ляются вариации с периодами ~ 2—3 мин и ~ 5 мин. Что касается вариаций других ионосферных параметров, то они, как правило, менее выражены по сравнению с h'_m, но их волнообразные флуктуации прослеживаются достаточно уверенно. Очень сильные колебания значений h'_m и h'_f на $f=4{,}0\div 7{,}0$ МГц, а также величины f_0F2 отмечались во время повторного толчка 26 апреля. Вариации и частотный спектр f_0F2 для этого случая показаны на рис. 4. Периоды вариаций, для которых спектральная плотность максимальна, составляют $T\simeq 2$—3 и 5—10 мин.

Авторы благодарят Немову Е. В. за помощь при проведении расчетов на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шебалин Н. В., Ибрагимов Р. Н., Чернов Ю. К. и др. Газлийские землетрясения 1976 и 1984 гг. — Ташкент: Фан, 1986.
2. Фаткуллин М. Н., Гайворонская Т. В., Зеленова Т. И., Хусамиддинов С. С. Препринт ИЗМИРАН № 4 (693). М., 1987.

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР

Поступила в редакцию 3 марта 1987 г.

УДК 621.371.246

О ФЛУКТУАЦИЯХ УРОВНЯ СИГНАЛА ВБЛИЗИ ЛИНИЙ АТМОСФЕРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ С УЧЕТОМ НАПРАВЛЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕННЫХ СИСТЕМ

А. С. Брюховецкий, И. М. Фукс, С. И. Ширманова

Ослабление плоской монохроматической волны субмиллиметрового диапазона в водяном паре и кислороде оказывает заметное влияние на величину флуктуаций амплитуды волны, распространяющейся в приземном слое атмосферы [1—4]. Для большего соответствия условиям эксперимента необходим в расчетах учет направленности не только передающей [5], но и приемной антенны, что должно привести к обрезанию углового спектра регистрируемых рассеянных волн по сравнению со случаем ненаправленного приемника [5]. В данной работе такой расчет проводится на основании борновского приближения. Конкретные численные результаты приведены для радиочастот ω вблизи линии поглощения атмосферного кислорода $\lambda=5$ мм.

Функции освещенности приемной и передающей антенн предполагаем гауссовыми с эффективными размерами a_0 и a соответственно. Тогда относительное возмущение сигнала $\psi = U_1/U_0$ описывается выражением

$$\psi = (k_0^2/4\pi)\int_0^L dx\,Q(x)\iint_{-\infty}^{\infty} d^2\boldsymbol{r}\,\varepsilon_1(x,\boldsymbol{r})\exp\left((i/2)\sqrt{\varepsilon_0}\,k_0\,Q(x)\,r^2\right), \qquad (1)$$

где

$$\boldsymbol{r}=(y,z),\qquad Q(x)=[L/x(L-x)](1-i2\bar{g})/(1-ig_0)(1-ig),$$

$$g_0=\sqrt{\varepsilon_0}\,k_0a_0^2/x,\qquad g=\sqrt{\varepsilon_0}\,k_0a^2/(L-x),\qquad \bar{g}=(1/2)\sqrt{\varepsilon_0}\,k_0(a_0^2+a^2)/L,$$

L — длина трассы, $k_0=\omega/c$, $\varepsilon_1(\boldsymbol{R})=2[n_1(\boldsymbol{R})+i\alpha_1(\boldsymbol{R})]$ — флуктуации диэлектрической проницаемости, $\varepsilon_0=1+i2\alpha_0$ — ее среднее значение.

При $a\to 0$ или $a, a_0\to 0$ (1) переходит в (6) из [5] или (5) из [6], § 49. Пренебрегая разницей в поглощении $\alpha_0k_0\Delta L\ll 1$ на расстояниях $\Delta L\sim r^2/2L$ при кармановском пространственном спектре неоднородностей $\varphi(\varkappa)=0{,}033(\varkappa_0^2+\varkappa^2)^{-11/6}$ для квадрата флуктуаций уровня $\langle\chi^2\rangle=(1/2)\langle\operatorname{Re}\psi^2+|\psi^2|^2\rangle$, получим

$$\langle\chi^2\rangle=0{,}033\pi^2k_0^{7/6}L^{11/6}\left[C_n^2B_1-C_{n\alpha}^2B_2+C_\alpha^2B_3\right]. \qquad (2)$$

Здесь

$$B_i=2\beta^{11/6}\int_0^1 dt\int_0^\infty d\xi\,\exp(-\xi f_2(t))(1+\beta\xi)^{-11/6}R_i(\xi,t)\qquad (i=1,2,3),$$

$$R_1(\xi,t)=\sin^2(\xi/2)f_1(t),\quad R_2(\xi,t)=\sin\xi f_1(t),\quad R_3(\xi,t)=\cos^2(\xi/2)f_1(t),$$

$$\beta=k_0/\varkappa_0^2L,\quad t=x/L,\quad \xi=\varkappa^2L/k_0,\quad f_1(t)+if_2(t)=L^{-1}Q^{-1}(t).$$

В случае идентичных антенн ($a=a_0$) величина (2) определяется двумя параметрами: β и $p=L/k_0a^2$. При этом $f_1(t)=[1+p^2t(1-t)](4+p^2)^{-1}$, $f_2(t)=\{2+p^2[t^2+(1-t)^2]\}\times$ $\times p^{-1}(4+p^2)^{-1}$.

Расчетные зависимости B_i представлены на рис. 1—3, где нумерация *1—6*, как и на рис. 4, 5, соответствует значениям β: 2^1, 2^3, 2^5, 2^8, 2^{10}, 2^{15}.

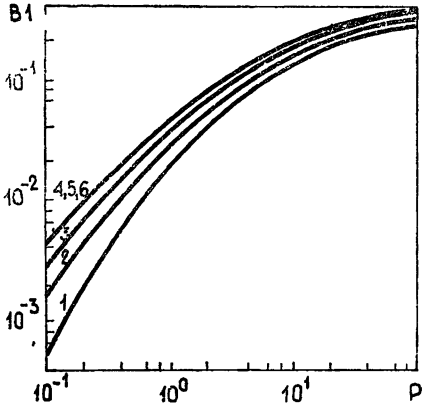

Рис. 1.

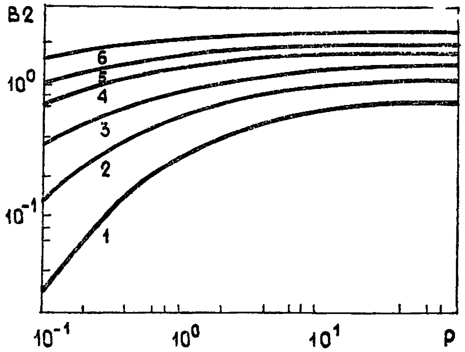

Рис. 2.

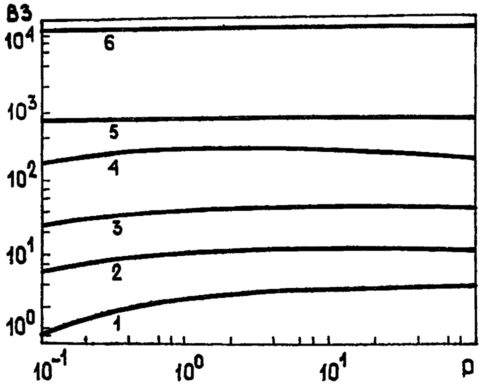

Рис. 3.

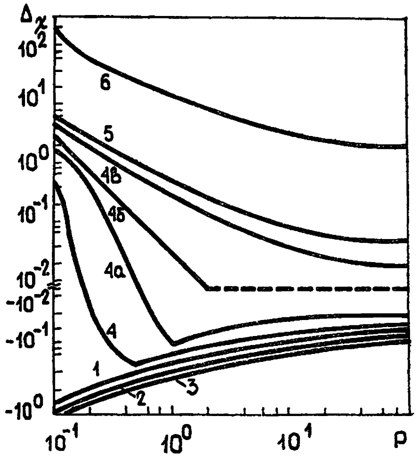

Рис 4

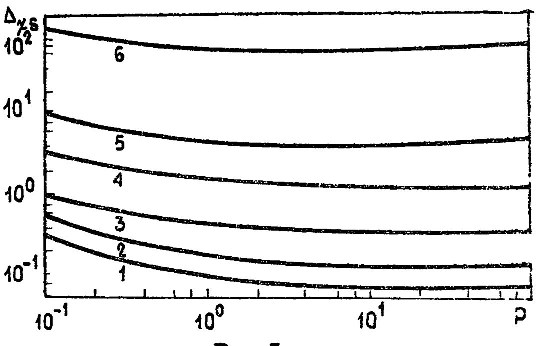

Рис. 5.

Выразив структурные постоянные C_n, C_α и $C_{n\alpha}$ через структурные постоянные флуктуаций температуры C_T и влажности C_q в результате вычислений, аналогичных [1, 2, 5], получим

$$\langle\chi^2\rangle=\langle\chi^2\rangle_0(1+\Delta_\chi),$$

где

$$\langle\chi^2\rangle_0=0{,}033\pi^2k_0{}^{7/6}L^{11/6}B_1\left[C_T^2\left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)^2+C_q^2\left(\frac{\partial n}{\partial q}\right)^2\right]$$

— дисперсия флуктуаций уровня амплитуды в отсутствие поглощения,

$$\Delta_\chi = \left\{(B_3/B_1)\left[C_T^2\left(\frac{\partial\alpha}{\partial T}\right)^2 + C_q^2\left(\frac{\partial\alpha}{\partial q}\right)^2\right] - (B_2/B_1)\left(C_T^2\frac{\partial n}{\partial T}\cdot\frac{\partial\alpha}{\partial T} + C_q^2\frac{\partial n}{\partial q}\frac{\partial\alpha}{\partial q}\right)\right\} \times$$
$$\times\left[C_T^2\left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)^2 + C_q^2\left(\frac{\partial n}{\partial q}\right)^2\right]^{-1}$$

— относительные изменения дисперсии флуктуаций уровня амплитуды за счет поглощения.

Аналогичным образом определяются выражения для взаимной корреляции амплитуды и фазы $\langle\chi S\rangle = \langle\chi S\rangle_0(1+\Delta_{\chi_S})$ и для флуктуаций фазы $\langle S^2\rangle = \langle S^2\rangle_0(1+\Delta_S)$. Для получения численных оценок использовались следующие значения [1, 2]: $C_T=0{,}1$ К$\cdot$см$^{-1/3}$, $C_q=10^{-5}$ см$^{-1/3}$. Величина $\partial\alpha/\partial T$ бралась из расчетных данных [2], кроме того, как и в [2] использовались значения $\partial n/\partial T=-1{,}2\cdot10^{-6}$ К$^{-1}$, $\partial n/\partial q=0{,}7\cdot10^{-2}$.

Рассчитанные зависимости Δ_χ и $\Delta_{\chi S}$ представлены на рис. 4 и 5. Кривым *4 а, б, в* отвечают промежуточные значения β: $1{,}5\cdot2^8, 2^9$ и $1{,}5\cdot2^9$ соответственно. Отличие в абсолютных значениях от [5] особенно заметно при всех $\beta>1$ и малых p (ближняя зона), а также при больших β во всей области исследованных значений p. Взаимная амплитудно-фазовая корреляция, как это видно из рис. 5, также подвержена достаточно сильному влиянию поглощения, в то время как на флуктуациях фазы это практически не отражается ($\Delta_S\ll1$). В табл. 1 приведено сопоставление расчетных значений отношения $d=\langle\chi_1^2\rangle/\langle\chi_2^2\rangle$ на двух частотах для случая плоской волны [2] — d_1, при учете направленности передающей антенны [5] — d_2, при учете направленности передающей и приемной антенн d_3 и экспериментальной величины $d_э$ [2].

Таблица 1

Длина трассы, L, м	Высота трассы, h, м	Частота, ГГц		Расчетные значения			Результаты эксперимента $d_э$
		F_1	F_2	d_1	d_2	d_3	
550	15	60,3	73,7	0,83÷1,02	1,14÷1,77	1,69÷3,97	1,6÷3,6
1700	30	60,3	69	0,9÷1,1	1,33÷2,12	1,31÷2,44	1,4÷3,5
820	26	60,3	73,7	0,89÷1,24	1,56÷2,88	2,05÷5,26	2,6÷6,2
820	26	64	73,7	0,85÷0,87	0,88÷0,96	0,89÷1,09	0,96÷1,2

Причем в качестве внешнего масштаба турбулентности $L_0 = \varkappa_0^{-1}$ выбраны значения $2h$ и $4h$, а отвечающие им расчетные значения расположены слева и справа от знака ÷ соответственно. За h приняты значения высоты середины трассы над подстилающей поверхностью. Диаметр приемной и передающей антенн — $2a=110$ см, температура $T=290$ К. Для большего соответствия наблюдаемым значениям C_T на высотах $h\sim20$ м [7] выбрано значение $C_T=0{,}2$ К$\cdot$см$^{-1/3}$. Небольшие отличия d_1 и d_2 от приведенных в [2, 5] значений связаны с неучетом там влажности q и зависимости $\langle\chi^2\rangle_0\sim k_0^{7/6}$ от частоты.

Наши расчеты для условий эксперимента [8] ($L=4{,}1$ км, $F_1=55{,}5$ ГГц, $h=50$ м, $\partial\gamma/\partial T=-2{,}5\cdot10^{-2}$ дБ/км$\cdot$К, $a=15$ см, $p=156$) приводят к значениям $\Delta_\chi\sim1{,}2$ при $L_0=2h$ и $\Delta_\chi\sim3{,}9$ при $L_0=4h$, что достаточно хорошо коррелирует с половиной (9 из 19) наблюдавшихся в [8] экспериментальных значений $\Delta_\chi\sim1{,}17\div2{,}69$. При $L_0=h/2\div2h$ получаем $\Delta_\chi\sim0{,}043\div1{,}2$, что также согласуется с 7 из 10 остальных значений (0,11÷0,79). Лишь значения $\Delta_\chi=-0{,}2$; $-0{,}41$; $-0{,}44$ не укладываются в нашу схему расчетов и, по-видимому, обусловлены неоднородностью условий распространения по длине трассы, имевшей место именно в этих случаях.

Таким образом, сравнение с экспериментальными данными убедительно свидетельствует о существенной зависимости характера флуктуаций сигнала от направленности приемно-передающих антенных систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гурвич А. С. — Радиотехника и электроника, 1968, **13**, № 11, с. 1923.
2. Шарапов Л. И., Брюховецкий А. С., Ваксер И. Х., Комяк В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, **16**, № 10, с. 1504.
3. Lee R. W., Harp J. C. — Proc. IEEE, 1969, **57**, № 4, p. 375.
4. Каневский М. Б. — Изв. вузов — Радиофизика, 1972, **15**, № 12, с. 1939.
5. Курбатова Р. И., Фукс И. М., Шарапов Л. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1986, **29**, № 3, с. 237.
6. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. — М: Наука, 1967. — 548 с.
7. Алиев А. С. — Изв АН СССР. — Сер ФАО, 1981, **17**, № 12, с. 1326.

8. Jayasuriya D A R., Medeiros Filho F. C., Cole R. S. 2 Int. Conf. Anten. and Prop — London — N Y, 1981, p 221

Радиоастрономический институт
АН УССР,
Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
3 марта 1987 г.

УДК 551.521.3:551.576

СРЕДНЕЕ ЗНАЧЕНИЕ ЯРКОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ, ОТРАЖЕННОГО ОТ НЕОДНОРОДНОЙ СТОХАСТИЧЕСКОЙ РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ С КРУПНОМАСШТАБНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

А. Н. Валентюк

В работах [1–5] были рассмотрены закономерности прохождения света через слой трехмерно-неоднородной стохастической среды. В данной работе в рамках квазиоднократного малоуглового приближения исследуется среднее значение интенсивности излучения, отраженного от такой среды.

Стохастическая реализация яркости излучения, отраженного от стохастического слоя с крупномасштабными неоднородностями, имеющими размеры, много большие ширины функции Грина уравнения переноса излучения, в рамках квазиоднократного малоуглового приближения запишется в виде

$$I(\boldsymbol{r};\Omega)=\int\limits_{z}^{z_s}\frac{dz_1}{|\mu|}\,\sigma\left(\rho-\frac{\Omega_\perp}{|\mu|}z_\Delta;z_1;\Omega;\Omega_0\right)E\left(\rho-\frac{\Omega_\perp}{|\mu|}z_\Delta;z_1;\Omega_0\right)T(\boldsymbol{r};\Omega), \qquad (1)$$

где $I(\boldsymbol{r};\Omega)$ — яркость излучения в точке, определяемой радиусом-вектором $\boldsymbol{r}$ в направлении, задаваемом единичным вектором Ω, $\{\boldsymbol{r}\}=\{\rho,z\}$, $\Omega_\perp$ — проекция Ω на плоскость слоя, μ — направляющий косинус вектора Ω с осью z, z_s — толщина слоя, $z_\Delta=z_1-z$, $E(\rho;z;\Omega_0)$ — освещенность, создаваемая в точке $\boldsymbol{r}$ падающим излучением, Ω_0 | единичный вектор, определяющий направление освещения, $T(\boldsymbol{r};\Omega)$ — стохастический коэффициент пропускания среды, $\sigma(\rho,z;\Omega,\Omega_0)$ — показатель направленного светорассеяния среды. Выражения для функций $E(\rho,z,\Omega_0)$ и $T(\boldsymbol{r};\Omega)$ следуют из [5]:

$$E\left(\rho-\frac{\Omega_\perp}{|\mu|}z_\Delta;z_1;\Omega_0\right)=E_0\exp\left[-\int\limits_0^{z_1}k^*(\boldsymbol{r}_{eu})\frac{du}{\mu_0}\right],$$

$$T(\boldsymbol{r};\Omega)=\exp\left[-\int\limits_z^{z_1}k^*(\boldsymbol{r}_{0u})\frac{du}{|\mu|}\right],$$

где E_0 — освещенность, создаваемая падающим излучением на верхней плоскости слоя, μ_0 — направляющий косинус вектора Ω_0 с перпендикулярной поверхности слоя осью z, $k^*(\boldsymbol{r})$ — эффективный показатель поглощения света в точке $\boldsymbol{r}$ среды,

$$\{\boldsymbol{r}_{eu}\}=\left\{\rho-\frac{\Omega_\perp}{|\mu|}z_\Delta-\frac{\Omega_{\perp 0}}{\mu_0}(z_1-u);\ u\right\},\qquad \{\boldsymbol{r}_{0u}\}=\left\{\rho-\frac{\Omega_\perp}{|\mu|}(u-z);\ u\right\}.$$

Эффективный показатель поглощения света $k^*(\boldsymbol{r})$ связан с показателями поглощения и рассеяния света $k(\boldsymbol{r})$ и $\sigma(\boldsymbol{r})$ соотношением $k^*(\boldsymbol{r})=k(\boldsymbol{r})+\sigma(\boldsymbol{r})\Phi(\boldsymbol{r})$, где $\Phi(\boldsymbol{r})$ | параметр, равный для тонких слоев доли света, рассеиваемой назад в однократном акте рассеяния.

Среднее значение яркости излучения, отраженного от среды, запишется в виде

$$\langle I(\boldsymbol{r};\Omega)\rangle=E_0\int\limits_z^{z_s}\frac{dz_1}{|\mu|}U_0(z_1), \qquad (2)$$

где

$$U_0(z_1)=\left\langle\sigma\left(\rho-\frac{\Omega_\perp}{|\mu|}z_\Delta;z_1;\Omega;\Omega_0\right)e^{-\Psi(\boldsymbol{r})}\right\rangle; \qquad (3)$$

$$\Psi(\boldsymbol{r})=\int\limits_0^{z_1}k^*(\boldsymbol{r}_{eu})\frac{du}{\mu_0}+\int\limits_z^{z_1}k^*(\boldsymbol{r}_{0u})\frac{du}{|\mu|}. \qquad (4)$$