УДК 537.811

М. Л. Левин
С. М. Рытов

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК БЛИЖНЕГО ТЕПЛОВОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

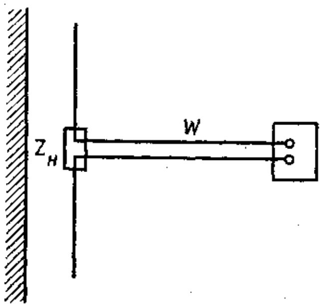
Введение. Электромагнитное тепловое поле нагретых тел содержит кроме волновой части (излучения) еще и квазистационарное (ближнее) поле [1, 2]. Последнее представляет собой сумму ближних полей случайных источников (флуктуаций токов и зарядов) в материале тела. На любой частоте ω при расстояниях от поверхности тела $a \ll \lambda = 2\pi c/\omega$ средний квадрат напряженности ближнего электрического поля возрастает с уменьшением a как $1/a^2$ и, если радиус корреляции *микро*полей считается равным нулю, возрастает неограниченно. Тем самым малые или тонкие полости внутри тела, равно как и тонкие зазоры между контактирующими телами, заполнены в основном ближним полем. Его наличие проявляется в пондеромоторных (вандерваальсовых) силах сцепления [3, 2]; оно же обусловливает флуктуации квазистационарных систем, в частности в электрических цепях с сосредоточенными параметрами (сил токов, напряжений и т. п.), описываемых формулой Найквиста.

Уже в [1] было указано на принципиальный интерес непосредственного обнаружения ближнего поля вне нагретого тела при помощи радиотехнических измерителей в отличие от косвенного его наблюдения в таких явлениях, как силы сцепления. Заметим также, что последние дают *интегральный* (по частотам ω) эффект, тогда как радиометоды позволяют использовать спектральную селективность. В данной работе рассматривается одно из таких радиоустройств и выясняется возможность указанного эксперимента. Ясно при этом, что для сопоставления результатов измерения с теорией последняя должна строиться с учетом обратного влияния тела на характеристики применяемого «радиозонда».

В качестве «зонда» берется прямолинейный вибратор, связанный при помощи фидера с *согласованным* приемником (рис. 1). Вибратор параллелен плоской границе тела и удален от нее на расстояние a. Нас интересует средний квадрат напряжения $|V|^2$ на входе приемника. Наиболее прямой путь для получения $|V|^2$ дают формулы, полученные в [2] на основе теоремы взаимности.

В § 1 проведен расчет $|V|^2$. В § 2 общая формула применяется к случаю достаточно малых расстояний a. Последний параграф содержит обсуждение результатов. Мы предполагаем, что скин-эффект достаточно сильно выражен на рассматриваемых частотах, так что малые a все же значительно превышают глубину проникновения d. Именно поэтому мы будем называть плоскую границу тела, создающего тепловое поле, «экраном».

§ 1. Мощность флуктуационного поля, поступающая в приемник. Если линия передачи согласована с приемником, то поступающая в него мощность флуктуационного поля совпадает, очевидно, с потоком энергии этого поля, уносимым от антенны вдоль неограниченного фидера. Спектральная плотность этого потока J_ω в соответствии с общей теорией (волноводная форма закона Кирхгофа [2]) дается формулой



$$J_\omega = \frac{1}{2\pi}(\Theta_0 A_0 + \Theta_п A_п + \Theta_э A_э),$$

где Θ_0, $\Theta_п$, $\Theta_э$ — энергетические температуры ($\Theta = kT$) среды в пространстве перед экраном, провода вибратора и экрана, а A_m ($m=0$, п, э) — соответствующие коэффициенты поглощения, описывающие работу антенны в передающем режиме, когда она возбуждается волной, приходящей по фидеру, и является по отношению к нему конечной нагрузкой с импедансом

$$Z_н = Z_0 + Z_п + Z_э.$$

Здесь $Z_0 = R_0 + iX_0$ — входной импеданс идеально проводящего вибратора в присутствии идеально проводящего экрана, $Z_п = R_п + iX_п$ — эффективный импеданс, обусловленный конечной проводимостью вибратора, а $Z_э = R_э + iX_э$ — эффективный импеданс, обусловленный конечной проводимостью экрана. Заметим, что в приближении сильного скин-эффекта $Z_п = (1+i)R_п$ и $Z_э = (1+i)R_э$.

Пусть фидер не обладает потерями и его волновое сопротивление равно W. Тогда

$$A_m = \frac{4WR_m}{|W + Z_н|^2}$$

и, следовательно,

$$J_\omega = \frac{2}{\pi}\,\frac{W}{|W+Z_н|^2}\sum_m \Theta_m R_m \quad (m = 0,\ п,\ э). \tag{1}$$

Если радиус провода вибратора b мал по сравнению с его длиной $2L$, то вибратор обладает резонансными свойствами и в окрестности основного резонанса $\lambda_{рез} \approx 4L$ ($\omega_{рез} \approx \pi c/2L$) полный импеданс $Z_н$ имеет вид (см., например, формулу (12.6) в [2])

$$Z_н = R_н + iX_н = R_н + i\,\frac{2L}{c^2\chi}(\omega - \omega_{рез}),$$

где $\chi = 1/2\ln(L/b)$ — малый параметр теории тонких антенн. Вводя лоренцеву полуширину

$$\Delta = \frac{c^2\chi}{2L}(W + R_н) = \omega_{рез}\,\frac{c\chi}{\pi}(W + R_н), \tag{2}$$

перепишем (1) в виде

$$J_\omega = \frac{2}{\pi}\,\frac{W}{(W+R_н)^2}\,\frac{\Delta^2}{\Delta^2 + (\omega-\omega_{рез})^2}\sum_m \Theta_m R_m, \tag{3}$$

так что для области главного резонанса

$$\Pi = \int J_\omega \, d\omega = \frac{2W\,\Delta}{(W+R_н)^2} \sum_m \Theta_m R_m = \omega_{рез} \frac{2c\chi}{\pi} \frac{W}{W+R_н} \sum_m \Theta_m R_m. \quad (4)$$

В частности, при $W \gg R_н$

$$\Pi \approx \omega_{рез} \frac{2c\chi}{\pi} \sum_m \Theta_m R_m. \quad (5)$$

Так как

$$J_\omega = \frac{|V_\omega|^2}{W}, \quad \Pi = \frac{|V|^2}{W}, \quad (6)$$

выражения (3) и (4) позволяют найти спектральную плотность квадрата напряжения и средний квадрат флуктуационного напряжения на входе приемника. Для их фактического определения надо знать сопротивления R_0, $R_п$ и $R_э$.

§ 2. Расчет сопротивлений. Для тонкого резонансного вибратора распределение тока по длине имеет вид

$$I(s) = I_0 \cos ks, \ |s| \leqslant L = \frac{\lambda}{4}. \quad (7)$$

Поэтому в приближении сильного скин-эффекта ($b \gg d_п$)

$$R_п = \frac{2L}{cb} \zeta'_п, \quad (8)$$

где $\zeta'_п = \frac{1}{2}\sqrt{\omega/2\pi\sigma_п} = \frac{1}{2}\sqrt{f/\sigma_п}$ — вещественная часть поверхностного импеданса провода.

Сопротивление излучения R_0 вибратора, находящегося вблизи идеально проводящей плоскости, есть $R_0 = R_{соб} - R_{нав}$, где $R_{нав}$ обусловлено изображением в экране. Для полуволнового вибратора, параллельного экрану [4],

$$R_{соб} = \frac{1}{c} C(2\pi),$$

$$R_{нав} = \frac{1}{c} [C(\pi\sqrt{1+\alpha^2} + \pi) + C(\pi\sqrt{1+\alpha^2} - \pi) - 2C(\pi\alpha)].$$

Здесь

$$C(x) = \int_0^x \frac{1-\cos t}{t} dt, \ \alpha = \frac{a}{L}.$$

При $\alpha \ll 1$ справедлива приближенная формула

$$R_0 = \frac{\pi^2\alpha^2}{2c}\left[1 - \frac{\alpha^2}{8}\left(\frac{\pi^2}{3} + 1\right)\right], \quad (9)$$

или, если R_0 выражено в Омах[1]:

$$R_0 = 148\,\alpha^2 (1 - 0{,}535\,\alpha^2).$$

[1] При переходе к практическим единицам в формулах для сопротивлений надо заменить 1/c на 30.

Заметим, что даже при $\alpha=0{,}4$ значение R_0, вычисленное по этой формуле, отличается от истинного всего на 0,3%.

Наконец, для нахождения эффективного сопротивления $R_э$, обусловленного неидеальностью экрана, надо вычислить джоулевы потери $Q_э$ поля вибратора в этом экране. В приближении сильного скин-эффекта ($a \gg d_э$)

$$Q_э \equiv \frac{1}{2} R_э I_0^2 = \frac{c\zeta_э'}{8\pi} \int |H_{\tan}|^2 dS, \qquad (10)$$

где $H_{\tan}$ — магнитное поле в плоскости экрана, созданное вибратором и его зеркальным изображением, $\zeta_э' = \frac{1}{2}\sqrt{f/\sigma_э}$ — вещественная часть поверхностного импеданса экрана[2], а интегрирование распространяется на всю плоскость экрана.

В цилиндрической системе координат r, φ, z, вдоль оси которой расположен полуволновой вибратор с распределением тока (7), магнитное поле этого вибратора имеет единственный отличный от нуля компонент

$$H_\varphi = \frac{iI_0}{cr}\left(e^{-ikR_1} + e^{-ikR_2}\right). \qquad (11)$$

Здесь R_1 и R_2 — расстояния от точки наблюдения до концов вибратора. Если начало координат выбрано в средней точке вибратора, то $R_{1,2}^2 = r^2 + (z \pm L)^2$. Из (11) следует, что

$$|H_{\tan}|^2 = \frac{8I_0^2 a^2}{c^2 r^4}\left[1 + \cos k(R_1 - R_2)\right].$$

Так как $dS = r dr dz / \sqrt{r^2 - a^2}$, то согласно (10)

$$R_э = \frac{4\zeta_э'}{\pi c} G, \qquad (12)$$

где[3]

$$G = 2a^2 \int_0^\infty dz \int_a^\infty \left[1 + \cos k(R_1 - R_2)\right] \frac{dr}{r^3\sqrt{r^2 - a^2}}.$$

Переходя от переменной интегрирования z к новой переменной $v = (R_1 - R_2)/2L$:

$$dz = \frac{L^2 u}{\sqrt{L^2u^2 + r^2}}\left(1 + \frac{r^2}{L^2u^4}\right) dv, \quad u = \sqrt{1 - v^2},$$

и выполняя интегрирование по r, окончательно получим

$$G = \int_0^1 \left\{1 + \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{\alpha}{u^2} + \frac{2\alpha}{u^4}\right) \operatorname{arctg}\frac{u}{\alpha}\right\}(1 + \cos \pi v)\, dv. \qquad (13)$$

Вычисленные по этой формуле значения функции $G(\alpha)$ приведены в таблице. При $\alpha \ll 1$

---

[2] Поскольку далее речь идет о полях дециметрового диапазона, мы считаем материал экрана немагнитным.

[3] Чисто геометрический фактор G связан с введенной в [2] функцией $F(\alpha)$ соотношением $G = \pi F$.

$$G(\alpha) \approx \frac{\pi}{2\alpha}(1 + 2{,}22\,\alpha^2), \tag{14}$$

а при $\alpha > 1$ асимптотическая формула

$$G = 2{,}809 + \frac{0{,}508}{\alpha^2} - \frac{0{,}068}{\alpha^4} \tag{15}$$

дает значения $G(\alpha)$ с ошибкой меньше 0,5%.

α	G	α	G
0,10	16,03	1,10	3,19
0,20	8,44	1,20	3,14
0,30	6,05	1,30	3,09
0,40	4,93	1,40	3,05
0,50	4,31	1,50	3,02
0,60	3,92	1,60	3,00
0,70	3,67	1,70	2,98
0,80	3,49	1,80	2,96
0,90	3,36	1,90	2,94
1,00	3,26	2,00	2,93

Нарастание сопротивления $R_э$ при уменьшении a как раз и отражает действие ближнего поля на вибратор. Радиус корреляции этого поля порядка a (у волнового поля радиус корреляции всюду порядка λ), в результате чего обусловленная им часть П растет лишь как $1/a$ в отличие от среднего квадрата напряженности электрического поля, возрастающего с уменьшением a как $1/a^2$.

Пользуясь (8), (9) и (14), получаем для полного эффективного сопротивления вибратора $R_н$ в случае $\alpha = a/L \ll 1$ следующее выражение:

$$R_н = R_0 + R_п + R_э = \frac{1}{c}\left(\frac{\pi^2\alpha^2}{2} + \frac{2L}{b}\zeta_п' + \frac{2}{\alpha}\zeta_э'\right). \tag{16}$$

Аналогичный вид имеет и сумма $\sum\limits_m \Theta_m R_m$, входящая в (3) и (4):

$$\sum_m \Theta_m R_m = \frac{1}{c}\left(\Theta_0 \frac{\pi^2\alpha^2}{2} + \Theta_п \frac{2L}{b}\zeta_п' + \Theta_э \frac{2\zeta_э'}{\alpha}\right). \tag{17}$$

Напомним, что при выводе этих формул мы предполагали, что $b \ll a$, $a \gg d_э$, $a \ll L$, $\zeta_э' \ll 1$.

§ 3. Обсуждение результатов. Сумма (17) как функция α имеет минимум при

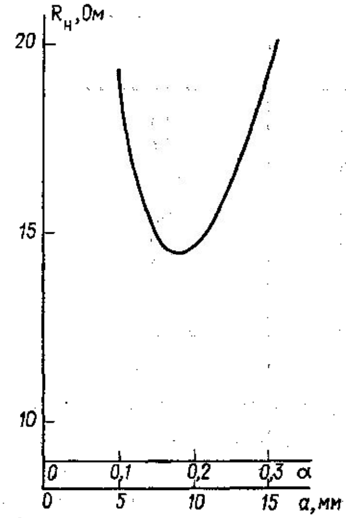
$$\alpha = \alpha_m \equiv (2\zeta_э'\Theta_э/\pi^2\Theta_0)^{1/3}. \tag{18}$$

Отсюда ясно, что повышение температуры экрана $\Theta_э$ весьма слабо увеличивает расстояние $a_m = L\alpha_m$, при переходе через которое начинает преобладать эффект нарастания ближнего поля. Примем поэтому $\Theta_п = \Theta_э = \Theta_0$. Тогда

$$\alpha_m (2\zeta_э'/\pi^2)^{1/3}, \quad R_{нm} = \frac{1}{c}\left[\frac{2L}{b}\zeta_п' + \frac{3}{2}(2\pi\zeta_э')^{2/3}\right]. \tag{19}$$

Для эксперимента желательно по возможности увеличить значение $a_m = L\alpha_m$. Поэтому надо выбирать согласно (19) материал экрана с возможно бо́льшим $\zeta_э^1$. В случае плохо проводящих металлов (ртуть, висмут, нихром) $\sigma \approx 10^{16}$ абс., и на рабочей частоте, скажем, $f = 1{,}5 \cdot 10^9$ ($\lambda = 20$ см, $L = 5$ см), $\zeta_э^1 \approx 2 \cdot 10^{-4}$. Следовательно, $a_m \approx 2$ мм, что, конечно, затрудняет эксперимент.

Рассмотрим поэтому значительно худший проводник — «соленую» воду, для которой в нашем диапазоне частот (см. [5]) $\sigma \approx 5 \cdot 10^{10}$ абс. В этом [illegible]у [illegible] $\zeta_э^1 \approx$ [illegible], [illegible] $_m \approx 1{,}3$ [illegible]. З[illegible], [illegible] э[illegible] $d_э \approx 0{,}55$ [illegible], [illegible]вие $a \gg d_э$ выполняется плохо. Конечно, можно измерять ближнее поле и над плохим проводником, не связывая себя условием $a \gg d$, но расчет сопротивлений для такого опыта существенно сложнее.



В качеств[illegible] прим[illegible]ра на рис. 2 при[illegible]ден график зависимости $R_н$ (в Омах) от $\alpha = a/L$ для экрана с проводимостью $\sigma = 5 \cdot 10^{11}$ абс. Радиус провода вибратора (медь) взят равным 0,2 мм, частота по-прежнему $f = 1{,}5 \cdot 10^9$.

Как видно из этого графика, $a_m = 8{,}9$ мм, а при дальнейшем уменьшении a до $a' = 5$ мм $R_н$ увеличивается на 4 Ома. При комнатной температуре это соответствует увеличению мощности П на входе приемника на $3 \cdot 10^{-13}$ Вт, или увеличению среднеквадратичного напряжения на входе на $\Delta V \approx 0{,}1$ мкВ при волновом сопротивлении фидера $W = 50$ Ом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рытов С. М. Теория электрических флуктуаций и теплового излучения. М., 1953.
2. Левин М. Л., Рытов С. М. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. М., 1967.
3. Лифшиц Е. М. ЖЭТФ, 1955, 29, вып. 1 (7), 94.
4. Пистолькорс А. А. Антенны. М., 1947.
5. Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. М., 1961.

Радиотехнический институт
АН СССР