

ЗАТУХАНИЕ В КОАКСИАЛЬНОЙ ДВУХСЛОЙНОЙ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СТЕНКЕ

Измерение высоких уровней проходящей мощности является актуальной задачей, поскольку производимые ваттметры не удовлетворяют требованиям практики по точности, диапазону измеряемых уровней и частот.

В Харьковском техническом университете радиоэлектроники разрабатывались теория и конструкции датчиков проходящей мощности для волноводных трактов круглого и прямоугольного сечений. Их работа основывалась на принципе поглощающей стенки — наиболее подходящем для измерения высоких уровней мощности [1—3]. Однако попытки преодолеть сильную зависимость коэффициента преобразования и погрешности от частоты в коаксиальной линии не дали удовлетворительных результатов [4].

Рассмотрим возможность создания широкополосного частотно-независимого датчика проходящей мощности в коаксиальной линии передачи. Необходимо проанализировать способ получения требуемой частотной зависимости коэффициента преобразования композитного датчика мощности, состоящего из двух слоев с разными характеристиками затухания. В этом датчике с помощью подбора толщины и материала поглощающего слоя, нанесенного на внутреннюю поверхность поглощающей стенки, удастся корректировать характеристику затухания в широком диапазоне частот.

Рассмотрим коаксиальную линию с внешним проводником с потерями (рис. 1, а). Временная зависимость электромагнитного поля описывается функцией $e^{j\omega t}$, а его изменение вдоль оси Z , совпадающей с

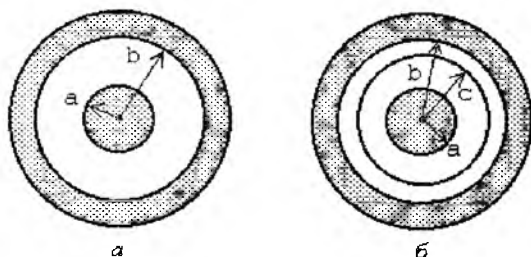


Рис. 1

осью коаксиальной линии, — функцией $e^{-\gamma z}$. Здесь γ — комплексная постоянная распространения. Знак минус в показателе степени e объясняется выбором направления оси z , противоположного направлению распространения электромагнитной волны.

Решив совместно 1-е и 2-е уравнения Максвелла в цилиндрических координатах для TEM-волны, распространяющейся в коаксиальной линии, получим выражения для магнитной и электрической составляющих этой волны:

$$\begin{aligned} H_{\varphi 0} &= \frac{I}{2\pi r}; \\ E_{r0} &= -\frac{IZ_0}{2\pi r\sqrt{\hat{\epsilon}}}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь I — сила тока, протекающего по внутреннему проводнику; r — радиус; $\hat{\epsilon}$ — относительная комплексная диэлектрическая проницаемость; $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ — волновое сопротивление свободного пространства, где μ_0 , ϵ_0 — магнитная и диэлектрическая постоянные. В проводники коаксиальной линии в радиальном направлении проникает часть электромагнитной энергии, которая там и рассеивается. Эта часть энергии характеризуется мощностью тепловых потерь. Отличными от нуля составляющими электромагнитного поля в проводниках являются \dot{H}_φ и \dot{E}_z . Заметим, что диэлектрическая проницаемость проводников — комплексная величина: $\hat{\epsilon} = \epsilon - i\sigma/(\omega\epsilon_0)$, где σ — удельная проводимость; ω — циклическая частота. При этом $\sigma/(\omega\epsilon_0) \gg \epsilon$ и можно принять $\hat{\epsilon} \approx i\sigma/(\omega\epsilon_0)$.

Тогда, преобразовав 1-е и 2-е уравнения Максвелла для составляющих поля в проводниках коаксиальной линии в однородные дифференциальные уравнения и решив их, запишем выражения этих составляющих в общем виде:

$$\begin{aligned} \dot{E}_r &= AJ_0(\sqrt{i}qr) + BK_0(\sqrt{i}qr); \\ \dot{H}_\varphi &= \frac{q}{\sqrt{i\omega\mu_0}} [AJ_1(\sqrt{i}qr) - BK_0(\sqrt{i}qr)]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь A , B — комплексные постоянные; J_0 , J_1 , K_0 , K_1 — модифицированные функции Бесселя комплексного аргумента первого и второго рода нулевого и первого порядков соответственно;

$q = \sqrt{\omega\mu_0\sigma} = \sqrt{2}/\delta_S = \sigma R_S \sqrt{2}$ — волновое число, где δ_S — глубина скин-слоя; R_S — поверхностное сопротивление.

Для внутреннего проводника в выражениях (2) принимаем $B = 0$, поскольку при $r \rightarrow 0$ $K_0(0) \rightarrow \infty$ и $K_1(0) \rightarrow \infty$, а для внешнего проводника принимаем $A = 0$, так как $r \rightarrow \infty$ $J_0(\infty) \rightarrow 0$ и $J_1(\infty) \rightarrow 0$.

Определив из закона полного тока и выражений (1) коэффициенты A для внутреннего проводника и B для внешнего, получим выражения для составляющих электромагнитного поля в них:

$$\begin{aligned} \dot{E}_{z_a} &= \frac{I\sqrt{i}q}{2\pi a\sigma} \frac{J_0(\sqrt{i}qr)}{J_1(\sqrt{i}qa)}; & \dot{E}_{z_b} &= \frac{I\sqrt{i}q}{2\pi b\sigma} \frac{K_0(\sqrt{i}qr)}{K_1(\sqrt{i}qb)}; \\ \dot{H}_{\varphi_a} &= \frac{I}{2\pi a} \frac{J_1(\sqrt{i}qr)}{J_1(\sqrt{i}qa)}; & \dot{H}_{\varphi_b} &= \frac{I}{2\pi b} \frac{K_1(\sqrt{i}qr)}{K_1(\sqrt{i}qb)}. \end{aligned} \quad (3)$$

На частотах $f \geq 100$ МГц и при проводимостях $\sigma \geq 10^5$ 1/(Ом·м) параметр q , входящий в аргументы всех функций Бесселя, значительно больше 1. Для поперечных размеров коаксиальных линий, используемых на практике ($r > 1$ мм), аргументы функций Бесселя в выражениях (3) по абсолютному значению намного больше 1. Поэтому можно использовать разложения в ряд этих функций [5]. Ограничившись двумя членами ряда, запишем приближенные выражения для компонент поля в проводниках линии:

$$\begin{aligned} \dot{E}_{z_a} &= \frac{I\sqrt{i}q}{2\pi\sigma\sqrt{ar}} e^{-\sqrt{i}q(a-r)} \left[1 + \frac{1}{8\sqrt{i}q} \left(\frac{1}{r} + \frac{3}{a} \right) \right]; \\ \dot{H}_{\varphi_a} &= \frac{I}{2\pi\sqrt{ar}} e^{-\sqrt{i}q(a-r)} \left[1 - \frac{3}{8\sqrt{i}q} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{a} \right) \right]; \\ \dot{E}_{z_b} &= -\frac{I\sqrt{i}q}{2\pi\sigma\sqrt{br}} e^{-\sqrt{i}q(r-b)} \left[1 - \frac{1}{8\sqrt{i}q} \left(\frac{1}{r} + \frac{3}{b} \right) \right]; \\ \dot{H}_{\varphi_b} &= \frac{I}{2\pi\sqrt{br}} e^{-\sqrt{i}q(r-b)} \left[1 + \frac{3}{8\sqrt{i}q} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{b} \right) \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Учитываем, что толщина проводников значительно больше глубины скин-слоя и вся мощность тепловых потерь рассеивается в них. Согласно теореме Умова — Пойнтинга и формулам (4) мощность теп-

ловых потерь во внутреннем и внешнем проводниках определяется соответственно выражениями

$$P_a = \frac{I^2 q}{4\sqrt{2}\pi\sigma a} \left(1 + \frac{1}{qa\sqrt{2}}\right); \quad P_b = \frac{I^2 q}{4\sqrt{2}\pi\sigma b} \left(1 - \frac{1}{qb\sqrt{2}}\right). \quad (5)$$

Если пренебречь потерями в диэлектрике, заполняющем линию, то мощность тепловых потерь однозначно связана с коэффициентом затухания: $\alpha = P_{\text{пот}} / (2P)$. Здесь $P_{\text{пот}} = P_a + P_b$, $P = I^2 z_0 / [(4\pi) \ln(b/a)]$ — мощность, передаваемая по линии. Выражение для коэффициента затухания будет иметь вид

$$\alpha = \frac{q \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b}\right)}{2\sqrt{2}\sigma z_0 \ln \frac{b}{a}} \left[1 + \frac{1}{q\sqrt{2}} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b}\right)\right]. \quad (6)$$

Второе слагаемое в квадратных скобках выражения (6) обусловлено учетом кривизны поверхности проводников, тогда как обычно при расчетах принимают распределение полей в цилиндрических проводниках и глубину их проникновения такими же, как и в плоских [6].

Для практического диапазона параметров ($\sigma > 10^5$ 1/(Ом·м), $r > 1$ мм) результаты более точных вычислений отличаются от приближенных незначительно. При меньших поперечных размерах и проводимости проводников коаксиальной линии различия могут быть существенными, но в рассматриваемом случае ими можно пренебречь. Поэтому в асимптотических разложениях функций Бесселя достаточно использовать первый член ряда, и в выражениях (4) и (6) исчезнут множители в квадратных скобках.

Теперь рассмотрим особенности поглощения электромагнитной энергии в линии, на внутреннюю поверхность внешнего проводника которой нанесен поглощающий слой (рис. 1, б).

Проводимости проводников и поглощающего слоя обозначим через σ_a , σ_b , σ_c соответственно, при этом $\sigma_c < \sigma_b$. Материал проводников, как видно из (1), не влияет на распределение поля в воздушном пространстве, и выражения для его составляющих не изменятся. Распределение поля во внутреннем проводнике также не изменится, поскольку не изменились граничные условия.

Для поглощающего слоя необходимо учесть, что здесь радиус изменяется в конечных пределах ($c < r < b$) и ни одна из функций Бесселя в выражениях (2) для составляющих поля E_{z_c} и H_{φ_c} не стремится к беско-

нечности, поэтому надо принимать во внимание оба слагаемых. Для внешнего проводника, как и ранее, считаем постоянной $A_b = 0$.

Определив постоянные A_c, B_c и B_b из граничных условий Леонтовича — Шукина, закона полного тока и используя разложение функций Бесселя в ряд [6], получим выражения для составляющих электромагнитного поля в поглощающем слое и внешнем проводнике:

$$\dot{E}_{z_c} = \frac{-I\sqrt{iq_c}}{2\pi\sigma_c X\sqrt{cr}} \left[(q_b + q_c)e^{\sqrt{iq_c}(b-r)} - (q_b - q_c)e^{-\sqrt{iq_c}(b-r)} \right]; \quad (7)$$

$$\dot{H}_{\varphi_c} = \frac{I}{2\pi X\sqrt{cr}} \left[(q_b + q_c)e^{\sqrt{iq_c}(b-r)} + (q_b - q_c)e^{-\sqrt{iq_c}(b-r)} \right];$$

$$\dot{E}_{z_b} = \frac{-I\sqrt{iq_c^2}}{\pi\sigma_c X\sqrt{cr}} e^{-\sqrt{iq_b}(r-b)}; \quad (8)$$

$$\dot{H}_{\varphi_b} = \frac{Iq_b}{\pi X\sqrt{cr}} e^{-\sqrt{iq_b}(r-b)}.$$

Здесь, $X = (q_b + q_c)e^{\sqrt{iq_c}d} + (q_b - q_c)e^{-\sqrt{iq_c}d}$, где $d = b - c$ — толщина поглощающего слоя. На рис. 2 показаны зависимости составляющих электромагнитного поля в поглощающем слое и внешнем проводнике от радиуса (кривая 2); для сравнения на графики нанесены такие же зависимости для составляющих электромагнитного поля во внешнем проводнике однослойной линии (кривая 1). Расчет проведен для коаксиальной линии с размерами $a = 2,3$ мм, $b = 8,02$ мм, $c = 8$ мм, на внутреннюю поверхность внешнего медного проводника которой ($\sigma_b = 5,6 \cdot 10^6$ 1/(Ом·м)) нанесен константановый ($\sigma_c = 2 \cdot 10^6$ 1/(Ом·м)) слой толщиной $d = 20$ мкм.

Используя теорему Умова — Пойнтинга, с учетом выражений (7), (8) запишем выражения для мощности тепловых потерь в поглощающем слое и внешнем проводнике соответственно:

$$P_c = \frac{I^2 q_c}{\pi\sqrt{2}\sigma_c c|X|^2} \left[\frac{1}{2\sqrt{2}} \operatorname{Re}(\sqrt{iYX^*} - q_b q_c) \right]; \quad (9)$$

$$P_b = \frac{I^2 q_b q_c^2}{\pi\sqrt{2}\sigma_c c|X|^2},$$

где $Y = (q_b + q_c)e^{\sqrt{iq_c}d} - (q_b - q_c)e^{-\sqrt{iq_c}d}$.

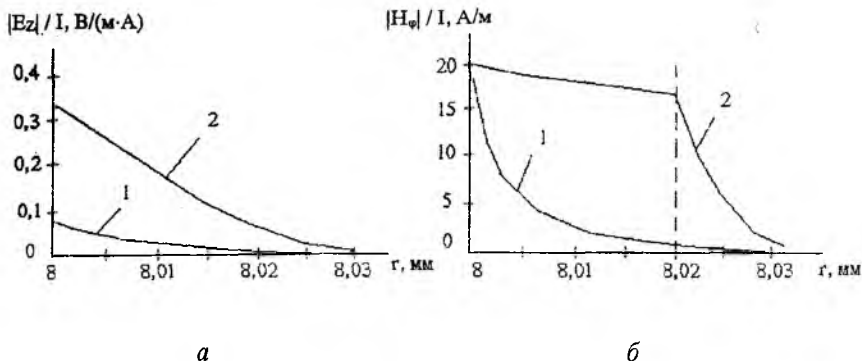


Рис. 2

На рис. 3, а представлены зависимости коэффициента затухания поглощающего слоя из нихрома ($\sigma = 9,5 \cdot 10^5$ $1/(Oh \cdot m)$) от частоты при различных его толщинах. Расчеты проведены для тех же поперечных размеров коаксиальной линии, что указаны ранее.

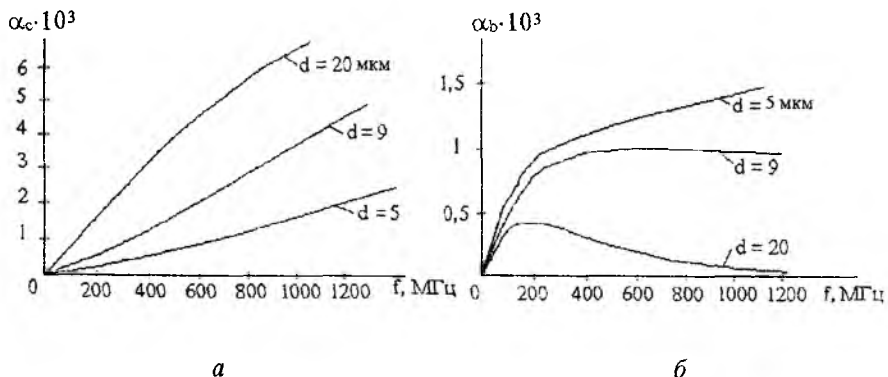


Рис. 3

На рис. 3, б показана частотная зависимость коэффициента затухания внешнего проводника. Она имеет характер, близкий к \sqrt{f} , при $d \ll \delta_S$ (для нихрома $\delta_S = 52$ μm при $f = 100$ MHz), а при $\delta_S \approx d$ наблюдаются максимум и спадающий участок. При $d \ll \delta_S$ поглощающий слой рассеивает небольшую часть мощности тепловых потерь, основная же ее часть проникает во внешний проводник. Линия

ведет себя как однослойная, у которой материал внешнего проводника такой же, как поглощающий слой двухслойной линии.

Если на низких частотах $d < \delta_S$, а на высоких сравнима с глубиной скин-слоя или превышает ее, тогда с ростом частоты доля рассеиваемой мощности тепловых потерь в поглощающем слое возрастает, а во внешнем проводнике уменьшается, что приводит к возникновению спадающего участка на высоких частотах диапазона. Таким образом, появляется возможность подбора оптимальной толщины поглощающего слоя, при которой в широкой полосе частот зависимость $\alpha_b(f)$ практически остается постоянной (см. рис. 3, б).

Окончательный ответ на вопрос о том, при какой толщине поглощающего слоя значительно ослабляется частотная зависимость коэффициента преобразования датчика, даст решение тепловой задачи о распределении температурного поля в двухслойной поглощающей стенке. Возможно, из-за теплообмена между поглощающим слоем и внешним проводником следует выбирать зависимость $\alpha_b(f)$, имеющую спадающий участок. Решение такой тепловой задачи проводится, и его результаты будут опубликованы в следующих выпусках сборника.

Список литературы: 1. Волков В.М., Мартыненко Л.Г., Кукуш В.Д. Исследование теплового режима поглощающей стенки в прямоугольном расогласованном волноводе с волной H_{10} // Радиотехника. 1974. Вып. 28. С.120—127. 2. Измеритель проходящей мощности на основе поглощающей стенки / Л.Г. Мартыненко, В.М. Волков, В.Д. Кукуш, А.М. Зеленский // Приборы и техника эксперимента. 1974. № 1. С. 145—146. 3. Белявцев В.Б., Волков В.М. Расчет эффективного коэффициента отражения двухэлементного волноводного преобразователя проходящей мощности на основе поглощающей стенки с чувствительными элементами конечных размеров // Измер. техника. 1996. № 3. С. 58—60. 4. Кукуш В.Д., Ермилова Н.И. Коэффициент отражения датчика на основе поглощающей стенки в прямоугольном волноводе // Радиотехника. 1974. Вып. 31. С. 125—128. 5. Кузнецов Д.С. Специальные функции. М.: Высш. шк., 1962. 248 с. 6. Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В. Электромагнитные поля и волны. М.: Сов. радио, 1956. 640 с.

Харьковский государственный
технический университет
радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 29.05.97