高等学校教材

瞬态电磁场

汪文秉

西安交通大学出版社

高等学校教材

瞬　态　电　磁　场

汪文秉

西安交通大学出版社

内 容 简 介

近年来，通信及雷达系统中采用的脉冲的脉宽已达毫微秒量级。另外，核爆炸及闪电会产生强的电磁短脉冲，脉宽为数毫微秒到数十毫微秒。它们会对电子系统形成干扰。因此，我们需要研究这种非正弦信号的辐射、传输传播及散射，即电磁场的瞬态特性。本书介绍瞬态电磁场的基本物理现象，它与时谐场的连系和区别以及它的分析方法，主要是频域法、时域积分方程法、时域有限差分法(FD—TD)以及奇点展开法(SEM)等。对瞬态辐射及散射的时域测量也作了简单介绍。

本书可作为高等学校电磁场与微波技术专业研究生教材，亦可供相关专业高等院校师生与科技人员参考。

高等学校教材

瞬 态 电 磁 场

汪文秉

责任编辑 刘宏珊

*

西安交通大学出版社出版

(邮政编码 710049)

西安交通大学出版社印刷厂印装

陕西省新华书店经售

*

开本 787×1092 1/32 印张 6.5 字数：143 千字

1991 年 6 月第 1 版 1991 年 6 月第 1 次印刷

印数：1——1500

ISBN7-5605-0393-4/TN・24 定价：1.70 元

出 版 说 明

根据国务院关于高等学校教材工作分工的规定，我部承担了全国高等学校、中等专业学校工科电子类专业教材的编审、出版的组织工作。由于各有关院校及参与编审工作的广大教师共同努力，有关出版社的紧密配合，从 1978 年至 1985 年，已编审、出版了两轮教材，正在陆续供给高等学校和中等专业学校教学使用。

为了使工科电子类专业教材能更好地适应“三个面向”的需要，贯彻“努力提高教材质量，逐步实现教材多样化，增加不同品种、不同层次、不同学术观点、不同风格、不同改革试验的教材”的精神，我部所属的七个高等学校教材编审委员会和两个中等专业学校教材编审委员会，在总结前两轮教材工作的基础上，结合教育形势的发展和教学改革的需要，制订学 1986～1990 年的“七五”(第三轮)教材编审出版规划。列入规划的教材、实验教材、教了参考书等近 400 种选题。这批教材的评选推荐和编写工作由各编委会直接组织进行。

这批教材的书稿，是从通过教学实践、师生反映较好的讲义中经院校推荐，由编审委员会(小组)评选择优产生出来的。广大编审者、各编审委员会和有关出版社为保证教材的出版和提高教材的质量，作出了不懈的努力。

限于水平和经验，这批教材的编审、出版工作还会有缺点

和不足之处，希望使用教材的单位，广大教师和同学积极提出批评建议，共同为不断提高工科电子类专业教材的质量而努力。

机械电子工业部电子类教材办公室

前　　言

本教材系按电子工业部的工科电子类专业教材1986－1990年编审出版规划，由电磁场与微波技术教材编审委员会电磁场理论编审小组征稿，推荐出版，责任编委楼仁海。

本教材由西安交通大学汪文秉编写，北京理工大学楼仁海教授担任主审。

本教材的参考学时数为40学时，其主要内容是介绍非正弦信号的传播、散射及辐射。全书共分六章。第一章采用频域法讨论无限大色散或非色散媒质中正弦信号的接入过程以及两平面交界面上线电流的瞬态辐射。从而可以看到波源开始接入过程的特点以及它们与时谐场的联系和区别。第二章介绍分析瞬态场的时域方法。介绍了时域积分方程法（称为时间递推法或时间推进法）及时域差分法（FD－TD法）。这两种方法是当前应用较多的方法。并应用这两种方法计算金属球等简单几何形状物体的散射场以及讨论它们的一些特性。第三章分析瞬态辐射问题。首先用细长线天线的瞬态辐射来说明瞬态辐射的特点及其与时谐场的区别和联系。以后介绍几种应用较多的天线。第四章及第五章分析场的一个重要现象——自然振荡。并介绍利用这一现象形成的瞬态场的近似计算方法，以实例说明这一方法的应用。这种方法称为奇点展开

法(SEM)。由于从实验数据中提取极点是奇点展开法在实际应用中的重要问题，故用第五章专门讨论这一问题。第六章介绍时域测试方法。时域测量目前有很广泛的用途。我们主要介绍辐射及散射测试的有关内容。

各章内容联系并不紧密，可视需要选讲部分章节。

本教材第二章第一节至第七节是刘放讲师编写。肖衍明副教授阅读了第二章第八节至第十节的初稿，章锡元副教授阅读了第六章初稿提出了宝贵的意见。这里表示诚挚的感谢。由于编者水平有限，书中难免存在一些缺点和错误，殷切希望广大读者批评指正。

编　者

目　　录

第一章　无限大、半无限大色散或非色散媒质中的瞬态电磁场

第二章　瞬态散射

第三章　瞬态辐射

第四章　瞬态电磁场的奇点展开法

第五章　从实验数据中提取极点

第六章　时域测量

第一章 无限大、半无限大色散或非色散媒质中的瞬态电磁场

本章讨论无限大媒质(色散或非色散)中正弦信号的接入过程以及两平面分界面上线电流的瞬态辐射。从而可以看到波源开始接入过程的特点及其与时谐场的联系与区别。对这些问题,采用频域法进行分析,藉以说明应用频域法分析瞬态场的具体做法。

1.1 Maxwell 方程及其解的唯一性

电磁场的特性由 Maxwell 方程决定。设 $\boldsymbol{E}$ 为电场强度,$\boldsymbol{D}$ 为电位移矢量,$\boldsymbol{B}$ 为磁感应强度,$\boldsymbol{H}$ 为磁场强度,则

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{D} + \boldsymbol{J} \qquad (1.1a)$$

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{B} - \boldsymbol{M} \qquad (1.1b)$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{D} = \rho \qquad (1.1c)$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = \rho_m \qquad (1.1d)$$

式中 $\boldsymbol{J}$ 为电流密度,$\boldsymbol{M}$ 为磁流密度,ρ 为电荷密度,ρ 为磁荷密度。$\boldsymbol{E}$、$\boldsymbol{B}$、$\boldsymbol{D}$、$\boldsymbol{H}$ 均是空间坐标 $\boldsymbol{r}(x,y,z)$ 及时间 t 的函数。在

非色散媒质中介电系数 ε、导磁率 μ、导电率 δ 一般是 r 及 t 的函数，有如下关系：

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon(\boldsymbol{r},t)\boldsymbol{E} \tag{1.2a}$$

$$\boldsymbol{B} = \mu(\boldsymbol{r},t)\boldsymbol{H} \tag{1.2b}$$

$$\boldsymbol{J} = \sigma(\boldsymbol{r},t)\boldsymbol{E} \tag{1.2c}$$

在媒质为均匀，时不变情况，ε、μ、δ 是常数。在不均匀媒质中，但非时变情况，ε、μ、δ 仅为 r 的函数，与 t 无关。我们不讨论各向异性媒质，故媒质参量均是标量。

在媒质参量发生突变的边界上，电磁场应满足不同媒质交界面上的条件，即边界条件：

$$\hat{n} \times (\boldsymbol{H}_2 - \boldsymbol{H}_1) = \boldsymbol{J}_s \tag{1.3a}$$

$$\hat{n} \times (\boldsymbol{E}_2 - \boldsymbol{E}_1) = -\boldsymbol{M}_s \tag{1.3b}$$

$$\hat{n} \cdot (\boldsymbol{B}_2 - \boldsymbol{B}_1) = \rho_{sm} \tag{1.3c}$$

$$\hat{n} \cdot (\boldsymbol{D}_2 - \boldsymbol{D}_1) = \rho_s \tag{1.3d}$$

式中 $\hat{n}$ 为交界面的法线方向单位矢量，由媒质 1 指向媒质 2。媒质中的场量分别用下标 1、2 来表示它们所属的区域。$\boldsymbol{J}_s$、$\boldsymbol{M}_s$、ρ_{sm}、ρ_s 分别表示面电流密度、面磁流密度、面磁荷密度及面电荷密度。除非有外加的、强制的面电（磁）流及面电（磁）荷存在，否则它们等于零。这样在交界面上 $\boldsymbol{E}$、$\boldsymbol{H}$ 的切向分量连续，$\boldsymbol{B}$、$\boldsymbol{D}$ 的法向分量连续。若媒质 1 为理想导体，则

$$\hat{n} \times \boldsymbol{H}_2 = \boldsymbol{J}_s \tag{1.4a}$$

$$\hat{n} \times \boldsymbol{E}_2 = 0 \tag{1.4b}$$

$$\hat{n} \cdot \boldsymbol{D}_2 = \rho_s \tag{1.4c}$$

$$\hat{n} \cdot \boldsymbol{B}_2 = 0 \tag{1.4d}$$

若交界面具有棱边或尖角时，即边界表面虽连续，但不可导。这种情况下，场所应满足的条件，可利用棱边或尖角附近

空间的有限区域内场能为有限来导得。在场不能进入的表面，任何时刻应有：

对棱边，$\boldsymbol{E}$、$\boldsymbol{H}$ 增长速率不能大于 $d^{-1+\delta}$，$\delta>0$　(1.5)

对尖角，$\boldsymbol{E}$、$\boldsymbol{H}$ 增长速率不能大于 $d^{-\frac{3}{2}+\delta}$，$\delta>0$　(1.6)

式中的 d 是与棱边或尖角的距离。δ 因尖角、棱边的几何形状不同而异。例如，棱边是一个半无限大平面的边缘，则 $\delta=\dfrac{1}{2}$。式(1.5)及(1.6)称为边缘边界条件。

场所在空间的媒质参量发生突变时，将出现随时间变化的不连续边界。此种情况下，要求 $\boldsymbol{D}$ 与 $\boldsymbol{B}$ 应在突变发生的时刻连续。

众所周知，Maxwell 方程是完整的。只要给定 $t=0$ 时，$\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{H}$ 在空间各点的值，即 $\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{H}$ 的初值，就可以由这一组方程式唯一地决定空间任一点上每一时刻的电磁场。由于我们观察的常是有限部分空间中的场，因此不仅要满足 Maxwell 方程，还要满足边界条件。因此要将边界条件作为 Maxwell 方程解的补充条件。

Maxwell 方程解的唯一性定理通常表述如下：

空间任一点的电磁场由 Maxwell 方程唯一地决定，只要给定 $\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{H}$ 在这一空间区域内的初值，即 $t=0$ 时的值，以及这二个矢量中的任一个(例如 $\boldsymbol{E}$)在 $t=0$ 到 $t=t_1$ 的整个一段时间内这一区域边界上的切向分量。

在研究整个没有边际的空间中的场时，例如辐射或散射问题，在无限远处应有如下充分条件：

$$Er^2 \text{ 和 } Hr^2 \text{ 在 } r\to\infty \text{ 时保持有限}$$

这一条件，时变场并不满足。但由于电磁波是以一定速度传播

的，在波尚未传播到的区域，场或者是零，或者是恒定场，故满足上述条件。

1.2 色散媒质

对于色散媒质，$\boldsymbol{D}(\boldsymbol{r},t)$及$\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r},t)$的值不单与当前时刻及当地的$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)$及$\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r},t)$有关，且与空间别的位置及早些时刻的值有关。我们以介质为例来说明。

用经典电子理论来说明电介质的色散。当电场$\boldsymbol{E}$作用于电介体时，有

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon_0 \boldsymbol{E} + \boldsymbol{P} \tag{1.7}$$

$\boldsymbol{P}$为电极化矢量。

媒质原子含有一个带有电荷q的核，此核被总电量为q的球对称的电子云包围着。电磁场作用于媒质时，电子云移动了一个有效距离y。它被一个正比于位移y的恢复力ky所阻碍。由于电荷运动存在着阻尼，故电荷还受到一粘性力，此力与电荷运动的速率成正比。设电子云的有效质量为m，则它还受到惯性力。惯性力、粘性力与恢复力的和应等于电荷所受的外力。于是得到了电荷运动的动力方程为

$$m\frac{d^2y}{dt^2} + 2mp\frac{dy}{dt} + ky = -qE_y \tag{1.8}$$

上式中p为一个常数。在没有粘性力时，$p=0$。此时电子云运动时，将没有能量损耗。E_y为电场强度，电子云位移方向与电场方向相同，但指向相反。为计算电极化矢量$\boldsymbol{P}$，需要求解y。将式(1.8)写成算子形式，有

$$\mathscr{K}\cdot y=(-\frac{q}{m})E_y \tag{1.9}$$

其中 $\mathscr{K}$ 的意义是

$$\mathscr{K}=(\frac{d^2}{dt^2}+2p\frac{d}{dt}+\frac{k}{m})$$

以 $\mathscr{K}^{-1}$表示算子 $\mathscr{K}$ 的逆算子，则

$$y=\mathscr{K}^{-1}(\frac{-q}{m})E_y$$

于是电极化矢量

$$\boldsymbol{P}=-Nq\boldsymbol{y}=-Nq\cdot\mathscr{K}^{-1}(-\frac{q}{m})E_y\hat{y} \tag{1.10}$$

式中 N 为单位体积媒质中的原子数，$\hat{y}$ 是 y 方向单位矢量。这样极化系数 χ 等于

$$\chi=P/E_y=\{(\mathscr{K}^{-1}E_y)(\mathrm{Nq^2/m}\}/E_y \tag{1.11}$$

于是

$$\boldsymbol{D}=\varepsilon_0\boldsymbol{E}+\boldsymbol{P}=(\varepsilon_0+\frac{N}{m}q^2\mathscr{K}^{-1})\boldsymbol{E} \tag{1.12}$$

上式中，考虑到 $E_y\hat{y}$ 是作用于媒质的总电场强度，故用 $\boldsymbol{E}$ 替代。因为 $\mathscr{K}$ 中含有对 t 的微分运算，故 $\mathscr{K}^{-1}$应包含对 t 的积分运算。因而 $\boldsymbol{D}$ 不仅与当前时刻的 $\boldsymbol{E}$ 有关，还与早些时刻的 $\boldsymbol{E}$ 有关，我们称媒质的这一特性为时间色散。若在空间上，$\boldsymbol{D}$ 不仅与当地的电场强度有关，还与别的位置的电场强度有关，则称媒质具有空间色散。更一般的情况是媒质既具有空间色散又具有时间色散。对于色散媒质，若将与 $\boldsymbol{D}$ 与 $\boldsymbol{E}$ 写成如下关系：

$$\boldsymbol{D}=\varepsilon\boldsymbol{E}$$

则 ε 将是一个算子，它包含对 $\boldsymbol{E}$ 的微分和积分（对空间及时

间)运算。

对于磁性媒质,若 B 与 H 的关系具有类似上述 D 与 E 的关系时,也是色散媒质。此时

$$H = \frac{1}{\mu}B$$

中 $1/\mu$ 也是一包含微分和积分运算的算子。

在时谐场情况,即场源随时间的变化为 $\exp(+j\omega t)$,则对于电介质,有

$$\chi = (\omega_r^2 - \omega^2 + 2j\omega p)^{-1}(Nq^2/\mathrm{m}) \tag{1.13}$$

其中 $\omega_r = k/m$。在 ω 很大时,$\omega^2 >> \omega_r^2$,且无耗($p=0$),则

$$\chi = - Nq^2/\omega^2 m$$

于是

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \chi = \varepsilon_0 - (Nq^2/\mathrm{m}) \tag{1.14}$$

以 n 表示媒质的折射系数,有

$$n = \sqrt{\varepsilon/\varepsilon_0} = \sqrt{\varepsilon_r} = (1 - \frac{Nq^2}{\omega^2 m} \cdot \frac{1}{\varepsilon_0})^{\frac{1}{2}}$$

令 $a^2 = Nq^2/m\varepsilon$。则

$$n = (1 - \frac{a^2}{\omega^2})^{\frac{1}{2}} \tag{1.15}$$

在 $\omega^2 >> a^2$ 时,上式可近似为

$$n = (1 - \frac{1}{2}\frac{a^2}{\omega^2}) \tag{1.16}$$

可见,在时谐场情况,n(或 ε)与 ω 有关。故一般说来,电介质是色散媒质。但在 $\omega << \omega_r$ 时,即角频率 ω 比较低时,

$$\chi = Nq^2/m\omega_r^2$$

因为 ω_r 是由媒质的固有特性决定,故 χ 与 ω 无关,从而 n 及 ε 也与 ω 无关,介质不呈现色散特性。可见电介质仅在角频率比

较小时，才是非色散的。

在场源不是时间的简谐函数时，可采用拉氏变换来计算 $\mathscr{K}^{-1}$。令

$$\mathscr{E}_y = \int_0^{\infty} E_y \cdot e^{-st} dt \tag{1.17a}$$

$$\mathscr{Y} = \int_0^{\infty} y \cdot e^{-st} dt \tag{1.17b}$$

$s=\sigma+j\omega$。对式(1.8)二边取拉氏变换，考虑到 $t=0$ 时，$E_y=0$，$y=0$，故得

$$ms^2\mathscr{Y} + 2mps\mathscr{Y} + k\mathscr{Y} = -q\mathscr{E}_y \tag{1.18}$$

于是

$$\mathscr{Y} = -\frac{q}{m}\mathscr{E}_y(s^2 + 2ps + \omega_r^2)^{-1} \tag{1.19}$$

$$\begin{aligned} y &= \int_{\Delta-j\infty}^{\Delta+j\infty} \mathscr{Y} e^{st} dt \\ &= -\frac{q}{m}\int_{\Delta-j\infty}^{\Delta+j\infty} \mathscr{E}_y (s^2 + 2ps + \omega_r^2)^{-1} e^{st} dt \end{aligned} \tag{1.20}$$

对式(1.7)二边取拉氏变换，并计及式(1.10)，(1.20)得

$$\mathfrak{D} = \{\varepsilon_0 + \frac{Nq^2}{m}(s^2 + 2ps + \omega_r^2)^{-1}\}\mathscr{E} \tag{1.21}$$

式中

$$\mathfrak{D} = \int_0^{\infty} D e^{-st} dt \tag{1.17c}$$

式(1.21)中，由于 $\mathscr{E}_y$ 是总电场，故写成 $\mathscr{E}$。令

$$\varepsilon(s) = \varepsilon_0 + \frac{Nq^2}{m}(s^2 + 2ps + \omega_r^2)^{-1} \tag{1.22}$$

则

$$\mathfrak{D} = \varepsilon(s)\mathscr{E} \tag{1.23}$$