

УДК 621.371

СПЕКТР ФЛУКТУАЦИЙ ПЕЛЕНГА НАД НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ РАЗДЕЛА

Н. В. Горбач, И. М. Фукс

Рассматриваются интерференционные флюктуации пеленгов движущегося точечного источника излучения, рассчитанные на основе теории дифракции волн на статистически неровной поверхности с использованием метода касательной плоскости (метод Кирхгофа). Анализируются результаты моделирования спектров флюктуаций пеленга в угломестной плоскости и проводится их сравнение, давшее приемлемое соответствие с экспериментальными результатами, полученными в диапазоне 90 ГГц. Обсуждаемый подход позволил установить связь между статистическими параметрами отдельных рассеивателей с физическими и геометрическими параметрами неровностей подстилающей поверхности, а также с геометрией трассы распространения и формой диаграммы направленности пеленгатора и источника.

При радиолокационном сопровождении низко летящих целей или пеленговании источников излучения под малыми углами места существенную роль в оценке параметров их траектории играют интерференционные шумы, появляющиеся за счет отражения сигнала от подстилающей поверхности. Возникающие из-за интерференционного шума ошибки в определении углов прихода радиоволн могут намного превышать ошибки, связанные как с флюктуациями показателя преломления атмосферы, так и с внутренними шумами радиотехнических пеленгационных устройств [1]. В простейшем случае зеркального отражения, когда подстилающую поверхность можно считать идеальной плоскостью, интерференционный шум есть результат суперпозиции прямого сигнала от цели и от ее зеркального изображения в плоскости. Параметры интерференционного шума в этом случае совпадают с параметрами углового шума двухэлементной цели — источника излучения и его зеркального изображения [2]. Проведенные к настоящему времени оценки роли диффузного рассеяния были основаны на представлении отраженного от подстилающей поверхности сигнала в виде суммы полей отдельных статистически независимых рассеивателей [3, 4]. Это позволило привлечь для расчета статистических параметров интерференционного шума результаты, полученные для углового шума, возникающего при радиолокации многоэлементных целей сложной формы [5, 6]. Таким путем были получены довольно общие результаты, относящиеся к виду функций распределения вероятностей флюктуаций пеленга цели и их первых статистических моментов [7, 8]. Однако вопрос о статистических параметрах отдельных рассеивателей и о связи их с физическими и геометрическими параметрами неровностей подстилающей поверхности при таком подходе оставался открытым.

В данной работе на основе теории дифракции волн на статистически неровной поверхности исследуется спектр флюктуаций пеленга точечной цели, движущейся над шероховатой границей раздела двух сред. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными.

1. Отклонения реальной подстилающей поверхности S от идеальной плоскости S_0 ($z=0$) в декартовой системе координат (x, y, z) зададим в виде $z=\xi(r)$ ($r=\{x, y\}$). Пусть в точке Q_1 (рис. 1) с коорди-

натами $(0, 0, z_1)$ расположен пеленгатор с двухлепестковой диаграммой направленности (ДН) $G_{\pm}(\theta)$, работающий по принципу равносигнальной зоны (угол θ отсчитывается от равносигнального направления α_0). Цель, движущаяся со скоростью v , в момент времени t находится в точке Q_2 с координатами $(D, 0, z_2)$. Обозначим через δ угол места цели: $\delta = \arctg(z_2 - z_1)/D$. В отсутствие интерференционного шума (при пеленгации цели в свободном пространстве) единичный вектор равносигнального направления α_0 имеет проекции: $\alpha_{0x} = \cos \delta$, $\alpha_{0y} = 0$, $\alpha_{0z} = \sin \delta$. Если равносигнальная зона создается не переключением антенных диаграмм $G_{\pm}(\theta)$, а методом конического сканирования, то α_0 — направление оси вращения диаграммы $G_{\pi}(\theta)$, а $G_{\pm}(\theta)$ — положение вращающейся ДН в верхнем (G_+) и нижнем (G_-) положении соответственно:

$$G_{\pm}(\theta) = G_{\pi}(\theta \pm \theta_0), \quad (1)$$

где θ_0 — угол между α_0 и осью ДН $G_{\pi}(\theta)$ (рис. 1). Будем считать, что цель является источником монохроматической расходящейся сферической волны, напряженность поля которой имеет вид

$$U = \frac{G_{\pi}(\theta)}{\tilde{D}} \exp[i(k\tilde{D} - \omega_0 t)]. \quad (2)$$

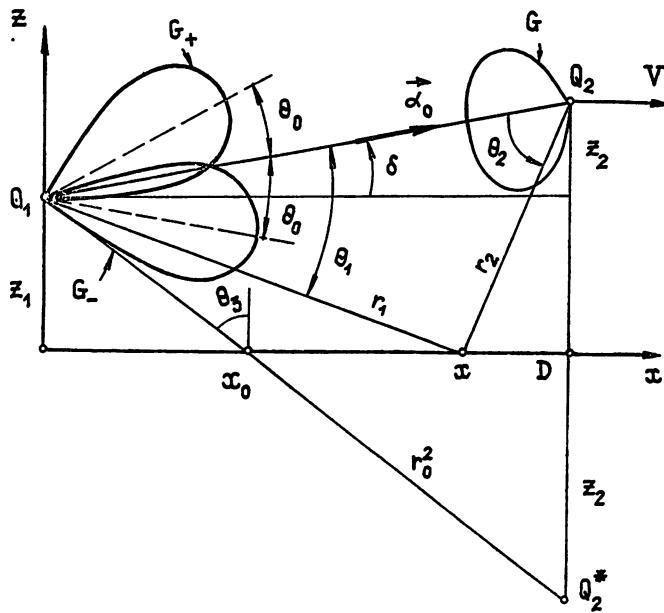


Рис. 1.

Здесь $\tilde{D} = D/\cos \delta$ — наклонная дальность до цели, ω_0 — круговая частота излучения, $k = \omega_0/c$ — волновое число, c — скорость света, $G_{\pi}(\theta)$ — ДН излучения.

Обозначим через $U_{\pm} = U_0 + u_{\pm}$ напряженность поля в каждом канале пеленгатора, где U_0 — поле прямого сигнала в свободном пространстве:

$$U_0 = G_0 G_{\pi}(0) \frac{e^{ik\tilde{D}}}{\tilde{D}} \quad (3)$$

(множитель $e^{-i\omega_0 t}$ всюду в дальнейшем опускаем), $G_0 = G_+(0) = G_-(0) = G_{\pi}(\theta_0)$, а u_{\pm} — сигналы, рассеянные на неровной поверхности S , кото-

рая предполагается достаточно гладкой и крупномасштабной для того, чтобы рассеянное на ней поле можно было рассчитать методом касательной плоскости (методом Кирхгофа):

$$u_{\pm} = \frac{1}{4\pi i} \int_S \frac{\exp[ik(R_1+R_2)]}{R_1 R_2} V(S)(Nq) G_{\pm}(\theta_1) G_{\text{н}}(\theta_2) d^2S. \quad (4)$$

Здесь $R_{1,2}$ — расстояния от точки интегрирования $(r, \zeta(r))$ до точек $Q_{1,2}$ соответственно, $V(S)$ — коэффициент отражения Френеля от плоскости, касательной к S в точке $(r, \zeta(r))$, N — единичный вектор нормали к S в этой же точке, $q = kV_s(R_1+R_2)$ — вектор рассеяния. Мера отличия амплитуд сигналов в каналах пеленгатора характеризуется пеленгационным параметром

$$\chi = 2 \frac{|U_-|^2 - |U_+|^2}{|U_-|^2 + |U_+|^2}. \quad (5)$$

При гауссовой форме ДН пеленгатора

$$G_{\text{н}} = \exp(-\theta^2/2\Delta^2), \quad G_{\pm}(\theta) = \exp\left[-\frac{(\theta \mp \theta_0)^2}{2\Delta^2}\right], \quad (6)$$

ошибка $\delta\theta$ в определении пеленга цели связана с χ пеленгационной характеристикой

$$\delta(\theta) = \frac{\Delta^2}{2\theta_0} \operatorname{arcth} \chi/2. \quad (7)$$

Учтем, что для нормальной работы пеленгатора необходимо, чтобы отраженные от подстилающей поверхности сигналы u_{\pm} , выступающие в роли помехи, были достаточно малы по сравнению с полем прямого сигнала U_0 : $|u_{\pm}| \ll |U_0|$. При этом флюктуации пеленгационного параметра χ также оказываются малыми и могут быть представлены в виде

$$\chi \approx 2 \operatorname{Re} \left(\frac{u_- - u_+}{U_0} \right). \quad (8)$$

а пеленгационная характеристика является линейной: $\delta\theta \approx \frac{\Delta}{4\theta_0} \chi$. Таким образом, для определения статистических параметров флюктуаций пеленга $\delta\theta$ достаточно найти их для пеленгационного параметра χ .

2. Если характерные высоты неровностей $\zeta(r)$ значительно меньше, чем размеры зоны Френеля ($\sqrt{\lambda R_{1,2}}$), а основную роль в формировании поля в точке Q_1 играют зеркально отражающие участки на поверхности S , в которых $N = q/q$, то формула (4) может быть преобразована к виду

$$u_{\pm} = \frac{1}{4\pi i} \int_S \frac{\exp[ik(R_{10}+R_{20})]}{R_{10} R_{20}} \frac{q^2}{q_z} G_{\pm}(\theta_1) G_{\text{н}}(\theta_2) V(S) \exp[-iq_z \zeta(r)] d^2r. \quad (9)$$

Здесь интегрирование проводится по плоскости $z=0$, а R_{10} и R_{20} — расстояния от точки интегрирования $r=(x, y)$ до Q_1 и Q_2 соответственно. В дальнейшем мы ограничимся исследованием флюктуаций пеленга только в вертикальной плоскости (азимутальные флюктуации обычно значительно меньше, чем флюктуации угла места); это позволяет рассмотреть только двумерные неровности подстилающей поверхности $z=\zeta(x)$ и вычислить интеграл по dy в форме (9). После этого формула (8) принимает вид

$$\chi = 2D \operatorname{Re} e^{-ikD} \int_{-\infty}^{\infty} dx \exp[ik(r_1+r_2) - iq_z \zeta(x)] \Phi(x) g_{\text{н}}(\theta_1) g_{\text{н}}(\theta_2). \quad (10)$$

Здесь $g_{\text{п}}(\theta_1)$, $g_{\text{и}}(\theta_2)$ — нормированные ДН пеленгатора и цели:

$$g_{\text{п}}(\theta_1) = \frac{G_{-}(\theta_1) - G_{+}(\theta_1)}{G_0}, \quad g_{\text{и}}(\theta_2) = \frac{G_{\text{и}}(\theta_2)}{G_{\text{и}}(0)}, \quad (11)$$

$\theta_1 = \delta + \arctg(z_1/x)$ — угол в точке Q_1 между направлением на цель α_0 и направлением на точку интегрирования (рис. 1); $\theta_2 = \arctg \frac{z_2}{D-x} - \delta$ — аналогичный угол в точке Q_2 между направлением на пеленгатор и на точку интегрирования; $r_1 = \sqrt{z_1^2 + x^2}$, $r_2 = \sqrt{z_2^2 + (D-x)^2}$ — расстояния от точки интегрирования x до пеленгатора и цели соответственно:

$$\Phi(x) = \frac{1}{2V2\pi ik} \frac{V(x)q^3}{q_z V r_1 r_2 (r_1 + r_2)}.$$

3. Для статистически однородной поверхности $z=\zeta(x)$ среднее значение пеленгационного параметра имеет вид

$$\langle \chi \rangle = 2 \frac{\tilde{D}}{r_1^0 + r_2^0} f_1(q_z^0) |g_{\text{п}} g_{\text{и}} V| \cos \left[2k \frac{z_1 + z_2}{D} + \varphi \right]. \quad (12)$$

Здесь $f_1(q_z^0)$ — характеристическая функция распределения высот неровностей, которая при нормальном распределении случайной величины ζ равна

$$f_1(q_z^0) = \langle \exp(-i2k \cos \theta_3 \zeta) \rangle = \exp[-2(k\sigma \cos \theta_3)^2] \quad (13)$$

и введены следующие обозначения: $\varphi = \varphi_v + \varphi_{\text{п}} + \varphi_{\text{и}}$ — сумма фаз: коэффициента отражения (φ_v), нормированных ДН пеленгатора ($\varphi_{\text{п}} = \arg g_{\text{п}}$) и источника ($\varphi_{\text{и}} = \arg g_{\text{и}}$) в точке зеркального отражения $x_0 = Dz_1/(z_1 + z_2)$ (рис. 1) от средней плоскости $z = \langle \zeta \rangle = 0$; r_1^0 , r_2^0 — расстояния от точки зеркального отражения до Q_1 и Q_2 соответственно; $\theta_3 = \arctg D/(z_1 + z_2)$ — угол падения в зеркальной точке; $\sigma^2 = \langle \zeta^2 \rangle - \langle \zeta \rangle^2$ — дисперсия высот неровностей.

Из (12) видно, что среднее (по ансамблю реализаций случайной функции $z = \zeta(x)$) значение пеленгационного параметра $\langle \chi \rangle$ и, следовательно, ошибки $\langle \delta \theta \rangle$ в определении пеленга цели, является осциллирующей функцией как дистанции D , так и высоты расположения пеленгатора z_1 и цели z_2 . Период осцилляций среднего пеленга при изменении высоты цели z равен

$$\Delta z_2 \simeq \lambda D / 2z_1. \quad (14)$$

Период ΔD осцилляций ошибки пеленга при изменении дистанции определяется формулой

$$\Delta D \simeq \lambda D^2 / 2z_1 z_2. \quad (15)$$

Наконец, круговая частота Ω_0 временных осцилляций пеленга за счет горизонтального движения цели со скоростью $v = (v, 0, 0)$ оценивается по формуле

$$\Omega_0 = 2kv(z_1 z_2 / D^2). \quad (16)$$

Частота флюктуаций $f_0 = \Omega_0 / 2\pi$ имеет простой физический смысл — это обратное время пролета со скоростью v пространственного периода ΔD интерференционной картины поля.

4. При определении энергетического спектра флюктуаций пеленга мы предположим, что зеркальной компонентой в рассеянном сигнале можно пренебречь — для этого достаточно потребовать, как видно из (13), выполнения неравенства $(k\sigma \cos \theta_3)^2 \gg 1$. Кроме этого, будем

считать, что в зоне Френеля в плоскости $z=0$ помещается достаточно много интервалов корреляции случайной функции $\zeta(r)$. В результате для автокорреляционной функции флюктуаций пеленгационного параметра $\delta\chi=\chi-\langle\chi\rangle$ из (10) следует

$$R_\chi(\tau)=\langle\delta\chi(t)\delta\chi(t+\tau)\rangle\simeq\text{Re}\int_{-\infty}^{\infty}dx\rho_\chi(x)\exp[ikv\tau(\alpha_{0x}-\alpha_{2x})], \quad (17)$$

$$\alpha_{0x}=D/\tilde{D}, \quad \alpha_{2x}=(D-x)/r^2;$$

$$\rho_\chi(x)=\frac{2\sqrt{2\pi}\tilde{D}^2}{\gamma_0 q_z}|\Phi(x)g_{\text{II}}(\theta_1)g_{\text{II}}(\theta_2)|^2\exp\left(-\frac{q_x^2}{2q_z^2\gamma_0^2}\right). \quad (18)$$

Здесь через $\gamma_0^2=\langle(d\zeta/dx)^2\rangle$ обозначена дисперсия наклонов подстилающей поверхности. Преобразование Фурье от (17) приводит к следующему выражению для энергетического спектра флюктуаций:

$$S_\chi(v)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}R_\chi(\tau)e^{iv\tau}d\tau=\frac{1}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\rho_\chi(x)\{\delta[v-\Delta\omega(x)]+\delta[v+\Delta\omega(x)]\}, \quad (19)$$

где $\Delta\omega(x)=kv(\alpha_{0x}-\alpha_{2x})$. Переходя к безразмерной частоте флюктуаций $F=v/kv$ и вычисляя интеграл в (19) с помощью δ -функций, получаем

$$S_\chi(F)=\frac{1}{2}\sum\rho_\chi(x_\pm)\frac{r_2^2(x_\pm)}{z_2^2}, \quad (20)$$

где x_\pm — координаты точек на подстилающей поверхности, отраженные сигналы от которых за счет эффекта Доплера смещены по частоте относительно частоты прямого сигнала на величину $\pm F$:

$$x_\pm=D-\frac{(\cos\delta\pm F)z_2}{\sqrt{1-(\cos\delta\pm F)^2}}. \quad (21)$$

Если ввести спектр $S_\chi^+(F)$, относящийся только к положительным частотам F ,

$$S_\chi^+(F)=\begin{cases} 2S_\chi(F), & F\geqslant 0 \\ 0, & F<0 \end{cases}$$

то в частном случае $z_1=z_2=z$ из (20) следует

$$S_\chi^+(F)=\rho_\chi(x_F)\frac{[z_2^2+(D-x_F)^2]^{3/2}}{z_2^2}; \quad (22)$$

$$x_F=D-z\frac{1-F}{\sqrt{F(2-F)}}. \quad (23)$$

Отсюда видно, что весь диапазон частот флюктуаций занимает полосу $0 < F < 2$, причем частоте $F=0$ соответствует отражение от участков трассы, удаленных на $x_F \rightarrow -\infty$, а максимальным частотам $F=2$ соответствует отражение от $x_F \rightarrow +\infty$. Отражение от участков поверхности, находящихся непосредственно под пеленгатором ($x_F=0$), приводит к флюктуациям пеленга на частоте $F=z^2/2D^2=\psi_0^2/8$ ($\psi_0 \simeq 2z/D$ — угол скольжения в зеркальной точке); зеркальной точке $x_F=x_0=D/2$ соответствует частота $F=2z^2/D^2 \simeq \psi_0^2/2$, а участкам поверхности непосредственно под целью $x_F=D$ соответствует $F=1$. Таким образом,

сигналы, отраженные с ближней половины дистанции $0 < x < D/2$ приводят к флуктуациям пеленга в полосе частот $\psi_0^2/8 < F < \psi_0^2/2$, а с дальнейной половины $D/2 < x < D$ — к флуктуациям в полосе $\psi_0^2/2 < F < 1$. При наклонных трассах $z_1 \neq z_2$ связь между F и x дается более сложной формулой (21), согласно которой также можно каждой флуктуационной частоте поставить в соответствие отражение от определенного участка поверхности (их может быть, вообще говоря, два — $x = x_{\pm}$).

Значение спектральной плотности $S_x(F)$ на каждой частоте F , согласно (20), определяется интенсивностью сигнала $\rho_x(x)$, пришедшего от участков поверхности с координатами $x = x_{\pm}$. Из (18) следует, что интенсивность сигнала $\rho_x(x)$ определяется двухпозиционным сечением рассеяния от данного элемента поверхности и произведением ДН пеленгатора $g_{\pi}(\theta_1)$ и цели $g_{\pi}(\theta_2)$. Таким образом, можно ожидать, что форма спектра флуктуаций пеленга оказывается очень чувствительной к виду ДН пеленгатора и цели.

5. Описанные ниже эксперименты проводились по прямому сигналу (пеленгация источника) в диапазоне длин волн $\lambda = 3$ мм на открытой наклонной сухопутной трассе протяженностью D от 300 до 600 метров, с перепадом высот $z_1 - z_2 = 11$ метров. Высота пеленгатора z_1 составляла 12 м; излучателя, в качестве которого был использован генератор непрерывного излучения типа лампы обратной волны с рупорной антенной (со стороной $d_{\text{руп}} = 0,02$ м), — $z_2 \approx 1$ м. Передатчик располагался в кузове автомобиля, двигавшегося со скоростью $v \approx 4-5$ м/с радиальным курсом относительно приемной антенны, разработанной по двухзеркальной схеме с коническим сканированием. Диаметр основного зеркала $d_3 = 600$ мм. Наличие в приемной системе телевизира позволяло осуществлять автосопровождение светового маркера, размещенного рядом с источником излучения с известным параллаксом. Тем самым было достигнуто совмещение электрических осей антенн пеленгатора и передатчика во время движения последнего. Перечисленные параметры были использованы при математическом моделировании спектра флуктуаций по проведенным выше формулам. Кроме этого, были проведены расчеты при различных протяженностях трасс распространения D , дисперсиях наклона неровностей ψ_0 и аппроксимирующих функциях, используемых для описания ДН пеленгатора $G_{\pi}(\theta)$ и источника $G_{\pi}(\theta)$. Комбинации таких функций приведены в табл. 1.

Таблица 1

Диаграмма направленности	Варианты комбинаций		
	1	2	3
Пеленгатора (G_{π})	G_{π}	G_{π}	G_b
Источника излучения (G_{π})	G_{π}	G_p	G_s

Здесь G_{π} соответствует формула (6) для пеленгатора (для источника — та же формула с $\theta_0 = 0$), $G_p = \text{const}$, ДН пеленгатора, обозначенная как G_b , имеет вид

$$G_b(\theta) = \frac{J_1(\pi d_3/\lambda \sin \theta)}{\pi d_3/\lambda \sin \theta}, \quad (24)$$

а G_s соответствует ДН рупора:

$$G_s(\theta) = \sin\left(\frac{\pi d_{\text{руп}}}{\lambda} \sin \theta\right) / \left(\frac{\pi d_{\text{руп}}}{\lambda} \sin \theta\right), \quad (25)$$

Анализ влияния протяженности трассы при неизменных высотах корреспондирующих пунктов показал, что увеличение D вызывает рост относительной интенсивности S_{\max} в максимуме спектральной плотности с одновременным смещением этого максимума в область более 1490

низких частот. Зависимости, иллюстрирующие эту закономерность, приведены на рис. 2, где кривые 1, 2 — горизонтальная (ГП) и вертикальная поляризации (ВП) соответственно, $D=340$ м; кривые 3, 4 — ГП, ВП, $D=300$ м; кривые 5, 6 — ГП, ВП, $D=250$ м при следующих параметрах: $\gamma_0=0,025$, $\varepsilon=3,3+j2,3$. По оси ординат отложена безразмерная частота $F=2\pi f/kv$.

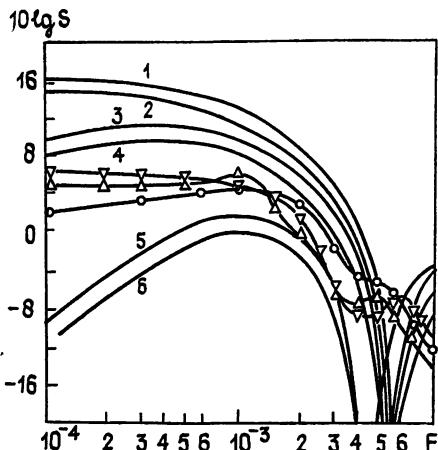


Рис. 2.

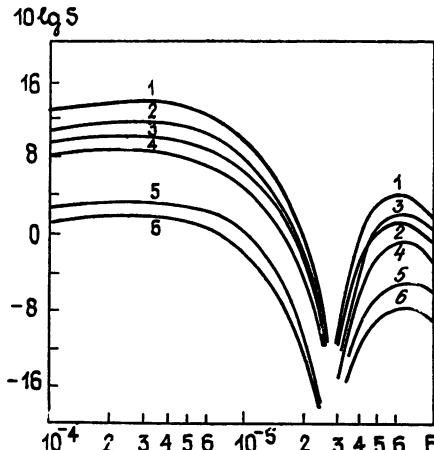


Рис. 3.

Зависимости спектров от дисперсии наклонов неровностей γ_0 изображены на рис. 3, где кривые 1, 2 — ГП, ВП, $\gamma_0=0,05$; кривые 3, 4 — ГП, ВП, $\gamma_0=0,1$; кривые 5, 6 — ГП, ВП, $\gamma_0=0,5$, $D=300$ м, из которого видно, что увеличение γ_0 ведет к уменьшению относительного уровня S_{max} и к расширению полосы частот флюктуаций.

Наблюдаемым в эксперименте закономерностям можно дать простую физическую интерпретацию на основе развитой выше математической модели. Так как сигналы, отраженные с различных дальностей x , имеют различные доплеровские частоты (см. (21)), то ДН $g_p(\theta_1)$ и $g_p(\theta_2)$ можно рассматривать не только как пространственные, но и как частотные фильтры. Как отмечалось выше, по мере увеличения дальности x растет и частота F . Изменение дистанции приводит к изменению распределения интенсивности отраженных сигналов по дальности.

На более короткой трассе подчеркиваются отражения от участков поверхности, лежащих в непосредственной близости от излучателя, т. е. область более высоких частот. Спектр при этом уширяется и становится более равномерным, а его максимум смещается в сторону увеличения частоты.

С ростом наклонов γ_0 происходит увеличение продольного размера переотражающей зоны и, соответственно, смещение всплеска поверхности яркости к корреспондирующему пункту. Поэтому в спектральной плотности при увеличении γ_0 возрастает интенсивность высокочастотных составляющих, что приводит к расширению полосы частот флюктуаций. Заметного смещения F_{max} не отмечено, так как ее значения в основном определяются диаграммно-пространственным множителем.

На рис. 2, 4, 5 дано сравнение теоретических и экспериментальных спектров. Обозначения на рис. 2 соответствуют: \circ — $D \approx 340-420$ м, ГП; Δ — $D \approx 420-540$ м, ГП; ∇ — $D \approx 540-600$ м, ГП. На рис. 4: кривая 1 — вариант 1 комбинации аппроксимирующих функций из таблицы, кривая 2 — вариант 2 таблицы, кривая 3 — вариант 3 таблицы; \circ и ∇ — экспериментальные спектры ГП, $D \approx 300-400$ м. На рис. 5: кривая 1 — вариант 3 таблицы, \circ — экспериментальный спектр — ВП, $D \approx 300-450$ м. В натурных измерениях, как и в модели, проявилась тенденция трансформации спектральной плотности в зависимости от

протяженности трассы: а) изменение относительной интенсивности; б) изменение полосы флюктуаций; в) смещение максимума спектральной плотности. Однако при этом необходимо отметить, что экспериментальные спектры несколько шире, а рост относительной интенсивности в максимуме спектральной плотности при увеличении дистанции выражен слабее по сравнению с теоретической ситуацией. Это связано с определенным допущением, принятым при разработке модели, когда движение источника излучения выражается лишь в присваивании ему конечной скорости v , а сам он фиксируется на определенной дальности D (тем самым рассчитывается мгновенный спектр флюктуаций). При этом для достоверной оценки спектральной плотности на любой сколь угодно малой частоте не требуется временной развертки процесса. В реальной ситуации, напротив, чем длиннее выборка, тем на более низких частотах можно получить отсчеты спектральной плотности. Поэтому на экспериментальных кривых наблюдается завал в низкочастотной области и, следовательно, возрастание веса спектральных составляющих на высоких частотах. Увеличение времени анализа при движении приводит к сглаживанию спектральных оценок, что вызывает менее значительное, по сравнению с теорией, изменение спектральной интенсивности на разных участках дистанции (рис. 2).

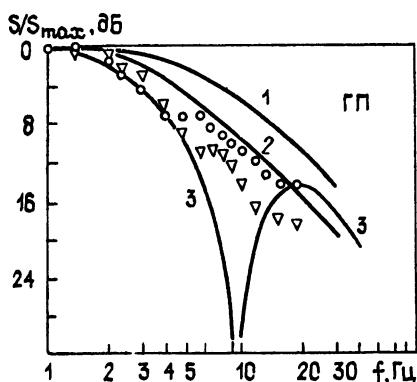


Рис. 4.

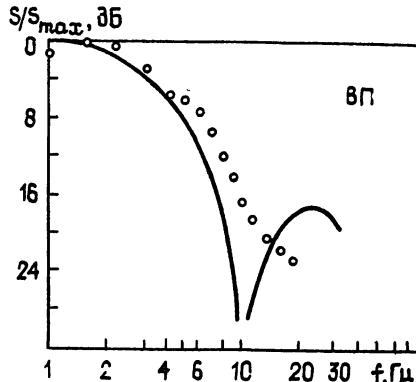


Рис. 5.

Относительная форма спектра, $S(F)$, как показывает анализ рис. 4 и 5, на которых приведены спектры в двойном логарифмическом масштабе при нормировке на S_{\max} , определяется формой ДН пеленгатора и излучателя. Наилучшее согласие теории и эксперимента достигнуто при аппроксимации ДН функциями типа (24) и (25). Этот случай ближе всего к реально осуществимым ДН. Еще одним фактом, подтверждающим сделанный вывод, является наличие в спектрах второго максимума $S_{2\max}$, определяемого лепестковой структурой ДН. На экспериментальных кривых $S_{2\max}$ выражен слабее, чем на теоретических, по причинам, описанным выше.

Таким образом, теоретические результаты и построенная на их основе математическая модель флюктуации пеленга движущегося источника излучения над неровной поверхностью находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Ширина спектра флюктуаций пеленга, частота его основного максимума и значение спектральной плотности определяются не только степенью шероховатости поверхности, но и оказываются очень чувствительными к ширине и форме ДН антенн пеленгатора и источника излучения. Последние играют роль частотно-пространственных фильтров, режектирующих широкий спектр интерференционного шума.

ЛИТЕРАТУРА

- Справочник по радиолокации / Под ред. М. Скользника.—М.: Сов. радио, 1976. — 456 с.

2. Островитянов Р. В., Басалов Ф. А. Статистическая теория радиолокаций протяженных целей. — М.: Радио и связь, 1982. — 232 с.
3. Бартон Д. // ТИИЭР. 1974. Т. 62. С. 37.
4. Разказовский В. Б. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24. № 6. С. 1094.
5. Чавеский Е. В. // Укр. физич. журн. 1968. Т. 13. № 7. С. 670.
6. Штагер Е. А., Чавеский Е. В. Рассеяние волн на телах сложной формы. — М.: Сов. радио, 1974. — 240 с.
7. Разказовский В. Б. Статистические характеристики поля и углов прихода миллиметровых радиоволн при малых высотах над поверхностью // Сб. научн. тр.—Киев: Наукова думка, 1984. С. 3.
8. Разказовский В. Б. // Труды Всесоюзной школы-семинара по распространению миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмосфере. — М.: ИРЭ АН СССР, 1983. С. 137.

Радиоастрономический институт
АН УССР

Поступила в редакцию
19 октября 1987 г.

FLUCTUATION SPECTRUM OF THE BEARING OVER THE ROUGH INTERFACIAL SURFACE

N. V. Gorbach, I. M. Fuks

The model is considered of the interference fluctuations of the bearing of a moving point source. This model is based on the theory of wave diffraction on a statistically rough surface and the tangential plane method (Kirchhoff's method). Analysis is performed of the results of simulating the bearing fluctuation spectra on the elevation plane along with the comparison of these spectra. As a result, a fairly good agreement between the theoretical and experimental data for the 90 GHz range has been obtained. The method under discussion makes it possible to correlate the statistic parameters of individual scatterers and the physical or geometrical roughness of the underlying surface, as well as the geometry of the direction finder / point source pattern.

Аннотации депонированных статей

УДК 537.8.029.6

РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В РЕШЕНИИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

С. А. Федоров, О. Ю. Пелевин, В. В. Шапинский

Наряду с непосредственным численным решением методом сплайнколлокаций интегральных уравнений электродинамики выполнена аналитическая интерпретация этого же численного решения с неоднозначными представлениями функций Грина для свободного пространства. Рассмотрено решение уравнений первого и второго рода для задач рассеяния $E(H)$ поляризованных плоских волн на идеально проводящей поверхности бесконечного кругового цилиндра. Совпадение результатов непосредственного численного решения и его аналитической интерпретации хорошее. Поэтому резонансные явления в решении интегральных уравнений электродинамики обусловлены возбуждением колебаний внутренней области из-за связи внешнего и внутреннего пространств вследствие неопределенности пространственной локализации точечных источников (неоднозначности представлений функций Грина для свободного пространства).

*Статья депонирована в ВИНИТИ,
рег. № 6754-В89. Деп. от 10 ноября 1989 г.*