

986942



高等学校教材

电网过电压教程

武汉水利电力大学 陈维贤 主编



高等学校教材

电网过电压教程

武汉水利电力大学 陈维贤 主编

中国电力出版社

内 容 提 要

本书内容包括四篇,即理论基础、雷电过电压、内部过电压和绝缘配合,共分九章,比较系统地叙述了集中参数和分布参数电路中的暂态过程,各种过电压的产生机理、发展过程、主要特点、危害程度和专门的防护对策,以及输电线路和电气设备绝缘水平的确定方法。

本书为高等院校高电压和绝缘技术专业的必修课教材,亦可作为电力系统及其自动化等专业的高电压技术课程的补充教材,并可供从事高压电气工作的技术人员及有关人员参考阅读。

图书在版编目(CIP)数据

电网过电压教程/陈维贤主编.-北京:中国电力出版社,1996

高等学校教材

ISBN 7-80125-135-0

I. 电… II. 陈… III. 过电压-高等学校-教材 N. TM86

中国版本图书馆CIP数据核字(96)第03599号

中国电力出版社出版

(北京三里河路6号 邮政编码100044)

天竺颖华印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

1996年11月第一版 1996年11月北京第一次印刷

787毫米×1092毫米 16开本 14.5印张 324千字

印数0001—1260册 定价11.30元

版 权 专 有 翻 印 必 究

前 言

本书为高等院校高电压和绝缘技术专业本科学生的专业教科书。

1991年11月,在全国高等学校电力工程类专业教学委员会过电压、绝缘及测试教材的编审会议上,通过了电力系统过电压教材的新一轮的编写大纲,本书就是根据该大纲进行编写的。

考虑到高电压和绝缘技术专业的新的总体教学要求,今后过电压课程的教学时数将缩减到60学时以下,这就要求相应地精简教材内容,突出地叙述过电压及其防护的基本原理和基本方法,使学生能够牢固掌握课程的关键内容,并具备一定的分析和解决工程实际问题的能力。本书亦可作为电力系统及其自动化专业和其它电工类专业的高电压技术课程的补充教材,并可供从事高电压和与其有关的电气技术人员参考。

本书的绪论和第一、二、六、七章由陈维贤编写;第三、五章由张元芳编写;第四、八、九章由方瑜编写。陈维贤任本书主编。

西安交通大学王秉钧教授主审了本教材,提供了许多宝贵建议,谨此表示衷心感谢。

编者水平有限,期望读者能对本书内容多提批评改进意见。

编 者

1995年元月

EAD/0/07

目 录

前 言	
绪 论	1

第一篇 理 论 基 础

第一章 集中参数回路和长线路中的暂态过程	3
第一节 集中参数回路中的暂态计算	3
第二节 无损单导线中行波的基本方程	8
第三节 波的一次折、反射	12
第四节 用网格法计算波的多次折、反射过程	17
第五节 白日隆数值算法	22
第六节 波沿平行多导线的传播	29
第七节 计算三相长线暂态的相模变换法	33
第八节 波的衰减和变形	42
习 题	45
第二章 变压器和电机绕组内的暂态过程	48
第一节 直角波电压作用于单相变压器绕组时的暂态过程	48
第二节 波沿架空导线侵入三相变压器和直角波电压作用于自耦变压器	55
第三节 变压器绕组的内部保护	58
第四节 变压器绕组间波的传递	60
第五节 旋转电机绕组内的波过程	64
习 题	66

第二篇 雷 电 过 电 压

第三章 雷电和防雷设施	67
第一节 雷云放电	67
第二节 雷电流的参数和测量	69
第三节 避雷针和避雷线	73
第四节 保护间隙和管式避雷器	76
第五节 普通阀式和磁吹阀式避雷器	79
第六节 金属氧化物避雷器	85
第七节 接地装置	89
习 题	101
第四章 架空输电线路的防雷保护	103
第一节 概述	103

第二节	感应雷过电压	104
第三节	无避雷线线路的直击雷过电压	106
第四节	有避雷线线路的直击雷过电压	108
第五节	输电线路的雷击跳闸率	111
第六节	输电线路的防雷措施	116
第七节	绕击的电气几何模型	118
习 题		121
第五章	发电厂和变电所的防雷保护	123
第一节	概述	123
第二节	发电厂和变电所的直击雷防护	123
第三节	变电所的侵入波防护	125
第四节	变电所的进线段保护	128
第五节	变压器中性点和配电变压器的保护	133
第六节	气体绝缘变电所的过电压保护	135
第七节	旋转电机的防雷保护	137
习 题		141

第三篇 内部过电压

第六章	工频过电压	142
第一节	空载长线路中的电容效应	143
第二节	不对称接地引起的工频过电压	148
第三节	甩负荷引起的工频过电压	152
习 题		153
第七章	谐振过电压	155
第一节	谐振现象和分类	155
第二节	线性谐振的条件	156
第三节	消弧线圈补偿电网中的线性谐振	157
第四节	超高压补偿线路中不对称切合引起的工频谐振	160
第五节	铁磁谐振的性质	164
第六节	断线谐振	168
第七节	传递过电压	171
第八节	电磁式电压互感器引起的铁磁谐振过电压	174
第九节	串联电容补偿线路中的铁磁谐振	183
第十节	参数谐振过电压	186
习 题		190
第八章	操作过电压	191
第一节	概述	191
第二节	间歇电弧接地过电压	191
第三节	空载变压器分闸过电压	194
第四节	空载线路分闸过电压	199

第五节	空载线路合闸过电压	202
第六节	解列过电压	208
习 题		209

第四篇 绝 缘 配 合

第九章	电力系统绝缘配合	210
第一节	绝缘配合的概念和原则	210
第二节	绝缘配合方法	212
第三节	架空线路绝缘水平的确定	215
第四节	电气设备绝缘水平的确定	219
习 题		222
参考文献		223

绪 论

为了保证电网对用户的不间断供电，各类电气设备应有足够可靠的电气绝缘强度。在正常运行情况下，这些设备的绝缘结构处在电网工频最高运行电压的作用之下，但是，由于各种各样的原因，电网中的这一部分或那一部分可能会产生高于此电压而对绝缘有危险的电压升高，这就是过电压。

运行经验和研究表明，过电压乃是造成电网绝缘损坏事故的主要原因，也是选择电气设备绝缘强度的决定性因素。

过电压分两大类，即雷电过电压和内部过电压。

雷电是在电网外部发生的一种大气物理现象，它会击于变电所内或输电线路，由此形成的雷电过电压又称外部过电压和大气过电压。

雷电有强有弱，它的单次放电的持续时间极短，约数十微秒，但最大的雷电流幅值达到 200kA 以上，当它击于输电线路或电气设备上时，会产生数百万伏以上的极高过电压，足以将所有的绝缘结构击穿损坏。以一条无保护的 110~220kV 线路为例，在雷电活动较多的地区每百公里每年受到的雷击数在 10 次以上，几乎每次雷击均会造成绝缘子的对地闪络，这样高的故障率显然是不容许的。至于雷击变电所内的电气设备，则其损坏后的修复期相当长，损失就更大了。因此，可靠的防雷措施是完全必要的。

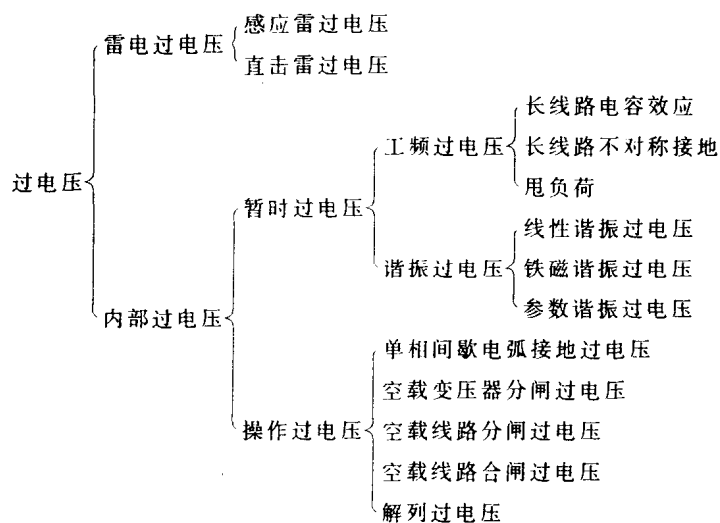
雷电过电压又分两种，直接击于导线和设备上引起的过电压称为直击雷过电压；当雷击导线或设备的近旁，由于电磁感应所产生的过电压，称为感应雷过电压，其幅值要比强雷时的直击雷过电压低得多，通常只对 35kV 以下的线路具有危险性。

防止雷电过电压的主要措施，是在变电所内设立避雷针或避雷线，并且设置避雷器，而在导线上架设避雷线，它们均需进行可靠的接地。在一般情况下，在采取这些主要的措施之后，电网的雷害事故次数可以下降到容许的水平以下。但从另一方面来说，运行统计表明，在目前破坏电网正常供电的事故总次数中，雷害事故约占其中的 50% 以上，因此，认真学习防雷知识和进一步研究完善的防雷措施，乃是一项十分重要的现实任务。

内部过电压是由于电网内部在故障和开关操作时发生振荡所引起的过电压，它分稳态性质的暂时过电压和暂态性质的操作过电压两种，后者的幅值往往较高，可达最高运行相电压幅值的三倍以上，持续时间则比雷电过电压长得多，以几毫秒到几十毫秒计。

由于故障和操作形式的多样性，内部过电压的类别很多，它们的危害性和防止方法也各有不同。一般地说，在中性点非直接接地的配电网中，暂时过电压所造成的事故较多，防止亦较困难。电网的额定电压愈高，在工频电压基础上振荡产生的操作过电压的幅值亦愈高，其危害性相对愈大，特别是对于超高压电网，必须采取专门措施加以强迫限制；我国 500kV 线路中的操作过电压要求限制在最高运行相电压幅值的两倍以下。

现将本书中讨论的各类过电压的名称依次汇列如下：



全书内容包括四篇，共分九章。第一篇属理论基础，介绍集中参数回路中的暂态计算方法，分布参数的长线路、变压器绕组和电机绕组中电磁波的传播过程，单相和三相长线路中的数值计算方法，以及长线路中波在运动时的衰减和变形。第二篇叙述雷电过电压，介绍主要的防雷设施，输电线路、变电所和发电厂的雷击传播过程，主要的计算方法、防护措施和防雷接线方式。第三篇介绍各种类别的内部过电压，它们的产生机理、特点、危害性和主要的抑制方法。第四篇叙述电网的绝缘配合方法，主要介绍输电线路绝缘子链片数的选择和电气设备试验电压的确定。四个部分前后贯通，构成一个整体，每章末尾附有习题，以供练习和启发思考。

第一篇 理论基础

第一章 集中参数回路和长线路中的暂态过程

电力系统是由集中参数和分布参数所组成的复杂振荡回路，当参数发生变化（开关操作和出现接地故障等）或系统中的某一点遭受到大幅值雷电流的侵袭时，就将发生电磁能的强烈振荡和传播，造成瞬间的以至稳态性质的过电压现象。

集中参数回路中的稳态计算和暂态计算比较简单，而在分布参数的长线路中，则需通过长线方程进行求解；如果考虑到长线路的三相不对称操作及其端部所连接的电源电网，计算过程将十分繁复，需要进行一定的简化处理和采用若干专用的分析方法，包括采用电子计算机来进行数值计算。

本章叙述若干常用的暂态分析方法，它同第二章一起构成本课程的主要理论基础。

第一节 集中参数回路中的暂态计算

一、单频回路

设发电机的电动势 $e(t)$ 经断路器 DL 合闸到电容器 C（例如改善功率因数用的电容器组），发电机的漏感为 L ，这就形成图 1-1 (a) 所示的单网孔（单频）振荡回路。

为了导引出过电压产生的概念，我们先从最简单的情况出发，即假定电源为直流电动势： $e(t) = E$ ，这就是图 1-1 (b)。采用拉氏运算方法， p 为算子，将电压 u_c 的运算表达式写成 $u_c(p)$ ，电动势 E 的运算表达式为 $\frac{E}{p}$ ，运算阻抗 $Z(p) = pL + \frac{1}{pC}$ ， L 中的初始电流和 C 上的初始电压为零，故有

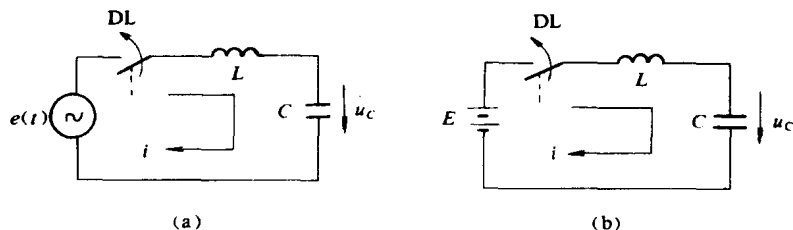


图 1-1 单频振荡回路

(a) 交流电源；(b) 直流电源

$$u_c(p) = \frac{E}{p} \times \frac{\frac{1}{pC}}{Z(p)} = \frac{E}{p} \times \frac{\frac{1}{pC}}{pL + \frac{1}{pC}} = \frac{E}{p(p^2LC + 1)}$$

$$= \frac{E}{p \left[\left(\frac{p}{\omega_0} \right)^2 + 1 \right]} = E \left(\frac{1}{p} - \frac{p}{p^2 + \omega_0^2} \right)$$

式中 ω_0 ——回路的自振角频率，即 $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ 。

$u_c(p)$ 的原函数为

$$u_c(t) = E(1 - \cos\omega_0 t) \quad (1-1)$$

这里等式右边的第一项 E 为稳态项，第二项为自由振荡项。为了满足初始条件 $u_c(0) = 0$ ，自由振荡项的幅值等于稳态值 E 。图 1-2 (a) 中画出了暂态曲线，可以看出，由于振荡项的存在，当 $\omega_0 t = \pi$ 时， $u_c(t)$ 达到最大值 $U_{cm} = 2E$ ，即产生两倍的过电压，并可用下式概括表达。

$$\text{过电压幅值} = \text{稳态幅值} + \text{振荡幅值} \quad (1-2)$$

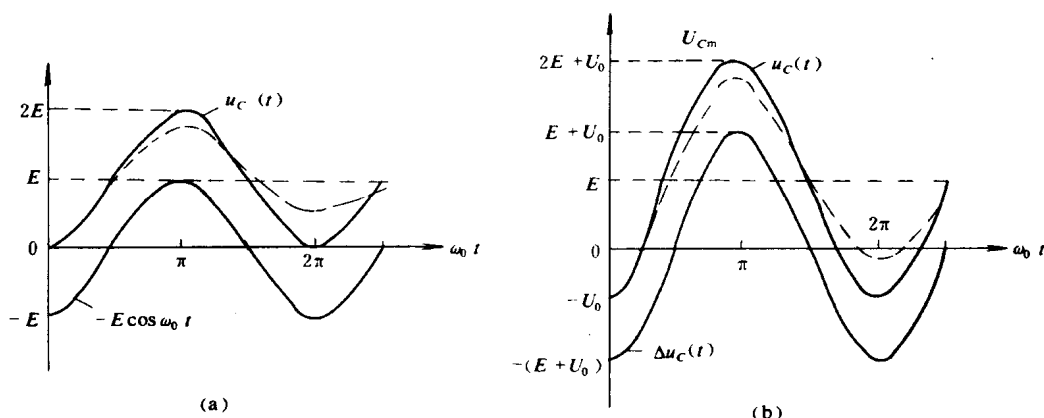


图 1-2 电容电压的振荡曲线

(a) 无初始电压；(b) 有初始电压 ($-U_0$)

我们可按如下的物理概念直接推导出 $u_c(t)$ 。充电后的稳态值显然为 E ，自振角频率为 ω_0 ，可以写出

$$u_c(t) = E + A\cos\omega_0 t + B\sin\omega_0 t \quad (1-3)$$

式中 A 、 B ——待定系数。

在 $t=0$ 时，电容电压不能突变，即 $u_c(0) = 0$ ，故

$$E + A = 0$$

同时， L 的存在使得电流 i 不能突变，即 $\left[C \frac{du_c(t)}{dt} \right]_{t=0} = 0$ ，故有

$$\left[\frac{du_c(t)}{dt} \right]_{t=0} = [0 - A\omega_0 \sin\omega_0 t + B\omega_0 \cos\omega_0 t]_{t=0} = B\omega_0 = 0$$

由此得 $A = -E$ ， $B = 0$ ，代入式 (1-3)，就得式 (1-1) 的表达式。

这样一来, 振荡的发生乃是由于储能元件 L 和 C 中的初始条件与刚合闸瞬间应有的稳态值不一致的结果。在上例中, 反映 L 贮能的 i 的稳态值为零, 它与初始值相等, 而反映电容贮能的 u_c 的初始值为零, 稳态值为 E , 它们的差值就是 u_c 的振荡幅值 $\Delta U_{cm} = \text{稳态值} - \text{初始值} = E$, 这样, 式 (1-2) 写成

$$\begin{aligned}\text{过电压幅值} &= \text{稳态幅值} + \text{振荡幅值 } \Delta U_{cm} \\ &= \text{稳态幅值} + (\text{稳态幅值} - \text{初始值}) \\ &= 2 \times \text{稳态幅值} - \text{初始值}\end{aligned}\quad (1-4)$$

由此可知, 在图 1-1 (b) 中, 如果 C 上的初始电压 $u_c(0) = E$, 则合闸后不产生过渡过程, 即 $i(t) = 0, u_c(t) = E$ 。一般地说, 如有 $u_c(0) = -U_0$, 则振荡幅值 $\Delta U_{cm} = E - (-U_0) = E + U_0$, 故有

$$U_c(t) = E - \Delta U_{cm} \cos \omega_0 t = E - (E + U_0) \cos \omega_0 t \quad (1-5)$$

暂态曲线如图 1-2(b) 所示, 根据式 (1-4), 过电压幅值 $U_{cm} = 2E - (-U_0) = 2E + U_0$ 。

如在图 1-1 (b) 中接有不大的串联 (损耗) 电阻 r (图中未画出), 则运算阻抗的特征方程为

$$Z(p) = pL + r + \frac{1}{pC} = 0$$

解之得

$$p = -\alpha_0 \pm j\omega_0'$$

其中

$$\alpha_0 = \frac{r}{2L}; \quad \omega_0' = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha_0^2}$$

式中 α_0 ——衰减系数;

ω_0' ——新的自振角频率。

由此可知, r 的存在使得自振角频率减小, 即用 ω_0' 代替 ω_0 , 同时, 在式 (1-1) 和式 (1-5) 中, 自由振荡包括正弦和余弦两项, 并均乘以 $e^{-\alpha_0 t}$, 暂态电压 $u_c(t)$ 将随时间逐渐衰减, 最后趋于 E , 如图 1-2 中的虚线所示, 过电压的幅值也就有所下降。

当 $\alpha_0 = \omega_0$, 即 $\frac{r}{2L} = \frac{1}{\sqrt{LC}}, r = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$, 得 $\omega_0' = 0$, 振荡就不产生, 这是临界阻尼

情况。当 $\alpha_0 > \omega_0$, 即 $r > 2\sqrt{\frac{L}{C}}$, 这是不振荡的衰减暂态过程, 过电压不会发生。

在交流电源情况下 [图 1-1 (a)], 令 $e(t) = E \cos(\omega t + \theta)$, 仍使 $r = 0$, 电容 C 两端的稳态电压幅值 U_c 为

$$\dot{U}_c = \dot{E} \frac{\frac{1}{j\omega C}}{\frac{1}{j\omega C} + j\omega L} = \frac{\dot{E}}{1 - \omega^2 LC} = \frac{\dot{E}}{\left(1 - \frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} \quad (1-6)$$

仿照式 (1-3), 写出电容 C 的暂态电压 $u_c(t)$, 即

$$U_c(t) = U_c \cos(\omega t + \theta) + A \cos \omega_0 t + B \sin \omega_0 t$$

在 $t = 0$ 时, 设 L, C 中的初始条件为零, $u_c(0) = U_c \cos \theta + A = 0$, 故 $A = -U_c \cos \theta$; 同时

$$\left[\frac{du_c(t)}{dt} \right]_{t=0} = [-U_c \omega \sin(\omega t + \theta) - A \omega_0 \sin \omega_0 t + B \omega_0 \cos \omega_0 t]_{t=0} = 0$$

得 $B = U_c \frac{\omega}{\omega_0} \sin \theta$, 故可写成

$$\begin{aligned} \frac{U_c(t)}{U_c} &= \cos(\omega t + \theta) - \cos \theta \cos \omega_0 t + \frac{\omega}{\omega_0} \sin \theta \sin \omega_0 t \\ &= \cos(\omega t + \theta) - \sqrt{\cos^2 \theta + \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \sin^2 \theta} \cos(\omega_0 t + \beta) \\ &= \cos(\omega t + \theta) - \frac{\cos \theta}{\cos \beta} \cos(\omega_0 t + \beta) \end{aligned} \quad (1-7)$$

其中 $\operatorname{tg} \beta = \frac{\omega}{\omega_0} \operatorname{tg} \theta$

假定电源电动势在幅值时合闸, 即 $\theta = 0^\circ, \beta = 0^\circ$, 则 $u_c(t)$ 只由两个余弦项组成, 即

$$\frac{u_c(t)}{U_c} = \cos \omega t - \cos \omega_0 t \quad (1-8)$$

我们定义: 某一点的过电压幅值与其稳态电压幅值之比, 称为该点的过电压系数, 用 ρ 表示。由式 (1-8) 可知, 在此单频振荡回路中, 如 $\frac{\omega_0}{\omega} = 2i$ ($i=1, 2, \dots$), 则在电源电动势幅值合闸时, 当 $\omega t = (2i-1)\pi$, 两个余弦分量的幅值正好同向叠加, 过电压系数 $\rho = \frac{U_{cm}}{U_c} = 2$ 。图 1-3 中画出了 $\omega_0 = 2\omega$ 的波形。当然, 损耗电阻同样会使波形衰减, 以致 $\rho < 2$ 。此外, 如 $\frac{\omega_0}{\omega} \neq 2i$, 则两个分量的幅值不在同一瞬间出现, ρ 值也将小于 2。

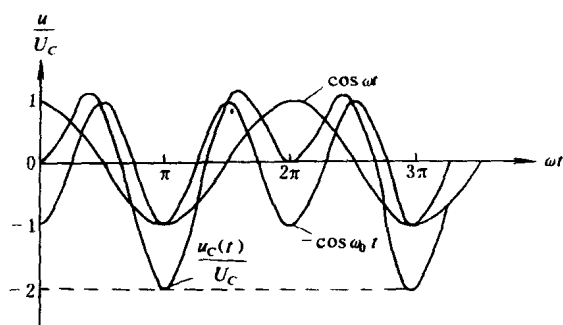


图 1-3 单频振荡回路中电源电动势幅值合闸时的暂态曲线 ($\omega_0 = 2\omega$)

如果 $\theta \neq 0$, 则可区分两种情况。先设 $\omega_0 > \omega$, 即 $\frac{1}{\omega C} > \omega L$, 在工频下回路属于容性; 由式 (1-7) 可知, 自由振荡分量的幅值 $\sqrt{\cos^2 \theta + \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \sin^2 \theta} < 1$, 故即使两个分量的幅值叠加在一起, ρ 值总是小于 2。当 $\theta = 90^\circ$, 即电动势在零值时合闸, 式 (1-7) 变成

$$\frac{U_c(t)}{U_c} = -\sin \omega t + \frac{\omega}{\omega_0} \sin \omega_0 t \quad (1-9)$$

可知暂态过程仍然产生, 但是过电压不高。

另一种情况为 $\omega_0 < \omega$, 即 $\frac{1}{\omega C} < \omega L$, 回路呈感性, 此时自由振荡分量的幅值大于 U_c , 在一定的 ω_0 值时, 两个幅值的叠加会使 $\rho > 2$, 最严重的情况相当于在电源电动势零值时

① 如 $\frac{\omega}{\omega_0} = 2i$, 则情况类似。

合闸, 如式 (1-9) 所示。设有 $\frac{\omega}{\omega_0} = \frac{5}{3}$, 则在 $\omega t = \frac{5\pi}{2}$ 时, $\omega_0 t = \frac{3}{2}\pi, \rho = 1 + \frac{\omega}{\omega_0} = 2\frac{2}{3} > 2$ 。

概括地说, 在单频回路和回路初始条件为零的情况下, 如 $\omega_0 > \omega$, 则 $\rho \leq 2$, 在电源电动势接近幅值时合闸会产生最大的过电压, 这是由于电容电压初始值 (等于零) 与合闸瞬间应有的稳态值 (等于 U_C) 的不同所引起; 如 $\omega_0 < \omega$, 则 ρ 可能小于、等于或大于 2, 在电源电动势接近零值时合闸会有最大的过电压, 这是由于电感初始电流 (等于零) 与合闸瞬间应有的稳态值 (等于 $\omega C U_C$) 的不同所引起。从这里还可看出, 不论 θ 为何值, 由于在合闸瞬间不能同时满足两个条件 (即 L 中电流的初始值与稳态值相同, C 两端电压的初始值与稳态值亦相同), 故暂态过程总会发生。

二、多频回路

实际接线往往是多频回路, 例如分布参数的长线路是由无穷多个小电感和小电容所组成的无穷多个自振频率的振荡回路, 这里的暂态过程将与前述有所差异。以图 1-4 的双频振荡回路为例, 设两个自振角频率 ω_1 和 ω_2 均大于 ω , 并设 $\omega_2 > \omega_1$, 作为最严重的情况, 参照以上的分析, 取 $e(t) = E \cos \omega t$, 令 C_2 端部稳态电压的幅值为 U_{C2} , 暂态电压 $u_{C2}(t)$ 由三个余弦项组成:

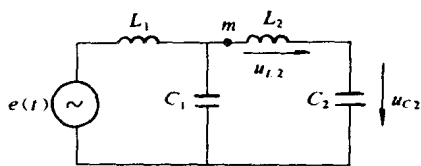


图 1-4 双频振荡回路

$$\frac{u_{C2}(t)}{U_{C2}} = \cos \omega t + A \cos \omega_1 t + B \cos \omega_2 t \quad (1-10)$$

不计回路的初始条件, 在 $t=0$ 时

$$\left[\frac{U_{C2}(t)}{U_{C2}} \right]_{t=0} = 1 + A + B = 0$$

$$\text{同时有} \quad [u_{L2}(t)]_{t=0} = \left[L_2 \frac{di_2}{dt} \right]_{t=0} = L_2 \left[\frac{d}{dt} C \frac{du_{C2}}{dt} \right]_{t=0}$$

$$= L_2 C_2 \left[\frac{d^2 u_{C2}}{dt^2} \right]_{t=0} = -L_2 C_2 u_{C2} (\omega^2 + A \omega_1^2 + B \omega_2^2) = 0$$

$$\text{联解得} \quad B = \frac{\left(\frac{\omega_1}{\omega} \right)^2 - 1}{\left(\frac{\omega_2}{\omega} \right)^2 - \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right)^2}; \quad A = -(1 + B)$$

由此可知, $B > 0, A < -1$, 因而 $1 + |A| + B > 2$, 换言之, 如果式 (1-10) 中的三个分量在某一时刻同时到达同号幅值, 则有 $\rho > 2$ 。例如 $\frac{\omega_1}{\omega} = 2, \frac{\omega_2}{\omega} = 5$, 算出 $B = \frac{1}{7}, A = -\frac{8}{7}$, 当 $\omega t = \pi$ 时, 式 (1-10) 到达最大值 $-(1 + \frac{8}{7} + \frac{1}{7}) = -2\frac{2}{7}$, 即 $\rho = 2\frac{2}{7}$ 。

上面的讨论说明, 在多频率 (两个及以上自振频率) 振荡回路中, 只要参数得当, 电容两端的过电压系数 ρ 均可能大于 2; 在实际情况下, 由于频率的差异和暂态过程的 (电阻) 衰减, ρ 值往往小于 2。

为了求出自振角频率, 可将回路中的电源电动势置零, 从任何一点开始计算其两侧的运算入口阻抗 $Z(p_1)$, 令 $Z(p_1) = 0$, 解出 $p = j\omega_i$, ω_i 就是自振角频率。例如, 在图 1-4 中, 令从 m 点看出去的运算入口阻抗为零, 即

$$Z(p) = -\frac{\frac{\rho L_1}{\rho C_1}}{\rho L_1 + \frac{1}{\rho C_1}} + \rho L_2 + \frac{1}{\rho C_2} = 0$$

取最简单的情况为例, 即 $L_1 = L_2, C_1 = C_2$, 上式简化为

$$\rho^4 + \left(\frac{3}{L_1 C_1}\right) \rho^2 + \left(\frac{1}{L_1 C_1}\right)^2 = 0$$

由此得

$$\rho^2 = \frac{-3 \pm \sqrt{5}}{2L_1 C_1}$$

令 $\rho = j\omega_i$, 代入上式, ω_i 有两个根, 即

$$\omega_1, \omega_2 = \sqrt{\frac{3 \mp \sqrt{5}}{2L_1 C_1}} = (0.618, 1.618) \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$$

如果电源电动势为非正弦波, 例如雷电作用下的指数波形, 则可按照类似的运算方法求解。

第二节 无损单导线中行波的基本方程

雷击架空输电线路时将会产生电磁波沿着导线的运动传播过程, 简称为行波 (或流动波) 的传播过程。此外, 变电所内存在着许多联络短线 (如变压器到母线、变压器到避雷器的连线等), 它们象输电线路一样, 都属分布参数, 在持续时间极短 (微秒级) 的雷电波的作用下, 表现为在各个联络线段间行波的传播和快速折、反射过程, 并且往往会在此过程中产生瞬间的极高幅值的过电压。因此, 为了研究雷电波在变电所和输电线路中的行为,

需要分析长线路中行波的传播过程。

如图 1-5 (a), 令距离 x 从导线首端算起, u 和 i 为距离 x 和时间 t 的函数, 记为 $u(x, t)$ 和 $i(x, t)$, 运算表达式为 $u(x, p)$ 和 $i(x, p)$, 运算波动方程为

$$-\frac{du(x, p)}{dx} = pL_0 i(x, p)$$

$$-\frac{di(x, p)}{dx} = pC_0 u(x, p)$$

或者写成

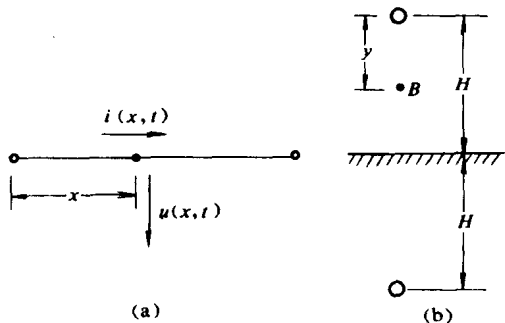


图 1-5 长导线及其电流镜像

(a) x 点的电压和电流; (b) 镜像图

$$\frac{d^2 u(x, p)}{dx^2} = p^2 L_0 C_0 u(x, p) = \left(\frac{p}{v} \right)^2 u(x, p) \quad (1-11)$$

其中

$$u = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}$$

$$i(x, p) = -\frac{1}{p L_0} \times \frac{du(x, p)}{dx} \quad (1-12)$$

式中 L_0, C_0 ——单位长度（每公里）导线的自感和对地电容。

以后我们可以看到，雷电波的起始等效频率极高（数百千赫），在此高频下，大地相当于超导体， i 所产生的磁通穿不进大地内部，故其镜像深度等于导线高度 H ① [图 1-5 (b)]，导线半径（分裂导线时为等效半径）为 r_d ，在离导线下部 y 处的磁密 B 为

$$B = \frac{\mu_0 i}{2\pi y}$$

式中 μ_0 ——空气的导磁系数， $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-4} (\text{H/km})$ 。

故 i 所产生的每公里导线的总磁通 Φ 为

$$\Phi = \int_r^{2H} B dy = \frac{\mu_0 i}{2\pi} \ln \frac{2H}{r_d}$$

求出电感

$$L_0 = \frac{\Phi}{i} = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{2H}{r_d} \quad (1-13)$$

对于对地电容 C_0 ，由于导线电荷的镜像深度总是等于导线高度，故可按照类似的方法求出

$$C_0 = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln \frac{2H}{r_d}} \quad (1-14)$$

此外

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = 3 \times 10^5 (\text{km/s}) \quad (1-15)$$

式中 ϵ_0 ——空气的介电系数， $\epsilon_0 = \frac{10^{-6}}{36\pi} (\text{F/km})$ 。

由式 (1-15) 可以看出， v 为光速；如果波在电缆中传播， ϵ_0 应取电缆的介电系数 ϵ ，由于 $\epsilon \gg \epsilon_0$ ，故波速降至光速的一半以下。

式 (1-11) 的解答为两个指数项

$$u(x, p) = u_q(p) e^{-\frac{p}{v} x} + u_l(p) e^{\frac{p}{v} x}$$

这里 $u_q(p)$ 和 $u_l(p)$ 为决定于端部条件的与 p 有关的函数。现在代入式 (1-12) 得

① 导线（包括避雷线）的高度取档距内的平均高度，即等于导线在杆塔上的悬挂高度，减去 $\frac{2}{3}$ 的弧垂。

$$i(x, p) = -\frac{1}{pL_0} \times \frac{p}{v} \left[-u_q(p)e^{-\frac{p}{v}x} + u_l(p)e^{\frac{p}{v}x} \right]$$

$$= \frac{1}{Z} \left[u_q(p)e^{-\frac{p}{v}x} - u_l(p)e^{\frac{p}{v}x} \right]$$

其中
$$Z = L_0 v = L_0 \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}} = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \ln \frac{2H}{r_d} = 60 \ln \frac{2H}{r_d}$$

Z 是一个实数, 具有电阻的量纲, 称为波阻, 它与导线的长度无关。架空单导线的 $Z \approx 500\Omega$, 分裂导线的等效半径 r_d 增大, 故波阻随分裂数的增加而下降。前已指出, 电缆中的 v 是光速的一半以下, 电感又比架空线的小得多, 故其波阻要比架空线的小一个数量级。

根据延时定理: 如 $f(t)$ 的象函数为 $F(p)$, 则 $F(p)e^{-pT}$ 的原函数为 $f(t-T)$, 即延迟一个时间 T ; 这样, 令 $u_q(p)$ 和 $u_l(p)$ 的原函数为 $u_q(t)$ 和 $u_l(t)$, 则以上两式的解答为

$$u(x, t) = u_q\left(t - \frac{x}{v}\right) + u_l\left(t + \frac{x}{v}\right)$$

$$i(x, t) = \frac{1}{Z} \left[u_q\left(t - \frac{x}{v}\right) - u_l\left(t + \frac{x}{v}\right) \right]$$

或者改写成

$$u(x, t) = u_q(x - vt) + u_l(x + vt) \quad (1-16)$$

$$i(x, t) = \frac{1}{Z} [u_q(x - vt) - u_l(x + vt)]$$

$$= i_q(x - vt) + i_l(x + vt) \quad (1-17)$$

其中
$$i_q(x - vt) = \frac{1}{Z} u_q(x - vt), i_l(x + vt) = -\frac{1}{Z} u_l(x + vt)$$

我们来看 $u_q(x - vt)$ 项的物理概念。

如图 1-6 (a) 所示, 在 $t = t_1$ 时, 假定沿线电压分布如左侧实线所示, 其中 x_1 点的电压为 $U_{q1} = u_q(x_1 - vt_1)$; 经过 Δt 时间后 (即 $t_2 = t_1 + \Delta t$), 我们看 x_1 的前面 $v\Delta t$ 处 (即 x_2 点, $x_2 = x_1 + v\Delta t$) 的电压 U_{q2} 为

$$U_{q2} = u_q(x_2 - vt_2) = u_q[x_1 + v\Delta t - v(t_1 + \Delta t)]$$

$$= u_q(x_1 - vt_1) = U_{q1}$$

由此可知, 在经 Δt 时间后, 波形向 x 前方移动了 $v\Delta t$ 的距离, 故 $u_q(x - vt)$ 乃是一个前行波, 整个波形从左侧实线处移至右侧实线处。

同理可知, $u_l(x + vt)$ 乃是一个电压反行波, 如图 1-6 (b) 所示, 在经 Δt 时间后, 波形从右侧反行 (x 的反方向) 到左侧。

由式 (1-17) 可知, $i_q(x - vt)$ 是电流的前行波, 其值等于电压前行波除以 Z , $i_l(x + vt)$ 则是反行波, 它等于电压反行波除以 $(-Z)$ 。由于我们定义 x 的正方向就是电流的正方向, 故往 x 反方向的电流为负, 这是反行波的波阻为负的原因。为了形象起见, 正值电流 (或