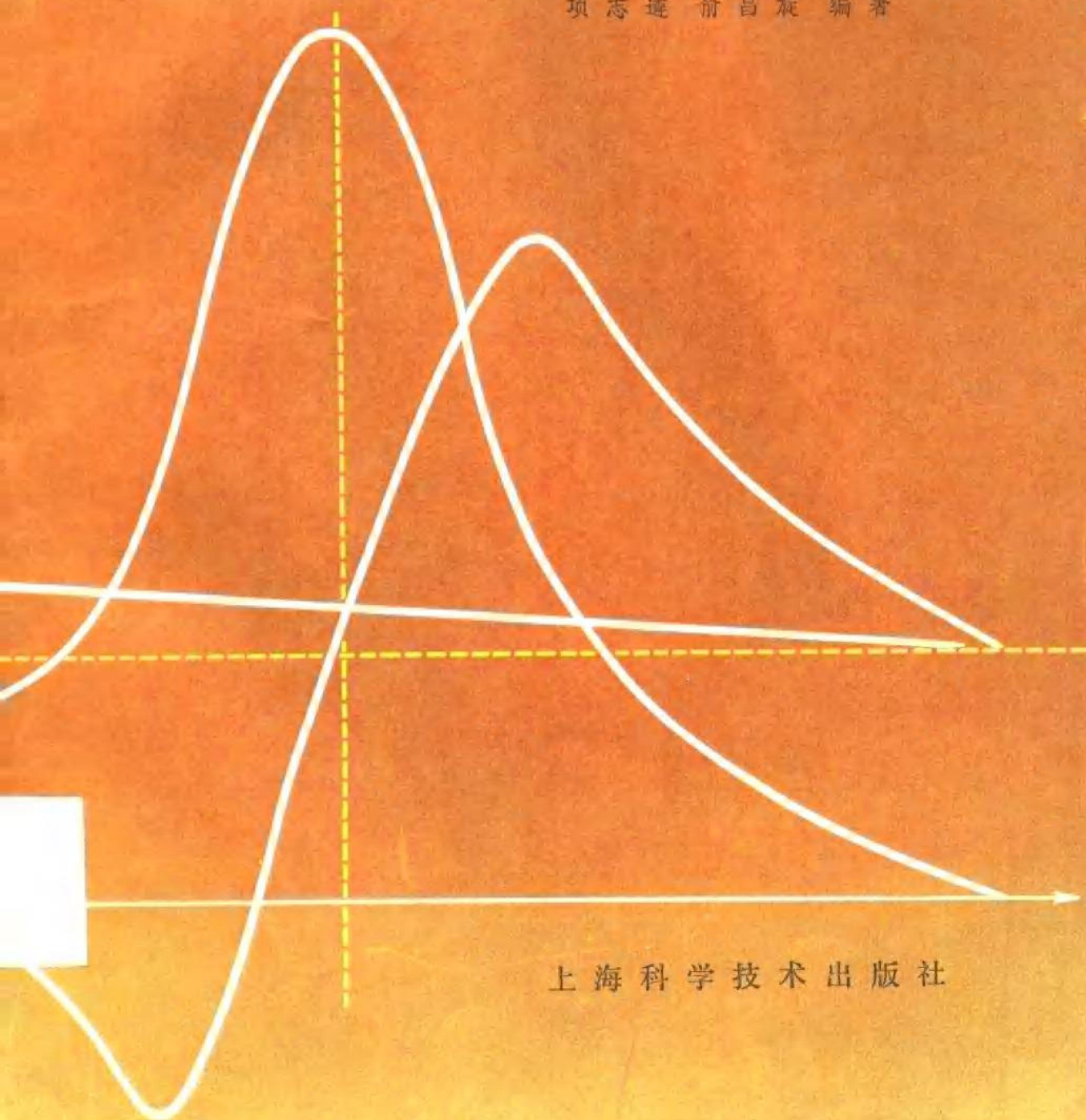


高温等离子体诊断技术

下 册

项志遵 俞昌旋 编著



上海科学技术出版社

内 容 提 要

本书全面地介绍了受控热核聚变研究装置上的各种诊断技术,着重阐述等离子体物理实验的基本思想和基本方法。本书分上下两册,共十章,上下册各有五章。下册主要介绍微波诊断技术、激光诊断技术和惯性约束等离子体的诊断技术以及粒子测量、等离子体和壁的相互作用。

本书适用于从事实验室等离子体以及激光、红外、微波、原子核物理的实验工作者,也可作为大专院校有关专业的教学用书。

高温等离子体诊断技术

下 册

项志遵 俞昌旋 编著

上海科学技术出版社出版

(上海瑞金二路450号)

新华书店上海发行所发行 上海商务印刷厂印刷

开本 787×1092 1/16 印张 15.25 字数 362,000

1982年6月第1版 1982年6月第1次印刷

印数 1—2,500

统一书号: 13119·997 定价:(科五) 1.75 元

目 录

第六章 微波诊断技术	1
§ 6.1 微波技术简介	1
§ 6.1.1 传输线的基本特性	1
§ 6.1.2 波导	6
§ 6.1.3 微波发生器	14
§ 6.1.4 微波的检测	16
§ 6.1.5 其它几种微波元件	20
§ 6.2 电磁波在等离子体中的传播	25
§ 6.2.1 在无磁场等离子体中的传播	25
§ 6.2.2 磁场效应	28
§ 6.2.3 离子运动、碰撞和温度效应	33
§ 6.3 微波探针诊断技术	36
§ 6.3.1 透射和反射测量	36
§ 6.3.2 微波干涉仪	38
§ 6.4 等离子体微波辐射测量	47
§ 6.4.1 由热辐射功率测定电子温度	47
§ 6.4.2 微波辐射计	49
§ 6.4.3 电子回旋辐射的测量	50
参考文献	54
第七章 激光诊断	56
§ 7.1 激光技术简介	56
§ 7.1.1 基本原理	56
§ 7.1.2 光谱谐振腔	58
§ 7.1.3 光激励系统	64
§ 7.1.4 激光材料	66
§ 7.1.5 Q 开关巨脉冲和光量子放大器	70
§ 7.2 电磁波的散射理论	73
§ 7.2.1 单个自由电子的散射	73
§ 7.2.2 低温、非磁化等离子体的散射	75
§ 7.2.3 低温、磁化等离子体的散射	84
§ 7.2.4 高温、非磁化等离子体的散射	87
§ 7.2.5 其它效应对散射谱的影响	90
§ 7.3 激光散射诊断技术	92
§ 7.3.1 散射实验中的几个问题	92
§ 7.3.2 散射实验举例及其改进方向	97
§ 7.3.3 亚毫米波和微波散射	100

§ 7.4 激光探针测磁场	104
§ 7.4.1 利用法拉第旋转效应测磁场	104
§ 7.4.2 激光散射测磁场	108
§ 7.5 激光干涉诊断技术	110
§ 7.5.1 远红外激光干涉仪	110
§ 7.5.2 马赫-珍德(Mach-Zehnder)干涉仪	113
§ 7.5.3 其它类型的干涉仪	114
§ 7.5.4 全息照相技术及其在激光干涉实验中的应用	116
参考文献	120
第八章 粒子测量	123
§ 8.1 等离子体逃逸粒子的测量	123
§ 8.1.1 等离子体中快中性原子的形成过程	123
§ 8.1.2 中性原子的离子化	125
§ 8.1.3 粒子分析方法	127
§ 8.1.4 粒子测量方法	134
§ 8.1.5 中性粒子能谱仪及其标定	138
§ 8.2 中子的测量	142
§ 8.2.1 中子的基本特性及其防护	142
§ 8.2.2 一些常用的中子源	145
§ 8.2.3 热核反应中子的特征	147
§ 8.2.4 中子通量的测量	150
§ 8.2.5 中子能谱的测量	154
§ 8.3 粒子探针	158
§ 8.3.1 中性粒子探针	158
§ 8.3.2 离子束探针	161
参考文献	165
第九章 等离子体和壁的相互作用	168
§ 9.1 等离子体和壁相互作用的研究情况	168
§ 9.1.1 概况	168
§ 9.1.2 基本物理过程	168
§ 9.1.3 装置中的壁效应	173
§ 9.2 诊断仪器	176
§ 9.2.1 固体表面诊断仪器	176
§ 9.2.2 激光激发荧光散射	181
§ 9.2.3 其它诊断方法	184
§ 9.3 实验举例	185
参考文献	186
第十章 惯性约束等离子体诊断方法	189
§ 10.1 惯性约束等离子体简介	189
§ 10.2 光能测量和光学诊断	192
§ 10.2.1 脉冲能量的测量	192

§ 10.2.2 光束诊断	195
§ 10.2.3 激光探针	197
§ 10.3 X 射线诊断	200
§ 10.3.1 高时间分辨的 X 射线测量	200
§ 10.3.2 X 射线连续谱的测量	202
§ 10.3.3 高空间分辨的 X 射线照相	206
§ 10.3.4 X 射线线谱测量	214
§ 10.3.5 X 射线探针	219
§ 10.4 粒子诊断	221
§ 10.4.1 中子测量	221
§ 10.4.2 α 粒子测量	225
§ 10.4.3 离子测量	227
参考文献	230
附 录	233
I. 重要常数表	233
II. MKS 单位制与其它单位制的换算	234
III. 几种能量单位的换算	234
IV. 用 MKS 单位制表示的电磁学基本公式	235
V. 平衡状态下粒子的分布以及几种辐射谱	235
VI. 等离子体的几个重要参数	237
VII. 元素周期表及特征 X 射线波长和 K 吸收边波长数据(单位 \AA)	238

第六章 微波诊断技术

从第三章到第五章,我们曾讨论过利用高温等离子体本身的辐射(从X射线到远红外的宽广光谱范围的辐射)进行诊断的方法,这种方法虽然可以获得不少有关等离子体内部状态的知识,但是它可测的等离子体参数及可测的参数范围还是有限的,而且它不可能有好的空间分辨能力。因而,为了弥补前述诊断方法的不足,以便更全面地获得等离子体内部状态的有关信息,我们总是希望能把一些所谓“探针”物质,送入等离子体中,通过研究这些探针与等离子体的相互作用来探测等离子体的有关参数。在第二章中,我们已介绍了某些用实物做成的探针——内部磁探针和电探针,它们的致命缺点是:实物探针和高温等离子体间会发生一些过于强烈的相互作用,从而会对等离子体的状态产生严重的干扰。其它可用作等离子体诊断探针的物质,主要是具有宽广频率范围的电磁波和各种微粒子束。这类探针的共同特点是:在一定条件下,它们与高温等离子体的相互作用很微弱,从而对高温等离子体不会造成严重的干扰;而且能够空间分辨地测定各种等离子体参数。因而,它们在等离子体诊断中获得了广泛的应用。

在等离子体诊断中,比较早地用了微波波段的电磁波作为等离子体探针,并获得了一些好的结果,特别是微波干涉测量技术,已发展成为一种成熟的等离子体诊断技术。因此,我们在本章将重点介绍微波干涉诊断技术,及其理论基础——电磁波在等离子体中的传播特性(包括透射、吸收和反射等特性)。除此之外,微波波段的等离子体辐射的测量,也是重要的诊断手段之一。特别是等离子体电子回旋辐射可以携带出大量的有关等离子体电子温度、密度及内部磁场等信息,而且具有一定的空间分辨性,因此电子回旋辐射的测量已经迅速地发展成为一种十分有用的诊断方法。由于它与干涉技术一样,都需利用有关的微波技术,故将它放在本章讨论。此外,我们在介绍上述内容之前,先粗浅地介绍一些有关的微波技术,以使对微波技术不熟悉的读者能获得一些初步的了解,以便更好地掌握本章的有关内容。

§ 6.1 微波技术简介

§ 6.1.1 传输线的基本特性

微波通常是指自由空间波长从分米到亚毫米范围的电磁波,它所对应的频率处于 $1\sim 1000\text{GHz}$ 范围。在这样高的频率下,电磁波的波长与传输线的尺寸可相比拟,甚至更小,此时就不能忽略电磁场沿传输线的空间分布,电路的分布参数效应也不容忽略,而且电磁波沿导线传输过程中的辐射、反射效应和趋肤效应也愈显著;这时若仍用低频传输线来传输微波,微波的能量就会很快地被消耗掉。因此,为了低损耗地传输微波能量和信息,必须采用特殊形式的微波传输线。微波传输线的种类很多,按在其上传播的电磁波的特征划分,可分为三类:(1) TEM 波传输线,如双导线、同轴线、带状线、微带等;(2)波导传输线,如矩形波导、圆形波导等;(3)表面波传输线等。最常用的微波传输线是同轴线、矩形波导和圆形波导,其中同轴线主要用于分米波波段,而厘米波至毫米波则主要用矩形或圆形波导来传

输。此外,传输线还可用来构成各种微波元件和器件,如谐振器、阻抗变换器、滤波器、定向耦合器等。因而,了解微波在传输线中的传输特性,是掌握微波技术的基础。这里,我们先以同轴线为例,介绍传输线的一般特性。

微波传输线的传输特性的分析,一般要从麦克斯韦方程出发,求解满足一定边界条件的电磁场的波动方程。然而,对于象同轴线这类 TEM 波传输线,因为它们满足似稳条件,即横电磁波在同轴线横截面内的场分布与静场的分布相同,因而可以把电磁场的问题化为电路的问题来处理,这样就可以把同轴线用一个具有一定的分布参数的等效电路来近似,并从传输线方程出发,分析其传输等效的电流、电压波的特性。



图 6.1.1 同轴线及其等效电路

同轴线(包括同轴电缆和硬同轴线)(图 6.1.1a)可以看成是均匀传输线,它可用图 6.1.1b 所示的等效电路表示,其中 l 、 c 、 r 、 g 分别为其单位长度的电感、电容、导线的电阻、介质的电导,它们的数值分别为:

$$l = \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{D}{d} = 2 \times 10^{-7} \mu_r \ln \frac{D}{d} \quad (\text{H} \cdot \text{m}^{-1}); \quad (6.1.1a)$$

$$c = \frac{2\pi\epsilon}{\ln \frac{D}{d}} = 5.55 \times 10^{-11} \frac{\epsilon_r}{\ln \left(\frac{D}{d} \right)} \quad (\text{F} \cdot \text{m}^{-1}); \quad (6.1.1b)$$

$$r = \sqrt{\frac{f\mu_0}{\pi\sigma_1}} \left(\frac{1}{D} + \frac{1}{d} \right) = 8.32 \times 10^{-8} \sqrt{f} \left(\frac{1}{D} + \frac{1}{d} \right) \quad (\Omega \cdot \text{m}^{-1}); \quad (6.1.1c)$$

$$g = \frac{2\pi\sigma_2}{\ln \left(\frac{D}{d} \right)} \quad (\text{U} \cdot \text{m}^{-1}), \quad (6.1.1d)$$

式中 D 为外导体内径; d 为芯线外径; σ_1 为导体的电导率,对于铜, $\sigma_1 = 5.77 \times 10^7 \text{ U} \cdot \text{m}^{-1}$, (6.1.1c) 式中第二式是铜同轴线的数值; ϵ 、 μ 、 σ_2 分别为介质的介电系数、导磁系数和电导率; f 为电磁波频率。利用简谐波的复数表示形式和复数阻抗的概念,根据克希霍夫定律,可以列出传输线的电路方程:

$$\tilde{V} + d\tilde{V} + (\tilde{I} + d\tilde{I})(r + j\omega l)dz = \tilde{V};$$

$$\tilde{I} + d\tilde{I} + \tilde{V}(g + j\omega c)dz = \tilde{I},$$

上式中,上标“ \sim ”表示该物理量为复数; z 为传输线的长度坐标,一般取始点为参考点。取一级近似,上两式可简化为:

$$\frac{d\tilde{V}}{dz} = -(r + j\omega l)\tilde{I}; \quad (6.1.2a)$$

$$\frac{d\tilde{I}}{dz} = -(g + j\omega c)\tilde{V}. \quad (6.1.2b)$$

将上式对 z 再次微分,即得:

$$\frac{d^2 \tilde{V}}{dz^2} = (r + j\omega l)(g + j\omega c) \tilde{V} = \tilde{\gamma}^2 \tilde{V}; \quad (6.1.2'a)$$

$$\frac{d^2 \tilde{I}}{dz^2} = (r + j\omega l)(g + j\omega c) \tilde{I} = \tilde{\gamma}^2 \tilde{I}. \quad (6.1.2'b)$$

(6.1.2)和(6.1.2')式均称为均匀传输线波动方程(或电报方程), (6.1.2a)式的解为:

$$\tilde{V}(z) = \tilde{V}^+ \exp(-\tilde{\gamma}z) + \tilde{V}^- \exp(+\tilde{\gamma}z), \quad (6.1.3a)$$

式中

$$\tilde{\gamma} = \sqrt{(r + j\omega l)(g + j\omega c)} = \alpha + j\beta \quad (6.1.4)$$

称为传输线上波的传输常数,其实部 α 称为衰减常数,它决定了电磁波沿传输线传输时的指数衰减长度;而其虚部 β 称为相位常数,它决定了电磁波相位的传播速度。将(6.1.3a)式代入(6.1.2a)式,就可求得:

$$\tilde{I}(z) = -\frac{1}{r + j\omega l} \frac{d\tilde{V}}{dz} = \frac{1}{\tilde{Z}_0} [\tilde{V}^+ \exp(-\tilde{\gamma}z) - \tilde{V}^- \exp(\tilde{\gamma}z)], \quad (6.1.3b)$$

式中

$$\tilde{Z}_0 = \sqrt{\frac{r + j\omega l}{g + j\omega c}} \quad (6.1.5)$$

具有阻抗的量纲,称为传播线的特性阻抗。(6.1.3)式中 \tilde{V}^+ 和 \tilde{V}^- 为积分常数,它们是由传输线的边界条件确定的。由此可见,传输线上的电压、电流波分别是由沿 z 方向传输的前向波

$$\tilde{V}^+ \exp(-\tilde{\gamma}z), \quad \tilde{I}^+ \exp(-\tilde{\gamma}z) = \frac{\tilde{V}^+}{\tilde{Z}_0} \exp(-\tilde{\gamma}z)$$

和沿 z 反方向传输的反射波

$$\tilde{V}^- \exp(\tilde{\gamma}z), \quad -\tilde{I}^- \exp(\tilde{\gamma}z) = -\frac{\tilde{V}^-}{\tilde{Z}_0} \exp(\tilde{\gamma}z)$$

迭加而成的。这也表明特征阻抗 \tilde{Z}_0 是定义为行波电压与行波电流之比,即入射波电压与入射波电流之比,或反射波电压与反射波电流之比。由(6.1.5)式可以看到,在一般情况下,特征阻抗与频率有关,为一复数。对于无损耗传输线($r=0, g=0$),

$$Z_0 = \sqrt{\frac{l}{c}}; \quad (6.1.6)$$

对于一般传输线, $r \ll \omega l, g \ll \omega c$, 则有

$$Z_0 \simeq \sqrt{\frac{l}{c}}. \quad (6.1.7)$$

这表明在无损耗传输情况下,传输线的特性阻抗 Z_0 为纯电阻,故有时也写为 R_0 ,它仅与分布参数 c 和 l 有关,与频率无关。由(6.1.1)和(6.1.7)式,可求得同轴线的特性阻抗为

$$Z_0 \simeq \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln \frac{D}{d} = \frac{138}{\sqrt{\epsilon_r}} \log \frac{D}{d} \quad (\Omega). \quad (6.1.7')$$

至于传输常数 $\tilde{\gamma}$,由于 $r \ll \omega l, g \ll \omega c$,则可证明 $\tilde{\gamma}$ 可近似地表示为:

$$\tilde{\gamma} \simeq \left(\frac{r}{2Z_0} + \frac{gZ_0}{2} \right) + j\omega \sqrt{lc}, \quad (6.1.8)$$

从而

$$\alpha \simeq \frac{r}{2Z_0} + \frac{gZ_0}{2}, \quad \beta = \omega \sqrt{lc}. \quad (6.1.8')$$

因而微波在传输线上传输的相速度为

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{lc}} = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r}}, \quad (6.1.9)$$

式中 c_0 为真空中光速(一般情况 $\mu_r=1$); 而波长为

$$\lambda = \frac{2\pi v_p}{\omega} = \frac{2\pi}{\beta}. \quad (6.1.10)$$

由上述分析我们可得出结论: 在传输线上传输的微波电压和电流, 在一般情况下是两个以相同的相速度 v_p 向相反的方向传播、且其幅度在各自的传播方向上按指数规律衰减的正弦波的迭加; 行波电压与行波电流之比为一恒定值, 即等于传输线的特性阻抗。此外, 通常 $r \ll \omega l$, $g \ll \omega c$, 所以在传输线不很长时, 可把它当作无损耗线来处理。为简单起见, 在以下的讨论中我们均假定传输线是无损耗线。

下面我们进一步讨论电压和电流:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{V}(z) &= \tilde{V}^+ \exp(-j\beta z) + \tilde{V}^- \exp(j\beta z), \\ \tilde{I}(z) &= \frac{1}{Z_0} [\tilde{V}^+ \exp(-j\beta z) - \tilde{V}^- \exp(j\beta z)] = \tilde{I}^+ \exp(-j\beta z) - \tilde{I}^- \exp(j\beta z) \end{aligned} \right\} \quad (6.1.3)$$

在传输线上的传播特性。若传输线长为 \mathcal{L} , 终端电压、电流分别为 $\tilde{V}(\mathcal{L})$ 、 $\tilde{I}(\mathcal{L})$, 则负载阻抗为

$$\tilde{Z}_L = \frac{\tilde{V}(\mathcal{L})}{\tilde{I}(\mathcal{L})} = Z_0 \frac{\tilde{V}^+(\mathcal{L}) + \tilde{V}^-(\mathcal{L})}{\tilde{V}^+(\mathcal{L}) - \tilde{V}^-(\mathcal{L})} = Z_0 \frac{1 + \tilde{V}^-(\mathcal{L})/\tilde{V}^+(\mathcal{L})}{1 - \tilde{V}^-(\mathcal{L})/\tilde{V}^+(\mathcal{L})}, \quad (6.1.11)$$

其中

$$\tilde{V}^+(\mathcal{L}) = \tilde{V}^+ \exp(-j\beta \mathcal{L}), \quad \tilde{V}^-(\mathcal{L}) = \tilde{V}^- \exp(j\beta \mathcal{L}).$$

我们定义

$$\tilde{\rho} \equiv \frac{\tilde{V}^-(\mathcal{L})}{\tilde{V}^+(\mathcal{L})} = \frac{\tilde{I}^-(\mathcal{L})}{\tilde{I}^+(\mathcal{L})}$$

为终端反射系数, 则由(6.1.11)式可求得

$$\tilde{\rho} = \frac{\tilde{Z}_L - Z_0}{\tilde{Z}_L + Z_0}. \quad (6.1.12)$$

若用终端反射系数 $\tilde{\rho}$ 表示积分常数 \tilde{V}^+ 和 \tilde{V}^- , 则(6.1.3)式就变为

$$\left. \begin{aligned} \tilde{V}(z) &= \tilde{V}^+(\mathcal{L}) \{ \exp[j\beta(\mathcal{L}-z)] + \tilde{\rho} \exp[-j\beta(\mathcal{L}-z)] \}; \\ \tilde{I}(z) &= \frac{\tilde{V}^+(\mathcal{L})}{Z_0} \{ \exp[j\beta(\mathcal{L}-z)] - \tilde{\rho} \exp[-j\beta(\mathcal{L}-z)] \}, \end{aligned} \right\} \quad (6.1.13)$$

并由此可求得无损耗传输线输入端的等效阻抗为

$$\tilde{Z}_{in} \equiv \frac{\tilde{V}(0)}{\tilde{I}(0)} = Z_0 \frac{\exp(j\beta \mathcal{L}) + \tilde{\rho} \exp(-j\beta \mathcal{L})}{\exp(j\beta \mathcal{L}) - \tilde{\rho} \exp(-j\beta \mathcal{L})} = Z_0 \frac{\tilde{Z}_L + jZ_0 \operatorname{tg} \beta \mathcal{L}}{Z_0 + j\tilde{Z}_L \operatorname{tg} \beta \mathcal{L}}, \quad (6.1.14)$$

它就是当终端负载为 \tilde{Z}_L 时, 由传输线的输入端向负载看进去的输入阻抗。从(6.1.12)和(6.1.14)式可以看到, 传输线终端反射系数和输入阻抗均与特性阻抗 Z_0 、负载阻抗 \tilde{Z}_L 有关, 而且输入阻抗还与传输线长度有关。下面我们进一步来分析负载阻抗与传输线工作状态的关系。

1. 当 $\tilde{Z}_L = Z_0$, 即阻抗匹配 这时由(6.1.12)式可以看到, 这时终端反射系数为零, 即只有入射波而没有反射波在传输线中传播, 传输线将微波能量不断地从始端输到终端, 并为被负载完全吸收, 此称为纯行波工作状态。此外, 由(6.1.14)式还可看到, 此时输入阻抗就等于特性阻抗 Z_0 , 而与传输线的长度 \mathcal{L} 无关。

2. 当 $\tilde{Z}_L = 0$, 即终端短路 这时由(6.1.12)和(6.1.13)式可得到:

$$\tilde{\rho} = -1,$$

$$\tilde{V}(z) = j2\tilde{V}^+(\mathcal{L})\sin[\beta(\mathcal{L}-z)], \quad \tilde{I}(z) = \frac{2\tilde{V}^+(\mathcal{L})}{Z_0} \cos[\beta(\mathcal{L}-z)]. \quad (6.1.15)$$

由此可见,入射波在终端完全被反射,且反射波电压的极性与入射波的极性相反,电流的极性相同。这时,入射波与反射波的迭加便在传输线上形成驻波,其电压、电流的幅度随位置而变,且终端是电压的波节点、电流的波腹点。此时传输线不能传输能量,只能储存能量。

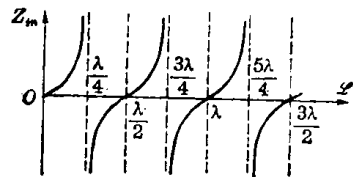


图 6.1.2 短路传输线的输入阻抗随线长的变化

此外,由(6.1.14)式可以求得:

$$Z_{in} = jZ_0 \operatorname{tg} \beta \mathcal{L}, \quad (6.1.16)$$

这表明此时的输入阻抗是纯电抗,且随频率和长度 \mathcal{L} 而变。

当波的频率一定时,其输入阻抗随线的长度按正切函数规律变化,如图 6.1.2 所示。由(6.1.16)式和图 6.1.2 可看到,当

$$n \frac{\lambda}{2} < \mathcal{L} < (2n+1) \frac{\lambda}{4}, \quad n=0, 1, 2, \dots$$

时,输入阻抗相当于感抗,短路传输线等效于一个电感;当

$$\mathcal{L} = n \frac{\lambda}{2}, \quad n=0, 1, 2, \dots$$

时, $Z_{in} = 0$, 短路传输线相当于一个串联的 LC 谐振回路;当

$$(2n+1) \frac{\lambda}{4} < \mathcal{L} < (n+1) \frac{\lambda}{2}, \quad n=0, 1, 2, \dots$$

时,输入阻抗为纯容抗,短路传输线等效于一个电容;当

$$\mathcal{L} = (2n+1) \frac{\lambda}{4}, \quad n=0, 1, 2, \dots$$

时, $Z_{in} = \infty$, 它相当于并联的 LC 谐振回路。

3. 当 $Z_L = \infty$, 即终端开路 同样地,由(6.1.12)和(6.1.13)式可得到

$$\tilde{\rho} = 1,$$

$$\tilde{V}(z) = 2\tilde{V}^+(\mathcal{L})\cos[\beta(\mathcal{L}-z)], \quad \tilde{I}(z) = j \frac{2\tilde{V}^+(\mathcal{L})}{Z_0} \sin[\beta(\mathcal{L}-z)].$$

这时,入射波在终端也被完全反射,它们的迭加也形成驻波,但与短路时不同,这时终端是电压的波腹点、电流的波节点。输入阻抗为

$$Z_{in} = -jZ_0 \operatorname{ctg} \beta \mathcal{L} = jZ_0 \operatorname{tg} \beta \left(\mathcal{L} - \frac{\lambda}{4} \right), \quad (6.1.17)$$

它也是个纯电抗,且随频率和线长而变化。和短路线相类似,当频率一定时,其电抗随长度而变,或相当于电感,或相当于电容,或具有谐振(串联或并联)特性,只是在空间位置上移动了 $\frac{\lambda}{4}$ 距离。不过要注意到,在微波波段,即使终端开路,电磁波也会向空间传播,并不能真正达到 $\rho = 1$ 。

4. 终端接任意的复阻抗负载 这时入射波在终端将产生部分反射,即 $|\tilde{\rho}| < 1$ 。由于反射波的幅度要小于入射波,因此入射波中只有一部分与反射波形成驻波,其余仍为行波,故呈行驻波工作状态。我们常常采用驻波比 S 这样一个物理量来描述传输线的这种工

作状态,它的定义为

$$S = \frac{|\tilde{V}|_{\max}}{|\tilde{V}|_{\min}} = \frac{|\tilde{V}^+| + |\tilde{V}^-|}{|\tilde{V}^+| - |\tilde{V}^-|} = \frac{1 + |\tilde{\rho}|}{1 - |\tilde{\rho}|}, \quad (6.1.18)$$

或者

$$|\rho| = \frac{S-1}{S+1}. \quad (6.1.19)$$

可以证明,当负载阻抗为大于特性阻抗的纯电阻时,即当 $\tilde{Z}_L = R_L > R_0$ 时,终端为电压的波腹点、电流的波节点;当 $\tilde{Z}_L = R_L < R_0$ 时,终端为电压的波节点、电流的波腹点;当 \tilde{Z}_L 不是纯电阻时,终端既不是波腹点,也不是波节点。这时传输线的输入阻抗仍由 (6.1.14) 式表示,由此式我们可以看到,当

$$\mathcal{L} = (2n+1)\frac{\lambda}{4}, \quad n=0, 1, 2, 3, \dots$$

时,传输线(常称为 $\frac{\lambda}{4}$ 传输线)的输入阻抗就变为

$$\tilde{Z}_{in} = Z_0 \frac{\tilde{Z}_L + jZ_0 \operatorname{tg} (2n+1) \frac{\pi}{2}}{Z_0 + j\tilde{Z}_L \operatorname{tg} (2n+1) \frac{\pi}{2}} = \frac{Z_0^2}{\tilde{Z}_L} = \left(\frac{Z_0}{\tilde{Z}_L}\right)^2 \tilde{Z}_L, \quad (6.1.20)$$

这表明 $\frac{\lambda}{4}$ 传输线可起阻抗变换器的作用。若 $\frac{\lambda}{4}$ 线端接一个大电阻 $R_L > Z_0$, 则其输入阻抗就变为一个小电阻 $R_{in} < Z_0$; 反之,若 $\frac{\lambda}{4}$ 线端接一小电阻 $R_L < Z_0$, 则其输入阻抗就变为一大电阻 $R_{in} > Z_0$; 此外,当 \tilde{Z}_L 为纯电抗时,这时 \tilde{Z}_{in} 与 \tilde{Z}_L 的符号相反,即 $\frac{\lambda}{4}$ 线可将端接的电容负载变为电感,而将端接的电感负载变为电容。利用 $\frac{\lambda}{4}$ 线的这种特性,可以进行阻抗变换,使两个阻抗不等的器件的阻抗得到匹配,因而它在微波电路中得到了广泛的应用。

§ 6.1.2 波导

上面所讨论的 *TEM* 波传输线(包括同轴线和双导线等)只能用于传输波长大于 10 cm 的微波;当波长小于 10 cm 时,它在传输线中的传输损耗急剧增大。因而,同轴线和双导线等 *TEM* 波传输线只能用于传输长波长的微波,短波长微波必须用波导来传输。所谓波导就是由银、铜、铝等良导体做成的空心管,按截面形状来分,有矩形波导、圆形波导、脊形波导、

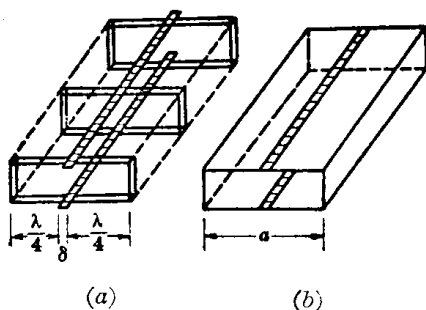


图 6.1.3 波导的形成

椭圆波导等,但常用的是矩形波导和圆形波导。空心波导管为什么能够传输微波能量呢?这可以根据传输线理论来定性加以说明。如图 6.1.3a 所示,电磁波可沿线宽为 δ 的双导线(其间距为 b) 传输。如果在其上并联 $\frac{\lambda}{4}$ 短路线,由于 $\frac{\lambda}{4}$ 短路线的输入阻抗为无穷大,所以它对电磁波在双导线中的传输没有影响。因而,我们可以在双导线两侧并联无限多个 $\frac{\lambda}{4}$ 短路线,同样地,它们对

微波的传输没有任何影响,这样便形成矩形波导,如图 6.1.3b 所示。设波导宽边长为 a , 则 $a = \delta + \frac{\lambda}{2}$, 这表明波导的宽边 a 总是大于半波长,即 $a \geq \frac{\lambda}{2}$; 反之,如果波导宽边尺寸 a 给定,则为了使电磁波能够在波导中传输,波长必须满足

$$\lambda \leq 2a = \lambda_c,$$

式中 $\lambda_c = 2a$ 是矩形波导的截止波长。从上述讨论及传输线理论得出：波导是可以传输微波能量的；波导的传输与波长有关，且具有截止波长 λ_c ，只有 $\lambda < \lambda_c$ 的电磁波才能在波导中传输。由此可见，所传输的波长越长，要求波导的尺寸也越大，因而波导适于传输厘米波段以下的短波微波。微波在波导横截面内呈驻波分布而沿轴向传播。下面我们作进一步讨论。

我们知道，电磁波在自由空间中是横波，波的电、磁场与波矢的方向相垂直，即所谓 TEM 波。电磁波在同轴线、双导线中传输也是 TEM 波。由于波导是个空心的金属管，所以电磁波在其中传播时，必然要受到管壁的限制和影响。因此，在波导中传播的电磁波，一方面必须遵循交变电磁场的基本规律——麦克斯韦方程组，另一方面又必须满足波导内表面（理想导体表面）的边界条件，即在理想导体表面不存在切向电场和法向磁场，而在表面附近，法向电场和切向磁场是连续的。因此，只有同时满足上述条件的电磁波才能在波导中存在并传播。因而事实上，在一定的波导中，只有少数的几种模式才能在其中传播。可以证明，在波导中传输的电磁波可分为两大类：一类波的磁场 H 有沿 z 方向（波前进方向）的分量，而电场则完全垂直于 z 方向，这类电磁波称为磁波或横向电波（ H 波或 TE 波）；另一类波的电场 E 有沿 z 方向的分量，而 H 则完全垂直于 z 方向，此类波称为电波或横向磁波（ E 波或 TM 波）。

现在我们以矩形波导为例，说明波导传输的一些特性。这里，我们从麦克斯韦方程组出发，解满足一定边界条件的场的波动方程，求出波导中电、磁场的分布形式，进而得出波导的传输特性。我们仍取波的前进方向为 z 轴，波导横截面的长、短边分别为 x 、 y 轴，如图 6.1.4 所示；若我们假定波导无限长，且横截面形状大小不变，则角频率为 ω 的入射波在其中传播时，它应满足麦克斯韦方程组：

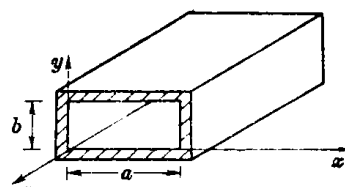


图 6.1.4 矩形波导

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -j\omega\mu\mathbf{H}, \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0, \\ \nabla \times \mathbf{H} &= j\omega\epsilon\mathbf{E}, \\ \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0. \end{aligned} \right\}$$

此方程组可进一步简化为 E 、 H 的波动方程

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0, \quad \nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0; \quad (6.1.21)$$

其中

$$k^2 = \omega^2 \mu \epsilon_0.$$

用分离变量法可求解(6.1.21)式的波动方程，其通解为

$$\left. \begin{aligned} E_z &= E_0 \cos(k_x x + \psi_x) \cos(k_y y + \psi_y) \exp[j\omega t - \tilde{\gamma} z], \\ H_z &= H_0 \cos(k_x x + \psi_x) \cos(k_y y + \psi_y) \exp[j\omega t - \tilde{\gamma} z], \\ E_x &= -\frac{1}{k_c^2} \left[\tilde{\gamma} \frac{\partial E_z}{\partial x} + j\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial y} \right], \\ E_y &= \frac{1}{k_c^2} \left[-\tilde{\gamma} \frac{\partial E_z}{\partial y} + j\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial x} \right], \\ H_x &= \frac{1}{k_c^2} \left[j\omega\epsilon \frac{\partial E_z}{\partial y} - \tilde{\gamma} \frac{\partial H_z}{\partial x} \right], \\ H_y &= -\frac{1}{k_c^2} \left[j\omega\epsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} + \tilde{\gamma} \frac{\partial H_z}{\partial y} \right], \end{aligned} \right\} \quad (6.1.22a)$$

其中
$$k_c^2 = k^2 + \tilde{\gamma}^2 = \omega^2 \epsilon \mu + \tilde{\gamma}^2, \quad (6.1.22b)$$

而 E_0 、 H_0 、 k_y 、 ψ_x 、 ψ_y 均为待定常数； $\tilde{\gamma}$ 仍是传输常数。由此可以看到，为保证电磁波能在波导中无损耗地传输，必须保证 $\tilde{\gamma}$ 为纯虚数 ($\tilde{\gamma} = j\beta$)，即要求

$$\tilde{\gamma}^2 = k_c^2 - k^2 < 0. \quad (6.1.23)$$

当 $\tilde{\gamma}^2 > 0$ 时， $\tilde{\gamma} = \alpha$ ，波不能传输，故由此可求得波在波导中传输的临界频率或截止频率为：

$$f_c = \frac{k_c}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}}; \quad (6.1.24)$$

相应的截止波长为：

$$\lambda_c = \frac{v}{f_c} = \frac{2\pi}{k_c}. \quad (6.1.25)$$

上述的待定常数，由波导的内表面的边界条件确定。若假定波导壁为理想导体，则相应的边界条件是：在波导内表面电场的切向分量等于零，磁场的切向分量连续，即

$$\text{在 } x=0 \text{ 和 } x=a \text{ 处,} \quad E_y=0, \quad E_z=0, \quad \frac{\partial H_x}{\partial x}=0;$$

$$\text{在 } y=0 \text{ 和 } y=b \text{ 处,} \quad E_x=0, \quad E_z=0, \quad \frac{\partial H_y}{\partial y}=0.$$

将上述边界条件代入 (6.1.22) 式，最后就可求得在波导中传输的微波场分布。对于传输型 TE 波 ($\tilde{\gamma} = j\beta$)，其场分布为

$$\left. \begin{aligned} H_x &= j \frac{\beta}{k_c^2} \left(\frac{m\pi}{a} \right) H_0 \sin \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \cos \left(\frac{n\pi}{b} y \right) \exp[j(\omega t - \beta z)], \\ H_y &= j \frac{\beta}{k_c^2} \left(\frac{n\pi}{b} \right) H_0 \cos \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \sin \left(\frac{n\pi}{b} y \right) \exp[j(\omega t - \beta z)], \\ H_z &= H_0 \cos \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \cos \left(\frac{n\pi}{b} y \right) \exp[j(\omega t - \beta z)]; \\ E_x &= j \frac{\omega\mu}{k_c^2} \frac{n\pi}{b} H_0 \cos \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \sin \left(\frac{n\pi}{b} y \right) \exp[j(\omega t - \beta z)], \\ E_y &= -j \frac{\omega\mu}{k_c^2} \frac{m\pi}{a} H_0 \sin \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \cos \left(\frac{n\pi}{b} y \right) \exp[j(\omega t - \beta z)], \\ E_z &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (6.1.26)$$

式中

$$k_c^2 = \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2. \quad (6.1.27)$$

由此可见，矩形波导中的 TE 波型有无穷多个，以 TE_{mn} 或 H_{mn} 表示，其中最简单的横电波是 TE_{10} 模 (TE_{00} 模不存在)。同样地，对于传输型 TM 波，场分布为：

$$\left. \begin{aligned} E_x &= -j \frac{\beta}{k_c^2} \left(\frac{m\pi}{a} \right) E_0 \cos \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \sin \left(\frac{n\pi}{b} y \right) \exp[j(\omega t - \beta z)], \\ E_y &= -j \frac{\beta}{k_c^2} \left(\frac{n\pi}{b} \right) E_0 \sin \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \cos \left(\frac{n\pi}{b} y \right) \exp[j(\omega t - \beta z)], \\ E_z &= E_0 \sin \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \sin \left(\frac{n\pi}{b} y \right) \exp[j(\omega t - \beta z)]; \\ H_x &= j \frac{\omega\epsilon}{k_c^2} \left(\frac{n\pi}{b} \right) E_0 \sin \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \cos \left(\frac{n\pi}{b} y \right) \exp[j(\omega t - \beta z)], \\ H_y &= -j \frac{\omega\epsilon}{k_c^2} \left(\frac{m\pi}{a} \right) E_0 \cos \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \sin \left(\frac{n\pi}{b} y \right) \exp[j(\omega t - \beta z)], \\ H_z &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (6.1.28)$$

式中

$$k_c^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad (6.1.27)$$

矩形波导中 TM 波型也有无穷多个, 以 TM_{mn} 或 E_{mn} 表示。但在矩形波导中不存在 TM_{00} 、 TM_{m0} 和 TM_{0n} 模, 故 TM_{11} 模是其最简单的横磁波。

由上述分析可知, 矩形波导有如下的传播特性:

1. 截止波长 对于尺寸一定的矩形波导, 存在一个截止波长 λ_c (即可在波导中传输的最长波长), 将(6.1.27)式代入(6.1.25)式, 可求得截止波长 λ_c 为

$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \quad (6.1.25')$$

其相应的截止频率为

$$f_c = \frac{1}{2\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} \quad (6.1.24')$$

由此可以看到, 当 a 、 b 一定时, 模数(m 和 n) 相同的 TE 和 TM 波的截止波长都相同。这种不同波型具有相同截止波长的现象, 称为波导的“简并”现象。波导中具有最长的截止波长(或最低的截止频率)的波型称为最低型波。由(6.1.25')式可知, TE_{10} 模是矩形波导中的最低型波, 也称为矩形波导中的主模。

2. 色散特性 由(6.1.22b)、(6.1.27)和(6.1.24')式, 可求得在矩形波导中波的相移常数为:

$$\beta = \omega\sqrt{\mu\epsilon} \sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2} \quad (6.1.29)$$

式中 $c = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}$ 是波在相应的无限大介质中的速度; λ 为相应的波长; 如果介质为空气, 则 $c = c_0$, $\lambda = \lambda_0$ (c_0 、 λ_0 分别为真空中的光速和自由空间波长)。由此可求得波导中波的相速度为

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (6.1.30)$$

而波导中波的群速度为:

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = c \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2} \quad (6.1.31)$$

由(6.1.30)和(6.1.31)式可进一步得到

$$v_p \cdot v_g = c^2 \quad (6.1.32)$$

这个关系式对各种形状的波导和各种波型普遍适用。由(6.1.30)和(6.1.31)式可见, 波导中波的相速度和群速度都是频率(或波长)的函数, 因而波导传输电磁波具有色散特性, 故称其为色散型传输线。

3. 波导波长 波导中两相邻的同相位点之间的距离, 称为该波型的波长, 也称为波导波长。由(6.1.30)式可求得波导波长为:

$$\lambda_g = \frac{v_p}{f} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (6.1.33)$$

由此再次可以看到,波导中波的传输条件是 $\lambda < \lambda_c$ (或 $f > f_c$)。

4. 矩形波导的波阻抗 波导中某一波型的横向电场和横向磁场绝对值之比,称为该波型的波阻抗。对于矩形波导,它是:

$$Z_w = \frac{|E_x|}{|H_y|} = \frac{|E_y|}{|H_x|}。$$

由(6.1.22a)式可求得:对于磁波,其波阻抗为

$$Z_{HW} = \frac{\omega\mu}{\beta} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{\lambda_g}{\lambda}; \quad (6.1.34a)$$

而电波的波阻抗为

$$Z_{EW} = \frac{\beta}{\omega\epsilon} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{\lambda}{\lambda_g}。 \quad (6.1.34b)$$

当波导中的介质为空气时,它们相应地变为:

$$Z_{HW} = Z_{w0} \frac{\lambda_g}{\lambda_0}, \quad (6.1.34a')$$

$$Z_{EW} = Z_{w0} \frac{\lambda_0}{\lambda_g}; \quad (6.1.34b')$$

其中

$$Z_{w0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi = 376.7\Omega \quad (6.1.35)$$

为自由空间的波阻抗。由此可见, Z_w 与坐标无关,即均匀截面波导的波阻抗处处都相同。

至于圆形波导,也具有与矩形波导相类似的性质,它也可以传输无穷多个 H_{mn} 和 E_{mn} 型波。不过,在这里,下标 m, n 的意义与矩形波导有些不同,这里的 m 是表示场沿圆周分布的整驻波数;而 n 是表示场沿半径方向分布的半驻波数,或是说沿半径方向场的最大值的个数。各种波型在圆波导中传输时,也存在一截止波长,表 6.1.1 列出了各种波型在圆型波导中的截止波长,表中 d 为圆波导截面的内径。由表可以看到 H_{11}^0 模是圆波导中的主模;且当圆波导的内径 d 给定,而工作波长 λ 在 $1.32 \sim 1.705d$ 范围内时,波导中只能传输 H_{11} 模。圆波导中波型的简并有两种,一种是所谓“偏振简并”现象,即对应于同一 m, n 值,有着两种场分布型式,所不同的只是偏振面相互旋转了 90° ;圆波导中除了 H_{0n} 和 E_{0n} 模以外的其它模都存在极化简并;另一种是 H_{0n} 和 E_{1n} 之间的简并,它们的截止波长相等。偏振简并的存在,表明在圆波导中传输这些模时,当圆波导存在一定的机械公差时,偏振面容易

表 6.1.1 圆型波导的截止波长

H(TE) 波		E(TH) 波	
波型	截止波长 λ_c	波型	截止波长 λ_c
H_{01}	$0.82d$	E_{01}	$1.31d$
H_{02}	$0.45d$	E_{02}	$0.57d$
H_{03}	$0.31d$	E_{03}	$0.36d$
H_{11}	$1.705d$	E_{11}	$0.82d$
H_{12}	$0.59d$	E_{12}	$0.45d$
H_{13}	$0.37d$	E_{13}	$0.31d$
H_{21}	$1.03d$	E_{21}	$0.61d$
H_{22}	$0.47d$	E_{22}	$0.375d$

发生旋转，这对微波传输是不利的。正是由于这个原因， H_{11} 模（它存在偏振简并）虽然是圆波导的主模，在一般情况下都不采用它来传输能量。

在前面的分析中，我们没有考虑波导的损耗及由损耗而引起波的衰减。实际上，电磁波在波导中传输时，由于波导内表面有切向磁场，它在内表面产生传导电流；而且由于金属壁表面存在电阻，电流在其上将产生热损耗，从而使电磁波的能量随着传输距离的增加而减小。通过计算可以求得矩形波导 TE_{m0} 波的衰减系数 α 为：

$$\alpha = \frac{R_s}{bZ_{w0}\sqrt{1-(f_c/f)^2}} \left[1 + \frac{2b}{a} \left(\frac{f_c}{f} \right)^2 \right]; \quad (6.1.36a)$$

圆波导 TE_{mn} 模的衰减系数 α 为：

$$\alpha = \frac{2R_s}{dZ_{w0}\sqrt{1-(f_c/f)^2}} \left[\left(\frac{f_c}{f} \right)^2 + \frac{m^2}{\mu_{mn}^2 - m^2} \right], \quad (6.1.36b)$$

其中

$$R_s = \sqrt{\frac{\pi f \mu}{\sigma}} \quad (\Omega \cdot m^{-2})$$

为波导内表面的表面电阻； μ_{mn} 是 m 阶贝塞尔函数导数的第 n 个根。由此可知，为减少微波在波导中的损耗，要求：(1) 必须选择电导率高的金属做波导内表面，所以一般选用紫铜做波导材料。(2) 波导内表面的加工要有足够的表面光洁度，通常要求光洁度在 $\nabla 7$ 以上。(3) 内表面要保持清洁，以避免其电导率下降；为了防腐蚀，常在波导镀层上涂上特殊的抗腐高频漆。(4) 选择适当的传输波型，使其耗损最小。这里要特别指出，一般矩形波导和圆波导的各种波型的衰减系数 α 都随频率的增大而迅速地增大，而圆波导的 TE_{01} 模却具有一个非常突出的特点：它的场分布使得波导壁上无纵向电流存在，管壁电流又沿圆周方向流动，并且当传输的功率一定时，随着频率的升高，管壁的热损耗将单调下降（如图 6.1.5 所示），这使得它特别适用于毫米波的远距离传输。因而 H_{01} （即 TE_{01} ）模圆波导是目前毫米波波导传输的最有效的结构形式。在毫米波段，标准圆波导的 TE_{01} 模的理论衰减约为矩形波导衰减的 $1/4 \sim 1/8$ 。不过， TE_{01} 模不是圆波导的主模，在使用时要设法抑制其它模。此外，还应当选择合适的波导尺寸；从减小损耗考虑，波导的尺寸 a, b, d 应选大些；但另一方面所选的波导尺寸必须保证在工作频率范围内只有单模传输。例如，对于矩形波导，均采用主模 TE_{01} 模工作，为保证其单模传输，要求：

$$\frac{\lambda}{2} < a < \lambda, \quad 0 < b < \frac{\lambda}{2}。$$

综合上述各要求，一般选择：

$$a = 0.7\lambda, \quad b = (0.4 \sim 0.5)a。$$

一般波导尺寸已标准化，不需另行设计，只需视情况选用就行了。表 6.1.2 列出了一部分我国标准矩形波导的主要参数。

从上述讨论可以看出，采用主模（ H_{10} 模）传输的标准矩形波导，随着波长的减小，其尺寸越来越小，从而使其传输损耗越来越大。例如，设计用于传输频带为 $114 \sim 173$ GHz 的标准矩形铜波导（ $1.651 \text{ mm} \times 0.826 \text{ mm}$ ），按 (6.1.36a) 式计算，其中心频率的衰减系数为

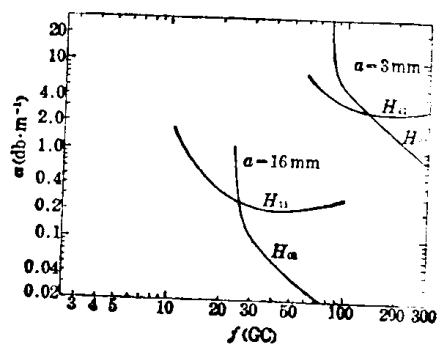


图 6.1.5 圆波导高频端的衰减系数

5.25 db/m, 由此可见, 当利用它长距离传输频率为 140 GHz 的微波时, 其损失是相当可观的。因此, 当波长小于 1cm 时, 标准矩形波导就不再适于用做长距离传输线。在这种情况下, 为降低损耗, 可采用大尺寸的矩形波导(称为过模波导), 它具有低损耗、功率容量大、成本低的优点。表 6.1.3 作为一个例子, 给出了标准矩形波导的损耗和过模波导损耗的比较, 由表可看出, 过模波导的损耗比标准波导低得多。通常在过模波导传输系统中, 在发射喇叭天线和接收天线附近的波导仍用标准波导, 标准波导和过模波导之间用棱锥形的过渡段(它可用电铸成形的方法制成)连接, 在过渡段可能会由于模式的共振效应而激起强的不需要的波模, 而造成大的传输损耗, 不过这种模式效应可以很容易地用简单的滤波器滤除, 从而使其损耗仍很小。不过过模波导是在多模条件下工作, 波导的任何缺陷都会强烈地产生高次模, 因此对过模波导的制造和连接精度要求很高。此外, 采用过模波导传输会使波在其内的传播近似于在自由空间的传播, 即为“准光学”传播, 因而过模波导电路中的一些部件常常采用准光学的方法设计, 即构成了准光学部件, 我们将在另一节中介绍这类准光学部件。

表 6.1.2 我国标准矩形波导规格

型 号	主模频率范围 (GHz)	截 止 频 率 (MHz)	结 构 尺 寸 (mm)			衰 减 (db/m)		击 穿 功 率 (空气击穿场强 为 30kV/cm)
			宽 度 a	高 度 b	壁 厚 t	理 论 值	最 大 值	
BJ-32	2.60~3.95	2077.9	72.14	34.04	2	0.0189	0.025	10.92MW
40	3.22~4.90	2576.9	58.20	29.10	1.5	0.0249	0.032	7.533
48	3.94~5.99	3152.4	47.55	22.15	1.5	0.0355	0.046	4.685
56	4.64~7.05	3711.2	40.40	20.20	1.5	0.0431	0.056	3.630
70	5.38~8.17	4301.2	34.85	15.80	1.5	0.0576	0.075	2.449
84	6.57~9.99	5259.7	28.50	12.60	1.5	0.0794	0.103	1.597
100	8.20~12.5	6557.1	22.86	10.16	1	0.110	0.143	1.033
120	9.84~15.0	7868.6	19.05	9.52	1	0.133		806.7kW
140	11.9~18.0	9487.7	15.80	7.90	1	0.176		555.2
180	14.5~22.0	11571	12.96	6.48	1	0.238		373.6
220	17.6~26.7	14051	10.67	4.32	1	0.370		205.0
260	21.7~33.0	17357	8.64	4.32	1	0.435		168.0
320	26.4~40.0	21077	7.112	3.556	1	0.583		112.5
400	32.9~50.1	26344	5.690	2.845	1	0.815		72.00
500	39.2~59.6	31392	4.775	2.388	1	1.060		50.72
620	49.8~75.8	39977	3.759	1.880	1	1.52		31.43
740	60.5~91.9	48369	3.099	1.549	1	2.03		21.35
900	73.8~112	59014	2.540	1.270	1	2.74		14.35
1200	92.2~140	73768	2.032	1.016	1	3.82		9.183

表 6.1.3 标准和过模波导损耗比较

频 率 (GHz)	银 标 准 波 导 损 耗 (db/10m)	铜过模波导(50.8×25.4mm ²)损耗(db/10m)	
		计 算 值	测 量 值
70	13.5	0.92	1.31
140	32.5	1.31	1.97

和 TEM 波传输线相类似, 在波导中传输的微波, 当遇到波导横截面不连续或遇到障碍物时, 也会发生波的反射现象。因而, 在这里也必须研究波导中的行波、反射和驻波现象, 以