

УДК 551.55.551.510.535

**ОБ ИЗМЕНЕНИИ СПЕКТРА НЕОДНОРОДНОСТЕЙ  
ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ  
ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ**

*Г. М. Тептин, Ю. М. Стенин*

Рассмотрено изменение параметров спектра турбулентных флуктуаций электронной концентрации в нижней ионосфере при воздействии мощного электромагнитного излучения. Показано, что при определенных условиях воздействие мощного излучения на область эффективного рассеяния радиоволн может приводить как к ослаблению, так и к усилению уровня полезного сигнала.

В последние годы большую актуальность приобрели исследования, связанные с изучением влияния мощного электромагнитного излучения на различные характеристики ионосферы и, как следствие, на условия рассеяния радиоволн в пределах облучаемой области. Обзор ряда экспериментов и полученных в их ходе результатов можно найти, например, в работах [1-3].

Здесь рассматривается изменение спектра  $\Phi_N$  турбулентных флуктуаций электронной концентрации  $N$  в нижней ионосфере под влиянием мощного радиоизлучения и связанное с этим возможное изменение величины сигнала, эффективная область рассеяния которого пересекается с облучаемой зоной. Известно [4], что, зная трехмерный спектр  $\Phi_N$ , можно определить величину рассеянного на турбулентных неоднородностях сигнала как при вертикальном, так и при наклонном распространении. Вид такого спектра для нижней ионосферы, охватывающий масштабы  $r$  неоднородностей от самых малых вплоть до примерно 600 м и соответствующий приведенному в [5] одномерному спектру, следующий:

$$\Phi_N(p) = 0,033 \alpha_N K (d\bar{N}/dz)^2 (l_0^3/3D) p^{-11/3} \exp[-(0,169 l_0 p)^6], \quad (1)$$

здесь  $p = 2\pi/r$ ,  $\alpha_N \approx 1$ ,  $K$  — коэффициент турбулентного обмена,  $d\bar{N}/dz$  — высотный градиент среднего профиля  $N$ ,  $l_0$  — минимальный масштаб турбулентности,  $D$  — коэффициент амбиполярной диффузии. В условиях нижней ионосферы коэффициент  $D$  практически совпадает с коэффициентом амбиполярной диффузии для изотропной плазмы [6]:

$$D = (kT_i / (M_i \nu_{in} + m_e \nu_{en})) (1 + T_e / T_i), \quad (2)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T_e$ ,  $m_e$  и  $T_i$ ,  $m_i$  — соответственно температуры и массы электронов и ионов,  $\nu_{en}$  и  $\nu_{in}$  — частоты соударений электронов и ионов с нейтральными частицами.

Рассмотрим, как изменится спектр  $\Phi_N$  в области, подвергнутой мощному облучению, и что может произойти с величиной рассеянного в такой области сигнала. Как известно [7], при облучении прежде всего возрастает энергия электронов. Пусть  $T_{e0}$  и  $\nu_{e0}$  — температура и частота столкновений электронов в невозбужденной плазме. В работе [7]

получено выражение, описывающее изменение  $T_e$  под влиянием мощного электромагнитного поля с амплитудой  $E_0$  с учетом влияния геомагнитного поля  $H$ :

$$T_e/T_{e0} = 1 + (E_0/E_p)^2 \{ \cos^2 \beta + ((\sin^2 \beta)/2) (\omega^2 + \nu_{en}^2) \times \\ \times [((\omega - \omega_H)^2 + \nu_{en}^2)^{-1} + ((\omega + \omega_H)^2 + \nu_{en}^2)^{-1}] \}. \quad (3)$$

Здесь  $\omega$  — круговая частота возбуждающей волны,  $\omega_H$  — гирочастота,  $\beta$  — угол между вектором  $E_0$  возбуждающей волны и полем  $H$ .

$E_p = \sqrt{3T_{e0}(m_e/e^2)\delta(\omega^2 + \nu_{en0}^2)}$  ( $e$  — заряд электрона,  $\delta$  — доля энергии, теряемая электроном при столкновении). Согласно известному из кинетической теории соотношению

$$\nu_{en}/\nu_{en0} = \sqrt{T_e/T_{e0}} \quad (4)$$

выражение (3) может быть преобразовано к следующему виду:

$$(T_e/T_{e0})^4 + a(T_e/T_{e0})^3 + b(T_e/T_{e0})^2 + c(T_e/T_{e0}) + d = 0, \quad (5)$$

где

$$a = \frac{3\omega^2 + 2\omega_H^2 - \nu_{en0}^2}{\nu_{en0}^2},$$

$$b = \frac{3\omega^4 + \omega_H^4}{\nu_{en0}^4} - \frac{3\omega^2 + 2\omega_H^2 + (E_0/E_p)^2(\omega^2 + \nu_{en0}^2)}{\nu_{en0}^2},$$

$$c = \frac{\omega^6 - \omega^2\omega_H^2(2\omega^2 - \omega_H^2)}{\nu_{en0}^6} - \frac{3\omega^4 + \omega_H^4 + 2(\omega^2 + \omega_H^2)(\omega^2 + \nu_{en0}^2)(E_0/E_p)^2}{\nu_{en0}^4},$$

$$d = \{ -(\omega^2 - \omega_H^2)^2 [\omega^2 + (\omega^2 + \nu_{en0}^2)(E_0/E_p)^2] + \omega_H^2 (3\omega^2 - \omega_H^2 - \nu_{en0}^2) \times \\ \times (\omega^2 + \nu_{en0}^2)(E_0/E_p)^2 \} \nu_{en0}^{-6} \sin^2 \beta.$$

Уравнение (5) решалось численно для конкретных характеристик ионосферы и возбуждающего поля.

Что касается величин  $T_i$  и  $\nu_{in}$ , то в рассматриваемых здесь условиях они меняются незначительно [7], в частности, можно считать, что  $T_i = T_{e0}$ . Тогда выражение для коэффициента амбиполярной диффузии принимает следующий вид:

$$D = \frac{k(T_e + T_{e0})}{M_i \nu_{in} + m_e \nu_{en} \sqrt{T_e/T_{e0}}} \approx k \frac{T_e + T_{e0}}{M_i \nu_{in}}. \quad (6)$$

Под действием мощного радиоизлучения меняется и внутренний масштаб турбулентности  $l_0$ . Из теории турбулентности известно, что  $l_0 \sim \sqrt[4]{D^3/\varepsilon}$  ( $\varepsilon$  — удельная энергия диссипации, величину которой можно считать постоянной, так как она определяется характеристиками нейтральной атмосферы). Поскольку из (6) следует, что

$$D(T_e)/D(T_{e0}) = (1/2)(1 + T_e/T_{e0}), \quad (7)$$

то окончательно для изменения  $l_0$  в области нагрева получаем

$$l_0(T_e) = l_0(T_{e0}) [(1/2)(1 + T_e/T_{e0})]^{3/4}. \quad (8)$$

Что касается возможного изменения электронной концентрации под влиянием мощного электромагнитного поля, то, согласно [7],

$$\frac{N(T_e)}{N(T_{e0})} = \frac{1}{2} \left\{ n_{O^+} + \sqrt{ n_{O^+}^2 + 4n_{O_2^+} \frac{\alpha_2(T_{e0})}{\alpha_2(T_e)} + 4n_{N_2^+} \frac{\alpha_1(T_{e0})}{\alpha_1(T_e)} } \right\}. \quad (9)$$

В приведенной формуле  $n_x = N_x/N$  — относительная концентрация ионов в невозмущенной плазме,  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  — эффективные коэффициенты рекомбинации соответственно для ионов  $N_2^+$  и  $O_2^+$ . На высотах ионосферы ниже 100 км  $n_{O^+} \approx n_{N_2^+} \approx 0$ ,  $\alpha_2 = 2,2 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{0,7}$  [7]. С учетом этого имеем

$$N(T_e)/N(T_{e0}) = \sqrt{ n_{O_2^+} (T_e/T_{e0})^{0,7} }. \quad (10)$$

Таким образом, мы определим, как под влиянием электромагнитного излучения большой мощности меняются величины  $D$ ,  $l_0$  и  $N$ , определяющие спектр  $\Phi_N$ . Рассмотрим применение полученных результатов на конкретном примере. Пусть источником возбуждающего поля является передатчик, работающий на частоте  $f = 1,35$  МГц с эквивалентной мощностью  $P_3 = PG = 6,4$  МВт. Энергия излучается вертикально вверх, причем половина мощности — в створе  $28^\circ$ . Величина амплитуды поля на высоте  $z$  от антенны согласно [8]

$$E_0 = \sqrt{60P_3/z}. \quad (11)$$

Так как частота излучения возбуждающего поля близка к электронной гирочастоте ( $f_H \approx 1,41$  МГц), то необходимо при расчете уменьшения с высотой амплитуды поля учесть и поглощение волны по известному выражению

$$E_0(z_2) = E_0(z_1) \exp \left( - \int_{z_1}^{z_2} \kappa dz \right), \quad (12)$$

где  $\kappa$  — коэффициент поглощения. При расчете последнего использовался вид, приведенный в [9]:

$$\kappa = \frac{e^2}{2\epsilon_0 mc} \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \frac{N \nu_{en}}{(\omega \pm \omega_H)^2 + \nu_{en}^2}, \quad (13)$$

здесь  $\epsilon_0$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость,  $c$  — скорость света. Вычисления по формуле (12) проводились численно с учетом того, что коэффициент поглощения через  $\nu_{en}$  и  $N$  зависит от отношения  $T_e/T_{e0}$ . Рассматривалась обыкновенная компонента волны, и расчеты осуществлялись для дневного летнего профиля электронной концентрации. Необходимые для вычислений значения  $\nu_{en0}$ ,  $n_{O_2^+}$ ,  $T_{e0}$  для области высот 60—100 км были взяты из работы [7]. Кроме формулы (5) расчет отношения  $T_e/T_{e0}$  проводился по выражению

$$\frac{T_e}{T_{e0}} = 1 + \frac{\omega^2 + \nu_{en0}^2}{2\nu_{en0}^2} \left( \sqrt{ 1 + \frac{4\nu_{en0}^2}{\omega^2 + \nu_{en0}^2} \left( \frac{E_0}{E_p} \right)^2 } - 1 \right), \quad (14)$$

приведенному в [7] для случая пренебрежения влиянием геомагнитного поля. Сравнительные результаты вычислений отношения  $N(T_e)/N(T_{e0})$  приведены в табл. 1.

Таблица 1

$N(T_e)/N(T_{e0})$

| $z$ , км      | 60   | 70   | 80   | 90   | 100  |
|---------------|------|------|------|------|------|
| без учета $H$ | 0,59 | 0,83 | 1,81 | 2,15 | 2,20 |
| с учетом $H$  | 0,59 | 0,83 | 1,82 | 2,23 | 2,96 |

Таблица 2

$l_0$ , м

| $z$ , км | $l_0(T_{e0})$ | $l_0(T_e)$ |
|----------|---------------|------------|
| 80       | 8             | 58         |
| 90       | 25            | 242        |

Отсюда видно, что до высоты примерно 90 км влияние геомагнитного поля на характеристики возбужденной ионосферы плазмы в нашем случае можно считать несущественным.

Рассмотрим, как при возбуждении указанным источником изменится спектр  $\Phi_N$  на двух конкретных высотах — 80 и 90 км. Известные из наблюдений величины внутреннего масштаба  $l_0(T_{e0})$  и также рассчитанные по формуле (8) значения  $l_0(T_e)$  в возмущенной области приведены в табл. 2.

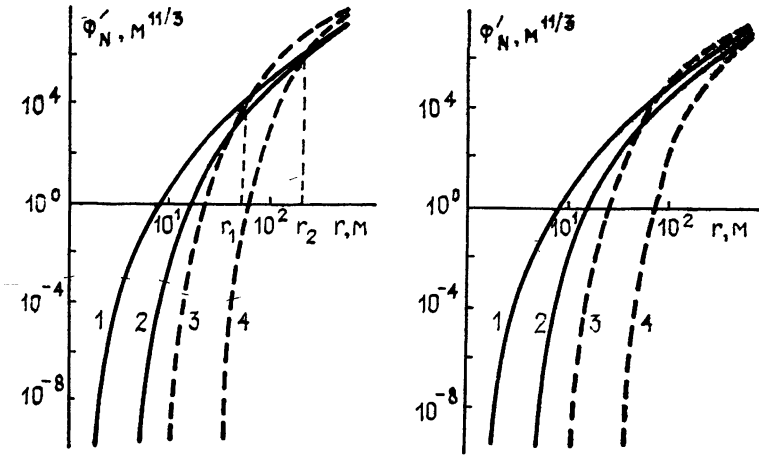


Рис. 1, 2. Кривые 1 —  $z=80$  км, 2 —  $z=90$  км (без нагрева), 3 —  $z=80$  км, 4 —  $z=90$  км (при нагреве).

Рис. 1 показывает, как изменяется нормированная пространственная спектральная функция  $\Phi'_N$ :

$$\Phi'_N(p) = m^2 p^{-11/3} \exp[-(0,169 l_0 p)^2], \quad (15)$$

$$m^2 = [N(T_e)/N(T_{e0})]^2,$$

при нагреве. Из него видно, что высотам 80 и 90 км соответствуют масштабы неоднородностей  $r_1=55$  м и  $r_2=210$  м, такие, что при воздействии на рассматриваемую область мощного радиоизлучения сигнал,

Таблица 3

| $z, \text{ км}$ | $f, \text{ МГц}$        |      |      |     |     |     |     |     |     |
|-----------------|-------------------------|------|------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
|                 | $\beta_m, \text{ град}$ |      |      |     |     |     |     |     |     |
|                 | 5                       | 10   | 15   | 20  | 30  | 40  | 50  | 60  | 90  |
| 80              | 31,3                    | 15,7 | 10,5 | 8,0 | 5,5 | 4,2 | 3,6 | 3,2 | 2,7 |
| 90              | 8,2                     | 4,1  | 2,8  | 2,1 | 1,4 | 1,1 | 0,9 | 0,8 | 0,7 |

рассеянный на неоднородностях большего масштаба, должен усиливаться, а меньшего — ослабляться. В табл. 3 приведены частоты наблюдаемого рассеянного сигнала в зависимости от угла места  $\beta_m$  приемной антенны, ниже значений которых в условиях рассмотренной здесь задачи должно наблюдаться увеличение уровня принимаемого сигнала по сравнению с рассеянием в невозмущенной области.

Уже после окончания работы над данной статьей вышла статья Иткиной и Кротовой [10], в которой путем решения самосогласованной системы уравнений получены, в частности, профили изменений  $T_e$  и  $N$  в интервале высот 50—100 км, но для других условий. Возможные изменения спектральной функции, рассчитанные по результатам работы [10], приведены на рис. 2.

Проведенные расчеты показывают, что воздействие мощного электромагнитного излучения на нижнюю ионосферу с ее развитой гидродинамической турбулентностью может приводить к перераспределению интенсивности турбулентности по спектру, а именно, к ослаблению ее в мелкомасштабной области и к усилению в крупномасштабной. Соответственно изменится и спектр турбулентных неоднородностей электронной концентрации. Последнее может существенно сказаться на характеристиках рассеянного на таких неоднородностях сигнала, в частности, на его величине. В определенных условиях возбуждение мощным излучением области рассеяния в нижней ионосфере может вызвать как увеличение, так и уменьшение уровня полезного сигнала. Следует отметить, что приведенные нами результаты могут служить лишь в качестве примера, так как различные модели ионосферы, зависящие от времени и координат, могут приводить к другим конкретным величинам изменения спектра.

В заключение авторы выражают свою благодарность Л. М. Ерухимову за полезное обсуждение рассмотренных в статье вопросов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Utlaut W. F.— Proc. IEEE, 1975, 63, p. 1022.
2. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г., Иткина М. А., Терина Г. И., Толмачева А. В.— Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 8, с. 1220.
3. Гуревич А. В., Шлюгер И. С.— Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 9, с. 1237.
4. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере.— М.: Наука, 1967.
5. Тептин Г. М., Стенин Ю. М.— ДАН СССР, 1977, 233, № 1, с. 85.
6. Гуревич А. В.— ЖЭТФ, 1963, 44, с. 1302.
7. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере.— М.: Наука, 1973.
8. Черный Ф. Б. Распространение радиоволн.— М.: Сов. радио, 1972.
9. Физика верхней атмосферы./Под ред. Ратклифа Д. А.— М.: Физматгиз, 1963.
10. Иткина М. А., Кротова З. Н.— Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 4, с. 415.

Казанский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
28 декабря 1981 г.

#### VARIATION OF ELECTRON DENSITY INHOMOGENEITIES SPECTRUM IN THE LOW IONOSPHERE UNDER THE ACTION OF POWERFUL ELECTROMAGNETIC RADIATION

*G. M. Teptin, Yu. M. Stenin*

The variation of the parameters of the turbulent fluctuation spectrum is considered under the action of powerful radiation on the low ionosphere. It is shown that the action of powerful radiation on the region of the radio wave effective scattering under definite conditions may reduce both attenuation and amplification of effective signal level.