

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ ДВУХСТУПЕНЧАТЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ НА ВЫДЕЛЕНИЕ АМПЛИТУД ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ГАРМОНИК

В. П. Мельников, В. А. Лоян, А. Г. Шенин

Х а р ь к о в

В последнее время большое внимание уделяется исследованию свойств замедляющих систем в высших полосах пропускания [1, 2] в целях их использования в электронных приборах СВЧ. Решение этой задачи тесно связано с умением «выделять» необходимую пространственную гармонику, т. е. с созданием таких условий, когда амплитуда одной из пространственных гармоник превосходит амплитуды остальных. В работах [3, 4] показано, что выбором периодичности распределения щелей связи по пространству взаимодействия вдоль замедляющей системы можно управлять относительными значениями амплитуд. Однако при этом остаются невыясненными вопросы о дисперсионных свойствах таких систем и об устойчивости выделения амплитуды пространственной гармоники относительно нарушений периодичности структуры. Если на первый из этих вопросов можно дать качественный ответ, базируясь на знании свойств обычных замедляющих систем, то для получения ответа на второй необходимо решить самостоятельную задачу.

Приближенный метод анализа спектра относительных амплитуд пространственных гармоник

Изложенный в работе [3] приближенный метод анализа спектра амплитуд пространственных гармоник по отношению к амплитуде ВЧ поля может быть с успехом реализован на практике при расчете любых резонаторных замедляющих систем. В случае больших коэффициентов замедления реальное распределение тангенциальной составляющей электрического поля на щели, связывающей резонаторную область и пространство взаимодействия, с достаточной степенью точности может быть аппроксимировано стационарной величиной, пропорциональной корню квадратному от энергии, запасаемой в резонаторе, т. е. в первом приближении — квадратному корню от площади отдельного резонатора [5]. Это положение справедливо для замедляющих систем, неограниченных в одном из направлений, как, например, гребенчатая система над плоскостью. Поскольку гребенчатые системы находят широкое применение в приборах СВЧ, в дальнейшем ограничимся анализом только таких систем.

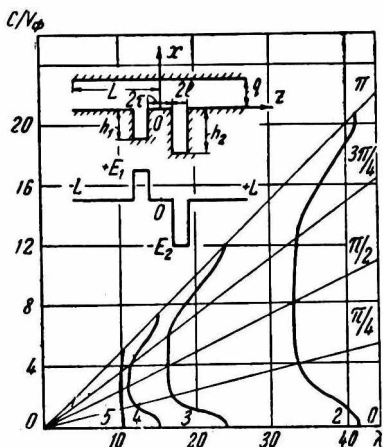


Рис. 1.

Для общности постановки задачи предположим, что рассматривается разнорезонаторная система, двухступенчатая по пространству взаимодействия. Следуя работе [3], с помощью гармонического анализа найдем выражение для амплитуд составляющих поля в случае распределения поля, показанного на рис. 1 для π -вида колебаний. Эта зависимость задается с помощью следующих соотношений на границе резонатор — пространство взаимодействия:

$$E_z = \begin{cases} 0 & \text{при } -L \leq z \leq -(2l + \tau); \\ E_1 & \text{при } -(2l + \tau) < z < -\tau; \\ 0 & \text{при } -\tau \leq z \leq \tau; \\ -E_2 & \text{при } \tau < z < 2l + \tau; \\ 0 & \text{при } 2l + \tau \leq z \leq L. \end{cases}$$

Коэффициенты разложения в ряд Фурье

$$E_z = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} a_s e^{-i \frac{\pi s}{2L} z} \quad (1)$$

имеют вид

$$a_s = \frac{2}{\pi s} \sin \frac{s\theta}{2} [E_1 e^{js(2\theta+\delta)} - E_2 e^{-js(2\theta+\delta)}], \quad (2)$$

где $\theta = \frac{\pi l}{L}$ — относительный угловой размер щели;

$\delta = \frac{\pi \tau}{L}$ — относительный угловой размер ламели (рис. 1).

Если сравнить (1) с разложением продольной составляющей электрического поля по пространственным гармоникам [6]

$$E_z = e^{-i\beta_0 z} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} a_s e^{-i \frac{\pi s}{2L} z},$$

можно убедиться, что соотношение (1) описывает распространение электромагнитной волны в движущейся со скоростью v_Φ системе координат. Следовательно, индекс s в разложении (1) совпадает с номером соответствующей пространственной гармоники.

Из соотношения (2) следует, что в общем случае амплитуда a_s является комплексной величиной, у которой

$$\operatorname{Re} a_s = \frac{2}{\pi s} \cdot \sin \frac{s\theta}{2} \cdot (E_1 - E_2) \cos \frac{s(2\theta + \delta)}{2}; \quad (3)$$

$$\operatorname{Im} a_s = \frac{2}{\pi s} \sin \frac{s\theta}{2} (E_1 + E_2) \sin \frac{s(2\theta + \delta)}{2}. \quad (4)$$

При малой разнорезонаторности мнимая часть амплитуды (4) превышает вещественную (3), причем одинаковое изменение геометрии системы по-разному сказывается на $\operatorname{Re} a_s$ и $\operatorname{Im} a_s$. Если же рассмотреть, например, распределение поля, характерное для $\frac{\pi}{2}$ -вида колебаний, что эквивалентно изменению знака у E_2 , то для этого случая $\operatorname{Re} a_s > \operatorname{Im} a_s$. Поэтому для сравнения величин выделяемых амплитуд целесообразно использовать модуль a_s , равный

$$|a_s| = \frac{2}{\pi s} \sin \frac{s\theta}{2} E_2 \sqrt{1 + r - 2\sqrt{r} \cos s(2\theta + \delta)}, \quad (5)$$

где $r = \frac{h_2}{h_1}$ — параметр разнорезонаторности.

Оценим изменение величины выделяемой амплитуды пространственной гармоники при вариации размеров щели (l) и ламели (τ). Пусть ширина щели изменилась и равняется теперь $l + \Delta l$. Считая, что $\frac{\Delta l}{l} \ll 1$, а $\delta = \text{const}$, разлагая (5) в ряд по малому параметру и определяя изменение $|a_s|$ как $\Delta |a_s|$, получаем

$$\frac{\Delta |a_s|}{|a_s|} = -1 + \left(1 + \frac{s\Delta\theta}{2}\right) \operatorname{ctg} \frac{s\theta}{2} \times \\ \times \sqrt{\frac{\sin\left(\frac{\pi}{v} - \delta\right) s + s\Delta\theta \cos\left(\frac{\pi}{v} - \delta\right) s}{1 + 4s\Delta\theta \frac{\sin\left(\frac{\pi}{v} - \delta\right) s + s\Delta\theta \cos\left(\frac{\pi}{v} - \delta\right) s}{1 + r - 2\sqrt{r} \cos\left(\frac{\pi}{v} - \delta\right) s}}}. \quad (6)$$

Здесь ν определяет число пар резонаторов, укладываемых в одном периоде системы

$$\nu = \frac{L}{2(l + \tau)}. \quad (7)$$

Если же ширина щели остается постоянной, а изменяется ширина ламели, то

$$\frac{\Delta |a_s|_{\delta}}{|a_s|} = -1 + \sqrt{1 + 4s\Delta\delta \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\nu} - \delta\right)s + s\Delta\delta \cos\left(\frac{\pi}{\nu} - \delta\right)s}{1 + r - 2\sqrt{r} \cos\left(\frac{\pi}{\nu} - \delta\right)s}}. \quad (8)$$

Из сравнения соотношений (6) и (8) следует, что вариация ширины щелей сильнее сказывается на изменении амплитуды пространственной гармоники, чем вариация ширины ламели.

Приближенный метод не позволяет проанализировать изменение дисперсионных свойств системы, но позволяет достаточно просто и наглядно исследовать процесс выделения необходимых пространственных гармоник и определить влияние изменения геометрии системы на амплитуду любой гармоники, по крайней мере, в основной полосе пропускания. При необходимости анализа подобных характеристик в высших полосах пропускания или для определения влияния ширины щелей и ламелей на дисперсионные свойства системы необходимо решать строгую задачу.

Электродинамический анализ спектра амплитуд пространственных гармоник

Строгий анализ характеристик разнорезонаторных систем заключается в решении электродинамической задачи в сложной области. Для удобства решения воспользуемся методом частичных областей, определяя точное решение в областях с правильными координатными поверхностями и «сшивая» полученные решения на границах смежных областей I, II и III (рис. 1). Считая глубину резонаторов достаточно большой, рассмотрим только наиболее длинноволновые LE -волны. В этом случае вектор Герца для каждой из указанных выше областей может быть представлен следующим образом:

$$\Pi_{my}^I = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} a_s \frac{\operatorname{ch} \gamma_s (x-g)}{\gamma_s \operatorname{sh} \gamma_s g} \cdot e^{-\beta_s z}; \quad (9)$$

$$\beta_s = \beta_0 + \frac{\pi s}{L};$$

$$k^2 = \beta_s^2 - \gamma_s^2.$$

$$\Pi_{my}^{II} = \sum_{n=0}^{\infty} b_n \frac{\cos \alpha_n (x \mp h_1)}{\alpha_n \sin \alpha_n h_1} \cos \frac{\pi n}{2l} (z + \tau); \quad (10)$$

$$\Pi_{my}^{III} = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \frac{\cos \alpha_n (x \mp h_2)}{\alpha_n \sin \alpha_n h_2} \cos \frac{\pi n}{2l} (z - \tau - 2l); \quad (11)$$

$$k^2 = \alpha_n^2 + \left(\frac{\pi n}{2l}\right)^2.$$

Вспользуемся граничными условиями при $x = 0$:

$$\begin{aligned} H_y^I &= H_y^{II}; & -\tau - 2l < z < -\tau; \\ H_y^I &= H_y^{III}; & \tau < z < \tau + 2l; \\ E_z^I &= E_z^{II} + E_z^{III}; & -L \leq z \leq +L. \end{aligned} \quad (12)$$

Подставив в (12) соответствующие составляющие поля, выраженные через вектор Герца, и воспользовавшись ортогональностью собственных функций в областях их определения, получим систему уравнений:

$$\begin{aligned} 2La_k &= \sum_{n=0}^{\infty} b_n I_1^{kn} + \sum_{n=0}^{\infty} c_n \tilde{I}_1^{kn}; \\ \sum_{s=-\infty}^{+\infty} a_s \frac{\operatorname{cth} \gamma_s g}{\gamma_s} \cdot I_2^{ms} &= b_m \frac{\operatorname{ctg} \alpha_m h_1}{\alpha_m} \delta_m l, \\ \sum_{s=-\infty}^{+\infty} a_s \frac{\operatorname{cth} \gamma_s g}{\gamma_s} \tilde{I}_2^{ms} &= c_m \frac{\operatorname{ctg} \alpha_m h_2}{\alpha_m} \delta_m l, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned} I_1^{kn} &= \int_{-\tau-2l}^{-\tau} \cos \frac{\pi n}{2l} (z + \tau) e^{i\beta k z} dz; \\ \tilde{I}_1^{kn} &= \int_{\tau}^{\tau+2l} \cos \frac{\pi n}{2l} (z - \tau - 2l) e^{i\beta k z} dz; \\ I_2^{ms} &= \int_{-\tau-2l}^{-\tau} \cos \frac{\pi m}{2l} (z + \tau) e^{-i\beta s z} dz; \\ \tilde{I}_2^{ms} &= \int_{\tau}^{\tau+2l} \cos \frac{\pi m}{2l} (z - \tau - 2l) e^{-i\beta s z} dz; \\ \delta_m &= \begin{cases} 2 & \text{при } n = m = 0; \\ 1 & \text{при } n = m \neq 0. \end{cases} \end{aligned} \quad (14)$$

Рассматривая стационарное поле на щели, что при $2l < 0,8L$ дает возможность определить решение системы (13) с погрешностью не более 1,5—2,5%, после некоторых преобразований получаем удобное для численного анализа дисперсионное уравнение

$$1 - (H_1 + H_2) \sum_{s=-\infty}^{+\infty} I_s + H_1 H_2 \left\{ \left[\sum_{s=-\infty}^{+\infty} I_s \right]^2 - \left[\sum_{s=-\infty}^{+\infty} I_s \cos \frac{\pi s}{\nu} \right]^2 - \left[\sum_{s=-\infty}^{+\infty} I_s \sin \frac{\pi s}{\nu} \right]^2 \right\} = 0, \quad (15)$$

где

$$I_s = \frac{\text{cth } \gamma_s g}{\gamma_s g} \left(\frac{\sin \beta_s l}{\beta_s l} \right)^2;$$

$$H_1 = \frac{gl}{Lh_1} kh_1 \text{tg } kh_1; \quad H_2 = \frac{gl}{Lh_2} kh_2 \text{tg } kh_2.$$

Безразмерный параметр ν показывает, сколько элементарных ячеек помещается на одном периоде замедляющей системы. Под «элементарной ячейкой» понимается период обычной разнорезонаторной замедляющей системы, у которой $\nu = 1$. Для системы, изображенной на рис. 1, $\nu = 3$. В общем случае параметр ν может и не равняться целому числу; однако при равенстве его целому числу ν указывает на номер гармоники, которая на π -виде рабочей полосы пропускания должна иметь максимальную амплитуду.

Уравнение (15) позволяет найти собственные числа исследуемой системы и таким образом определить кривую дисперсии. По этим данным может быть рассчитан спектр относительных амплитуд пространственных гармоник. Под относительной амплитудой s -й гармоники понимается отношение $\frac{a_s}{a_0}$, которое в развернутом виде записывается следующим образом:

$$\frac{a_s}{a_0} = \frac{\left(\frac{\sin \beta_s l}{\beta_s l} \right)}{\left(\frac{\sin \beta_0 l}{\beta_0 l} \right)} \cdot \frac{\left[e^{-j\beta_s(l+\tau)} + \frac{c_0}{b_0} e^{j\beta_s(l+\tau)} \right]}{\left[e^{-j\beta_0(l+\tau)} + \frac{c_0}{b_0} e^{j\beta_0(l+\tau)} \right]}, \quad (16)$$

где

$$\frac{c_0}{b_0} = \frac{\frac{gl}{Lh_2} kh_2 \text{tg } kh_2 \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \frac{\text{cth } \gamma_s g}{\gamma_s g} \cdot \left(\frac{\sin \beta_s l}{\beta_s l} \right)^2 e^{-j2\beta_s(l+\tau)}}{1 - \frac{gl}{Lh_2} kh_2 \text{tg } kh_2 \cdot \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \frac{\text{cth } \gamma_s g}{\gamma_s g} \cdot \left(\frac{\sin \beta_s l}{\beta_s l} \right)^2}. \quad (17)$$

Если для одноступенчатой заземляющей системы величины $\frac{a_s}{a_0}$ вещественны, то в исследуемом случае они комплексные, т. е.

$$\frac{a_s}{a_0} = \operatorname{Re}\left(\frac{a_s}{a_0}\right) + j \operatorname{Im}\left(\frac{a_s}{a_0}\right),$$

что связано с наличием пространственного сдвига гармоник относительно друг друга.

После ряда преобразований получаем для реальной и мнимой частей следующие выражения:

$$\operatorname{Re} \frac{a_k}{a_0} = \frac{\left(\frac{\sin \beta_k l}{\beta_k l}\right)}{\left(\frac{\sin \beta_0 l}{\beta_0 l}\right)} \cdot \frac{\cos\left(\frac{k\pi}{2\nu}\right) \left[1 + 2 \frac{\sum_{s=-\infty}^{+\infty} A_s \cos\left(\frac{\pi s}{\nu} - \frac{k\pi}{2\nu}\right)}{1 - \sum_{s=-\infty}^{+\infty} A_s} \right]}{1 + 2 \frac{\sum_{s=-\infty}^{+\infty} A_s \cos\left(\frac{\pi s}{\nu}\right)}{1 - \sum_{s=-\infty}^{+\infty} A_s}} \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{\sum_{s=-\infty}^{+\infty} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} A_s A_p \cos\left(\frac{s-p}{\nu} \pi - \frac{k\pi}{2\nu}\right)}{\left[1 - \sum_{s=-\infty}^{+\infty} A_s\right]^2}; \quad (18)$$

$$\operatorname{Im} \frac{a_k}{a_0} = - \frac{\left(\frac{\sin \beta_k l}{\beta_k l}\right)}{\left(\frac{\sin \beta_0 l}{\beta_0 l}\right)} \times$$

$$\sin\left(\frac{\pi k}{2\nu}\right) + \frac{\sum_{s=-\infty}^{+\infty} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} A_s A_p \sin\left(\frac{s-p}{\nu} \pi - \frac{k\pi}{2\nu}\right)}{\left[1 - \sum_{s=-\infty}^{+\infty} A_s\right]^2}; \quad (19)$$

$$\times \frac{\sum_{s=-\infty}^{+\infty} A_s \cos\left(\frac{\pi s}{\nu}\right) + \frac{\sum_{s=-\infty}^{+\infty} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} A_s A_p \cos\left(\frac{s-p}{\nu} \pi\right)}{\left[1 - \sum_{s=-\infty}^{+\infty} A_s\right]^2}}{1 + 2 \frac{\sum_{s=-\infty}^{+\infty} A_s \cos\left(\frac{\pi s}{\nu}\right)}{1 - \sum_{s=-\infty}^{+\infty} A_s} + \frac{\sum_{s=-\infty}^{+\infty} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} A_s A_p \cos\left(\frac{s-p}{\nu} \pi\right)}{\left[1 - \sum_{s=-\infty}^{+\infty} A_s\right]^2}};$$

$$A_s = \frac{gl}{Lh_2} kh_2 \cdot \operatorname{tg} kh_2 \cdot \frac{\operatorname{cth} \gamma_s g}{\gamma_s g} \cdot \left(\frac{\sin \beta_s l}{\beta_s l}\right)^2;$$

Исследование влияния ширины щелей и ламелей на характеристики замедляющей системы

Анализ дисперсионного уравнения (15) и выражений для относительных амплитуд пространственных гармоник (18) и (19) был проведен численным методом на ЭЦВМ М-20. При расчетах в пространстве взаимодействия учитывалось одиннадцать пространственных гармоник, что обеспечивало получение решений с достаточной степенью точности [7].

Для исследований в качестве основной была выбрана замедляющая система, у которой ширина щелей соседних резонаторов равнялась ширине ламели между ними. Предполагалось, что $\nu = 3$. В этом случае $2l = 0,16(6)L$; $2\tau = 0,16(6)L$. Выбор размера пространства взаимодействия и глубин резонаторов не является критичным, и полученные частные решения могут быть обобщены для произвольных h_1 , h_2 и g . При расчете принималось: $h_1 = 8L$, $h_2 = 12L$, $g = 0,5L$.

Поскольку основной интерес представляет анализ устойчивости выделенной амплитуды к нарушению периодичности системы, в процессе счета величины $2l$, 2τ и h_2 варьировались в интервалах $2l = 0,150 \div 0,185$; $2\tau = 0,150 \div 0,185$; $h_2 = 11,9 \div 12,1$. При этом ν изменяется в пределах 2,85—3,15 (здесь и в дальнейшем все геометрические размеры даны по отношению к L). Результаты решения уравнения (15) для первых пяти полос пропускания, кроме самой длинноволновой, приведены в табл. 1—5, а на рис. 1 дана дисперсионная характеристика основного варианта исследуемой системы.

$2l = 0,150$

Таблица 1
 $\nu = 3,15789474$

$\varphi \backslash \lambda_{(1)}$	$\lambda_{(2)}$	$\lambda_{(3)}$	$\lambda_{(4)}$	$\lambda_{(5)}$
0	41,5301873	24,1875404	15,0956297	10,4157961
$\pi/6$	34,5883316	17,3628485	12,9150695	10,1927781
$2\pi/6$	33,0511438	16,3787687	11,1130577	9,83043584
$\pi/2$		16,2940945	10,9827883	9,77577658

$2l = 0,166$

Таблица 2
 $\nu = 3,0$

$\varphi \backslash \lambda_{(1)}$	$\lambda_{(2)}$	$\lambda_{(3)}$	$\lambda_{(4)}$	$\lambda_{(5)}$
0	41,4559009	23,864389	15,0226507	10,4024637
$\pi/6$	34,8160753	17,4662680	12,9497472	10,1921070
$2\pi/6$	33,1541123	16,4163573	11,1571849	9,84933698
$\pi/2$	32,9335839	16,3227698	11,0137831	9,79186638

$2l = 0,185$ Таблица 3
 $\nu = 2,8436019$

$\varphi \backslash \lambda_{(i)}$	$\lambda_{(2)}$	$\lambda_{(3)}$	$\lambda_{(4)}$	$\lambda_{(5)}$
0	41,3932373	23,5590162	14,9478132	10,3898674
$\pi/6$	35,0537553	17,5720510	12,9833615	10,1928285
$2\pi/6$	33,2636288	16,4564175	11,2039286	9,8689327
$\pi/2$	33,0209500	16,3531599	11,0465656	9,8088176

 $2\tau = 0,150$ Таблица 4
 $\nu = 3,15789474$

$\varphi \backslash \lambda_{(i)}$	$\lambda_{(2)}$	$\lambda_{(3)}$	$\lambda_{(4)}$	$\lambda_{(5)}$
0	41,2115172	23,8126044	14,9138509	10,3881319
$\pi/6$	34,8002076	17,3523568	12,9136642	10,1542136
$2\pi/6$	33,1523070	16,2840461	11,1544001	9,77256690
$\pi/2$	32,9325190	16,1897995	11,0129899	9,71254914

 $2\tau = 0,185$ Таблица 5
 $\nu = 2,84360190$

$\varphi \backslash \lambda_{(i)}$	$\lambda_{(2)}$	$\lambda_{(3)}$	$\lambda_{(4)}$	$\lambda_{(5)}$
0	41,2244485	23,8125939	14,9144962	10,3904050
$\pi/6$	34,8051221	17,3531204	12,9149363	10,1577582
$2\pi/6$	33,1538876	16,2841029	11,1536462	9,77451827
$\pi/2$	32,8337675	16,1898291	11,0121968	9,71399015

Из графиков следует, что разнорезонаторность приводит к хорошему разделению по частоте между π -видом и соседними видами колебаний. На рис. 2 показана зависимость изменения длины волны π -вида колебаний рабочей полосы (λ_{π}) от ν для трех значений высоты больших резонаторов. Параметр ν в данном случае изменяется за счет ширины щели при постоянной ширине ламели ($2\tau = 0,16(6) = \text{const}$). Из рисунка видно, что изменение ν_e приводит к существенному изменению длины волны π -вида колебаний, причем эта зависимость носит почти строго линейный характер. Увеличение (уменьшение) высоты резонаторов приводит к смещению кривых $\lambda_{\pi} = f(\nu_e)$ в длинноволновую (коротковолновую) область. Зависимость изменения длины волны π -вида колебаний от ν_e выражена гораздо слабее (см. табл. 2, 4, 5).

$g = 0,5; 2l = 0,16 (6); 2\tau = 0,16 (6)$

№ по- лосы	s	s					
		0	1	2	3	4	5
2	Re (a_s/a_0)	1,000	0,856	0,477	10^{-8}	-0,413	-0,629
	Im (a_s/a_0)	0,00	3,527	5,901	6,424	5,110	2,632
	$ a_s/a_0 $	1,000	3,629	5,920	6,424	5,127	2,709
3	Re (a_s/a_0)	1,000	0,856	0,477	10^{-8}	-0,413	-0,629
	Im (a_s/a_0)	0,000	-0,505	-0,845	-0,921	-0,732	-0,377
	$ a_s/a_0 $	1,000	0,994	0,971	0,921	0,841	0,742
4	Re (a_s/a_0)	1,000	0,856	0,477	10^{-8}	-0,413	-0,629
	Im (a_s/a_0)	0,00	0,576	0,963	1,048	0,934	0,429
	$ a_s/a_0 $	1,00	1,032	1,075	1,048	0,931	0,770
5	Re (a_s/a_0)	1,000	0,856	0,477	10^{-8}	-0,413	-0,629
	Im (a_s/a_0)	0,00	-0,916	-1,533	-1,699	-1,327	-0,684
	$ a_s/a_0 $	1,000	1,254	1,605	1,669	1,390	0,936

Результаты расчета амплитудного спектра пространственных гармоник приведены в табл. 6. Из этих данных видно, что при

$\nu = 3$, как и предполагалось, в рабочей полосе выделяется амплитуда третьей пространственной гармоники (сравнение ведется для модулей относительных амплитуд). Отдельное исследование поведения реальных и мнимых частей амплитуд показывает, что у выделенной гармоники реальная часть равна нулю при $\nu = 3$, в то время как мнимая часть принимает максимальное значение (рис. 3). Это доказывает, что выделение амплитуды той или иной пространственной гармоники происходит вследствие благоприятных для нее фазовых соотношений. Изменение ширины щелей при постоянной ширине ламели приводит к существен-

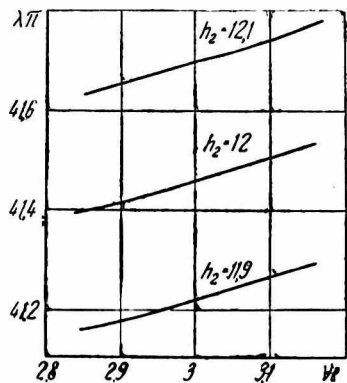


Рис. 2.

ному изменению мнимой части $\frac{a_s}{a_0}$ и незначительному изменению реальной (рис. 3, 1 — $2l = 0,185$; 2 — $2l = 0,166$; 3 — $2l = 0,150$).

что также подтверждает преимущественную роль фазовых соотношений при формировании амплитудного спектра. Из этого же рисунка следует, что увеличение ширины щели вызывает увеличение амплитуды третьей пространственной гармоники, но при этом амплитуда второй гармоники также увеличивается и разделение по величине амплитуды между этими гармониками уменьшается.

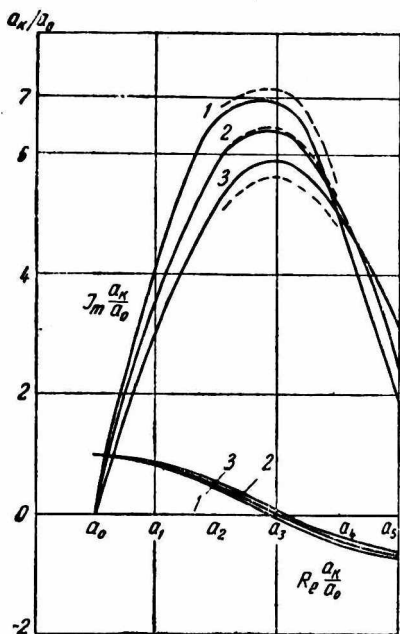


Рис. 3.

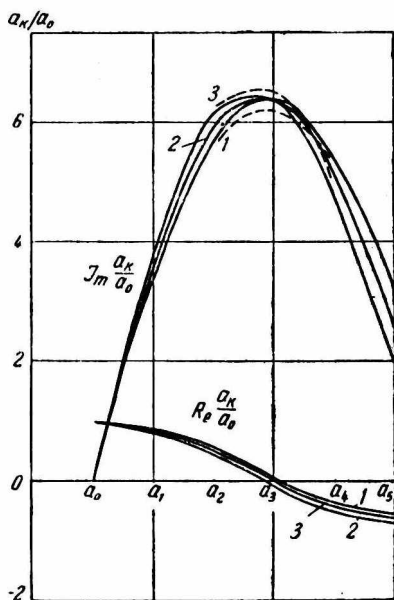


Рис. 4.

Изменение ширины ламели при неизменной ширине щели резонатора почти не влияет на амплитуду пространственной гармоники, но заметно изменяет соотношение между амплитудами выделенной и соседних гармоник, а именно: увеличение (уменьшение) ширины ламели увеличивает (уменьшает) амплитуду конкурирующей (в данном случае второй) гармоники (рис. 4), где $1 - 2\tau = 0,150$; $2 - 2\tau = 0,166$; $3 - 2\tau = 0,185$.

На рис. 3, 4 штриховыми линиями показаны решения для $\text{Im } a_n$ и $\text{Re } a_n$, найденные из приближенного анализа (соотношения (3) и (4)). Как видно из графиков, поведение $\text{Re } a_n$ и $\text{Im } a_n$ в зависимости от геометрических размеров щелей и ламелей в рабочей полосе пропускания достаточно хорошо совпадает с зависимостями, полученными строгим методом. Следовательно, приближенный метод можно рекомендовать для исследования процесса устойчивости амплитуды выделяемой пространственной гармоники относительно изменения геометрических размеров

системы. На рис. 5 приведены зависимости $\frac{\Delta |a_s|}{|a_s|} = f(\theta, \delta)$, полученные как строгим, так и приближенным методами. Расхождение результатов не превышает 5—10%.

Очевидно, что результаты данной работы помогут ответить на вопрос о пределах допусков изготовления замедляющих систем, предназначенных для использования на высших пространственных гармониках [3]. На рис. 5 показан один из вариантов такой системы с $\nu = 3$ и там же приведены зависимости для нее при изменении θ и δ . Как следует из графиков, при нарушении заданной ширины резонаторных областей на 10% величина амплитуды изменяется на 13—15%. С увеличением допусков до 20% $\frac{\Delta |a_s|}{|a_s|}$ составляет уже около 30%. В коротковолновой части сантиметрового диапазона волн точность на изготовление в 20% соответствует линейной точности около 0,01 мм. Следовательно, для удовлетворительного выделения необходимых амплитуд гармоник необходимо ужесточать допуски на изготовление резонаторных систем.

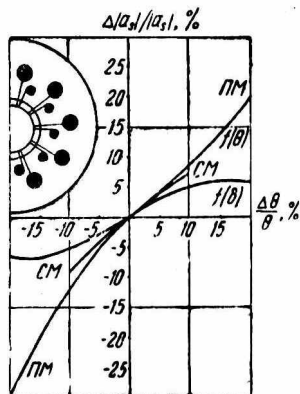


Рис. 5.

Анализ амплитудного спектра пространственных гармоник в высших полосах пропускания замедляющей системы показывает, что первой из высших полос, в которой также имеет место выделение амплитуды третьей пространственной гармоники на π -виде, является пятая полоса, в то время как в третьей и четвертой полосах четкого выделения какой-либо из гармоник не наблюдается. Это можно объяснить тем, что третья и четвертая полосы пропускания можно трактовать как вторые полосы групп больших (третья полоса) или малых (четвертая полоса) резонаторов при заполнении малых или соответственно больших резонаторов металлов [8], а пятая полоса определяется взаимной связью больших и малых резонаторов. При этом на отсечке ($\varphi = 0$) удовлетворяется условие $\lambda_{0(5)} = 0,25\lambda_{0(2)}$.

ВЫВОДЫ

1. Приближенный метод расчета амплитудного спектра пространственных гармоник, двухступенчатых как по размерам резонаторных областей, так и по пространству взаимодействия систем, дает возможность аналитически проследить зависимости изменения амплитуды выделенной гармоники от вариации всех геометрических размеров системы в рабочей полосе пропускания с достаточной для практики точностью.

2. Строгий анализ характеристик разнорезонаторной двухступенчатой по пространству взаимодействия замедляющей системы показывает, что вариация

размеров щелей и ламелей мало сказывается на изменении кривых дисперсии, в то время как амплитудный спектр претерпевает значительные изменения. В частности, изменение ширины щелей сильнее сказывается на $|a_s|$, чем изменение ширины ламелей, в связи с чем необходимо ужесточить требования к механическому изготовлению замедляющих систем.

3. Применение данной методики не ограничивается, конечно, только исследованным случаем. С помощью ее можно рассчитать и указать пределы допусков на изготовление как обычных разнорезонаторных замедляющих систем, двухступенчатых только по пространству резонаторов, так и многоступенчатых по пространству взаимодействия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Труды конференции по электронной технике. «Материалы семинара по численным методам решения внутренних краевых задач электродинамики СВЧ», вып. 9 (35). Изд-во ЦНИИ «Электроника», 1971.
 2. Г. С. Самохин, Р. А. Силин. Сб. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», вып. 7, 1968.
 3. Робертшоу, Уилшоу. Сб. «Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями», т. II. Изд-во иностр. лит-ры, 1961.
 4. В. И. Евсеев, В. А. Павлючук. РиЭ, XIV, 1, 1969.
 5. А. И. Терещенко, А. Г. Шеин. РиЭ, VIII, 7, 1963.
 6. Р. А. Силин, В. П. Сазонов. Замедляющие системы, Изд-во «Советское радио», 1966.
 7. А. В. Сова, В. В. Старостенко, А. Г. Шеин. Сб. «Радиотехника», вып. 24. Изд-во ХГУ, Харьков, 1973.
 8. Магнетроны сантиметрового диапазона, т. I. Изд-во «Советское радио», 1953.
-