

TN7
39

高频传输线的物理基础

[法] P. 格里维 著

黄鹤松 汪祥兴 陈庆祥 等译

陈显治 校

上海科学技术出版社

The Physics of Transmission Lines
at High and Very High Frequencies

P. GRIVET

ACADEMIC PRESS

London and New York

(1970)

高频传输线的物理基础

[法] P. 格维里 著

黄鹤松 汪祥兴 陈庆祥 等译

陈显治 校

上海科学技术出版社出版

(上海瑞金二路 430 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 18 字数 431,000

1984 年 7 月第 1 版 1984 年 7 月第 1 次印刷

印数: 1—5,200

统一书号: 15119·2329 定价: 2.75 元

译者序

传输线在现代生活中已是必不可少的了,其应用十分广泛,几乎渗透到日常生活的各个方面。因此,自上世纪以来,与传输线有关的书籍和文献资料已多得不可胜数。但象本书那样把场和路两者如此协调而有效地结合起来加以阐述的论著还很少见,本书在这方面颇具特色。作者以路的理论为出发点,又特别注意到与场论的联系,使之和谐地统一在一起,详细论述了传输线中的行波和驻波、无衰减和有衰减的波等等。这样,一方面使两种理论互相取长补短,收到了左右逢源、既有综合又有推理的效果;另一方面又使物理意义更加清晰明了。从而使本书在实用的基础上兼有理论的深度和严密性。

此外,传输线是传输电磁波的基本手段和工具。正如作者在序言中所指出,由于其历史悠久和重要的社会作用,传输线已被广泛地用作各种各样波动现象的物理模型。自然界中诸如无线电波、光波和声波等等各种波动现象及其传播具有某些共同的内在规律,近年来,在对此作综合研究的基础上已发展起一门新的学科——波科学。而传输电磁波的传输线,其结构十分简单,却可用来完成许多有意义的任务。从输送电磁能量到传输电视、电话或电报信号。人们对电磁现象通过长期的理论研究和科学实验,从这些简单的结构出发,建立了十分严密的理论。重要的是,解决传输线问题所用的理论和方法,例如矩阵法和电路图论等,很容易推广应用于其他波动现象的研究。因此,传输线在波科学中作为一种物理模型是十分有益的。

基于以上两点,本书可以使读者在彻底理解的基础上,建立自己的观点,并发展自己的研究方法。这正是我们翻译本书的主要原因。

本书原是作者格里维教授根据他在法国巴黎和奥尔赛等地几所大学十余年来关于波科学中电路部分的教材扩充编写而成,我们是根据英译本第一卷转译的。本书论述高频传输线;由无限长均匀线所定义的一次参数和二次参数及其计算方法;传输线的电报方程及其解的基本特性;准单色波和信号调制、群速和能量速度;正弦形行波、驻波、无衰减的波和有衰减的波以及脉冲的传输及其测量方法等。书中所举的例子十分广泛,包括低频无畸变传输线、加感线、同轴电缆和延迟线以及作为衰减器件和终端器件的强吸收线等。通过本书可以对传输线的研究打下牢固的理论基础,并为学习微波传输线和谐振腔、微波电路和放大器、多端网络和耦合线等作好准备。

本书内容丰富,分析细腻严格,概念清楚,联系实用,在国内外已有的同类书中确有特色,颇感新意。

参加本书翻译的有汪祥兴(第一、第八章)、秦大甲(第二章)、高学民(第三章)、陈庆祥(第四章)、黄鹤松(第五章)、钦耀坤(第六章)、郑大钊(第七章)等。陈显治副教授对译文作了全面校对。整个翻译和校对工作都是在学部委员毕德显教授的关怀、鼓励和指导下的,谢佑兴同志也给予了很大帮助,在此深切表示谢意。

译者

1983.6

作 者 序

现在传输线在日常生活中已司空见惯,再专门为它们撰写一本教科书似乎有点奇怪。今天它们已被看成是我们必须学会接受的现代生活中必不可少的东西。同时,人们对传输线的好奇心已变得淡漠了。

但是从科学的观点来看,传输线却是一种不寻常的结构,它兼备了似乎是互相矛盾的种种特性。几条导线似乎构成一种简单的结构,可是传输线却可用来完成许多有意义的任务。从输送能量到传输最灵敏的信号。传输线的结构简单,使我们可以建立一种严密的理论,清晰而准确地来描述一些有科学价值的现象和一些应用。因此传输线在教学上的价值是毋庸置疑的,但是,基于两个颇为不同的理由,作为模型,它们也具有更普遍的意义。

在电磁学中,我们可以采用场论和电路理论这两种不同理论中的任何一种。场论由麦克斯韦、赫兹、亥维赛所创立,以麦克斯韦方程组作为出发点;电路理论是将基本电路的概念逐步加以普遍化,通过电路的组合,我们就可以对许多电磁现象的基本特性以及与这些现象有关的器件作出解释。

麦克斯韦方程组是整个电磁理论的基础。但要用它来对传输线、波导和谐振腔中一些极为普通的效应作出详细而又定量的描述,并不总是那么容易的。例如,当电阻损耗太大,不能用微扰理论对它们进行分析时所碰到的困难就是一个简单例子。

从另一方面看,我们注意到电路法的普遍化涉及到归纳法。归纳法的有效性是通过借用一些基本定律加以确立的,而这些基本定律是由麦克斯韦方程组的严密理论推导出来的,或者是由实验得到的。一些好用演绎法的科学家往往有些轻视这些半经验的方法,犹如一些力学专业的学生面对经典的弹性理论时所持的态度一样。其结果是常常把两种方法看成是互相对立的。而另一方面,专家们则认为——作者本人亦有同感——使两者协调而有效地结合起来是可能的。这颇象在数学中几何学的语言有助于人们在冗长而又抽象的论证中进行直观的形象,同时又借助于直观形象来作为推理的辅助手段一样。在我们目前的情况下,尤其希望能做到这种建设性的统一,因为在为电子专业的学生所设置的课程中,首先而且大量地讲授电路理论。如果在学生的心目中继续存在这样的鸿沟,那将是灾难性的,他们可能永远也不会精通已经存在几十年之久(例如在贝尔实验室)的这门学科。

我们在这个序言里强调这一点,是为了使学生树立起信心,因为他们总是对教师之间的不同意见十分敏感。他们应该认识到,要达到两者满意的结合,这不只对于学生,对于教授同样也是困难的,不过还是可能的,并且是会有成效的,正如几家主要的电子学研究所的出版物所表明的那样。

在我看来,对两种可能性的这种选择,再没有比采取教条主义的态度更糟的了。传输线的很大价值之一,在于它们构成了一个比较简单而又有普遍性的实例,其中行波、驻波、纯的和衰减的波全都可用两种方法作出清晰而又相当透彻的分析。这样就可使读者在彻底理解的基础上建立自己对这两种方法的看法,并发展他自己的方法。

我打算在本书中叙述电路法,而同时注意阐明它与场论的联系。由此我希望本书对很好兼顾这两种方法进行备课的讲师会有所助益。

不要忘记, 由于传输线具有长期公认的重要的社会作用, 因此从物理的意义来讲, 它已被广泛地用作为许多传播形式的模型。事实上, 有关传输线所用的专门术语、符号以及解决传输线问题的方法(如电路图和矩阵法)已广泛地用来描述其它形式的一维波(如声波、超声波、光波等)所具有的一些颇为不同的特性。在第一卷讨论行波时, 把出现的有关用语变换成传输线的专门术语并不困难, 因此, 看来毋须为它专设一章。但对于第二卷中所讨论的驻波或者更复杂形式的波、谐振腔及波导等, 将用几个典型的实例说明这个问题。

行波虽然简单, 但却是基本的。本书对其作了尽可能严格的详细分析, 既不搞得过于复杂, 而又力求保持清晰。特别是, 我们对波的概念细致地下了定义, 但也毫不迟疑地说明扩散的反例。由于波的扩散与波的传播所涉及的一些方法, 在物理学家看来, 形式上是类似的, 因此有必要在传输线中把两者的历史联系说清楚。我们还利用了传输线的简单性来深入地研究一些比较重要的概念, 如各种类型的信号、调制、传播速度等。最后, 在有关脉冲的最末一章中, 我们有两个目标: 其一, 是向初学者介绍在电子学(编码传输、电子计算机)和物理学(特别是核物理)中日益广泛采用的脉冲调制方式; 其二, 是便于过渡到第二卷中论述的比较复杂的组合波——脉冲调制, 往往可将这些波简化到用基本方法求解的程度。

本书是我关于“波”的讲稿中有关电路部分的补充稿, 过去十年我一直用这部分讲稿在巴黎和奥尔塞进行讲授。我是根据学生的反应来选取实例和方法的, 他们对本课程的关注对我来说是一个宝贵的鼓舞源泉。……

奥尔塞科学院电子学教授
基础电子学研究所所长
P. 格里维

目 录

译者序

作者序

第一章 高频传输线概论	1
第一节 传输线概念的发展历史	1
1-1-1 十九世纪“传输线”概念的起源	1
1-1-2 “高频”传输线及其简单特性	3
1-1-3 双导体导引的波和自由空间中的波	5
第二节 麦克斯韦理论中理想传输线上的横波	6
1-2-1 传输线上横波的 E 场和 H 场	6
1-2-2 频域内的兼容性关系和波速	8
1-2-3 在频域内相速的恒定性	8
1-2-4 波阻抗	9
1-2-5 横向“准电位”	9
1-2-6 “准”电位 $V(x, y)$ 和全电流	10
1-2-7 关系式 $C\rho_S = I_S$	10
1-2-8 几个简单的例子	12
第三节 趋肤效应	14
1-3-1 半空间, 平面模型; 基本方程和参数	14
1-3-2 半空间, 平面模型; 用平均值作为宏观参数	17
1-3-3 圆截面导线	19
附录 1	
附录 1-1 矢量算子的公式	22
附录 1-2 正交曲线坐标的变换	23
附录 1-3 两组解	24
参考文献	24
第二章 无限长均匀传输线的一次参数	26
第一节 理想传输线在电路中的定义	26
2-1-1 无限长传输线	26
2-1-2 两个电磁参数: L_l 和 C_l	26
2-1-3 传输线参数 C_l 和 L_l 的定义	27
2-1-4 高频: 非理想传输线	32
2-1-5 高频基本方程	40
2-1-6 通用的传输线基本常数的计算	41
第二节 电路术语中损耗的表示式	41
2-2-1 常数 R_l 和 G_l 的关系	41
2-2-2 传输线的电阻 R_l	42
2-2-3 传输线电阻的计算	45
2-2-4 传输线的电导 G_l	47
2-2-5 电路方法的功用	49
2-2-6 线元 dZ 的等效电路	49
附录 2 超低温传输线; 超导传输线	50
附录 2-1 低温	50
附录 2-2 低温下的异常趋肤效应及金属的正常导电	50

【ii】目 录

附录 2-3 超导性	52
参考文献	55
第三章 $C_l(L_l$ 和 $R_l)$ 的计算方法	57
第一节 线源法; 勒谢尔线	57
3-1-1 静电电容 C_l 的计算法(对称情况)	57
3-1-2 L_l 的计算(对称的情况)	59
3-1-3 不对称的情况(半径分别为 a_1 和 a_2 的两圆柱体)	59
3-1-4 直流的极限情况($\omega=0$)	60
3-1-5 邻近效应的进一步说明	63
第二节 涉及复平面的方法(保角变换)	62
3-2-1 基本理论	62
3-2-2 传输线电容 C_l 的计算	65
3-2-3 许瓦尔兹-克利斯托夫变换(多角形变换)	81
第三节 变分法	100
参考文献	101
第四章 传输线微分方程的解	103
第一节 时域和频域	103
4-1-1 频域作为基础的重要性	103
4-1-2 对时域感兴趣的原因	103
4-1-3 高频下带宽受到限制的信号实例	103
4-1-4 时域中的传输线中间参数	105
第二节 传输线的微分方程	105
4-2-1 时域: 变量 $V(z, t)$ 和 $I(z, t)$	105
4-2-2 欧姆定律和电流守恒定律的微分形式	106
4-2-3 频域: 变量 $V(z)$ 和 $I(z)$	107
4-2-4 频域中的传输线方程	107
第三节 电报方程	103
第四节 波传播的一般情况和基本行波	109
4-4-1 “行波”解和通解	109
4-4-2 高频解的分类	111
4-4-3 “四极子”或“四端网络”形式的通解	112
4-4-4 “传输线四极子”的矩阵表述法	114
第五节 行波的基本特性	115
4-5-1 采用实数值的表示式	115
4-5-2 特性阻抗	115
4-5-3 波数	116
4-5-4 匹配的“线元”四极子	117
4-5-5 波的相速	118
第六节 传输线四极子和贝亚尔-波特方程	118
4-6-1 系统函数: 增益和相位	118
4-6-2 “最小相移”型普通无源网络	119
4-6-3 非最小相移型无源网络 and 全通网络	120
4-6-4 传输线四极子	120
4-6-5 幅度和相位的均衡	122
4-6-6 传输线四极子分解为最小相移和全通网络	122
4-6-7 传输线的贝亚尔-波特关系式的特点	127
附录 4 用电路法直接计算特性阻抗	127
附录 4-1 横截面中的视在阻抗	127
附录 4-2 庇亚斯方法; 理想传输线	128

附录 4-3 特性电阻 R_0 和行波模式	129
附录 4-4 驻波情况下的视在阻抗 $Z(l)$	129
附录 4-5 庇亚斯方法的普遍化; 略为不均匀的传输线	130
参考文献	131
第五章 准单色波和已调信号; 群速、能速	132
第一节 已调信号的概念	132
5-1-1 纯正弦波和信号	132
5-1-2 已调信号的定义	132
5-1-3 已调信号的表示法	132
5-1-4 “差拍”信号	134
5-1-5 信号在传输过程中的畸变	135
第二节 群速的理论 ($\beta(\omega) \neq K\omega$; $\alpha \equiv$ 常数)	139
5-2-1 差拍的群速计算	139
5-2-2 介质里群速的“光学”表示式	140
5-2-3 吸收效应	140
5-2-4 任意调制时的群速	141
5-2-5 群延时 τ_g	142
5-2-6 群速概念的应用	143
第三节 吸收的补偿	144
5-3-1 问题的提出	144
5-3-2 科特的理论	145
第四节 能速	146
5-4-1 无限大真空中的平面波	146
5-4-2 传输线里能速的定义	147
5-4-3 没有吸收的色散线; 能速 = 群速	148
5-4-4 能速; 色散和吸收传输线	149
5-4-5 优质传输线; 低频	150
5-4-6 高频时的电阻线	151
附录 5 有耗介质里的能速	152
附录 5-1 能量守恒(坡印亭定理)	152
附录 5-2 信号能量的重心; 有损耗时的能速	153
附录 5-3 有损耗时能速 u_p 的计算	154
参考文献	156
第六章 简谐行波的特性	158
第一节 理想线 ($R_l \equiv G_l \equiv 0$)	158
6-1-1 引言	158
6-1-2 波的双周期性	158
6-1-3 $L_u \equiv R_l \equiv G_l \equiv 0$ 时的特性阻抗 $R_0 = Z_0$	160
6-1-4 作为辐射电阻的 R_0	166
6-1-5 R_0 和功率的传输; 瞬时功率和平均功率	168
6-1-6 功率传输的最优化	168
第二节 实际的“高频”线; 低损耗效应; 衰减引起的色散	163
6-2-1 衰减或衰变的定义	168
6-2-2 衰减系数	171
6-2-3 电阻性衰减 $\alpha_m = 1/D_m$	172
6-2-4 电介质的衰减	179
6-2-5 功率的输送	182
6-2-6 波数	183
6-2-7 特性阻抗	185

6-2-8 近似法的有效性在低频下的限制	187
附录 6	
附录 6-1 类比模拟和 R_0	188
附录 6-2 关系式 $R_s/\eta_0 = \pi\delta/\lambda_0$	191
附录 6-3 硫化电介质的特性	191
参考文献	192
第七章 某些特殊传输线的结构与应用	194
第一节 低频界限; 亥维赛无失真线	194
7-1-1 低频界限	194
7-1-2 “加感”线	194
7-1-3 加感线和亥维赛无失真线	195
7-1-4 加感线的特性	197
7-1-5 连续加感或“克拉鲁普加感”	197
7-1-6 普平加感	198
第二节 长距离传输线	199
7-2-1 引言	199
7-2-2 十九世纪海底电报电缆	199
7-2-3 话频电话线	200
7-2-4 载波同轴电缆	204
第三节 实验室传输线	208
7-3-1 结构; 数量级	208
7-3-2 屏蔽	210
7-3-3 电源馈电	211
第四节 大延迟线	215
7-4-1 相移与频率成正比的原因; 延迟 $\tau = d\phi/d\omega$	215
7-4-2 延迟线的特性	217
第五节 强吸收线(衰减器和终端器)	221
7-5-1 问题的提出	221
7-5-2 电路方法的有效性	222
7-5-3 匹配终端	222
7-5-4 场的方法	223
附录 7 克罗斯登传输线	224
参考文献	224
第八章 脉冲和传输线	228
第一节 引言	228
8-1-1 脉冲工作的优越性	228
8-1-2 福里叶变换	229
8-1-3 拉普拉斯变换	234
8-1-4 简单的理论模式; 模式的选择	239
第二节 理想传输线; 反射和反射波	239
8-2-1 一般公式	239
8-2-2 行波	239
8-2-3 反射; 反射波	242
8-2-4 充电的传输线瞬时放电	246
第三节 非理想线路	248
8-3-1 扩散条件; 频率很低时的地下电缆和海底电缆	248
8-3-2 亥维赛无畸变线路	252
8-3-3 损耗很低的线路	253

8-3-4 频率很高时的趋肤效应.....	255
第四节 测试方面的应用.....	261
8-4-1 引言.....	261
8-4-2 特性电阻 Z_0 的测试	261
8-4-3 衰减、传输速度或距离的测试	264
8-4-4 特性阻抗局部不均匀的位置和大小的测定.....	266
8-4-5 反射计.....	269
附录8 升正弦波形脉冲的福里叶变换的计算	271
参考文献	271

第一章 高频传输线概论

第一节 传输线概念的发展历史

1-1-1 十九世纪“传输线”概念的起源

传输线是很有意义的研究课题,这是因为它的应用广泛,并且起着十分重要的作用,如电力的输送和电报、电话、电视信号的传输。而且,对于各种性质完全不同的波的传播,如声波和超声波、电子束波和等离子波等,传输线作为一种理论模型,也起着有益的(即使是间接的)作用。但是,我们应该认识到,这种现代工业中最普通的元件,曾经是上一世纪许多物理学家所致力研究的对象,其中包括凯尔文、韦伯、科尔劳许、亥维赛这些最著名的物理学家。这里不打算详细叙述他们所作的艰难而引人入胜的工作,读者可参考本章最后在“传输线理论的历史”标题下列出的布里卢安、惠特克、吉尔曼和韦伯的文章来追溯这一历史。但是,为了说明波理论和电路理论如何一开始就结合在传输线的研究之中,这里将回顾一下其中几个片段。先是引入一些全新的概念,经过长期的发展,证明它们是富有成果的。具体地说,美国的坎贝尔和德国的瓦格纳约在 1915 年由此发现了滤波器。

约在 1850 年,欧美大陆上已普遍敷设了双线传输线网来传输电报。但发报机和收报机之间的距离很短(几十 km),传输的频率也很低(频率范围从零到 10 Hz 左右,主要传输手工拍发的莫尔斯电码)。因此,导线只是起着简单的连接作用,一点也没有反映出传播时间。在 1850 年到 1855 年之间,在最早的海底电缆上发现了最容易测量的“传播时间”,第一条线路是从法国到英国(加来—多佛尔, 1851 年),然后是横渡黑海的线路(1856 年),后一条线路从瓦尔纳到巴拉克拉瓦,共长 741 km,代表“点”的莫尔斯短脉冲信号延迟约 $1/10$ s 才到达。采用一对电缆供两个方向使用时,这是特别容易确定的。此时在一端将两根电缆连通,从而可以十分方便地将发信和收信相比较。这次实验以后,产生了横渡大西洋的设想(从纽芬兰到爱尔兰,全长 4450 km),但是也看到了这一计划所固有的一些困难:信号会大大延迟、畸变和变弱,从而必须科学地决定电缆的最佳结构,同时显著地改进终端检测器的灵敏度。在 1856 年,凯尔文解决了这两个问题,他提出了海底电缆的理论(后来成为标准理论),并且发明了一种灵敏记录器——笔记录式检流计。在这里,与我们有关的只是凯尔文的理论,应当指出,它是一种电路理论。这样说有两个基本原因:首先,电磁波的概念还没有出现,这个概念过了好久才由麦克斯韦提出,并且作了清晰而系统的阐述,一直到 1861 年和 1862 年才予发表;其次,此海底电缆是由一根导线和用古塔玻胶与之绝缘的一个同轴圆柱包层所组成,电沿着它的传播是一种极其罕见的方式,所采用的电缆结构和尺寸说明莫尔斯信号并不是通过真正的波而是通过扩散现象来传输。换言之,这里涉及一种完全简并的波,因为这时只有中心导线的很高的电阻以及导线和包层间的大电容在起作用。这种电缆象是一种阻容式低通滤波器,而且即使传输距离只有几百 km,接收机也只能收到很低频率的狭频带($0 \sim 10$ Hz)。因此,实际上没有能量以磁场形式贮存,即自感没有显著影响,这可从以

后推导出来的方程看出,在使用频带内 $L_l \omega$ 与 R_l 相比可以忽略。不幸的是, $L_l \omega$ 的消失并没有使理论简化,它仍然很复杂,结果使海底电缆的特性和高频传输线大不相同。

尽管有所保留,但海底电缆的例子仍然是最有启发性的。由于电缆很长,立即可以看出发报机端电键闭合时产生的扰动波前的传播,实际上需要十秒左右才能横渡大西洋,这种波(现在我们称之为畸变的和简并的波)逐渐显示出它的存在,因为它的传播速度难于确定[见《海底电缆》有关章节(6-1-2、6-2-2和8-3-1)],这就促使人们去进行研究,结果发现了真正的波。

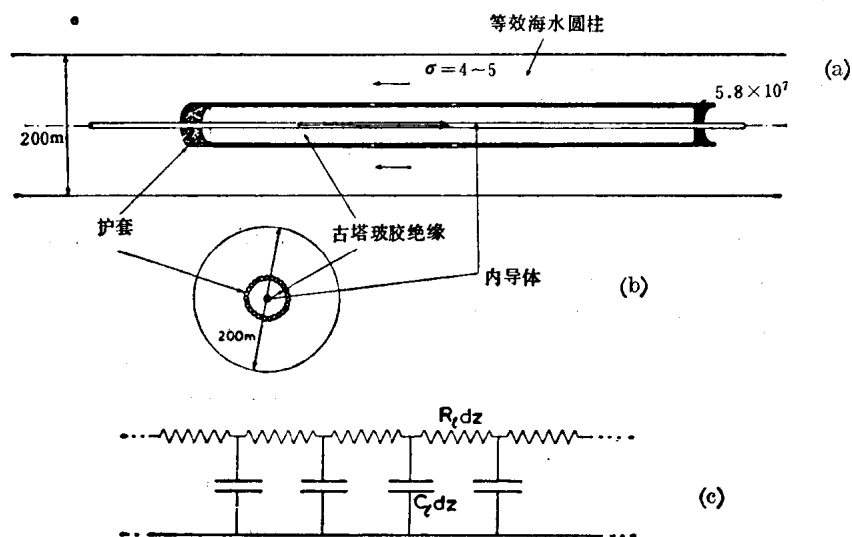


图 1-1 十九世纪的海底“电报”电缆

绝缘体是古塔玻胶,内导体是铜线,外导体由不带绝缘护套的一层铜线以及海水环组成。海水环的半径可以从使用频带中心频率(5 Hz)下的趋肤深度 δ 来近似估算;对于海水($\sigma=4\sim5\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$),约为 100 m

(a) 纵截面图; (b) 横截面图; (c) R_l 和 C_l 两分量组成的等效电路

开始人们就遇到了暂态现象这一难题。1855年,在长距离的传播上,短脉冲和波前引起十分不同的效应。尽管有韦伯、科尔劳许、基尔霍夫等人的重要工作,由于最初观测的现象很复杂,直到赫兹发现了波(后来命名为赫兹波)才能加以解释。赫兹对波概念的革命性创见,其基本特征是众所周知的,即真空中传播的横向电磁矢量波的概念,以及光学理论和电动力学理论的结合。赫兹还提出了一种值得注意的测试技术,即在实验室中产生了米波(在赫兹的实验中,使用频率 $100\sim300\text{MHz}$, 波长 $3\sim1\text{m}$)。不久,赫兹的后继者们的工作表明,在用两根平行导线导引这些波时,它们的基本特征仍然存在。德国物理学家通过精确的实验确定了这种传输线的特性,以后把这种传输线称为“勒谢尔”线。在凯尔文对海底电缆的首次研究之后四十年,即 1893 年,亥维赛发展了麦克斯韦的自由空间波理论,对两根平行导体(双线或同轴线)导引的“赫兹波”,首次提出了简单、清楚而普遍化的解释,在电路理论和波理论之间建立了联系。在这方面,值得注意的是在亥维赛阐述这一问题的第二卷著作中,有很多内容专门论述暂态工作方式。正是由于这位大物理学家所作的这一令人难忘的贡献,使我们现在对所有频率和所有各种传输线,都会处理这类曾由凯尔文首次所遇到的问题。我们还要引用亥维赛的“运算微积”法,以便应用正弦信号的解来说明一般信号的复杂响应。

现在, 这些方法叫做拉普拉斯变换法*, 已写成了更加标准的数学形式。因此亥维赛的贡献在理论的进一步发展上, 有着决定性的意义, 并且在实际上也引起了极大的反响, 因为他的论据精确可靠, 足以使他对陆上电话线路作出富有独创性的改进。这一点将在后面叙述, 美国人普平**曾利用了这一想法, 提出了“普平加感法”。

最后, 坎贝尔和瓦格纳关于这种加感线路的一些想法在不久之后(1915年)导致了“滤波器”(用现代术语来说, 它就是一连串互相串联的四端网络或四极子)的发明, 并从而精确地阐述了四端网络和滤波器的概念。

1-1-2 “高频”传输线及其简单特性

传输线在日常生活中有着广泛的用途, 例如电力线路、电话、电视和电报线路, 因而可组成相当复杂的实际系统, 但只是在高频这一最新的应用领域内, 才以相当使人意外的方式, 显示出它的最简单的特性。现代的研究方法是高度专门化的, 因此我们必须转而研究理论, 以便对“高频”这一术语下一个确切的科学定义。最简单的方法是预先利用下面几章将要推导的结果, 并且讨论有关公式, 最终得出表示传输线最本质的特性的三个量, 它们是:

波长—— λ ;

行波的自然对数衰减系数—— α ;

特性阻抗—— Z_0 。

最后一个量可设想为一根非常长的传输线的阻抗, 或更准确地说, 可以看成是无限长线的阻抗, 从而可用普通的方法测试。就绝对数字来说, 根据线的结构, 这个长度可从几十米变化到几百公里; 要判断这一长度是否足够是容易的, 只要在输入端测出的 Z_0 值不再受到所用传输线进一步加长的影响, 就可认为这时的长度已经足够。

这些基本参数一般地可用一次“线路常数” R_l 、 L_l 、 G_l 和 C_l 代入下面的公式求出:

$$\alpha + j\frac{2\pi}{\lambda} = [(R_l + j\omega L_l)(G_l + j\omega C_l)]^{\frac{1}{2}}; \quad (1-1)$$

$$Z_0 = [(R_l + j\omega L_l)/(G_l + j\omega C_l)]^{\frac{1}{2}}. \quad (1-2)$$

一次“线路常数”将在下面有详细的定义, 它是用普通电路参数表示一小段传输线在给定频率 $\omega/2\pi$ 的特性。其含义可直接从名称来理解: R_l 和 L_l 分别表示每米传输线的电阻和自感, C_l 和 G_l 分别表示每米传输线导体之间的电容和电导。以后可以明白, 这些传输线常数要比普通电路元件的电阻、自感、电容、电导小得多。应该承认, 这种“线路常数”的说法是不确切的, 它只有在“高频”才正确(“高频”的定义将在下面给出), 甚至在高频范围内, 还必须对 G_l 作些保留, 因为只有对于以很好的介质制造的良好传输线来说, G_l 的“恒定”性才是可信的。

相反, 如果在频谱低端没有限制, 则只有 C_l 是与 ω 无关的真正常数。 L_l 、 R_l 、 G_l 都是频率的函数, 必须写成 $L_l(\omega)$ 、 $R_l(\omega)$ 、 $G_l(\omega)$ 。 $L_l(\omega)$ 相对变化最小, $R_l(\omega)$ 变化缓慢, 金属导体的电导率和形状决定这两个函数。函数 $G_l(\omega)$ 表示两个导体之间的绝缘固体介质的特性, 介质又决定传输线的机械强度, 合理选择介质和精心设计结构, 可使 $G_l(\omega)$ 达到“相对的恒定”。

* 这里不准备详细介绍这种理论, 可参阅 Angot 著“Compléments de Mathématiques”一书有关章节(第8章490~600页)。

** 普平是塞尔维亚侨民, 哥伦比亚大学教授。他在“From Immigrant to Inventor”一书中, 详细地叙述了其生平中有趣的冒险经历。

函数 $L_l(\omega)$ 、 $R_l(\omega)$ 和 $G_l(\omega)$ 的特性将在下一章全面地讨论,但是我们在这里提出基本结果。当频率 ω 增大时, $L_l(\omega)$ 变得与 ω 无关,并趋向于一个极限值 $L_{l\infty}$, 这个极限值满足基本关系式

$$C_l L_{l\infty} c^2 = 1, \quad (1-3)$$

式中 c 是自由空间内平面波的速度,该空间充满着传输线绝缘用的理想介质。

由式(1-1)和(1-2)我们可以在高频域和低频域之间划出第一条界线,并且表明海底电缆(其 $L_l\omega$ 可予忽略)在低频域内的特殊地位。

1. 低频 低频域用如下条件定义: ω 与 R_l/L_l 或 G_l/C_l 有相同的数量级,即

$$\begin{cases} R_l \text{ 与 } L_l\omega \text{ 有相同的数量级。} \\ G_l \text{ 与 } C_l\omega \text{ 有相同的数量级。} \end{cases}$$

在这种情形下,传输线的特性必须用完整的公式(1-1)和(1-2)来描述。所有量都随 ω , 即随频率 $f = \omega/2\pi$ 作较大变化,因而其特性是复杂的。在这一频域内,传输线被称为高度“色散”的。一般说来,如果波在媒质中的传播速度不是常数,而是随频率而变化,则此媒质称为“色散”媒质。在正弦波工作时,恒定速度 v 的存在可用如下的基本关系式来表明:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\omega} v. \quad (1-4)$$

这与公式(1-1)是大不相同的,后者必须通过复杂的分析才能求出波速。凯尔文的海底电缆的特例确实可使式(1-1)和(1-2)有所简化,但这只是形式上的修正,并没有使这些公式简化为最简单的无色散的情形。这种简化可用下列不等式表示:

$$R_l \gg L_l\omega, \quad G_l \ll C_l\omega \quad (1-5)$$

这就确实可以得到较为简单的公式:

$$\alpha + j\frac{2\pi}{\lambda} = j^{\frac{1}{2}}(\omega R_l C_l)^{\frac{1}{2}}, \quad (1-6)$$

$$Z_0 = (-j)^{\frac{1}{2}}(R_l/\omega C_l)^{\frac{1}{2}}. \quad (1-7)$$

但是它们与基本的无色散公式 $\lambda = (2\pi/\omega)v$ 不同,仍有显著的色散性,尽管有用的频带很窄(0~10 Hz),仍带有普遍情况下的复杂性。

2. 高频 这个频域用下列不等式定义:

$$\omega \gg R_l/L_l, \quad \omega \gg G_l/C_l, \quad (1-8)$$

$$(L_l(\omega) - L_{l\infty})/L_{l\infty} \ll 1. \quad (1-9)$$

换句话说, $R_l/\omega L_l$ 和 $G_l/\omega C_l$ 都很小,因此在作一级近似时可以忽略。同时,色散消失了,传输线变成非周期性的,波速有很简单的定义,是与频率无关的常数,且等于 c 。其他两个量——衰减系数 α 和特性阻抗 Z_0 也变成真正的常数。只要将式(1-1)和(1-2)展开到微小量 $R_l/\omega L_l$ 和 $G_l/\omega C_l$ 的一阶项,这些性质就变得明显了。结果可得:

$$\frac{2\pi}{\lambda} = \omega \sqrt{L_l C_l}, \quad (1-10)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \sqrt{L_l C_l} \left(\frac{R_l}{L_l} + \frac{G_l}{C_l} \right), \quad (1-11)$$

$$Z_0 = \sqrt{L_l/C_l}. \quad (1-12)$$

尽管式(1-10)保持基本形式(1-1),但现在速度 v 是常数,当 $L_l = L_{l\infty}$ 时,它等于 c ,

$$v = 1/\sqrt{L_{l\infty}C_l} = c_0. \quad (1-13)$$

因此,高频波沿传输线传播时,具有其他基本波动现象的所有简单特性。

1-1-3 双导体导引的波和自由空间中的波

从上节的观点来看,高频传输线很接近于“理想”传输线结构,而后者在所有频率下, R_l 和 G_l 可看作为零, $L_l = L_{l\infty}$ 。实际上,在高频时几乎可以达到理想状态,因为频率这一参数可以高到使 $L_l\omega$ 、 $C_l\omega$ 分别比 R_l 、 G_l 大很多,同时,趋肤效应也使 $L_l(\omega)$ 趋向于常数 $L_{l\infty}$ 。当 ω 增加时,不会产生在传输线理论中较低频率时所不曾预言的新现象,也不会妨碍频率趋向极限。因此,“理想”传输线是实际传输线在高频下的理论模型。

这种传输线经典理论也可以帮助我们理解为什么导波会和自由空间的波如此相似。当我们从自由空间,即不存在一切损耗的真空(正如我们直接地从久已熟悉的光的特性所了解的那样),转向传输线中两根导线周围的空间时,限制波场的几何条件有了改变。但如果把双导线看成是电导率无限大的理想导体,因此不会引起损耗,则在物理条件上没有重大的变化。这就说明,在麦克斯韦场论中为什么一种传播可以如此容易地转换成另一种传播。对于两根宽度为 b ,相隔距离为 a 的平行带状线(图1-2),这种转换是特别容易的。倘若我们使问题尽量简化,忽略边缘效应,因此可以设想这种双带状线是从一对理想导体平面上截出来的,则我们能简单地证明,自由空间中传播的平面波正是这个导波问题的正确解,现在是用场来表示的。如果电场和磁场矢量 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$,以及表示自由空间波速的 c 如图1-2所示,则所有必要条件都可满足:

- (a) 这个解满足麦克斯韦方程,因为它是自由空间的解;
- (b) 它也满足两个平面上的“边界条件”,因为 $\mathbf{E}$ 同这两个理想导体平面垂直,而 $\mathbf{H}$ 平

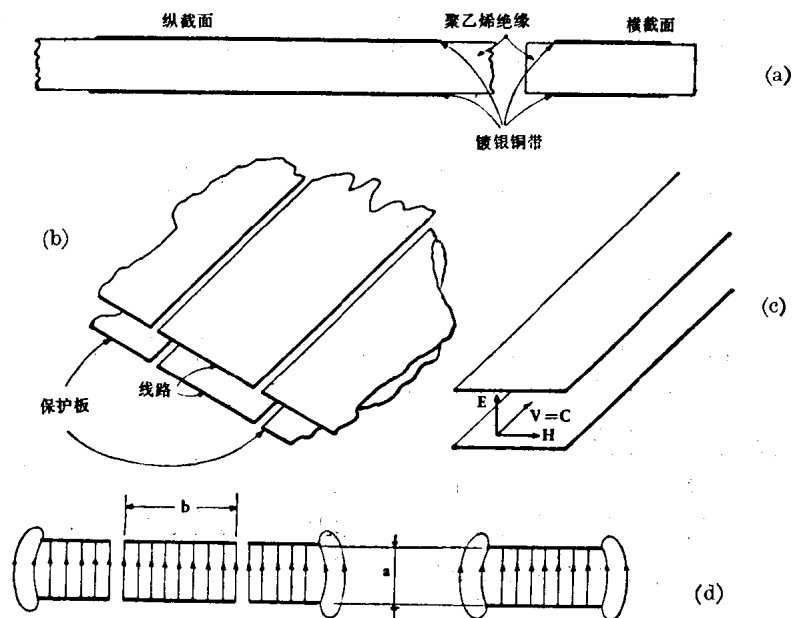


图1-2 两根平行带组成的传输线

- (a) 传输线的实际形式; (b) 从两个无限大平面组成的理论模型中取出来的传输线; (c) 矢量 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$ 和 $\mathbf{v}$ 的相对位置,它们组成右手正交系; (d) 理想传输线上的场分布,这实际上可用保护板来得到

行于这两个平面。自由空间波和导波的唯一差别是后者在横向截面上局限于波导内部的空间。

在更一般的情况下,例如在双导线的情况下,导体横截面更为复杂的几何形状,产生更复杂的矢量场分布;然而这些矢量保持在横向,仍以由导体之间介电媒质特性决定的恒定速度 c 传播。当媒质为空气或真空时(空气存在时所需的校正几乎总是可以忽略)*,这一速度为

$$c_0 = 299,792.5 \text{ km/s} \approx 3 \times 10^8 \text{ m/s} \quad (1-14)$$

由此我们可以理解:如何从麦克斯韦理论直接得出理想传输线的特性,并为研究实际高频传输线提供了简单而可靠的出发点。在低频时,情形正好相反,因为根据趋肤效应的复杂的规律,此时场深深地透入到导体中去,而不是仍限制在介质区域之内,因此,要想找出简单的解将是困难的。

这两种理论,经典传输线理论和麦克斯韦导波理论是相互补充的,无论哪一种也不能当作是万能的而不会大大丧失其简明性。我们将主要用经典理论来处理,但是用麦克斯韦方法得到的某些结果也是必不可少的。当然,如果读者愿意的话,可以将这些基本特性看成是基本的实验结果。但是,在涉及这些基本特性时,麦克斯韦理论是如此重要,因此,本章第二节内我们将要概述由两个理想导体导引的横波得出恒定速度 c 的概念的推理。

第二节 麦克斯韦理论中理想传输线上的横波

1-2-1 传输线上横波的 E 场和 H 场

1. “完善的”或“理想的”传输线 我们假定传输线是“完善的”或“理想的”,这两个术语是同义的,都包含着如下两个假设:

(a) 两个导体都是具有平行母线的任意截面的柱体,都由理想导体的假想金属制成,其电导率无穷大。在麦克斯韦方程中取极限

$$\sigma \rightarrow \infty \quad (1-15)$$

时,导体周围的 E 场和 H 场只有两个边界条件: E 垂直于导体表面,即

$$E \times n = 0, \quad (1-16)$$

以及 H 与导体表面相切,即

$$H \cdot n = 0. \quad (1-17)$$

(b) 两导体间的无边界的媒质即为真空或假想的“理想介质”,后者是实际的良好介质的理想化近似。理想介质有相对介电常数 ϵ_r 和相对导磁率 μ_r , 两者都不必等于 1 (真空为特例),但是不会产生介质损耗或磁损耗。

2. 场方程组 这里不准备单纯用理论来建立一种适当的解。通过赫兹和勒谢尔的实验来导出它更为简单,他们证明 E 场和 H 场实际上是横向的(图 1-3),并且以波的形式传播。所有这些有关的特性,可以归纳为下列方程组:

$$E_z = H_z = 0 \quad (1-18)$$

$$E_t = E_t(x, y) e^{j(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} z)}, \quad (1-19)$$

* 在第二卷论述谐振器的一章中,将概述几个例子,能得出“度量的”精度,于是可确定空气的 ϵ_r 和 μ_r 。

$$\mathbf{H}_t = \mathbf{H}_t(x, y) e^{j(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda})}, \quad (1-20)$$

式中 z 轴是传播方向, $\mathbf{E}_t$ 和 $\mathbf{H}_t$ 是 M 点上的横向矢量, M 点由直角坐标 (x, y) 或任何一种正交坐标 (u, v) 来确定。因为采用矢量运算进行分析(见附录 I), 所以坐标系的选择不大重要; 只有规定了传输线的横截面后, 希望算出矢量 $\mathbf{E}_t$ 和 $\mathbf{H}_t$ 的分量时, 坐标系才是重要的。在目前阶段, 我们仍设横截面是任意的。

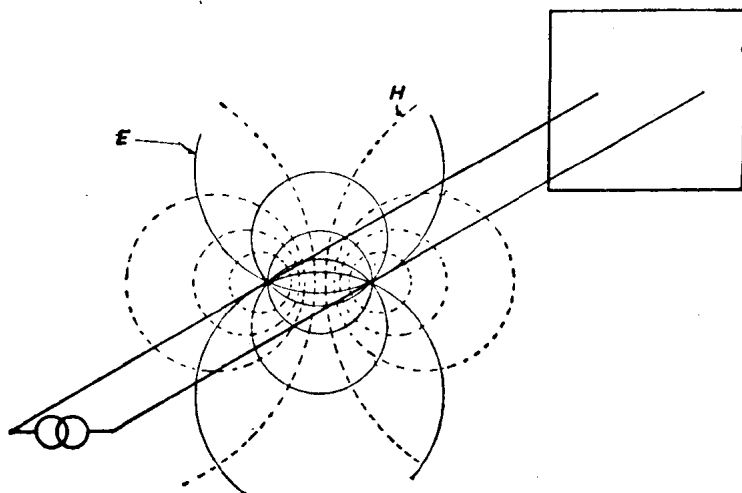


图 1-3 两根理想导体导引的波中, $\mathbf{E}$ 场和 $\mathbf{H}$ 场是横向的, 这就是勒谢尔线

因此, 问题是式(1-19)和(1-20)是否能满足麦克斯韦方程, 然后, 必须找出函数 $\mathbf{E}_t$ 和 $\mathbf{H}_t$ 的特性以及当函数(1-19)和(1-20)满足“理想”传输线的解这一条件时的 λ 值。在正弦波情况下, 法拉第——楞次定律和安培定理的方程取如下形式:

$$\text{curl } \mathbf{E}_t = -j\omega \mu \mathbf{H}_t, \quad (1-21)$$

$$\text{curl } \mathbf{H}_t = j\omega \varepsilon \mathbf{E}_t; \quad (1-22)$$

如果将旋度作为矢量算子展开:

$$\text{curl } \mathbf{N} = \nabla \times \mathbf{N} = \left(l_x \frac{\partial}{\partial x} + l_y \frac{\partial}{\partial y} + l_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \times \mathbf{N}, \quad (1-23)$$

则矢量 $\mathbf{E}_t$ 和 $\mathbf{H}_t$ 的横向特性所引起的简化就显而易见了。若 $\mathbf{N}$ 是横向的, 乘积 $\nabla \times \mathbf{N}$ 自然可分解成两个正交分量, 其中之一与原矢量 $\mathbf{N}$ 共面。例如, 对于 $\mathbf{E}$ 有一个纵向分量

$$\left(l_x \frac{\partial}{\partial x} + l_y \frac{\partial}{\partial y} \right) \times \mathbf{E}_t = \nabla_t \times \mathbf{E}_t \quad (1-24)$$

和一个横向分量

$$l_z \times \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{E}_t = \nabla_z \times \mathbf{E}_t. \quad (1-25)$$

对于 $\mathbf{H}$, 情形是类似的。因为式(1-21)和(1-22)的右边都是横向矢量, 所以可得如下四个方程:

$$l_z \times \frac{\partial \mathbf{E}_t}{\partial z} = -j\omega \mu \mathbf{H}_t; \quad (1-26)$$

$$l_z \times \frac{\partial \mathbf{H}_t}{\partial z} = j\omega \varepsilon \mathbf{E}_t; \quad (1-27)$$