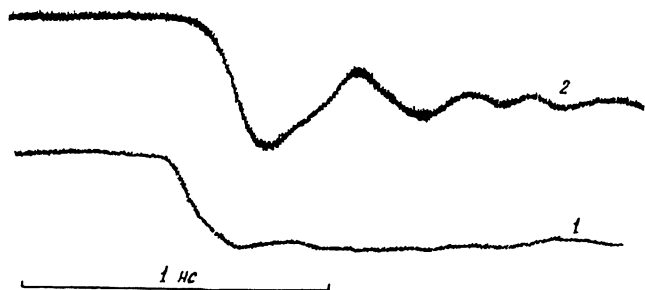


## О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ

*В.И.Короза, М.Н.Нечаев, С.А.Цветков*

Приводятся предварительные результаты теоретического и экспериментального исследования нового механизма формирования электромагнитного импульса вблизи фронта (перепада напряженности поля) ТЕМ-волны при ее распространении в линии передачи с распределенными неоднородностями.

Суть механизма заключается в следующем. Пусть вдоль некоторой прямой  $z$  (в ее положительном направлении) в допускающей распространения ТЕМ-волн волноведущей системе с идеально проводящими граничными поверхностями эта волна переходит при  $z = z_0$  из регулярного участка линии ( $z < z_0$ ) в нерегулярный участок ( $z > z_0$ ) с плавно изменяющимся поперечным сечением. При переходе фронта волны из регулярного участка в нерегулярный происходит процесс частичной трансформации ТЕМ-волны в волны  $E$ -типа. Неизбежность такой трансформации объясняется ортогональностью поверхности проводника вектору напряженности электрического поля  $\mathbf{E}$  вблизи проводящих границ волновода. В регулярной части ( $z < z_0$ ) указанная ортогональность согласуется с одним из основных признаков распространяющейся здесь волны ТЕМ-типа — условием



Осциллограммы входного (кривая 1) и выходного (кривая 2) сигналов.

$E_z = 0$ . В то же время при  $z > z_0$  условие ортогональности приводит к необходимости возникновения в нерегулярной части волновода волн с  $E_z \neq 0$  путем частичной трансформации энергии падающей недисперсной ТЕМ-волны в сильно дисперсные волны  $E$ -типа. Фронт переходящей из регулярного участка волновода в его нерегулярный участок ТЕМ-волны обладает достаточно широким частотным спектром, что и способствует возникновению интересующего нас явления вследствие дисперсионного характера образующихся при трансформации волн  $E$ -типа.

Для проведения эксперимента было использовано устройство коаксиального типа: отрезок коаксиального волновода между двумя соосными цилиндрами (регулярный участок) с соединением цилиндров с отрезками соосных усеченных конических поверхностей. Образовавшийся таким образом нерегулярный участок волновода между конусами имеет вид коаксиального рупора. В соответствии с известными требованиями исключение заметных отражений волны ТЕМ было обеспечено постоянством волнового сопротивления устройства вдоль всей его длины и согласованием элементов внешней цепи. Неизменность волнового сопротивления в поперечных сечениях нерегулярной части достигалась надлежащим подбором углов конусности.

На приведенном рисунке изображены осциллограммы:

1) поступающей на вход устройства ТЕМ-волны (кривая 1);

2) выходного сигнала непосредственно с выходного конца нерегулярного участка (кривая 2).

Для удобства временные масштабы обеих кривых выбраны совпадающими. Форма кривой 2 подтверждает наше

представление о том, что выходной сигнал является суммой сформировавшегося вследствие дисперсности образовавшихся волн импульса и дошедшей до выхода системы части входного сигнала из-за неполной его трансформации.

При количественной оценке описанного явления для упрощения расчетов используем простейшую планарную модель волноведущей системы — пространство между двумя идеально проводящими поверхностями, образованными при  $z < z_0$  параллельными между собой полуплоскостями, которые при  $z > z_0$  переходят в полосковый рупор. В перпендикулярном направлению распространения волны сечениях  $z = z^*$  имеем бесконечно широкие полосы между параллельными прямыми как при  $z^* < z_0$ , так и при  $z^* > z_0$ . Компоненты поля волны будем предполагать не зависящими от координаты  $y$  вдоль этих слоев, а зависимость их от времени — пропорциональной  $\exp(-i\omega t)$ .

Применение к уравнениям Максвелла способа описания поля монохроматической волны с помощью комплексных амплитуд [1] и близкого по идее методу поперечных сечений [2] вариационного подхода [3,4] позволяет свести решение задачи к системе обыкновенных уравнений относительно амплитуд  $f_s(z)$  типов волн (ТЕМ-волны при  $S = 0$  и  $E$ -волны при  $S \geq 1$ ).

В адиабатическом приближении (при малых углах наклона образующих полосковый рупор поверхностей к оси  $z$ ) естественно пренебрежение взаимодействием между различными модами  $E$ -типа в силу малости соответствующих им амплитуд по сравнению с амплитудой падающей ТЕМ-волны. Это позволяет для каждого значения  $S \geq 1$  из указанной бесконечной системы выделить подсистему из двух уравнений относительно неизвестных  $f_0(z)$  и  $f_s(z)$ . После преобразования и исключения  $f_0(z)$  с учетом медленного характера изменения геометрии приходим к приближенному уравнению

$$f_s'' + \frac{\Delta'}{\Delta} f_s' + k_s^2 f_s = h_s \cdot \exp(i\psi_0). \quad (1)$$

Здесь штрих (') — знак производной по  $z$ ;  $\Delta(z)$  — толщина волноводного слоя (постоянная при  $z \leq z_0$ );  $k_s^2 = k_0^2 - (\frac{\pi s}{\Delta})^2$ ,  $k_0 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon \mu}$ ,  $\epsilon$  и  $\mu$  — диэлектрическая и магнитная проницаемости среды,  $c$  — скорость света в вакууме;  $h_s = -2ik_0 \frac{\delta_s}{\Delta} f_0(z)$ ;  $\psi_0 = ik_0(z - z_0)$ .

Для сопоставления приведенного на осциллограмме (кривая 2 на рисунке) экспериментального результата с теорией используем аппроксимацию входного сигнала (кри-

вая 1) функцией

$$\mathcal{H}(t) = \begin{cases} 0, & t < -\tau^*; \\ \mathcal{H}^* \cdot \left(1 + \frac{t}{\tau^*}\right), & -\tau^* \leq t \leq 0; \\ \mathcal{H}^*, & t > 0. \end{cases} \quad (2)$$

Использование ВКБ-приближения для “вынужденной” компоненты решения (1) и последующее применение обратного преобразования Фурье при краевом условии (2) для  $z = z_0$  приводит к приближенному выражению для оценки величины  $\mathcal{H}_s$  возникшего в результате трансформации импульса (без учета дошедшей до выхода нетрансформированной доли падающей ТЕМ-волны):

$$\mathcal{H}_s \simeq \alpha \cdot \mathcal{H}^* \cdot \varphi_s(\mathbf{r}_\perp, z) \mathcal{J}_s. \quad (3)$$

Здесь

$\alpha$  — угол раскрыва рупора,

$$\mathcal{J}_s = \frac{1}{q^*} \int_0^\xi \frac{\sqrt{\tau_1} \cdot \mathcal{J}_1(\beta_s \sqrt{\tau_1} x) - \sqrt{\tau_0} \cdot \mathcal{J}_1(\beta_s \sqrt{\tau_0} x)}{\sqrt{1 + \alpha x^2}} dx, \quad (4)$$

$$\tau_0 = \max(0, \tau), \quad \tau_1 = \max(0, \tau + \tau^*),$$

$\tau = t - \frac{z - z_0}{c} \sqrt{\epsilon \mu}$  — “местное” время в точке наблюдения,

$$\xi = \sqrt{\frac{z - z_0}{\Delta(z_0)}}.$$

Применяя при сопоставлении полученных для коаксиальной геометрии с приведенной для конструкции полоскового типа теорией в качестве величины  $\Delta(z)$  расстояния между внутренней и наружной проводящими поверхностями, приходим к следующему выводу:

1) качественно зависимость от времени колеблющейся составляющей изображенного на кривой 2 сигнала совпадает с приближенными результатами теории (3)–(4);

2) численная оценка интеграла (4) дает для длительности первого всплеска на кривой 2 значение 0.2 нс, такое же значение этой величины дает приведенная осциллограмма.

Авторы благодарны А.А. Нерсисяну и С.В. Кирушеву за помощь в проведении эксперимента.

## Список литературы

- [1] *Вайнштейн Л.А.* Электромагнитные волны. М.: Сов. радио, 1957. 586 с.
- [2] *Каценеленбаум Б.З.* Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: Изд. АН СССР, 1961. 216 с.
- [3] *Короза В.И.* // ДАН СССР. 1969. Т. 186. № 4. С. 795-798.
- [4] *Короза В.И., Старжинский В.М.* // Вестн. Московского университета. Матем. и механ. 1971. № 1. С. 101-110.

НИИ импульсной техники  
Минатом РФ  
Москва

Поступило в Редакцию  
27 января 1995 г.

---