

УДК 621.371.25

## Влияние возмущенной области ионосферы на распространение высокочастотных радиосигналов

Н. Д. Наумов, В. В. Руденко

*На основе геометрической оптики получены выражения для оценки изменений амплитуды и пеленга высокочастотных радиосигналов после их прохождения через область ионосферы, возмущенную нагревным стендом.*

PACS: 41.20.Jb; 52.35.Mw

*Ключевые слова:* ионосфера, радиосигнал, возмущение, нагрев, стенд, плазма.

### Введение

Скорости протекания в ионосфере процессов теплопроводности, диффузии и термодиффузии, ионизации и рекомбинации зависят от температуры электронов. Поэтому при воздействии специального нагревного стенда образуется возмущенная область (ВО). В частности, в F-слое может образоваться ВО с пониженной концентрацией электронов, что связано с выталкиванием плазмы из нагреваемой стендом области ионосферы. Как показали экспериментальные исследования [1—3], воздействие ВО на проходящие через нее высокочастотные радиосигналы можно уподобить действию фокусирующей или рассеивающей линзы, что выражается в увеличении или ослаблении амплитуды радиосигнала, а также в изменении его пеленга.

Цель работы — получение выражений для оценки изменений амплитуды и пеленга высокочастотных радиосигналов, обусловленных линзовым эффектом ВО. Это представляет значительный практический интерес, в частности, в связи с использованием коротких радиоволн для изучения геофизических эффектов при активных воздействиях на ионосферу [4]. Для решения данной задачи используется метод геометрической оптики, который является основным методом описания распространения электромагнитных волн в пространственно неоднородной плазме [5].

### Постановка задачи

Уравнение распространения лучей в неоднородной среде можно получить из принципа Ферма [6]:

$$\frac{d(nt)}{ds} = \nabla n,$$

где  $n = \sqrt{\varepsilon}$  — коэффициент преломления среды;  
 $\varepsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость среды;  
 $s$  — длина вдоль траектории луча;  
 $\mathbf{t}$  — единичный вектор, направленный по касательной к траектории.

Если вместо  $s$  с помощью соотношения  $ds = nd\tau$  ввести параметр  $\tau$ , то это уравнение можно записать в следующем виде:

$$\dot{\mathbf{u}} = \frac{1}{2} \nabla \varepsilon. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{u} = \dot{\mathbf{r}} = n\mathbf{t}$ . Соответственно,  $\mathbf{r}(\tau)$  — закон перемещения конца этого вектора по траектории луча; точкой обозначается дифференцирование по параметру  $\tau$ .

Рассматривается ВО гауссовой формы с пониженной концентрацией электронов:

$$\frac{\Delta N}{N} = -\beta \exp\left(-\frac{r^2}{2a^2}\right), \quad (2)$$

где  $N$  — концентрация электронов в невозмущенной ионосфере;  
 $\Delta N$  — изменение электронной концентрации;  
 $\beta$  — величина относительного изменения концентрации электронов в центре ВО;  
 $r$  — расстояние от центра ВО;  
 $a$  — характерный масштаб ВО.

Для излучаемых мощностей стенда менее 50 МВт значения  $\beta$  составляют 0,1—0,2. При более высоких значениях мощности преобладающей становится стимулированная ионизация ионосферы быстрыми электронами, ускоряемыми плазменными волнами в результате параметрической неустойчивости в области верхнегибридного резонанса. Это приводит к образованию ВО с повышенной на несколько процентов концентрацией электронов [7].

Наумов Николай Дмитриевич, ведущий научный сотрудник.  
 Руденко Виталий Владимирович, начальник отдела.  
 ФГУ "12 ЦНИИ МО РФ".

Россия, 141300, Московская обл., г. Сергиев Посад-7.

Тел. 8 (495) 993-09-62.

E-mail: beloros@mail.ru; jasmin@spnet.ru

Статья поступила в редакцию 2 мая 2012 г.

© Наумов Н. Д., Руденко В. В., 2012

Если протяженность радиотрассы значительно больше характерного размера ВО, то для решения уравнения (1) можно использовать метод возмущений, выбирая в качестве основного приближения траекторию радиолуча в невозмущенной ионосфере, показатель преломления которой равен  $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$ , где  $\epsilon_1 = 1 - f_0^2/f^2$  — диэлектрическая проницаемость,  $f_0$  — плазменная частота в невозмущенной ионосфере вблизи ВО,  $f$  — частота радиосигнала.

### Изменение пеленга

Как известно, в случае сферически симметричной модели ионосферы траектория радиолуча не выходит из плоскости большого круга. Будем считать, что начало декартовой системы координат выбрано в центре ВО, причем плоскость  $Oxz$  параллельна указанной выше плоскости большого круга и находится от этой плоскости на расстоянии  $b$ . Тогда до входа в ВО  $u_y = 0$ . Поэтому для  $u_y$  после прохождения ВО из уравнения (1) найдем:

$$u_y = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \epsilon_2}{\partial y} d\tau = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\epsilon_2}{dr} \frac{y}{r} d\tau, \quad (3)$$

где  $\epsilon_2 = \epsilon_1 - \Delta N f_0^2 / N f^2$  — диэлектрическая проницаемость ионосферы внутри ВО.

Коэффициент преломления в ВО не сильно отличается от его значения в невозмущенной ионосфере, следовательно,  $d\epsilon_2/dr$  является малой величиной. В связи с этим для приближенного определения траектории радиолуча можно считать, что  $y \approx b$ ,  $u_x \approx n_1$ , т. е. имеем  $dx = n_1 d\tau$ . Это позволяет упростить выражение (3):

$$u_y = \frac{b}{2n_1} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\epsilon_2}{dr} \frac{dx}{r}. \quad (4)$$

Угол отклонения радиолуча  $\gamma$  после прохождения через ВО будет малым, т. е.  $\sin \gamma = u_y/u_x \approx \gamma$  (в радианах). Подставляя в выражение (4) вытекающее из условия  $r^2 = x^2 + b^2$  соотношение  $dx = r dr / \sqrt{r^2 - b^2}$  и заменяя интеграл по  $dx$  в бесконечных пределах на удвоенный интеграл по  $dr$  от  $b$  до  $\infty$ , получим следующее выражение для угла отклонения:

$$\gamma = \frac{b}{\epsilon_1} \int_b^{\infty} \frac{d\epsilon_2}{dr} \frac{dr}{\sqrt{r^2 - b^2}}. \quad (5)$$

Окончательный результат для ВО гауссовой формы (2) получается после вычисления фигурирующего в (5) интеграла:

$$\gamma = - \frac{\beta b}{\epsilon_1 a} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{f_0^2}{f^2} \exp\left(-\frac{b^2}{2a^2}\right). \quad (6)$$

Как следует из выражения (6), угол отклонения радиолуча изменяется от нуля (при  $b = 0$ ) до максимального по модулю значения  $\gamma_m$  (при  $b = a$ ):

$$\gamma_m = \frac{\beta}{\epsilon_1} \sqrt{\frac{\pi}{2e}} \frac{f_0^2}{f^2}. \quad (7)$$

Отметим, что условие малости  $\gamma$  не выполняется при малых значениях  $\epsilon_1$ . Это связано с неприменимостью в этом случае метода геометрической оптики.

### Изменение амплитуды

Выражение для оценки амплитуды  $A$  принимаемого радиосигнала (без учета поглощения) можно найти из условия сохранения потока энергии в лучевой трубке. При отсутствии ВО такое выражение получено в [8] приравниванием потока энергии, излучаемой в малую площадку полусферы радиуса  $r_0$ , окружающей радиопередатчик:

$$\Delta I = \frac{3W}{4\pi r_0^2} \cos^2 \psi (r_0 \Delta \psi) (r_0 \Delta \varphi),$$

и потока энергии в точке приема:

$$\Delta I = \frac{cA^2}{4\pi \cos^2 \psi} s^2 \Delta \psi \Delta \varphi, \quad (8)$$

- где  $W$  — эффективная излучаемая мощность передатчика;
- $\psi$  — угол между направлением излучения и земной поверхностью;
- $\varphi$  — азимутальный угол;
- $s$  — длина радиотрассы.

Кроме того, предполагается, что траектория радиосигнала близка к треугольной, т. е.  $s \approx R/\cos \psi$ , где  $R$  — расстояние между передатчиком и приемником.

Пусть ВО находится на расстоянии  $L$  от передатчика. Тогда после прохождения ВО угловой размер лучевой трубки в вертикальной плоскости будет иметь значение  $\Delta \psi + \frac{d\gamma}{db} \Delta b$ , где  $\Delta b = L \Delta \psi$  — вертикальный размер лучевой трубки при вхождении в ВО. Аналогичное изменение углового размера лучевой трубки произойдет и в горизонтальной плоскости. Поэтому для потока энергии в точке приема после прохождения радиосигнала через ВО найдем:

$$\Delta I = \frac{cA'^2}{4\pi \cos^2 \psi} [L + M(1 + L \frac{d\gamma}{db})]^2 \Delta \psi \Delta \varphi, \quad (9)$$

- где  $A'$  — амплитуда радиосигнала;
- $M$  — расстояние от ВО до приемника.

Учитывая, что  $s = L + M$ , из сравнения выражений (8) и (9) получим, что  $A' = \kappa A$ , где

$$\kappa = \left[ 1 - \eta \left( 1 - \frac{b^2}{a^2} \right) \exp \left( -\frac{b^2}{2a^2} \right) \right]^{-1}, \quad (10)$$

$$\eta = \frac{\beta}{\varepsilon_1 a} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{f_0^2}{f^2} \frac{LM}{L+M}.$$

Таким образом, влияние ВО на амплитуду высокочастотного радиосигнала можно охарактеризовать коэффициентом  $\kappa$ . Как следует из выражения (10), если  $b < a$ , то  $\kappa > 1$ , и поэтому при прохождении радиолуча вблизи центра ВО происходит усиление радиосигнала. Максимальное значение коэффициента усиления  $\kappa = 1/(1 - \eta)$  достигается при попадании радиолуча в центр ВО. Если же  $b > a$ , то  $\kappa < 1$ , и радиосигнал ослабляется. Наибольшее ослабление должно происходить при  $b = \sqrt{3}a$ ; в этом случае  $\kappa = 1/(1 + 2\eta/e^{3/2})$ .

Следует отметить, что в работе [2] приводится другое выражение для коэффициента, характеризующего влияние ВО гауссовой формы на амплитуду радиосигнала:

$$K = 1 + \varepsilon_1 \eta \left( 1 - \frac{b^2}{a^2} \right) \exp \left( -\frac{b^2}{2a^2} \right). \quad (11)$$

Очевидно, что (11) является частным случаем выражения (10) и соответствует таким условиям прохождения радиосигнала через ВО, когда  $\varepsilon_1 \approx 1$ ,  $\eta \ll 1$ . Кроме этого, в отличие от (10), выражение (11) не отражает ограниченность метода геометрической оптики.

### Сравнение с экспериментом

В работе [1] приводятся результаты измерения смещения пеленга высокочастотного радиосигнала в диапазоне частот 13—21 МГц для однокачковой трассы Ленинград—Оренбург длиной 1860 км, в средней точке которой создавалась ВО с помощью стэнда "Сура". Стэнд работал на частоте 5,75 МГц с эффективной излучаемой мощностью 20 МВт. Было установлено, что при нагреве ионосферы изменение пеленга радиосигнала составило 0,3—0,5°. Подставляя в выражение (7) значения  $f_0/f = 0,3$  и  $\beta = 0,1—0,2$ , получим  $\gamma_m = 0,43—0,86^\circ$ , что удовлетворительно согласуется с наблюдаемым в эксперименте результатом.

В эксперименте [2] измерялась амплитуда коротковолновых радиосигналов частоты 20 МГц на однокачковой среднеширотной трассе длиной

~3000 км, проходящей через край ВО, которая создавалась стэндом "Сура" с эффективной излучаемой мощностью 20 МВт. Относительное ослабление амплитуды радиосигнала составило 15—30%. По оценкам авторов работы [2], для данного эксперимента  $f_0/f = 0,28$ ,  $a = 40$  км,  $b = 2a$ ,  $L \approx M = 40a$ . Подставляя эти значения в выражение (10) и полагая  $\beta = 0,1—0,2$ , получим  $\kappa = 0,91—0,84$ , что соответствует относительному ослаблению амплитуды радиосигнала в 9—16%. Эти значения достаточно близки к результатам измерений.

### Заключение

Полученные результаты показывают, что выражения (6) и (10) можно использовать для оценки изменений пеленга и, соответственно, амплитуды высокочастотных радиосигналов после их прохождения через область ионосферы, возмущенную нагревающим стэндом. В зависимости от места попадания радиолуча эта область может оказывать на него как фокусирующее, так и дефокусирующее действие. Наиболее заметно дефокусирующий эффект проявляется при вертикальном зондировании ВО с повышенной концентрацией электронов, которую можно создать с помощью стэнда на высотах 100—200 км. Метод оценки амплитуды радиосигнала для этой геометрии задачи разработан в [3].

Следует также отметить, что существует другой механизм ослабления амплитуды радиосигнала, обусловленный рассеянием радиоволн на существующих внутри ВО неоднородностях электронной концентрации. Метод оценки влияния этого эффекта указан в работе [1].

### Литература

1. Бочкарев Г. С., Букин Г. В., Гетманцев Г. Г. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20. № 1. С. 158.
2. Бенедиктов Е. А., Горохов Н. А., Игнатьев Ю. А. и др. // Там же. 1980. Т. 23. № 4. С. 502.
3. Бойко Г. Н., Васильков В. В., Голян С. Ф. и др. // Там же. 1985. Т. 28. № 8. С. 960.
4. Благовещенская Н. Ф. Геофизические эффекты активных воздействий в околоземном космическом пространстве. — СПб.: Гидрометеоздат, 2001.
5. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высшая школа, 1978.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982.
7. Митяков Н. А., Грач С. М., Митяков С. Н. Итоги науки техники, сер. Геомагнетизм и высокие слои атмосферы. — М.: ВИНТИ, 1989.
8. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. — М.: Наука, 1972.

## The effect of a disturbed ionospheric region on the propagation of high-frequency radio signals

*N. D. Naumov, V. V. Rudenko*

The 12-th Central Research Institute  
Sergiev Posad-7, Moscow region, 141307, Russia  
E-mail: beloros@mail.ru; jasmin@spnet.ru

*The expressions for an evaluation of the amplitude and the bearing of high-frequency radio signals passing through an ionospheric region disturbed by a heating facility are obtained on the basis of the geometrical optics.*

PACS: 41.20.Jb, 52.35.Mw

*Keywords:* ionosphere, radio signal, disturbance, heating, stand, plasma.

Bibliography — 8 references.

*Received May 2, 2012*