

- формируемого твердого тела. СПб.: Изд. СПбГУ, № 5, 2002. – С. 155-161.
5. Слуцкер А.И., Гиляров В.Л., Лукьяненко А.С. Особенности энергетики адиабатически нагружаемого ангармонического осциллятора // Физика твердого тела. – Т. 48, № 10, 2006. – С. 1832-1837.
 6. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. – 600 с.
 7. Стадник В.И., Романюк Н.А., Тузак Н.Р. Влияние одноосных давлений на инфракрасные спектры кристаллов $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ // Физика твердого тела. Т. 49, № 4, 2007. – С. 662-666.
 8. Оглуздин В.Е. Интерпретация видимой фотолюминесценции взвешенных в этаноле разновеликих наночастиц кремния // Физика и техника полупроводников. Т. 39, №8, 2005. – С. 920-926.
 9. Averback R.S., Hofler H.J., Hahn H., Logas J.C. Sintering and grain grows in nanocrystalline ceramics // Nanostructured Materials. V.1, 1992. – P. 173-178.
 10. Султанов А.Х., Канаков В.И., Виноградова И.Л. О результатах исследования спектра поглощения деформированных стекол с целью использования их в перспективных информационных технологиях. // Вычислительная техника и новые информационные технологии. Уфа: Изд. УГАТУ, 2003. – С. 35-42.
 11. Султанов А.Х., Канаков В.И., Виноградова И.Л. Результаты исследований нелинейных преломления, затухания и параметрических процессов в мелкозернистых прозрачных образцах // SPIE: Vol. 4589, 2004. – P. 730-742.
 12. Султанов А.Х., Канаков В.И. Принцип построения перспективных волоконно-оптических компонентов для передачи дискретных сообщений // Труды РНТК РТО и С имени А.С. Попова. Серия 58: Научная сессия, посвященная Дню Радио. Т.2. М.: 2003. – С. 130-132.
 13. Султанов А.Х., Канаков В.И., Виноградова И.Л. Методика экспериментального изучения возможности построения компонентов волоконно-оптических систем передач на основе деформированных стекол // Доклады МНТК «Радиолокация. Навигация. Связь. RLNC'2003». Воронеж, 2003. – С. 1159-1167.
 14. Химическая энциклопедия в 5 томах: Полимерные – Трипсин / Под ред. Н.С. Зефирова, Н.Н. Куклова. М: Советская энциклопедия, Т.4, 1995. – 639 с.
 15. Лекции по теории нелинейных колебаний. <http://sgtnd.narod.ru/papers/Lect09.pdf>
 16. Султанов А.Х., Усманов Р.Г., Шарифгалиев И.А., Виноградова И.Л. Волоконно-оптические системы передачи: вопросы оценки работоспособности. М.: Радио и связь, 2005. – 374 с.
 17. Квантовая электроника. Маленькая энциклопедия. Под ред. Жаботинского М.Е. М.: Сов. энциклопедия, 1969. – 432 с.
 18. Матвеев А.Н. Оптика. М.: Высшая школа, 1985 – 351 с.
 19. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике М.: Наука, 1974. – 831 с.
 20. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. 2 изд. М.: ФИЗМАТ-ЛИТ, 2004. – 512 с.
 21. Agrawal G.P. Nonlinear fiber optics. Boston: Academic Press, 2001. – 466 p.
 22. Страумал Б.Б. Фазовые переходы на границах зерен. Под ред. Э.В. Суворова. М.: Наука, 2003. – 327 с.
 23. Ткачев А.Г., Золотухин И.В. Аппаратура и методы синтеза твердотельных наноструктур. М.: «Издательство Машиностроение-1», 2007. – 316 с.
 24. Суздалев И.П. Нанотехнология. Физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов. М.: КомКнига, 2006. – 592 с.

УДК 535.5: 621.372.8

СУБВОЛНОВЫЕ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

Глушченко А.Г., Захарченко Е.П.

Рассмотрены особенности распространения электромагнитных волн в экранированных волноводах с усиливающими и диссипативными средами с запредельными в рассматриваемой области частот размерами. Отмечено увеличение модуля коэффициента усиления при увеличении номера индекса и уменьшении сечения волновода.

Введение

Волноведущими структурами (волноводами) называется совокупность элементов, направляющих поток энергии электромагнитного поля. По физическим свойствам выделяются два основных типа волноводных структур: закрытые (экранированные) волноводы (энергия сосредоточена

во внутренней полости волновода) и открытые волноводы (основная часть энергии сосредоточена в полости волновода, однако часть энергии распространяется в примыкающем к волноводу пространстве) [1-3]. К экранированным волноводам относятся: металлические прямоугольные, круглые и коаксиальные и др. К открытым волноводам относятся: диэлектрические волноводы, волоконные и интегральные линии различной модификации [3-6].

В волноводных структурах возможно распространение различных типов волн (например, E -волны и H -волны) и различных мод, характеризуемых набором целочисленных индексов m и n , которые определяют распределение поля в поперечном сечении волновода [1; 7]. Каждый тип волны и каждая мода характеризуются полосой прозрачности для электромагнитных волн и своей критической частотой, ниже которой волновод теряет свойства направляющей системы. На частотах ниже критической частоты в волноводе энергия не распространяется. Исключением является коаксиальная линия и ее модификации, для которой частота отсечки отсутствует (применяемая преимущественно в метровом и дециметровом диапазонах длин волн).

Широкое применение в микроволновом диапазоне длин волн нашли экранированные волноводы (за счет низкого уровня потерь энергии в стенках волноводов и отсутствия излучения). Проблемы широкого использования экранированных волноводов в различных частотных диапазонах связаны с их узкополосностью и большими размерами поперечного сечения. Известно, что поперечные линейные размеры волновода нельзя сделать меньше критических размеров, которые зависят от рабочего типа волны (E - и H -волны), индекса моды (m , n) и конструкции самого волновода (прямоугольный, круглый и др.). Критические линейные размеры поперечного сечения волновода сопоставимы с длиной волны направляемого излучения. Это обстоятельство определяет физические ограничения на возможность уменьшения поперечных размеров волноводных структур, что приводит в свою очередь к сложности миниатюризации устройств на базе экранированных волноводов. В обычном режиме их работы (в полосе пропускания) экранированные волноводы не могут быть использованы, в частности, для исследования объектов, размеры которых существенно меньше длины волны используемого излучения. Уменьшение их сечения волноводов переводит работу волновода в запредельный режим с очень высоким коэффициентом затухания. На практике

волноводные структуры в запредельной области из-за большого коэффициента затухания и используются ограниченно (в качестве устройств развязки, отражателей, элементов слабой связи и др.). Для сокращения поперечных размеров экранированного волновода (что особенно актуально в низкочастотной части СВЧ диапазона) можно заполнить внутреннюю полость волновода диэлектриком с высокой диэлектрической проницаемостью ε . Это позволяет сократить поперечные размеры в $\sqrt{\varepsilon}$ раз на фиксированной частоте или при заданных размерах волноводной структуры уменьшить критическую частоту (максимум на порядок). Практическая реализация этого способа затруднительна из-за сложности стыковки отдельных элементов и температурной нестабильности параметров диэлектриков с высокой диэлектрической проницаемостью.

В статье показано, что введение в экранированные волноводы (с сечением, существенно меньше критического) сред с усилением (активными параметрами) позволяет в запредельных для данного волновода областях частот обеспечить возможность передачи энергии с большим коэффициентом усиления. При этом запредельные свойства волноводов могут быть связаны как с частотной дисперсией заполняющих их сред, так и с пространственной дисперсией самой структуры.

Особенности распространения электромагнитных волн в однородных волноводных структурах

В регулярной цилиндрической волноводной структуре, заполненной однородной изотропной средой, характеризуемой диэлектрической ε и магнитной μ проницаемостями, могут распространяться две группы взаимно независимых E - и H -волн. Волновое уравнение для компонент электромагнитного поля E - и H -волн может быть представлено в виде:

$$\left[\Delta_{\perp} - k_z^2 + k_0^2 \varepsilon \mu \right] \begin{Bmatrix} E(x, y, z, t) \\ H(x, y, z, t) \end{Bmatrix} = 0.$$

Решение ищется в виде распространяющихся вдоль оси z волн:

$$\begin{Bmatrix} E(x, y, z, t) \\ H(x, y, z, t) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} E(x, y) \\ H(x, y) \end{Bmatrix} \exp[i(\omega t - k_z z)].$$

Подстановка в волновое уравнение дает соотношение: $\chi_{\perp}^2 + k_z^2 = k_0^2 \varepsilon \mu$, где $\chi_{\perp}$ – поперечное

волновое число, определяемое поперечной структурой волновода.

Распределение поля в поперечном сечении волновода определяется решением двумерного уравнения Лапласа с соответствующими типу волновода граничными условиями на стенках. Решения этого уравнения для прямоугольного волновода соответствуют E_{mn} -волнам и H_{mn} -волнам. Индексы m, n определяют число вариаций поля вдоль двух поперечных координатных осей структуры x, y . Распределение поля в поперечном сечении волновода для любого типа волн совпадает с распределением этого типа колебаний для стоячей волны при поперечном резонансе, при котором поле вдоль оси волновода неизменно ($k_z = 0$).

В отсутствие затухания для экранированных волноводных структур частота отсечки в отсутствие затухания определяется уравнением $k_z(\omega) = 0$. В полосе пропускания выполняется соотношение: $k_0 \sqrt{\varepsilon \mu} > \chi_\perp$ и продольное волновое число принимает действительные значения. В запердельной области частот $k_0 \sqrt{\varepsilon \mu} < \chi_\perp$.

$$k_z = \left\{ \left(k_0^2 \varepsilon' \mu - (\chi_\perp)^2 \right)^2 + \left(k_0^2 \varepsilon'' \mu \right)^2 \right\}^{\frac{1}{4}} \exp \left[i \left(\left\{ \begin{array}{c} 0 \\ \pi/2 \end{array} \right\} \frac{\pi}{2} - \frac{1}{2} \arctg \frac{k_0^2 \varepsilon'' \mu}{k_0^2 \varepsilon' \mu - (\chi_\perp)^2} \right) \right] \quad \begin{array}{l} \text{при } \varepsilon'' < 0 \\ \text{при } \varepsilon'' > 0 \end{array}$$

В полосе пропускания $\varepsilon' \mu - \chi_\perp^2 > 0$ и при малой величине параметра активности среды $|\varepsilon'' / (\varepsilon' \mu - \chi_\perp^2)| \ll 1$ действительную k_z' и мнимую k_z'' части волнового числа можно представить в виде:

$$\begin{aligned} k_z' &= k_0 \left((\varepsilon' \mu - \chi_\perp^2)^2 + (\varepsilon'' \mu)^2 \right)^{\frac{1}{4}} \cdot \cos(\delta/2) \\ k_z'' &= k_0 \left((\varepsilon' \mu - \chi_\perp^2)^2 + (\varepsilon'' \mu)^2 \right)^{\frac{1}{4}} \cdot \sin(\delta/2), \end{aligned}$$

где $\delta = \arctg \left(\frac{\varepsilon'' \mu}{\varepsilon' \mu - \chi_\perp^2} \right)$.

При малом параметре активности среды:

$$k_z' \approx k_0 \sqrt{\varepsilon' \mu - \chi_\perp^2}, \quad k_z'' \approx \frac{k_0 \varepsilon'' \mu}{2 \sqrt{\varepsilon' \mu - \chi_\perp^2}}.$$

Тогда относительный параметр затухания (или усиления):

$$\frac{k_z''}{k_z'} \approx \frac{\varepsilon'' \mu}{2(\varepsilon' \mu - \chi_\perp^2)} \ll 1. \quad (1)$$

Продольное волновое число становится мнимым

$k_z = i \sqrt{(\chi_\perp)^2 - k_0^2 \varepsilon \mu}$ и определяет уровень затухания, который растет с увеличением числовых значений индексов m, n для всех типов волн (высшие типы волн затухают быстрее, чем низшие типы волн).

При комплексном характере диэлектрической проницаемости среды $\varepsilon = \varepsilon' + i \varepsilon''$ продольное волновое число становится также комплексным и может быть представлено в виде функции:

$$k_z = k_z' + i k_z'' = \sqrt{k_0^2 \varepsilon' \mu - (\chi_\perp)^2 + i k_0^2 \varepsilon'' \mu}.$$

Действительная часть волнового числа (k_z') определяет фазовую скорость распространения волны для каждой моды в волноводе $v_\phi = \omega / k_z'$, мнимая часть волнового числа (k_z'') в зависимости от знака ε'' характеризует усиление или затухание волн. Для анализа физических свойств волновода с усиливающими или диссипативными средами представим волновое число в виде:

В запердельной полосе частот $\varepsilon' \mu - \chi_\perp^2 < 0$ и при малой величине параметра активности среды $|\varepsilon'' / (\varepsilon' \mu - \chi_\perp^2)| \ll 1$ действительную k_z' и мнимую k_z'' части волнового числа можно представить в виде:

$$\begin{aligned} k_z' &= k_0 \left((\varepsilon' \mu - \chi_\perp^2)^2 + (\varepsilon'' \mu)^2 \right)^{\frac{1}{4}} \cdot \sin(\delta/2) \\ k_z'' &= k_0 \left((\varepsilon' \mu - \chi_\perp^2)^2 + (\varepsilon'' \mu)^2 \right)^{\frac{1}{4}} \cdot \cos(\delta/2), \end{aligned}$$

$$\delta = \arctg \left(\frac{\varepsilon'' \mu}{|\varepsilon' \mu - \chi_\perp^2|} \right).$$

При малом параметре активности среды:

$$k_z' \approx \frac{k_0 \varepsilon'' \mu}{2 \sqrt{|\varepsilon' \mu - \chi_\perp^2|}}, \quad k_z'' \approx k_0 \sqrt{|\varepsilon' \mu - \chi_\perp^2|}.$$

Тогда относительный параметр затухания (или усиления):

$$\frac{k_z''}{k_z'} \approx \frac{2(\varepsilon' \mu - \chi_\perp^2)}{\varepsilon'' \mu} \gg 1. \quad (2)$$

Из (1) следует, что в полосе пропускания коэффициент усиления k_z'' (или затухания) волны пропорционален величине параметра активности среды ε'' . Из (2) следует, что в запердельной области коэффициент усиления k_z'' (или затухания) волны обратно пропорционален величине параметра активности среды ε'' . При малом по модулю параметре активности среды ε'' коэффициент усиления (или ослабления) волны k_z'' является большой величиной. Этот эффект объясняется малой величиной продольной ком-

поненты волнового числа по отношению к поперечному волновому числу $k_z' \ll \chi_\perp$. Волна при распространении вдоль оси волновода испытывает многократные отражения от боковых поверхностей и многократно взаимодействует с активной средой на малом отрезке волновода (см. рис. 1). При этом усиление растет при увеличении длины волны ($\lambda > \lambda_{cr}$), а также с увеличением индексов мод m, n . Волноводные моды с высокими индексами имеют более высокий коэффициент усиления.

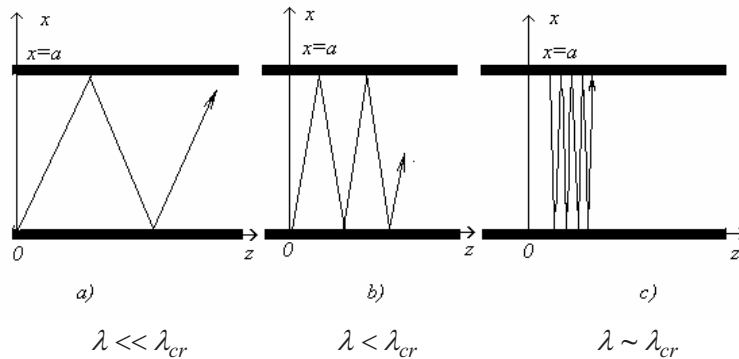


Рис. 1. Изменение волнового процесса с увеличением длины волны вплоть до критической λ_{cr}

Для всех мод E - и H -волн в экранированных структурах волноводов нет отсечки во всем диапазоне частот, где $\varepsilon'' > 0$. Этот эффект наблюдается независимо от типа волноводных экранированных структур с полным или частичным заполнением активной средой.

Дисперсионные характеристики прямоугольного волновода с активными и диссипативными средами

Рассмотрим распространение электромагнитных волн в прямоугольном металлическом волноводе с идеальными металлическими стенками, однородно заполненном изотропной средой с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, $\mu = 1$. Размер широкой стенки волновода равен a , размер узкой стенки – b . Направление распространения электромагнитных волн совпадает с осью z .

Из уравнений Максвелла следует, что в структуре возможно распространение взаимно независимых: E_{0mn} - и H_{0mn} -волн. Волновые уравнения для компонент поля E - и H -волн имеют вид:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 (\varepsilon' + i\varepsilon'') \mu \right) \begin{Bmatrix} E(\mathbf{r}, t) \\ H(\mathbf{r}, t) \end{Bmatrix} = 0$$

Решение волнового уравнения с учетом граничных условий на стенках волновода:

$$\begin{aligned} E_{y,z}(x=0) &= E_{y,z}(x=a) = 0; \\ E_{x,z}(y=0) &= E_{x,z}(y=b) = 0 \end{aligned}$$

ищется в виде:

$$\begin{aligned} &\begin{Bmatrix} E_{zmn}(r, t) \\ H_{zmn}(r, t) \end{Bmatrix} = \\ &= \begin{Bmatrix} E_{0mn} \\ H_{0mn} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \sin(k_{xm}x) \sin(k_{yn}y) \\ \cos(k_{xm}x) \cos(k_{yn}y) \end{Bmatrix} \times \\ &\times \exp[i(\omega t - k_{zmn}z)], \end{aligned}$$

где E_{0mn}, H_{0mn} – постоянные, определяемые условиями возбуждения,

$$k_{xm} = m\pi/a, \quad k_{yn} = n\pi/b.$$

Уравнение для продольного волнового числа k_{zmn} имеет вид:

$$\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 + k_{zmn}^2 = k_0^2 (\varepsilon' + i\varepsilon'') \mu.$$

Критическая длина волны λ_{crmn} и критическая частота f_{crmn} для моды с индексами m, n определяются в виде:

$$\lambda_{crmn} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}},$$

$$f_{crmn} = \frac{c}{2\sqrt{\varepsilon\mu}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2},$$

Волны с индексами m, n могут распространяться в диапазоне длин волн $\lambda < \lambda_{crmn}$. Область длин волн $\lambda > \lambda_{crmn}$ является запердельной. Число распространяющихся в волноводе на заданной частоте волн (мод) определяется индексами m, n и зависит от поперечных размеров волновода и частоты. Например, для группы волн с индексом $n = 0$ число распространяющихся мод $m = \lfloor 2a/\lambda \rfloor$. Число распространяющихся мод увеличивается с ростом частоты.

Продольное волновое число $k_{zmn} = k'_{zmn} + ik''_{zmn}$ определяется соотношением:

$$k_{zmn} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon' \mu - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + ik_0^2 \varepsilon'' \mu}.$$

Введение в полость структуры среды с усилением, характеризуемым параметром $\varepsilon'' > 0$, приводит к тому, что в запердельной области возникают условия распространения энергии с усилением волн. Из дисперсионного уравнения следует, что $k'_{zm} k''_{zm} > 0$ при $\varepsilon'' > 0$ и направление распространения волны совпадает с направлением роста её интенсивности.

На рис. 2. показаны дисперсионные характеристики продольного волнового числа для активной среды для волн трех мод (H_{10}, H_{20}, H_{30}) при различных параметрах структуры. С ростом индекса моды уменьшается критическая длина волны и растет коэффициент усиления в запердельной области длин волн. Из графиков следует, что величина коэффициента усиления среды ε'' в малой степени влияет на коэффициент усиления структуры. Более существенное влияние на волновое число оказывает изменение действительной части диэлектрической проницаемости среды в полосе пропускания (рис. 2б.).

Из графиков рис. 2 видно, что в области длин волн меньших критической длины волны, различной для разных мод (индекса m) и зависящей от диэлектрической проницаемости среды ε' , расположены зоны пропускания $k'_z \gg k''_z$. В запердельной области выполняется соотношение $k''_z \gg k'_z > 0$, волна распространяется в зависимости от знака ε'' с высоким затуханием или усилением. На рис. 3а-б

показана зависимость действительной и мнимой частей волнового числа от параметра активности среды, который меняется в пределах от $-0,001$ (диссипативная среда) до $+0,001$ (усиливающая среда) для моды $m = 1$.

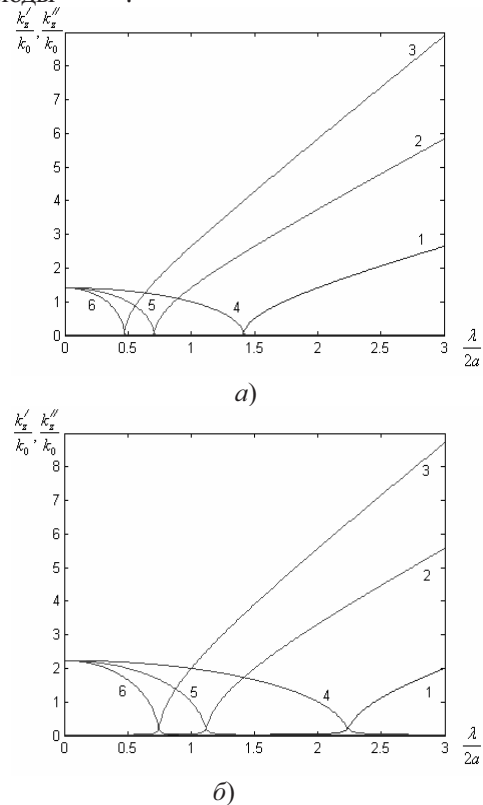


Рис. 2. Дисперсионные характеристики структуры (коэффициент усиления – кривые 1- H_{10} , 2- H_{20} , 3- H_{30} , волновое число – кривые 4 - H_{10} , 5- H_{20} , 6- H_{30} , а- $\varepsilon' = 2$, $\varepsilon'' = 0,01$, б- $\varepsilon' = 5$, $\varepsilon'' = 0,1$)

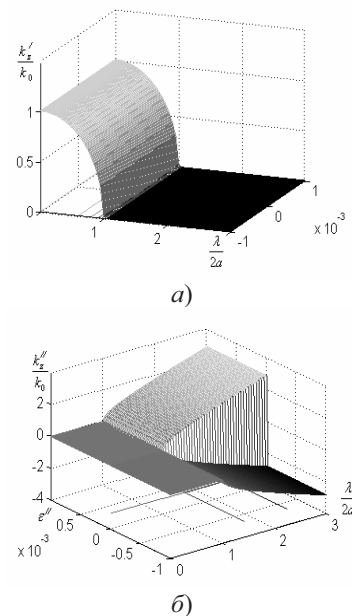


Рис. 3. Дисперсионные характеристики прямоугольного волновода с волной H_{10}

Изменение абсолютного значения параметра ε'' в малой степени влияет на мнимую часть волнового числа, которая скачкообразно меняется при изменении знака параметра активности среды. Это позволяет получить хорошие параметры усиления при относительно малом параметре активности среды. На рис.4 показаны дисперсионные характеристики волн типа H_{mn} в волноводе.

Хорошо известно [1; 7-8], что распространение волнового пакета с плавно меняющейся огибающей (то есть с узким спектром частот) в среде с дисперсией, но без поглощения, происходит с групповой скоростью $v_{gr} = \left(\frac{dk_z}{d\omega} \right)^{-1}$, где $k_z(\omega)$ – волновое число, ω – частота волны. В полосе пропускания среды или волноводной структуры групповая скорость электромагнитной волны всегда меньше скорости света и совпадает со скоростью распространения энергии волны [1; 8] и скоростью распространения комплексной огибающей узкополосного сигнала.

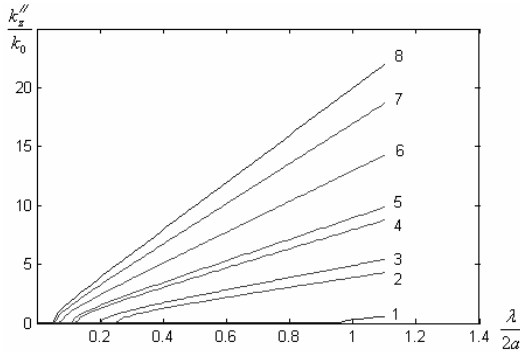


Рис. 4. Дисперсионные характеристики волн типа H_{mn} в прямоугольном волноводе ($a = 2b$, $H_{10}-1$, $H_{20}-2$, $H_{11}-3$, $H_{30}-4$, $H_{21}-5$, $H_{31}-6$, $H_{12}-7$, $H_{22}-8$)

В случае сред с поглощением (усилением) обычно считается [7], что понятие групповой скорости теряет смысл, так как групповая скорость, введенная обычным соотношением в неконсервативных средах, уже не является скоростью переноса энергии волны. Кроме того, она оказывается (как и фазовая скорость) комплексной, что приводит к вопросу о физическом смысле результатов, полученных из выражения для v_{gr} . В [9] показано, что использование понятия комплексной групповой скорости сигнала (и комплексного времени его задержки) для сигналов, огибающая которых описывается аналитической функцией, не противоречит известным фактам.

Понятие комплексной групповой скорости при описании распространения импульсов в усиливающих средах позволяет повысить точность результатов. Комплексную групповую скорость можно считать обобщением понятия групповой скорости на случай поглощающих или усиливающих сред. Вещественная часть групповой скорости $v_{gr}^{Re} = \text{Re}[v_{gr}]$ характеризует скорость движения сигнала в пространстве. Мнимая часть групповой скорости $v_{gr}^{Im} = \text{Im}[v_{gr}]$ характеризует не перемещение сигнала, а изменение формы его комплексной огибающей. С учетом этого фазовую скорость будем определять в виде:

$$v_{\phi} = \frac{\omega}{k'_{zm}} = \frac{\omega}{\text{Re} \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon' \mu - \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2} + i \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon'' \mu}.$$

Групповая скорость:

$$v_{gr} = \text{Re} \left(\frac{dk_{zmn}}{d\omega} \right)^{-1} = \frac{c^2 \text{Re} \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon' \mu - \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2} + i \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon'' \mu}{\omega \varepsilon' \mu}.$$

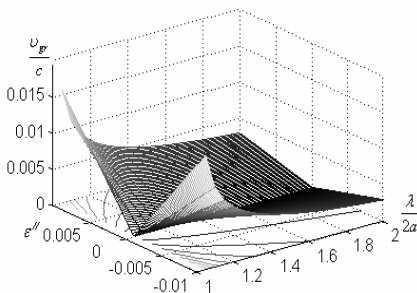


Рис. 5. Дисперсия групповой скорости

На рис. 5 показана дисперсионная характеристика групповой скорости в запредельной области длин волн. Таким образом, для эффективности усиления поперечное сечение волновода с активной средой необходимо уменьшить до минимума, величина которого определяется технологическими требованиями, уровнем передаваемой мощности и др.

Необходимо иметь в виду, что наряду с рабочим типом волны усиливаются с большим коэффициентом усиления и высшие типы волн.

Круглый волновод с активной средой

Рассмотрим распространение электромагнитных волн в запердельной области частот круглого волновода с металлическими стенками радиусом $r = a$, однородно заполненного активной средой.

Для круглого металлического волновода с осью волновода z и радиусом $r = a$, волновые уравнения для E_{mn} - и H_{mn} -волн имеют вид:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - k_0^2 (\varepsilon' + i\varepsilon'') \mu \right) \begin{Bmatrix} E_z(r, \alpha, z, t) \\ H_z(r, \alpha, z, t) \end{Bmatrix} = 0.$$

Решение ищется в виде:

$$\begin{Bmatrix} E_z(r, \alpha, z, t) \\ H_z(r, \alpha, z, t) \end{Bmatrix} = A J_n(\chi_{nm} r) \begin{Bmatrix} \cos(n\alpha) \\ \sin(n\alpha) \end{Bmatrix} \exp[i(\omega t - k_z z)]$$

где $J_n(\chi r)$ – функции Бесселя. Для H_{mn} -волн поперечное волновое число $\chi_{nm} = B_{nm}/a$ является корнем уравнения $J'_n(\chi a) = 0$, которое соответствует граничному условию на электрических стенках круглого волновода радиусом $r = a$:

$$E_r(r = a) = 0; \quad E_\alpha(r = a) = 0.$$

Для E_{mn} -волн поперечное волновое число $\chi_{nm} = A_{nm}/a$ является корнем уравнения: $J_n(\chi a) = 0$, которое соответствует граничному условию: $E_r(r = a) = 0$, то есть $E_\alpha(r = a) = 0$.

Критические длины волн для E_{mn} - и H_{mn} -волн в круглом волноводе могут быть найдены в виде:

$$\lambda_{crmn} = \begin{cases} 2\pi a / B_{mn} & \text{для } H_{mn}\text{-волн} \\ 2\pi a / A_{mn} & \text{для } E_{mn}\text{-волн} \end{cases}.$$

Продольное волновое число определяется в виде:

$$k_{zmn} = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 \varepsilon' \mu - \left(\frac{A_{mn}}{a} \right)^2 + i k_0^2 \varepsilon'' \mu}, & E_{mn}\text{-волны;} \\ \sqrt{k_0^2 \varepsilon' \mu - \left(\frac{B_{mn}}{a} \right)^2 + i k_0^2 \varepsilon'' \mu}, & H_{mn}\text{-волны.} \end{cases}$$

В полосе пропускания выполняется соотношение $k_0^2 \varepsilon' \mu > \chi_{mn}^2$, в запердельной области $k_0^2 \varepsilon' \mu < \chi_{mn}^2$. На рис. 6 показаны дисперсионные характеристики волн типа E_{mn} в круглом волно-

воде. В запердельной области частот ($\lambda > \lambda_{cr}$) усиление растет с увеличением индексов мод и увеличением длины волны (уменьшением радиуса волновода).

Рассмотрим открытую волноводную структуру в виде цилиндра, однородно заполненного средой с параметрами $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, μ , расположенного в среде с параметрами ε_1, μ_1 . Волновые числа в волноводе и во внешней среде удовлетворяют соотношениям:

$$\begin{aligned} k_z^2 &= k_0^2 \varepsilon_1 \mu_1 + p^2, \\ k_z^2 &= k_0^2 \varepsilon' \mu - (\chi_\perp)^2 + i k_0^2 \varepsilon'' \mu, \end{aligned}$$

где p – поперечное волновое число во внешней среде. Необходимым условием канализации энергии является соотношение: $\varepsilon' \mu > \varepsilon_1 \mu_1$. В этом случае числовые значения продольного волнового числа находятся в диапазоне $k_0 \sqrt{\varepsilon' \mu} > k_z > k_0 \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$.

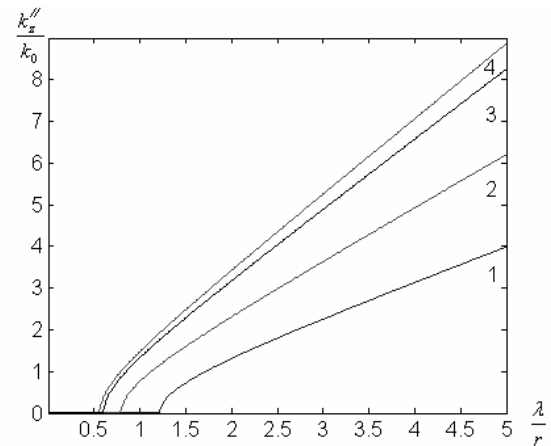


Рис. 6. Дисперсионные характеристики низших мод в круглом волноводе с активной средой в запердельной области частот (кривая 1 – E_{01} ; кр. 2 – E_{11} ; кр. 3 – E_{21} ; кр. 4 – E_{02}).

Открытый волновод теряет свойство канализации энергии при условии, что продольное волновое число становится равным волновому числу прилегающего к волноводу пространства: $k_z = k_0 \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$. В этом случае энергия не концентрируется в области диэлектрического волновода, а излучается в соседние области пространства. Различие в структуре поля на критических частотах приводит к тому, что в открытых структурах коэффициент усиления является малой величиной и в области прозрачности, и в запердельной области частот при малых параметрах активности среды.

Заключение

Введение усиливающей среды в полость волновода с запердельными размерами позволяет получить существенно большее (на несколько порядков) усиление сигнала в запердельной области длин волн по сравнению с усилением в области пропускания волновода, заполненного такой же средой. Одновременно наблюдается увеличение фазовой скорости и уменьшение групповой скорости распространения волн. Анализ показывает, что коэффициент усиления остается высоким даже при малых значениях параметра усиления среды.

Усиление в запердельной области частот наблюдается для всех типов волн. Усиление возрастает при уменьшении поперечных размеров волноводной структуры (меньших критического значения $a < a_{mc}$). Усиление при заданном параметре a/λ растет также с увеличением m и n , то есть моды с высокими индексами имеют больший коэффициент усиления.

Таким образом, для получения высокого коэффициента усиления целесообразно использовать волноводные структуры сверхмалых (субволновых) поперечных размеров m . Это показывает принципиально новую возможность сверхминиатюризации волноводных компонентов схем за счет использования активных сред. Это особенно актуально, например, в дециметровом диапазоне длин волн и в низкочастотной части СВЧ диапазона. Выбор минимальных размеров волноводов в этом случае ограничен только допустимым уровнем передаваемой мощности и проблема-

ми технологии производства. При этом обеспечить возможность передачи достаточно высокого уровня мощности можно за счет накачки в волновод активного газа [2], пробивная напряженность поля в котором выше, чем у воздуха.

Литература

1. Пименов Ю.В., Вольман В.И., Муравцов А.Д. Техническая электродинамика. М.: Радио и связь, 2002. – 536 с.
2. Желтиков А.М. Сверхкороткие импульсы в полых волноводах УФН. 2002. Т.172. №7. – С. 743.)
3. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. – 616 с.
4. Okamoto K. Fundamentals of optical waveguides. San Diego: Academic Press, 2000. – 430 p.
5. Андреев В.А., Бурдин А.В. Многомодовые оптические волокна. Теория и приложения на высокоскоростных сетях связи. М.: Радио и связь, 2004. – 248 с.
6. Stange S. The future of multimode fiber // Lightwave. V.16(11), 1999. – 58-68 p.
7. Felsen L., Marcuvitz N. Radiation and Scattering of Waves. New Jersey, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, 1973. – 201-255 p.
8. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989. – 544 с.
9. Бухман Н.С. О скорости распространения волнового пакета в усиливающей среде // Квантовая электроника. Т.31. №9, 2001. – С. 774-780.

УДК 621.396.6

СОВМЕСТНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОГИБАЮЩИХ С УЧЕТОМ КОРРЕЛЯЦИИ

Куликов В.В., Малофеев О.П., Маслов О.Н., Потягов Д.А.

Получен закон распределения огибающих в симметричном виде для узкополосного сигнала в канале с замираниями, когда в точку приема приходит два луча и общий сигнал представляет суперпозицию этих сигналов.

Задачи с математическими моделями, представленными в симметричном виде, зачастую решаются более просто, чем такие же задачи с моделями в несимметричном виде. Типичным примером является распространение понятия спектра на область отрицательных значений. Для описания каналов связи известно [1] совместное распределение плотности вероятности огибающих с учетом их корреляции в несимметричном

виде. Целью данной статьи является получение закона распределения огибающих с учетом их взаимной корреляции в симметричном относительно друг друга виде.

Обычно сигналы, используемые для передачи информации по радиоканалу, являются узкополосными. Узкополосный сигнал $s(t)$ описывается изменениями огибающей $S(t)$ и фазы $\theta(t)$, изменяющимися значительно медленнее по сравнению с фазой высокочастотного заполнения $\omega_0 t$ при использовании записи вида $s(t) = S(t) \cos[\omega_0 t + \theta(t)]$.

При распространении по каналам связи с переменными параметрами сигнал подвергается воз-