

О ПРАКТИЧЕСКОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ПЕРЕДАЧИ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСОВ ВЫСОКОГО НАПРЯЖЕНИЯ НА ДАЛЬНИЕ РАССТОЯНИЯ

Т. Ю. МОГИЛЕВСКАЯ

(Представлена научным семинаром кафедры теоретических основ электротехники)

Изыскание возможности передачи мощных импульсов высокого напряжения на дальние расстояния с минимальным затуханием и искажением формы является одной из существенных сторон общего комплекса

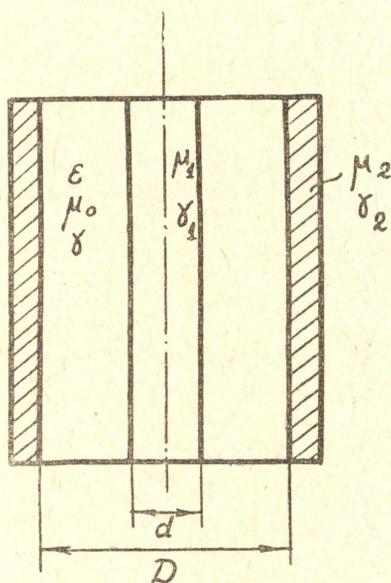


Рис. 1. Схема коаксиальной передающей системы

вопросов использования этих импульсов в технике сильных токов. Нами [1, 2, 3] показана возможность создания неискажающей линии для передачи таких импульсов. Однако на первом этапе работы мы при выборе параметров неискажающей передающей системы не учитывали их изменения с ростом крутизны фронта импульса вследствие влияния поверхностного эффекта и увеличения проводимости диэлектрика.

Коэффициент затухания импульса в передающей системе получился при допущенной идеализации ничтожно малым.

Принятые допущения оправданы тем, что изменения активного сопротивления, проводимости и индуктивности от частоты различны [4, 5, 6, 7] и в значительной степени компенсируют друг друга, что видно из приведенных ниже выражений.

Активное сопротивление и индуктивность коаксиальной системы (рис. 1) на единицу длины с учетом поверхностного эффекта могут быть определены по выражениям [6, 7]:

$$\left. \begin{aligned} R_0 &= 2 \sqrt{\frac{f}{10}} \left(\frac{1}{d} \sqrt{\frac{\nu_{r1}}{\gamma_1}} + \frac{1}{D} \sqrt{\frac{\nu_{r2}}{\gamma_2}} \right) \cdot 10^{-3} \text{ ом/м}, \\ L_0 &= \left[2 \ln \frac{D}{d} + \frac{10}{\pi \sqrt{f \cdot 10^{-5}}} \left(\frac{1}{d} \sqrt{\frac{\nu_{r1}}{\gamma_1}} + \frac{1}{D} \sqrt{\frac{\nu_{r2}}{\gamma_2}} \right) \right] \cdot 10^{-7} \text{ гн/м}, \end{aligned} \right\} (1)$$

где f — частота, определяемая по длине фронта τ_Φ как $f = \frac{1}{4\tau_\Phi}$;

γ_1 и γ_2 — удельные проводимости центрального провода и обсадной трубы;

μ_{r_1} и μ_{r_2} — их относительные магнитные проницаемости.

Магнитная проницаемость ферромагнитной трубы (μ_2) взята в расчетах постоянной, так как непостоянство μ для любых материалов и при любых полях практически не сказывается на величине внутреннего реактивного сопротивления, а на величине активного сопротивления сказывается незначительно, причем тоже примерно одинаково для всех материалов [8].

Выражения (1) дают тот же результат, что и точные формулы, в которых активное сопротивление и индуктивность выражены через специальные функции [4,9].

Проводимость в случае высоких частот определяется из выражения [6,7]

$$g_0 = g_{\text{пост}} + g_{\sim} \approx g_{\sim} = \omega C_0 \operatorname{tg} \delta, \quad (2)$$

где

$g_{\text{пост}}$ — проводимость на постоянном токе;

g_{\sim} — составляющая проводимости, определяемая диэлектрическими потерями;

C_0 — емкость системы на единицу ее длины, подсчитанная по формуле

$$C_0 = \frac{\pi \varepsilon}{\ln \frac{D}{d}}. \quad (3)$$

Коэффициент затухания волны при условии $R_0 \ll \omega L_0$, $g_0 \ll \omega C_0$ определяется по формуле [7, 10]

$$\beta = \frac{R_0}{2} \sqrt{\frac{C_0}{L_0}} + \frac{g_0}{2} \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}, \quad (4)$$

а коэффициент изменения фазы при том же условии [10]

$$\alpha = \omega \sqrt{L_0 C_0} \left[1 + \frac{1}{4} \left(R_0 \sqrt{\frac{C_0}{L_0}} - g_0 \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \right)^2 \right]. \quad (5)$$

Проведенные нами расчеты ряда вариантов показали, что под влиянием поверхностного эффекта и увеличения проводимости диэлектрика с ростом крутизны импульса коэффициент затухания, по сравнению с идеализированной величиной, значительно возрастает, но условие неискажающей линии

$$\frac{R_0}{L_0} = \frac{g_0}{C_0} \quad (6)$$

остаётся почти не нарушенным (погрешность составляла в различных вариантах 0,1—2%).

На рис. 2 показана зависимость амплитуды импульса от пройденного им расстояния. Кривая 1 соответствует системе с диаметрами электрода и трубы соответственно 50 мм и 200 мм, а кривая 2 — с диаметрами 50 мм и 250 мм, т. е. с большим отношением D/d .

Из приведенных кривых следует, что при передаче импульса с длиной фронта $\tau_{\phi} = 0,5$ мксек по первой линии на расстояние 5 км амплитуда уменьшится в 3,76 раза. При передаче того же импульса по второй линии его амплитуда уменьшается на длине 5 км примерно вдвое, на длине 10 км — в 5 раз.

Таким образом, затухание импульса в реальной системе, параметры которой подобраны в соответствии с условием неискажающей ли-

нии (6), оказывается хотя и не ничтожно малым, но практически вполне приемлемым, тем более что при падении на диэлектрик или полупроводник амплитуда напряжения почти удваивается [3].

Нами были проведены опыты с образцами, удельная проводимость которых отличалась в весьма широких пределах. В соответствии с величиной проводимости менялся и коэффициент преломления напряжения.

$$k_u = \frac{U_m}{U_{\varphi m}}, \quad (7)$$

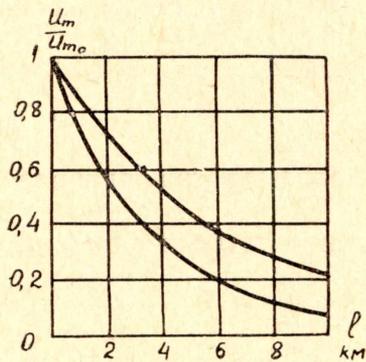


Рис. 2. Зависимость относительного затухания амплитуды импульса от длины передающей системы.

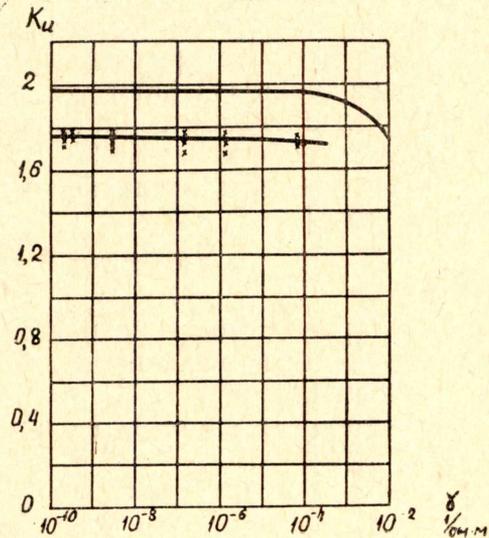


Рис. 3. Зависимость коэффициента преломления K_u от удельной проводимости среды на выходе коаксиальной системы.

где $U_{\varphi m}$ — амплитуда напряжения падающей волны,
 U_m — амплитуда преломленной волны на выходе коаксиальной системы.

На рис. 3 приведены кривые $k_u(\gamma)$, полученные расчетным путем для моделирующей экспериментальной установки (кривая 1) и в результате обработки осциллограмм (кривая 2). Расхождение между этими кривыми лежит в пределах погрешности измерений.

Величина $\left(R_0 \sqrt{\frac{C_0}{L_0}} - g_0 \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}\right)$, входящая в (5), оказалась во всех случаях порядка 10^{-8} , т. е. $\ll 1$. Поэтому коэффициент изменения фазы и при учете реальных условий получается таким же, как для неискажающей линии и линии без потерь:

$$\alpha = \omega \sqrt{L_0 C_0}, \quad (8)$$

а скорость движения волны

$$v = \frac{\omega}{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}$$

не зависит от частоты, т. е. искажения формы волны не должно быть.

Как показали опыты, проведенные на моделирующей установке, фронт волны удлиняется при прохождении по кабелю расстояния, равного длине волны, на 10—15%. Следовательно, при передаче импульсов с длиной фронта $\tau_{\phi} = 0,6$ мксек на расстояние 4—5 км фронт удлинится в 2,3—3 раза, то есть останется достаточно крутым.

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. Ю. Могилевская. Расчет движения импульса по одиночному проводу и перехода его в полупроводящую среду. Изв. вуз., Энергетика, № 6, стр. 24—29, 1959.
 2. А. А. Воробьев, Т. Ю. Могилевская. Движение одиночного униполярного импульса напряжения по коаксиальному кабелю с ферромагнитной оболочкой и переход импульса в полупроводящую среду. Изв. вуз., Электромеханика, № 7, стр. 3—9, 1959.
 3. Т. Ю. Могилевская. Исследование движения униполярного импульса напряжения по одиночному проводу внутри ферромагнитной поверхности и перехода его в диэлектрик или полупроводник. Диссертация, Свердловск, 1960.
 4. Л. Р. Нейман и П. Л. Калантаров. Теоретические основы электротехники, ч. III, ГЭИ, 1954.
 5. В. В. Коген-Долин. Распространение импульсов по проводу, проложенному в шихтовой стали. Автореферат канд. диссертации, МЭИ, 1950.
 6. И. И. Гроднев, Р. М. Лакерник и Д. Л. Шарле. Основы теории и производство кабелей связи, ГЭИ, 1956.
 7. Н. И. Белоруссов, И. И. Гроднев. Радиочастотные кабели. ГЭИ, 1959.
 8. Л. Р. Нейман. Поверхностный эффект в ферромагнитных телах. ГЭИ, 1949.
 9. К. Купфмюллер. Основы теоретической электротехники, ГЭИ, 1960.
 10. К. А. Круг. Основы электротехники, ГЭИ, 1936.
-