

Анализ и синтез направленных ответвителей на гребневых волноводах с прямоугольными отверстиями связи

Г.Ф. Заргано, В.В. Земляков, Р.В. Пелецкий

Южный федеральный университет
344006, Россия, г. Ростов-на-Дону
ул. Большая Садовая, 105/42

Проводится анализ и синтез направленных ответвителей на П- и Н-волноводах через малые отверстия прямоугольной формы в общей широкой стенке. Учтена возможность поворота отверстия связи вокруг своей оси. Электромагнитные поля и критические волновые числа волноводов определялись методом частичных областей с учетом особенности поведения электромагнитного поля на ребре. Для расчета параметров связи волноводов применялась квазистатическая теория Бете. Представлены результаты синтеза широкополосных направленных ответвителей с переходным ослаблением 20 дБ.

Ключевые слова: синтез, широкополосность, направленный ответвитель, гребневый волновод, прямоугольное отверстие, теория Бете, матрица рассеяния.

Введение

Направленные ответвители (НО) на волноводах сложного сечения активно применяются в при создании современных широкополосных систем в радиолокационной, радиоастрономической и измерительной аппаратуре [1, 2]. Волноводы сложного сечения (ВСС), такие как Н- и П-волноводы, позволяют существенно улучшить характеристики элементов и узлов СВЧ- и КВЧ-диапазонов, как в области широкополосности, так и массогабаритных показателей [3]. Применение ВСС для создания НО позволяет добиться более высокой направленности, расширить рабочую полосу частот и уменьшить линейные размеры.

Один из наиболее распространенных типов НО – направленные ответвители с системой малых отверстий связи, классической теорией для расчета которых является квазистатическая теория Бете [4–6], развитая в дальнейшем рядом авторов [7, 8]. Помимо теории Бете, связь волноводов через различные отверстия может рассчитываться также вариационными методами [9], методом согласования мод [10] и методом моментов [11], особенно актуальным для задач с отверстиями произвольной формы. Однако работа с этими методами связана с существенными трудностями как аналитического, так и вычислительного характера. При этом необходимо от-

метить, что для любого метода точность расчета параметров НО напрямую связана с точностью расчета электродинамических характеристик используемых волноводов и эффективностью учета взаимодействия между отверстиями связи. Так, ошибка в расчете критических волновых чисел и компонент электромагнитных полей порядка 1 % может привести к ошибке в конечных параметрах более 50 %.

В известной литературе имеется несколько работ по расчету параметров одиночных отверстий связи волноводов со сложной формой поперечного сечения [12] и даже направленного ответвителя [2]. Однако используемые в них собственные функции волноводов определялись со значительными погрешностями, что существенно ухудшало окончательные результаты расчета.

Как известно [3], метод частичных областей с учетом особенностей электромагнитного поля на ребре позволяет с высокой точностью рассчитывать электромагнитные поля и критические частоты волноводов сложных сечений. В настоящей работе, используя поля, определенные таким методом, осуществлен анализ и синтез направленных ответвителей на П- и Н-волноводах, связанных системой малых прямоугольных отверстий с применением квазистатической теории Бете.

1. Матрица рассеяния направленного ответвителя

Для расчета НО необходимо знать зависимость параметров отдельного отверстия связи от его размеров, смещения от оси волновода, от толщины общей стенки и от частоты.

Рассмотрим связь двух волноводов через малое отверстие. Пусть имеется бесконечный волновод, параллельно которому через малое отверстие в общей стенке подсоединен без поперечного смещения другой аналогичный волновод (рис. 1). Полагаем, что плечи 1 и 3 являются соответственно входным и выходным первого волновода (I), а плечи 2 и 4 – вспомогательными плечами второго волновода (II). Будем решать задачу без учета потерь.

Согласно методу частичных областей, с учетом особенности электромагнитного поля на ребре для гребневых волноводов, таких как П- и Н-волноводы, скалярные функции φ_i , описывающие распределение поля основной волны в частичных областях базовой Г-области (рис. 1), определялись из соотношений, приведенных в [3], и для данного случая имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \varphi_1(x, y) = H_{z1}(x, y) &= \\ &= \sum_{n=0}^N A_n \cos(k_{1x}x) \cos(k_{1y}y); \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \varphi_2(x, y) = H_{z2}(x, y) &= \\ &= \sum_{n=0}^N B_n \sin[k_{2x}(l-x)] \cos(k_{2y}y); \end{aligned}$$

где A_n и B_n – амплитудные коэффициенты разложения [3]; $k_{1y} = n\pi/h$; $k_{2y} = n\pi/c$; $n = 0, 1, 2, 3, \dots$; $k_{1x}^2 = k_c^2 - k_{1y}^2$; $k_{2x}^2 = k_c^2 - k_{2y}^2$; k_c – критическое волновое число распространяющейся волны.

Согласно теории Бете, используем формулы из [3, 4] и рассчитаем связь двух П-волноводов, работающих в одномодовом режиме, через малое отверстие в общей широкой стенке (гребни расположены на внешних стенках волновода). Данная структура может быть представлена соответствующим идеальным восьмиполосником без потерь, элементы матрицы рассеяния которого имеют вид

$$\begin{aligned} S_{11} = \frac{j}{2} \left\{ -M_1 \frac{k_c^2}{\gamma} \Phi_1^2(x_0) + \right. \\ \left. + \left[\frac{M_2 \gamma^2 + P k^2}{\gamma k_c^2} \right] \Phi_2^2(x_0) \right\}; \end{aligned} \quad (2)$$

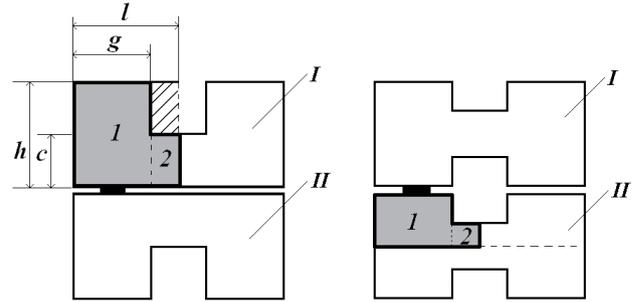


Рис. 1. Поперечное сечение НО на П- и Н-волноводах с разбиением на частичные области

$$\begin{aligned} S_{21} = -\frac{j}{2} \left\{ \left(M_1 \frac{k_c^2}{\gamma} \Phi_1^2(x_0) F_n - \right. \right. \\ \left. \left. - M_2 \frac{\gamma}{k_c^2} \Phi_2^2(x_0) F'_n \right) - P \frac{k^2}{\gamma k_c^2} \Phi_2^2(x_0) F_e \right\}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} S_{31} = 1 - \frac{j}{2} \left\{ M_1 \frac{k_c^2}{\gamma} \Phi_1^2(x_0) + \right. \\ \left. + \left[\frac{M_2 \gamma^2 - P k^2}{\gamma k_c^2} \right] \Phi_2^2(x_0) \right\}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} S_{41} = -\frac{j}{2} \left\{ \left(M_1 \frac{k_c^2}{\gamma} \Phi_1^2(x_0) F_n + \right. \right. \\ \left. \left. + M_2 \frac{\gamma}{k_c^2} \Phi_2^2(x_0) F'_n \right) - P \frac{k^2}{\gamma k_c^2} \Phi_2^2(x_0) F_e \right\}; \end{aligned}$$

$$\Phi_1(x_0) = \begin{cases} \sum_{n=0}^N A_n \cos(k_{1x}x_0), \\ \text{при } x_0 < g, i = 1 \\ \sum_{n=0}^N B_n \sin[k_{2x}(l-x_0)], \\ \text{при } g < x_0 \leq l, i = 2 \end{cases} \quad (3)$$

$$\Phi_2(x_0) = \begin{cases} -\sum_{n=0}^N A_n k_{1x} \sin(k_{1x}x_0), \\ \text{при } x_0 < g, i = 1 \\ -\sum_{n=0}^N B_n k_{2x} \cos[k_{2x}(l-x_0)], \\ \text{при } g < x_0 \leq l, i = 2 \end{cases} \quad (4)$$

Здесь M_1, M_2, P – соответственно коэффициенты магнитной и электрической поляризуемости отверстия связи; $\gamma = (k^2 - k_c^2)^{1/2}$ – фазовая постоянная; k – волновое число свободного пространства; F_h, F'_h, F_e – коэффициенты, учитывающие влияние толщины t общей стенки волноводов, определяются в зависимости от формы отверстия. Обычно малое отверстие, связываю-

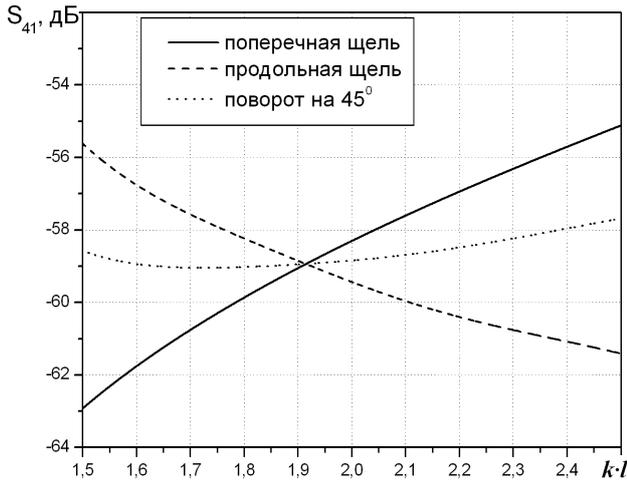


Рис. 2. Зависимость S_{41} от kl для поперечного, продольного прямоугольного отверстия и отверстия, повернутого на угол 45° вокруг своей оси

щее два волновода, рассматривается как очень короткий отрезок волновода длиной t , работающий в запредельном режиме. Вдоль такого волновода происходит ослабление СВЧ-мощности по экспоненциальному закону.

Значения магнитных и электрического моментов для поперечного прямоугольного отверстия связи с размерами $(2a \times 2b)$ [3, 4]:

$$M_1 = \pi ab^2/3, \quad M_2 = \pi a^3 / [3(\ln(4a/b) - 1)], \quad (5)$$

$$P = \pi ab^2/3.$$

Для учета близости отверстия связи к «резонансу» рекомендуется пользоваться соответствующими поправками [13].

Анализ результатов расчета элементов матрицы рассеяния (2) показал, что для повышения точности вычисления параметра S_{31} более эффективно пользоваться законом сохранения энергии для идеального восьмиполосника без потерь.

Для расчета связи двух Н-волноводов можно использовать те же соотношения (2), только функции Φ_1 и Φ_2 должны быть рассчитаны для случая связи двух волноводов, работающих в одномодовом режиме, через малое отверстие в общей широкой стенке (гребни расположены на внутренних стенках, рабочей областью является только первая область Н-волноводов (рис. 1)):

$$\Phi_1(x_0) = \sum_{n=0}^N (-1)^n A_n \cos(k_{1x} x_0), \quad (6)$$

$$\Phi_2(x_0) = - \sum_{n=0}^N (-1)^n A_n k_{1x} \sin(k_{1x} x_0). \quad (7)$$

Для поиска характеристик НО, состоящего из серии последовательно расположенных отверс-

тий связи, использовалась теория каскадного соединения многополосников [1]. При этом матрица рассеяния восьмиполосника, описывающего отверстие связи, S^I записывается в следующем виде с учетом симметрии устройства:

$$S^I = \begin{bmatrix} \begin{pmatrix} S_{11} & S_{21} \\ S_{21} & S_{11} \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} S_{31} & S_{41} \\ S_{41} & S_{31} \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} S_{31} & S_{41} \\ S_{41} & S_{31} \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} S_{11} & S_{21} \\ S_{21} & S_{11} \end{pmatrix} \end{bmatrix}, \quad (8)$$

а регулярный участок волноводов длиной Δl между двумя соседними отверстиями связи описывается следующей матрицей рассеяния:

$$S^{II} = \begin{bmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} e^{-j\gamma_I \Delta l} & 0 \\ 0 & e^{-j\gamma_{II} \Delta l} \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} e^{-j\gamma_I \Delta l} & 0 \\ 0 & e^{-j\gamma_{II} \Delta l} \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \end{bmatrix}. \quad (9)$$

Если несколько отверстий связи находятся в одном поперечном сечении волноводов, то результирующая матрица рассеяния получается непосредственным каскадным соединением восьмиполосников, описывающих данные отверстия связи.

2. Результаты расчета параметров направленных ответвителей

Анализ характеристик рассеяния одиночных прямоугольных отверстий связи П-волноводов был подробно проведен в работе [1]. В частности, было показано, что узкие прямоугольные отверстия, расположенные как в продольном, так и в поперечном направлении относительно оси волновода, имеют перепад переходного ослабления, определяемого параметром матрицы рассеяния S_{41} , в полосе одномодового режима волновода более 10 дБ и поэтому не могут использоваться при построении широкополосных устройств (рис. 2). Однако характеристика переходного ослабления для поперечной щели обычно имеет восходящий характер с ростом частоты, а для продольной — наоборот, нисходящий, поэтому очевидно, что их объединение может существенно уменьшить перепад переходного ослабления в рабочей полосе частот. Так, широкое применение при построении многоэлементных широкополосных направленных ответвителей нашли крестообразные и «риблетовские» элементы связи [4]. Однако, как показали исследования, аналогичное увеличение широкополосности прямоугольного отверстия

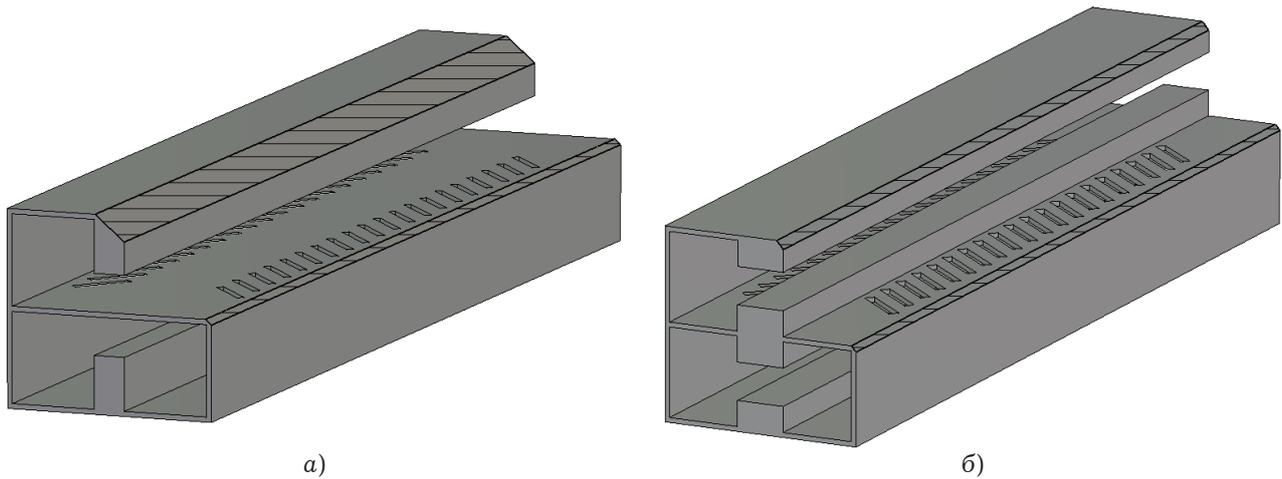


Рис. 3. Направленные ответвители на Π - (а) и H -волноводах (б) с переходным ослаблением 20 дБ

связи может быть достигнуто за счет его поворота вокруг своей оси на некоторый угол. Причем при угле в 45° (рис. 2) при учете изменения размеров прямоугольного отверстия достигается полное совпадение характеристики переходного ослабления с соответствующей характеристикой крестообразного отверстия.

Таким образом, применение прямоугольных отверстий связи, повернутых на некоторый угол вокруг своей оси, позволяет повысить широкополосность НО, уменьшить продольный размер устройства и упростить его компьютерное моделирование по отношению к НО с крестообразными отверстиями связи, а также добавить дополнительный свободный параметр в процедуру синтеза НО – угол поворота, что дает возможность улучшить характеристики получаемых устройств.

Для учета поворота прямоугольного отверстия связи вокруг своей оси необходимо в выражение (5), определяющее значения электрических и магнитных моментов отверстия связи, внести соответствующие проекции на продольную и поперечную оси волновода. При этом можно учесть [2], что $M_2 \gg M_1$ и заменить $M_1 \rightarrow M_1 \sin^2(\alpha)$ и $M_2 \rightarrow M_1 \cos^2(\alpha)$, где α – угол поворота относительно поперечной оси волновода независимо от направления вращения. Также необходимо помнить, что узкое прямоугольное отверстие практически не обладает направленностью, т. е. $S_{21} \approx S_{41}$ не зависит от угла его поворота.

В данной работе с помощью описанных выше выражений был произведен синтез НО с переходным ослаблением 20 дБ для Π - и H -волновода с размерами $h/l = 0.9$, $g/l = 0.845$, $c/l = 0.345$ и $h/l = 0.465$, $g/l = 0.749$, $c/l = 0.197$ соответственно путем минимизации среднеквадратичного

отклонения переходного ослабления от заданных значений. Область связи в НО образована двумя рядами по 20 одинаковых повернутых узких прямоугольных отверстий. При расчете критических волновых чисел и компонент электромагнитных полей использовалось третье приближение метода и 50 членов N в рядах матричных элементов.

На рис. 3, а и б приведен внешний вид 20-децибелного НО на Π - и H -волноводе соответственно. Размеры и размещение отверстий связи приведены в таблице. На рис. 4, а и б приведены зависимости направленности $N = 20 \lg |S_{41}/S_{21}|$ (пунктирная линия) и переходного ослабления $C = 20 \lg |1/S_{41}|$ (сплошная линия) синтезированных НО. Из графиков на рис. 4, а и б видно, что НО обладают хорошей широкополосностью ($\sim 45 \div 50\%$) с перепадом переходного ослабления не более ± 0.5 дБ и направленностью не менее 20 дБ. Относительный продольный размер синтезированных НО составил соответственно $L_1/l = 7.8$ и $L_2/l = 6.6$ или $L_1/\lambda = 2.5$ и $L_2/\lambda = 2.3$, где λ – центральная длина волны рабочего диапазона.

Для проверки достоверности получаемых результатов было проведено сравнение с результатами численного эксперимента, осуществленного с помощью компьютерного моделирования сеточными численными методами [14], решающими поставленную задачу в строгой постановке. Результаты компьютерного моделирования представлены на рис. 4, а и б маркерами. Необходимо отметить, что применение сеточных методов даже сегодня при наличии мощных ЭВМ является весьма трудоемким и длительным процессом. Так, для сравнения: если расчет представленных НО с фиксированными размерами

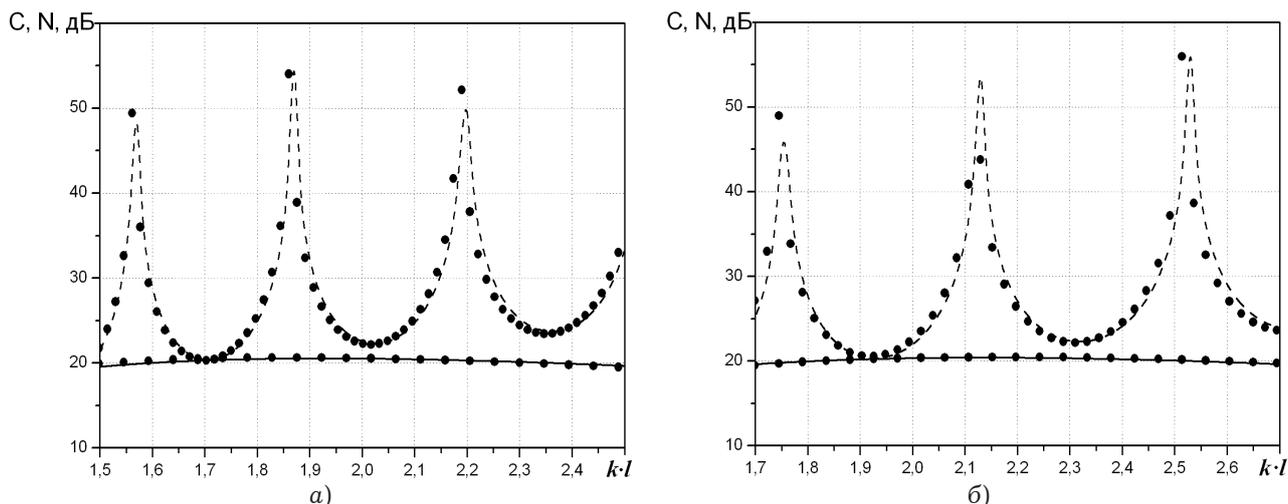


Рис. 4. Зависимость направленности и переходного ослабления НО на П- (а) и Н-волноводах (б) от kl , сравнение с численным экспериментом

по разработанному алгоритму составляет несколько секунд, то для получения аналогичной точности с помощью сеточного метода на той же ЭВМ потребовалось более 30 минут. И если учесть, что при синтезе НО программа оптимизации выполняет более 1000 итераций, то осуществить полноценный синтез многоэлементного направленного ответвителя сеточными методами оказывается весьма затруднительно.

Таким образом, представленный в работе алгоритм анализа и синтеза многоэлементных направленных ответвителей на П- и Н-волноводах

Таблица

Размеры и размещение отверстий связи синтезированных НО

	НО на П-волноводе	НО на Н-волноводе
x_0/l	0.3364	0.4140
a/l	0.3031	0.3220
b/l	0.0364	0.0515
$\Delta l/l$	0.4082	0.3442
α , град	49.63	41.65

Список литературы

1. Заргано Г.Ф., Земляков В.В., Пелецкий Р.В. Электродинамический анализ направленных ответвителей на волноводах сложного сечения, связанных системой малых отверстий // Электромагнитные волны и электронные системы. 2010. № 2. С. 48–57.
2. Getsinger W.J. Ridge waveguide field description and application to directional couplers // IRE Trans. Microwave Theory Tech. 1962. January. P. 41–50.
3. Волноводы сложных сечений / Г.Ф. Заргано [и др.]. М.: Радио и связь, 1986. 124 с.
4. Сосунов В.А., Шибяев А.А. Направленные ответвители сверхвысоких частот. Саратов: Приволжское книжное изд-во, 1964. 134 с.
5. Машковцев Б.М., Цибилов К.Н., Емелин Б.Ф. Теория волноводов. М.; Л.: Изд-во «Наука», 1966. 350 с.
6. Bethe H.A. Theory of diffraction by slots // Physical Review. 1944. V. 66. P. 163–182.
7. Cohn S.B. Microwave coupling by large apertures // Proc. IRE. 1952. V. 40. P. 696–699.
8. Levy R. Analysis and synthesis of waveguide multiaperture directional couplers // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1968. V. MTT-16. P. 995–1006.
9. Sangster A.J. Variational method for the analysis of waveguide coupling // Proc. IEE. 1965. V. 112. P. 2171–2179.
10. Jia H., Yoshitomi K., Yasumoto K. Rigorous and fast convergent analysis of a rectangular waveguide coupler slotted in common wall // Progress in Electromagnetic Research. 2004. V. 46. P. 245–264.

11. Khac T.V. Solutions for some waveguide discontinuities by the method of moments // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1972. V. MTT-20. P. 416–418.
12. Гальченко Н.А., Михалевский В.С., Синявский Г.П. Волноводы сложных сечений и полосковые линии. Ростов-на-Дону: Изд-во РГУ, 1978. 176 с.
13. McDonald N.A. Electric and magnetic coupling through small apertures in shield walls of any thickness // IEEE Trans. on Microwave Theory Tech. 1972. V. MTT-20. № 10. P. 689.
14. <http://www.cst.com/>.

The analysis and synthesis of directional couplers on ridge waveguides coupled with the system of rectangular apertures

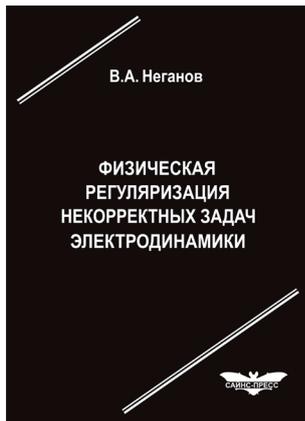
G.F. Zargano, V.V. Zemlyakov, R.V. Peletskiy

The analysis and synthesis of directional couplers on single and double ridge waveguides through small rectangular apertures in common wide wall is carried out. The possibility of aperture rotation about the axis is taken into account. Electromagnetic fields and cutoff wave numbers are calculated by method of partial regions including field singularities at the edge. For calculation of couple parameters the Bethe's quasi-static theory is used. The results of wideband directional couplers synthesis with coupling 20 dB are given.

Keywords: synthesis, broadbandness, directional coupler, ridged waveguide, rectangular apertures, Bethe's theory, scattering matrix.

Неганов, В.А.

Физическая регуляризация некорректных задач электродинамики: линии передачи, антенны, дифракция электромагнитных волн / В.А. Неганов. – М.: «САЙНС-ПРЕСС», 2008. – 432 с., 122 ил.



ISBN 978-5-88070-161-2

УДК 537.87

ББК 32.84

Н 41

Изложены основы физической регуляризации некорректных задач электродинамики, связанной с особенностями физических и математических моделей задач (физические допущения, некорректные математические выкладки, отсутствие предельного перехода). Подход, по мнению автора, обладает большими возможностями, чем метод регуляризации Тихонова А.Н. интегральных уравнений Фредгольма первого рода, названный в книге методом математической регуляризации. Метод физической регуляризации (МФР) применен к анализу волноведущих и излучающих структур, а также задачам дифракции электромагнитных волн на некоторых телах. МФР позволил впервые корректно осуществить анализ полей в ближних зонах некоторых антенн, устранить несамосогласованное приближение Кирхгофа в задачах дифракции, установить связь поверхностной плотности тока проводимости с напряженностями электрического и магнитного полей для диполя Герца и т. п.

Для специалистов в области радиотехники и радиофизики СВЧ, электромагнитной совместимости РТС, математической теории дифракции и математического моделирования электродинамических структур самого широкого назначения. Может быть полезна преподавателям вузов, докторантам, аспирантам и студентам старших курсов соответствующих специальностей.