# ФОРМИРОВАНИЕ АМПЛИТУДНОГО СПЕКТРА ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ГАРМОНИК С ПОМОЩЬЮ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

*В. В. Старостенко*

**Харьков**

В последнее время большое внимание уделяется синтезу замедляющих систем [1, 2]. В качестве исходных параметров при решении задачи синтеза замедляющих систем принимаются дисперсия и сопротивление связи. При этом между решением, которое получается в виде схемы с сосредоточенными параметрами [1, 2], и реальными типами замедляющих систем существует неоднозначность, устранить которую можно, задавая структуру поля в системе. О том, что структура поля и форма замедляющей системы однозначно связаны между собой, свидетельствуют результаты данной работы.

Рассмотрим замедляющую систему, однородную вдоль оси $0y$ $(\partial/\partial y = 0)$ и периодичную вдоль оси $0z$ с периодом $L$. В такой замедляющей системе могут распространяться $LE_z$- и $LM_z$-волны [3]. Поля длинноволновой $LE_z$-волны в пространстве взаимодействия $(-g \leqslant y \leqslant 0)$ с учетом теоремы Флоке [4] и граничного условия $E_z = 0$ при $x = -g$ задаются с помощью вектора Герца $\Pi_{my}$

$$\Pi_{my} = \sum_{s=-\infty}^{\infty} a_s \frac{\operatorname{ch} \gamma_s (x+g)}{\gamma_s \operatorname{sh} \gamma_s g} e^{-j\beta_s z}, \tag{1}$$

где $\beta_s = \beta_0 + \frac{2\pi s}{L}$, $(s = 0, \pm 1, \pm 2 \ldots)$,

$$\gamma_s = \sqrt{\beta_x^2 - k^2};$$

$k$ — волновое число свободного пространства.

Из равенства нулю потока мощности вдоль $0z$ на границах полосы пропускания замедляющей системы получаем следующие соотношения для прямых и обратных гармоник:

$$a_s = a_{-(s+1)} \tag{2}$$

на $\pi$-виде колебаний ($\varphi = \beta_0 L = \pi$);

$$a_s = a_{-s} \tag{3}$$

на 0-виде колебаний ($\varphi = 0$). С учетом (2) составляющие электрического поля записываются следующим образом:

$$E_x = j\omega\mu_0 \sum_{s=0}^{\infty} a_s \frac{\operatorname{ch} \frac{2s+1}{L} \pi (x+g)}{\operatorname{sh} \frac{2s+1}{L} \pi g} \sin \frac{2s+1}{L} \pi z \tag{4}$$

$$E_z = j\omega\mu_0 \sum_{s=0}^{\infty} a_s \frac{\operatorname{sh} \frac{2s+1}{L} \pi (x+g)}{\operatorname{sh} \frac{2s-1}{L} \pi g} \cos \frac{2s+1}{L} \pi z. \tag{5}$$

Выражения (4) и (5) записаны с учетом того, что на $\pi$-виде колебаний $k \ll \beta_0$ при достаточно большом замедлении волны.

Поскольку поверхность замедляющей системы должна быть перпендикулярна к заданному электрическому полю, получаем следующее уравнение для формы замедляющей системы:

$$\frac{dx}{dz} = -\frac{\sum\limits_{s=0}^{\infty} a_s \dfrac{\operatorname{sh} \frac{2s+1}{L} \pi (x+g)}{\operatorname{sh} \frac{2s-1}{L} \pi g} \cos \frac{2s+1}{L} \pi z}{\sum\limits_{s=0}^{\infty} c_s \dfrac{\operatorname{ch} \frac{2s-1}{L} \pi (x+g)}{\operatorname{sh} \frac{2s+1}{L} \pi g} \sin \frac{2s+1}{L} \pi z}. \tag{6}$$

Аналогично получается уравнение для формы замедляющей системы на 0-виде колебаний

$$\frac{dx}{dz} = -\frac{a_0 \dfrac{\sin k (x+g)}{\sin kg} + 2 \sum\limits_{s=1}^{\infty} a_s \dfrac{\operatorname{sh} \frac{2\pi s}{L} (x+g)}{\operatorname{sh} \frac{2\pi s}{L} g} \cos \frac{2\pi s}{L} z}{2 \sum\limits_{s=1}^{\infty} a_s \dfrac{\operatorname{ch} \frac{2\pi s}{L} (x+g)}{\operatorname{sh} \frac{2\pi s}{L} g} \sin \frac{2\pi s}{L} z}. \tag{7}$$

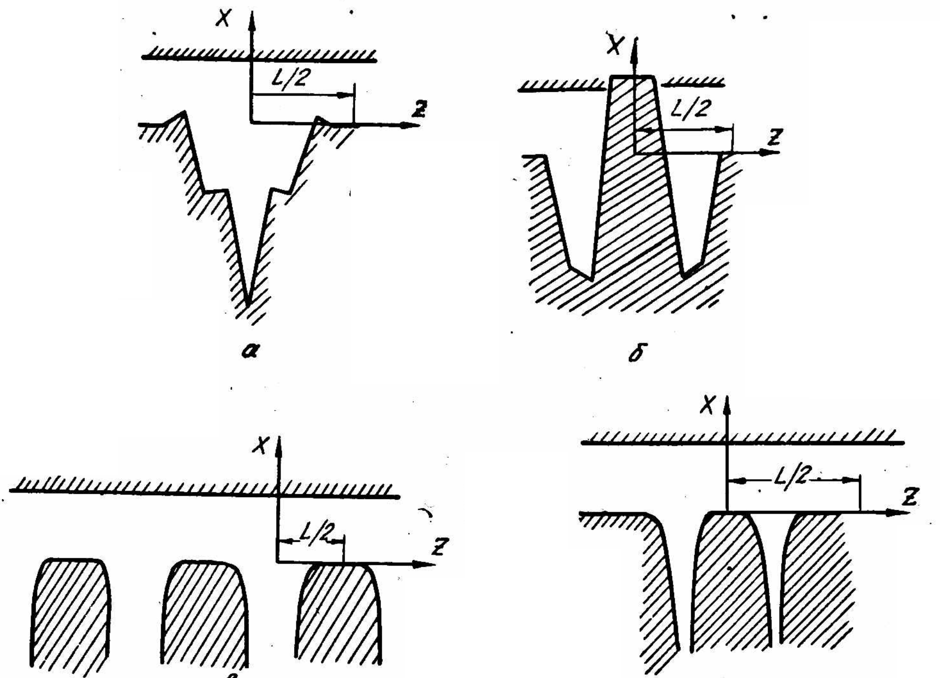
Интегрирование уравнений (6), (7) дает искомые функции, описывающие различные формы поверхностей замедляющих систем. Однозначность между структурой поля в замедляющей системе и формой замедляющей системы следует из единственности решения дифференциальных уравнений (6), (7).

Уравнение (6) для амплитудного спектра, задаваемого соотношением

$$a_s = \begin{cases} a & \text{при } s = 0; \\ 0 & \text{при } s \geqslant 1, \end{cases} \tag{8}$$

решено в работе [5]. Экспериментальная проверка подтвердила правильность полученных результатов [6].

Решение уравнения (5) производилось с помощью метода Коши—Эйлера [7]. Для амплитудных спектров, задаваемых с помощью таблиц 1—4 были




*а* *б* *в* *г*

получены соответствующие им уравнения лицевых поверхностей замедляющих систем, показанных на рисунке, позиции *а*—*г*.

Расчет лицевых поверхностей замедляющих систем производится с шагом по $z$, равным 0,1. При этом возможны пропуски разрывов в интервале $\{-0{,}5;\ +0{,}5\}$. Для того, чтобы восстановленная по формуле (5) лицевая поверхность замедляющей системы соответствовала заданному амплитудному спектру пространственных гармоник, необходимо уменьшить шаг по $z$. При использовании ЭЦВМ шаг по $z$ можно взять обратно пропорциональным величине производной.

Расчет лицевых поверхностей замедляющих систем по формуле (7) не производился, поскольку для расчета необходимо в каждом случае задаваться величиной $k$. Кроме того, условие $k >> \beta$ может не выполняться для 0 = вида колебания даже гармоник с $s = 1{,}2$ и т. д., что может привести к большим погрешностям в определении функции $x = f(z)$, а в ряде случаев — к неверным результатам.

Из рисунка видно, что форма замедляющей системы существенно зависит от амплитудного спектра и определяется только им и типом волны.

Дейсвительно, структура волны и форма замедляющей системы однозначно определяются друг другом. Поскольку мы задались типом волны и амплитудным спектром пространственных гармоник, следовательно, и в нашем случае соответствие между формой замедляющей системы и амплитудным спектром (тип волны везде $LE$) должно быть однозначным.

Замедляющая система (рисунок, позиция *б*) задана с помощью амплитудного спектра одноступенчатой гребенки. Следует отметить, что не любой спектр пространственных гармоник можно получить с помощью гребенча-

Таблица 1

| $s$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 |
|---|---|---|---|---|---|
| $a_s$ | 0,5 | 1,0 | 0,5 | 0 | 0 |

Таблица 2

| $s$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 |
|---|---|---|---|---|---|
| $a_s$ | 0 | 1 | —0,6 | +0,1 | 0 |

Таблица 3

| $s$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $a_s$ | 1 | 0,32 | —0,22 | —0,143 | 0,140 | 0 |

Таблица 4

| $s$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 5 |
|---|---|---|---|---|---|
| $a_s$ | 0 | 0,2 | 1 | 0,2 | 0 |

тых замедляющих систем, однородных вдоль одного из направлений. Так, на рис. *б*, показана замедляющая система (амплитудный спектр задается табл. 2), у которой ламели выходят за пространство взаимодействия, т. е. данный спектр не реализуется с помощью гребенчатых замедляющих систем.

О целесообразности использования замедляющих систем, показанных на рисунке, можно судить лишь после решения прямой задачи, иначе, после исследования других характеристик замедляющих систем.

## ЛИТЕРАТУРА

1. О. И. Сенатов. О влиянии далеких взаимодействий на дисперсию замедляющей системы. «Электронная техника», серия 1, 12, 1966.

2. Л. М. Андрушко, С. Е. Марков. К вопросу о расчете замедляющих систем по заданным частотным характеристикам методом теории цепей. «Электронная техника», серия 1, 2, 1970.

3. Е. С. Коваленко, В. С. Коваленко. К теории диафрагмированного волновода прямоугольного сечения. «Изв. вузов, Радиотехника», 1, 1961.

4. Р. А. Силин, В. П. Сазонов. Замедляющие системы. Изд-во «Советское радио», 1966.

5. Новик, Хелл. Сб. «Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями». Пер. с англ. под ред. М. М. Федорова, т. I, Изд-во иностр. лит., 1961.

6. В. И. Евсеев, В. А. Павлючук, Н. Б. Семенова. Моделирование спектра пространственных гармоник. «Радиотехника и электроника», 1969, № 1.

7. В. И. Смирнов. Курс высшей математики. т. 2, Физматгиз, 1958.