

К ВОПРОСУ О СОБСТВЕННЫХ ШУМАХ И КПД АНТЕНН

Н. М. Цейтлин

На основании теории теплового излучения [1-4] и теории тонких антенн [5, 6] получены выражения для спектральной плотности собственных шумов вибратора и пассивных элементов на согласованной нагрузке антенны. Приведены соответствующие выражения для КПД и численные значения температуры антенны, обусловленной тепловым излучением металлического вибратора и зеркала; получена формула для спектральной плотности ЭДС в антенне от теплового излучения нагретых тел.

В связи с использованием высокочувствительной приемной аппаратуры необходим учет шумов на выходе антенны, определяющий в конечном итоге пороговую чувствительность. Среди шумов антенны существенную роль могут играть шумы, образованные собственно элементами антенны и ее ближайшего окружения. Поэтому рассмотрение этой составляющей шумов представляет определенный интерес.

Кроме того, в ряде случаев может оказаться полезным расчет КПД антенн. Мощность шумов на согласованной нагрузке сложной антенны $P_{\text{шн}}$ складывается из шумов вибратора (активного элемента) $P_{\text{ов}}$, шумов пассивных составляющих антенны (включающих землю в случае ее влияния на диаграмму) $P_{\text{оп}}$ и шумов соединительной линии; КПД η равен произведению КПД, обусловленных указанными составляющими антенны. Поэтому анализ шумов сложной антенны должен включать расчет шумов и КПД каждого из этих элементов*.

Общие вопросы теплового излучения антенн рассмотрены в работах [2-4, 7]. В [7] из термодинамических соображений получено выражение для спектральной плотности мощности собственных шумов на согласованной нагрузке любой антенны (при условии равномерного нагрева материала антенны до температуры T):

$$P_{\text{шн}} = (1 - \eta) kT/2\pi. \quad (1)$$

Выражение (1) включает величину КПД η без определения характера связи этой величины (и, следовательно, $P_{\text{шн}}$) с конструктивными и электрическими характеристиками антенны.

В работах [2-4] электродинамически рассмотрено тепловое излучение нагретых тел. В [3] показано, что спектральная плотность среднего квадрата ЭДС ϵ_{ω}^2 в каком-либо сечении антенны, находящейся в поле излучения тел с температурой T , может быть получена, если известно решение задачи о поле δ -записываемой антенны в присутствии этих нагретых тел:

$$\epsilon_{\omega}^2 = \frac{8}{2\pi |I_0|^2} \int k T dQ_0, \quad (2)$$

где I_0 — ток на входе антенны при возбуждении сосредоточенной ЭДС, dQ_0 — джоулевы потери антенного поля в элементе объема dV нагретого тела.

* Шумы и КПД соединительной линии известны и потому здесь не рассматриваются.

того тела. В частности, в [3] и [4] получены выражения для ε_{ω}^2 в любом сечении металлической антенны от теплового излучения ее пассивных составляющих.

Для практических применений необходимо рассчитать шумы и КПД вибратора, а также получить связь шумов и КПД, обусловленных пассивными составляющими антенны (не обязательно хорошо проводящими), с характеристиками антенны. Последнее может быть сделано термодинамически. В частности, из термодинамического рассмотрения можно получить и выражение (2) без использования теоремы взаимности и введения хаотического стороннего теплового поля.

Следует показать, хотя это почти очевидно, что термодинамическое выражение (1) совпадает с электродинамическим, рассчитанным на основе (2) при $T = \text{const}$.

Выражение (1) может быть использовано не только для измерения КПД (как это предложено в [7]), но и для расчета КПД антенны, обусловленного различными ее элементами, путем расчета мощности шума на выходе антенны от теплового излучения этих элементов:

$$\gamma_i = 1 - 2\pi P_{\text{шп}}/kT. \quad (3)$$

Таким образом, расчет γ_i может быть сведен к расчету $P_{\text{шп}}$, который для хорошо проводящих тел разработан в [3] и [4].

Эти вопросы рассмотрены в настоящей статье, причем методической основой рассмотрения явились результаты указанных выше работ, а также теория тонких антенн [5, 6].

1. ШУМЫ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ВИБРАТОРА

a) Электродинамический расчет шумов вибратора. Будем считать вибратор цилиндрическим и тонким, т. е. положим $\ln(2L/a) \gg 1$, где $2L$ —длина, a —радиус сечения вибратора. Спектральная плотность мощности собственных шумов на согласованной нагрузке $z_n = z_a^*$, подключенной в точке $s_0 = 0$ вибратора, равна (см. [8]):

$$P_{\text{шв}} = I_{\omega}^2(0) |z_a|^2 / 4R_a, \quad (1.1)$$

где $z_a = R_a + jX_a$ —входное сопротивление вибратора, т. е. отношение сторонней ЭДС $\varepsilon_{\text{ст}}$ к току в месте приложения ЭДС, $I_{\omega}^2(0)$ —спектральная плотность среднего квадрата тока в месте подключения нагрузки при коротком замыкании зажимов вибратора. Выражение (1.1) непосредственно следует из рис. 1. Распределение тока в вибраторе дается следующими формулами (см. [2, 5]):

на нерезонансных частотах ($2kL \neq n\pi$; $n=1, 2, 3, \dots$)

$$I_{\omega}^2(s) = \frac{c^2 \chi^2}{2 \sin^2(2kL)} \int_{-L}^{+L} \frac{\Theta \rho_1}{\pi} \varphi^2(s, x) dx, \quad (1.2)$$

где $\varphi(s, x) = \cos[k(s+x)] - \cos[2kL - k|s-x|]$, $\chi = 1/2 \ln(ka)$ —логарифмический параметр малости теории тонких антенн, ρ_1 —активное погонное сопротивление, $\Theta = kT$, где k —постоянная Больцмана, T —температура материала вибратора; на резонансных частотах ($2kL = n\pi$; $n=1, 3, 5, \dots$ *)

$$I_{\omega}^2(s) = \frac{2 \cos^2(ks)}{|z_a|^2} \int_{-L}^{+L} \frac{\Theta \rho_1}{\pi} \cos^2(kx) dx. \quad (1.3)$$

* Случай четного n не рассматривается, так как при этом ЭДС (или нагрузка) подключена в узле тока и z_a в нашем определении теряет смысл

Из (1.1), (1.2) и (1.3) получаем выражение для спектральной плотности мощности шумов вибратора на согласованной нагрузке: на нерезонансных частотах

$$P_{\omega \text{ в н}} = \frac{c^2 \chi^2}{\sin^2(2kL)} \frac{|z_a|^2}{4R_a} \int_{-L}^{+L} \frac{\Theta \rho_1}{2\pi} \varphi^2(0, x) dx; \quad (1.4)$$

на резонансных частотах

$$P_{\omega \text{ в р}} = \frac{1}{R_a} \int_{-L}^{+L} \frac{\Theta \rho_1}{2\pi} \cos^2(kx) dx. \quad (1.5)$$

При равномерном нагреве вибратора и при $\rho_1 = \text{const}$ из (1.4) и (1.5) следует, что

$$P_{\omega \text{ в н}} = \frac{c^2 \chi^2}{\sin^2(2kL)} \frac{|z_a|^2}{4R_a} \frac{\Theta \rho_1}{2\pi} \int_{-L}^{+L} \varphi^2(0, x) dx; \quad (1.6)$$

$$P_{\omega \text{ в р}} = \frac{1}{2} \frac{R_\sigma}{R_a} \frac{\Theta}{2\pi},$$

где $R_\sigma = \rho_1 2L$ — активная составляющая z_σ -импеданса прямого цилиндрического провода длины $2L$ и радиуса поперечного сечения a . В случае сильного скин-эффекта ($\delta = c/\sqrt{2\pi\mu\omega\sigma} \ll a$)

$$z_\sigma = \frac{2L}{ca} \sqrt{\frac{j\mu\omega}{\pi\sigma}}, \quad R_\sigma = \frac{2L}{ca} \sqrt{\frac{\mu\omega}{2\pi\sigma}} = 2L \frac{\rho}{2\pi a \delta}, \quad (1.7)$$

где $\rho = 1/\sigma$ — удельное сопротивление вибратора.

Из (1.6) видно, что при равномерном нагреве вибратора $P_{\omega \text{ в н}}$ пропорциональна величине $\Theta/2\pi$. С другой стороны, как показано в [7], из термодинамических соображений следует, что $P_{\omega \text{ в н}} = \frac{\Theta}{2\pi} (1 - \eta_1)$,

где η_1 — КПД вибратора. Ниже мы покажем, что коэффициенты при $\Theta/2\pi$ в (1.6) действительно выражают потери в вибраторе, т. е. равны $1 - \eta_1$.

б) Шумы вибратора и КПД. По определению, КПД вибратора равен

$$\eta_1 = R_\lambda / R_a, \quad (1.8)$$

где $R_a = R_\lambda + R_n$ (R_λ — сопротивление излучения вибратора, R_n — сопротивление потерь). Согласно [6], входное сопротивление тонкой антенны равно

$$z_a = N |\psi(s_0)|^{-2}, \quad (1.9)$$

где $N = P + jQ$ — характеристическое сопротивление антенны, $\psi(s)$ — безразмерная функция распределения тока вдоль антенны, s_0 — точка приложения ЭДС ($s_0 = 0$). В [6] показано, что в случае конечной проводимости вибратора в N появляется дополнительный член, равный

$$N_n = z_\sigma \frac{1}{2L} \int_{-L}^{+L} |\psi(s)|^2 ds. \quad (1.10)$$

Активная составляющая N_n определяет потери в вибраторе. Из (1.10), (1.9) и (1.7) имеем:

$$R_n = \frac{\rho}{2\pi a \delta} \frac{1}{|\psi(0)|^2} \int_{-L}^{+L} |\psi(s)|^2 ds. \quad (1.11)$$

Согласно (1.8) и (1.11), КПД вибратора равен:

$$\eta_{11} = \left[1 + \frac{1}{R_{\Sigma}} \frac{\rho}{2\pi a \delta} \frac{1}{|\psi(0)|^2} \int_{-L}^{+L} |\psi(s)|^2 ds \right]^{-1}. \quad (1.12)$$

Учитывая, что $R_{\Sigma} = R_a \eta_{11}$, а $\rho/2\pi a \delta = \rho_1$, из (1.12) получаем:

$$\eta_{11} = 1 - \frac{\rho_1}{R_a} \frac{1}{|J(0)|^2} \int_{-L}^{+L} |J(s)|^2 ds, \quad (1.13)$$

где $J(s)$ — ток, распределенный по вибратору. Как следует из теории тонких антенн (см. [2, 5]), на нерезонансных частотах

$$J(s) = -\frac{j c \chi}{2 \sin(2kL)} \int_{-L}^{+L} \varepsilon_{cr}(x) \varphi(s, x) dx; \quad (1.14)$$

на резонансных частотах

$$J(s) = I_0 \cos(ks). \quad (1.15)$$

Рассматривая сосредоточенную ЭДС $\varepsilon_{cr}(s) = \varepsilon_0 \delta(s)$, из (1.13), (1.14) и (1.15) получаем:

на нерезонансных частотах

$$\begin{aligned} \eta_{11n} = 1 - \frac{\rho_1}{R_a} \frac{\varepsilon_0^2}{|J(0)|^2} \frac{c^2 \chi^2}{4 \sin^2(2kL)} \int_{-L}^{+L} \varphi^2(s, 0) ds = 1 - \\ - \frac{\rho_1 |z_a|^2 c^2 \chi^2}{4 R_a \sin^2(2kL)} \int_{-L}^{+L} \varphi^2(s, 0) ds; \end{aligned} \quad (1.16)$$

на резонансных частотах

$$\eta_{1p} = 1 - \rho_1 L / R_a = 1 - R_o / 2R_a. \quad (1.17)$$

Из сопоставления (1.16) и (1.17) с (1.6) следует, что коэффициент при $kT/2\pi$ в выражении для $P_{\omega v}$ действительно равен $1 - \eta_{11} = \gamma_1$ (где γ_1 — потери в вибраторе), т. е. электродинамическое и термодинамическое рассмотрение шумов на выходе вибратора приводит, как и следовало ожидать, к одинаковым результатам в случае равномерного нагрева вибратора.

Проведя интегрирование в (1.16), получим следующее выражение для η_{11} через:

$$\eta_{11 \text{ через}} = 1 - \frac{\rho L}{2\pi a \delta R_a} \frac{2 - (kL)^{-1} \sin(2kL)}{1 - \cos(2kL)}.$$

Таким образом, спектральная плотность мощности шумов вибратора на согласованной нагрузке и КПД вибратора равны

$$P_{\omega_v} = \frac{\rho L}{2\pi a \delta R_a} A \frac{kT}{2\pi};$$

$$\eta_1 = 1 - \frac{\rho L}{2\pi a \delta R_a} A,$$
(1.18)

где

$$A = \begin{cases} \frac{2 - (kL)^{-1} \sin(2kL)}{1 - \cos(2kL)} & \text{при } 2kL \neq n\pi \ (n = 1, 2, 3, \dots) \\ 1 & \text{при } 2kL = n\pi \ (n = 1, 3, 5, \dots) \end{cases}.$$

Если длина вибратора отличается от резонансной на величину ΔL , то в (1.18) в качестве A фигурирует величина

$$A_{\Delta L} = \frac{2 + (kL)^{-1} \sin(2k\Delta L)}{1 + \cos(2k\Delta L)},$$

или при $\Delta L \ll \lambda/4\pi$

$$A_{\Delta L} = 1 + \Delta L/L.$$

В случае неравномерного нагрева или неравномерного распределения сопротивления по вибратору (например, при нецилиндрическом вибраторе) значения P_{ω_v} определяется выражениями (1.4) и (1.5). В таблице 1 приводятся значения потерь γ_1 и шумовой температуры T_a антенны, представляющей собой стальной полуволновой вибратор, нагретый до температуры $T=300^\circ\text{K}$ ($\rho=0,092 \text{ ом} \cdot \text{мм}^2 \cdot \text{м}^{-1}$; $\sigma=10^{17} \text{ CGSE}$; $\delta = 1,5/\sqrt{\nu} \text{ см}$).

Таблица 1

λ (см)	a (мм)	γ_1 (%)	T_a ($^\circ\text{K}$)
200	10	0,1	0,3
10	1	0,2	0,6
3	1	0,3	0,9
1	0,5	0,4	1,2

2. ШУМЫ СЛОЖНЫХ АНТЕНН

а) Шумы пассивных элементов антенной системы (термодинамическое рассмотрение). Рассмотрим антенну, находящуюся в полости, нагретой до температуры $T_n(\vartheta, \varphi)$ (начало координат выбираем в точке расположения облучателя антенны и считаем, что все характерные расстояния много больше длины волны λ). Излучение элемента поверхности ds полости на расстоянии r от антенны в направлении ϑ_0, φ_0 улавливается антенной в телесном угле σ/r^2 , где $\sigma = (\lambda^2/4\pi) D(\vartheta_0, \varphi_0) \eta$ — эффективная площадь улавливания антенны в направлении ϑ_0, φ_0 , $D(\vartheta_0, \varphi_0)$ — КНД в направлении ϑ_0, φ_0 , η — КПД антенной системы. Спектральная плотность мощности на согласованной нагрузке антенны при этом равна*

$$d\omega_1 = \frac{kT_n(\vartheta_0, \varphi_0)}{\lambda^2} \frac{\sigma}{r^2} ds = kT_n(\vartheta_0, \varphi_0) \frac{D(\vartheta_0, \varphi_0)}{4\pi} \eta d\Omega, \quad (2.1)$$

* Ниже рассматривается спектральная плотность мощности по ν , а не по ω .

где $d\Omega$ — телесный угол элемента поверхности ds , видимый из антенны. Заметим, однако, что спектральная плотность мощности на нагрузке обусловлена не только излучением полости, но и собственными шумами системы, связанными с потерями энергии в пассивных элементах антенны, в вибраторах и соединительных линиях (включая шумы земли в случае ее влияния на диаграмму). При приеме излучения того же участка поверхности полости ds пассивными элементами (ds_n) поглощается мощность, спектральная плотность которой равна

$$kT_n(\vartheta_0, \varphi_0) \alpha \frac{A(\vartheta_0, \varphi_0)}{4\pi} d\Omega ds_n = kT_n(\vartheta_0, \varphi_0) \alpha \frac{F^2(\vartheta_0, \varphi_0)}{\int F^2 d\Omega} d\Omega ds_n,$$

где α — коэффициент поглощения, F^2 — диаграмма поглощения (излучения) по мощности пассивных элементов. При термодинамическом равновесии антенны с полостью ($T_n = T_0$, где T_0 — температура материала антенны) пассивными элементами излучается мощность, равная поглощенной. При этом спектральная плотность мощности на согласованной нагрузке антенны в случае одного облучателя

$$dw_2 = \int \left[kT_0 \frac{A(\vartheta_0, \varphi_0)}{4\pi} \alpha d\Omega \right] \frac{A(\pi - \vartheta, \pi - \varphi)}{4\pi} \lambda^2 \frac{D_1(\vartheta, \varphi)}{4\pi} \gamma_{11} \gamma_{12} d\Omega_n, \quad (2.2)$$

где $D_1(\vartheta, \varphi)$ — КНД облучателя, $d\Omega_n$ — телесный угол пассивного элемента, видимый из точки расположения облучателя, γ_{11} и γ_{12} — соответственно КПД облучателя и соединительной линии от облучателя к нагрузке.

Спектральная плотность мощности на нагрузке, обусловленная шумом вибратора и соединительной линии, равна (см. [7])

$$w_3 = kT_0 (1 - \gamma_{11} \gamma_{12}). \quad (2.3)$$

Из (2.1)–(2.3) получаем (при условии термодинамического равновесия) выражение для спектральной плотности мощности на нагрузке антенны при приеме излучения элемента поверхности полости под углом ϑ_0, φ_0 :

$$dP_{\text{вн}} = kT_0 \left\{ \left[\frac{D(\vartheta_0, \varphi_0)}{4\pi} \eta + \frac{A(\vartheta_0, \varphi_0)}{4\pi} \gamma_{11} \gamma_{12} \int \alpha \frac{A(\pi - \vartheta, \pi - \varphi)}{4\pi} \lambda^2 \frac{D_1(\vartheta, \varphi)}{4\pi} d\Omega_n \right] d\Omega + 1 - \gamma_{11} \gamma_{12} \right\}. \quad (2.4)$$

Учитывая, что $\int D d\Omega = \int A d\Omega = 4\pi$, из (2.4) получаем выражение полной спектральной плотности мощности на согласованной нагрузке антенны, помещенной в абсолютно черную полость температуры T_0 :

$$P_{\text{вн}} = kT_0 \left\{ \eta + \gamma_{11} \gamma_{12} \int \alpha \lambda^2 \frac{A(\pi - \vartheta, \pi - \varphi)}{4\pi} \lambda^2 \frac{D_1(\vartheta, \varphi)}{4\pi} d\Omega_n + 1 - \gamma_{11} \gamma_{12} \right\}. \quad (2.5)$$

С другой стороны, очевидно, что при термодинамическом равновесии антенны с абсолютно черной полостью температуры T_0 спектральная плотность мощности на согласованной нагрузке

$$P_{\text{вн}} = kT_0. \quad (2.6)$$

Учитывая, что $\eta = \gamma_{\text{ин}} \gamma_{11} \gamma_{12}$, где $\gamma_{\text{ин}}$ — КПД, обусловленный потерями в пассивных элементах антенны, из (2.5) и (2.6) получаем:

$$P_{\text{шн}} = kT_0 \int \alpha \lambda^2 \frac{A(\pi - \vartheta, \pi - \varphi)}{4\pi} \lambda^2 \frac{D_1(\vartheta, \varphi)}{4\pi} d\Omega_{\text{п}} \gamma_{11} \gamma_{12};$$

$$\gamma_{11} = \left\{ 1 - \int \alpha \lambda^2 \frac{A(\pi - \vartheta, \pi - \varphi)}{4\pi} \lambda^2 \frac{D_1(\vartheta, \varphi)}{4\pi} d\Omega_{\text{п}} \right\},$$
(2.7)

где $P_{\text{шн}}$ — спектральная плотность мощности шумов на согласованной нагрузке антенны от теплового излучения ее пассивных элементов. Выражения (2.7), полученные термодинамически, могут быть получены и путем электродинамического рассмотрения.

б) *Шумы пассивных элементов антенной системы (электродинамическое рассмотрение)*. Величина dQ_0 , входящая в (2), равна произведению потока мощности J_0 через единичную площадку нагретого тела на эффективную площадь поглощения этой площадкой $d\sigma$. Поток мощности через единичную площадку на расстоянии r от антенны равен

$$J_0 = \frac{1}{2} R_{\Sigma} |I_0|^2 \frac{1}{4\pi r^2} D(\vartheta, \varphi).$$
(2.8)

При рассмотрении потерь в пассивных элементах в (2.8) вместо R_{Σ} и D должны использоваться значения R_{Σ_1} и D_1 — характеристики антенны без учета влияния пассивных элементов. Эффективная площадь поглощения пассивными элементами антенны равна

$$d\sigma_{\text{п}} = \alpha \lambda^2 \frac{A(\pi - \vartheta, \pi - \varphi)}{4\pi} d\sigma_{\text{п}},$$
(2.9)

где $d\sigma_{\text{п}}$ — элемент поверхности. Учитывая, что полость является абсолютно черной, а мощность, поглощаемая в соединительной линии и вибраторе, есть

$$\omega_{\text{п}} = \frac{1}{2} R_{\Sigma_1} |I_0|^2 \frac{1 - \gamma_{11}\gamma_{12}^*}{\gamma_{11}\gamma_{12}},$$
(2.10)

из (2) и (2.8)—(2.10) получаем:

$$\varepsilon_{\text{в}}^2 = 4kR_{\Sigma} \int T_{\text{п}}(\vartheta, \varphi) \frac{D(\vartheta, \varphi)}{4\pi} d\Omega + 4kR_{\Sigma_1} T_0 \int \frac{D_1(\vartheta, \varphi)}{4\pi} \times$$

$$\times \alpha \lambda^2 \frac{A(\pi - \vartheta, \pi - \varphi)}{4\pi} d\Omega_{\text{п}} + 4kR_{\Sigma_1} T_0 \frac{1 - \gamma_{11}\gamma_{12}}{\gamma_{11}\gamma_{12}}.$$
(2.11)

Вводя обозначения

$$T_{\Sigma} = \int T_{\text{п}} \frac{D(\vartheta, \varphi)}{4\pi} d\Omega;$$

$$R_{\text{п}} = R_{\Sigma_1} \left\{ \int \frac{D_1(\vartheta, \varphi)}{4\pi} \alpha \lambda^2 \frac{A(\pi - \vartheta, \pi - \varphi)}{4\pi} d\Omega_{\text{п}} + \frac{1 - \gamma_{11}\gamma_{12}}{\gamma_{11}\gamma_{12}} \right\}$$
(2.12)

* Выражение (2.10) получено следующим образом: поскольку $\omega_{\text{п}} = \frac{1}{2} R_{\text{п}1} |I_0|^2$, где $R_{\text{п}1}$ — сопротивление потерь в вибраторах и соединительной линии, и по определению

$$\gamma_{11}\gamma_{12} = \frac{R_{\Sigma_1}}{R_{\Sigma_1} + R_{\text{п}1}}, \quad \text{то } R_{\text{п}1} = R_{\Sigma_1} \frac{1 - \gamma_{11}\gamma_{12}}{\gamma_{11}\gamma_{12}}.$$

для средней температуры полости и сопротивления потерь антенны, из (2.11) и (2.12) получаем:

$$\varepsilon_v^2 = 4k(R_\Sigma + R_n) \left[\frac{R_\Sigma}{R_\Sigma + R_n} T_\Sigma + \frac{R_n}{R_\Sigma + R_n} T_0 \right]. \quad (2.13)$$

Спектральная плотность мощности на согласованной нагрузке антенны z_n ($R_n = R_a = R_\Sigma + R_n$) равна

$$P_{\text{вн}} = k \left(\frac{R_\Sigma}{R_\Sigma + R_n} T_\Sigma + \frac{R_n}{R_\Sigma + R_n} T_0 \right). \quad (2.14)$$

Учитывая, что $\eta = R_\Sigma / (R_\Sigma + R_n)$, из (2.14) получаем:

$$P_{\text{вн}} = k [\eta T_\Sigma + (1 - \eta) T_0]. \quad (2.15)$$

Выражение (2.15) совпадает с соответствующим выражением, полученным в [7]. Так как $R_{\Sigma 1} / R_\Sigma = \eta_1 \eta_2 / \eta$, $\eta = \eta_{11} \eta_1 \eta_2$, то из (2.12) и (2.11) следует:

$$\eta_{11} = \left\{ 1 - \int \alpha \frac{A(\pi - \vartheta, \pi - \varphi)}{4\pi} \lambda^2 \frac{D_1(\vartheta, \varphi)}{4\pi} d\Omega_n \right\}; \quad (2.16)$$

$$P_{\text{вн}} = kT_0 \eta_1 \eta_2 \int \alpha \frac{A(\pi - \vartheta, \pi - \varphi)}{4\pi} \lambda^2 \frac{D_1(\vartheta, \varphi)}{4\pi} d\Omega_n.$$

Выражения (2.16) совпадают с (2.7).

Потери в антенне из-за пассивных элементов γ_n определяются соотношением

$$\gamma_n = \int \alpha \frac{A(\pi - \vartheta, \pi - \varphi)}{4\pi} \lambda^2 \frac{D_1(\vartheta, \varphi)}{4\pi} d\Omega_n. \quad (2.17)$$

Выражение (2.17) физически очевидно: потери в антенне из-за поглощения в пассивных элементах антенной системы определяются мощностью, падающей на эти элементы (поскольку в (2.17) входит КНД вибратора), и характеристикой поглощения этими элементами (в (2.17) входит коэффициент поглощения α и диаграмма поглощения A).

Как сказано ранее, для конкретных расчетов потерь в пассивных составляющих иногда может быть удобнее общее выражение, получающееся из (1) или (2.7), согласно которому потери равны деленной на $kT_0 \eta_1 \eta_2$ спектральной плотности мощности излучения этих элементов на согласованной нагрузке антенны:

$$\gamma_n = P_{\text{вн}} / kT_0 \eta_1 \eta_2. \quad (2.18)$$

В случае металлических антенн значения $P_{\text{вн}}$ могут быть получены на основе расчета теплового излучения хорошо проводящих тел, проведенного в [3] и [4], где приведены выражения для $|E|^2$ и $|H|^2$ вблизи излучающих тел и в волновой зоне и выражение для ε_v^2 в любом сечении антенны. В частности, в [3] показано, что спектральная плотность среднего квадрата ЭДС ε_v^2 в любом сечении антенны от теплового излучения хорошо проводящего тела температуры T_0 равна

$$\varepsilon_v^2 = \frac{4kT_0}{c} 4\xi B \eta_1 \eta_2, \quad (2.19)$$

где $\xi = (1/2) \sqrt{v/\sigma}$, а B — безразмерный коэффициент, зависящий от взаимного расположения вибратора и излучающего тела, геометрии тела и длины волны. Значения B для вибратора в фокусе параболического зеркала, в центре сферического зеркала и над проводящей плоскостью приведены в [3]. Из (2.19) следует, что

$$P_{\text{шн}} = \frac{kT_0}{cR_a} 4\xi B \gamma_{\text{ш1}} \gamma_{\text{ш2}}; \quad (2.20)$$

$$\gamma_{\text{ш}} = \frac{4\xi}{cR_a} B. \quad (2.21)$$

Считая $R_a = 75 \text{ ом} = 75 \cdot 1,1 \cdot 10^{-12} \text{ CGSE}$, из (2.21) получаем:

$$\gamma_{\text{ш}} = 1,6\xi B. \quad (2.22)$$

В таблице 2 приведены значения потерь антенны $\gamma_{\text{ш}}$ за счет поглощения энергии в стальном зеркале и значения шумовой температуры антенны T_a от излучения зеркала, нагретого до 300°K (при этом B принималось равным 1,25).

Т а б л и ц а 2

λ (см)	$\gamma_{\text{ш}}$ (%)	T_a (°K)
200	$0,4 \cdot 10^{-2}$	0,012
100	$0,6 \cdot 10^{-2}$	0,018
10	$1,8 \cdot 10^{-2}$	0,06
3	$3 \cdot 10^{-2}$	0,09
1	0,06	0,18
0,5	0,1	0,3

Заметим, что применение отражающего диска, расположенного за вибратором, увеличивает потери и соответственно мощность шума примерно в 1,5 раза.

в) *Шумы, связанные с излучением земли.* Эти шумы рассчитываются по формуле (2.16), где в качестве характеристики поглощения землей можно использовать коэффициенты Френеля:

$$P_{\text{вз}} = kT_0 \int_{\theta < 0} \frac{D(\vartheta, \varphi)}{4\pi} (1 - R) d\Omega. \quad (2.23)$$

Коэффициент при kT_0 равен потерям в антенной системе, связанным с влиянием земли. Последние определяются интегралом по части диаграммы антенны в свободном пространстве, пересекающей поверхность земли, с весовой функцией, равной $1 - R$.

Выражение для КПД антенны, связанного с влиянием земли, может быть сведено к общему выражению для КПД антенны:

$$\eta_{\text{ш}} = P_{\text{изл}}/P_{\text{полв}}. \quad (2.24)$$

Действительно, из (2.23) имеем:

$$\begin{aligned} \eta_{\text{ш}} &= 1 - \int \frac{D(\vartheta, \varphi)}{4\pi} (1 - R) d\Omega = 1 - \frac{1}{\int F^2 d\Omega} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\pi/2}^0 d\vartheta \cos \vartheta F^2(\vartheta, \varphi) (1 - R) = \\ &= 1 - \frac{1}{\int F^2 d\Omega} \int_0^{2\pi} d\varphi \left[\int_{-\pi/2}^0 F^2 \cos \vartheta d\vartheta + \int_0^{\pi/2} F^2 \cos \vartheta d\vartheta \right] - \left[\int_0^{\pi/2} F^2 \cos \vartheta d\vartheta + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \left. + \int_{-\pi/2}^0 RF^2(\vartheta, \varphi) \cos \vartheta d\vartheta \right\} = 1 - \frac{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \cos \vartheta d\vartheta F^2}{\int F^2 d\Omega} + \\
 & + \frac{1}{\int F^2 d\Omega} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} [F^2(\vartheta, \varphi) + RF^2(-\vartheta, \varphi)] \cos \vartheta d\vartheta = \quad (2.25) \\
 & = \frac{1}{\int F^2 d\Omega} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} [F^2(\vartheta, \varphi) + RF^2(-\vartheta, \varphi)] \cos \vartheta d\vartheta.
 \end{aligned}$$

Очевидно, что интеграл

$$\int_{\vartheta > 0} [F^2(\vartheta, \varphi) + RF^2(-\vartheta, \varphi)] d\Omega$$

пропорционален $P_{\text{изл}}$, т. е. (2.25) совпадает с (2.24). Значения $1 - R$ для разных длин волн, разных почв и разных углов падения приведены в [9].

Если, например, на землю падает 15% излучаемой мощности и диаграмма пересекает поверхность земли до углов порядка -6° , то при вертикальном облучателе потери в земле составляют 5%, т. е. шумовая температура антенны порядка 15°K .

3. НАВЕДЕННЫЕ ТЕПЛОВЫЕ ШУМЫ В АНТЕННАХ

Этот вопрос рассмотрен в [3], где, как сказано выше, получено выражение (2) для ε_ω^2 . Формула (2) выведена на основе теоремы взаимности и при условии пространственной δ -корреляции стороннего хаотического теплового поля, что ограничивает область ее применения. В то же время формулу (2) можно вывести и термодинамически, на основе закона Кирхгофа. Такой вывод имеет методическое значение и, кроме того, расширяет область применения выражения (2), так как при этом не используется теорема взаимности и не рассматривается хаотическое стороннее тепловое поле.

Рассмотрим тело, имеющее температуру T . Согласно волноводной форме закона Кирхгофа (см. [1]), интенсивность теплового излучения тела на частоте ω равна

$$P_\omega = \frac{2\pi^2 n^2 I_{0\omega}}{k^2} \sum_i A_{\omega i}, \quad (3.1)$$

где $A_{\omega i}$ — энергетические коэффициенты поглощения телом отдельной волны из совокупности взаимно-ортогональных бегущих волн, на которые можно разложить падающее на тело волновое поле, $I_{0\omega}$ — равновесная интенсивность излучения в вакууме, n — показатель преломления, $k = 2\pi/\lambda^*$.

* Как показано в [1], выражение (3.1) справедливо не только в приближении геометрической оптики, но и для тел, размеры которых сравнимы с длиной волны

В случае магнитоактивной среды, как показано в [10], можно написать обобщенный закон Кирхгофа для излучения элемента среды:

$$\epsilon_{\omega} = \epsilon_{\omega}^{(1)} + \epsilon_{\omega}^{(2)} = \chi_{\omega}^{(1)} I_{\omega}^{(1)} + \chi_{\omega}^{(2)} I_{\omega}^{(2)}, \quad (3.2)$$

где $\epsilon_{\omega}^{(1,2)}$, $\chi_{\omega}^{(1,2)}$ — соответственно испускательная и поглощательная способность среды по отношению к обыкновенной (1) и необыкновенной (2) волне; $I_{\omega}^{(1,2)}$ — интенсивность равновесного излучения в среде. Если рассматривать излучение магнитоактивной среды вне этой среды, то для интенсивности ее теплового излучения, согласно (3.1) и (3.2), справедливо следующее выражение:

$$P_{\omega} = \frac{2\pi^2}{k^2} \left\{ I_{\omega}^{(1)} \sum_i A_{\omega i}^{(1)} + I_{\omega}^{(2)} \sum_i A_{\omega i}^{(2)} \right\}.$$

При изотропной внешней среде

$$I_{\omega}^{(1)} = I_{\omega}^{(2)} = \frac{1}{2} n^2 I_{0\omega}; \quad l_{0\omega} = \frac{\Theta k^2}{4\pi^3}$$

и, следовательно,

$$P_{\omega} = \frac{n^2 \Theta}{2\pi} \frac{1}{2} \left\{ \sum_i A_{\omega i}^{(1)} + \sum_i A_{\omega i}^{(2)} \right\}. \quad (3.3)$$

При приеме этого излучения любым телом (антенной) с эффективной площадью $\lambda^2 B_{\omega i}$ * спектральная плотность мощности, поглощаемой этим телом, равна

$$P_{\omega n} = \sum_i P_{\omega n i} = \sum_i \frac{n^2}{2\pi} \frac{1}{2} \int \Theta (A_{\omega i}^{(1)} + A_{\omega i}^{(2)}) \lambda^2 B_{\omega i} d\Omega. \quad (3.4)$$

Если принимающее излучение тело является антенной, то ϵ_{ω}^2 на согласованной нагрузке этой антенны равна

$$\sum_i \epsilon_{\omega i}^2 = \sum_i 4 R_{\Sigma i} P_{\omega n i}, \quad (3.5)$$

где $R_{\Sigma i}$ — сопротивление излучения антенны на i -ой волне.

Рассмотрим теперь эту антенну в качестве передающей, возбуждаемой сосредоточенной ЭДС с током на входе, равным $I_{\omega 0}$. Излучаемая антенной мощность на i -ой волне равна

$$P_{\omega i \text{ изл}} = \frac{1}{2} |I_{\omega 0}|^2 R_{\Sigma i};$$

откуда

$$R_{\Sigma i} = 2 P_{\omega i \text{ изл}} |I_{\omega 0}|^{-2}. \quad (3.6)$$

Подставляя $P_{\omega n i}$ из (3.4) и $R_{\Sigma i}$ из (3.6) в (3.5), получаем:

$$\epsilon_{\omega}^2 = \frac{8n^2}{2\pi |I_{\omega 0}|^2} \frac{1}{2} \sum_i \int \Theta P_{\omega i \text{ изл}} \lambda^2 B_{\omega i} (A_{\omega i}^{(1)} + A_{\omega i}^{(2)}) d\Omega. \quad (3.7)$$

Очевидно, что $\sum_i P_{\omega i \text{ изл}} \lambda^2 B_{\omega i} A_{\omega i}^{(1,2)} d\Omega = dQ_{\omega}^{(1,2)}$ — поглощение на обыкно-

* Эффективная площадь $B_{\omega i}$ имеет такой же вид, как и $A_{\omega i}$: $B_{\omega i} = F^2(\theta, \varphi) / \int F^2(\theta, \varphi) d\Omega$, где $F^2(\theta, \varphi)$ — диаграмма направленности антенны по мощности для данной i -ой волны.

венной и необыкновенной волне излучаемой антенной мощности в элементе тела, видимом в телесном угле $d\Omega$. Учитывая это, из (3.7) получаем:

$$\varepsilon_{\omega}^2 = \frac{8n^2}{2\pi |I_{\omega 0}|^2} \frac{1}{2} \left\{ \int \Theta dQ_{\omega}^{(1)} + \int \Theta dQ_{\omega}^{(2)} \right\}. \quad (3.8)$$

При изотропном излучающем теле и $n = 1$ (3.8) переходит в (2).

Обозначая $\frac{1}{2} (dQ_{\omega}^{(1)} + dQ_{\omega}^{(2)})$ через dQ_{ω} , получаем из (3.8) выражение, совпадающее по виду с (2), т. е. при расчете dQ_{ω} надо учитывать, что джоулевы потери в магнитоактивном теле определяются потерями на обоих типах волн.

Автор благодарен В. С. Троицкому за постановку задачи и обсуждение настоящей работы, а также М. Л. Левину и В. А. Разину за обсуждение статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. Рытов, Теория электрических флюктуаций и теплового излучения, изд. АН СССР, М., 1953.
2. М. Л. Левин, С. М. Рытов, ЖТФ, 25, 323 (1955).
3. М. Л. Левин, ЖТФ, 25, 2313 (1955).
4. М. Л. Левин, ЖЭТФ, 31, 302 (1956).
5. М. А. Леонтович, М. Л. Левин, ЖТФ, 14, 481 (1944).
6. М. Л. Левин, Изв. АН СССР, сер. физ., 21, 118 (1947).
7. В. С. Троицкий, Радиотехника и электроника, 1, 601 (1956).
8. Аарони, Антенны, изд. Сов. радио, М., 1951.
9. Б. А. Введенский и А. Г. Аренберг, Распространение УКВ, ГИТТЛ, М., 1938.
10. Ф. В. Бункин, ЖЭТФ, 32, 811 (1957).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
9 октября 1959 г.