

РАСЧЕТ НЕУСТАНОВИВШИХСЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ

Н.Л.Казанский¹, Г.А.Подлипнов³, А.А.Рахаев², М.Л.Соснин³

¹ Институт систем обработки изображений РАН

² Самарский государственный аэрокосмический университет

³ Дирекция по техническому развитию АО "АВТОВАЗ"

Аннотация

Рассмотрена методика расчета переходных процессов установления электромагнитного поля в продольно-регулярных линиях передачи. Рассчитано влияние рассогласования источника сигнала и нагрузки на временные характеристики электромагнитного поля в Т-камере.

Введение

Электронные и радиоэлектронные компоненты и системы подвержены воздействию внешних электромагнитных полей. Одним из наиболее мощных источников электромагнитных полей естественного происхождения является грозовой разряд. Испытания электронных и радиоэлектронных систем на устойчивость к электромагнитным полям большой интенсивности могут проводиться как в полевых условиях, так и при использовании экранированных камер. Наиболее часто для этих целей используют экранированную Т-камеру [1,2,3]. Такая камера в большинстве случаев представляет собой регулярную симметричную полосковую линию с геометрическими размерами, которые обеспечивают требуемую неравномерность электромагнитного поля в пределах исследуемого устройства [4]. На входе и выходе регулярной части Т-камеры включены согласующие переходы, к которым подключены импульсный источник сигнала и согласованная с Т-камерой нагрузка. Представляет интерес рассмотрение явлений в Т-камере, возникающих при имитации грозового разряда.

Решить задачу определения пространственно-временной зависимости электромагнитного поля внутри Т-камеры с учетом согласующих переходов строгим электродинамическим методом при произвольной форме возбуждающего сигнала не представляется возможным. Это обусловлено тем, что в Т-камере могут распространяться одновременно несколько типов волн. Кроме того, распространяющиеся по камере волны частично отражаются от нерегулярных участков и от нагрузки, включенной на конце камеры. Эти отраженные волны также изменяют распределение поля в регулярной части Т-камеры.

Рассмотрим вначале пространственно-временное распределение поля в регулярной части Т-камеры, а затем определим влияние отражений от нерегулярностей, а также влияние рассогласования генератора и нагрузки с Т-камерой на распределение поля внутри нее.

Электромагнитные поля в регулярных однородных линиях передачи без потерь, описывающие переходные процессы и последующий установившийся режим, имеют сложную пространственно-временную структуру. Рассмотрим существующие методики расчета электромагнитных волн внутри регулярной линии передачи при произвольной форме возбуждающего сигнала. В настоящее время наиболее часто при решении подобных задач используют два подхода.

Первый подход основан на применении прямого и обратного преобразований Лапласа, т.е. на представлении произвольно изменяющегося во времени возбуждающегося сигнала в виде непрерывного спектра [5,6]. Такой подход во многих случаях не является оптимальным. Стационарные гармонические во времени волны отличны от нуля во всей области изменения пространственных переменных. В это же время их суперпозиция, соответствующая преобразованию Лапласа, должна привести к описанию волнового процесса, отличного от нуля в определенные моменты времени, заданные источником. Вследствие этого для адекватного описания нестационарного процесса требуется учет большого числа гармоник. Поэтому решения, полученные таким методом, как правило, громоздки, и они не отображают во многих случаях физические явления в рассматриваемой структуре. Если же рассматриваемая структура является многомодовой, то задача еще более усложняется.

Второй подход основан на решении уравнений Максвелла, в которых задана временная зависимость сторонних источников [7]. При таком подходе в ряде случаев получаются более простые решения. Методика построения решения нестационарных задач, в которых искомое решение - электромагнитное поле - представляется в виде пространственно-временной зависимости, сводится к следующей последовательности:

1. Систему уравнений Максвелла преобразуют таким образом, чтобы получилось уравнение второго порядка в частных производных для составляющих векторов электромагнитного поля или векторного потенциала.
2. При решении полученного уравнения используется метод неполного разделения переменных, при котором исходное дифференциальное уравнение сводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений. Одно из этих уравнений зависит от двух, как правило, поперечных координат, а другое - от продольной координаты и времени.
3. Решается уравнение, зависящее от двух пространственных координат, совместно с граничными условиями.
4. Решается уравнение, зависящее от времени и одной пространственной координаты.

Применим эти подходы к определению пространственно-временных характеристик продольно-регулярной линии передачи при произвольном законе изменения во времени возбуждающего сигнала.

1. Возбуждение продольно-регулярной линии передачи сторонним источником электрического тока

Электромагнитное поле в регулярной линии передачи при произвольном законе изменения во времени стороннего источника определяется уравнениями Максвелла, начальными и граничными условиями. Будем считать, что линия передачи возбуждается сторонним источником электрического тока.

Нестационарное (неустановившееся) электромагнитное поле описывается системой уравнений Максвелла, которую для рассматриваемой структуры (рис. 1) можно записать в виде:

$$\begin{cases} \text{rot} \vec{H} = \frac{d\vec{D}}{dt} + \vec{j}_{cm}, \\ \text{rot} \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt}, \\ \text{div} \vec{D} = 0, \\ \text{div} \vec{B} = 0. \end{cases} \quad (1)$$

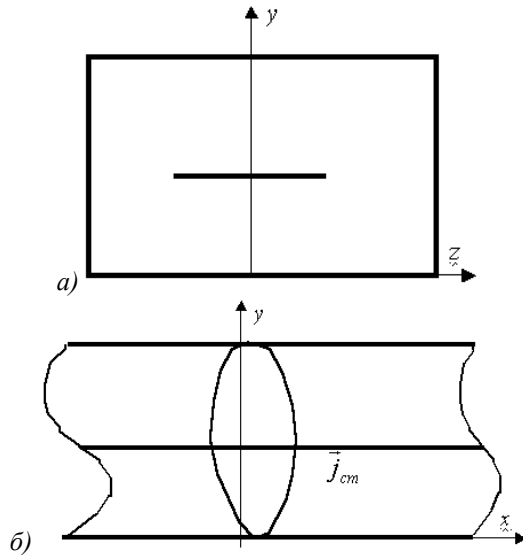


Рис. 1. Поперечное (а) и продольное (б) сечения регулярной части Т-камеры

Входящие в эти уравнения электрическое \vec{E} и магнитное \vec{H} поля, а также сторонний источник электрического тока \vec{j}_{cm} в общем случае зависят как от пространственных координат, так и от времени.

Без нарушения общности будем считать, что электромагнитная волна возбуждается сторонним источником электрического тока \vec{j}_{cm} , который включается в момент времени $t=0$.

При $t < 0$ амплитуда стороннего источника равна нулю, и электромагнитное поле во всех точках внутри рассматриваемой структуры отсутствует:

$$\vec{E}|_{t < 0} = 0, \quad \vec{H}|_{t < 0} = 0. \quad (2)$$

В любой момент времени на поверхности регулярной линии должны выполняться граничные усло-

вия. Считая проводники идеально проводящими, граничные условия для касательной составляющей электрического \vec{E}_τ и нормальной составляющей магнитного \vec{H}_n полей можно записать в виде:

$$\vec{E}_\tau|_S = 0, \quad \vec{H}_n|_S = 0, \quad (3)$$

где S - идеально проводящие поверхности регулярной линии передачи.

При таких начальных и граничных условиях требуется определить пространственно-временное распределение электромагнитного поля в рассматриваемой структуре.

Систему уравнений Максвелла (1) можно свести к неоднородным уравнениям Гельмгольца для векторов электрического и магнитного полей

$$\nabla^2 \vec{E} - \epsilon_a \mu_a \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_a \frac{\partial \vec{j}_{cm}}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\nabla^2 \vec{H} - \epsilon_a \mu_a \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = -\text{rot} \vec{j}_{cm}, \quad (5)$$

где ϵ_a, μ_a - соответственно абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, заполняющей рассматриваемую структуру.

Полученные дифференциальные уравнения (4-5) - векторные. Проектируя их на декартову систему координат, получим для каждой составляющей вектора $E_\xi, H_\xi, j_{cm\xi}$ ($\xi = x, y, z$) систему скалярных уравнений

$$\nabla^2 E_\xi - \epsilon_a \mu_a \frac{\partial^2 E_\xi}{\partial t^2} = \mu_a \frac{\partial j_{cm\xi}}{\partial t}, \quad (6)$$

$$\nabla^2 H_\xi - \epsilon_a \mu_a \frac{\partial^2 H_\xi}{\partial t^2} = -(\text{rot} \vec{j}_{cm})_\xi.$$

В точках пространства, где свободные источники отсутствуют, система уравнений (6) преобразуется к однородным дифференциальным уравнениям для каждой ξ -ой составляющей поля:

$$\begin{cases} \nabla^2 E_\xi - \epsilon_a \mu_a \frac{\partial^2 E_\xi}{\partial t^2} = 0, \\ \nabla^2 H_\xi - \epsilon_a \mu_a \frac{\partial^2 H_\xi}{\partial t^2} = 0. \end{cases} \quad (7)$$

Решим в области, где отсутствуют сторонние источники, систему уравнений (7) методом Фурье. Решения уравнений ищем в виде:

$$E_\xi(x, y, z, t) = E_{1\xi}(x, y) \cdot E_{2\xi}(z, t), \quad (8)$$

$$H_\xi(x, y, z, t) = H_{1\xi}(x, y) \cdot H_{2\xi}(z, t). \quad (9)$$

Применяя известную процедуру разделения переменных, получим систему дифференциальных уравнений, эквивалентную исходной системе уравнений (7):

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla_{\perp}^2 E_{1\xi}(x, y) + v_E^2 \cdot E_{1\xi}(x, y) = 0, \\ \frac{\partial^2 E_{2\xi}(z, t)}{\partial z^2} - \varepsilon_a \mu_a \frac{\partial^2 E_{2\xi}(z, t)}{\partial t^2} - \\ - v_E^2 \cdot E_{2\xi}(z, t) = 0, \end{array} \right. \quad (10)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla_{\perp}^2 H_{1\xi}(x, y) + v_H^2 \cdot H_{1\xi}(x, y) = 0, \\ \frac{\partial^2 H_{2\xi}(z, t)}{\partial z^2} - \varepsilon_a \mu_a \frac{\partial^2 H_{2\xi}(z, t)}{\partial t^2} - \\ - v_H^2 \cdot H_{2\xi}(z, t) = 0, \end{array} \right. \quad (11)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla_{\perp}^2 E_{1\xi}(x, y) + v_E^2 \cdot E_{1\xi}(x, y) = 0, \\ \frac{\partial^2 E_{2\xi}(z, t)}{\partial z^2} - \varepsilon_a \mu_a \frac{\partial^2 E_{2\xi}(z, t)}{\partial t^2} - \\ - v_E^2 \cdot E_{2\xi}(z, t) = 0, \end{array} \right. \quad (12)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla_{\perp}^2 H_{1\xi}(x, y) + v_H^2 \cdot H_{1\xi}(x, y) = 0, \\ \frac{\partial^2 H_{2\xi}(z, t)}{\partial z^2} - \varepsilon_a \mu_a \frac{\partial^2 H_{2\xi}(z, t)}{\partial t^2} - \\ - v_H^2 \cdot H_{2\xi}(z, t) = 0, \end{array} \right. \quad (13)$$

где ∇_{\perp}^2 - поперечный оператор Лапласа,

v_E, v_H - константы разделения.

Из полученных соотношений следует, что пространственно-временное распределение электрического и магнитного полей описывается соотношениями (8) и (9) соответственно. Эти соотношения представляют собой произведение двух сомножителей, один из которых описывает зависимость составляющих полей от поперечных координат $E_{1\xi}(x, y)$, $H_{1\xi}(x, y)$, а другой - от продольной координаты и времени $E_{2\xi}(z, t)$, $H_{2\xi}(z, t)$. Функции, описывающие поперечную структуру электрического $E_{1\xi}(x, y)$ и магнитного $H_{1\xi}(x, y)$ полей и константы разделения v_E и v_H , определяются из решения уравнений (10), (12) совместно с граничными условиями (3). Результатом решения этой задачи являются дискретный спектр собственных значений константы разделения $v_p = v_E = v_H$ и зависимости функций $E_{1\xi}^{(p)}(x, y)$, $H_{1\xi}^{(p)}(x, y)$ от поперечных координат. Индекс p , появляющийся в результате решения уравнений (10) и (12), характеризует разные законы распределения поля по поперечным координатам (различные типы волн в регулярной линии передачи). В результате этого полное поле в регулярной линии передачи определяется соотношениями

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{\xi}(x, y, z, t) = \sum_p E_{1\xi}^{(p)}(x, y) \cdot E_{2\xi}^{(p)}(z, t), \\ H_{\xi}(x, y, z, t) = \sum_p H_{1\xi}^{(p)}(x, y) \cdot H_{2\xi}^{(p)}(z, t), \end{array} \right. \quad (14)$$

где $E_{2\xi}^{(p)}(z, t)$, $H_{2\xi}^{(p)}(z, t)$ - решения уравнений (11), (13).

Из приведенных соотношений следует, что полное поле в регулярной линии передачи состоит из суммы слагаемых, каждый член которой описывает пространственно-временное распределение волны типа p .

Амплитуды каждого p - типа волны определяются из решений неоднородных уравнений (6) с уче-

том начальных (2) и граничных (3) условий. Продольное распределение поля зависит от значения константы разделения γ_p .

Те p - типы волн, для которых γ_p - мнимые числа, являются затухающими. Затухающие поля локализованы вблизи источника, влияют только на согласование источника стороннего тока с линией передачи и в передаче энергии не участвуют.

Те p - типы волн, для которых γ_p - вещественные числа, являются распространяющимися. Такими распространяющимися волнами являются основная Т-волна симметричной полосковой линии, а также высшие типы волн симметричной полосковой линии, которые могут возбуждаться только при определенных условиях [8]. Ограничимся учетом только одной основной моды.

В силу того, что в рассматриваемой структуре (рис.1) отсутствует диэлектрическое заполнение, основная Т-волна является бездисперсной и имеет фазовую скорость, равную скорости света.

Поэтому возбужденный в начале структуры импульс распространяется вдоль регулярной линии передачи без искажений. Эта особенность позволяет существенно упростить анализ переходных процессов в регулярной линии.

2. Расчет переходных процессов в Т-камере с учетом отраженных волн

Представим регулярную часть Т-камеры в виде эквивалентной линии [6]. Такая эквивалентная линия передачи по ряду электродинамических параметров будет идентична регулярной части Т-камеры, если в обеих линиях распространяется только один тип волны, равны их волновые сопротивления и постоянные распространения γ_p .

Фазы распределения напряжения в эквивалентной линии $u(t)$ совпадают с фазами поперечной составляющей электрического поля регулярной части Т-камеры, а напряжение $u(t)$ и ток $i(t)$ в ней пропорциональны напряжениям поперечных составляющих соответственно электрического и магнитного полей основного Т-типа волны симметричной полосковой линии [4]. Пренебрежем влиянием нерегулярностей, обусловленных соединением конусных переходов с регулярной частью Т-камеры. Тогда их также можно считать отрезками регулярной линии передачи (радиальной линии) и заменить отрезками эквивалентных линий. Это позволяет проанализировать характеристики не только регулярной части, но и всей Т-камеры.

Рассмотрим переходные процессы в Т-камере, если на ее входе включен генератор с заданной формой импульсного напряжения $u(t)$ и внутренним сопротивлением Z_g , а на выходе - в общем случае произвольная нагрузка Z_n .

Вначале проанализируем переходные процессы при наиболее простом скачкообразном воздействии на входе Т-камеры (рис.2):

$$u(t) = U_m \cdot 1(t), \quad (15)$$

где U_m - амплитуда напряжения, пропорциональная амплитуде поперечной составляющей электрического поля основной Т-волны,

$1(t)$ - единичная функция Хевисайда,

$$1(t) = \begin{cases} 0, & \text{если } t < 0, \\ 1, & \text{если } t \geq 0. \end{cases}$$

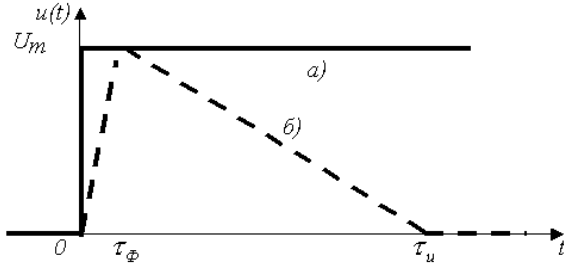


Рис.2. Скачкообразное (а) и пилообразное (б) воздействия на входе Т-камеры

Распространяющуюся основную моду, амплитуда которой зависит от времени (входное воздействие), представим в виде интеграла Фурье:

$$u(t) = U_m \cdot 1(t) = U_m \cdot \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega \right).$$

При отсутствии активных потерь фазовая скорость V в линии передачи от частоты не зависит и она равна скорости света. Поэтому все гармонические составляющие входного воздействия распространяются без затухания и с одинаковой фазовой скоростью, и напряжение в момент времени t в произвольной точке z равно [5]

$$u(z, t) = U_m \cdot \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin \omega \left(t - \frac{z}{V} \right)}{\omega} d\omega \right).$$

Из этого соотношения следует, что входное воздействие распространяется по линии передачи без искажения. Это справедливо и для входного воздействия произвольной формы.

Проанализируем влияние сопротивления нагрузки Z_n и генератора Z_g на переходные процессы в Т-камере при скачкообразном изменении входного воздействия, временная зависимость которого описывается соотношением (15).

Все процессы в эквивалентной линии передачи с распределенными параметрами описываются системой уравнений, которая в операторной форме имеет вид [6]:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 U(z, p)}{\partial z^2} + \gamma^2 U(z, p) = 0, \\ \frac{\partial^2 I(z, p)}{\partial t^2} + \gamma^2 I(z, p) = 0, \end{cases}$$

где $U(z, p)$, $I(z, p)$ - операторное изображение соответственно напряжения $u(t)$ и тока $i(t)$ в эквивалентной линии,

γ - комплексная постоянная распространения основной волны.

Решение этой системы уравнений определяется соотношениями

$$U(z, p) = U_n(p) \cdot e^{-i\gamma z} + U_0(p) \cdot e^{i\gamma z}, \quad (16)$$

$$I(z, p) = \frac{1}{Z(p)} (U_n(p) \cdot e^{-i\gamma z} - U_0(p) \cdot e^{i\gamma z}), \quad (17)$$

где $Z(p)$ - операторное выражение волнового сопротивления,

$U_n(p)$, $U_0(p)$ - постоянные, определяемые граничными условиями.

Если пренебречь активными потерями в Т-камере, то $Z(p) = Z_g$. Находя оригиналы изображений (16), (17) и используя граничное условие на концах линии, получим выражение для напряжения $u(z, t)$ и тока $i(z, t)$ в любой точке линии z в произвольный момент времени t при скачкообразном входном воздействии $u(t) = U_m \cdot 1(t)$:

$$\begin{aligned} \left. \begin{aligned} u(z, t) \\ i(z, t) \cdot z_g \end{aligned} \right\} &= U_m \left[1 \left(t - \frac{x}{V} \right) \pm \right. \\ &\pm \Gamma_n \cdot 1 \left(t - \frac{2l-x}{V} \right) + \Gamma_n \Gamma_g \cdot 1 \left(t - \frac{2l+x}{V} \right) \pm \\ &\pm \Gamma_n^2 \Gamma_g \cdot 1 \left(t - \frac{4l-x}{V} \right) + \Gamma_n^2 \Gamma_g^2 \cdot 1 \left(t - \frac{4l+x}{V} \right) \pm \\ &\pm \Gamma_n^3 \Gamma_g^2 \cdot 1 \left(t - \frac{6l-x}{V} \right) + \\ &\left. + \Gamma_n^3 \Gamma_g^3 \cdot 1 \left(t - \frac{6l+x}{V} \right) \pm \dots \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь Γ_n , Γ_g - комплексные коэффициенты отражения по напряжению соответственно от нагрузки и генератора.

На рис.3 в качестве иллюстрации описанной выше методики приведены рассчитанные по соотношению (18) временные зависимости нормированного напряжения (а) и тока (б) в эквивалентной линии при $\Gamma_n = \Gamma_g = 0.5$. Из приведенных зависимостей следует, что время установления электромагнитного поля в центре Т-камеры при указанных выше параметрах составляет величину не более 0,6 мкс. По мере согласования нагрузки и генератора с Т-камерой длительность установления электромагнитного поля уменьшается.

Представляет интерес проанализировать влияние согласования генератора и нагрузки с Т-камерой на временные зависимости электромагнитного поля при входном воздействии в виде пилообразного импульса напряжения, имитирующего грозовой разряд. Пусть воздействие на входе Т-камеры описывается соотношением (рис.3)

$$u_{\text{ex}}(t) = U_m \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0, \\ \frac{t}{\tau_\phi} & \text{при } 0 \leq t < \tau_\phi, \\ 1 - \frac{t - \tau_\phi}{\tau_u - \tau_\phi} & \text{при } \tau_\phi \leq t < \tau_u, \\ 0 & \text{при } \tau_u \leq t. \end{cases} \quad (19)$$

$$\tilde{u}(z, t) = \int_0^t u(z, t - \tau) \cdot u'_{\text{ex}}(\tau) d\tau, \quad (20)$$

$$\tilde{i}(z, t) = \int_0^t i(z, t - \tau) \cdot u'_{\text{ex}}(\tau) \cdot z_0 \cdot d\tau, \quad (21)$$

где $u(z, t)$ и $i(z, t)$ определяются выражениями (18).

Здесь τ_ϕ - длительность переднего фронта импульса грозового разряда, $\tau_\phi = 1,2$ мкс, τ_u - длительность импульса грозового разряда, $\tau_u = 50$ мкс.

Искомые временные зависимости напряжения $\tilde{u}(z, t)$ и тока $\tilde{i}(z, t)$ в эквивалентной линии передачи можно определить с помощью соотношений

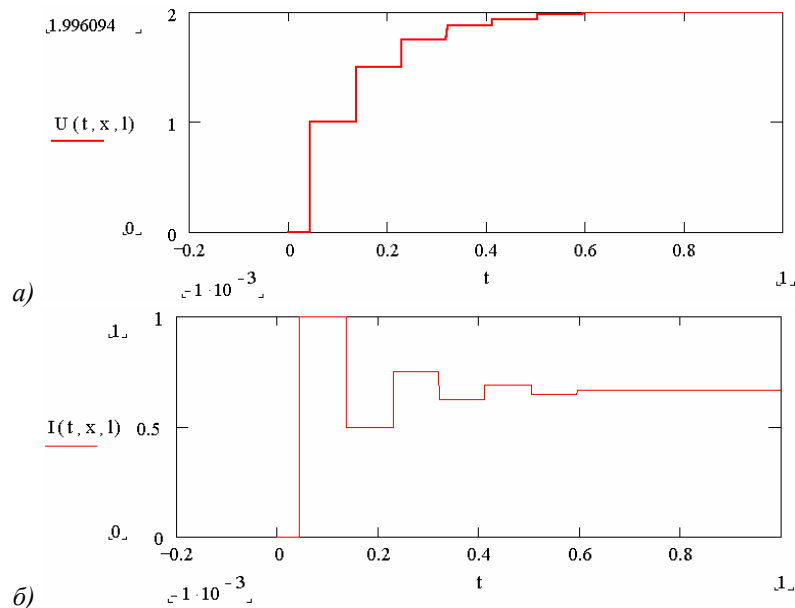


Рис.3. Временные зависимости нормированных напряжения (а) и тока (б) в эквивалентной линии в различные моменты времени t при $\Gamma_n = \Gamma_z = 0.5$ (Время в т.мкс)

На рис.4 приведены в качестве примера рассчитанные по соотношениям (20), (21) временные зависимости нормированных напряжения и тока при $\Gamma_z = \Gamma_n = 0.5$ в середине Т-камеры. Из представленных зависимостей следует, что при указанных выше коэффициентах отражения временные зависимости напряжения и тока в Т-камере отличаются от входного сигнала незначительно, что обусловлено малой длительностью переходного процесса установления колебаний в ней.

Заключение

1. Рассмотрена методика расчета электрического и магнитного полей в регулярной части Т-камеры при произвольном возбуждающем сигнале.
2. Получены аналитические выражения, позволяющие проанализировать переходные процессы в эквивалентной линии передачи при произвольной форме возбуждающего сигнала.
3. Рассчитаны переходные процессы в эквивалентной линии передачи при скачкообразном изменении

входного воздействия. Показано, что длительность переходных процессов определяется величинами коэффициентов отражения от нагрузки Γ_n и генератора Γ_z . В частности, при $\Gamma_z = \Gamma_n = 0.5$ длительность переходных процессов составляет 0.5...0.6 мкс, и она будет уменьшаться по мере согласования нагрузки и генератора с Т-камерой.

4. Рассчитан переходный процесс установления электромагнитного поля в Т-камере при пилообразном изменении входного сигнала, имитирующем электрическое поле грозового разряда.
5. Приведенные аналитические выражения позволяют рассчитать переходный процесс установления электромагнитного поля в Т-камере при произвольном законе изменения входного сигнала и произвольных сопротивлениях генератора и нагрузки и определить тем самым необходимый частотный диапазон и допустимую неравномерность частотной характеристики КСВ нагрузки.

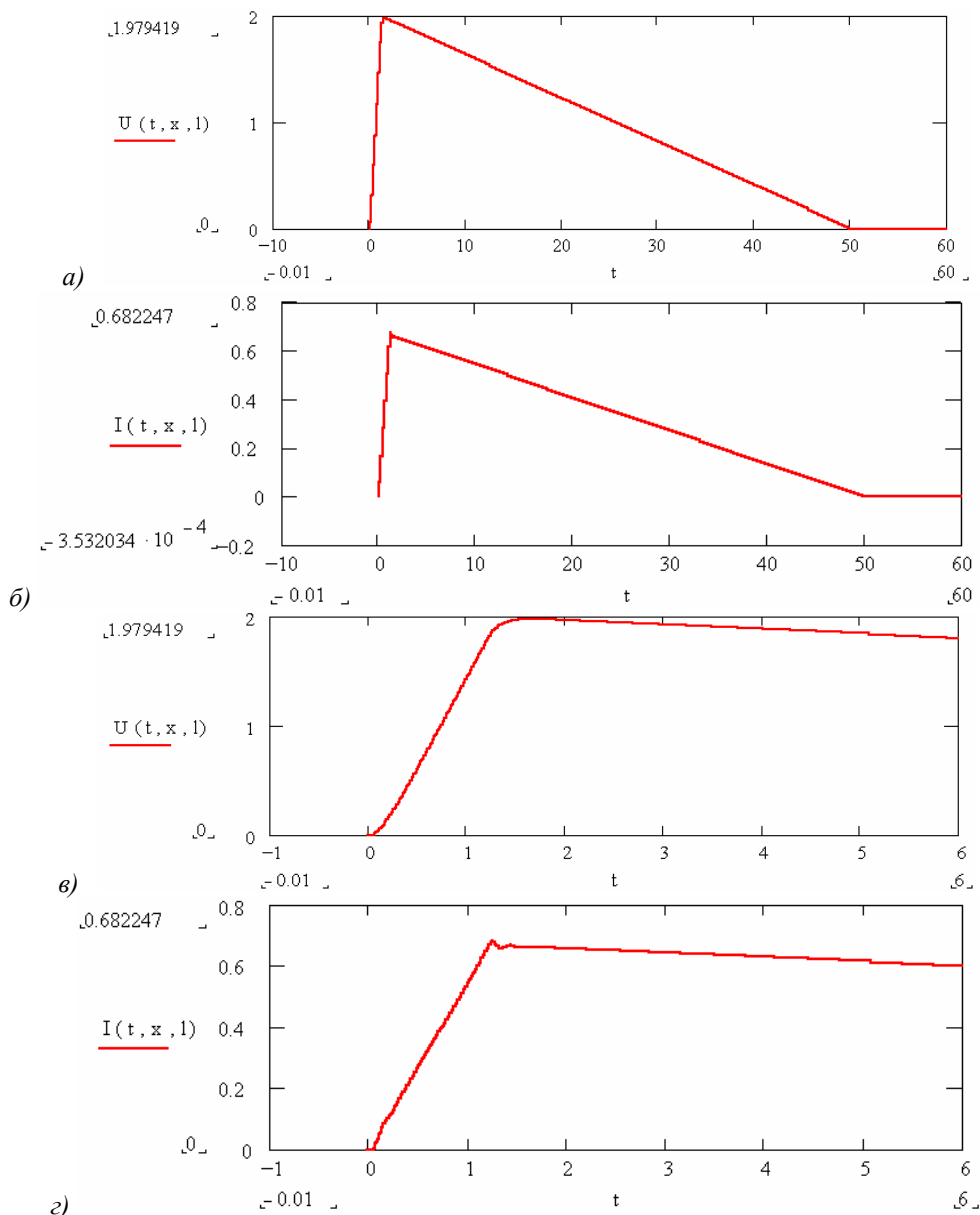


Рис.4.Временные зависимости нормированного напряжения (а), (в) и тока (б), (г) в эквивалентной линии при пилообразном изменении напряжения и $\Gamma_e = \Gamma_n = 0.5$ (Время в t мкс)

Литература

1. Электромагнитная совместимость радиоэлектронных средств и непреднамеренные помехи. Вып.3- М.: Сов. Радио, 1977.- 464 с.
2. Маслов О.Н., Неганов В.А., Уваров В.Г., Шляховская Е.В. К анализу Т-камеры для испытания радиоэлектронных средств при разрядах статического электричества // Электродинамика и техника СВЧ и КВЧ, 1993.- Вып.4.- с. 81-91.
3. Неганов В.А., Яровой Г.П. Математические основы метода испытаний радиоэлектронных материалов, средств и живых организмов в экранированных СВЧ- и КВЧ-камерах // Физика волновых процессов и радиотехнические системы, 1998.- Вып. 2-3.- с. 67-83.
4. Казанский Н.Л., Подлипов Г.А., Рахаев А.А., Соснин М.Л. Расчет электромагнитного поля в продольно-регулярных структурах // Компьютерная оптика, 1999, вып. 19, с.47-51.
5. Харкевич А.А. Неустановившиеся волновые явления. - М.-Л.: ГИТТЛ, 1950.- 202 с.
6. Шимони К. Теоретическая электротехника. - М.: Мир, 1964.- 776 с.
7. Борисов В.В. Неустановившиеся поля в волноводах. - Л.: Ленинградский университет, 1991.- 156 с.
8. Неганов В.А., Нефедов Е.И., Яровой Г.П. Полосково-щелевые структуры сверх- и крайневисоких частот. - М.: Наука. - 1996.- 304 с.