

УДК 621.396.674.1

Л.М. Лобкова, д-р техн. наук, профессор,

В.В. Головин, канд. техн. наук,

А.В. Троицкий, канд. техн. наук

Севастопольский национальный технический университет

ул. Университетская 33, г. Севастополь, Украина, 99053

E-mail: v_golovin@mail.ru

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ АПЕРТУРНОЙ АНТЕННЫ В СРЕДЕ СО СЛУЧАЙНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

Найдены соотношения для оценки пространственной когерентности поля излучения антенны с синфазным равноамплитудным распределением в ее апертуре. Представлены результаты численных расчетов.

Развитие современных систем радиосвязи, в первую очередь, радиорелейных наземных и космических линий привело к необходимости применения антенн с большими апертурами, однако реализовать их ожидаемые характеристики не удастся из-за существенного влияния условий распространения радиоволн в реальной атмосфере.

В плане отмеченного особую значимость приобретает вопрос пространственной когерентности поля, который позволяет решить ряд задач, связанных с оптимальным выбором апертуры приемных антенн, а также в случае использования в борьбе с замираниями сигнала пространственного разнесения антенн.

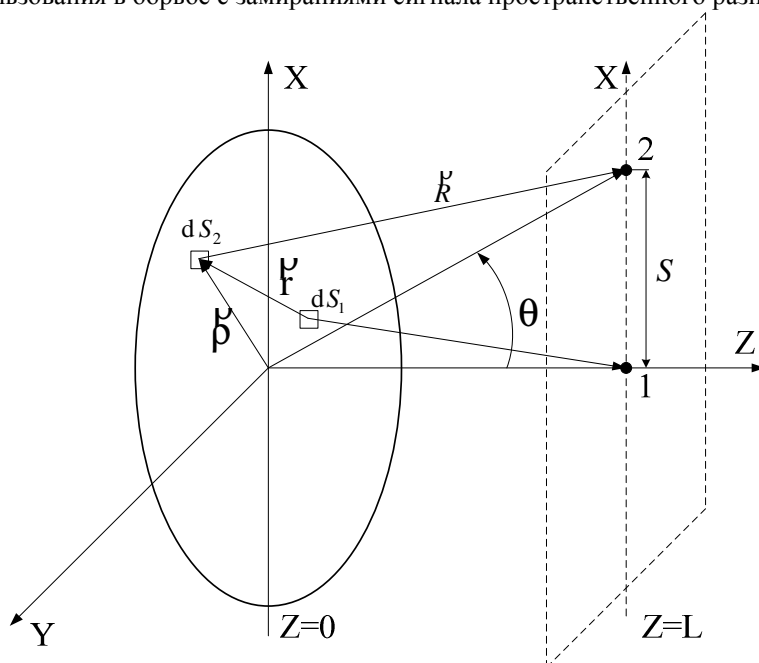


Рисунок 1 — К определению пространственной когерентности поля излучения апертурной антенны

Данному вопросу посвящено большое количество статей и монографий [1 — 3], однако решить проблему с учетом конечных апертур до сих пор не удастся. Поэтому в данной статье представлено исследование когерентного поля излучения заданной апертуры на любых расстояниях, а также с учетом пространственных масштабов турбулентности r_0 и их отношения к диаметру апертуры $2a$ (a — радиус апертуры), выявить область с высокой степенью пространственной когерентности.

Задачу сформулируем следующим образом. Пусть в плоскости $z=0$ (рисунок 1) расположена апертура передающей антенны с равноамплитудным, синфазным распределением поля E_0 . Требуется найти функцию пространственной когерентности на произвольном расстоянии L от плоскости $z=0$, в любом из сечений плоскости $z=L$.

Представим функцию пространственной когерентности $\rho_E(S)$ в виде

$$\rho_E(S) = \langle E_1 \cdot E_2^* \rangle, \quad (1)$$

где

$$E_1 = A_1 \iint_S \exp \left\{ j \frac{k}{2L} (x_1^2 + y_1^2) + j \Phi_1(R_1) \right\} dx_1 dy_1 ;$$

$$E_2^* = A_2^* \iint_S \exp \left\{ -j \frac{k}{2L} (x_2^2 + y_2^2 - 2x_2 S + S^2) - j \varphi_2(R_2) \right\} dx_2 dy_2 ;$$

$$A_1 = j \frac{kE_0}{4\pi L} e^{jkL} (1 + \cos \theta);$$

$$A_2 = j \frac{kE_0}{4L} e^{jkL} (1 + \cos \theta);$$

R_1 и R_2 — радиусы векторы; S — расстояние между точками «1» и «2» в плоскости $z = L$; θ — угол между нормалью к апертуре антенны и направлением на точку наблюдения; S — площадь апертуры; $2a$ — диаметр, остальные обозначения приведены на рисунке 1.

После подстановки E_1 и E_2^* в формулу (1) и преобразования для $\rho_E(S)$ получим формулу

$$\rho_E(S) = e^{-j \frac{2kS^2}{L}} \iiint_{x_1 y_1 x_2 y_2} \exp \left\{ -j \frac{k}{2L} (x_1^2 - x_2^2 + y_1^2 - y_2^2) + j \frac{kx_2 S}{L} \right\} \times \\ \times \exp \{ j(\varphi_1(R_1) - \varphi_2(R_2)) \} dx_1 dy_1 dx_2 dy_2 . \quad (2)$$

В соотношении (2) постоянные коэффициенты не показаны, так как в процессе нормировки $\rho_E(S)$ они будут сокращены. Дальнейший анализ (2) проведем с учетом гауссовой модели атмосферной турбулентности. Для вычисления характеристической функции $\langle \exp \{ j(\varphi_1(R_1) - \varphi_2(R_2)) \} \rangle$ воспользуемся соотношением из [4] и запишем:

$$\langle \exp \{ j(\varphi_1(R_1) - \varphi_2(R_2)) \} \rangle = \exp \{ -\sigma_\varphi^2 [1 - R_\varphi(|R_1 - R_2|)] \}, \quad (3)$$

где $\sigma_\varphi^2 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_{n1}^2 k^2 L r_0$; σ_{n1}^2 — дисперсия флуктуаций показателя преломления атмосферной турбулентности; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; r_0 — масштаб турбулентности; σ_φ^2 — дисперсия флуктуаций фазы электромагнитной волны; $R_\varphi(|R_1 - R_2|) = R_\varphi(r, S)$ — коэффициент пространственной когерентности флуктуаций фазы лучей сферических волн, источниками которых являются элементы Гюйгенса dS_1 и dS_2 , расстояние между которыми в плоскости $z = 0$ равно $r = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}$ (рисунок 1), а в плоскости $z = L$ это расстояние равно S .

Воспользуемся формулой для $R(r, S)$, выведенной в [4], и запишем

$$R(r, S) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\Phi(r/r_0) - \Phi(S/r_0)}{r/r_0 - S/r_0},$$

где $\Phi(x)$ — функция Крампа.

Для дальнейшего анализа формулы (2) перейдем к новым переменным:

$$x_1 - x_2 = r \cos \varphi; \quad y_1 - y_2 = r \sin \varphi; \quad dx_1 dy_1 = r dr d\varphi;$$

$$x_1^2 = (x_2 + r \cos \varphi)^2 = x_2^2 + 2x_2 r \cos \varphi + r^2 \cos^2 \varphi;$$

$$y_1^2 = (y_2 + r \sin \varphi)^2 = y_2^2 + 2y_2 r \sin \varphi + r^2 \sin^2 \varphi;$$

$$x_2 = \rho \cos \alpha; \quad y_2 = \rho \sin \alpha; \quad dx_2 dy_2 = \rho d\rho d\alpha.$$

Таким образом, после подстановки (3) и затем новых переменных можем записать (2) в следующем виде

$$\rho_E(S) = e^{-j \frac{2kS^2}{L}} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2a} \int_0^{2a} \exp \left\{ -j \frac{k}{2L} (2\rho r \cos \alpha \cos \varphi + \right. \\ \left. + 2\rho r \sin \alpha \sin \varphi + r^2) + j \frac{k\rho S \cos \alpha}{L} \right\} \times \\ \times \exp \{ -\sigma_\varphi^2 [1 - R_\varphi(r, S)] \} \rho d\rho dr d\varphi d\alpha, \quad (4)$$

где интегрирование в (4) осуществляется в следующем порядке. Выделим в подынтегральном выражении сомножители, зависящие от φ , и после интегрирования получим

$$\int_0^{2\pi} \exp \left\{ -j \frac{k}{L} \rho r \cos \alpha \cos \varphi + j \frac{k}{L} \rho r \sin \alpha \sin \varphi \right\} d\varphi =$$

$$= 2\pi J_0 \left(\sqrt{\left(\frac{k}{L} \rho r \cos \alpha \right)^2 + \left(\frac{k}{L} \rho r \sin \alpha \right)^2} \right) = 2\pi J_0 \left(\frac{k \rho r}{L} \right). \quad (5)$$

Удобно следующее интегрирование провести по углу α , т.е.

$$\int_0^{2\pi} \exp \left\{ -j \frac{k \rho S}{L} \cos \alpha \right\} d\alpha = 2\pi J_0 \left(\frac{k \rho S}{L} \right). \quad (6)$$

После подстановки (5) и (6) в формулу (4) получим

$$\begin{aligned} \rho_E(S) = e^{-j \frac{2kS^2}{L}} \int_0^a \int_0^{2a} \exp \left(j \frac{kr^2}{2L} \right) \exp \left\{ -\sigma_\phi^2 [1 - R_\phi(r, S)] \right\} \times \\ \times J_0 \left(\frac{k \rho r}{L} \right) J_0 \left(\frac{k \rho S}{L} \right) r \rho dr d\rho. \end{aligned} \quad (7)$$

Дальнейшее интегрирование (7) проведем по переменной ρ

$$F = \int_0^a J_0 \left(\frac{k \rho r}{L} \right) J_0 \left(\frac{k \rho S}{L} \right) \rho d\rho.$$

Перейдем к новой переменной $\rho_1 = \frac{\rho}{a}$, получаем

$$F = a^2 \int_0^1 J_0 \left(\frac{ka \rho_1}{L} r \right) J_0 \left(\frac{ka S \rho_1}{L} \right) \rho_1 d\rho_1. \quad (8)$$

Анализ (8) позволил доказать согласно [5] существование значения

$$F = \int_0^1 J_0(\alpha_1 \rho_1) J_0(\alpha_2 \rho_1) \rho_1 d\rho_1 = 0 \quad (9)$$

при условии $\alpha_1 \neq \alpha_2$.

Однако можно выделить область в окрестности $r = 0$, в которой (9) отлично от нулевого значения.

Исходя из формулы (8) $J_0 \left(\frac{ka \rho_1}{L} r \right) \Big|_{r=0} = 1$. Если учесть, что $\frac{S}{L} = \sin \theta$ (рисунок 1), то выражение

$$F(\theta) = \frac{J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta}$$

определяет диаграмму направленности круглой апертуры в направлении фокальной оси Z .

Перейдя от r к новой переменной $r_1 = 2ar$, после преобразований (7) получим следующее выражение для $\rho_E(S)$:

$$\rho_E(S) = e^{-j \frac{2kS^2}{L}} \frac{J_1 \left(\frac{kaS}{L} \right)}{\frac{kaS}{L}} \int_0^1 \exp \left(j \frac{2ka^2 r^2}{L} \right) \exp \left\{ -\sigma_\phi^2 [1 - R_\phi(2ar, S)] \right\} r dr. \quad (10)$$

Формула (10) позволяет исследовать характер изменения пространственной когерентности электромагнитного поля на любых расстояниях, начиная с ближней границы зоны Френеля, расположенной вблизи передающей антенны и вплоть до зоны Фраунгофера, при этом влияние турбулентной атмосферы полностью определяется подынтегральным множителем, зависящим от r , при этом отсутствие флуктуаций фазы, т.е. при $\sigma_\phi^2 = 0$, приводит к виду $\rho_E(S)$, совпадающему с диаграммой направленности для однородной среды.

На основании (10) были проведены расчеты для случаев: длина трассы $L = 1000$ м и 10000 м; диаметр апертуры $2a = 0,15$ м, $0,5$ м, 2 м. Длина волны $\lambda = 1$ см, масштаб турбулентной неоднородности $r = 2$ м; дисперсия фазовых флуктуаций $\sigma_\phi^2 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_n^2 k^2 L r_0$, где значения дисперсии флуктуаций показателя преломления σ_n^2 были выбраны в пределах от 10^{-12} до 10^{-8} .

В результате проведенных расчетов определены радиусы пространственной когерентности поля по уровню $\frac{1}{e}$, который принят в литературе [2,3]. Полученные данные по радиусам корреляции представлены в таблице 1, где также указаны исходные данные.

Таблица 1 — Результаты расчетов

$r_0=2 \text{ м}$ $\lambda=1 \text{ см}$	L=1000 м				L=10 000 м			
	$\sigma_\phi^2(\sigma_n^2)$				$\sigma_\phi^2(\sigma_n^2)$			
	$7 \cdot 10^{-4}(10^{-12})$	$0,07 (10^{-10})$	$0,7 (10^{-9})$	$7 (10^{-8})$	$0,007(10^{-12})$	$0,7 (10^{-10})$	$7 (10^{-9})$	$70 (10^{-8})$
a=0,15 м	13,75	13,37	8,87	0,69	138	83	0,65	0,17
a=0,5 м	4,14	4,02	3	0,57	41	25,5	0,55	0,15
a=2 м	1,05	1,0	0,90	0,45	10,3	8	0,48	0,14

На рисунках 2, 3 представлены нормированные коэффициенты корреляции $\left| \frac{\rho(S)}{\rho(0)} \right|$ в зависимости от $\frac{S}{r_0}$. На рисунке 2 показаны зависимости коэффициента корреляции для случая слабых флуктуаций σ_ϕ^2 на трассах $L=1000 \text{ м}$ и 10000 м . Из рисунка 2 следует, что реальная атмосфера практически не влияет на характер изменения $\left| \frac{\rho(S)}{\rho(0)} \right|$, а когерентность поля определяется диаграммой направленности антенны, при этом (таблица 1) линейный размер ширины главного лепестка ДН с увеличением L также увеличивается, следовательно, и радиус пространственной когерентности увеличивается.

На рисунке 3 представлены результаты для $\left| \frac{\rho(S)}{\rho(0)} \right|$ при сильных флуктуациях $\sigma_\phi^2 \gg 1$. В данном случае наблюдается сильное влияние реальной атмосферы. С увеличением длины трассы радиус корреляции уменьшается (таблица 1).

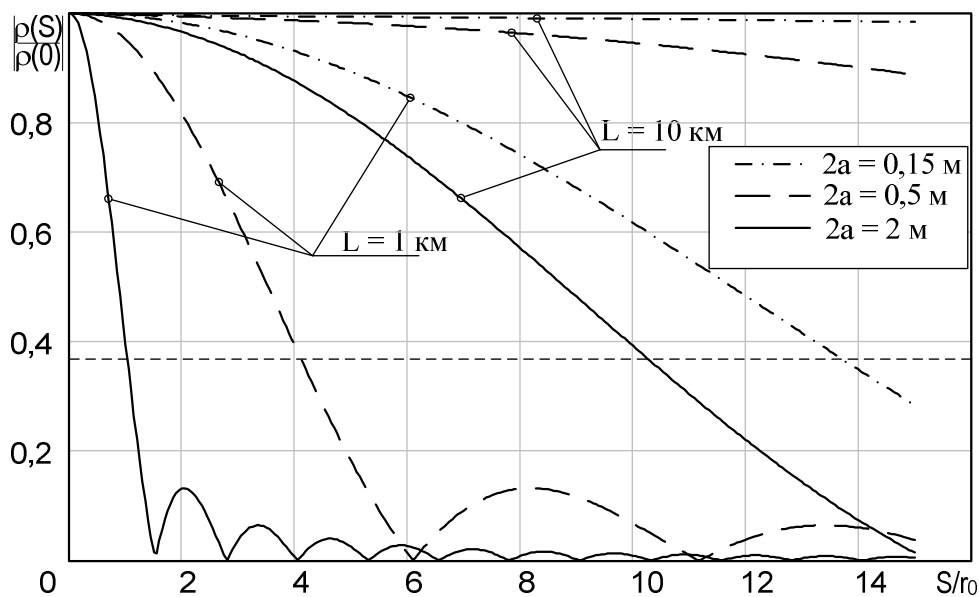


Рисунок 2 — Зависимости коэффициента корреляции для случая слабых флуктуаций

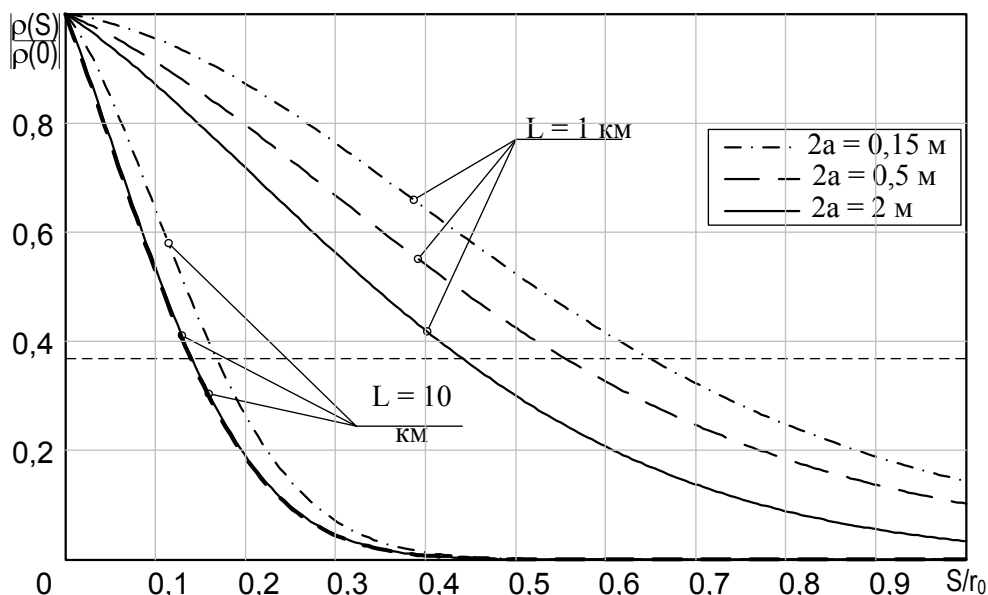


Рисунок 3 — Зависимости коэффициента корреляции для случая сильных флуктуаций

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. С увеличением радиуса апертуры пространственная когерентность поля излучения ухудшается в десятки раз. Это явление связано с начальным расстоянием между лучами при вхождении в реальную атмосферу.

2. Для апертур с большими электрическими размерами $\frac{2a}{\lambda} \gg 1$ в случае слабых флуктуаций фазы поля влияние реальной атмосферы незначительно.

3. В реальной турбулентной атмосфере при распространении электромагнитной волны происходит накопление случайных фазовых изменений с увеличением длины трассы. Это приводит к уменьшению радиуса пространственной когерентности поля и к потере усиления антенны.

Полученные результаты позволяют перейти в дальнейшем к теоретическому и экспериментальному исследованию и разработке передающих и приемных апертурных антенн с учетом условий распространения электромагнитных волн в реальной атмосфере и выявленных зависимостей для характеристик антенн.

Библиографический список

1. Лобкова Л.М. Статистическая теория антенн сверхвысоких и оптических частот / Л.М. Лобкова. — М.: Связь, 1975. — 176 с.
2. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере / В.И. Татарский. — М.: Наука, 1967. — 548 с.
3. Чернов Л.А. Распространение волн в среде со случайными неоднородностями / Л.А. Чернов. — М.: Наука, 1975. — 171 с.
4. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. Часть 2 / С.М. Рытов, Ю.А. Кравцов, В.И. Татарский. — М.: Наука, 1969. — 463 с.

Поступила в редакцию 31.04.2008 г.