电 磁 场 工 程

林 为 干 著

人 民 邮 电 出 版 社

内 容 简 介

本书讨论电磁场理论在工程中的实际应用。主要内容有：无色散的传输线问题，特别是特种截面的同轴线问题；色散波的波型理论，重点是在填充不均匀介质的波导的传输问题；讨论椭圆波导理论及其工程应用；研究了球面波及弯波导问题，以解决工程中波导弯曲的问题。由此而引入了诸如：微扰法，求矩法及马丢函数的应用。

本书适于有关专业的工程技术人员使用，也可供科研人员，大专院校教师及高年级学生使用。

电 磁 场 工 程

林为干 著

人民邮电出版社出版
北京东长安街27号
河北省邮电印刷厂印刷
新华书店北京发行所发行
各地新华书店经售

开本：787×1092 1/32 1982年2月 第 一 版
印张：15 8/32 页数：244 1982年2月河北第一次印刷
字数： 350 千字 印数：1—5.100 册

统一书号：15045·总2490—无6142

定价：1.65 元

序

本书是根据作者1975年以来在工厂，研究所的一些讨论班上所用的讲稿、讲义，并结合一些科研工作整理而成的。原意是要和参加的同志一起探讨相互提高，解决问题，研究进行分析计算的方法以及如何利用文献资料。希望本书的出版也能够达到这个目的，或部分地达到这个目的。

本书共分四章，第一章主要是讨论无色散的传输线问题，特别是特种截面的同轴线问题。第二章讨论色散波的波型理论，讨论了微扰法的应用；重点是在填充不均匀介质的波导的传输问题。第三章讨论椭圆波导理论，由于椭圆波导已在卫星通讯地面站等大型设备中广泛应用，故有必要进行深入研究，从而也研究了马丢函数的应用。第四章讨论球面波及弯波导问题，引入求矩法的应用。

作者所在单位领导对本书的出版给予了很大的支持和鼓励，章日荣同志对全书进行校阅，改正了不少错误，作者在此一并表示感谢。限于作者的水平，本书的缺点，错误是难免的，希望读者不吝指正。

作者

一九八〇年三月

目　录

第一章　传输线式波型（波型理论）

在微波工程技术应用中，我们总是希望使用传输线式的波型，因为这个波型的场分量最简单，只有相对于传播方向的横分量，没有沿传播方向的纵分量（故又叫做横电磁波型，记作TEM波型），从而激发及接收较易于实现。这个波型属于平面波型，其相波长（又叫做波导波长）与工作波长相等，因此实现半波长或四分之一波长线的实际线尺寸最短，这样利用传输线式波型构成的元件及器件具有尺寸小重量轻的优点。

要维持传输线式波型的传播，需要有一个双导体的传输系统，对比空心波导的单导体系统，双导体系统既然有两个导体，故导体中的损耗要在两个导体中出现，因而在高频传输时，传输线的传输效率不如空波导的传输效率高。如果这个双导体系统是不平衡的，例如同轴线及微带系统，则电场分布导致局部地方出现高电场强度，在这些地方，电击穿现象容易发生，因此这种双导体传播的功率就不如空心波导的大。

以下我们先从麦克斯韦方程开始，引入导波的概念，然后引入传输线式波型，进而建立传输线的外部特性即沿线的电压及电流分布特性，再逐步深入到这个传输线式波型的场结构，以便了解这个波型的特点，及处理这个波型的一些典型计算方法。

现取正交右手曲面坐标u_1、u_2、u_3，我们来研究这个坐标系中的电磁场诸分量间的关系，在这个坐标系中，线性关系可表成下式：

$$ds^2=h_1^2du_1^2+h_2^2du_2^2+h_3^2du_3^2$$

其中ds为曲线的元长度，h_1、h_2及h_3是对应u_1、u_2及u_3坐标的线性系数。在这个坐标系中，麦克斯韦方程具有如下的表示式

$$\nabla\times\vec{E}=\frac{1}{h_1h_2h_3}\begin{vmatrix} h_1\vec{i}_1 & h_2\vec{i}_2 & h_3\vec{i}_3 \\ \dfrac{\partial}{\partial u_1} & \dfrac{\partial}{\partial u_2} & \dfrac{\partial}{\partial u_3} \\ h_1E_1 & h_2E_2 & h_3E_3 \end{vmatrix}$$

$$=-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \tag{1a}$$

$$\nabla\times\vec{H}=\frac{1}{h_1h_2h_3}\begin{vmatrix} h_1\vec{i}_1 & h_2\vec{i}_2 & h_3\vec{i}_3 \\ \dfrac{\partial}{\partial u_1} & \dfrac{\partial}{\partial u_2} & \dfrac{\partial}{\partial u_3} \\ h_1H_1 & h_2H_2 & h_3H_3 \end{vmatrix}$$

$$=-\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \tag{1b}$$

$$\vec{B}=\mu\vec{H} \qquad \vec{D}=\epsilon\vec{E}$$

$$\nabla\cdot\vec{D}=\frac{1}{h_1h_2h_3}\left[\frac{\partial}{\partial u_1}(h_2h_3D_1)+\frac{\partial}{\partial u_2}(h_3h_1D_2)\right.$$

$$\left.+\frac{\partial}{\partial u_3}(h_1h_2D_3)\right]$$

$$=\rho \tag{1c}$$

$$\nabla\cdot\vec{B}=\frac{1}{h_1h_2h_3}\left[\frac{\partial}{\partial u_1}(h_2h_3B_1)+\frac{\partial}{\partial u_2}(h_3h_1B_2)\right.$$

$$\left.+\frac{\partial}{\partial u_3}(h_1h_2B_3)\right]$$

$$=0 \tag{1d}$$

其中 t 是时间，$\vec{i}_1$、$\vec{i}_2$及$\vec{i}_3$分别是沿u_1、u_2及u_3坐标增加的方向取向的单位向量；E_1、E_2、E_3是向量$\vec{E}$在空间任一点上在$\vec{i}_1$、$\vec{i}_2$及$\vec{i}_3$的投影，亦即$\vec{E}$沿三个坐标u_1、u_2及u_3的分量。$\vec{E}$是电场强度，单位为伏/米。$\vec{B}$为磁通密度向量，单位为韦伯/米^2。$\vec{H}$为磁场强度向量，单位为安/米；$\vec{D}$为电位移向量，单位为库伦/米^2。μ是导磁系数，ϵ为介电常数，在真空中$\mu=\mu_0$，$\epsilon=\epsilon_0$，

$$\mu_0=4\pi\times10^{-7}\text{亨/米}\qquad \mu_0\epsilon_0=1/c^2$$

$$c=2.997925\times10^8\approx3\times10^8\text{米/秒}$$

$$\epsilon_0\approx\frac{1}{36\pi}\times10^{-9}\text{法/米}=8.85\times10^{-12}\text{法/米}$$

在工程应用中亦有人用电磁单位，其中磁场强度单位为奥斯特（等于$10^3/4\pi$安/米），磁通用麦克斯韦（等于10^{-8}韦伯），磁通密度用高斯（等于10^{-4}韦伯/米^2）。

取（$1a$—$1d$）式，设时间变化为谐和变化，即设$e^{j\omega t}$的时间变化，其中$\omega=2\pi f$为工作角频率，$j=\sqrt{-1}$，再取$e^{-\gamma u_3}$的变化，且令

$$h_3=1,\quad \frac{\partial}{\partial u_3}=-\gamma \tag{1e}$$

γ叫做传播常数，不妨取

$$u_3=z$$

其中 z 是直角坐标 x、y、z 中的 z 坐标，这样的u_1、u_2、z正交右手曲面坐标叫做柱面坐标，在这样的坐标中，电磁场向量变为

$$\vec{E}(u_1,\ u_2,\ z,\ t)=\vec{E}(u_1,\ u_2)e^{j\omega t-\gamma z}$$
$$\vec{H}(u_1,\ u_2,\ z,\ t)=\vec{H}(u_1,\ u_2)e^{j\omega t-\gamma z}$$

故麦克斯韦方程变为：（$\frac{\partial}{\partial u_3}$的微分运算降格为与$-\gamma$的乘法运算）

$$-j\omega\mu\vec{H}=\frac{1}{h_1h_2}\begin{vmatrix} h_1\vec{i}_1 & h_2\vec{i}_2 & \vec{i}_z \\ \frac{\partial}{\partial u_1} & \frac{\partial}{\partial u_2} & -\gamma \\ h_1E_1 & h_2E_2 & E_z \end{vmatrix}$$

$$j\omega\epsilon\vec{E}=\frac{1}{h_1h_2}\begin{vmatrix} h_1\vec{i}_1 & h_2\vec{i}_2 & \vec{i}_z \\ \frac{\partial}{\partial u_1} & \frac{\partial}{\partial u_2} & -\gamma \\ h_1H_1 & h_2H_2 & H_z \end{vmatrix}$$

将上面两个行列式写出来并经过整理即得到

$$\left.\begin{aligned} j\omega\epsilon E_1-\gamma H_2&=\frac{\partial}{h_2\partial u_2}H_z \\ -\gamma E_1+j\omega\mu H_2&=\frac{\partial}{h_1\partial u_1}E_z \end{aligned}\right\} \quad (2a)$$

$$\left.\begin{aligned} j\omega\mu H_1+\gamma E_2&=\frac{-\partial}{h_2\partial u_2}E_z \\ \gamma H_1+j\omega\epsilon E_2&=-\frac{\partial}{h_1\partial u_1}H_z \end{aligned}\right\} \quad (2b)$$

$$\left.\begin{aligned} j\omega\epsilon E_z&=\frac{1}{h_1h_2}\left[-\frac{\partial}{\partial u_2}(h_1H_1)+\frac{\partial}{\partial u_1}(h_2H_2)\right] \\ j\omega\mu H_z&=\frac{1}{h_1h_2}\left[\frac{\partial}{\partial u_2}(h_1E_1)-\frac{\partial}{\partial u_1}(h_2E_2)\right] \end{aligned}\right\} \quad (2c)$$

由（2a）即可解出E_1及H_2，而由（2b）即可解出E_2及H_1，整理成下式

$$H_1=-\frac{\gamma}{k_C^2}\left\{\frac{\partial H_z}{h_1\partial u_1}-\frac{j\omega\epsilon}{\gamma}\quad\frac{\partial E_z}{h_2\partial u_2}\right\}$$

$$H_2=-\frac{\gamma}{k_C^2}\left\{\frac{\partial H_z}{h_2\partial u_2}+\frac{j\omega\epsilon}{\gamma}\quad\frac{\partial E_z}{h_1\partial u_1}\right\}$$

$$(2d)$$

$$E_1=-\frac{\gamma}{k_C^2}\left\{\frac{j\omega\mu}{\gamma}\quad\frac{\partial H_z}{h_2\partial u_2}+\frac{\partial E_z}{h_1\partial u_1}\right\}$$

$$E_2=-\frac{\gamma}{k_C^2}\left\{-\frac{j\omega\mu}{\gamma}\quad\frac{\partial H_z}{h_1\partial u_1}+\frac{\partial E_z}{h_2\partial u_2}\right\}$$

其中

$$k_C^2=k^2+\gamma^2 \qquad (2e)$$

$$k=\omega\sqrt{\mu E}=\frac{2\pi}{\lambda}$$

k 正比于工作波长λ的倒数，故叫做波数，而k 是传播常数γ为零时 k 所取的值，所以叫做截止波数。

取（ $2d$ ）式的每两个并以（ $2c$ ）代入，例如取($2c$)的头一式，代入（ $2d$ ）的头两式，计及到

$$\frac{\partial}{\partial u_2}h_1\frac{\partial H_z}{h_1\partial u_1}-\frac{\partial}{\partial u_1}h_2\frac{\partial H_z}{h_2\partial u_2}=0$$

可得到($2f$)的头一式则可得

$$\frac{1}{h_1h_2}\left\{\frac{\partial}{\partial u_1}\quad\frac{h_2}{h_1}\quad\frac{\partial E_z}{\partial u_1}+\frac{\partial}{\partial u_2}\quad\frac{h_1}{h_2}\quad\frac{\partial E_z}{\partial u_2}\right\}+k_C^2E_z=0$$

$$(2f)$$

$$\frac{1}{h_1h_2}\left\{\frac{\partial}{\partial u_1}\quad\frac{h_2}{h_1}\quad\frac{\partial H_z}{\partial u_1}+\frac{\partial}{\partial u_2}\quad\frac{h_1}{h_2}\quad\frac{\partial H_z}{\partial u_2}\right\}+k_C^2H_z=0$$

在被引导的电磁波（即($1c$ ）式成立时的电磁场）的研究和应用中，我们按$E_z=H_z=0$ 及E_z和H_z中有一个不为零将被引导波划分为两大类：属于第一种情形的叫做横电磁波，如

下面即将论证的，这个电磁波又叫做传输线式的波型，它的传播常数与角频率成简单的正比关系即线性关系，故这类电磁波又叫做无色散波。属于第二种情形的，由于沿传播方向（即 z 方向，又叫做纵方向）的场分量不全为零，故这种电磁场叫做有纵分量场，它又按 $E_z=0$ 或 $H_z=0$ 区分为磁波又叫做横电波（TE是其简写，即横电场）及电波又叫做横磁波（TM是其简写，即横磁场）。对TE场$E_z=0$，H_z不为零，对于TM场$H_z=0$，E_z不为零，对于TE及TM场（2d）式的右边都只出现单项。

对于TEM场$E_z=H_z=0$，故在（2d）式中只有当 $k_c\to 0$ 时H_1，H_2，E_1及E_2才不全为零，此时（2e）给出

$$\gamma=\pm jk=\pm j\frac{\omega}{c},\qquad k_C=0$$

故传播常数是工作角频率的线性函数，与 xy 平面上的边界无关。支持这个TEM波型的双导线就是这个边界，这个双导线叫做传输线。

本章将进一步讨论TEM波。

在这里我们可令

$$k_C\to 0,\qquad H_z\to 0,\qquad E_z=0$$

但

$$\frac{E_z}{k_C^2}\longrightarrow\psi$$

不为零，故(2d)式给出

$$H_1=+j\omega\epsilon\frac{\partial\psi}{h_2\partial u_2}$$

$$H_2=-j\omega\epsilon\frac{\partial\psi}{h_1\partial u_1}$$

$$E_1=-\gamma\frac{\partial\psi}{h_1\partial u_1}$$

$$E_2=-\gamma\frac{\partial\psi}{h_2\partial u_2}$$

$$\frac{E_1}{H_2}=-\frac{E_2}{H_1}=\frac{\gamma}{j\omega\epsilon}$$

而由($2f$)式

$$\frac{\partial}{\partial u_1}\frac{h_2}{h_1}\frac{\partial\psi}{\partial u_1}+\frac{\partial}{\partial u_2}\frac{h_1}{h_2}\frac{\partial\psi}{\partial u_2}=0 \qquad (2g)$$

ψ起着一个位函数的作用，在二维正交曲面坐标中，满足($2g$)式的拉普拉斯方程。

如果$h_1=h_2$，则上式变为

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial u_1^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial u_2^2}=0 \qquad (2h)$$

故在二维正交曲面坐标中，如$h_1=h_2$，则拉普拉斯方程在形式上与在直角坐标中的一样。如果

$$\zeta=\xi+j\eta=F(z_1),$$

或

$$z_1=x+jy=f(\zeta)=f(\xi+j\eta)$$

则 $h_1=h_2$ 的关系成立。因为

$$|dz_1|^2=dx^2+dy^2=|f'(\zeta)|^2(d\xi^2+d\eta^2)$$

故

$$h_1^2=h_2^2=|f'(\zeta)|^2 \qquad (2i)$$

在下面第十三节将要用到这些关系式。

一、传输线的工作特性

由初等电工学可知，对于具为分布参数的传输线，沿线的电压和电流的改变量为：

$$\left.\begin{aligned}\Delta V&=-\{(R+j\omega L)\Delta x\}I\\ \Delta I&=-\{(G+j\omega C)\Delta x\}V\end{aligned}\right\}\tag{3a}$$

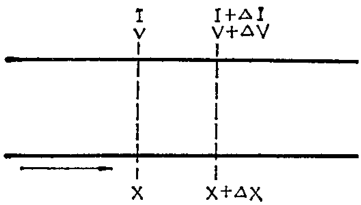

图 1　双导体传输线

式中R、G、L和C分别为传输线的分布电阻，电导，电感和电容，ω为工作角频率，Δx为坐标增量（如图1），I、V分别为x点的电流和电压。把上面两式分别除以I及V，即得到：

$$\frac{\Delta V}{V}=-\{(R+j\omega L)\Delta x\}\frac{I}{V}$$

$$\frac{\Delta I}{I}=-\{(G+j\omega C)\Delta x\}\frac{V}{I}$$

为了实现有效的功率传输，希望传输线上呈行波状态，即随着Δx的增加，I、V有相同的相对增量，即是说要令

$$\frac{\Delta I}{I}=\frac{\Delta V}{V}$$

因此上面两个式子相等，则有

$$\left(\frac{V}{I}\right)^2=\frac{R+j\omega L}{G+j\omega C}$$

而传输线的特性阻抗可取作此时的V/I比，即

$$Z_0=\frac{V}{I}=\sqrt{\frac{R+j\omega L}{G+j\omega C}}=\frac{1}{Y_0}\tag{3b}$$

对于低耗传输线有

$$R\ll\omega L,\qquad G\ll\omega C$$

故

$$Z_0=\frac{1}{Y_0}=\sqrt{\frac{R+j\omega L}{G+j\omega C}}$$

$$=\sqrt{\frac{L}{C}}\left(1+\frac{R}{j\omega L}\right)^{\frac{1}{2}}\left(1+\frac{G}{j\omega C}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

$$\approx\sqrt{\frac{L}{C}} \tag{3c}$$

这时，传输线上电压和电流的改变为

$$\frac{\Delta V}{V}=-(R+j\omega L)Y_0\Delta x$$

$$\frac{\Delta I}{I}=-(G+j\omega C)Z_0\Delta x$$

或

$$\frac{\Delta I}{\Delta x}=-\gamma I$$

$$\frac{\Delta V}{\Delta x}=-\gamma V$$

式中的传播常数

$$\gamma=\sqrt{(R+j\omega L)(G+j\omega C)} \tag{4a}$$

对低耗传输线有

$$\gamma=j\omega\sqrt{LC}\left(1+\frac{R}{j\omega L}\right)^{\frac{1}{2}}\left(1+\frac{G}{j\omega C}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$=j\omega\sqrt{LC}\left(1+\frac{R}{j2\omega L}+\cdots\right)\left(1+\frac{G}{j2\omega C}+\cdots\right)$$

$$\approx j\omega\sqrt{LC}+\frac{R}{2Z_0}+\frac{G}{2Y_0}$$

$$=j\beta+a \tag{4b}$$

式中 $\beta=\omega\sqrt{LC}$ 为相位常数，$a=\frac{R}{2Z_0}+\frac{G}{2Y_0}$ 为衰减常数。这时，传输线上的电压和电流分布为

$$\left.\begin{array}{l}V \propto e^{-\gamma x}\\I \propto e^{-\gamma x}\end{array}\right\} \qquad (5)$$

例如对于两正圆柱同轴线来说，由高斯定理已知单位长传输线上的电容为

$$C=\frac{Q}{V}$$

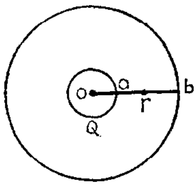

图 2 正圆柱同轴线

其中$Q=2\pi r\times 1\times\epsilon E_r$或$E_r=\frac{Q}{2\pi\epsilon r}$（见图2），$\epsilon$为内外导体间介质的介电常数。

因

$$V=\int_a^b E_r dr=\frac{Q}{2\pi\epsilon}\ln\frac{b}{a}$$

故

$$C=\frac{2\pi\epsilon}{\ln\frac{b}{a}} \qquad (6)$$

又由全电流定律已知单位长传输线上电感L为

$$L=\frac{\phi}{I}$$

其中磁通ϕ为

$$\phi=\int_a^b \mu H_\varphi dr=\int_a^b \mu\frac{I}{2\pi r}dr$$

$$=\frac{\mu I}{2\pi}\ln\frac{b}{a}$$

即

$$L=\frac{\mu}{2\pi}\ln\frac{b}{a} \qquad (7)$$

式中μ为同轴线内外导体间介质的导磁系数。显然，由(3b)式，同轴线的特性阻抗为

$$Z_0=\sqrt{\frac{L}{C}}=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}\ln\frac{b}{a} \qquad (8)$$

必须着重指出，由同轴线这个特例，我们引入下列几组具有普遍意义的公式，它们对于计算微带和某些其它类型的传输线将十分有用。

由(6)和(7)得

$$LC=\mu\epsilon \qquad (9a)$$

$$Q=CV \qquad (9b)$$

由(9)式

$$Q=CV=\frac{\sqrt{LC}}{\sqrt{\frac{L}{C}}}V=\frac{\sqrt{\mu\epsilon}}{Z_0}V$$

$$=\sqrt{\mu\epsilon}\,I,$$

及电磁波传播速度

$$v=\frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}=\frac{1}{\sqrt{LC}} \qquad (9c)$$

得

$$Q=\frac{I}{v} \qquad (10)$$

或

$$Z_0=\frac{1}{vC}=\frac{1}{Y_0} \qquad (11)$$

及

$$Z_0=\sqrt{\frac{L}{C}}=\frac{L}{\sqrt{LC}}=vL=\frac{1}{Y_0} \qquad (12)$$

下面将进一步证明(9)—(12)对多导体柱上平面波(TEM)的普遍适用性。