

Малых ν , тогда T_0 должна совпадать с яркостной температурой моря при отсутствии волнения:

$$T_0 = T_{\text{вд}} J_{\text{в}} + T_{\text{я}} \Gamma_{\text{в}}. \quad (5)$$

На рис. 5, 6 показаны зависимости T_0 от θ (пунктир — ошибки измерений) и яркостная температура ровной поверхности, вычисленная по соотношению (5). Видно, что T_0 на 5—10 градусов меньше яркостной температуры ровной поверхности. То есть зависимость яркостной температуры моря при слабом ветре носит нелинейный характер и величина производной $dT/d\nu$ при малых ν уменьшается.

В заключение авторы выражают благодарность А. В. Хрулеву за большую помощь в проведении эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. Т. Радиоизлучение Земли как планеты. — М.: Наука, 1974.
2. Шутко А. М. // Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23. № 10. С. 2107.
3. Swift C. T. // Boundary-Layer meteorology. 1980. V. 18. P. 25.
4. Башаринов А. Е., Шутко А. М. Препринт ИРЭ АН СССР № 63. М., 1971.
5. Цейтлин Н. М., Шутко А. М., Жислин Г. М. Препринт ИРЭ АН СССР № 6 (155). М., 1974.
6. Гранков А. Г., Шутко А. М. // Исследование Земли из космоса. 1986. № 5. С. 78.
7. Кротиков В. Д., Никонов В. Н., Пелюшенко С. А., Плечков В. М., Шучко О. Б. // Радиофизика. 1985, Т. 28. № 2. С. 139 (Изв. высш. учеб. заведений).
8. Иванов Ю. А., Корт В. Г., Монин А. С., Овчинников И. М., Шадрин И. Ф. // Океанология. 1986. Т. 26. Вып. 5. С. 858.
9. Станкевич В. С., Хрулев В. В. // Тезисы докладов 14 Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. — М.: Наука, 1984. Ч. 2. С. 210.
10. Кисляков А. Г. // Радиофизика. 1966. Т. 9. № 3. С. 451 (Изв. высш. учеб. заведений).
11. Жевакин С. А., Наумов А. П. // Радиофизика. 1966. Т. 9. № 3. С. 433 (Изв. высш. учеб. заведений).
12. Hollinger J. P. // IEEE. Trans. 1971. V. GE-9. № 3. P. 165.
13. Бубукин И. Т., Докучаев В. П., Кротиков В. Д. // Радиофизика. 1982. Т. 25. № 6. С. 652 (Изв. высш. учеб. заведений).
14. Бубукин И. Т. // Труды I Всесоюзной школы-симпозиума по распространению миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмосфере. — М., 1983. С. 163.
15. Cox C., Munk W. H. // Bull. Scrip. Oceanary. 1956. V. 6. № 9. P. 401.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
1 сентября 1987 г.

УДК 621.371.24:535.2

ВЛИЯНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ НА ДИСПЕРСИЮ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ

Г. М. Самельсон

Относительная дисперсия $\beta^2(R) = \Gamma_4(x, R)/\Gamma_2^2(x, R) - 1$ флуктуаций интенсивности волновых пучков, распространяющихся в турбулентной среде, является, как известно, функцией расстояния R точки наблюдения от оси пучка, величины $\beta_0^2 = 0,31 C_e^2 k^{7/6} L^{11/6}$, а также дифракционных параметров, в частности числа Френеля излучающей апертуры $\Omega = ka^2/L$ (здесь C_e^2 — структурная характеристика флуктуаций диэлектрической проницаемости ϵ , $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, L — длина трассы, a — эффективный радиус пучка в плоскости передачи). Зависимость β от Ω и турбулентного режима распространения волновых пучков изучалась в работах [1–6]. Было обнаружено, что в области «слабых» флуктуаций ($\beta_0^2 \ll 1$) для коллимированных пучков наблюдается минимум величины $\beta(0)$ в окрестности точки $\Omega \sim 1$, что хорошо согласуется с расчетами, проведенными в первом приближении метода плавных возмущений (МПВ) [1, 3]. Экспериментальные исследования при «сильных» флуктуациях ($\beta_0^2 \gg 1$), напротив, выявили наличие максимума $\beta(0)$ для коллимированных пучков с дифракционным параметром Ω порядка единицы [2, 3]. На рис. 1 приведена зави-

симось $\beta(0)$ от Ω (сплошная кривая), полученная при $4 \lesssim \zeta_0 \lesssim 7$ [2]. Зависимость $\beta(0)$ для $\Omega=1$ от интенсивности турбулентности, характеризуемой величиной β_0 , заимствованная из [3], нанесена на рис. 2.

Теоретические исследования, проведенные для области сильных флуктуаций как в фазовом приближении метода Гюйгенса — Кирхгофа (ФПМГК) [4, 6], так и с помощью асимптотического ($\beta_0^2 \gg 1$) решения уравнения для четвертого момента поля $\Gamma_4(x, \mathbf{R})$ [5], несмотря на различие в подходах, не согласуются (в области $\Omega \sim 1$) с данными эксперимента (пунктирные кривые на рис. 1 [3] и 2 [6] отражают результаты соответствующих расчетов). Авторами [4–6] высказывались предположения, что указанное несоответствие может быть объяснено либо погрешностью приближений, соответствующих первым членам рядов разложений, либо влиянием смещений пучка как целого, особо существенных при $\Omega \sim 1$, вследствие чего в эксперименте, возможно, наблюдались

усредненные по некоторой области сечения пучка значения β (как известно, при смещении точки наблюдения с оси значения β возрастают). Несомненно, эти факты играют определенную роль, однако, как будет показано ниже на примере ФПМГК, можно добиться лучшего соответствия экспериментальным результатам, если при расчетах фазовых флуктуаций элементарных сферических волн учесть дифракционные эффекты.

Запишем поле в точке \mathbf{R} приемной плоскости x , созданное источником, расположенным в плоскости x_0 , в виде

$$u(x, \mathbf{R}) = (i\lambda L)^{-1} \int d^2 r u(x_0, r) \exp \left[\frac{ik}{2L} (\mathbf{R} - r)^2 + iS(x_0, r; x, \mathbf{R}) \right],$$

где $|x - x_0| = L$, $u(x_0, r) = \exp(-r^2/2a^2 - ikr^2/2F)$ — исходное гауссово распределение поля на источнике, $S(x_0, r, x, \mathbf{R})$ — случайная фаза сферической волны, распространяющейся из точки r плоскости x_0 в точку \mathbf{R} плоскости x . В предположении о нормальном распределении случайной фазы для Γ_4 имеем [6]

$$\begin{aligned} \Gamma_4(x, \mathbf{R}) = & \left(\frac{2}{\pi}\right)^3 \Omega^4 \int d^3 t_{1,2,3} \exp \left\{ -2 \left[t_1^2 + t_2^2 + \left(1 + \Omega^2 \left(1 - \frac{L}{F}\right)^2\right) t_3^2 \right] \right\} \times \\ & \times \cos \left[4\Omega \left(1 - \frac{L}{F}\right) t_1 t_2 - 4\Omega \frac{\mathbf{R}}{a} t_3 \right] \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\sum_{n=1}^2 D_s(\rho_3 + (-1)^n \rho_2) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \sum_{j=1}^2 \sum_{m=2}^3 (-1)^{m-1} D_s(\rho_1 + (-1)^j \rho_m) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (1a)$$

где $\rho_l = 2at_l$. Соответствующее выражение для Γ_2 записывается аналогичным образом:

$$\Gamma_2(x, \mathbf{R}) = \frac{\Omega^2}{\pi} \int d^2 t \cos \left(2\Omega \frac{\mathbf{R}}{a} t \right) \exp \left[- \left(1 + \Omega^2 \left(1 - \frac{L}{F} \right)^2 \right) t^2 - \frac{1}{2} D_s(\rho) \right]. \quad (1b)$$

В выражениях (1) через $D_s(\rho)$ обозначена структурная функция фазовых флуктуаций двух сферических волн, источники которых разнесены в плоскости x_0 на вектор ρ . При использовании спектральной плотности флуктуаций диэлектрической проницаемости турбулентной среды $\Phi_\epsilon(\kappa) = 0,033 C_\epsilon^2 \kappa^{-11/3} \exp(-\kappa^2/\kappa_m^2)$ указанная структурная функция в первом приближении МПВ задается соотношением

$$D_s(\rho) = Q(0) + Q(D), \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} Q(\omega) = & 1,09 C_\epsilon^2 k^2 L x_m^{-5/3} \operatorname{Re} \int_0^1 dx [1 + ix(1-x)\omega]^{5/6} \left[{}_1F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{x^2 g^2}{1 + ix(1-x)\omega} \right) - 1 \right], \end{aligned} \quad (3)$$

$D = Lx_m^2/k$, $g = \kappa_m \rho/2$, $\kappa_m = 5,92/l_0$ — волновое число, соответствующее внутреннему масштабу l_0 турбулентных неоднородностей.

В отличие от геометрикооптического приближения $D_s(\rho) = 2Q(0)$, использованного в [4, 6], выражение (2) учитывает дифракционные эффекты, существенные в дальней волновой зоне ($D \gg 1$). При $\omega \ll 1$ (в частности, при $\omega = 0$) $Q(\omega)$ предложено [4] аппроксимировать выражением

$$Q(\omega) \simeq \frac{1}{2} 2,84 \beta_0^2 \Omega^{5/6} \varphi(t; l_a), \quad \omega \ll 1, \quad (4)$$

где $\varphi(t; z) = (t^2 + z^2)^{5/6} - z^{5/3}$, $l_a = (2a\kappa_m)^{-1}$, $\kappa_m \simeq 0,27\kappa_m$. Для $\omega \gg 1$ $Q(\omega)$ имеет

две асимптотики в зависимости от параметра $q=g^2/w$:

$$Q(w) \simeq \frac{1}{2} \cdot 0,213 C_a^2 k^2 L x_m^{1,3} w^{-1,6} \rho^2, \quad q \ll 1; \quad (5a)$$

$$Q(w) \simeq \frac{1}{2} \cdot 0,274 C_a^2 k^2 L \rho^{5,3}, \quad q \gg 1. \quad (5b)$$

Предлагается следующая аппроксимация:

$$Q(D) \simeq \frac{1}{2} \cdot 2,84 \beta_0^2 \Omega^{5/6} \Phi(t, 0,62 \Omega^{-1/2}), \quad D \gg 1, \quad (6)$$

которая, как в этом нетрудно убедиться, удовлетворяет приведенным выше асимптотикам (5). Численные расчеты, проведенные с помощью ЭВМ по формуле (3), показали, что относительная ошибка (6) не превышает 3%.

Аппроксимации (4) и (6) позволяют произвести численный расчет Γ_4 и Γ_2 и, следовательно, получить значения $\beta(R)$ для различных режимов дифракции пучка и интенсивности турбулентности на трассе. Результаты расчета величины $\beta(0)$ для коллимированных ($L/F=0$) пучков представлены точками на рис. 1 ($\beta_0=5$) и 2 ($\Omega=1$). Для оценки многомерных интегралов в выражениях (1) использовался метод Монте-Карло. При этом относительная ошибка, оцениваемая по среднеквадратичным отклонениям, сформировавшимся в процессе счета из последовательности случайных значений, не превышала 10%. С учетом относительной ошибки расчетов и погрешности эксперимента наблюдается удовлетворительное совпадение соответствующих значений $\beta(0)$ для узких пучков. Рост Ω приводит к уменьшению относительной дисперсии до величин, отвечающих плоской волне, которые практически неотличимы от пунктирной кривой на рис. 2.

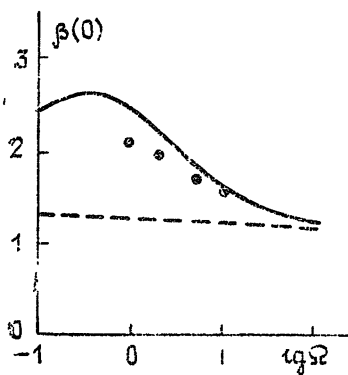


Рис. 1.

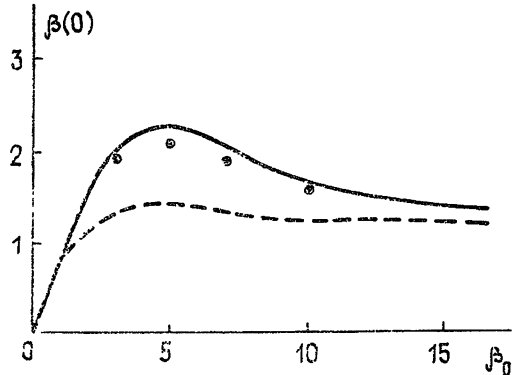


Рис. 2.

Таким образом, учет дифракционных эффектов приводит, в области сильных флуктуаций, к увеличению расчетных значений относительной дисперсии в узких пучках и, соответственно, к лучшему согласию с экспериментальными данными. Аналогичные эффекты проявляются, очевидно, и на локационных трассах распространения, обеспечивая максимум относительной дисперсии в пучке, сформированном отражателем с дифракционным параметром $\Omega_R \sim 1$ [6]. Кроме того, как показали соответствующие расчеты для $l_a \neq 0$, предложенная аппроксимация задает более сильную зависимость β от величины внутреннего масштаба турбулентности, что также улучшает соответствие расчета и экспериментальных результатов [6], полученных для пучка с $\Omega=0,65$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fried D. J., Seidman J. B. // J. Opt. Soc. Am. 1967. V. 57. № 2. P. 181.
2. Гурвич А. С., Кашкаров С. С. // Радиофизика. 1975. Т. 18. № 1. С. 69 (Изв. высш. учеб. заведений).
3. Гурвич А. С. и др. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере.—М: Наука, 1976
4. Банах В. А., Миронов В. Л. // Квантовая электроника. 1978 Т 5 № 7. С. 1535.
5. Белоусов С. И., Якушкин И. Г. // Квантовая электроника. 1980 Т. 7. № 3. С. 530.
6. Миронов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере.—Новосибирск: Наука, 1981.