

李祥超^{1,2} 陈则煌¹ 周中山¹ 曹洪亮¹

基于传输线时域理论的同轴线中雷电波传播分析

摘要

针对雷电波在同轴线中传播特性的问题,通过对同轴线的暂态响应的理论分析,利用理论与试验相结合的方法,研究了同轴线对 1.2/50 μs 雷电波的暂态响应.结果表明:线终端负载上的信号由所传输信号的频率成分以及波导终端阻抗性质决定;1.2/50 μs 雷电波信号频谱存在高于同轴线截止频率的成分,终端阻抗匹配情况下雷电波波头出现大量高次模成分;终端负载开路时,线终端信号的高次模是雷电波的入射波与反射波以及所激发的高次模之和;受雷电波频谱特征影响,雷电波激发出的高次模成分主要集中在波头部分;雷电波在线中传播的最终波形是各高次模分量之和,降低雷电波波头陡度可以减少高次模成分.在雷电过电压防护中应充分考虑到雷电波在线路中传播的畸变问题,这对于指导同轴线引入的过电压防护具有重要意义.

关键词

雷电波;同轴线;暂态响应;高次模;过电压防护

中图分类号 TM862

文献标志码 A

收稿日期 2014-11-27

资助项目 国家自然科学基金(41075025);南京信息工程大学大气科学与环境气象实验教学中心基金(SXJC2014A02)

作者简介

李祥超,男,高级实验师,硕士生导师,主要从事电涌保护器的研制与调试.

lxcfanglei@163.com

1 南京信息工程大学 中国气象局气溶胶与云降水重点开放实验室,南京,210044

2 南京信息工程大学 应用电磁学研究中心,南京,210044

0 引言

伴随着信息技术的进步,建立于高度集成与快速通信网络的各种系统得以快速发展,由于其覆盖面广,很容易受到雷电等强电磁干扰侵扰^[1-3].同轴线作为常用的一种信号及信息传输媒介,在雷电发生时往往会成为过电压波的侵入途径,这不仅会造成数据传输出现异常还可能造成终端设备出现故障^[4].因此,研究同轴线中雷电波的传播特性具有十分重要的意义.

目前,为了考察同轴线中暂态脉冲的传播特性,主要是对任意给定的输入信号,通过对终端的输出信号进行 Fourier 积分变换来确定.求解该 Fourier 积分的常用方法有 Namiki 与 Horuchi 使用的鞍点积分法^[5]、Ito 使用的稳态相位法^[6]等.但是,对脉冲很短或频带很宽的信号而言,当其通过同轴线以后,通过 Fourier 积分确定的输出信号往往与实际情况有较大出入.因为该方法是建立在波导中只传播单一模式信号的假设上的.该假设仅对频带较窄的信号有较好的适用性,对于频率范围从低频甚至高频的雷电脉冲信号而言,适用性会受到制约^[8].针对同轴线的电涌防护常使用基于传输线理论的 $\frac{1}{4}\lambda$ 电涌保护器对雷电波进行抑制^[9],但是,当雷电波形发生畸变、频率成分发生改变时,其保护效果可能会产生大打折扣.

本文通过假设同轴线受一个磁流环激励,然后引进推迟 Green 函数对修正的 Klein-Gordon 方程进行时域求解,得到了同轴线内的时域模式电流表达式,结合 1.2/50 μs 雷电波特点,将其等效为阶跃函数进行仿真计算,最后通过试验验证了同轴线对 1.2/50 μs 雷电波的响应特性,解释了雷电波头发生高频振荡的原因.

1 理论分析

1.1 同轴线的暂态响应

如图 1 所示为内径为 a ,外径为 b 的无耗同轴线,假设其长度为 L .设该波导在 $z = z_0$ 处受一个磁流环激励^[7-8]:

$$J_m(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}_\phi f(t) \delta(z - z_0) \delta(\rho - \rho_0), \quad a < \rho_0 < b, \quad (1)$$

式中, (ρ, ϕ, z) 为柱坐标, \mathbf{u}_ϕ 为 ϕ 方向的单位矢.根据对称性,只有 TEM 模和与 ϕ 无关的 TM_{0n} 模被激发.

根据正交归一的矢量模式函数:

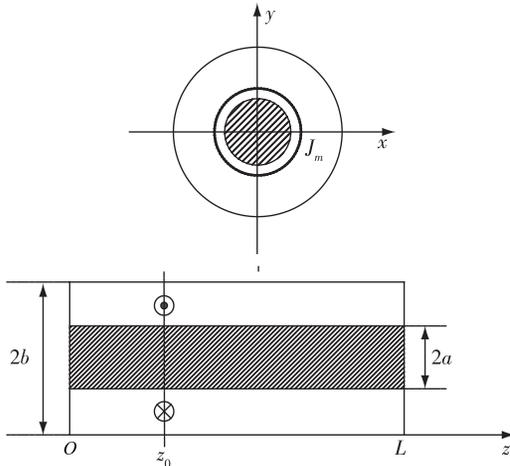


图1 同轴线谐振腔
Fig. 1 Coaxial cavity

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_{n1}(\rho, \phi) &= \mathbf{u}_\rho e_1(\rho), \quad k_{c1} = 0, \\ e_1(\rho) &= \frac{1}{\rho \sqrt{2\pi \ln c_1}}, \\ \mathbf{e}_{n2}(\rho, \phi) &= \mathbf{u}_\rho e_n(\rho), \quad k_{cn} = \frac{\chi_n}{a}, \\ e_n(\rho) &= \frac{\sqrt{\pi} \chi_n}{2a} \cdot \frac{J_1(\chi_n \rho/a) N_0(\chi_n) - N_1(\chi_n \rho/a) J_0(\chi_n)}{\sqrt{J_0^2(\chi_n)/J_0^2(c\chi_n) - 1}}, \\ n &\geq 2, \end{aligned}$$

则

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_{n3}(\rho, \phi) &= \mathbf{u}_\rho \frac{\sqrt{\pi} \chi_n}{2a} \cdot \\ &\frac{J_1(\chi_n \rho/a) N_0(\chi_n) - N_1(\chi_n \rho/a) J_0(\chi_n)}{\sqrt{J_0^2(\chi_n)/J_0^2(c\chi_n) - 1}}, \\ n &\geq 2. \end{aligned} \quad (2)$$

式中, $c_1 = b/a$, \mathbf{u}_ρ 是 ρ 方向单位矢, χ_n 是 $J_1(\chi_n \rho/a) N_0(\chi_n) - N_1(\chi_n \rho/a) J_0(\chi_n) = 0$ 的第 n 个非零根, 通过查表法确定^[10].

推迟 Green 函数 $G_n^i(z, t; z', t')$ 为

$$G_n^i(z, t; z', t') =$$

$$\frac{v}{2} e^{-\gamma(t-t')} H[(t-t') - |z-z'|/v] \cdot J_0[(k_{cn}^2 v^2 - \gamma^2)^{1/2} \sqrt{(t-t') - |z-z'|/v}]. \quad (3)$$

式中 $\gamma = \sigma/2\varepsilon$, $J_0(x)$ 是第一类贝塞尔函数, $H(x)$ 是单位阶跃函数, 其中 $x = (t-t') - |z-z'|/v$.

指定源函数 $f(t)$, 则根据式(3)可以对式(4)修正的 Klein-Gordon 方程进行求解:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \sigma \frac{\eta}{v} \frac{\partial}{\partial t} - k_{cn}^2 \right) i_n^{\text{TM}}(z, t) = f(z, t). \quad (4)$$

通过 Fourier 变换与逆变换, 再取积分, 则式(4)可化为

$$\begin{aligned} i_n(z, t) &= - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(z', t') G_n(z, t; z', t') dt' dz', \\ z &\in (-\infty, +\infty). \end{aligned} \quad (5)$$

将式(4)与(5)联立求解则时域模式电流可以表示为

$$\begin{aligned} i_1^{\text{TEM}} &= - \frac{\pi}{\eta \sqrt{2\pi \ln c_1}} f(t - |z - z_0|/v), \\ i_n^{\text{TM}} &= - \frac{\pi \chi_n \rho_0 \sqrt{\pi}}{2a\eta} \cdot \\ &\frac{J_1(\chi_n \rho_0/a) N_0(\chi_n) - N_1(\chi_n \rho_0/a) J_0(\chi_n)}{\sqrt{J_0^2(\chi_n)/J_0^2(c\chi_n) - 1}} \cdot \\ &\int_{-\infty}^{t-|z-z_0|/c} \frac{df(t')}{dt'} J_0[k_{cn} c \sqrt{(t-t')^2 - |z-z_0|^2/c^2}] dt', \\ n &\geq 2. \end{aligned} \quad (6)$$

式(6)可以说明如果激励信号 $f(t)$ 的最高频率分量低于同轴线的截止频率, 信号在同轴线中可以无畸变传输, 否则将激发高次模。

当暂态信号在同轴线中传播时, 同轴线终端的电信号将是上述各种模式电流之和, 即:

$$i = i_1^{\text{TEM}} + \sum_{n=2}^{\infty} i_n^{\text{TM}}. \quad (7)$$

雷电波形可以使用双指数函数近似模拟即 $f(t) = I_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$. 对于 $1.2/50 \mu\text{s}$ 雷电波而言, $\alpha = 1.473 \times 10^4$, $\beta = 2.08 \times 10^6$. 将 $f(t)$ 代入式(6), 即可得出 $1.2/50 \mu\text{s}$ 雷电波在同轴线中传播后的波形。

2 仿真与试验分析

雷电波的频谱成分很丰富, 可达 GHz^[11], 但是主要能量集中在低频部分. 因此, 对于截止频率为零的同轴线而言, 当雷电波在其中传播时, 必将激发高次模, 使雷电波发生畸变。

2.1 仿真计算

双指数波形计算复杂, 为了简化计算, DL/T 620—1997 建议使用斜角波进行等效计算^[12]. 考虑到 $1.2/50 \mu\text{s}$ 波头时间/波尾时间仅为 0.02, 因此可以将 $1.2/50 \mu\text{s}$ 雷电波视作阶跃波形 $H(t)$, 然后进行仿真计算, 得到 $1.2/50 \mu\text{s}$ 雷电波在同轴线中的传输情况. 图 2 为单位阶跃波形在同轴线中激发出来的高次模情况. 结合 $1.2/50 \mu\text{s}$ 雷电波的波头时间短、波尾时间较长, 波头时间与波尾的时间相比很小

的特点,本处所作近似是合理的.图3所示是阶跃函数 $H(t)$ 经同轴线传输后的输出波形.从仿真结果来看,脉冲信号经同轴线传输后,脉冲信号激发了高次模成分.为了便于分析,图中仅给出了 i_1^{TEM} 、 i_2^{TM} 、 i_3^{TM} 成分.从图2中可以看出, i_1^{TEM} 波形与波导所传输的原始信号是相同的,但是 i_2^{TM} 、 i_3^{TM} 即信号所激发的高次模成分的出现使波导的输出波形产生畸变,出现高频振荡,如图3所示.如果不考虑高次模成分,则输出波形就是图2中的阶跃函数.实际上,图3所示阻尼振荡波形就是将图2中的各高次模成分进行求和以后得到的波形.可以看出,波形的整体趋势保持着阶跃函数的基本特点,只是在原有基础上呈现出阻尼振荡的现象.不过,从整体上看,虽然波形幅值不断减小,但是由于这种阻尼振荡存在周期性的幅值变化,相应的防护手段必将相应改变,这也是今后值得研究的一项内容.

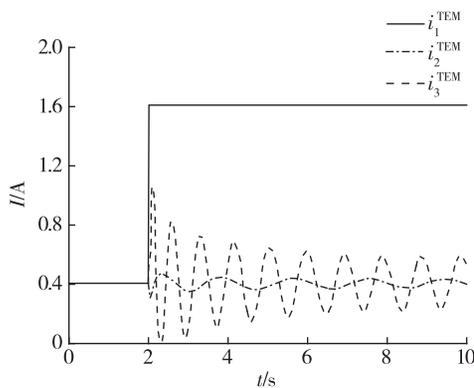


图2 阶跃信号在同轴线中激发的高次模

Fig. 2 High-order modes excited by step function

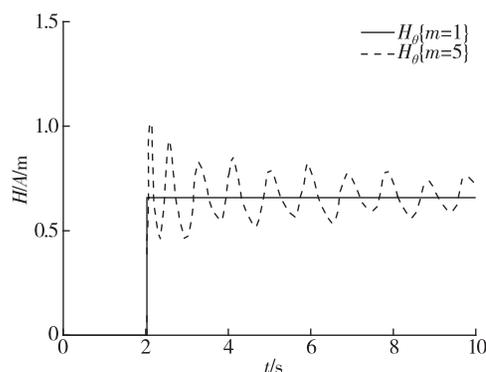


图3 阶跃信号经同轴线传输后的波形

Fig. 3 Outcome of the coaxial terminal

2.2 试验模型

图4为本试验的试验装置示意.试验中,同轴线

选用长度为 L 的 SYV-75-5 同轴线 ($a=0.76\text{ mm}$, $b=4.8\text{ mm}$), 考察同轴线终端匹配与否情况下,同轴线对 $1.2/50\text{ }\mu\text{s}$ 雷电波的响应特性.根据所选同轴线特征,选用 $75\text{ }\Omega$ 高压电阻作为匹配负载进行试验.高压电阻耐压高,在 $1.2/50\text{ }\mu\text{s}$ 雷电波通过时不会损坏.通过 TDS2202B 示波器采集同轴线终端的电压波形.

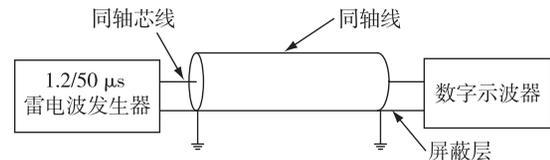


图4 试验装置示意

Fig. 4 Schematic diagram of experimental apparatus

2.3 试验结果与分析

图5是未接同轴线时,通过示波器采集到的波形,图6是同轴线终端接 $75\text{ }\Omega$ 匹配电阻后的电压波形,图7则是同轴线终端无匹配电阻即开路时的雷电电压波形.对比图5与图6可以发现,虽然在同轴线已经实现阻抗匹配,但是在终端处的雷电波形仍然出现了高次模成分.因此可以排除仪器以及示波器探头造成振荡的可能.与终端电阻匹配时的 $1.2/50\text{ }\mu\text{s}$ 雷电波相比,终端开路时,雷电波的波头部分振荡更加剧烈,振荡周期更多.因此,可以认为同轴线本身特性是造成高频振荡的主要原因.

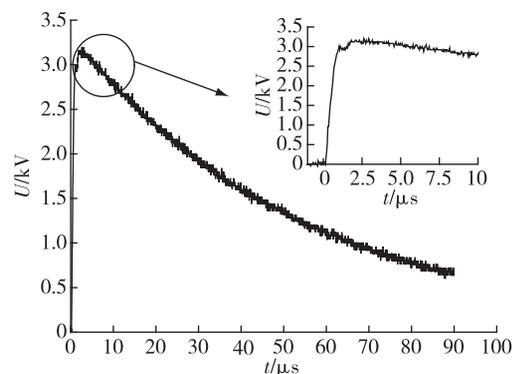


图5 未发生畸变的 $1.2/50\text{ }\mu\text{s}$ 雷电波

Fig. 5 $1.2/50\text{ }\mu\text{s}$ waveform without distortion

将图6波形进行局部放大后即得图8所示波形.结合图6、图8可以发现,雷电波的高次模主要产生在波头部分.根据图9所示的 $1.2/50\text{ }\mu\text{s}$ 雷电波的 10 、 20 和 $50\text{ }\mu\text{s}$ 内的幅频特性曲线不难发现,即使时间尺度不同,三者的频谱成分却基本一致.事实上,由

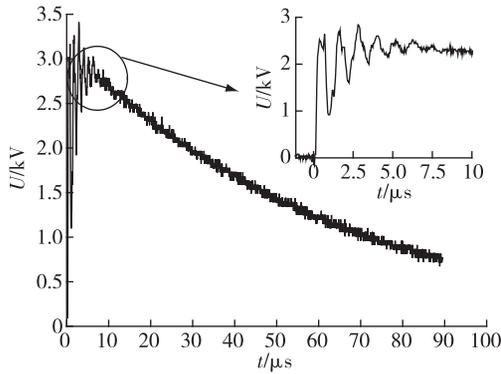


图6 终端匹配时的 1.2/50 μs 雷电波
Fig. 6 1.2/50 μs waveform with terminal matching

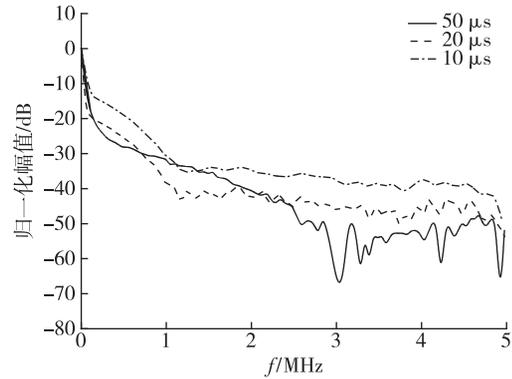


图9 1.2/50 μs 雷电波的幅频特性
Fig. 9 The spectrum characteristics of 1.2/50 μs wave

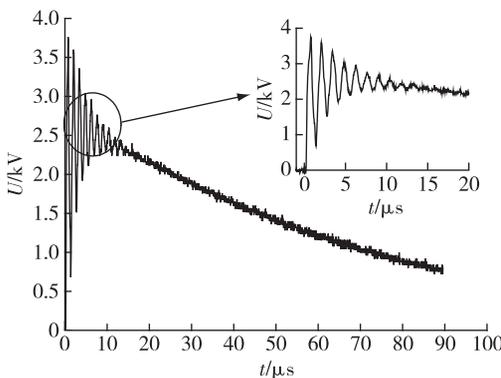


图7 终端开路时的 1.2/50 μs 雷电波
Fig. 7 1.2/50 μs waveform with open-ended terminal

轴线终端电压幅值与谐波周期变化情况.对比表 1 中终端匹配电阻前后终端电压幅值与谐波周期的变化情况可以发现,终端匹配后,终端电压幅值得到有效的抑制,谐波周期数减小了 3 个.根据行波理论^[13-14]以及时域模式理论^[7-8],波导终端信号由两方面构成:一是因波导终端不匹配使信号发生多次折反射;二是信号频率高于同轴线的截止频率,激发出高次模.所以,阻抗匹配以后相当于抑制了雷电波的折反射过程,因此可以近似认为同轴线终端信号的高次模成分仅仅是高于截止频率的那部分雷电波信号激发的.

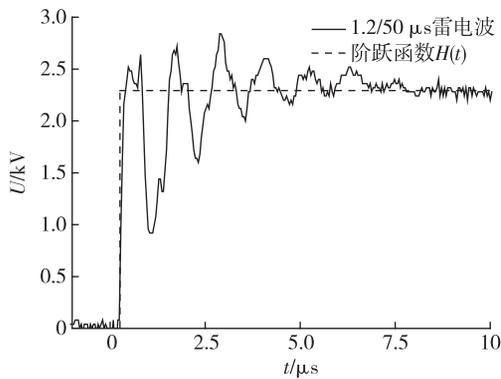


图8 1.2/50 μs 雷电波经同轴线传输后的波形
Fig. 8 1.2/50 μs waveform through the coaxial cable

于雷电波波头上升速度快、波头时间短,雷电波的频率成分主要集中在波头部分,因此高次模主要集中在雷电波波头部分.另外,还可以得出结论:如果设法降低雷电波的波头陡度,可以减少高次模成分.这对于线缆中雷电波的防护具有指导意义.

改变 1.2/50 μs 雷电压幅值可得表 1 所示的同

表 1 不同 1.2/50 μs 雷电压幅值下同轴线终端的电压幅值与周期数变化

1.2/50 μs 电 压幅值/kV	终端匹配 75 Ω 电阻		终端开路	
	终端幅值/kV	谐波周期数	终端幅值/kV	谐波周期数
1.0	0.92	6	1.36	9
2.0	1.84	6	2.68	9
3.0	2.80	7	4.08	10
4.0	3.60	7	5.28	11
5.0	4.48	7	6.64	10
6.0	5.44	7	7.92	10

根据表 1,波导终端开路时,终端电压幅值比所施加的电压幅值大,而终端匹配有 75 Ω 电阻时,终端电压幅值却比所施加的电压幅值小.由行波理论知道,终端开路时,雷电波在同轴线中会发生波的全反射.理论上,终端电压应为所施加的雷电压幅值的 2 倍,但是由于所用同轴线并不是均匀无耗的,因此终端处的实际电压幅值比理论略低.当终端匹配时,反射系数最小,所以此时波导终端的电压幅值小于

其终端开路时的电压幅值。

当终端实现阻抗匹配以后,因阻抗不匹配造成的高频振荡得以抑制,但是由于同轴线内所传 1.2/50 μs 雷电波信号的频率成分存在高于同轴线截止频率成分,所以雷电波信号在终端仍然激发出高次模成分.在同轴线终端开路时,雷电波会在同轴线中发生多次折反射,加之 1.2/50 μs 雷电波信号在同轴线内会激发出高次模成分,因此波导终端信号的周期数会比终端匹配时多。

3 结论

通过理论与试验分析,可以得出以下结论:

1) 同轴线终端高次模成分不仅由同轴线终端状态决定,还与所传信号的频率特性有关;

2) 由于 1.2/50 μs 雷电波信号频谱存在高于同轴线截止频率的成分,所以即使同轴线终端已经实现阻抗匹配,雷电波在同轴线中仍会激发出高次模;

3) 终端开路时,同轴线终端信号的高次模是雷电波信号激发的高次模,以及入射波与反射波的叠加形成的;

4) 雷电波激发出的高次模成分主要集中在波头部分,是由于雷电波自身的频谱成分主要集中在波头部分,因此降低雷电波波头陡度可以减少高次模成分。

参考文献

References

- [1] 李祥超,赵学余,杜志航.自动气象环境监测站雷电过电压的抑制措施[J].南京信息工程大学学报(自然科学版),2009,1(3):279-282
LI Xiangchao,ZHAO Xueyu,DU Zhihang.Lightning over-voltage protection for automatic meteorological environment monitoring station[J].Journal of Nanjing University of Information Science & Technology(Natural Science Edition),2009,1(3):279-282
- [2] 李祥超,周中山,陈则煌,等.棒形天线耦合雷电电磁波及抑制方法[J].电波科学学报,doi:10.13443/j.cjors.2014050601
LI Xiangchao,ZHOU Zhongshan,CHEN Zehuang,et al. On lightning electromagnetic wave coupled by stick antenna and its suppression method[J].Chinese Journal of Radio Science,doi:10.13443/j.cjors.2014050601
- [3] 李祥超,陈则煌,周中山,等.限压型电涌保护器在不同条件下劣化性能的分析[J].电器与能效管理技术,

2014(14):12-17

LI Xiangchao,CHEN Zehuang,ZHOU Zhongshan,et al. Analysis on aging and deterioration of voltage limiting type surge protective device[J].Electrical & Energy Management Technology,2014,14:12-17

- [4] 张晓,余占清,罗兵,等.雷电脉冲电磁场对电站敏感设备的电磁干扰[J].高电压技术,2014(6):1696-1702
ZHANG Xiao,YU Zhanqing,LUO Bing,et al. Electromagnetic interference of lightning pulse electromagnetic field to sensitive equipment in power stations[J].High Voltage Engineering,2014(6):1696-1702
- [5] Namiki M,Horiuchi K. On the transient phenomena in the wave guide[J].Journal of the Physical Society of Japan,1952,7(2):190-193
- [6] Ito M. Dispersion of very short microwave pulses in waveguide[J].IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques,1965,13(3):357-364
- [7] Wen G. A time-domain theory of waveguide[J].Progress in Electromagnetics Research,2006,59:267-297
- [8] Wen G. Foundations of applied electrodynamics[M]. Chichester:John Wiley & Sons,2011:329-342
- [9] 李祥超,杨仲江,唐宏科,等.基于传输线理论对(1/4) λ 短路线型电涌保护器的分析[J].低压电器,2011(4):5-8
LI Xiangchao,YANG Zhongjiang,TANG Hongke,et al. Analysis on (1/4) λ short circuit line surge protective device based on transmission theory[J].Low Voltage Apparatus,2011(4):5-8
- [10] Marcuvitz N. Waveguide handbook[M].The Institution of Engineering and Technology,1951
- [11] 丁美新,李慧峰,朱子述,等.雷电流波形的数学模型及频谱仿真[J].高电压技术,2002,28(6):8-10
DING Meixin,LI Huifeng,ZHU Zishu,et al. The mathematical model and frequency spectrum simulation of lightning current[J].High Voltage Engineering,2002,28(6):8-10
- [12] 中华人民共和国电力工业部.DL/T 620—1997 交流电气装置的过电压保护和绝缘配合[S].1997
Electric Power Industry Ministry of the P R C. DL/T 620-1997 Overvoltage protection and insulation coordination for AC electrical installations[S].1997
- [13] 李祥超,游志远,姜长稷,等.电涌保护器(SPD)原理与应用[M].北京:气象出版社,2011,22-31.
LI Xiangchao,YOU Zhiyuan,JIANG Changji,et al. Theories and applications of Surge Protective Device (SPD)[M].Beijing:China Meteorological Press,2011:22-31
- [14] DA Silva F F, Bak C L. Electromagnetic transients in power cables[M].New York:Springer,2013:96-99

On the propagation of lightning wave in coaxial cable based on time-domain theory

LI Xiangchao^{1,2} CHEN Zehuang¹ ZHOU Zhongshan¹ CAO Hongliang¹

1 Key Laboratory for Aerosol-Cloud-Precipitation of China Meteorological Administration,
Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044

2 Research Center of Applied Electromagnetic, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044

Abstract In order to find out the propagation characteristics of lightning wave in coaxial cable, the transit response theory of coaxial cable was used to figure out the transit response to the 1.2/50 μ s lightning wave. Besides, the related experiment was carried out under the help of lightning current generator. The research results show: the terminal signals of the coaxial cable are determined by both features of signal frequency and terminal impedance; the high-order modes are caused by the refraction and reflection of lightning wave and its excitation when the terminal is opened; the high-order modes excited by lightning wave mainly concentrate on the wave front because of the influence of the lightning wave spectrum; the final waveform at the terminal is the sum of all the high-order modes, and the lower of the lightning wave front the less of the high-order mode. The distortion of the lightning wave should be considered when propagating in coaxial cable, which has significance in guiding the suppression methods of overvoltage in coaxial line.

Key words lightning wave; coaxial cable; transit response; high-order modes; overvoltage protection