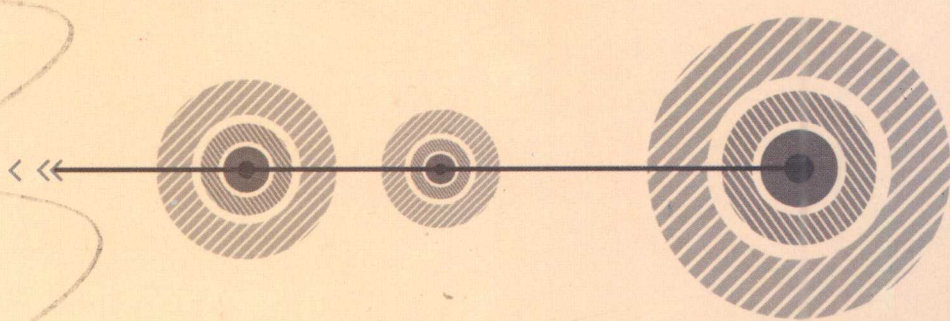


“十二五”重点图书

➤ 研究生系列教材

# 微波有源电路理论 分析及设计

王家礼 郝延红 孙璐 编著

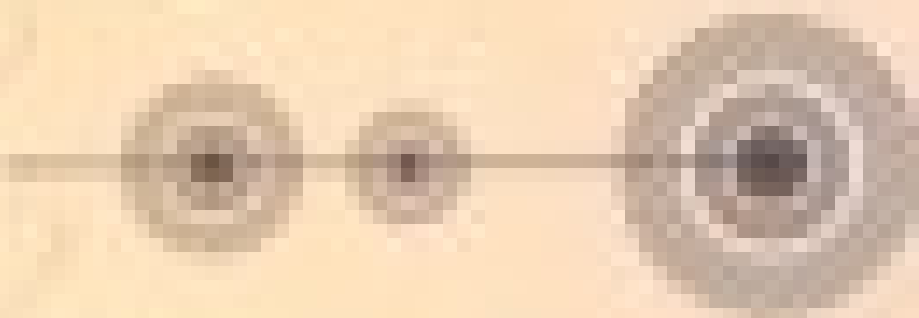


西安电子科技大学出版社  
<http://www.xduph.com>

微波有源电路理论

# 微波有源电路理论 分析及设计

ISBN 7-302-10000-0



清华大学出版社  
Tsinghua University Press

研究生系列教材

# 微波有源电路理论分析及设计

王家礼 郝延红 孙璐 编著

西安电子科技大学出版社

## 内 容 简 介

全书共分为六章,作者根据多年来从事微波、射频技术的研究工作的总结和大量的资料,集中、系统地论述了微波有源电路的理论分析、设计及其工程实现。本书取材新颖,内容丰富,从工程应用角度,把理论与实践相结合,全面地介绍了微波放大电路、微波变频电路、微波振荡电路、微波控制电路的基础理论和分析方法以及设计方法,具有较强的实用性。

本书是为从事测试研究和从事射频、微波电路设计研究的大学本科生和研究生编写的一本教材,同时也为通信、雷达、电子测量、仪器仪表等无线电技术领域从事微波和射频电路研究、设计、制造的工程技术人员提供了一本很有实用价值的参考书。

### 图书在版编目(CIP)数据

微波有源电路理论分析及设计/王家礼,郝延红,孙璐编著.

—西安:西安电子科技大学出版社,2012.4

(研究生系列教材)

ISBN 978 - 7 - 5606 - 2693 - 2

I. ① 微… II. ① 王… ② 郝… ③ 孙…

III. ① 微波电路—有源网络—研究生—教材 IV. ① TN711.2

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2011)第 227713 号

策 划 云立实

责任编辑 云立实 李恩科

出版发行 西安电子科技大学出版社(西安市太白南路2号)

电 话 (029)88242885 88201467 邮 编 710071

网 址 www.xduph.com 电子邮箱 xdupfxb001@163.com

经 销 新华书店

印刷单位 陕西天意印务有限责任公司

版 次 2012年4月第1版 2012年4月第1次印刷

开 本 787毫米×1092毫米 1/16 印张 21.5

字 数 511千字

印 数 1~3000册

定 价 43.00元

ISBN 978 - 7 - 5606 - 2693 - 2/TN · 0631

**XDUP 2985001 - 1**

\* \* \* 如有印装问题可调换 \* \* \*

本社图书封面为激光防伪覆膜,谨防盗版。

# 前 言

随着科学技术的迅猛发展，射频和微波电路得到了广泛应用，整个社会对从事射频和微波电路设计的人才需求也很大。本书是为了更好地满足培养这方面人才的需求，针对对射频和微波电路设计与应用有更高要求的研究生和工程技术人员而编著的。

本书作者根据几十年来从事微波、射频电路的教学工作和研究工作的总结以及大量的资料，集中、系统地论述了微波有源电路的组成和分析设计方法、应用及其工程实现。本书内容是按照电路功能来分类的，分为小信号放大电路、功率放大电路、频率变换电路、振荡电路以及控制电路等部分。全书取材新颖，内容丰富，从工程应用角度，把理论与实践相结合，具有较强的实用性。

全书共分为六章，第一章介绍了微波网络的基本概念，它是本书的理论基础；第二章论述了微波小信号放大器的基本理论和分析方法以及设计方法；第三章讲述了功率放大器的分析设计方法；第四章介绍了微波频率变换电路的基本工作原理和分析设计方法；第五章讲述了微波振荡电路的基本工作原理和分析设计方法；最后一章论述了目前所应用的微波控制电路的工作原理和分析设计方法。

本书的第二、三、四章由郝延红和孙璐编写，本书其余部分以及全书的统稿由王家礼完成。由于作者的学识有限，不妥之处在所难免，敬请广大读者给予批评指正。

编 者  
2011.8

# 目 录

<b>第一章 微波网络基础</b> .....	1
1.1 引言 .....	1
1.2 微波网络的引入 .....	1
1.2.1 微波传输线的电磁场方程 .....	1
1.2.2 传输线中电磁场的一般表达式 .....	3
1.2.3 广义传输线方程 .....	5
1.2.4 模式展开 .....	5
1.2.5 单端口网络的电压、电流与电磁场的关系 .....	6
1.3 采用等效电压和等效电流定义的网络参数 .....	7
1.3.1 阻抗参数和阻抗矩阵 .....	8
1.3.2 导纳参数与导纳矩阵 .....	13
1.3.3 采用输入量与输出量定义的网络参数——转移参数矩阵 .....	15
1.4 采用归一化入射波和归一化反射波定义的网络参数 .....	18
1.4.1 归一化入射波和归一化反射波的概念 .....	19
1.4.2 归一化入射波和归一化反射波定义散射参数和散射矩阵 .....	20
1.4.3 传输参数和传输矩阵 .....	28
1.4.4 双端口网络的各种参数间的互换 .....	29
1.4.5 网络参数综合应用举例 .....	31
1.5 不定导纳矩阵 .....	44
1.5.1 不定导纳矩阵的性质 .....	45
1.5.2 不定导纳矩阵建立方法 .....	47
1.5.3 不定导纳矩阵的化简 .....	50
1.6 不定散射矩阵 .....	53
1.6.1 不定散射矩阵的特性 .....	54
1.6.2 两端口散射参数与不定散射参数之间的关系 .....	54
1.7 散射信号流图法 .....	57
1.7.1 散射信号流图的建立 .....	57
1.7.2 信号流图的简化法则 .....	61
1.7.3 信号流图的不接触环法则 .....	63
<b>第二章 微波小信号(低噪声)放大电路</b> .....	68
2.1 微波晶体管简介 .....	69
2.1.1 微波双极晶体管(BJT) .....	70
2.1.2 微波异质结双极晶体管(HBT) .....	74
2.1.3 微波场效应晶体管(FET) .....	76
2.2 微波晶体管小信号建模 .....	81

2.2.1	基于小信号散射参数的建模方法	82
2.2.2	基于不同条件下测量值的建模方法	87
2.3	微波小信号放大器性能分析	90
2.3.1	微波小信号放大器的功率增益	90
2.3.2	微波小信号放大器的相位与时延	92
2.3.3	微波小信号放大器的稳定性及其判别准则	93
2.3.4	微波小信号放大器的噪声系数	97
2.3.5	微波小信号放大器的动态范围	100
2.4	微波晶体管放大器匹配网络拓扑结构的选择方法与直流偏置电路	101
2.4.1	集中参数匹配网络拓扑的选择	102
2.4.2	分布参数匹配网络拓扑的选择	106
2.4.3	微波小信号放大器的直流偏置电路	107
2.5	微波小信号放大器的设计	108
2.5.1	绝对稳定条件下的单向化设计	109
2.5.2	绝对稳定条件下的双共轭匹配设计	112
2.5.3	绝对稳定条件下的最小噪声设计	113
2.5.4	潜在不稳定条件下微波小信号放大器的设计	114
2.6	微波小信号宽带放大器电路的设计方法简介	115
2.6.1	分析设计法	115
2.6.2	实频率设计法	117
2.6.3	简化实频率设计法	119
2.7	其它类型微波小信号宽带放大器电路的设计	123
2.7.1	晶体管反馈放大器电路的设计	125
2.7.2	晶体管有耗匹配宽带放大器电路的设计	127
2.7.3	场效应晶体管有源匹配宽带放大器电路的设计	130
2.7.4	宽带场效应晶体管分布放大器的设计	133
2.8	微波集成电路(MIC)简介	139
2.8.1	混合微波集成电路(HMIC)	141
2.8.2	微波单片集成电路(MMIC)中无源元件实现结构简介	141
2.8.3	微波单片集成电路(MMIC)设计及实现方法简介	144
<b>第三章</b>	<b>功率放大器</b>	<b>151</b>
3.1	微波晶体管的非线性及其表征方法	151
3.1.1	非线性电路	151
3.1.2	非线性电路所出现的非线性现象	152
3.1.3	非线性电路的表征方法	154
3.2	微波晶体管大信号建模	158
3.2.1	大信号模型概述	159
3.2.2	GaAs MESFET 大信号模型的建立	160
3.3	功率放大器的工作状态	163
3.3.1	A类功率放大器	164
3.3.2	B类功率放大器	164
3.3.3	AB类功率放大器	165
3.3.4	C类功率放大器	166



3.3.5	D类功率放大器	166
3.3.6	E类功率放大器	167
3.3.7	F类功率放大器	168
3.4	微波非线性电路的分析方法	168
3.4.1	微波非线性电路分析——时域中的状态变量法	170
3.4.2	微波非线性电路分析——频域中的伏特拉级数法	172
3.4.3	微波非线性电路的稳态分析——谐波平衡法	182
3.4.4	全频域改进的谐波平衡法	188
3.5	微波晶体管功率放大器的设计	196
3.5.1	负载牵引法设计功率放大器	197
3.5.2	谐波平衡法设计功率放大器	200
3.5.3	微波功率合成技术	208
3.6	微波放大器线性化技术综述	211
3.6.1	功率回退法	212
3.6.2	反馈法	213
3.6.3	预失真法	214
3.6.4	前馈法	215
<b>第四章</b>	<b>微波频率变换电路</b>	<b>217</b>
4.1	微波混频器特性的分析与设计	217
4.1.1	肖特基势垒二极管的特性	218
4.1.2	微波电阻性混频器分析	219
4.1.3	微波参量混频器的分析	227
4.1.4	采用谐波平衡法分析微波混频器	230
4.2	微波混频器电路的设计	233
4.2.1	单端混频器电路	233
4.2.2	平衡混频器的理论分析	235
4.2.3	平衡混频器电路	239
4.2.4	双平衡混频器	248
4.2.5	镜频回收混频器	254
4.2.6	谐波混频器	259
4.3	微波倍频器电路的分析和设计	262
4.3.1	微波变容二极管和阶跃恢复二极管特性分析	263
4.3.2	电抗性二极管倍频器电路分析与设计	266
4.3.3	电阻性二极管倍频器电路分析与设计	273
4.3.4	阶跃恢复二极管倍频器的分析与设计	275
4.4	微波晶体管变频电路简介	279
<b>第五章</b>	<b>微波振荡电路的分析与设计</b>	<b>282</b>
5.1	微波晶体管振荡电路的分析	282
5.1.1	负阻的概念	282
5.1.2	单端口负阻振荡器的分析	283
5.1.3	双端口负阻振荡器的分析	284
5.1.4	振荡器的频率稳定性和相位噪声	286
5.2	微波晶体管振荡电路的分析方法和设计	289



5.2.1	网络参数法	290
5.2.2	准线性法	294
5.2.3	谐波平衡法	297
5.2.4	晶体管振荡器相位噪声的分析	299
5.3	介质谐振器稳频振荡器的分析与设计	300
5.3.1	频带反射型 FET-DRO	301
5.3.2	并联反馈型 FET-DRO	304
5.4	其它类型微波振荡器简介	310
5.4.1	压控振荡器(VCO)简介	310
5.4.2	YIG 调谐振荡器(YTO)简介	312
5.4.3	推-推(Push-Push)压控振荡器简介	316
<b>第六章 微波控制电路的分析与设计</b>		<b>318</b>
6.1	PIN 二极管特性分析	318
6.1.1	PIN 二极管	318
6.1.2	PIN 二极管的等效电路	319
6.1.3	PIN 二极管的主要参数	319
6.1.4	PIN 二极管的开关速率	320
6.2	微波 PIN 管开关电路的分析与设计	320
6.2.1	单刀单掷开关	320
6.2.2	单刀双掷开关	324
6.2.3	串、并联开关结构	325
6.3	微波移相电路的分析与设计	327
6.3.1	开关线型移相器	327
6.3.2	加载线型移相器	328
6.3.3	反射型移相器	329
6.4	微波衰减电路的分析与设计	330
6.4.1	分配器型电调衰减器	331
6.4.2	微波电桥型电调衰减器	332
6.4.3	吸收型阵列式电调衰减器	332
6.4.4	匹配型电调衰减器	334
6.5	PIN 管限幅器	335
<b>参考文献</b>		<b>336</b>

# 第一章 微波网络基础

## 1.1 引言

任何一个微波系统，都是由各种微波元件和微波传输线连接而成的。微波传输线的特性可以用广义传输线方程来描述，微波元件的特性可以用(类似于低频网络)等效电路来描述，于是复杂的微波系统，就可以用电磁理论和低频网络理论相结合来求解，成为一门微波网络理论。微波网络理论以微波元件以及这些元件组合的系统为对象，研究它们的传输特性及其设计和实现的方法。

分析微波元件的工作特性，常用的方法有两种，一种是应用麦克斯韦方程和微波元件特定的边界条件，求解出电磁场的分布、电磁波的振荡和传输等特性；另一种是把微波元件用一个网络来等效，并把连接它的传输线等效成双导线传输线，应用电路理论和传输线理论求出元件各端口间信号的相互关系。第一种方法在理论上是严格的，普遍适用的，但在实际应用中并不都是方便可行的，由于边界条件的复杂、介质的不同，数学上的表示和运算都是非常困难的。第二种方法是近似的，能够得到微波元件外部的传输特性，并且网络参数可用测量方法来确定，便于工程上的应用，但不能得到微波元件内部电磁场的分布。尽管如此，由于网络方法计算方便，易于测量，故应用很广泛。微波电磁场理论和微波网络理论是微波理论两大分支，但两者却是紧密联系的，微波网络理论是微波电磁场理论的工程化，只有在微波电磁场理论的基础上，深入研究和发发展微波网络理论，才能使微波理论获得更广泛的应用。

本章由微波电磁场理论引申出微波网络的概念，在给出等效电压和等效电流的定义后，介绍了表征网络特性的各种参数及其求解方法，其中包括以等效电压和等效电流定义的网络参数及其求解方法，以归一化入射波和归一化反射波定义的网络参数及其求解方法，以及不定导纳参数和不定散射参数及其求解方法，最后给出广义散射参数的概念。这些内容为分析微波元件工作特性提供了必要的准备。

## 1.2 微波网络的引入

### 1.2.1 微波传输线的电磁场方程

研究任意横截面的均匀微波传输线中的电磁场，应从麦克斯韦方程出发，在正弦交变场的作用下，假设其周围的空间是无源、线性、无耗、均匀的空间，其电场、磁场满足复数形式的麦克斯韦方程组：

$$\begin{aligned}
 \nabla \times \mathbf{E} &= -j\omega\mu\mathbf{H} \\
 \nabla \times \mathbf{H} &= j\omega\epsilon\mathbf{E} \\
 \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\
 \nabla \cdot \mathbf{D} &= 0 \\
 \mathbf{B} &= \mu\mathbf{H} \\
 \mathbf{D} &= \epsilon\mathbf{E}
 \end{aligned} \tag{1-1}$$

式中： $\epsilon$  是介电常数， $\mu$  为导磁率，都是与场强无关的常数。为了方便求解微波传输线中的电磁场方程，常常引入下列一些参数。

### 1. 矢量磁位 $\mathbf{A}$ ，标量电位 $\varphi$ ，赫兹电矢量 $\mathbf{\Pi}$

由麦克斯韦方程组得知  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ ，由于  $\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$ ，所以  $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$ 。在矢量分析中，任意一个矢量旋度的散度恒等于零，即  $\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{A} = 0$ ，则  $\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}$ ，我们将  $\mathbf{A}$  称为矢量磁位，它具有任意性。

由麦克斯韦方程组又可以得知  $\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H} = -j\omega\mu\nabla \times \mathbf{A}$ ，可将此式写成如下形式  $\nabla \times (\mathbf{E} + j\omega\mu\mathbf{A}) = 0$ ，由矢量恒等式得知  $\nabla \times \nabla \varphi = 0$ ，则  $\mathbf{E} + j\omega\mu\mathbf{A} = -\nabla\varphi$ ， $\varphi$  称为标量电位，负号的来源是为了与静电场取得一致。由此可以看出，求解电场、磁场的问题可以转化为求解矢量磁位  $\mathbf{A}$  和标量电位  $\varphi$  的问题。那么矢量磁位  $\mathbf{A}$  和标量电位  $\varphi$  满足什么方程呢？由麦克斯韦方程组得知  $\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon\mathbf{E}$ ，将上面分析中得到的  $\mathbf{E}$  和  $\mathbf{H}$  表达式代入此式可得  $\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = j\omega\epsilon(-\nabla\varphi - j\omega\mu\mathbf{A})$ ，由矢量恒等式得

$$\begin{aligned}
 \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} &= \nabla \nabla \cdot \mathbf{A} - \nabla^2 \mathbf{A} = -j\omega\epsilon \nabla\varphi + \omega^2\mu\epsilon\mathbf{A} \\
 \nabla^2 \mathbf{A} + \omega^2\mu\epsilon\mathbf{A} &= \nabla \nabla \cdot \mathbf{A} + j\omega\epsilon \nabla\varphi = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A} + j\omega\epsilon\varphi)
 \end{aligned}$$

令  $(\nabla \cdot \mathbf{A} + j\omega\epsilon\varphi) = 0$ ，并称为洛仑兹条件。洛仑兹条件给出了  $\mathbf{A}$  和  $\varphi$  之间的关系，使得矢量磁位  $\mathbf{A}$  有了唯一的定义。则

$$\nabla^2 \mathbf{A} + \omega^2\mu\epsilon\mathbf{A} = 0 \tag{1-2}$$

矢量磁位  $\mathbf{A}$  满足赫姆赫兹方程。由麦克斯韦方程组还得知  $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$ ，而  $\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E}$ ，所以  $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ ，将  $\mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{A} - \nabla\varphi$  代入得  $\nabla \cdot (-j\omega\mu\mathbf{A} - \nabla\varphi) = 0$ ，则可得

$$\nabla^2 \varphi + j\omega\mu \nabla \cdot \mathbf{A} = 0$$

将洛仑兹条件代入上式可得

$$\nabla^2 \varphi + \omega^2\mu\epsilon\varphi = 0 \tag{1-3}$$

式(1-3)表明标量电位  $\varphi$  满足赫姆赫兹方程。

由以上分析可以得出矢量磁位  $\mathbf{A}$  和标量电位  $\varphi$  同时满足赫姆赫兹方程。我们知道  $\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}$ ，由麦克斯韦方程组知  $\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon\mathbf{E}$ ，则

$$\begin{aligned}
 \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} &= \nabla \nabla \cdot \mathbf{A} - \nabla^2 \mathbf{A} = j\omega\epsilon\mathbf{E} \\
 \mathbf{E} &= \nabla \nabla \cdot \left( \frac{\mathbf{A}}{j\omega\epsilon} \right) - \nabla^2 \left( \frac{\mathbf{A}}{j\omega\epsilon} \right) = \nabla \nabla \cdot \mathbf{\Pi}^e - \nabla^2 \mathbf{\Pi}^e \\
 &= \nabla \nabla \cdot \mathbf{\Pi}^e + \omega^2\mu\epsilon\mathbf{\Pi}^e = \nabla \nabla \cdot \mathbf{\Pi}^e + k^2\mathbf{\Pi}^e \\
 \mathbf{H} &= j\omega\epsilon \nabla \times \mathbf{\Pi}^e
 \end{aligned}$$

式中， $\mathbf{\Pi}^e = \frac{\mathbf{A}}{j\omega\epsilon}$ ，我们称其为赫兹电矢量。它也满足赫姆赫兹方程

$$\nabla^2 \mathbf{\Pi}^e + k^2\mathbf{\Pi}^e = 0 \tag{1-4}$$

**小结:** 由  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  引入矢量磁位  $\mathbf{A}$ , 由  $\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H}$  引入标量电位  $\varphi$ , 由  $\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon\mathbf{E}$  证明  $\mathbf{A}$  满足赫姆赫兹方程并给出  $\mathbf{A}$  的唯一条件——洛仑兹条件, 由  $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$  证明标量电位  $\varphi$  满足赫姆赫兹方程, 最后定义了赫兹电矢量  $\mathbf{\Pi}^e$ , 它也满足赫姆赫兹方程。经过分析可以得到如下结论: 求解电磁场的问题可以转化为求解赫兹电矢量  $\mathbf{\Pi}^e$  的问题, 在以后的分析中我们可以看出, 虽然赫兹电矢量  $\mathbf{\Pi}^e$  是一个矢量, 但在大多数的应用中赫兹电矢量  $\mathbf{\Pi}^e$  只存在一个方向分量, 也就是说在求解矢量方程时, 不必求解三个方程而只求解一个方程即可, 这样就可以简化其运算。

## 2. 矢量电位 $\mathbf{A}^e$ , 标量磁位 $\psi$ , 赫兹磁矢量 $\mathbf{\Pi}^m$

由麦克斯韦方程组, 依照上述方法同样可以定义出矢量电位  $\mathbf{A}^e$ , 标量磁位  $\psi$ , 赫兹磁矢量  $\mathbf{\Pi}^m$ , 其结果为

$$\begin{aligned}\nabla^2 \mathbf{\Pi}^e + \omega^2 \mu \epsilon \mathbf{\Pi}^e &= 0 \\ \mathbf{E} &= -j\omega\mu \nabla \times \mathbf{\Pi}^m \\ \mathbf{H} &= \nabla \nabla \cdot \mathbf{\Pi}^m + \omega^2 \mu \epsilon \mathbf{\Pi}^m\end{aligned}\quad (1-5)$$

**小结:** 由  $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$  引入矢量电位  $\mathbf{A}^e$ , 由  $\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon\mathbf{E}$  引入标量磁位  $\psi$ , 由  $\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H}$  证明  $\mathbf{A}^e$  满足赫姆赫兹方程并给出  $\mathbf{A}^e$  的唯一条件——洛仑兹条件, 由  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  证明标量磁位  $\psi$  满足赫姆赫兹方程, 最后定义了赫兹磁矢量  $\mathbf{\Pi}^m$ , 它也满足赫姆赫兹方程。经过分析可以得到如下结论: 求解电磁场的问题可以转化为求解赫兹磁矢量  $\mathbf{\Pi}^m$  的问题, 在以后的分析中可以看出, 虽然赫兹磁矢量  $\mathbf{\Pi}^m$  是一个矢量, 但在大多数的应用中赫兹磁矢量  $\mathbf{\Pi}^m$  只存在一个方向分量, 也就是说在求解矢量方程时, 不必求解三个方程而只求解一个方程即可。

### 1.2.2 传输线中电磁场的一般表达式

(1) 在广义的柱坐标  $(u, v, z)$  下, 令  $\mathbf{\Pi}^e = \Pi_z^e \mathbf{e}_z$ , 而  $\nabla = \nabla_t + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{e}_z$ , 则

$$\begin{aligned}\mathbf{H} &= j\omega\epsilon \nabla \times \mathbf{\Pi}^e = j\omega\epsilon \left( \nabla_t + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{e}_z \right) \times \Pi_z^e \mathbf{e}_z = j\omega\epsilon \nabla_t \Pi_z^e \times \mathbf{e}_z \\ \mathbf{E} &= \nabla \nabla \cdot \mathbf{\Pi}^e + \omega^2 \mu \epsilon \mathbf{\Pi}^e = \nabla_t \left( \frac{\partial \Pi_z^e}{\partial z} \right) \times \mathbf{e}_z + \left( \frac{\partial^2 \Pi_z^e}{\partial z^2} + \omega^2 \mu \epsilon \Pi_z^e \right) \times \mathbf{e}_z \\ \mathbf{H}_t &= j\omega\epsilon \nabla_t \Pi_z^e \times \mathbf{e}_z \\ H_z &= 0 \\ \mathbf{E}_t &= \nabla_t \left( \frac{\partial \Pi_z^e}{\partial z} \right) \times \mathbf{e}_z \\ E_z &= \frac{\partial^2 \Pi_z^e}{\partial z^2} + \omega^2 \mu \epsilon \Pi_z^e\end{aligned}\quad (1-6)$$

由上面分析可以看出, 当赫兹电矢量选择只有  $z$  方向分量时, 在传输线里传输的是横磁波, 即 TM 波。也就是说, 求解传输线传输的 TM 波的解时, 只要求解  $z$  方向的赫兹电矢量即可, 这样就可以简化分析和计算。

(2) 在广义的柱坐标  $(u, v, z)$  下, 令  $\mathbf{\Pi}^m = \Pi_z^m \mathbf{e}_z$ , 而  $\nabla = \nabla_t + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{e}_z$ , 同理可证

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_t &= j\omega\mu\mathbf{e}_z \times \nabla_t \Pi_z^m \\
 E_z &= 0 \\
 \mathbf{H}_t &= \nabla_t \left( \frac{\partial \Pi_z^m}{\partial z} \right) \times \mathbf{e}_z \\
 H_z &= \frac{\partial^2 \Pi_z^m}{\partial z^2} + \omega^2 \mu \epsilon \Pi_z^m
 \end{aligned} \tag{1-7}$$

由上面分析可以看出,当赫兹磁矢量选择只有  $z$  方向分量时,在传输线里传输的是横电波,即 TE 波。也就是说,求解传输线传输的 TE 波的解时,只要求解  $z$  方向的赫兹磁矢量即可。

(3) 在直角坐标系,令赫兹电矢量  $\mathbf{\Pi}^e = \Pi_x^e \mathbf{e}_x$ , 解  $\nabla^2 \Pi_x^e + \omega^2 \mu \epsilon \Pi_x^e = 0$  可得

$$\begin{aligned}
 E_x &= \frac{\partial^2 \Pi_x^e}{\partial x^2} + \omega^2 \mu \epsilon \Pi_x^e & H_x &= 0 \\
 E_y &= \frac{\partial^2 \Pi_x^e}{\partial x \partial y} & H_y &= j\omega \epsilon \frac{\partial \Pi_x^e}{\partial z} \\
 E_z &= \frac{\partial^2 \Pi_x^e}{\partial x \partial z} & H_z &= -j\omega \epsilon \frac{\partial \Pi_x^e}{\partial y}
 \end{aligned} \tag{1-8}$$

由上面分析可以看出,当赫兹电矢量选择只有  $x$  方向分量时,在传输线里传输的是纵向磁波,即 LSM 波。也就是说,求解传输线传输的 LSM 波的解时,只要求解  $x$  方向的赫兹电矢量即可。

(4) 在直角坐标系,令赫兹磁矢量  $\mathbf{\Pi}^m = \Pi_x^m \mathbf{e}_x$ , 解  $\nabla^2 \Pi_x^m + \omega^2 \mu \epsilon \Pi_x^m = 0$  可得

$$\begin{aligned}
 E_x &= 0 & H_x &= \frac{\partial^2 \Pi_x^m}{\partial x^2} + \omega^2 \mu \epsilon \Pi_x^m \\
 E_y &= -j\omega \mu \frac{\partial \Pi_x^m}{\partial z} & H_y &= \frac{\partial^2 \Pi_x^m}{\partial x \partial y} \\
 E_z &= j\omega \mu \frac{\partial \Pi_x^m}{\partial y} & H_z &= \frac{\partial^2 \Pi_x^m}{\partial x \partial z}
 \end{aligned} \tag{1-9}$$

由上面分析可以看出,当赫兹磁矢量选择只有  $x$  方向分量时,在传输线里传输的是纵向电波,即 LSE 波。也就是说,求解传输线传输的 LSE 波的解时,只要求解  $x$  方向的赫兹磁矢量即可。

(5) 在直角坐标系下,我们从麦克斯韦方程组出发把求解横磁波(TM 波)转化为求解标量电位  $\varphi$  的问题,把求解横电波(TE 波)转化为求解标量磁位  $\psi$  的问题。标量电位  $\varphi$  和标量磁位  $\psi$  均满足赫姆赫兹方程

$$\begin{aligned}
 \nabla^2 \varphi + \omega^2 \mu \epsilon \varphi &= 0 \\
 \nabla^2 \psi + \omega^2 \mu \epsilon \psi &= 0
 \end{aligned} \tag{1-10}$$

由标量电位  $\varphi$  和标量磁位  $\psi$  可直接计算出电磁场各分量。

$$\begin{aligned}
 E_x &= -jk_z \frac{\partial \varphi}{\partial x} - j\omega \mu \frac{\partial \psi}{\partial y} & H_x &= j\omega \epsilon \frac{\partial \varphi}{\partial y} - jk_z \frac{\partial \psi}{\partial x} \\
 E_y &= -jk_z \frac{\partial \varphi}{\partial y} + j\omega \mu \frac{\partial \psi}{\partial x} & H_y &= -j\omega \epsilon \frac{\partial \varphi}{\partial x} - jk_z \frac{\partial \psi}{\partial y} \\
 E_z &= (k_0^2 - k_z^2) \varphi & H_z &= (k_0^2 - k_z^2) \psi
 \end{aligned} \tag{1-11}$$

### 1.2.3 广义传输线方程

求解传输线中的电磁场时,不论哪一种模式都必须求解赫姆赫兹方程

$$\nabla^2 \Pi + \omega^2 \mu \epsilon \Pi = \nabla^2 \Pi + k_0^2 \Pi = 0 \quad (1-12)$$

在广义坐标系下令  $\Pi(u, v, z) = f(u, v)Z(z)$ , 而  $Z(z) = Be^{-\gamma z}$ , 而  $\gamma^2 = k_t^2 - k_0^2$ , 则

$$\Pi(u, v, z) = Bf(u, v)e^{-\gamma z} \quad (1-13)$$

对于 TM 模,  $\Pi(u, v, z) = \Pi_z^c(u, v, z) = Bf(u, v)e^{-\gamma z}$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_t &= -j\omega\epsilon B\mathbf{e}_z \times \nabla_t f(u, v)e^{-\gamma z} \\ \mathbf{E}_t &= -\gamma B \nabla_t f(u, v)e^{-\gamma z} \\ E_z &= k_t^2 Bf(u, v)e^{-\gamma z} \end{aligned} \quad (1-14)$$

对于 TE 模,  $\Pi(u, v, z) = \Pi_z^m(u, v, z) = Bf(u, v)e^{-\gamma z}$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_t &= j\omega\mu B\mathbf{e}_z \times \nabla_t f(u, v)e^{-\gamma z} \\ \mathbf{H}_t &= -\gamma B \nabla_t f(u, v)e^{-\gamma z} \\ H_z &= k_t^2 Bf(u, v)e^{-\gamma z} \end{aligned} \quad (1-15)$$

波印廷矢量  $\mathbf{S} = \oiint_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot d\mathbf{s} = \oiint_S (\mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_t^*) \cdot d\mathbf{s}$ , 由该表达式看出, 功率(能量)的传输取决于横向电场和横向磁场, 而纵向电场和纵向磁场对于能量传输没有贡献。我们知道在低频电路中功率(能量)的传输取决于电压和电流, 而电压和电流是沿着  $z$  方向传输的。因此我们仿照低频电路来定义等效的电压和等效的电流。令

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_t &= U(z)\mathbf{e}_t(u, v) \\ \mathbf{H}_t &= I(z)\mathbf{h}_t(u, v) \end{aligned} \quad (1-16)$$

式中:  $\mathbf{e}_t(u, v)$  表示横向电场在横截面上的分布, 称为模式电压矢量函数;

$\mathbf{h}_t(u, v)$  表示横向磁场在横截面上的分布, 称为模式电流矢量函数;

$U(z)$  表示横向电场沿轴向传输的情况, 称为模式电压函数;

$I(z)$  表示横向磁场沿轴向传输的情况, 称为模式电流函数。

根据波印廷定理, 传输功率为

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \iint (\mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_t) \cdot d\mathbf{s} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} U(z) I(z) \iint \mathbf{e}_t(u, v) \times \mathbf{h}_t(u, v) \cdot d\mathbf{s} \quad (1-17)$$

令  $\iint \mathbf{e}_t(u, v) \times \mathbf{h}_t(u, v) \cdot d\mathbf{s} = 1$ , 称为模式矢量函数归一化条件, 则

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} U(z) I(z) \quad (1-18)$$

我们所得到的结果与电路理论的结果是一致的。而  $z$  点处的阻抗为

$$Z = \frac{U(z)}{I(z)} \quad (1-19)$$

### 1.2.4 模式展开

在求解赫姆赫兹方程时, 横向波数有很多个解  $k_m$ , 一个  $k_m$  对应一个电磁场模式, 与之对应存在一个传输常数  $\gamma_n$ , 故波函数(赫兹矢量)也有很多个解, 其总的波函数为

$$\Pi(u, v, z) = \sum_n B_n f_n(u, v) e^{-\gamma_n z} \quad (1-20)$$

所以

$$\mathbf{E}_t = \sum_n U_n(z) \mathbf{e}_n(u, v) \tag{1-21}$$

$$\mathbf{H}_t = \sum_n I_n(z) \mathbf{h}_n(u, v)$$

式中： $\mathbf{e}_n(u, v)$ 称为第  $n$  个模式的模式电压矢量函数；

$\mathbf{h}_n(u, v)$ 称为第  $n$  个模式的模式电流矢量函数；

$U_n(z)$ 称为第  $n$  个模式的模式电压函数；

$I_n(z)$ 称为第  $n$  个模式的模式电流函数。

传输功率

$$P = \frac{1}{2} \text{Re} \sum_n U_n(z) I_n^*(z) \tag{1-22}$$

该式表明多模传输线可用多模单端口网络(以模式来划分端口)来表示,如图 1-1 所示。

图 1-1 中  $[\mathbf{U}]$  和  $[\mathbf{I}]$  分别为

$$[\mathbf{U}] = \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \\ U_4 \\ \vdots \\ U_n \end{bmatrix} \quad [\mathbf{I}] = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \\ \vdots \\ I_n \end{bmatrix}$$

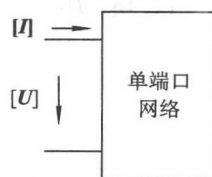


图 1-1 多模单端口网络示意图

### 1.2.5 单端口网络的电压、电流与电磁场的关系

如果在均匀微波传输线的一端接入负载或其它微波元件,如图 1-2 所示,则要引入不连续性,激励起高次模,产生反射。如果传输线只能传输单一主模,则高次模是一衰减模,在离开不连续性不远的位置高次模就被衰减得很小,可以忽略。于是传输线上只存在一个入射波和一个反射波,两者模式相同,横截面上场分布一样。可以把这种微波电路看成一段传输线端接一个集总元件负载,传输线是输入端口,故称为单端口网络。下面从电磁场理论出发研究单端口网络的特性。

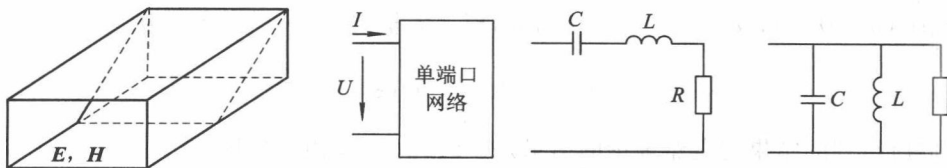


图 1-2 单端口网络等效关系示意图

研究单端口网络的特性时,首先要在输入传输线上取一个参考面(即输入传输线的某一个横截面),然后研究从参考面向负载看进去的电磁场能量的变化,从而得到它的等效电路。在图中我们做一个包括参考面在内的封闭曲面  $S$  把负载包围起来,除了输入端口的参考面上存在电磁场外,其余面上电磁场均为零。在封闭曲面所包围的体积内,麦克斯韦方程组中的两个旋度方程为



$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -j\omega\mu\mathbf{H} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + j\omega\epsilon\mathbf{E} = \sigma\mathbf{E} + j\omega\epsilon\mathbf{E} = (\sigma + j\omega\epsilon)\mathbf{E}\end{aligned}\quad (1-23)$$

式中  $\sigma$  是介质的电导率, 作如下等式

$$\begin{aligned}\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) &= \mathbf{H}^* \cdot \nabla \times \mathbf{E} - \mathbf{E} \cdot \nabla \times \mathbf{H}^* = \mathbf{H}^* \cdot \mathbf{H} - \mathbf{E} \cdot (\sigma + j\omega\epsilon)^* \mathbf{E}^* \\ &= -j\omega\mu |\mathbf{H}|^2 - (\sigma - j\omega\epsilon) |\mathbf{E}|^2 = -j\omega\mu |\mathbf{H}|^2 - \sigma |\mathbf{E}|^2 + j\omega\epsilon |\mathbf{E}|^2\end{aligned}\quad (1-24)$$

将上式在体积内进行体积分, 并应用高斯定理把体积分变成面积分, 可得

$$\begin{aligned}\iiint_V \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) dV &= \oiint_S \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \cdot d\mathbf{S} \\ &= -j\omega \iiint_V \mu |\mathbf{H}|^2 dV + j\omega \iiint_V \epsilon |\mathbf{E}|^2 dV - \iiint_V \sigma |\mathbf{E}|^2 dV \\ &= -j4\omega(W_H - W_E) - 2P_d\end{aligned}\quad (1-25)$$

将电场强度和磁场强度用模式电压和模式电流来表示, 可得

$$\iiint_V \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) dV = \oiint_S \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \cdot d\mathbf{S} = - \sum_n U_n I_n^* \quad (1-26)$$

所以

$$\sum_n U_n I_n^* = 4j\omega(W_H - W_E) + 2P_d \quad (1-27)$$

此式反映出能量守恒, 即进入体积内的复功率等于消耗功率和电磁场能量增加量之和。

对于单模传输线  $U = IZ$ , 所以

$$\begin{aligned}UI^* &= |ZI|^2 = 2P_d + j4\omega(W_H - W_E) \\ Z &= \frac{2P_d}{|I|^2} + j\omega\left(\frac{4W_H}{|I|^2} - \frac{4W_E}{|I|^2}\right) = R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) \\ R &= \frac{2P_d}{|I|^2} \quad L = \frac{4W_H}{|I|^2} \quad C = \frac{|I|^2}{4\omega^2 W_E} = \frac{|Q|^2}{4W_E} \quad (I = j\omega Q)\end{aligned}\quad (1-28)$$

若单模传输线采用  $I = YU$ , 那么

$$\begin{aligned}UI^* &= UU^* Y^* = Y^* |U|^2 = 2P_d + j4\omega(W_H - W_E) \\ Y &= \frac{2P_d}{|U|^2} + j\omega\left(\frac{4W_E}{|U|^2} - \frac{4W_H}{|U|^2}\right) = G + j\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right) \\ G &= \frac{2P_d}{|U|^2} \quad C = \frac{4W_E}{|U|^2} \quad L = \frac{|U|^2}{4\omega^2 W_H}\end{aligned}\quad (1-29)$$

由此可以看出, 一个单端口微波电路可以等效为由电阻、电感、电容组成的串联电路或由电阻、电感、电容组成的并联电路。同理可证双端口(多端口)微波电路也可以等效为由电阻、电感、电容组成的电路。因此可以得出如下结论: 微波电路可以等效为由电阻、电感、电容组成的电路, 这样一来可以采用已成熟的电路理论来分析和研究微波电路, 使问题得以简化。

### 1.3 采用等效电压和等效电流定义的网络参数

任何具有两个端口的微波元件, 都可以看成微波双端口网络, 如图 1-3 所示。图中每个端口的参考面都选得远离不连续性, 使得参考面上只有主模的入射波和反射波; 在参考面内高次模所起的作用集中起来作为对主模的反射电抗或电纳。需要注意, 在与其它微波

元件连接时,参考面仍然应远离高次模。总之微波网络的参考面的选择始终是决定微波网络特性的关键问题之一。由于我们所讨论的网络是线性的,在微波网络的每个端口定义出等效电压和等效电流后,这些等效电压和等效电流之间的关系也一定是线性的,选择不同的自变量和因变量,可以得到不同的线性组合。仿照低频网络理论,这些不同变量的线性组合,可以用不同的网络参数来表征。下面我们讨论这些网络参数。为了简明起见,先讨论双端口网络,然后再推广到多端口网络。

### 1.3.1 阻抗参数和阻抗矩阵

如上所述,我们所研究的微波网络是线性的,等效电压与等效电流的关系也是线性的,其电压和电流的方向如图 1-3 所示,它们之间的关系可以用一线性方程组来表征。

$$\begin{aligned} U_1 &= Z_{11} I_1 + Z_{12} I_2 \\ U_2 &= Z_{21} I_1 + Z_{22} I_2 \end{aligned} \quad (1-30)$$

把上式写成矩阵的形式

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad (1-31)$$

矩阵  $[Z]$  由于具有阻抗量纲,所以称为阻抗矩阵,阻抗矩阵中的各元素称为阻抗参数。由线性方程组(1-30)可以看出每个阻抗参数具有不同的含义:

$Z_{11} = \left. \frac{U_1}{I_1} \right|_{I_2=0}$  在端口 2 开路时,端口 1 的电压与电流之比,称为端口 1 的自阻抗;

$Z_{21} = \left. \frac{U_2}{I_1} \right|_{I_2=0}$  在端口 2 开路时,端口 2 的电压与端口 1 的电流之比,称为端口 2 的互阻抗;

$Z_{12} = \left. \frac{U_1}{I_2} \right|_{I_1=0}$  在端口 1 开路时,端口 1 的电压与端口 2 的电流之比,称为端口 1 的互阻抗;

$Z_{22} = \left. \frac{U_2}{I_2} \right|_{I_1=0}$  在端口 1 开路时,端口 2 的电压与电流之比,称为端口 2 的自阻抗。

由以上分析中可以看出,阻抗参数的含义均是在端口开路的条件下导出的,所以又称为开路参数,它给出了阻抗参数的求解方法。下面来分析阻抗参数所具有的特性。

#### 1. 阻抗参数的特性

(1) 若微波网络是互易网络(在微波网络中没有各向异性介质,即  $\epsilon$  或  $\mu$  不是张量,而是一个实数或复数,则这个网络称为互易网络),则该网络阻抗参数满足

$$Z_{12} = Z_{21}$$

**证明** 互易网络的特性应从电磁场理论出发来证明。

在各向同性的媒质中,电磁场满足互易定理(洛仑兹定理),即

$$\oint_S [(\mathbf{E}^a \times \mathbf{H}^b) - (\mathbf{E}^b \times \mathbf{H}^a)] \cdot d\mathbf{S} = 0$$

$\mathbf{E}^a$ 、 $\mathbf{E}^b$ 、 $\mathbf{H}^a$ 、 $\mathbf{H}^b$  是两个同频,不同模式或不同场源发出的电磁波。由网络中  $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$  与  $U$ 、 $I$

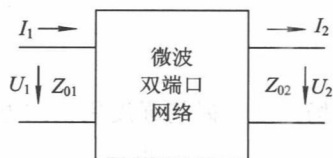


图 1-3 双端口网络等效电压和电流规定方向示意图