

АНАЛИЗ ТРЕХМЕРНЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ МЕТОДА ОБОБЩЕННЫХ МАТРИЦ РАССЕЯНИЯ

А. А. Кириленко, С. Л. Сенкевич, С. А. Стешенко

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: steshenko@ire.kharkov.ua*

Построены строгие полноволновые модели для дисперсионного анализа трехмерных периодических замедляющих систем с использованием данных об S -матрицах отдельных элементов. Последние получены на основе обобщенного метода частичных областей с предварительным поиском полных волноводных базисов для отдельных фрагментов замедляющей системы. Исследованы характеристики алгоритмов и даны примеры расчета гребенчатых структур, используемых в клинотронах. Ил. 11. Табл. 1. Библиогр.: 15 назв.

Ключевые слова: дисперсионный анализ, замедляющая система, клинотрон.

Гребенчатые замедляющие системы, используемые в вакуумных СВЧ приборах (ЛБВ, ЛОВ, клинотрон), в реальности часто представляют собой трехмерные структуры [1]. Пример такой структуры, используемой в клинотроне, приведен на рис. 1 из работы [2].

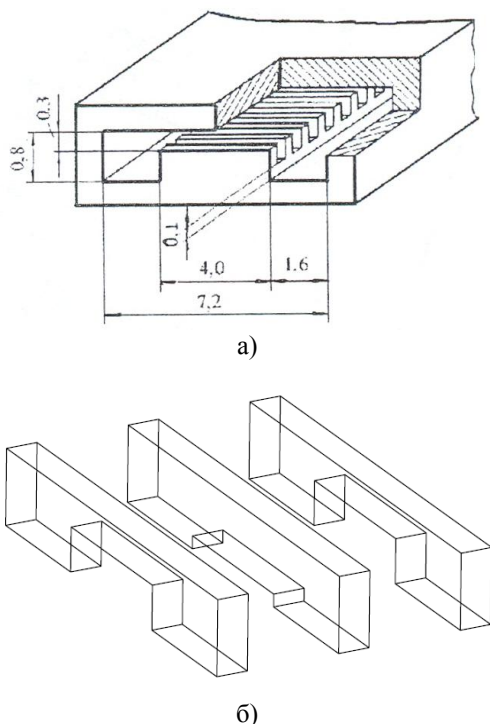


Рис. 1. Замедляющая система клинотрона: а) - общий вид; б) - разбиение ячейки замедляющей системы на фрагменты из гребенчатых волноводов разного сечения

Расчет дисперсионных характеристик подобных структур являет собой весьма сложную векторную краевую задачу, требующую учета всех шести компонент электромагнитного поля. Поэтому на начальных этапах для расчета замедляющих систем использовались приближенные модели, сводящие задачу к скалярной двумерной

задаче относительно одной из неизвестных компонент поля. В случае анализа замедляющей системы, изображенной на рис. 1, используют модель двумерной гребенки с экраном, для анализа которой разработана целая серия методов расчета от вполне строгих по постановке [3-6] и до использующих то или иное приближение (чаще всего длинноволновое по отношению к периоду структуры) [7, 8]. Правомочность использования двумерных моделей основана на том факте, что поле слабо изменяется вдоль ламелей, для некоторых структур это подтверждалось и экспериментом [2].

Дальнейшее развитие вакуумной СВЧ электроники, использование гребенок сложной конфигурации, построение моделей взаимодействия поля и пучка требуют более точных моделей замедляющих систем. Ниже демонстрируется подход, использующий точные данные о матрице рассеяния S отдельного элемента замедляющей системы для расчета спектра собственных волн периодической структуры (от быстрых до медленных). Подобная идея впервые в простейшем одномодовом приближении была предложена в работе [9] для анализа периодической системы перегородок в прямоугольном волноводе. Позднее аналогичный подход был обобщен для анализа замедляющих систем, образованных фрагментами волноводов круглого и прямоугольного сечений, с многомодовой матрицей рассеяния [10].

В нашем случае рассматриваются более сложные замедляющие системы. Их фрагменты являются волноводами сложных поперечных сечений, волновой анализ которых представляет собой отдельную задачу. В работе получено дисперсионное уравнение и описан метод расчета постоянных распространения замедляющей системы на основе данных об S -матрице отдельного элемента; выполнены проверка сходимости и верификация метода на примере двумерной замедляющей системы; приведен пример расчета для

случая, когда скорость сходимости наиболее высокая, а именно, в случае анализа модели ускоряющей системы (длина соединительного волновода велика); выполнено сравнение дисперсионных характеристик стандартной структуры и гребенки с продольным пазом; приведен пример расчета замедляющей системы, используемой в клинотроне.

1. Описание метода. Замедляющую систему можно представить как периодическую систему из чередующихся волноводов постоянного поперечного сечения. Например, замедляющая система клинотрона, изображенная на рис. 1,а, разбивается на фрагменты гребенчатых волноводов, изображенных на рис. 1,б. Будем рассматривать волноводы с меньшей площадью поперечного сечения как соединительные волноводы.

Для расчета дисперсионных характеристик замедляющей системы достаточно знать матрицу S для одного элемента периодической системы, содержащего два стыка волновода W_2 с соединительными волноводами W_0 и W_1 (рис. 2), постоянные распространения собственных мод соединительных волноводов и длину соединительных волноводов Δ . Поэтому элемент замедляющей системы не обязательно должен быть образован волноводом постоянного сечения, это может быть сколь угодно сложный волноводный узел с известной матрицей рассеяния.

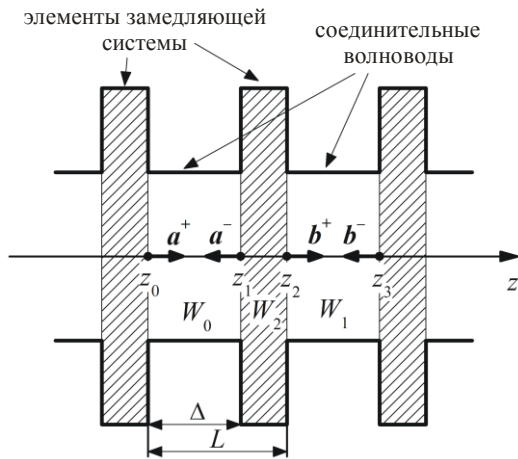


Рис. 2. Замедляющая система как периодическая система чередующихся волноводов постоянного поперечного сечения

В случае, когда фрагменты замедляющей системы представляют собой волноводы сложного поперечного сечения, вначале требуется определить волноводный базис для каждого регулярного фрагмента замедляющей системы, а затем рассчитать S' -матрицы плоско-поперечных соединений таких волноводов. Для этого используется обобщение метода частичных областей [11]:

– поперечные сечения волноводов разбиваются на частичные прямоугольные области;

– условия сопряжения полей на границах частичных областей порождают однородную систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), из которой определяются частоты отсечки и амплитуды Фурье разложений мод волновода в каждой частичной области;

– после того, как определен волновой базис каждого волновода, образующего замедляющую систему, решается задача рассеяния для плоско-поперечных соединений (поиск S'), составляющих элемент периодической системы. При этом рассчитываются интегралы связи волн малого и большого волноводов по кусочно-заданным базисам;

– затем по S' находим обобщенную матрицу рассеяния S .

Выведем дисперсионное уравнение на основе данных, полученных с помощью метода частичных областей. Пусть $u(x, y, z)$ – какая-нибудь компонента электромагнитного поля. Ищем собственное колебание периодической структуры в виде

$$u(x, y, z) = \exp(i\beta z) v(x, y, z), \quad (1)$$

где $v(x, y, z)$ – L -периодическая по z функция: $v(x, y, z + L) = v(x, y, z)$.

При сдвиге на период L поле u умножается на величину $\alpha = \exp(i\varphi)$, где $\varphi = \beta L$ – фазовый набег волны на период.

Распространяющимся волнам на комплексной плоскости α соответствуют точки, лежащие на единичной окружности. Поскольку фазовая скорость волны определяется выражением $v_\phi = \omega / \beta = kc / \beta$, то для быстрых волн получаем $|\varphi| < kL$, а для медленных – $kL < |\varphi| \leq \pi$.

В соединительных волноводах W_0 и W_1 поле представляется в виде суперпозиции собственных мод волновода $u_n(x, y, z) = \exp(i\gamma_n z) v_n(x, y)$, $n \in \mathbb{Z} \setminus 0$. Здесь γ_n – постоянная распространения собственной моды. При этом положительные n соответствуют модам, распространяющимся в направлении растущих значений z или затухающим в этом направлении, а отрицательные n соответствуют модам, распространяющимся или затухающим в противоположном направлении: $n \operatorname{Re} \gamma_n \geq 0$, $n \operatorname{Im} \gamma_n \geq 0$ для зависимости от времени $\exp(-i\omega t)$.

Пусть

$$u(x, y, z) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n^+ \exp(i\gamma_n z - z_0) v_n(x, y) + \sum_{n=-\infty}^{-1} a_n^- \exp(i\gamma_n z - z_1) v_n(x, y), \quad x, y, z \in W_0,$$

$$u(x, y, z) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n^+ \exp(i\gamma_n z - z_2) v_n(x, y) + \sum_{n=-\infty}^{-1} b_n^- \exp(i\gamma_n z - z_3) v_n(x, y), \quad x, y, z \in W_1.$$

Связь векторов коэффициентов a^+ , a^- , b^+ , b^- определяется матрицей рассеяния

$$a^- = S^{00} E a^+ + S^{01} E b^-, \quad (2)$$

$$b^+ = S^{10} E a^+ + S^{11} E b^-. \quad (3)$$

Здесь S^{ij} , $i, j = 0, 1$ обозначает матрицу преобразования мод при рассеянии на одном элементе из порта i в порт j (порт 0 соответствует левому волноводу W_0 относительно элемента, порт 1 соответствует правому волноводу W_1); E - диагональная матрица

$$E = \text{diag}(\exp(i\gamma_1 \Delta), \exp(i\gamma_2 \Delta), \dots).$$

Записывая (1) при $z = z_0$ и $z = z_1$, получим

$$a^+ + E a^- = \alpha b^+ + E b^-, \quad (4)$$

$$E a^+ + a^- = \alpha E b^+ + b^-. \quad (5)$$

Подставляя (2), (3) в (4) и (5), получим

$$I + E S^{00} E - \alpha S^{10} E a^+ +$$

$$+ E S^{01} - \alpha S^{11} - \alpha I E b^- = 0,$$

$$E + S^{00} E - \alpha E S^{10} E a^+ +$$

$$+ S^{01} E - \alpha E S^{11} - \alpha I b^- = 0.$$

Таким образом, получаем СЛАУ

$$\begin{pmatrix} I + E S^{00} E - \alpha S^{10} E & E S^{01} - \alpha I - \alpha S^{11} E \\ I + S^{00} - \alpha E S^{10} E & S^{01} E - \alpha I - \alpha E S^{11} E \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} a^+ \\ b^- \end{pmatrix} = 0. \quad (6)$$

Нетривиальное решение a^+ , b^- возможно только при равенстве нулю детерминанта матрицы СЛАУ:

$$D \alpha = \begin{vmatrix} I + E S^{00} E - \alpha S^{10} E & E S^{01} - \alpha I - \alpha S^{11} E \\ I + S^{00} - \alpha E S^{10} E & S^{01} E - \alpha I - \alpha E S^{11} E \end{vmatrix} = 0. \quad (7)$$

Уравнение (7) является дисперсионным уравнением, позволяющим определить зависимости $\varphi = \varphi(\omega)$ для собственных мод периодической системы.

Заметим, что если рассматривать усеченную матрицу рассеяния S_N , соответствующую

волноводному базису длины N , то $D(\alpha)$ есть полином степени $2N$ от α с комплексными коэффициентами. Будем обозначать его $D_N(\alpha)$.

Если элемент замедляющей системы симметричен вдоль оси z , то дисперсионное уравнение (7) имеет вид

$$D \alpha = \begin{vmatrix} I + E R E - \alpha T E & E T - \alpha I - \alpha R E \\ I + R - \alpha E T E & T E - \alpha I - \alpha E R E \end{vmatrix} = 0.$$

В этом случае полином $D_N(\alpha)$ обладает свойством

$$D_N \alpha^{-1} \alpha^{2N} = D_N \alpha,$$

откуда следует симметричность коэффициентов при старших и младших членах полинома:

$$D_N \alpha = \sum_{n=0}^{2N} c_n \alpha^n, \quad c_n = c_{2N-n}, \quad n = 0, \dots, 2N.$$

Заметим, что в рамках используемого подхода удобно определять зависимость $\varphi(f)$, а не наоборот, так как при фиксированной частоте матрица рассеяния S отдельного элемента остается неизменной и вычисление матрицы дисперсионного уравнения потребует существенно меньше вычислений.

Для нахождения решений α дисперсионного уравнения (7), соответствующих распространяющимся и затухающим модам, можно искать нули модуля детерминанта на единичной окружности и вещественной оси, например, методом золотого сечения. Если необходимо найти комплексные моды, для которых α имеет ненулевую вещественную и мнимую части, то СЛАУ (6) удобно свести к обобщенной проблеме на собственные значения

$$G' - \alpha G \begin{pmatrix} a^+ \\ b^- \end{pmatrix} = 0,$$

где

$$G' = \begin{pmatrix} I + E S^{00} E & E S^{01} E \\ E + S^{00} E & S^{01} E \end{pmatrix};$$

$$G = \begin{pmatrix} S^{10} E & I + S^{11} E \\ E S^{10} E & I + E S^{11} E \end{pmatrix}.$$

Для решения этой проблемы разработана серия стандартных методов [12].

2. Проверка сходимости и верификация метода. Описанный выше метод может быть применен и для анализа гребенки, торцы которой касаются боковых стенок прямоугольного волновода. Эту задачу естественно свести к скалярной, ограничившись рассмотрением волн, имеющих, например, одну вариацию поля вдоль оси однородности структуры. Ее решение требует значи-

тельно меньших затрат компьютерного времени, чем анализ трехмерной замедляющей системы. На основе этой модельной задачи исследовалась внутренняя сходимость алгоритма.

На рис. 3 приведена относительная вычислительная погрешность

$$\delta N = \left| \frac{\varphi^N - \varphi^{N+2}}{\varphi^N} \right|$$

при расчете фазового набег основной медленной волны на периоде структуры в зависимости от порядка усечения N для различных расстояний между элементами замедляющей системы (ширин ламелей). Значения прочих параметров были выбраны следующими: ширина волновода $a = 5$ мм; высота волновода $b = 1$ мм; глубина канавки $h = 0,5$ мм; ширина канавки $l = 0,1$ мм; $f = 80$ ГГц. Верхняя шкала соответствует частоте отсечки f_{cut} наивысшей моды, учитываемой в проекционном базисе; этот параметр использовался в качестве глобального параметра, определяющего точность расчетов.

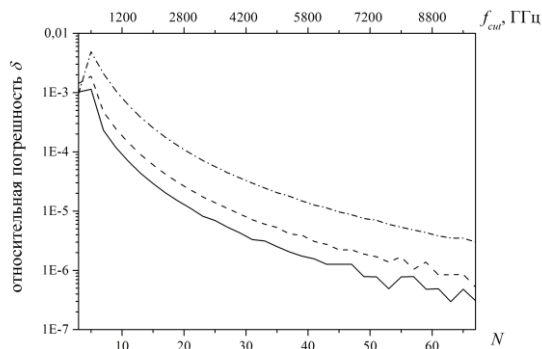


Рис. 3. Относительная вычислительная погрешность в зависимости от порядка усечения N для различных расстояний между элементами замедляющей системы: — $\Delta=1,0$ мм; --- $\Delta=0,5$ мм; - · - $\Delta=0,1$ мм

Как видно из рис. 3, чем больше величина Δ , тем быстрее сходимость, что объясняется увеличением затухания мод на промежутках между элементами замедляющей системы. Чем меньше величина Δ , тем больше мод необходимо учитывать в соединительных волноводах для достижения требуемой точности. Однако ухудшение сходимости с уменьшением величины Δ происходит медленнее, чем стоило бы ожидать, учитывая затухание мод. Так, согласно рис. 3, при $\delta = 10^{-4}$ высшие моды в проекционном базисе имеют затухания на промежутке Δ , равные 290,9 дБ при $\Delta = 1,0$ мм, 163,7 дБ при $\Delta = 0,5$ мм и 54,6 дБ при $\Delta = 0,1$ мм. Нули полинома $D_N(\alpha)$ определялись с точностью до 10^{-6} , поэтому вблизи этого уровня кривые рис. 3 начинают осциллировать.

При анализе рассматриваемых структур существует альтернатива между выбором элемен-

тов замедляющей системы и соединительных волноводов. Так, в случае гребенки в волноводе в качестве соединительных волноводов можно выбрать либо фрагменты замедляющей системы, соответствующие канавке, либо соответствующие ламели. При выборе нужно учитывать густоту спектра и длину волноводов. Чем реже спектр и больше длина соединительного волновода, тем меньше мод нужно будет в них учитывать, что увеличит скорость расчетов.

В таблице представлено сравнение результатов вычисления фазового набег на период с результатами работы [3] для двумерной гребенки с экраном.

λ/L	φ/π из [3]	φ/π решение (7)	$\Delta(\varphi/\pi)$
26,7	0,1	0,099992	8,0E-6
14,0	0,2	0,200777	7,7E-4
10,3	0,3	0,299992	8,0E-6
8,82	0,4	0,399910	9,0E-5
8,16	0,5	0,500056	5,6E-5
7,83	0,6	0,599875	1,2E-4
7,65	0,7	0,698146	1,9E-3
7,54	0,8	0,805180	5,2E-3
7,49	0,9	0,899090	9,1E-4

Метод, описанный в [3], ориентирован на анализ двумерной периодической структуры с экраном. Он, безусловно, является более точным, и результаты, полученные с его помощью, могут быть использованы для верификации. Размеры структуры: глубина канавок $h = 1,6 L$; ширина ламелей $\Delta = 0,5 L$; расстояние от гребенки до экрана $w = L$. В соединительных волноводах учитывалось 107 мод. Как правило, погрешности вычислений для больших значений φ больше, чем для меньших. Частично это объясняется тем фактом, что производная зависимости $\varphi(f)$ больше для больших значений φ , что увеличивает чувствительность результатов к погрешностям. Таким образом, дисперсионное уравнение обеспечивает вполне достоверные результаты, позволяя вместе с тем анализировать трехмерные объекты.

3. Дисперсионные характеристики гофрированного волновода. Рассматриваемый подход оказывается наиболее эффективным при дисперсионном анализе ускоряющих систем, используемых в ускорителях, так как расстояния между элементами ускоряющей системы здесь достаточно велики. Как правило, эти структуры аксиально-симметричны. Строгий анализ реальных диафрагм, используемых в ускорителях, можно провести методом, предложенным в работе [13] для расчета матрицы рассеяния одиночной неоднородности. Ниже (рис. 4) приведены дис-

персионные кривые для первых четырех мод гофрированного квадратного волновода, поперечное и продольное сечения которого изображены на рис. 5. Размеры соотносятся с размерами замедляющей системы, описанной в работе [14]. Учитывая симметрию структуры, задачу удобно разбить на три задачи для волн разной симметрии. Для этого в горизонтальной и вертикальной плоскостях симметрии можно разместить две идеальных магнитных стенки (задача 1), две идеальных электрических стенки (задача 2), одну идеальную магнитную стенку и одну идеальную электрическую стенку (задача 3).

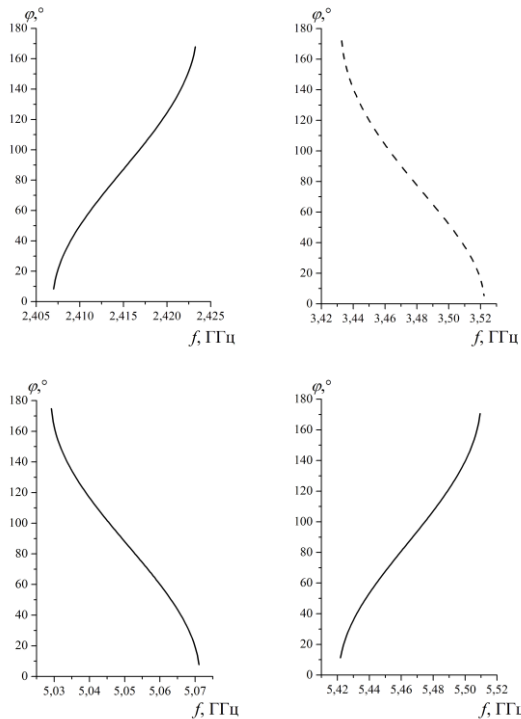


Рис. 4. Фазовый набег на периоде структуры для первых четырех мод гофрированного волновода

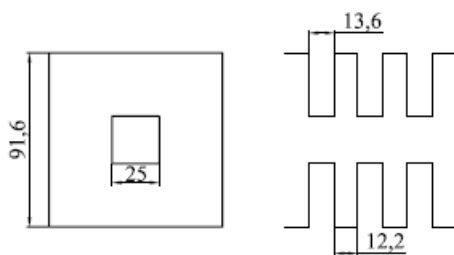


Рис. 5. Поперечное и продольное сечение гофрированного волновода

Дисперсионные кривые рис. 4, нарисованные сплошными линиями, соответствуют двум магнитным стенкам, расположенным в плоскостях симметрии волновода (задача 1), а пунктирная соответствует одной магнитной и

одной электрической стенке (задача 3). В соединительных волноводах меньшего поперечного сечения учитывались моды, частоты отсечки которых ниже 40 ГГц (16 мод в задаче 1, 17 мод в задаче 3). Как видно из рисунка, в гофрированном волноводе присутствуют волны и с положительной и с отрицательной дисперсиями.

4. Гребенка с продольным пазом в прямоугольном волноводе. Рассмотрим две замедляющие системы, образованные стандартной гребенкой клинотрона с продольными пазами по краям замедляющей системы и такой же гребенкой с продольным пазом посередине (рис. 6). Ширина ламелей и канавок равна 0,1 мм.

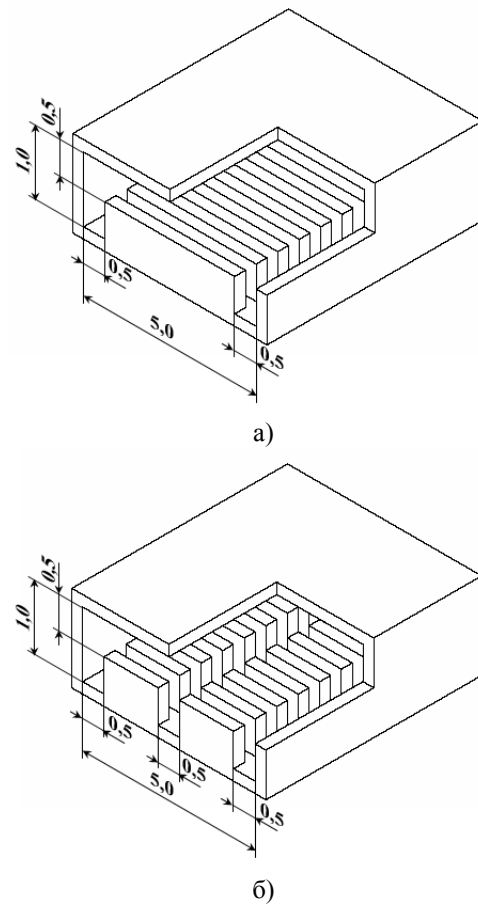


Рис. 6. Замедляющие системы: а) - одна гребенка в волноводе; б) - две гребенки в волноводе

На рис. 7 приведены дисперсионные кривые для первых двух мод замедляющих систем. Эти моды не взаимодействуют, так как имеют разную симметрию. Первая, изображенная сплошной линией, соответствует идеальной магнитной стенке, расположенной в плоскости симметрии замедляющей системы, а вторая, изображенная пунктирной линией, соответствует идеальной электрической стенке. В соединительных гребенчатых волноводах учитывались моды, частота отсечки которых не превышает 1000 ГГц для

замедляющей системы, изображенной на рис. 6,а, 108 мод в случае идеальной магнитной стенки и 89 мод в случае идеальной электрической стенки; изображенной на рис. 6,б, 117 мод в случае идеальной магнитной стенки и 107 мод в случае идеальной электрической стенки. Как видно из рисунков, продольный паз не изменил дисперсионную кривую первой моды. Таким образом, поле с четной симметрией продольной компоненты магнитного поля «не замечает» продольного паза. Однако дисперсионная кривая второй моды изменилась существенно. Она сливается с дисперсионной кривой первой моды при увеличении частоты. Этот факт связан со слабым влиянием на дисперсионные характеристики ширины и положения гребенки в волноводе. Действительно, идеальная электрическая стенка, расположенная в плоскости симметрии замедляющей системы, изображенной на рис. 6,б, приводит к задаче для половины структуры с одной гребенкой шириной 1,75 мм, несколько сдвинутой относительно оси прямоугольного волновода шириной 2,5 мм. Дисперсионные характеристики такой замедляющей системы незначительно отличаются от дисперсионных характеристик замедляющей системы, изображенной на рис. 6,а.

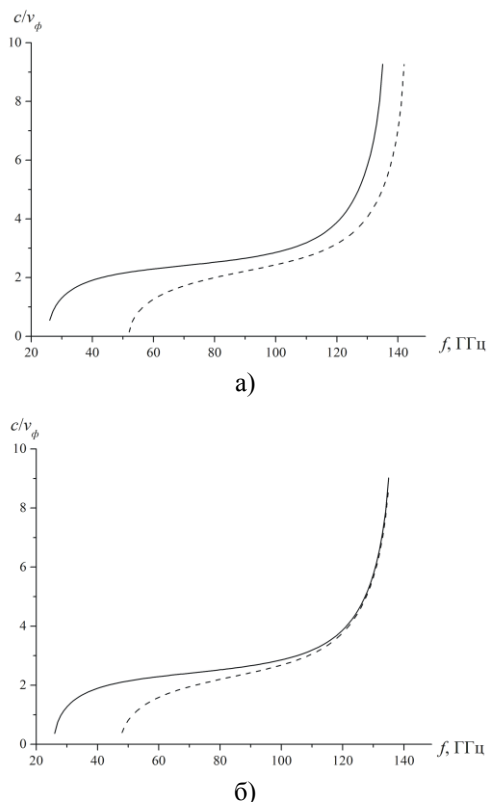


Рис. 7. Дисперсионные кривые для первых двух мод замедляющих систем: а) - одна гребенка в волноводе; б) - две гребенки в волноводе

5. Расчет замедляющей системы клинотрона. На рис. 8,а приведена дисперсионная кривая замедляющей системы, изображенной на рис. 1. Ширина канавок 0,09 мм, ламелей - 0,1 мм. В соединительных гребенчатых волноводах учитывались моды, частота отсечки которых не превышает 2000 ГГц (467 мод). Эта задача наиболее сложная из рассмотренных нами с точки зрения временных затрат. Для сравнения приведены дисперсионные кривые двумерной гребенки с экраном и гребенки, торцы которой касаются боковых стенок волновода. Эти два приближения используют для оценки влияния металлических элементов, вводимых в пространство между торцами гребенки и боковыми стенками волновода, на дисперсионные характеристики [15]. Как видно из рис. 8, а, дисперсионная кривая для трехмерной замедляющей системы лежит между этими двумя приближениями. Таким образом, для данной замедляющей системы приближения двумерных моделей являются достаточно точными.

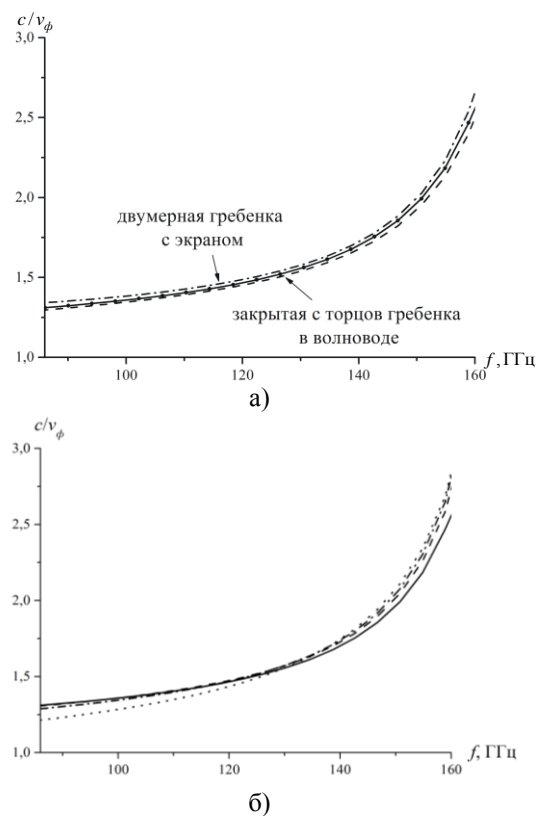


Рис. 8. Дисперсионные кривые для замедляющей системы клинотрона из рис. 1 при различных ширинах гребенки t : а) - сравнение с двумерными приближениями при $t = 4$ мм; б) — $t = 4$ мм; --- $t = 2,8$ мм; - · - $t = 1,6$ мм; ···· $t = 0,4$ мм

На рис. 8,б представлены дисперсионные кривые для различных ширины гребенки t . Они образуют пучок кривых, пересекающихся вблизи 130 ГГц. С уменьшением величины t кривые вы-

ходят за пределы двумерных приближений. Заметные отличия проявляются при $t < 2,8$ мм.

В случае замедляющей системы, изображенной на рис. 9,а, влияние ширины гребенки на дисперсионные характеристики имеет другой характер (рис. 9,б). Ширина ламелей и канавок замедляющей системы равна 0,055 мм. В соединительных волноводах учитывались моды, частоты отсечки которых ниже 2400 ГГц. При уменьшении ширины гребенки дисперсионные характеристики сдвигаются в область быстрых волн.

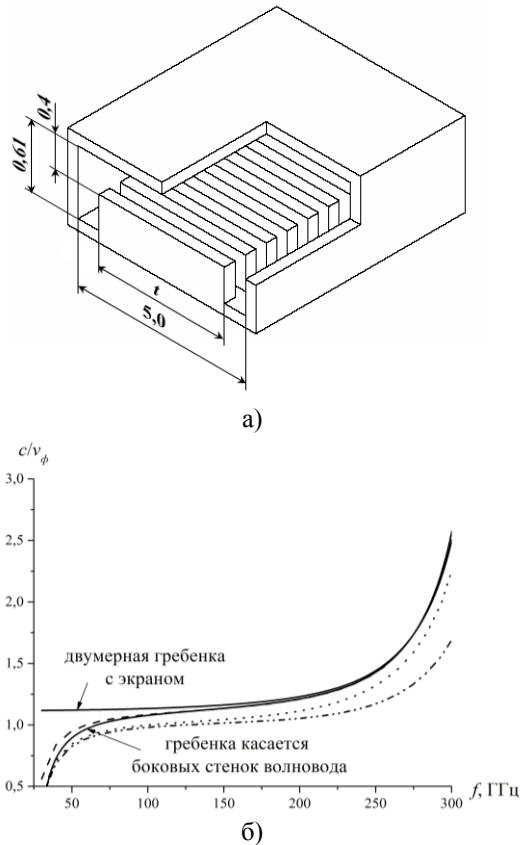


Рис. 9. Замедляющая система и дисперсионные кривые при различных ширинах гребенки: а) – вид замедляющей системы; б) --- $t = 2,5$ мм; $t = 0,2$ мм; - · - $t = 0,02$ мм

Результаты расчетов показывают, что двумерных приближений, как правило, достаточно для оценки дисперсии замедляющих систем, используемых в клинотронах. Это видно из результатов рис. 8 и 9, где дисперсионные кривые выходят за границы, определяемые двумерными приближениями, при достаточно малых ширинах гребенки, редко используемых в замедляющих системах. Ниже приводятся результаты дисперсионного анализа еще двух замедляющих систем. Их общие размеры представлены на рис. 10. Первая замедляющая система имеет период $L = 0,13$ мм; ширину канавок $l = 0,07$ мм. Вторая используется для работы на третьей гармонике.

Поэтому ее период и ширина канавки больше: $L = 0,42$ мм; $l = 0,2$ мм. На рис. 11 приведены дисперсионные кривые основной моды для этих двух замедляющих систем. При частотах больших 100 ГГц (что покрывает рабочий диапазон устройств) отличие от приближений для двумерной гребенки с экраном и для гребенки, касающейся торцами боковых стенок волновода, составляет не более 2%. Существенные различия проявляются только при малых частотах вблизи частоты отсечки волновода, в который помещена гребенка; там, где расходятся дисперсионные кривые, полученные по двумерным приближениям.

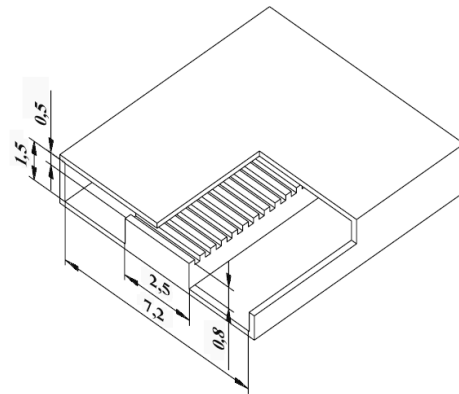


Рис. 10. Замедляющая система клинотрона

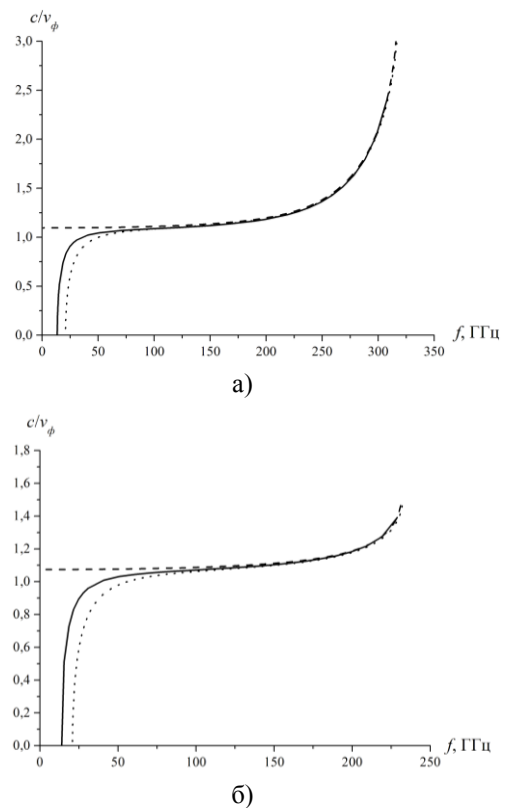


Рис. 11. Дисперсионные кривые для основной моды замедляющей системы клинотрона: а) - $L = 0,13$ мм, $l = 0,07$ мм; б) - $L = 0,42$ мм, $l = 0,2$ мм; — трехмерная замедляющая сис-

тема; --- двумерная гребенка с экраном; ·· · закрытая с торцов гребенка в волноводе

Выводы. Таким образом, в работе доказано, что предложенный подход к анализу собственных волн в трехмерных периодических структурах, помещенных в волновод, обеспечивает достоверный анализ электродинамики таких объектов при наличии точных данных о матрице рассеяния отдельной элементарной ячейки. Разработанные алгоритмы имеют широкие возможности в плане вариации и геометрических размеров элементов и их топологии (например, можно рассмотреть различные отверстия в ламелях гребенки). Они дают надежную основу для дальнейших разработок в вакуумной СВЧ технике и в технике ускорителей. В частности, при анализе клинотронов описанный алгоритм может быть использован для теоретического исследования процесса механической перестройки частоты, которая осуществляется путем приближения металлических поверхностей к гребенке. Кроме того, в рамках модели могут быть рассчитаны собственные поля замедляющей системы и рассчитан коэффициент сопротивления связи.

1. Клинотрон / Г. Я. Левин, А. И. Бородкин, А. Я. Кириченко и др. / Под ред. А. Я. Усикова. - Киев: Наук. думка, 1992. - 200 с.
2. Мильчо М. В., Ефимов Б. П., Завертанный В. В., Гончаров В. В. Особенности режимов работы генераторов типа клинотрон // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2005. - 10, №3. - С.435-440.
3. Белуга И. Ш., Морозов В. С., Фролов А. Г. Расчет характеристик двумерной гребенки // Вопросы радиоэлектроники. - 1964. - Сер. 1. Электроника. - Вып.11. - С.137-160.
4. Третьяков О. А., Шматько А. А. Исследование резонаторов с дифракционными решетками при помощи собственных режимов периодических структур // Радиотехника. - Харьков: Изд-во ХГУ. - 1972. - Вып. 20. - С.131-141.
5. Гандель Ю. В., Камышан В. В., Камышан О. П. Новый подход в математическом моделировании спектральных характеристик волновода с периодической многоступенчатой прямоугольной гребенкой // Радиофизика и радиоастрономия. - 1999. - 4, №3. - С.261-275.
6. Мильчо М. В. Метод конформных отображений для расчета высокочастотных электромагнитных полей в замедляющих системах // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2003. - 8, №1. - С.136-147.
7. Силин Р. А., Сазонов В. П. Замедляющие системы. - М.: Сов. радио, 1966. - 632 с.
8. Verbitskii I. L. Dispersion Relations for Comb-Type Slow-Wave Structures // IEEE. - 1980. - MTT-28. - P.48-50.
9. Franklin S.B. Solution of the finite Length Septum Problem with Application to Periodic Mode Suppressors // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. - 1967. - MTT-15, no.4. - P.240-249.
10. Esteban J., Rebollar J. M. Characterization of Corrugated Waveguides by Modal Analysis // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. - 1991. - MTT-39, no.6. - P.937-943.

11. Kirilenko A. A., Tkachenko V. I., Rud L. A. and al. The mode-matching technique and fast numerical models of arbitrary coordinate waveguide objects // Quasi-optical control of intense microwave transmission. - Netherlands, Springer. - 2005. - P.41-53.
12. Григорьев А. Д., Янкевич В. Б. Резонаторы и резонаторные замедляющие системы СВЧ: Численные методы расчета и проектирования. - М.: Радио и связь, 1984. - 248 с.
13. Don N. G., Kirilenko A. A., Mospan L. P. Layout of a multislit iris as a tool for the frequency response control // Microwave and Optical Technology Letters. - 2006. - 48, N.8. P.1472-147.
14. Лихарев А. Н., Пироженко В. М. Математическое моделирование электромагнитных полей в резонаторах линейных ускорителей // Ускорители заряженных частиц. - Москва: Радиотехнический ин-т. АН СССР. - 1974. - №20. - С.32-46.
15. Мильчо М. В., Завертанный В. В., Кириченко Л. А., Кудимова Т. В. Механическая перестройка частоты в генераторах типа клинотрон // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2006. - 11, №1. - С.130-137.

DISPERSION ANALYSIS OF THREE-DIMENSIONAL SLOW-WAVE STRUCTURES ON BASIS OF GENERALIZED SCATTERING MATRIX METHOD

A. A. Kirilenko, S. L. Senkevich, S. O. Steshenko

Full-wave models for dispersion analysis of three-dimensional periodic slow-wave structures with use of data about S-matrixes of single elements are built. The latter are obtained on basis of generalized mode matching technique with prior search of the complete waveguide bases for separate fragments of a slow-wave structure. Characteristics of the algorithms are investigated, and examples of calculation of comb structures used in klynotrons are given.

Key words: dispersion analysis, slow-wave structure, klynotron.

ДИСПЕРСІЙНИЙ АНАЛІЗ ТРИВИМІРНИХ СПОВІЛЬНОВАЛЬНИХ СИСТЕМ НА ОСНОВІ МЕТОДУ УЗАГАЛЬНЕНИХ МАТРИЦЬ РОЗСИЮВАННЯ

А. О. Кириленко, С. Л. Сенкевич, С. О. Стешенко

Побудовано строгі повнохвильові моделі для дисперсійного аналізу тривимірних періодичних сповільнювальних систем з використанням даних про S-матриці окремих елементів. Останні отримано на основі узагальненого методу часткових областей з попереднім пошуком повних хвилевідних базисів для окремих фрагментів сповільнювальної системи. Досліджено характеристики алгоритмів і наведено приклади розрахунку гребінчастих структур, що використовуються у клинотронах.

Ключові слова: дисперсійний аналіз, сповільнювальна система, клинотрон.

Рукопись поступила 17 января 2007 г.