

УДК 621.396 : 656.61.052

## Особенности радиосвязи при плавании в северной части морского района А4

А.Н. Калитёнков, А.В. Гурин, Н.В. Калитёнков, В.И. Милкин

Судоводительский факультет МА МГТУ, кафедра радиотехники и радиотелекоммуникационных систем

**Аннотация.** При распространении КВ радиоволн на высокоширотных радиотрассах пучки вторгающихся в ионосферу электронов и ориентированные вдоль направления геомагнитного поля неоднородности электронной концентрации в ионосфере могут играть роль активной ионосферной антенны. Эффекты необходимо учитывать при организации радиосвязи и для обеспечения безопасного мореплавания в северной части морского района А4, в частности, по Северному морскому пути.

**Abstract.** The problem of high frequency radiocommunication in Arctic during the geomagnetic storm has been considered in the paper.

**Ключевые слова:** радиосвязь, геомагнитная буря, высокая частота, электронный пучок, ионосферная антенна  
**Keywords:** radiocommunication, geomagnetic storm, high frequency, electron beam, ionospheric antenna

### 1. Введение

Подход к организации и ведению КВ радиосвязи в северной части морского района А4 обладает спецификой, обусловленной тем, что здесь радиоканал для сигналов КВ/ПВ диапазона отличается от типового. Для рассматриваемых маршрутов плавания и мест дислокации объектов связи радиоволна на нисходящем участке траектории может падать на неоднородность электронной концентрации под углом, превышающим угол полного внутреннего отражения. При этом развивается целый ряд явлений (Гудмен, Ааронс, 1990) которые необходимо учитывать при организации и ведении радиосвязи.

### 2. Неоднородности высокоширотной ионосферы как ионосферная антенна

Когда радиоволна на нисходящем участке траектории 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

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

где  $k_0 = \omega / c$ ;  $\varepsilon = 1 - 4\pi e^2 N / (m\omega^2) \equiv 1 - \nu$  (здесь  $\varepsilon$  – 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 резкая, данную подсистему уравнений можно привести к одному уравнению

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

Ограничимся рассмотрением случая, когда  $k_z^2 > k_0^2 \varepsilon$ , и введем обозначение  $\xi = k_z^2 - k_0^2 \varepsilon$ . 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  $\xi_{\text{ф}} = k_z^2 - k_0^2 \varepsilon_{\text{ф}}$  (здесь  $\varepsilon_{\text{ф}} = 1 - 4\pi e^2 N_{\text{ф}} / (m\omega^2) \equiv 1 - \nu_{\text{ф}}$ ).

Это выражение определяет магнитное поле радиоволны, распространяющейся в фоновой плазме. Аналогичное выражение может быть получено и для поля волны, распространяющейся в плазме неоднородности:

$$H_y^{\text{н}} = [C \exp(\xi_{\text{н}} x) + D \exp(-\xi_{\text{н}} x)] \exp[i(\omega t - k_z z)],$$

где  $\xi_{\text{н}} = k_z^2 - k_0^2 \varepsilon_{\text{н}}$  (здесь  $\varepsilon_{\text{н}} = 1 - 4\pi e^2 N_{\text{н}} / (m\omega^2) \equiv 1 - \nu_{\text{н}}$ ).

Из условия конечности полей при удалении от границы раздела следует  $A = D = 0$ . С учетом этого будем иметь

$$\begin{aligned} H_y^\phi &= [C \exp(\xi_\phi x)] \exp[i(\omega t - k_z z)], \\ H_y^H &= [C \exp(\xi_H x)] \exp[i(\omega t - k_z z)]. \end{aligned}$$

Далее можно найти тангенциальные составляющие электрического поля радиоволны  $E_z$  по одну и другую стороны от границы

$$\begin{aligned} E_z^\phi &= -\xi_\phi B \exp(-\xi_\phi x) / ik_0 \epsilon_\phi, \\ E_z^H &= -\xi_H C \exp(-\xi_H x) / ik_0 \epsilon_H. \end{aligned}$$

И, наконец, из условия непрерывности тангенциальных составляющих полей на границе раздела (при  $x = 0$ ) получим дисперсионное уравнение для радиоволн, которые распространяются вдоль неоднородности высокоширотной ионосферы. Это уравнение записывается в виде

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

где  $\nu_\phi < 1$ ;  $\nu_H > 1$ ;  $|1 - \nu_H| > |1 - \nu_\phi|$ .

Очевидно, что условия распространения радиоволны заданной частоты при наличии неоднородностей высокоширотной ионосферы определяются значениями концентраций фоновой плазмы и плазмы неоднородности. Воспользовавшись дисперсионным уравнением, запишем выражение для фазовой скорости таких радиоволн:

$$V_z = \{c^2[2 - (\nu_H + \nu_\phi)] / [(1 - \nu_H)(1 - \nu_\phi)]\}^{1/2}.$$

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  $(\nu_\phi + \nu_H) \rightarrow 2$ , то фазовая скорость  $V_z$  стремится к нулю. Следовательно, в ионосферной плазме при наличии магнитоориентированных неоднородностей электронной плотности и выполнении указанных выше условий возможно существование медленных продольно-поперечных радиоволн. Степень замедления определяется значениями электронной концентрации плазмы неоднородности и фоновой плазмы. Опираясь на характеристики неоднородностей в  $E$ - и  $F$ -слоях полярной ионосферы, можно рассчитать величину замедления радиоволн применительно к реальной обстановке. Для исследования процесса замедления распространяющейся радиоволны были выполнены следующие виды расчета:

- а) расчет замедления в функции от параметров неоднородности электронной плотности при постоянной частоте передатчика и постоянной концентрации фоновой плазмы;
- б) расчет замедления в функции от частоты распространяющейся радиоволны при постоянных концентрациях фоновой плазмы и плазмы неоднородности.

При расчетах задавались значениями концентрации фоновой плазмы  $1 \cdot 10^5$  эл/см<sup>3</sup> и значениями концентрации неоднородности  $4 \cdot 10^5$ ,  $8 \cdot 10^5$  и  $1.2 \cdot 10^6$  эл/см<sup>3</sup>. В первом случае  $f_{p\text{ кр}1}$  оказалась равной 4,5 МГц, а во втором  $f_{p\text{ кр}2} = 6,05$  МГц.

Анализируя зависимость величины фазовой скорости от величины смещения рабочей частоты относительно критической частоты  $f_{кр}$ , можно сделать следующий вывод. Величина замедления, т.е. уменьшение фазовой скорости радиоволны по отношению к скорости света, существенно зависит от величины отстройки рабочей частоты относительно критической, причем замедленная радиоволна возникает лишь для частот, меньших критической. Вблизи критической частоты, т.е. при незначительных отстройках, фазовая скорость при приближении к величине  $f_{кр}$  очень резко падает. Расчет зависимости  $f_{кр}$  от электронной концентрации неоднородности и фоновой плазмы показал, что критическая частота увеличивается при увеличении каждого из названных параметров и для реальных условий высокоширотной ионосферы находится в пределах от 1,5 до 11 МГц. Неоднородности высокоширотной ионосферы играют существенную роль в распространении радиоволн как переизлучающие структуры. При этом их замедляющие свойства оказывают существенное влияние на формирование диаграммы переизлучения таких неоднородностей. Свойство переизлучения зависит от параметров фоновой плазмы и плазмы неоднородности. Ограничимся рассмотрением вытянутой вдоль магнитного поля Земли резкой неоднородности, когда изменение концентрации электронов происходит на расстояниях порядка длины радиоволны, в нашем случае 10-100 м. Выше было показано, что при определенных условиях начинает появляться продольная составляющая электрического поля, направленная по  $z$ , что приведет к появлению тока. Вытянутая вдоль геомагнитного поля неоднородность будет подобна длинному проводнику. 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,  $k_z = \{\omega^2(1 - \nu_H)(1 - \nu_\phi) / c^2[2 - (\nu_\phi + \nu_H)]\}^{1/2}$  – постоянная распространения. Каждый элемент неоднородности создаст в удаленной точке  $M$  напряженность поля  $dE = -i30k_z I_z h_d F_1(\phi) \exp(-ik_z r) / r$ , где

$F_1(\varphi)$  – функция направленности элемента неоднородности. Действующая высота малого участка неоднородности пропорциональна его длине –  $h_d = qdz$ . После подстановки значений  $I_z$ ,  $h_d$  получим 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. Максимум диаграммы такой антенны направлен в сторону движения волны тока. Главный лепесток с увеличением длины неоднородности прижимается к ее оси и сужается. Подбором частоты радиоволны ширину главного лепестка диаграммы направленности можно сузить больше чем в полтора раза, а к.н.д. увеличить более чем в два раза по сравнению со случаем, когда  $v=c$ .

### 3. Неоднородности высокоширотной ионосферы и пучки авроральных электронов как активная ионосферная антенна

Плотность неоднородностей электронной концентрации определяется степенью магнитной активности, а их локализация тесно связана с локализацией форм полярных сияний. Максимально резкие неоднородности с перепадом электронной концентрации, достигающей 100 %, наблюдаются в местах локализации наиболее интенсивных дискретных форм полярных сияний. Установлено, что общая схема развития суббури в дискретных сияниях тесно связана с суббурей в высыпаниях мягких ( $\leq 10$  кэВ), нередко моноэнергетичных, коллимированных вдоль направления геомагнитного поля электронных потоков. Радиоволна с продольной компонентой электрического поля и фазовой скоростью, меньшей скорости света, может взаимодействовать с пучками электронов, вторгающимися в ионосферу во время авроральных суббурь. 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

$$\partial^2 i_1 / \partial z^2 + 2ik_e \partial i_1 / \partial z - k_e^2 i_1 = -ik_e \epsilon r_0 E_z / mV_0.$$

Эта переменная составляющая тока создает свое поле, которое подчиняется уравнению

$$\partial^2 U / \partial z^2 + k_e^2 U = iX_0 \partial i_1 / \partial z,$$

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:

$$\begin{aligned} \partial^2 i_1 / \partial z^2 + 2ik_e \partial i_1 / \partial z - k_e^2 i_1 &= (ik_e \epsilon r_0 / mV_0)(\partial U / \partial z), \\ \partial^2 U / \partial z^2 + k_e^2 U &= iX_0 \partial i_1 / \partial z. \end{aligned}$$

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

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

Учитывая, что все переменные изменяются по закону  $\exp i(\omega t - \bar{k}z)$ , где  $\bar{k}$  – постоянная распространения радиоволны в системе "неоднородность высокоширотной ионосферы – пучок авроральных электронов", можно получить условие существования нетривиального решения уравнений, которое принимает вид

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

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

Уравнение имеет три корня  $\bar{k}_{1,2,3} \approx k_z$  и один корень  $\bar{k}_4 \approx -k_z$ . Для первых трех корней уравнения можно приближенно положить  $k_z + k \approx 2 k_z$  и, следовательно,  $(k_z - k)^3 \approx k_z^3 \psi^3$  или  $\bar{k}_{1,2,3} \approx k_z - k_z \psi(1)^{1/3}$  или в развернутом виде

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

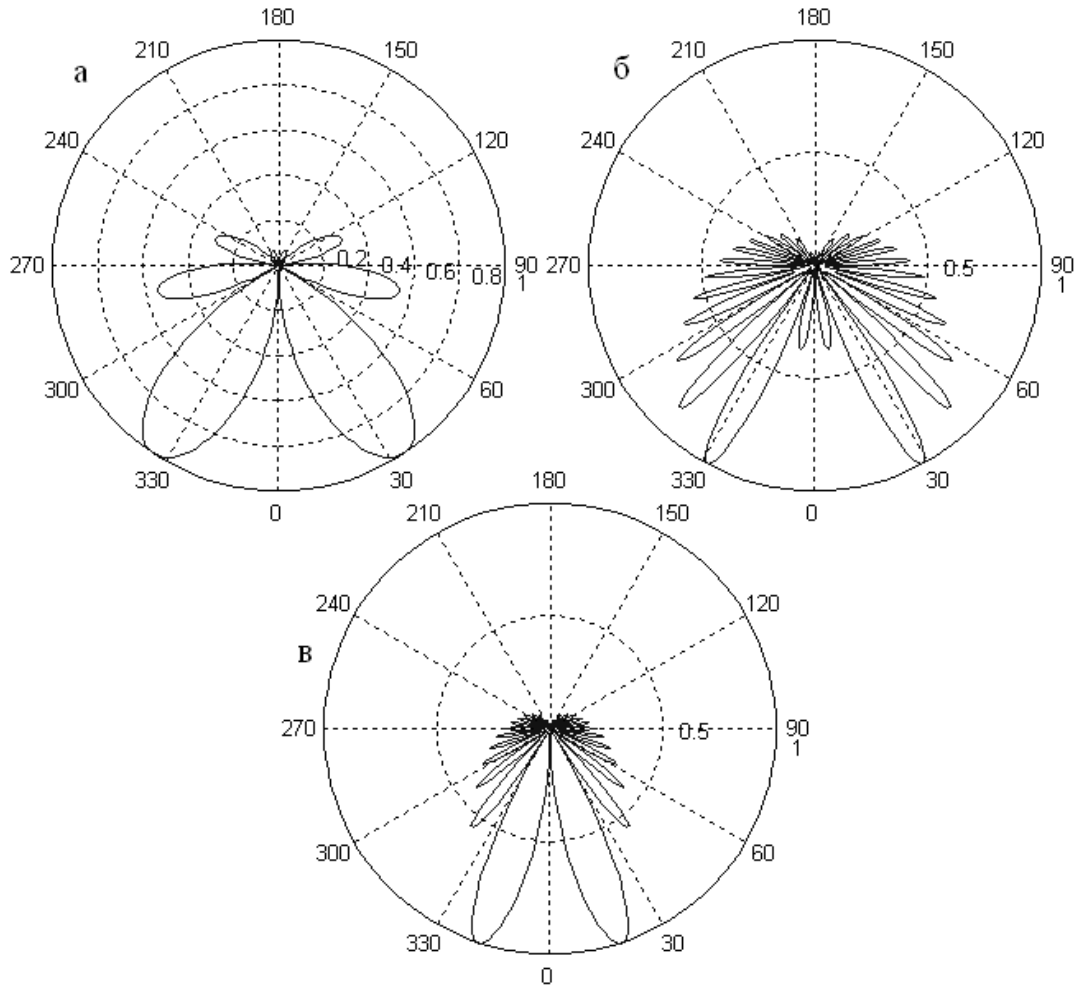


Рис. Нормированная ДН вытянутой неоднородности, направление 0 совпадает с направлением линии магнитного поля Земли, а) длина неоднородности составляет порядка 10 длин волн частоты рабочего диапазона, фазовая скорость волны равна 0.9 с, б) длина неоднородности составляет порядка 40 длин волн частоты рабочего диапазона, фазовая скорость волны равна 0.9 с, в) длина неоднородности составляет порядка 40 длин волн частоты рабочего диапазона, фазовая скорость волны равна 0.99 с

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 в указанных направлениях будет увеличиваться. На рис. а, б, в показаны нормированные ДН такого излучателя.

#### 4. Заключение

Таким образом, при плавании в северной части морского района А4, в частности по Северному морскому пути, пучки вторгающихся в ионосферу электронов и ориентированные вдоль направления геомагнитного поля неоднородности электронной концентрации в ионосфере могут играть роль активной ионосферной антенны. При организации и ведении радиосвязи выявленные особенности важны, и их необходимо учитывать.

#### Литература

Гудмен Дж.М., Ааронс Ж. Влияние ионосферных эффектов на современные электронные системы. *ТИИЭР*, т.78, № 3, с.59-76, 1990.