

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОКРЫТИЯ ЩЕЛЕВОЙ АНТЕННОЙ

О.Ш. Даутов, И. Салем

Казанский национальный исследовательский технический университет,  
г. Казань

В данной работе предпринята попытка построения методики расчета с учётом конечной ширины щелевого элемента, что позволяет рассмотреть поле в окрестности щели в виде суперпозиции невозмущенного поля, распространяющегося от щели, и отраженного от внешней границы поля, набегающего на щель, что позволяет избежать бесконечных значений полей и получить оценки коэффициента отражения и дает возможность расчета сопротивлений излучения различных щелевых антенн, как элементов СВЧ систем. В соответствии с вышесказанным полное поле внутри слоя представляется в виде суперпозиции первичного возбуждающего поля и поля рассеянного внутрь слоя от внешней границы:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_r, \quad (1)$$

где первичное поле, создаваемое щелевым элементом имеет следующее представление

$$\vec{E}_0(\vec{r}) = \frac{E_0 I_s h_s}{8\pi^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[\vec{\omega}_0, \vec{a}]}{\omega_s} e^{-i\omega_s [(\vec{\omega}_0, \vec{r})]} e^{i\omega_s [(\vec{\omega}_0, \vec{z}_0)]} \text{sinc}\left(\frac{(\vec{\omega}_0, \vec{a})}{2}\right) \text{sinc}\left(\frac{(\vec{z}_0, \vec{a})}{2}\right) d\omega_x d\omega_y, \quad (2)$$

которое получается из известного разложения скалярной функции Грина в двумерный интеграл Фурье, полученное Вейлем. Здесь  $\vec{a} = \vec{x}_0 a_x + \vec{y}_0 a_y$  - единичный вектор, задающий ориентацию элемента щели на плоскости экрана,  $\vec{r} = \vec{x}_0 x + \vec{y}_0 y + \vec{z}_0 z$  - радиус-вектор точки наблюдения,  $(\vec{x}_0, \vec{y}_0, \vec{z}_0)$  - орты декартовой системы координат),  $\vec{r}_d$  - радиус вектор центра щели,  $\vec{r}_s = \vec{r}_d + \vec{a}x'_s + [\vec{z}_0, \vec{a}]y'_s$ ,  $\omega_s = -i\sqrt{\omega_1^2 - K^2}$ ,  $\omega_1 = \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2}$ .

### • Отраженное поле

$$\vec{E}_r(\vec{r}) = \frac{E_0 l h_1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \left\{ \vec{E}_1(\vec{r}) \times e^{-2\sqrt{K^2 - \omega^2} z} e^{-\alpha_0 z} e^{-\alpha_0 z} \sin c\left(\frac{\omega_{x_1} \bar{a}}{2}\right) \sin c\left(\frac{\omega_{y_1} [\bar{E}_0 \bar{a}]}{2}\right) \right\} d\omega_x d\omega_y,$$

$$\vec{E}_s(\vec{r}) = \frac{-(\partial \bar{E}_1 / \partial z) R_c^+(d)}{C_1 (1 + R_c^+(d) e^{-2iKz})} \left[ \bar{\omega}_{x_1} i C_1 \sin(K, C, z) + \bar{\omega}_{y_1} S_1 \cos(K, C, z) - \frac{[\bar{\omega}_{x_1} C_1 [\bar{E}_0 \bar{a}]] R_c^+(d)}{1 + R_c^+(d) e^{-2iKz}} \sin(K, C, z) \right] \quad (3)$$

На рис.1 представлены результаты расчётов при следующих параметрах щели и укрытия:

$$f = 5 \text{ ГГц}, \epsilon_r = 2.6, d = 0.050M, l = \frac{\lambda}{2} = 0.019M, h_1 = \frac{l_1}{10} = 0.00019M, E_0 = 1,$$

$$(a_x = 1, a_y = 0), M \left[ x = 0, y, z = \frac{d}{2} \right].$$

Учитывая, что результаты получены для бесконечного плоского покрытия, отраженное поле, даже для достаточно плотного и толстого диэлектрика вблизи раскрыва щели оказывается на порядок меньше по сравнению с напряженностью возбуждающего первичного поля, что представляется естественным. Грубые оценки можно получить с помощью модели плоской волны, для которой коэффициент отражения от внутренней границы слоя для приведенных исходных данных составляет примерно 0,25. Т.е. примерно три четверти поля преломляется во внешнее пространство. Таков же порядок поля поверхностных волн, расходящихся от щели вдоль слоя. Так что расчеты согласуются с ожидаемыми оценками.

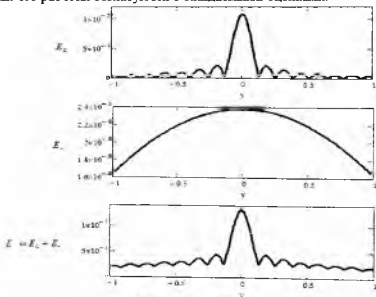


Рис. 1. Ближнее поле

Таким образом, на основе соотношений для поля магнитного диполя в слое диэлектрика для прямой щели конечной ширины и длины исследовано влияние диэлектрического слоя на поле внутри слоя, которое представлено в виде суммы невозмущённого поля, создаваемого щелью и отраженного от внешней границы слоя тонкой щелевой антенны в предположении постоянного по ширине и переменного по длине распределения электрического поля по щели в виде двумерных интегралов Фурье. Такая форма представления решения позволяет рассчитать коэффициент отражения на раскрыте щели для любого распределения напряжения вдоль неё и описывать щелевую антенну, как элемент эквивалентной схемы при расчёте устройств СВЧ, включающих данную антенну.

## **АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ РЕЖИМОМ ВУЛКАНИЗАЦИИ ФОРМОВЫХ РЕЗИНОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗДЕЛИЙ**

И. В. Каменских

Самарский государственный аэрокосмический университет, г. Самара

Технология изготовления формовых резинотехнических изделий предусматривает задание основных параметров вулканизации температуры и времени вулканизации.

Однако нормативные параметры вулканизации, значение которых известны априорно для каждого сорта резины, могут не обеспечить требуемых показателей качества, поскольку состав исходного сырья, выходящего из резиносмесителя, может изменяться в значительной степени.

Известно, что в процессе вулканизации каучуков изменение свойств композиции обусловлено структурированием молекул сшивания их с молекулами серы. Однако, если на начальном этапе преобладают процессы структурирования, то по достижению времени некоторого оптимального значения начинаются деструктивные процессы, приводящие к реверсии вулканизации. Перевулканизированные резины менее прочны, имеют низкое сопротивление старению. Недовулканизуемые же резины имеют более высокое значение сопротивления раздиру и сопротивления образованию и разрастания трещин при многократном изгибе. В точке оптимума вулканизации резина имеет наилучшую прочность и модули при растяжении, сопротивление истиранию и устойчивость к старению.

Основным методом определения оптимальных параметров вулканизации является метод анализа геометрических кривых. Для этих целей проводятся лабораторные исследования вулканизационных