

УДК 621.371

АКТИВНАЯ ИОНОСФЕРНАЯ АНТЕННА

А.В. Гурин, Н.В. Калитенков

IONOSPHERIC ACTIVE ANTENNA

A.V. Gurin, N.V. Kalitenkov

Подход к организации и ведению КВ/ПВ-радиосвязи в северной части морского района А4 обладает спецификой. Специфика обусловлена тем, что здесь радиоканал для сигналов КВ/ПВ-диапазона отличается от типового. Для определенной геометрии расположения корреспондентов радиосвязи радиоволна на нисходящем участке траектории может падать на неоднородность электронной концентрации под углом, превышающим угол полного внутреннего отражения. В этих условиях развивается целый ряд физических явлений, которые необходимо учитывать при ведении радиосвязи. Радиоволна становится продольно-поперечной с отличной от нуля компонентой электрического поля вдоль направления распространения. Фазовая скорость радиоволны становится меньше скорости света по величине. Радиоволна способна взаимодействовать с пучками авроральных электронов. Пучки электронов, вторгающихся в полярную ионосферу и ориентированные вдоль направления геомагнитного поля неоднородности электронной концентрации могут играть роль активной ионосферной антенны.

Approach to the organization of HF/MF radio channels in the northern part of sea area A4 has the specific. It is due to that there the radio HF/MF range channels differ from the standard channels. For specific conditions of propagation, we may have situations, when radio waves on a downward trajectory part falls on the irregularity of the electron density at an angle that exceeds the angle of total internal reflection. In these circumstances, a some of physical phenomenon appear, these must be considered in the arrangement of radio communications. Radio wave becomes a longitudinal-transverse with a nonzero electric field component along the direction of propagation. The phase velocity these of radio waves becomes less than the speed of light. Radio waves can interact with beams of auroral electrons. The beams of electrons, intruding into the polar ionosphere, and oriented along the direction of the geomagnetic field irregularities of the electron density can act as an active ionospheric antenna.

Особенности высокоширотной ионосферы как среды распространения радиосигнала

Важным свойством полярной ионосферы является ее неоднородность. Неоднородность оказывает существенное влияние на работу радио и радиотехнических систем [Гудмен, 1990]. Ионосферные неоднородности принято делить на неоднородности F-слоя и неоднородности E-слоя. Установлено, что область неоднородностей E-слоя располагается на высотах 100–130 км. Ориентированные вдоль геомагнитного поля неоднородности представляют собой в основном структуры с резкими границами (для декаметрового диапазона волн это расстояния, сравнимые с длиной волны 10–100 м и меньше) и перепадом концентрации, достигающим 100 %. Максимальная длина неоднородностей вдоль направления магнитного поля Земли в этом слое составляет несколько сотен метров. Неоднородности F-слоя ионосферы сильно вытянуты вдоль геомагнитного поля, имеют резкие границы, большой диапазон размеров и флуктуаций электронной плотности, достаточно большие времена жизни и расположены в основном в зоне овала полярных сияний. Перепад концентраций у этих неоднородностей также может достигать 100 %. Вторым, крайне важным свойством полярной ионосферы является ее неравновесность. Неравновесность обусловлена потоками заряженных частиц, вторгающимися в ионосферу во время авроральных суббурь. При пролетах ракет через дискретные формы полярных сияний регистрировались пучки электронов, практически коллимированные вдоль направления магнитного поля. Энергия коллимированных вдоль геомагнитного поля пучков электронов лежит в пределах 0.5–5 кэВ. Визуальным проявлением неоднородности и неравновесности полярной ионосферы являются полярные сияния.

Неоднородности высокоширотной ионосферы как ионосферная антенна

Когда радиоволна на нисходящем участке траектории (см. рисунок) падает на магнитоориентированную неоднородность электронной концентрации под углом, превышающим угол полного внутреннего отражения, система уравнения Максвелла разделяется на две подсистемы, описывающие так называемые H- и E-волны. Для E-волн будем иметь

$$\begin{aligned} \partial H_y / \partial z &= -ik_0 \varepsilon E_x, \\ \partial H_y / \partial x &= -ik_0 \varepsilon E_x, \\ \partial E_x / \partial z - \partial E_z / \partial z &= -ik_0 H_y, \end{aligned}$$

где $k_0 = \omega / c$; $\varepsilon = 1 - 4\pi e^2 N / (m \omega^2) \equiv 1 - \nu$. Здесь ε – диэлектрическая проницаемость плазмы, $\omega = 2\pi f$, f – частота радиоволны, e – заряд электрона, m – масса электрона, N – концентрация электронов.

Полагая, что граница между неоднородностью электронной концентрации и фоновой плазмой является резкой, данную подсистему уравнений можно привести к одному уравнению:

$$\partial^2 H_y / \partial z^2 - (k_z^2 - k_0^2 \varepsilon) H_y = 0.$$

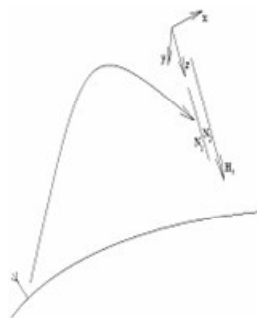


Схема взаимодействия радиоволны с неоднородностями и пучками электронов.

Ограничимся рассмотрением случая, когда $k_z^2 > k_0^2 \epsilon$, и введем обозначение $\xi = k_z^2 - k_0^2 \epsilon$. Решение записанного уравнения имеет вид

$$H_y^{\text{ф}} = [A \exp(\xi_{\text{ф}} x) + B \exp(-\xi_{\text{ф}} x)] \exp[i(\omega t - k_z z)],$$

где $\xi_{\text{ф}} = k_z^2 - k_0^2 \epsilon_{\text{ф}}$ (здесь $\epsilon_{\text{ф}} = 1 - 4\pi e^2 N_{\text{ф}} / (m \omega^2) \equiv 1 - \nu_{\text{ф}}$). Это выражение определяет магнитное поле радиоволны, распространяющейся в фоновой плазме. Аналогичное выражение может быть получено для магнитного поля волны, распространяющейся в плазме неоднородности, а также для электрических полей радиоволны в фоновой плазме и плазме неоднородности. Из условия конечности полей при удалении от границы раздела и непрерывности тангенциальных составляющих электрических полей на границе раздела получим дисперсионное уравнение для радиоволн, которые распространяются вдоль неоднородности высокоширотной ионосферы. Это уравнение записывается в виде

$$k_z = \{ \omega^2 (1 - \nu_n) (1 - \nu_{\text{ф}}) / (c^2 [2 - (\nu_n + \nu_{\text{ф}})]) \}^{1/2},$$

где $\nu_{\text{ф}} < 1$, $\nu_n > 1$, $|1 - \nu_n| > |1 - \nu_{\text{ф}}|$.

Воспользовавшись дисперсионным уравнением, запишем выражение для фазовой скорости таких радиоволн:

$$V_z = \{ c^2 [2 - (\nu_n + \nu_{\text{ф}})] / [(1 - \nu_n) (1 - \nu_{\text{ф}})] \}^{1/2}.$$

Из полученного выражения следует, что фазовая скорость V_z может изменяться в широких пределах, определяемых частотой радиоволны, концентрациями фоновой плазмы и плазмы неоднородности. При этом, если выполнено условие $(\nu_{\text{ф}} + \nu_n) \rightarrow 2$, фазовая скорость V_z стремится к нулю. Неоднородности выступают в качестве замедляющих структур и переизлучателей радиосигналов, обладающих специфическими диаграммами. Ток в элементе dz неоднородности, наведенный замедленной радиоволной, может быть представлен в виде $I_z = I_0 \exp(-ik_z z)$, где I_0 – ток в начале координат, $k_z = \{ \omega^2 (1 - \nu_n) (1 - \nu_{\text{ф}}) / c^2 [2 - (\nu_{\text{ф}} + \nu_n)] \}^{1/2}$ – постоянная распространения. Каждый элемент неоднородности создаст в удаленной точке M напряженность поля $dE = -i30k_z I_z h_d F_1(\varphi) \exp(-ik_z r) / r$, где $F_1(\varphi)$ – функция направленности элемента неоднородности. Действующая высота малого участка неоднородности пропорциональна его длине $h_d = q dz$. После подстановки значений I_z , h_d получено выражение для функции направленности переизлучения неоднородности высокоширотной ионосферы в виде произведения функции направленности элемента неоднородности $F_1(\varphi)$ на функцию направленности решетки ненаправленных элементов как излучателей.

Неоднородности высокоширотной ионосферы и пучки авроральных электронов как активная ионосферная антенна

Когда моноэнергетический и коллимированный вдоль направления геомагнитного поля (вдоль неоднородности высокоширотной ионосферы как замедляющей структуры) электронный пучок движется со скоростью V_0 и попадает в поле бегущей замедленной радиоволны E_z , то в результате группировки электронов в пучке появляется переменная составляющая тока i_1 , удовлетворяющая уравнению

$$\partial^2 i_1 / \partial z^2 + 2ik_e \partial i_1 / \partial z - k_e^2 i_1 = -ik_e e \rho_0 E_z / m V_0.$$

Эта переменная составляющая тока создает свое поле, которое подчиняется уравнению

$$\partial^2 U / \partial z^2 + k_e^2 U = i X_0 \partial i_1 / \partial z$$

и взаимодействует с полем радиоволны, усиливая или ослабляя его.

Таким образом, распространение радиоволн КВ-диапазона в условиях авроральных суббурь, т. е. в неоднородной, неравновесной ионосфере, в первом приближении может быть описано следующей системой дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \partial^2 i_1 / \partial z^2 + 2ik_e \partial i_1 / \partial z - k_e^2 i_1 &= (ik_e e \rho_0 / m V_0) (\partial U / \partial z), \\ \partial^2 U / \partial z^2 + k_e^2 U &= i X_0 \partial i_1 / \partial z. \end{aligned}$$

Если пучок авроральных электронов не модулирован ни по плотности, ни по скорости, а выход неоднородности согласован, т. е. нет отраженных волн, условия, определяющие постоянные интегрирования уравнения, при $z = 0$ имеют вид

$$U = U_{\text{вх}}, \quad i_1 = 0, \quad \partial i_1 / \partial z = 0.$$

Учитывая, что все переменные изменяются по закону $\exp i(\omega t - kz)$, где k – постоянная распространения радиоволны в системе неоднородность высокоширотной ионосферы – пучок авроральных электронов, можно получить условие существования нетривиального решения системы дифференциальных уравнений

$$(k_z - \bar{k})^{-3} (k_z + k) = 2 k_e^4 \psi^3.$$

В частном случае, когда начальная скорость электронов V_0 равна фазовой скорости замедленной волны, т. е. $k_z = k_e$, безразмерная величина $\psi = (Z_0 I_0 / 4 U_0)^{1/3}$ меньше 1. Уравнение имеет следующие корни:

$$\begin{aligned} \bar{k}_1 &\approx k_z (1 + \psi/2) + ik_e \psi (3)^{1/2} / 2, \\ \bar{k}_2 &\approx k_z k_2 \approx k_z (1 + \psi/2) + ik_e \psi (3)^{1/2} / 2, \\ \bar{k}_3 &\approx k_z k_3 \approx k_z (1 - \psi), \\ \bar{k}_4 &\approx k_z k_4 \approx -k_z (1 - \psi^3 / 4). \end{aligned}$$

Из волн, бегущих в одном направлении с электронами, первая (с постоянной распространения \bar{k}_1) распространяется медленнее, чем электроны, и возрастает по амплитуде в соответствии с законом $\exp(k_z \psi (3)^{1/2} z / 2)$. Ток будет нарастать, интенсивность излучения увеличиваться.

Условия эффективного усиления радиосигнала

Когда моноэнергетический и коллимированный вдоль направления геомагнитного поля электронный пучок движется со скоростью V_0 и попадает в поле бегущей замедленной радиоволны E_z , в пучке в результате группировки появляется переменная составляющая тока, удовлетворяющая уравнению. Эта переменная создает свое поле, которое будет взаимодействовать с полем радиоволны, усиливая или ослабляя его. Найдем условия, необходимые для эффективного взаимодействия между электронами пучка и радиоволной. Уравнение для комплексной мощности переменной составляющей тока электронов имеет вид

$$\bar{P} = (i_1 E_z^*) / 2 = \left[ik_e I_0 E_z E_z^* / 2U_0 (k_e - \bar{k})^2 \right],$$

где i_1 – амплитуда тока, обусловленного компонентой E_z замедленной волны:

$$i_1 = ik_e I_0 E_z / 2U_0 (k_e - \bar{k})^2.$$

Учитывая, что

$$\bar{k}_1 = k_z (1 + \psi/2) + ik_z \psi (3)^{1/2} / 2$$

и подставляя эту величину в выражение для \bar{P} , получаем

$$\bar{P} = \left[ik_e I_0 E_z E_z^* / 2U_0 (k_e - k - i\alpha)^2 \right] / 2,$$

где $k = k_z (1 + \psi/2)$; $\alpha = k_z \psi (3)^{1/2} / 2$.

Тогда, произведя несложные преобразования, будем иметь

$$\bar{P} = \left\{ ik_e \left\{ [(k_e - k)^2 - \alpha^2] + i2\alpha(k_e - k) \right\} \right\} /$$

$$/ \left\{ [(k_e - k)^2 - \alpha^2]^2 + 4\alpha^2 (k_e - k)^2 \right\} I_0 E_z^2 4U_0.$$

Отсюда для действительной мощности, которая при торможении электронов должна быть отрицательной (электроны отдают энергию полю), получим

$$\text{Re } \bar{P} = \alpha k_e (k_e - k) I_0 E_z^2 / 2U_0 \times \\ \times \left\{ [(k_e - k)^2 - \alpha^2]^2 + 4\alpha^2 (k_e - k)^2 \right\}.$$

Из выражения следует, что усиление электромагнитного поля радиоволны при $\alpha > 0$ происходит для случая $k_e < k$:

$$k_e = \omega / V_0 < k = \omega (1 + \psi/2) / V_z$$

или

$$V_0 / V_z > 2 / (2 + \psi),$$

иными словами, когда скорость движения электронов превышает фазовую скорость распространения замедленной радиоволны в «холодной» системе в $2/(2+\psi)$ раза. Максимально возможное значение

избыточной скорости $\Delta V = V_0 - V_z$ может быть записано в виде

$$\Delta V_{\max} = \Lambda_0 / 2 t_n,$$

где t_n – время пролета электронов вдоль всей длины неоднородности высокоширотной ионосферы; $\Lambda_0/2$ – половина длины замедленной радиоволны.

Поскольку электроны движутся со скоростью V_0 , для расчета времени пролета t_n можно использовать выражение $t_n = l_{nc} / V_0$. Далее, учитывая, что $V_0 = 5.931 \cdot 10^7 (U_0)^{1/2}$ см/с и, кроме того, $\Lambda_0 = V_z / 2f$, перепишем выражение:

$$\Delta V_{\max} = 5.931 \cdot 10^7 \sqrt{U_0} \frac{V_z}{2f l_{nc}}.$$

Изменение характеристик неоднородностей электронной плотности и параметров пучков заряженных частиц будет сопровождаться изменением характеристик переизлученной радиоволны.

Заключение

Пучки вторгающихся в полярную ионосферу электронов и ориентированные вдоль направления геомагнитного поля неоднородности электронной концентрации могут играть роль активной ионосферной антенны. Эффекты необходимо учитывать при организации радиосвязи в северной части морского района А4, в частности, при плавании по Северному морскому пути и проведении специальных работ в Арктике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Гудмен Дж.М., Ааронс Ж. Влияние ионосферных эффектов на современные электронные системы // ТИИЭР. 1990. Т. 78, № 3. С. 59–76.

Мурманский государственный технический университет, Мурманск