К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕРЕНИИ ФИЛЬТРАЦИИ ПАРАЗИТНЫХ ВОЛН В ВОЛНОВОДНЫХ ЛИНИЯХ СО СЛУЧАЙНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

А. И. Козелев, В. В. Малин

Москва

Величина омических потерь волн паразитных типов, или фильтрация, имеет существенное значение как для определения параметров волноводной линии, предназначенной для системы связи, так и для правильной оценки результатов экспериментального исследования линий. Так, например, попутный поток в волноводной линии связи эквивалентен гауссовому шуму, мощность которого определяется формулами

$$\sigma_n^2 = \sum_j \sigma_{nj}^2; \tag{1.1}$$

$$\sigma_{nj}^2 = \frac{N_j g_j^2 z}{\alpha_{j1}}, \tag{1.2}$$

где α_{j1} — разность омических потерь основной волны (α_1) и волны паразитного типа (α_j). На значении других коэффициентов в (1.2) мы не останавливаемся. Таким образом, знание омических потерь паразитных волн необходимо для оценки величины попутного потока.

При определении суммарных потерь волны H_{01} методом ряда импульсов для правильной трактовки экспериментальных данных также необходимо знать величину фильтрации волн паразитного типа [1].

Вопросам измерения фильтрации волн паразитного типа и оценке различных методов измерения посвящено весьма незначительное количество работ. В одной из наиболее ранних работ [2] приведены результаты измерения потерь волн H_{11} и E_{11} в фильтрах, вставляемых в волноводную линию. В работе указывается, что величина этих потерь зависит от положения короткозамыкающего поршня в линии. В работе [3] описаны результаты измерения для большего числа типов волн. В этой же работе отмечается сильная зависимость измеряемых потерь от положения поршня. Однако никакого анализа этой зависимости, а также количественной оценки влияния нечистого возбуждения измеряемого типа волны в возбудителе в опубликованных работах не приводится. Следует заметить также, что указанные работы посвящены измерению фильтрации паразитных волн в спиральных волноводах. Между тем вопрос фильтрации паразитных волн в цельнометаллическом волноводе имеет не менее существенное значение, так как от величины фильтрации зависит количество дополнительных фильтров, которые необходимо вставить в линию связи. В работе [4] описан метод измерения фильтрации паразитных волн в цельнометаллическом волноводе. Однако этот метод пригоден для измерения фильтрации только слабозатухающих волн и то лишь в отдельных трубах. Для получения усредненной величины фильтрации необходимо усреднить результаты измерения большого числа секций.

Ниже приводится теоретический анализ двух методов измерения потерь паразитных волн в волноводных линиях: метода однократного пробега и метода ряда импульсов. Оба метода позволяют получить усредненную величину фильтрации практически по измерениям на одной линии.

2. **Метод однократного пробега** является достаточно точным при измерении фильтрации волн в линиях из секций спирального волновода, а также в линиях из секций цельнометаллического волновода (в последних линиях лишь при измерении сильнозатухающих волн типа H_{11}, H_{21}, E_{11} и т. д.). Сущность этого метода заключается в сравнении мощностей на выходе и входе волноводной линии.

Введем следующие обозначения:

$E_j(z)$, $P_j(z) = |E_j(z)|^2$ — амплитуда и мощность волны типа j;

$h_j = \beta_j - i\alpha_j$ — постоянная распространения волны типа j;

β_j — фазовая постоянная волны типа j;

α_j — постоянная затухания волны типа j (фильтрация);

c_{jl} — коэффициент связи между волнами типа j и типа l.

В дальнейшем всюду будем считать функцию c_{jl} стационарной случайной функцией длины z со средним значением, равным нулю.

В работе [5] установлено, что в волноводе, имеющем неоднородности, амплитуды волн E_j связаны между собой следующей системой дифференциальных уравнений:

$$\frac{dE_{j}(z)}{dz} + jh_jE_j(z) = \sum_{l \neq j} c_{lj}(z)\, E_l(z). \tag{2.1}$$

В дальнейшем условимся — неоднородности волновода таковы, что волна изучаемого паразитного типа, которой присвоим индекс l, связана в основном лишь с одной волной, которой присвоим индекс j. Поэтому вместо (2.1) будем иметь

$$\frac{dE_1(z)}{dz} + ih_1E_1(z) = c_{j1}(z)\, E_j(z); \tag{2.2}$$

$$\frac{dE_j(z)}{dz} + ih_jE_j(z) = c_{1j}(z)\, E_1(z).$$

Решение системы дифференциальных уравнений должно удовлетворять начальным условиям

$$E_1(z) = E_1(0) \quad \text{при} \quad z = 0$$

$$E_j(z) = E_j(0) \quad \text{при} \quad z = 0. \tag{2.3}$$

Введение вместо $E_1(z)$ и $E_j(z)$ новых переменных $\widetilde{E}_1(z)$, $\widetilde{E}_j(z)$ по формулам

$$\widetilde{E}_1(z) = E_1(z)\, e^{ih_1z} \tag{2.4}$$

$$\widetilde{E}_j(z) = E_j(z)\, e^{ih_jz}$$

сводит систему (2.2) к виду

$$\frac{d\widetilde{E}_1(z)}{dz} = c_{j1}e^{i\Delta hz}\, \widetilde{E}_j(z) \tag{2.5}$$

$$\frac{d\widetilde{E}_j(z)}{dz} = c_{1j}e^{-i\Delta hz}\widetilde{E}_1(z),$$

где $\Delta h = h_1 - h_j = \Delta\beta - i\Delta\alpha$; начальные условия те же, что и в (2.3)

$$\tilde{E}_1(z) = E_1(0) \quad \text{при} \quad z = 0; \tag{2.6}$$

$$\tilde{E}_j(z) = E_j(0) \quad \text{при} \quad z = 0.$$

В обычных условиях измерений коэффициенты связи c_{1j}, c_{j1} являются достаточно малыми величинами[1], поэтому система уравнений (2.5) с начальными условиями (2.6) может быть решена методом последовательных приближений.

Если в качестве нулевого приближения выбраны постоянные значения, равные начальным значениям, то решение во втором приближении для $E_1(z)$ и $E_j(z)$ имеет вид

$$E_1(z) = e^{-ih_1z}\left(E_1(0) + iE_j(0)\int_0^z c(t)\,e^{i\Delta ht}dt - E_1(0)\int_0^z c(t)\int_0^t \times\right.$$
$$\left.\times\, c(s)\,e^{i\Delta h(t-s)}ds\right);$$

$$E_j(z) = e^{-ih_jz}\left(E_j(0) + iE_1(0)\int_0^z c(t)\,e^{-i\Delta ht}dt -\right.$$

$$\left.- E_j(0)\int_0^z c(t)\int_0^t c(s)\,e^{-i\Delta h(t-s)}\,ds\right), \tag{2.7}$$

где учтено, что $c_{1j} = c_{j1} = ic(t)$.
Для сокращения записи обозначим входящие в (2.7) интегралы

$$\int_0^z c(t)\,e^{i\Delta ht}dt = I_1, \quad \int_0^z c(t)\int_0^t c(s)\,e^{i\Delta h(t-s)}ds = I_2; \tag{2.8}$$

$$\int_0^z c(t)\,e^{-i\Delta ht}dt = I_3, \int_0^z c(s)\,e^{-i\Delta h(t-s)}ds = I_4.$$

Тогда для квадратов модулей $|E_1(z)|^2$ и $|E_j(z)^2$ имеем

$$|E_1(z)|^2 = e^{-2\alpha_1 z}\left(|E_1(0)|^2 + |E_j(0)|^2|I_1|^2 + |E_1(0)|^2|I_2|^2 +\right.$$
$$\left.+ 2\,\mathrm{Re}\{iE_1(0)\,E_j(0)\,I_2\} - 2\,\mathrm{Re}\{|E_1(0)|^2 I_2\} - 2\,\mathrm{Re}\{iE_j(0)\,E_1(0)\,I_1 I_2^*\}\right); \tag{2.9}$$

$$|E_j(z)|^2 = e^{-2\alpha_j z}\left(|E_j(0)|^2 + |E_1(0)|^2|I_3|^2 + |E_j(0)^2|I_4|^2 +\right.$$
$$+ 2\,\mathrm{Re}\{iE_1(0)\,E_j(0)\,I_3\} - 2\,\mathrm{Re}\{|E_j(0)|^2 I_4\} -$$
$$\left.- 2\,\mathrm{Re}\{iE_j(0)\,E_1(0)\,I_3 I_4^*\}\right). \tag{2.10}$$

Потери энергии в линии длиной L определяем по формуле

$$Q = \frac{|E_1(L)|^2 + D|E_j(L)|^2}{|E_1(0)|^2 + |E_j(0)|^2} = \frac{|E_1(L)|^2 + D|E_j(L)|^2}{|E_1(0)|^2(1 + D)}. \tag{2.11}$$

Так как функция $c(z)$ — случайная величина, то естественной характеристикой линии являются средние потери $\bar{Q}$

$$\bar{Q} = \frac{\overline{|E_1(L)|^2 + D|E_j(L)|^2}}{|E_1(0)|^2(1 + D)}$$

[1] Более точные условия на свойства c_{1j}, c_{1j}, при которых применим метод последовательных приближений, указаны в [6].

или, поскольку знаменатель не случайная величина,

$$\overline{Q} = \frac{\overline{|E_1(L)|^2} + D\,\overline{|E_j(L)|^2}}{|E_1(0)|^2(1+D)}. \tag{2.12}$$

Из (2.9) и (2.10) для средних значений $\overline{|E_1(L)|^2}$, $\overline{|E_j(L)|^2}$ получаем, пренебрегая членами порядка более высокого, чем ε^3 (где $\varepsilon = \max|c(z)|$), а D считаем порядка ε,

$$\overline{|E_1(L)|^2} = e^{-2\alpha_1 L}|E_1(0)|^2(1 + D\,\overline{|I_1|^2} - 2\,\mathrm{Re}\,\overline{I_2}) \tag{2.13}$$

$$\overline{|E_j(L)|^2} = e^{-2\alpha_j L}|E_1(0)|^2(D + \overline{|I_3|^2}). \tag{2.14}$$

Подставляя (2.13) и (2.14) в (2.12), получаем

$$\overline{Q} = \frac{e^{-2\alpha_1 L}(1 + D\,\overline{|I_1|^2} - 2\,\mathrm{Re})\,\overline{I_2} + e^{-2\alpha_j L}(D + \overline{|I_3|^2})}{1+D}. \tag{2.15}$$

Произведем оценку величин, входящих в (2.15)

$$2\,\mathrm{Re}\,\overline{I_2} = 2\int_0^L dt\int_0^t c(t)\,c(s)\,e^{\Delta\alpha(t-s)}\cos\Delta\beta(t-s)\,ds =$$

$$= 2\int_0^L (L - S')\,B(s')\,e^{\Delta\alpha s'}\cos\Delta\beta s'ds'. \tag{2.16}$$

Численный анализ результатов измерения показал, что функция корреляции $B(s')$ достаточно быстро убывает, так что коэффициент корреляции R много меньше длины линии

$$R \ll L. \tag{2.17}$$

Поэтому выражение (2.16) принимает вид

$$2\,\mathrm{Re}\,\overline{I_2} \simeq 2L\int_0^L B(s')\cos\Delta\beta s'ds' \simeq 2L\int_0^\infty B(s')\cos\Delta\beta s'ds', \tag{2.18}$$

где учтено, что $e^{\Delta\alpha s'} \sim 1$, когда $0 \leqslant s' \leqslant R$. Полученное значение для $2\,\mathrm{Re}\,I_2$ есть обычные потери на преобразование [1], которые обозначим через $\overline{Q}_0$. Величину $\overline{|I_1|^2}$ преобразуем так:

$$\overline{|I_1|^2} = \int_0^l \overline{c(t)\,e^{i\Delta h t}dt}\int_0^L \overline{c(s)\,e^{-i\Delta h^* s}ds} = 2\int_0^L B(s')\,e^{-\Delta\alpha s'}\cos\Delta\beta s' \times$$

$$\times \frac{e^{2\Delta\alpha L} - e^{2\Delta\alpha s'}}{2\Delta\alpha}\,ds'. \tag{2.19}$$

Учитывая условие (2.17) и принятое обозначение $\overline{Q}_0$, окончательно получим

$$\overline{|I_1(L)|^2} = \overline{Q}_0\frac{e^{2\Delta\alpha L} - 1}{2\Delta\alpha L}. \tag{2.20}$$

Аналогично для $|I_3(L)|^2$

$$\overline{|I_3(L)|^2} = \overline{Q}_0\frac{e^{-2\Delta\alpha L} - 1}{-2\Delta\alpha L}. \tag{2.21}$$

Таким образом, средние потери определяются формулой

$$\overline{Q} = \frac{e^{-2\alpha_1 L}\left(1 + D\overline{Q}_0\frac{e^{2\Delta\alpha L} - 1}{2\Delta\alpha L} - \overline{Q}_0\right) + e^{-2\alpha_j L}\left(D^2 + D\overline{Q}_0\frac{e^{-2\Delta\alpha L} - 1}{-2\Delta\alpha L}\right)}{1+D}. \tag{2.22}$$

После несложных преобразований из (2.22) получим для потерь $\overline{Q}$ в децибеллах

$$\overline{Q}_{дб} = 4{,}34\,(-2\alpha_1 L - \Delta), \tag{2.23}$$

где

$$\Delta = \overline{Q}_0 - D\overline{Q}_0\,\frac{e^{2\Delta\alpha L}-1}{\Delta\alpha L} - e^{2\Delta\alpha L}D^2 + D - \frac{1}{2}D^2.$$

Таким образом, средние потери в линии будут близки к омическим потерям волны измеряемого типа $(-8{,}68\cdot\alpha_1 L)$, если дополнительное слагаемое Δ в (2.23) много меньше $2\alpha_1 L$. В этих условиях можно пользоваться методом однократного пробега.

3. **Метод ряда импульсов** в применении к волне H_{01} подробно рассмотрен в работе [1]. Он может быть применен и к измерению фильтрации волн паразитного типа (слабозатухающие волны H_{12}, H_{02} цельнометаллического волновода или те же волны в спиральном волноводе небольшой длины). Формулу для потерь за двойной пробег по линии длиной L примем в виде:

$$\overline{Q} = \frac{P_1(2nL) + DP_j(2nL)}{P_1(2(n-1)L) + DP_j(2(n-1)L)}, \tag{3.1}$$

где с точностью до ε^2

$$P_1(2mL) = e^{-2\alpha_1 L 2m}\left(|E_1(0)|^2 + |E_j(0)|^2\,|I_1^{(m)}|^2 - \right.$$

$$\left. - 2\,\mathrm{Re}\,(|E_1(0)|^2 I_2^{(m)}) + 2\,\mathrm{Re}\,(E_1(0)\,E_j(0)\,iI_2^{(m)})\right);$$

$$P_j(2mL) = e^{-2\alpha_j L 2m}\left(|E_j(0)|^2 + |E_1(0)|^2\,|I_3^{(m)}|^2\right). \tag{3.2}$$

Если затухание измеряемой волны больше затухания волны типа j, то для достаточно большого числа пробегов величина мощности $P_1(2mL)$ будет значительно меньше величины мощности $P_j(2mL)$, и поэтому средние потери окажутся равными

$$\overline{Q} \simeq \frac{P_j(2nL)}{P_j(2(n-1)L)} \simeq e^{-4\alpha_j L}. \tag{3.3}$$

Таким образом, средние потери характеризуют затухание не измеряемого типа волны, а волны, которая с ней связана (типа j), и поэтому метод ряда импульсов при указанных условиях неприменим для измерения потерь.

Рассмотрим теперь случай небольшого числа пробегов, т. е. когда выполняется соотношение $4n\Delta\alpha L \sim 1$. Для средних потерь за двойной пробег по линии длиной L с помощью (3.2) можно получить

$$\overline{Q} = e^{-4\alpha_1 L}\left[1 + D\left(\overline{|I_1^{(n)}|^2} - \overline{|I_1^{(n-1)}|^2} - 2\,\mathrm{Re}\,(\overline{I}_2^{(n)} - \overline{I}_2^{(n-1)}\right) + \right.$$

$$+ D^2 e^{4\Delta\alpha L(n-1)}\left(e^{4\Delta\alpha L} - 1\right) + De^{4\alpha L(n-1)} \times$$

$$\left. \times \left(\overline{|I_3^{(n)}|^2} - \overline{|I_3^{(n-1)}|^2}\right) - \overline{4D\,\mathrm{Re}\,(iI_1^{(n-1)})\,\mathrm{Re}\,(iI_1^{(n)} - iI_1^{(n-1)})}\right], \tag{3.4}$$

где

$$I_1^{(m)} = \int_0^{2mL} c(t)\,e^{i\Delta\beta t}dt; \tag{3.5}$$

$$I_2^{(m)} = \int_0^{2mL} dt \int_0^t c(t)\, c(s)\, e^{i\Delta h\,(t-s)} ds; \tag{3.6}$$

$$I_3^{(m)} = \int_0^{2mL} c(t)\, e^{-i\Delta h t} dt. \tag{3.7}$$

Приведем средние значения интегралов, входящих в (3. 4),

$$|I_1^{(n)}|^2 - |I_1^{(n-1)}|^2 \simeq 2\overline{Q}_0 \left(1 + 2\sum_{k=1}^{n-1} e^{2\Delta\alpha Lk} \cos 2\Delta\beta Lk\right); \tag{3.8}$$

$$2\mathrm{Re}\,(\overline{I_2^{(n)}} - \overline{I_2^{(n-1)}}) \simeq 2\overline{Q}_0 \left(1 + 2\sum_{k=1}^{n-1} e^{2\Delta\alpha Lk} \cos 2\Delta\beta Lk\right); \tag{3.9}$$

$$\overline{|I_3^{(n)}|^2} - |\overline{I_3^{(n-1)}}|^2 - 2\overline{Q} e^{-4(n-1)\Delta\alpha L} \left(1 + \sum_{k=1}^{n-1} e^{-2\Delta\alpha Lk} \cos 2\Delta\beta Lk\right) \tag{3.10}$$

и, наконец,

$$4\mathrm{Re}\,(iI_1^{(n-1)})\,\mathrm{Re}\,(iI_1^{(n)} - iI_1^{(n-1)}) \simeq 8\overline{Q} e^{2(n-2)\Delta\alpha L} \sin(2n-1)\,\Delta\beta L \times$$

$$\times \sum_{k=1}^{n-1} e^{2\Delta\alpha Lk} \sin 2\Delta\beta Lk. \tag{3.11}$$

При получении формул (3. 8) — (3. 11) учтено обычно выполняющееся на практике соотношение

$$|\Delta\beta| \gg |\Delta\alpha|$$

Таким образом, окончательно для средних потерь за двойной пробег имеем

$$\overline{Q} \simeq e^{-4\alpha_1 L}\,(1 - \Delta_1 + \Delta_2), \tag{3.12}$$

где

$$\Delta_1 = 2\overline{Q}_0 \left(1 + \sum_{k=1}^{n-1} e^{2\Delta\alpha Lk} \cos 2\Delta\beta Lk\right), \tag{3.13}$$

$$\Delta_2 = 2D\overline{Q}_0 e^{4(n-1)\Delta\alpha L} \left(1 + 2\sum_{k=1}^{n-1} e^{2\Delta\alpha Lk} \cos 2\Delta\beta Lk\right) +$$

$$+ 2D\overline{Q}_0 \left(1 + 2\sum_{k=1}^{n-1} e^{-2\Delta\alpha Lk} \cos 2\Delta\beta Lk\right) - 8D\overline{Q} e^{2(n-2)\Delta\alpha L} \sin(2n -$$

$$- 1)\,\Delta\beta L \sum_{k=1}^{n-1} e^{2\Delta\alpha Lk} \sin 2\Delta\beta Lk + D^2 e^{4(n-1)\Delta\alpha L}\,(e^{4\Delta\alpha L} - 1). \tag{3.14}$$

Слагаемое Δ_1 обязано потерям на преобразование измеряемого типа волны, слагаемое Δ_2 обязано нечистому возбуждению измеряемого типа волны, поэтому формула (3 12) при $D = 0$ переходит в формулу (4) работы [1]. Из (3. 2) для потерь в децибеллах на линию (длиной L) получим

$$Q_{дб} \simeq 4{,}34\left(-2\alpha_1 L - \frac{\Delta_1}{2} + \frac{\Delta_2}{2}\right). \tag{3.15}$$

Из полученных формул видим, что значение потерь зависит от длины линии (точнее, от положения короткозамыкающего поршня в линии). Эта зависимость в основном определяется слагаемым Δ_1. Размах колебаний значений $Q_{\partial б}$ соответствует разности максимального и минимального значений Δ_1

$$\overline{Q}_{\max} - \overline{Q}_{\min} \simeq -4{,}34 \left[\left(\sum_{k=1}^{n-1} e^{2\Delta\alpha L k} \cos \Delta\beta L 2k \right)_{\max} - \right.$$

$$\left. - \left(\sum_{k=1}^{n-1} e^{2\Delta\alpha L k} \cos \Delta\beta L 2k \right)_{\min} \right] =$$

$$= -8{,}68 \begin{cases} \sum\limits_{m=0}^{\frac{n-2}{2}} e^{2(2m+1)\Delta\alpha L} & \text{если } n \text{ — четное,} \\ \sum\limits_{m=0}^{\frac{n-3}{2}} e^{2(2m+1)\Delta\alpha L} & \text{если } n \text{ — нечетное} \end{cases} \qquad (3.16)$$

и может быть достаточно большим. Слагаемое Δ_2 также обусловливает колебание потерь $\overline{Q}$ в линии, но в значительно меньшей степени, чем слагаемое Δ_1, при том, однако, условии, что коэффициент возбуждения D волны другого типа одного порядка по величине, что и значение $\overline{Q}_0$.

Зависимости потерь от длины линии можно избежать, если измерения производятся импульсами достаточно малой длительности.

Рассмотрим процесс измерения короткими импульсами длительностью τ_0. Пренебрегая слабой зависимостью $\Delta\alpha$ от частоты, считаем, что от частоты зависит лишь фазовая постоянная $\Delta\beta$. Кроме того, поскольку даже при достаточно больших n суммарная длина пробега не превышает нескольких километров, можно не учитывать дисперсионные искажения импульса, т. е. ограничиться линейной зависимостью $\Delta\beta$ от частоты. Ввиду того, что зависимость потерь от длины линии в основном определяется слагаемым Δ_1, мы в дальнейшем, чтобы не усложнять расчет, пренебрегаем явлением нечистого возбуждения (т. е. слагаемым Δ_2).

В предположении, что огибающая импульса гауссовой формы, его амплитуда после n двойных пробегов по линии выражается формулой

$$E_1(2nL) = e^{-ih_1 2nL} \left[E_1(0) \int\limits_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{\omega^2}{4b}} e^{i\omega\left(\tau - \frac{2nL}{v_1}\right)} d\omega - \right.$$

$$- E_1(0) \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \int\limits_0^{2nL} \int\limits_0^{t} c(t)\, c(s)\, e^{i\Delta h(t-s) - i\omega\theta(t-s)} \times$$

$$\left. \times e^{-\frac{\omega^2}{4b} + i\omega\left(\tau - \frac{2nL}{v_1}\right)} ds\, dt\, d\omega \right], \qquad (3.17)$$

где $b = \frac{4 \ln 2}{\tau_0^2}$; $\quad Q = \frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_j}$; $\quad v_1, v_j$ — групповые скорости волн. Не производя подробных вычислений, приведем выражение для $\overline{Q}$

$$Q \simeq e^{-4\alpha_1 L} \left[1 - 2 \int\limits_0^{2nL} \int\limits_0^{t} c(t)\, c(s)\, e^{\Delta\alpha(t-s) - b\theta(t-s)^2} \cos \Delta\beta (t-s)\, ds\, dt + \right.$$

$$\left. + 2 \int\limits_0^{2(n-1)l} \overline{c(t)\, c(s)}\, e^{\Delta\alpha(t-s) - b\theta(t-s)^2} \cos \Delta\beta (t-s)\, ds\, dt \right],$$

откуда окончательно имеем

$$\overline{Q} \simeq e^{-4\alpha_1 L} \left[1 - \overline{Q}_0 (1+2) \sum_{m=1}^{n-1} e^{2\Delta\alpha L m - b(\theta m L)^2} \cos 2\Delta\beta L m \right]. \qquad (3.18)$$

Вводя разность максимального и минимального значения величины в скобках в (3. 18) Δ_3, равного

$$\Delta_3 = \begin{cases} 4 \sum\limits_{m=0}^{\frac{n-2}{2}} e^{2\alpha_1 L (2m+1) - b\theta^2 (2m+1)^2 L^2} & n \text{ — четное} \\ 4 \sum\limits_{m=0}^{2} e^{2\alpha_1 L (2m+1) - b\theta^2 (2m+1)^2 L^2} & n \text{ — нечетное} \end{cases} \tag{3. 19}$$

для размаха колебаний потерь имеем

$$\overline{Q}_{\max} - \overline{Q}_{\min} \simeq -8{,}68 \overline{Q}_0 \frac{\Delta_3}{4} \, \partial б.$$

При достаточно малых τ_0 параметр b велик, и Δ_3 будет малой величиной, при этом потери не будут зависеть от положения короткозамыкающего поршня, а при условии малости потерь на преобразование ($\overline{Q}_0 \ll 1$) измеряемая величина потерь будет соответствовать омическим потерям измеряемой волны.

В заключение авторы считают приятным долгом выразить благодарность Р. Ф. Матвееву за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Козелев, Р. Ф. Матвеев. Измерение потерь волны H_{01} в многоволновых волноводных линиях методом ряда импульсов. «Изв. вузов, Радиотехника», т. VII, № 2, 1964.
2. W. D. Warters. The effect of Mode filters on the transmission characteristics of Circular Electric waveguide. BSTJ 37, № 3, 1958.
3. Шимба. Измерение потерь паразитных волн в спиральных волноводах. Review of E. C. L., т. VII, № 3—4, март — апрель 1962.
4. В. В. Мериакри, Р. Б. Ваганов. Методика экспериментального исследования преобразований. «Радиотехника и электроника», т. VII, № 12, 1962.
5. Б. З. Каценеленбаум. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. Изд-во АН СССР, 1961.
6. H. E. Rowe. Approximate Solutions for the Coupled Line Eguations. BSTJ. 41, № 3, 1962.