毫米波电路

MILLIMETER－WAVE CIRCUITS

苗敬峰 编著

东 南 大 学

毫米波电路

苗敬峰　编著

吴万春　审阅

东南大学出版社

内 容 简 介

本书系统、全面地介绍了毫米波电路的新进展。全书共分九章。前四章介绍各种新型毫米波传输线；第五章介绍微带谐振器和介质谐振器；第六章介绍毫米波无源元件与过渡激励结构；第七至第九章介绍微波毫米波有源电路，包括半导体二极管振荡器、混频器和倍频器；以及FET放大器、混频器和振荡器等。各章均附有参考文献和习题。

本书可作为微波技术、微波通信和雷达等专业研究生教材和本科生教材或教学参考书；亦可供从事微波毫米波工作的工程技术人员和高等院校教师参考。

毫 米 波 电 路

苗敬峰 编著

东南大学出版社出版

南京四牌楼2号

江苏省新华书店发行　南京人民印刷厂印刷

开本787×1092毫米 1/32 印张16.9 字数373千字

1988年9月第1版　1988年10月第1次印刷

印数：1—3000

ISBN 7-81023-130-8

TN·15　定价：3.32元

责任编辑：王小然

前　言

近十几年来，毫米波技术发展非常迅速，并得到了广泛的应用。因此，有必要系统而全面地介绍这一新技术。本书是在为电磁场与微波技术专业研究生和高年级学生多年教学实践的基础上编写成的。书中引入了国内外许多学者的近期科研成果，也包括作者部分研究工作的结果。

由于毫米波电路是建立在微波和光技术的理论基础上的，因此在基本理论和技术方面，它必然与微波电路有很多共同点，同样，毫米波电路的许多结构形式及其分析方法也适用于微波电路。

全书内容共分九章。第一至四章介绍传输线的基本概念和新型毫米波传输线，包括各种类型的敞开式和屏蔽式微带线与类微带线，以及各种形式的介质波导。第五和第六章介绍微带谐振器和介质谐振器、毫米波无源元件以及过渡激励结构。第七至九章介绍有源电路，包括半导体二极管振荡器、混频器和倍频器，场效应晶体管放大器、混频器和振荡器等。

西北电讯工程学院吴万春教授审阅了初稿，提出了许多宝贵的意见，在此表示衷心的感谢。在编写过程中曾得到东南大学电磁场与微波技术专业广大教师的关心和支持，作者对他们表示诚挚的感谢。

由于作者水平有限，书中难免有错误或不妥之处，欢迎读者批评指正。

苗敬峰

1988年1月

目　　录

第一章　毫米波传输线基础

本章首先简要介绍电磁场的一些基本概念，其目的是为阅读后续章节提供方便。然后介绍毫米波传输线的种类及其主要特点。

§1.1　亥姆霍茨方程

在无源和各向同性的均匀介质中，麦克斯韦(Maxwell)方程可表示为

$$\nabla\times\mathbf{H}=j\omega\varepsilon\mathbf{E} \tag{1-1-1a}$$

$$\nabla\times\mathbf{E}=-j\omega\mu\mathbf{H} \tag{1-1-1b}$$

$$\nabla\cdot\mathbf{E}=0 \tag{1-1-1c}$$

$$\nabla\cdot\mathbf{H}=0 \tag{1-1-1d}$$

式中，$\mathbf{E}$和$\mathbf{H}$表示复数电场和磁场。在直角坐标系中，令$\nabla=\mathbf{i}_x\frac{\partial}{\partial x}+\mathbf{i}_y\frac{\partial}{\partial y}+\mathbf{i}_z\frac{\partial}{\partial z}=\nabla_t+\mathbf{i}_z\frac{\partial}{\partial z}$，其中$\mathbf{i}_x$,$\mathbf{i}_y$和$\mathbf{i}_z$表示各坐标方向的单位矢，$t$表示导波系统的横截面。$\varepsilon=\varepsilon_0\varepsilon_r$。$\varepsilon_0$表示自由空间的介电常数，$\varepsilon_r$表示相对介电常数。$\mu$为导磁率。

对式(1-1-1a)取旋度，并将式(1-1-1b)代入，则得到

$$\nabla\times\nabla\times\mathbf{E}-k^2\mathbf{E}=0 \tag{1-1-2a}$$

对式(1-1-1b)取旋度，并将式(1-1-1a)代入，则得到

$$\nabla\times\nabla\times\mathbf{H}-k^2\mathbf{H}=0 \tag{1-1-2b}$$

式中，$k^2=\omega^2\varepsilon\mu$，k 称为波数。因为

$$\nabla\times\nabla\times\mathbf{E}=\nabla(\nabla\cdot\mathbf{E})-\nabla^2\mathbf{E}$$

$$\nabla\times\nabla\times\mathbf{H}=\nabla(\nabla\cdot\mathbf{H})-\nabla^2\mathbf{H}$$

所以利用式(1-1-1c)、(1-1-1d)和式(1-1-2a)、(1-1-2b)可得

$$\nabla^2\mathbf{E}+k^2\mathbf{E}=0 \tag{1-1-3a}$$

$$\nabla^2\mathbf{H}+k^2\mathbf{H}=0 \tag{1-1-3b}$$

式(1-1-3a)和式(1-1-3b)称为矢量亥姆霍茨方程。

由于**E**和**H**具有无散度特性，为了方便，常用磁矢量位**A**和电矢量位**F**来表示。可以采用重迭法将一部分场以 **A** 表示，另一部分场以**F**表示。矢量位的一般表示式为

$$\nabla\times\nabla\times\mathbf{A}-k^2\mathbf{A}=-j\omega\varepsilon\nabla\varphi^a \tag{1-1-4a}$$

$$\nabla\times\nabla\times\mathbf{F}-k^2\mathbf{F}=-j\omega\mu\nabla\varphi^f \tag{1-1-4b}$$

式中，φ^a和φ^f为任意标量。电场**E**和磁场**H**可用矢量位**A**和**F**来表示

$$\mathbf{E}=-\nabla\times\mathbf{F}+\frac{1}{j\omega\varepsilon}\nabla\times\nabla\times\mathbf{A} \tag{1-1-5a}$$

$$\mathbf{H}=\nabla\times\mathbf{A}+\frac{1}{j\omega\mu}\nabla\times\nabla\times\mathbf{F} \tag{1-1-5b}$$

式(1-1-4)和式(1-1-5)是在均匀无源区域内电磁场和矢量位关系的一般形式。

标量位的选取具有任意性。例如，可选取任意的 φ 使下式

成立

$$\nabla\cdot\mathbf{A}=-j\omega\varepsilon\varphi^{a},\qquad \nabla\cdot\mathbf{F}=-j\omega\mu\varphi^{f}\tag{1-1-6}$$

这样可使式(1-1-4)简化为

$$\nabla^{2}\mathbf{A}+\mathrm{k}^{2}\mathbf{A}=0\tag{1-1-7a}$$

$$\nabla^{2}\mathbf{F}+\mathrm{k}^{2}\mathbf{F}=0\tag{1-1-7b}$$

在直角坐标系中，矢量位应满足亥姆霍茨方程，表示为

$$\nabla^{2}\psi+\mathrm{k}^{2}\psi=0\tag{1-1-8}$$

式中，ψ表示谐函数，它可以是x，y，z的函数，当满足了式(1-1-6)和式(1-1-5)时，电场$\mathbf{E}$和磁场$\mathbf{H}$可写成另一种形式，即

$$\mathbf{E}=-\nabla\times\mathbf{F}-j\omega\mu\mathbf{A}+\frac{1}{j\omega\varepsilon}\nabla(\nabla\cdot\mathbf{A})\tag{1-1-9a}$$

$$\mathbf{H}=\nabla\times\mathbf{A}-j\omega\varepsilon\mathbf{F}+\frac{1}{j\omega\mu}\nabla(\nabla\cdot\mathbf{F})\tag{1-1-9b}$$

现在考虑矢量位的某些特殊情况。既然场量可以用$\mathbf{A}$、$\mathbf{F}$来代表，如果取

$$\mathbf{F}=0$$

$$\mathbf{A}=\mathbf{i}_{y}\psi^{e}\tag{1-1-10}$$

则式(1-1-9)变为

$$
\left.
\begin{aligned}
&\mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{A} + \frac{1}{j\omega\varepsilon}\nabla(\nabla\cdot\mathbf{A}) \\
&\mathbf{H} = \nabla\times\mathbf{A}
\end{aligned}
\right\}
\tag{1-1-11}
$$

写出式(1-1-11)的各直角分量，可得

$$
\left.
\begin{aligned}
&E_x = \frac{1}{j\omega\varepsilon}\ \frac{\partial^2\psi^e}{\partial x\partial y} && H_x = -\frac{\partial\psi^e}{\partial z} \\
&E_y = \frac{1}{j\omega\varepsilon}\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \mathrm{k}^2\right)\psi^e && H_y = 0 \\
&E_z = \frac{1}{j\omega\varepsilon}\ \frac{\partial^2\psi^e}{\partial y\partial z} && H_z = \frac{\partial\psi^e}{\partial x}
\end{aligned}
\right\}
\tag{1-1-12}
$$

式中，磁场无y分量，称为对y的横磁场，即是沿y方向的TM模，记为TM^y模。

在对偶性的意义上，如果取

$$
\begin{aligned}
&\mathbf{A} = 0 \\
&\mathbf{F} = \mathbf{i}_y\psi^h
\end{aligned}
\tag{1-1-13}
$$

则

$$
\left.
\begin{aligned}
&\mathbf{E} = -\nabla\times\mathbf{F} \\
&\mathbf{H} = -j\omega\varepsilon\mathbf{F} + \frac{1}{j\omega\mu}\nabla(\nabla\cdot\mathbf{F})
\end{aligned}
\right\}
\tag{1-1-14}
$$

若将式(1-1-14)用直角坐标展开，可得

$$
\left.\begin{aligned}
E_x &= -\frac{\partial\psi^h}{\partial z} & H_x &= \frac{1}{j\omega\mu}\,\frac{\partial^2\psi^h}{\partial x\partial y} \\
E_y &= 0 & H_y &= \frac{1}{j\omega\mu}\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2}+k^2\right)\psi^h \\
E_z &= -\frac{\partial\psi^h}{\partial x} & H_z &= \frac{1}{j\omega\mu}\,\frac{\partial^2\psi^h}{\partial y\partial z}
\end{aligned}\right\} \quad (1\text{-}1\text{-}15)
$$

式中电场无y分量，称为对y的横电场，即是沿y方向的TE模，记为TE^y模。

在最一般的情况下，一个均匀无源区域中的任意场量可用TM^y和TE^y模的迭加表示，即一般情况下场的表示式可用式(1-1-12)和式(1-1-15)迭加得到。

在式(1-1-12)和式(1-1-15)中，只要选取了谐函数ψ^e和ψ^h的表示式，就能得到各电场和磁场分量。选取的ψ^e和ψ^h必须满足边界条件，同时还要满足所在媒质中波的传输特性。下面讨论如何选取谐函数。

谐函数必须是亥姆霍茨方程的解。常用的谐函数是$\sin k_x x$，$\cos k_x x$，$e^{jk_x x}$，$e^{-jk_x x}$。前面的k_x和坐标x可以换成k_y，y或k_z，z。k_x，k_y和k_z都是常数，它们是由具体问题的边界条件所决定的。这些k_i($i=x$，y，z)称为本征值或特征值。相应于各具体本征值的基本谐函数称为本征函数。

选取合适的谐函数主要是靠经验。为了能正确地选取谐函数，需要对谐函数的数学性质和物理特性有所了解，同时还要记住，谐函数是代表瞬时量的，只是为了方便通常省略时间变量$e^{j\omega t}$。下面说明谐函数的性质。谐函数e^{-jkx}(k为正实数)表示在$+x$方向传输的无衰减波。如果k是复数，且$\mathrm{Re}(k)>0$，

则根据Im(k)为负或正，表示衰减波或增强波。同样，e^{jkx} (Re(k)＞0)表示在 $-x$方向传输的行波。如果 k 是复数，行波将衰减或增强。如果 k 是纯虚数，上面的两种谐函数就表示衰减场。谐函数 $\sin kx$和$\cos kx$(k 为实数)表示驻波。如果 k 是复数，它们就代表局部化驻波。当 k 是纯虚数时，例如 $k = -j\alpha$(其中 α 是实数)，则三角函数$\sin kx$和$\cos kx$可写成双曲线函数$\mathrm{sh}\,\alpha x$和$\mathrm{ch}\,\alpha x$。

§1.2 边界条件

在各向同性媒质中，存在着下面的关系

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \tag{1-2-1}$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \tag{1-2-2}$$

式中，**D**和**B**分别称为电位移矢量和磁感应矢量。

交变电磁场中，在两种不同媒质(媒质 1 和媒质 2)界面的两侧，其电磁场量应满足下列边界条件

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = 0 \tag{1-2-3}$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) = \mathbf{J}_s \tag{1-2-4}$$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) = 0 \tag{1-2-5}$$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) = \rho_s \tag{1-2-6}$$

式中，**n**是垂直于边界面并指向媒质 1 的单位法线矢量；$\mathbf{J}_s$ 表示边界面上的表面电流密度；ρ_s表示边界面上的表面电荷密度。式(1-2-3)至式(1-2-6)的物理意义可说明如下：式(1-2-3)表明，电场通过两种媒质的分界面时，其切线分量是连续的；