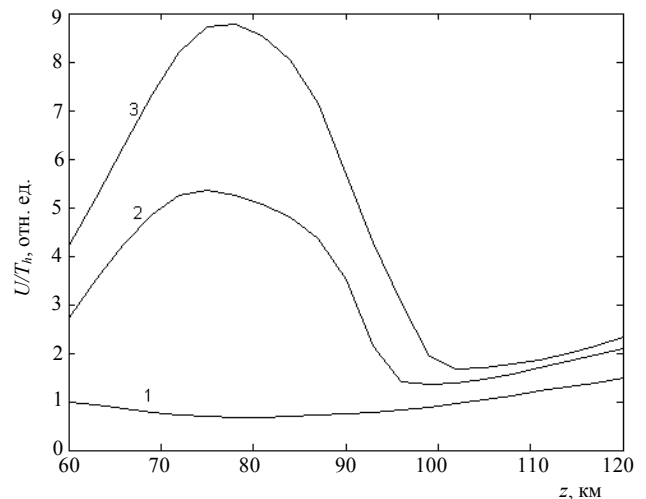


Рис. 1. Температура электронов в зависимости от высоты — решения уравнения (3) для обыкновенной волны с частотой 6 МГц при значениях параметра нелинейности $p = 1$ (кривая 2) и $p = 3$ (кривая 3). Кривая 1 соответствует температуре электронов в невозмущенной ионосфере в дневных условиях

Функции θ и μ являются малыми величинами, которые удовлетворяют очевидным условиям: $\theta(z, 0) = 0$, $\mu(h, t) = \alpha_0 \sin \Omega t$.

Подставляя выражения (4), (5) в уравнения (1), (2) и удерживая только члены первого порядка малости, с учетом соотношения (6) найдем линейную систему уравнений для функций $a = \mu A$ и $u = \theta U$:

$$\frac{\partial a}{\partial z} + \frac{w\omega_p^2}{2c(\omega_1^2 + w^2)} a + \frac{1}{2} u \xi A = 0; \quad (7)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \Gamma u = 2\mu g w (U - T_0). \quad (8)$$

Здесь используются обозначения:

$$\xi = w_1 \frac{\omega_p^2 (\omega_1^2 - w^2)}{c(\omega_1^2 + w^2)^2}, \quad \Gamma = w [g + (U - T_0)(g_1 + \frac{2g w w_1}{\omega_1^2 + w^2})],$$

$$g = \delta(U(z)), \quad g_1 = \left. \frac{d\delta}{dT} \right|_{T=U}, \quad w = v(z, U(z)), \quad w_1 = \left. \frac{\partial v}{\partial T} \right|_{T=U}.$$

Изменение глубины и фазы модуляции радиоволны

Если ввести функцию $b = ae^\lambda$, где

$$\lambda = \frac{1}{2c} \int_h^z \frac{w\omega_p^2 d\zeta}{\omega_1^2 + w^2},$$

то, дифференцируя уравнение (7) по времени и используя уравнение (8), для этой функции получим уравнение второго порядка:

$$\frac{\partial^2 b}{\partial z \partial t} + \Gamma \frac{\partial b}{\partial z} + gw\xi(U - T_0)b = 0. \quad (9)$$

Учитывая граничное условие, которому удовлетворяет функция b , а именно, $b(h, t) = \alpha_0 A_0 \sin \Omega t$, решение уравнения (9) следует искать в следующем виде:

$$b = \beta(z) \sin \Phi, \quad \Phi = \Omega t + \varphi(z).$$

Подставляя это выражение в уравнение (9) и отделяя временную зависимость, найдем обыкновенные дифференциальные уравнения для функций β и φ :

$$\frac{d\varphi}{dz} = \psi \Omega; \quad (10)$$

$$\frac{d\beta}{dz} + \psi \Gamma \beta = 0, \quad (11)$$

где $\psi = \rho \xi gw$, $\rho = \frac{U - T_0}{\Omega^2 + \Gamma^2}$. Начальные условия для уравнений (10) и (11) имеют вид: $\varphi(h) = 0$, $\beta(h) = \alpha_0 A_0$.

Как известно [3, 4], нелинейность процесса распространения мощной модулированной электромагнитной волны в плазме приводит к искажению ее модуляции. Решение уравнения (10) описывает зависимость от высоты фазы модуляции радиоволны при ее прохождении через нижнюю ионосферу:

$$\varphi = \Omega \int_h^z \psi(\zeta) d\zeta. \quad (12)$$

Выражение (12) и решение уравнения (11) позволяют найти поправку к амплитуде радиоволны:

$$a = \alpha_0 A_0 e^{-\Lambda} \sin \Phi,$$

где $\Lambda = \lambda + \int_h^z \psi \Gamma d\zeta$. Отсюда получается следующая зависимость от высоты глубины модуляции амплитуды радиоволны при ее прохождении через нижнюю ионосферу:

$$\alpha = \alpha_0 e^{-\Lambda} \frac{A_0}{A}. \quad (13)$$

На рис. 2 и 3 представлены результаты расчетов зависимостей от высоты фазы и глубины мо-

дуляции радиоволны при частоте модуляции 1 кГц и значениях параметра нелинейности $p = 1$ (кривая 1), $p = 3$ (кривая 2). Выход этих зависимостей на постоянное значение обусловлен тем, что, как видно из рис. 1, после прохождения области сильного поглощения амплитуда радиоволны существенно уменьшается, т. е. радиоволна становится слабой, а при распространении слабой радиоволны ее фаза и глубина модуляции практически не изменяются.

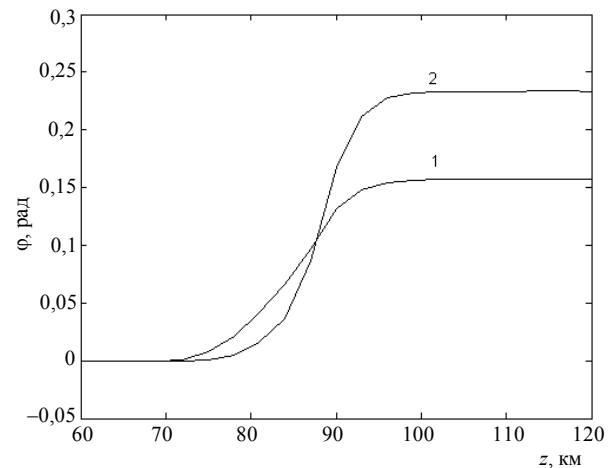


Рис. 2. Расчетная зависимость от высоты фазы φ модуляции радиоволны при частоте модуляции 1 кГц и значениях параметра нелинейности $p = 1$ (кривая 1), $p = 3$ (кривая 2)

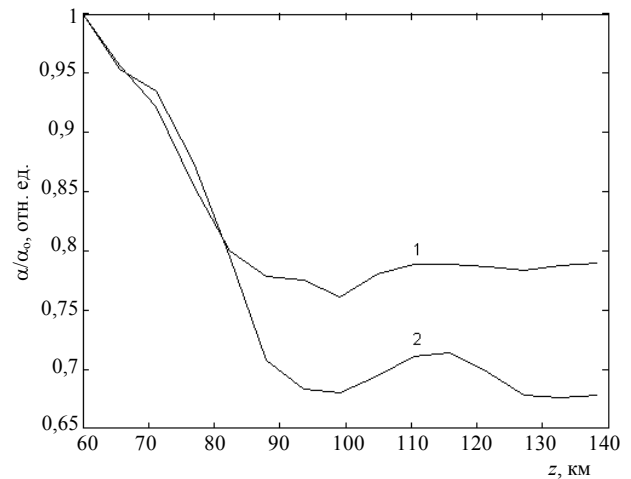


Рис. 3. Расчетная зависимость от высоты глубины модуляции α радиоволны при частоте модуляции 1 кГц и значениях параметра нелинейности $p = 1$ (кривая 1), $p = 3$ (кривая 2)

Колебания температуры электронов

Подставляя выражение (13) в уравнение (8), после интегрирования найдем поправку для температуры электронов:

$$u = 2\alpha \rho gw [\Gamma (\sin \Phi - e^{-\Gamma t} \sin \varphi) + \Omega (e^{-\Gamma t} \cos \varphi - \cos \Phi)].$$

Отсюда следует, что длительность переходного процесса определяется характерным временем нагрева ионосферных электронов. Для установившихся колебаний функцию $\theta = u/U$ можно представить в следующем виде:

$$\theta = \eta \sin(\Phi - \Psi), \quad (14)$$

где

$$\eta = 2\left(1 - \frac{T_0}{U}\right) \frac{\alpha gw}{\sqrt{\Omega^2 + \Gamma^2}}, \quad \text{tg}\Psi = \frac{\Omega}{\Gamma}.$$

На рис. 4 представлены результаты расчетов для частоты модуляции 1 кГц зависимости от высоты величины η/α_0 , которая характеризует относительную амплитуду колебаний температуры электронов. Кривая 1 соответствует значению параметра нелинейности $p = 1$, кривая 2 — значению параметра $p = 3$. Заметное уменьшение амплитуды колебаний на высотах более 100 км обусловлено тем, что в этой области фактор $gw/\sqrt{\Omega^2 + \Gamma^2}$ становится малой величиной, так как $\Gamma \sim gw$, а частота столкновений электронов с молекулами уменьшается при увеличении высоты.

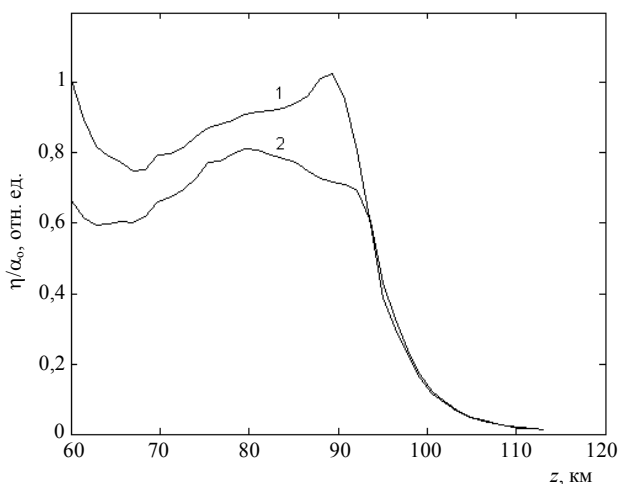


Рис. 4. Расчетная зависимость от высоты величины η/α_0 , которая характеризует относительную амплитуду колебаний температуры электронов. Кривая 1 соответствует значению параметра нелинейности $p = 1$, кривая 2 — значению параметра $p = 3$. Частота модуляции 1 кГц

Заключение

Несмотря на то, что рассмотрение проведено для случая слабой амплитудной модуляции радиоволны, оно отражает основные закономерности прохождения мощных высокочастотных радиоволн через нижнюю ионосферу. Эффект самовоздействия радиоволны, который в случае немоду-

лированной радиоволны выражается в ее сильном поглощении в нижних слоях ионосферы, в случае модулированной радиоволны приводит еще и к искажению ее амплитудной модуляции. Это, в частности, выражается в частичной демодуляции радиоволны после прохождения области сильного поглощения, причем степень демодуляции растет с увеличением параметра нелинейности.

Колебания температуры электронов вызывают колебания частоты их столкновений с молекулами, что приводит к колебаниям проводимости нижней ионосферы, т. е. к модуляции ионосферного тока. Как видно из рис. 4, в области сильного нагрева электронов относительная амплитуда колебаний их температуры $\theta = u/U$ примерно равна начальной глубине модуляции радиоволны. Поэтому амплитуда возникающего электромагнитного излучения на частоте модуляции радиоволны линейно зависит от глубины модуляции, что подтверждается экспериментальными данными [6].

Следует отметить, что возможна другая постановка рассматриваемой задачи, когда до момента времени $t = 0$ воздействие на ионосферу осуществлялось немодулированной радиоволной в течение промежутка времени $\Delta t \gg \tau$, где τ — характерное время установления концентрации электронов. В этом случае функция U является решением уравнения (3), в котором коэффициент поглощения радиоволны χ определяется концентрацией электронов в возмущенной ионосфере; зависимость этой концентрации от температуры электронов найдена в [5]. Полученные выражения (12)—(14) применимы и для этой постановки задачи, если выполняется условие $2\pi/\Omega \ll \tau_2$, так как тогда при воздействии модулированной радиоволны концентрация электронов практически не изменяется. Полученные результаты могут быть также использованы для тестирования расчетных программ численного моделирования.

Литература

1. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. // Прикладная физика. 2009. № 2. С. 17.
2. Беляев П. П., Котик Д. С., Митяков С. Н. и др. // Радиофизика. 1987. Т. 30. № 2. С. 248.
3. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967.
4. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.
5. Наумов Н. Д. // Прикладная физика. 2011. № 3. С. 12.
6. Митяков Н. А., Грач С. М., Митяков С. Н. Итоги науки техники, сер. Геомагнетизм и высокие слои атмосферы. — М.: ВИНТИ, 1989. Т. 9.

About demodulation of short radio waves on their passage through the low ionosphere

N. D. Naumov

12-th Central Research Institute, Sergiev Posad-7, Moscow region, 141300, Russia

E-mail: beloros@mail.ru

The expressions for the electron temperature oscillations and also for the phase and the amplitude of modulated radio waves passing through low ionosphere are obtained on the basis of nonlinear geometrical optics.

PACS: 41.20.Jb, 52.35.Mw, 94.20.-y

Keywords: ionosphere, radio wave, electron temperature, modulation, nonlinear geometrical optics.

Bibliography — 6 references.

Received August 22, 2011