

УДК 621.372.81

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КРУПНОПЕРИОДИЧЕСКИХ ДВУХВОЛНОВЫХ ВОЛНОВОДОВ

Н. А. Майер

Задача о распространении собственных волн в двухволновой крупнопериодической системе исследована для случая двух парциальных волн. Полученные выражения показывают, что даже в системах, не связывающих E - и H -моды, могут возникнуть волны с комплексными постоянными распространения. Построенные дисперсионные кривые обнаруживают существование частотных областей с аномальной дисперсией.

В последние годы в связи с созданием в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах генераторов с выходом на волну H_{01} (коаксиальный обращенный магнетрон) и другие типы волн круглого волновода (МЦР генераторы) возникла необходимость разработки в этом диапазоне преобразователей типов волн, фильтров, корректоров дисперсионных искажений и других волноводных элементов на волне H_{01} . Исследования различных авторов [1-3] показывают, что перечисленные элементы можно создать из соответствующим образом рассчитанных периодических волноводов.

Большие мощности генераторов, а также высокая частота накладывают дополнительный ряд требований на периодические волноводы: а) они должны иметь достаточно большой радиус для уменьшения тепловых потерь, что приводит к многоволновости; б) обладать хорошим теплоотводом; в) быть технологичными в изготовлении. Последние два условия равносильны требованию крупнопериодичности волноводов (период системы сравним с длиной волны).

Существующие методы расчета крупнопериодических волноводов, например, прямое сшивание полей [4-10], в частности, матричный метод [11-15], метод интегрированных дифференциальных уравнений [1], метод связанных волн [3], приводят к дисперсионному уравнению в виде равенства нулю определителя бесконечного порядка с медленно убывающими элементами. Различные способы приближенного решения этого уравнения [8, 13, 16, 17, 19] осложняются тем, что необходим большой перебор параметров периодического волновода, чтобы выбрать из них те, которые придают ему требуемые свойства. Поэтому желательно заранее, до решения задачи, ограничить области значений параметров системы, для которых имеет смысл проводить расчет. В связи с этим в данной работе феноменологически, с помощью метода матричной алгебры, построены частотные характеристики для двухволнового крупнопериодического волновода в зависимости от его параметров.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ВЫВОД ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ

1) Рассмотрим периодическую систему, представляющую собой отрезки регулярного волновода, чередующиеся с одинаковыми ячейками произвольной формы (рис. 1). Предположим, что по волноводу могут без затухания и независимо друг от друга распространяться две волны с постоянными распространения вдоль оси z h_1 и h_2 . Связь между эти-

ми парциальными волнами осуществляется только в ячейке. Это рассуждение годится для крупнопериодической структуры, когда расстояние между соседними ячейками L настолько велико, что можно не учитывать на входе ячейки волны нераспространяющихся типов, возникших на выходе предыдущей.

Каждую отдельную ячейку можно описать восьмиполосником (рис. 2). Еще раз подчеркнем, что форму ячейки мы пока не уточняем,

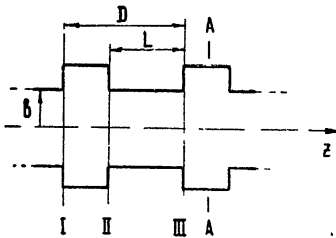


Рис. 1. Периодический двухволновый волновод.

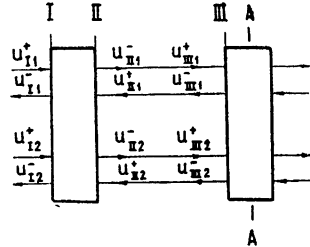


Рис. 2. Цепочка восьмиполосников, эквивалентная периодическому двухволновому волноводу.

но для простоты полагаем, что ячейка, а следовательно, и соответствующий ей восьмиполосник симметричны относительно плоскости AA , перпендикулярной оси z . Указанные на рис. 2 U_m^\pm и U_m^\pm с индексами $m = I, II, III$ — комплексные амплитуды первой и второй парциальных волн соответственно в плоскостях I, II и III. Плюс означает, что волна бежит к ячейке, минус — от нее. Выражение для амплитуд уходящих парциальных волн через амплитуды входящих напишем, пользуясь матрицей рассеяния:

$$\begin{aligned} U_{II}^- &= S_{11} U_{I1}^+ + S_{12} U_{I2}^+ + S_{13} U_{II1}^+ + S_{14} U_{II2}^+, \\ U_{II}^- &= S_{21} U_{I1}^+ + S_{22} U_{I2}^+ + S_{23} U_{II1}^+ + S_{24} U_{II2}^+, \\ U_{II}^- &= S_{31} U_{I1}^+ + S_{32} U_{I2}^+ + S_{33} U_{II1}^+ + S_{34} U_{II2}^+, \\ U_{II}^- &= S_{41} U_{I1}^+ + S_{42} U_{I2}^+ + S_{43} U_{II1}^+ + S_{44} U_{II2}^+. \end{aligned} \quad (1)$$

Для каждой ячейки периодического волновода справедлив принцип взаимности, или обратимости, выражаемый леммой Лоренца. Учитывая при этом симметрию ячейки относительно вертикальной оси AA , получаем матрицу рассеяния в виде

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{12} & S_{22} & S_{14} & S_{24} \\ S_{13} & S_{14} & S_{11} & S_{12} \\ S_{14} & S_{24} & S_{12} & S_{22} \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Для упрощения расчетов пренебрежем величиной коэффициента преобразования при отражении:

$$S_{14} = 0. \quad (3)$$

Строго говоря, это может быть справедливым лишь на какой-то определенной частоте. Однако из эксперимента следует, что в восьмимиллиметровом диапазоне величиной коэффициента преобразования при отражении волн можно пренебречь с точностью до 0,015 в полосе час-

тот по крайней мере порядка 1%, если длина ячейки не превышает трех длин волн свободного пространства. Допущение (3) хотя и несколько ограничивает общность поставленной задачи, но не искажает ее физической сущности и дает возможность получить решение в аналитическом виде. Полученные кривые позволяют судить о характере поведения волн в периодическом волноводе.

2) Элементы матрицы рассеяния (2) в общем случае комплексны. Отсутствие диссипации энергии в системе накладывает на них дополнительные связи. Если обе волны распространяются, как полагалось выше, без затухания, то закон сохранения энергии выражается в унитарности матрицы рассеяния. Введем следующую нормировку:

$$\int_{\Gamma_1} \int_{\Gamma_2} [E_{mk}^+ H_{mk}^+] ds = |U_{mk}^+|^2 \quad (m = I, II; k = 1, 2)$$

— поток энергии волны k , направленный к ячейке. Интеграл берется по поперечному сечению волновода.

Из унитарности матрицы (2) и условия (3) следует:

$$\begin{aligned} |S_{11}|^2 + |S_{12}|^2 + |S_{13}|^2 &= 1, \\ |S_{12}|^2 + |S_{22}|^2 + |S_{24}|^2 &= 1, \\ S_{11} S_{12}^* + S_{12} S_{22}^* &= 0, \\ S_{11} S_{13}^* + S_{13} S_{11}^* &= 0, \\ S_{22} S_{24}^* + S_{24} S_{22}^* &= 0, \\ S_{12} S_{13}^* + S_{24} S_{12}^* &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Из этих соотношений находим, что $|S_{11}|^2 = |S_{22}|^2$ и $|S_{13}|^2 = |S_{24}|^2$, если $S_{12} \neq 0$. Следовательно, коэффициенты прохождения волн S_{11} и S_{22} могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} S_{11} &= A \exp(i\beta_1), \\ S_{22} &= -A \exp(i\beta_2). \end{aligned} \quad (5a)$$

Тогда остальные коэффициенты выразятся следующим образом:

$$S_{12} = B \exp[i(\beta_1 + \beta_2)/2] \quad (5b)$$

— коэффициент преобразования первой волны во вторую и обратно;

$$S_{13} = iR \exp(i\beta_1) \quad (5b)$$

— коэффициент отражения первой волны;

$$S_{24} = iR \exp(i\beta_2) \quad (5г)$$

— коэффициент отражения второй волны. При этом выполняется соотношение

$$A^2 + B^2 + R^2 = 1. \quad (6)$$

Таким образом, многополюсник, соответствующий ячейке, характеризуется четырьмя числами, например, A , B , β_1 и β_2 .

3) Теперь рассмотрим бесконечный периодический волновод, состоящий из описанных выше ячеек, соединенных отрезками регулярного волновода длины L (рис. 1). Будем искать собственные волны такой периодической системы. Согласно теореме Флоке они существуют, и поля каждой волны на входе n -й ячейки равны с точностью до ком-

плексного множителя μ соответствующим полям на входе $(n-1)$ -й ячейки (рис. 2). Это равносильно условию, что с точностью до множителя μ равны амплитуды парциальных волн в плоскостях I и II:

$$U_{II\ k}^+ \equiv U_{II\ k}^- \exp(-i\alpha_k) = \mu U_{I\ k}^+; \quad (7)$$

$$U_{II\ k}^- \equiv U_{II\ k}^+ \exp(+i\alpha_k) = \mu U_{I\ k}^-, \quad (8)$$

где

$$\alpha_k = h_k L$$

— набег фазы парциальной волны k между ячейками; $k = 1, 2$.

Поля зависят от времени по закону $\exp(i\omega t)$.

Из (7) и (8) выразим отраженные волны через падающие в плоскостях I и II:

$$U_{II\ k}^- = \mu \exp(i\alpha_k) U_{I\ k}^+; \quad (9)$$

$$U_{I\ k}^- = \frac{1}{\mu} \exp(i\alpha_k) U_{II\ k}^+. \quad (10)$$

Подставив (9), (10) в (1), с учетом (3) и (5) получаем систему однородных алгебраических уравнений относительно векторов U^+ :

$$\begin{aligned} & [A \exp(i\beta_1) - \mu \exp(i\alpha_1)] U_{I1}^+ + B \exp[i(\beta_1 + \beta_2)/2] U_{I2}^+ + \\ & \quad + iR \exp(i\beta_1) U_{II1}^+ + 0 U_{II2}^+ = 0, \\ & B \exp[i(\beta_1 + \beta_2)/2] U_{I1}^+ - [A \exp(i\beta_2) + \mu \exp(i\alpha_2)] U_{I2}^+ + \\ & \quad + 0 U_{II1}^+ + iR \exp(i\beta_2) U_{II2}^+ = 0, \\ & iR \exp(i\beta_1) U_{I1}^+ + 0 U_{I2}^+ + \left[A \exp(i\beta_1) - \frac{1}{\mu} \exp(i\alpha_1) \right] U_{II1}^+ + \\ & \quad + B \exp[i(\beta_1 + \beta_2)/2] U_{II2}^+ = 0, \\ & 0 U_{I1}^+ + iR \exp(i\beta_2) U_{I2}^+ + B \exp[i(\beta_1 + \beta_2)/2] U_{II1}^+ - \\ & \quad - \left[A \exp(i\beta_2) + \frac{1}{\mu} \exp(i\alpha_2) \right] U_{II2}^+ = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Нетривиальное решение существует для μ , удовлетворяющих уравнению

$$\begin{vmatrix} A - \mu \exp(i\varphi_1) & B \exp[i(\beta_2 - \beta_1)/2] & iR & 0 \\ B \exp[-i(\beta_2 - \beta_1)/2] & -[A + \mu \exp(i\varphi_2)] & 0 & iR \\ iR & 0 & A - \frac{1}{\mu} \exp(i\varphi_1) & B \exp[i(\beta_2 - \beta_1)/2] \\ 0 & iR & B \exp[-i(\beta_2 - \beta_1)/2] & -\left[A + \frac{1}{\mu} \exp(i\varphi_2) \right] \end{vmatrix} = 0, \quad (12)$$

где

$$\varphi_1 = \alpha_1 - \beta_1,$$

$$\varphi_2 = \alpha_2 - \beta_2.$$

Будем искать решение уравнения в виде

$$\mu = e^{-i\Gamma}. \quad (13)$$

Введем обозначение

$$\Gamma = HD,$$

где D — период системы (рис. 1), а H можно рассматривать как постоянную распространения собственных волн вдоль системы. Уравнение (10) является дисперсионным и выражает зависимость постоянных распространения H собственных волн периодического волновода от частоты и элементов матрицы.

В дальнейшем рассмотрим периодическую систему, состоящую из отрезков круглого волновода радиусов a и b . В качестве парциальных волн выберем волны H_{01} и H_{02} с постоянными распространения

$$h_{1,2} = \sqrt{k^2 - g_{1,2}^2}, \quad (14)$$

где $g_{1,2} = \nu_{1,2}/b$, а $\nu_{1,2}$ — первый и второй корни уравнения $J_1(\nu_k) = 0$ ($k = 1, 2$).

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ

Общее рассмотрение начнем с двух частных случаев.

1) Положим вначале, что отсутствует отражение волн ($R = 0$). В этом случае уравнение (12) распадается на два независимых уравнения, соответствующих двум взаимно обратным направлениям распространения:

$$\begin{vmatrix} A - \xi_{1,2} \exp(i\varphi_1) & B \exp[i(\beta_1 - \beta_2)/2] \\ B \exp[-i(\beta_1 - \beta_2)/2] & -[A + \xi_{1,2} \exp(i\varphi_2)] \end{vmatrix} = 0, \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned} \xi_1 &= \mu, & \xi_2 &= 1/\mu, \\ A^2 + B^2 &= 1. \end{aligned} \quad (16)$$

Как нетрудно показать, решением уравнения (15) с учетом (16) является

$$\xi_{1,2} = \pm \exp[-i(\varphi_1 + \varphi_2)/2 \pm i\gamma]; \quad (17)$$

$$\sin \gamma = A \sin \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2}. \quad (18)$$

Поскольку $A \leq 1$, то всегда $\sin \gamma \leq 1$ и γ — величина вещественная. Таким образом, если в периодической системе могут без затухания и отражения распространяться две парциальные волны, между которыми существует связь, то в такой системе возникают две собственные волны, бегущие в том же направлении, что и парциальные: $\mu_{1,2} = \pm \exp[-i(\varphi_1 + \varphi_2)/2 \pm i\gamma]$, если волны H_{01} и H_{02} бегут вправо, и $\mu_{3,4} = \pm \exp\{-[-i(\varphi_1 + \varphi_2)/2 \pm i\gamma]\}$, если парциальные волны бегут влево. Эти собственные волны распространяются без затухания, и для них нет полос запыриания.

2) Теперь положим, что в системе не происходит преобразования волн друг в друга ($B = 0$, но $R \neq 0$). Уравнение (12) опять распадается на два независимых уравнения, которые имеют решения

$$\cos(HD) = \frac{\cos \varphi_1}{A}; \quad (19)$$

$$\cos(HD) = \frac{\cos \varphi_2}{A}. \quad (20)$$

Выражения (19) и (20) соответствуют собственным волнам одноволновой периодической системы. Подобные системы, цепочки четырехполосников, рассматривались Бриллюэном, Лайноом и др. [21—23]. Так как $\cos(HD)$ — четная функция, каждое решение допускает две нормальные волны, бегущие навстречу друг другу. Поскольку $A \leq 1$, то для собственных волн существуют области частот пропускания ($\cos \varphi/A < 1$, H — величина действительная) и области частот запирания ($\cos \varphi/A > 1$, H становится мнимой величиной). Границы полос пропускания определяются равенством $\cos \varphi = \pm A$.

3) Рассмотрим общий случай $B \neq 0$ и $R \neq 0$. Решением уравнения (11) является

$$\cos(HD) = A(\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2) \pm \{A^2(\cos \varphi_1 + \cos \varphi_2)^2 + 4B^2 \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 + 2(A^2 + B^2)B^2 [1 - \cos(\varphi_1 - \varphi_2)]\}^{1/2} [2(A^2 + B^2)]^{-1}. \quad (21)$$

В выражение (21) не вошло в явном виде R , так как оно исключалось благодаря (6):

При некоторых частотах $\cos \varphi_1$ и $\cos \varphi_2$ могут иметь разные знаки. В этом случае возможна ситуация, когда подкоренное выражение делается отрицательным. Постоянная распространения становится комплексной величиной. Возникают собственные волны с комплексной постоянной распространения при отсутствии диссипации энергии в системе, аналогичные полученным в работах [24—26]. При этом вопреки сделанному в работе [25] утверждению, что такие волны могут существовать в периодических структурах лишь при наличии гибридных полей ($E_z \neq 0$ и $H_z \neq 0$), в данном случае волны с комплексной постоянной распространения возникают в периодической системе, не связывающей E - и H -моды: $H_z \neq 0$, а $E_z = 0$, так как в статье рассматривается распространение только волн типа H_{0n} , и в ячейках также не возникает E -волн.

Следует отметить, что в работе [11], в которой исследовались периодические системы в общем виде, утверждается, что в отсутствие потерь в системе постоянные распространения собственных волн могут быть лишь чисто действительными или чисто мнимыми. Вывод этого утверждения основан на неверном соотношении (16) работы [11] и поэтому является ошибочным.

4) Аналогично тому, как это сделано в работах [21—23], построим графики (рис. 3—5) зависимости набега фазы собственных волн на периоде HD от частоты (волнового числа k). При этом, как и в [21], полагаем параметры системы A , B и R постоянными, хотя на самом деле они тоже зависят от частоты. Таким образом, мы исследуем так называемые структурные полосы пропускания системы. Формулы (17) и (21) определяют величину H с точностью до слагаемого $\pm 2\pi m/D$ ($m = 1, 2, 3, \dots$). Выберем главные значения HD от 0 до 2π . Все расчеты проведены для круглого периодического волновода с малым диаметром $2b = 20$ мм.

На рис. 3 построены по формулам (16)—(18) дисперсионные характеристики периодического волновода с параметрами $R = 0$, $A^2 = 0,6$, $B^2 = 0,4$. Кривые 2 и 4 характеризуют нормальные волны, распространяющиеся в положительном направлении оси z , а 1 и 3 — в противоположном. Точки пересечения кривых соответствуют равенству фазовых скоростей волн, бегущих навстречу друг другу. Рис. 3 демонстрирует важную особенность двухволновых периодических систем по сравнению с бриллюэновскими одноволновыми. В одноволновых системах, описываемых уравнениями (19) и (20), имеются прямая

и отраженная волны, но нет преобразования в другой тип волны. При этом возможна лишь нормальная дисперсия, т. е. зависимость фазовой скорости от частоты имеет тот же знак, что и в обычном, гладком волноводе ($\frac{\partial v_{\phi}}{\partial \omega} < 0$). Это нетрудно доказать аналитически. Кривые 2 и 4 рис. 3 показывают, что в нижней области частот ($k < 2$) имеет место аномальная дисперсия ($\frac{\partial v_{\phi}}{\partial \omega} > 0$).

Действительно, $\text{tg} \delta = HD/k$, пропорциональный фазовой скорости, в этой области частот k растет с ростом частоты. При дальнейшем увеличении k $\text{tg} \delta$ почти не меняется — дисперсия близка к нулю. Изменяя параметры системы (A, B, L), можно менять крутизну кривых, т. е. частотную зависимость фазовой скорости.

На рис. 4 приведены дисперсионные графики для параметров $B^2 = 0,01$ (кривые 2 и 4) и $B^2 = 0,9$ (кривые 1 и 3). В обоих случаях $A = 0, L = 15$ мм. Здесь также имеет место аномальная дисперсия (для $k < 1,2$). Кроме того, возникают области частот I и II, для которых подкоренное выражение в формуле (21) становится отрицательным. В этих областях постоянные распространения собственных волн комплексны, и поток энергии в положительном направлении оси z равен потоку энергии в отрицательном. На границах указанных областей I и II дисперсионные кривые имеют вертикальную касательную, т. е. групповые скорости собственных волн равны нулю.

На рис. 5 по формуле (21) построены дисперсионные кривые для

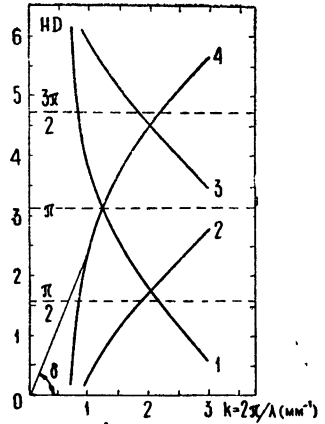


Рис. 3. Постоянные распространения собственных волн двухволнового волновода ($R = 0$; $A^2 = 0,6$; $B^2 = 0,4$; $L = 15$ мм).

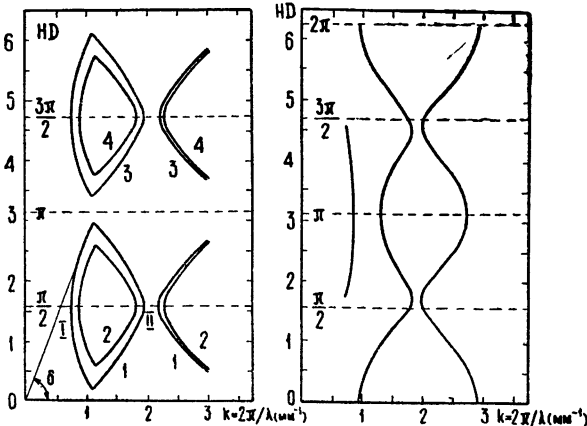


Рис. 4. Постоянные распространения собственных волн двухволнового волновода (кривые 1, 3 — $A = 0$; $B^2 = 0,01$; $L = 15$ мм; кривые 2, 4 — $A = 0$; $B^2 = 0,9$; $L = 15$ мм).

Рис. 5. Постоянные распространения собственных волн двухволнового волновода ($A^2 = 0,501$; $B^2 = 0,248$; $L = 8$ мм).

случая $A^2 = 0,501, B^2 = 0,248, L = 8$ мм. Здесь в областях $0,85 \leq k \leq 1,92$ и при $k \geq 2,92 \cos(HD) > 1$, что соответствует полосам заграждения. На

границе этих полос фазовая скорость собственных волн обращается в бесконечность, а групповая скорость равна нулю (кривые имеют вертикальные касательные). В области $1,86 \leq k \leq 1,98$ подкоренное выражение в формуле (21) становится отрицательным. Постоянные распространения собственных волн делаются комплексными.

Обнаруженное свойство аномальной дисперсии в двухволновых системах позволяет надеяться создать с их помощью устройство, корректирующее фазу сигнала, искаженную за счет его прохождения по волноводу. Однако следует иметь в виду, что в области аномальной дисперсии возможны диапазоны частот, в которых постоянные распространения собственных волн становятся комплексными.

В заключение автор выражает глубокую признательность М. В. Персикову и Б. З. Каценеленбауму за полезные консультации и неизменный интерес к работе, а также В. И. Таланову за ценные указания.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Малин, Диссертация, ИРЭ АН СССР, М., 1963.
2. А. Н. Сивов, Диссертация, ИРЭ АН СССР, М., 1965.
3. П. Е. Краснушкин, С. П. Ломнев, Радиотехника и электроника, 11, № 6, 1051 (1966).
4. Г. В. Кисунько, Электродинамика полых систем, изд. ВКАС, Л., 1949.
5. Л. Н. Дерюгин, Диссертация, МАИ им. Орджоникидзе, М., 1955.
6. Я. Н. Фельд, Радиотехника и электроника, 4, № 12, 2004 (1959).
7. Я. Н. Фельд, Л. С. Бененсон, Радиотехника и электроника, 11, № 10, 1753 (1966).
8. П. Е. Краснушкин, Радиотехника и электроника, 10, № 7, 1214 (1965).
9. З. С. Агронович, В. П. Шестопапов, ЖТФ, 34, № 11, 1950 (1964).
10. Г. Н. Гестерин, Л. Н. Литвиненко, К. В. Маслов, В. П. Шестопапов, ЖТФ, 34, № 11, 1962 (1964).
11. J. Brown, The Quarterly J. of Mechanics and Applied Math., 11, № 2, 235 (1958).
12. J. Cole, E. R. Nagelberg, C. M. Nagel, The Best Syst. Tech. J., 46, № 3, 649 (1967).
13. А. Л. Фельдштейн, Л. Р. Явич, Синтез четырехполосников и восьмиполосников, изд. Сов. радио, М., 1966.
14. Р. А. Силин, В. П. Сазонов, Замедляющие системы, изд. Сов. радио, М., 1966.
15. В. П. Шестопапов, В. В. Щербак, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 11, № 2, 285 (1968).
16. Электроника больших мощностей, под ред. П. Я. Капицы и Л. А. Вайнштейна, 2, изд. АН СССР, М., 1963.
17. Ш. Е. Цимринг, Диссертация, Госуниверситет, Саратов, 1959.
18. И. Ш. Белуга, Радиотехника и электроника, 9, № 3, 459 (1964).
19. Л. Н. Гейвандов, Диссертация, Вильнюс, 1968.
20. В. В. Владимирский, ДАН СССР, 52, № 3, 219 (1946).
21. Л. Бриллюэн, М. Пароди, Распространение волн в периодических структурах, ИЛ, М., 1959.
22. A. W. Lines, G. R. Nicoll, A. M. Woodward, PIRE, part III, 97, № 48, 263 (1950).
23. А. Ф. Харвей, Техника сверхвысоких частот, изд. Сов. радио, М., 1965.
24. М. А. Миллер, ДАН СССР, 87, № 4, 571 (1952).
25. А. М. Белянцев, А. В. Гапонов, Радиотехника и электроника, 9, № 7, 1183 (1964).
26. И. А. Александров, В. А. Вагин, В. И. Котов, ЖТФ, 36, № 11, 1995 (1966).

Институт радиотехники и электроники
АН СССР

Поступила в редакцию
27 июня 1968 г.

PHENOMENOLOGICAL INVESTIGATION OF LARGE-PERIODIC TWO-WAVE WAVEGUIDES

N. A. Mayer

The propagation of self waves in a two-wave large-periodic system has been investigated for the cases of partial waves. The expressions obtained show that even in the systems where E and H modes are not connected, the waves with complex components of propagation may occur. The dispersion curves obtained discover essential frequency regions with abnormal dispersion.