

文章编号: 1001- 2486(2007) 05- 0111- 06

线- 面传输线 Taylor 与 Agrawal 模型解的比较*

倪谷炎¹, 罗建书¹, 李传庐²

(1. 国防科技大学 理学院, 湖南 长沙 410073; 2. 国防科技大学 光电科学与工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘要: 基于 Maxwell 方程推导描述外电磁场对导线的耦合传输线模型有 Taylor, Agrawal 和 Rachidi 三种模型, 每个耦合公式给出相同的传输线响应, 但是它们之间又有细微的差别, Nucci 和 Rachidi 通过数值方法验证在圆柱形雷电电磁场激励下这三种线- 面传输线模型在负载终端具有相同的全电压解。本文采用解析的方法对线- 面传输线 Taylor 模型和 Agrawal 模型进行研究, 获得了这两个模型基于平面电磁波激励下的终端负载响应的解析解, 证明了它们的解析解是相同的。也就是说, 线- 面传输线 Taylor 模型和 Agrawal 模型其实是对同一个解的不同描述。因此, 在实际应用时, 可以根据具体情况来选择不同的传输线模型进行求解。

关键词: 传输线; 解析解; 耦合方程

中图分类号: TM13 文献标识码: A

Comparison of Solutions to the Taylor and Agrawal Coupling Models for the Line-plane Transmission-lines

NI Gu-yan¹, LUO Jian-shu¹, LI Chuan-lu²

(1. College of Science, National Univ. of Defense Technology, Changsha 410073, China;

2. College of Opto-electronic Science and Engineering, National Univ. of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: Based on the transmission line approximation, three different equivalent formulations have been proposed for evaluating the interaction between an external electromagnetic field and a transmission line. Moreover, for the line-plane transmission-line, employing the three formulations, C. A. Nucci and F. Rachidi discussed the voltages induced on an overhead line by a nearby lightning strike and, by numerical example, showed that the total induced voltages predicted by these three formulations are identical. This paper, by using an analytic method to discuss the load voltage and current response with the line-plane transmission-line Taylor and Agrawal coupling models, obtained their analytic solutions of the load response for a plane-wave excitation. In the end, it proves that the analytic solutions are equal indeed. In other words, the two coupling formulations are different expressions of the same equations.

Key words: transmission line; analytic solution; coupling formulation

对导体线缆在各类电磁脉冲激励下响应的计算, 通常采用电磁场散射理论的方法^[1], 然而, 在大多数情况下, Tesche^[1] 指出, 对于一些感兴趣的部分计算, 应用简单的传输线模型就足够了, 特别是在终端附近的响应传输线模型的解能够提供精确的结果。随着亚微米及深亚微米技术的高速发展, 超大规模集成电路(VLSI)的特征尺寸已小至 0.13~ 0.08 μm , 传输线寄生耦合效应的存在使得电路系统性能更加难以预测, 因此传输线的性能分析对于集成电路(IC)制造具有重要意义。国内、国际对传输线理论的研究也较多^[1-15]。

基于 Maxwell 方程推导描述外电磁场对导线的耦合传输线模型有三种: Taylor^[9] 模型, Agrawal^[11] 模型和 Rachidi^[7] 模型。如果适当应用, 每个耦合公式给出相同的传输线响应, 但是它们之间又有细微的差别。文献[5]通过数值方法验证在圆柱形雷电电磁场激励下这三种线- 面传输线模型在负载终端具有相同的全电压解。文献[15]采用解析的方法证明基于平面电磁波激励下的线- 线传输线 Taylor 模型和 Agrawal 模型在终端负载具有相同的解析解。

* 收稿日期: 2007- 04- 22

基金项目: 国防科技大学基础研究资助课题; 国家 863 计划资助项目(2004AA9977)

作者简介: 倪谷炎(1966-), 男, 副教授, 博士。

本文采用解析的方法对线-面传输线 Taylor 模型和 Agrawal 模型基于平面电磁波激励下终端附近的响应进行研究,得到它们终端负载响应的解析解。通过对它们解析解的比较发现,它们的解析解其实是相同的。也就是说,对线-面传输线 Taylor 模型和 Agrawal 模型其实是对同一个解的不同描述。因此在实际应用时,可以根据不同情况来选择不同的传输线模型进行求解。

如图 1 所示,导线半径为 a ,导线离参考平面的高度为 h ,导线被一个平面波的入射和反射电磁场激励,导线的感应电流 $I(x)$,线-面感应电压为 $V(x)$ 。激励场由入射场和平面的反射场两部分组成,即 $E^{ex} = E^{inc} + E^{ref}$, $H^{ex} = H^{inc} + H^{ref}$ 。

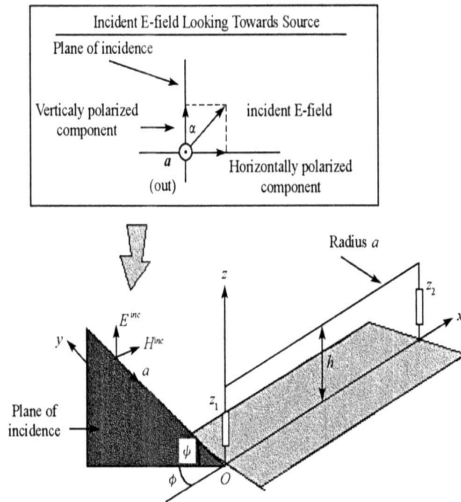


图 1 入射平面波对完全导平面上方单导线传输线的激励

Fig. 1 Single-wire line over a perfectly conducting ground excited by an incident plane wave

1 Taylor 电报方程

根据 Taylor^[9]和 Tesche^[11]的研究,对于有限长度 L 的单导线传输线,终端负载为 Z_1 和 Z_2 ,电报方程为

$$\frac{dV(x)}{dx} + ZI(x) = V_{s1}(x) \quad (1)$$

$$\frac{dI(x)}{dx} + YV(x) = I_{s1}(x) \quad (2)$$

边界条件

$$V(0) = -Z_1 I(0), V(L) = Z_2 I(L) \quad (3)$$

式中的负号来自正电流沿导线流向的定义。

分布电压源

$$\begin{aligned} V_{s1}(x) &= -j\omega\mu \int_0^h H_y^{ex}(x, 0, z) dz \\ &= -j\omega\mu \int_0^h [H_y^{inc}(x, 0, z) + H_y^{ref}(x, 0, z)] dz \end{aligned} \quad (4)$$

分布电流源

$$\begin{aligned} I_{s1}(x) &= -Y \int_0^h E_z^{ex}(x, 0, z) dz \\ &= -Y \int_0^h [E_z^{inc}(x, 0, z) + E_z^{ref}(x, 0, z)] dz \end{aligned} \quad (5)$$

2 Agrawal 电报方程

根据 Agrawal^[11] 和 Tesche^[11] 的研究, 电报方程为

$$\frac{dV^{sc\alpha}(x)}{dx} + ZI(x) = V_{s2}(x) \quad (6)$$

$$\frac{dI(x)}{dx} + YV^{sc\alpha}(x) = 0 \quad (7)$$

散射电压 $V^{sc\alpha}(x)$ 与全电压 $V(x)$ 关系如下

$$V^{sc\alpha}(x) = V(x) - V^{ex}(x) = V(x) - \int_0^h E_z^{ex}(x, 0, z) dz$$

边界条件

$$V^{sc\alpha}(0) = -Z_1 I(0) + V_1, \quad V^{sc\alpha}(L) = Z_2 I(L) + V_2 \quad (8)$$

这里

$$V_1 = - \int_0^h E_z^{ex}(0, 0, z) dz = - \int_0^h [E_z^{inc}(0, 0, z) + E_z^{rf}(0, 0, z)] dz \quad (9)$$

$$V_2 = - \int_0^h E_z^{ex}(L, 0, z) dz = - \int_0^h [E_z^{inc}(L, 0, z) + E_z^{rf}(L, 0, z)] dz \quad (10)$$

这里分布源 $V_{s2}(x)$ 与 Taylor 的不同, 等于 E -场沿导线的切向激励, 即

$$V_{s2}(x) = E_x^{ex}(x, 0, h) = E_x^{inc}(x, 0, h) + E_x^{rf}(x, 0, h) \quad (11)$$

3 求解负载电压和电流

文献[1, 8, 10, 12] 指出, 入射电磁场对导线的激励主要由“天线模型”和“传输线模型”两部分构成, 传输线模型仅是其中部分解, 但是, 如果我们希望得到线上负载响应方面的情况, 传输线模型的解能够提供精确的结果, 因为天线模型电流在终端附近的响应是很小的。因此, 在应用传输线模型时, 大多数情况下只对传输线的终端响应进行计算。

对于 Taylor 公式, 负载电流和电压能表示为导线上分布电源的积分, 终端电压和电流的解如下^[1]:

$$\begin{pmatrix} I(0) \\ I(L) \end{pmatrix} = \frac{1}{Z_c} \begin{pmatrix} 1 - \rho_1 & 0 \\ 0 & 1 - \rho_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\rho_1 & e^{\gamma L} \\ e^{\gamma L} & -\rho_2 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \end{pmatrix} \quad (12)$$

$$\begin{pmatrix} V(0) \\ V(L) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 + \rho_1 & 0 \\ 0 & 1 + \rho_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\rho_1 & e^{\gamma L} \\ e^{\gamma L} & -\rho_2 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \end{pmatrix} \quad (13)$$

源向量:

$$\begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \int_0^L e^{\gamma x} [V_{s1}(x) + Z_c I_{s1}(x)] dx \\ - \frac{1}{2} \int_0^L e^{\gamma(L-x)} [V_{s1}(x) - Z_c I_{s1}(x)] dx \end{pmatrix} \quad (14)$$

其中, $Z_c = \sqrt{Z/Y}$, $\gamma = \sqrt{ZY}$, $\rho_i = \frac{Z_i - Z_c}{Z_i + Z_c}$, $i = 1, 2$ 。

对于 Agrawal 公式, 终端负载的电流和全电压也分别由式(12)和(13)给出, 分布电源向量为

$$\begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \int_0^L e^{\gamma x} V_{s2}(x) dx - \frac{V_1}{2} + \frac{V_2}{2} e^{\gamma L} \\ - \frac{1}{2} \int_0^L e^{\gamma(L-x)} V_{s2}(x) dx + \frac{V_1}{2} e^{\gamma L} - \frac{V_2}{2} \end{pmatrix} \quad (15)$$

4 平面波激励负载响应

方程(12)和(13)可以用来研究任意类型激励场的终端响应。我们这里仅讨论平面波激励。假定参

考平面是完全导平面,导线与参考平面之间不漏电,即单位长分布漏电导 $G=0$ 。首先我们回忆有关平面波的基本知识。若平面波沿任意单位矢量 \mathbf{a} 的方向传播,则空间任意点 r 处的电磁场矢量可表示为^[3]

$$\mathbf{E} = E_0 e^{-j\mathbf{a} \cdot \mathbf{r}}, \quad \mathbf{H} = \frac{1}{\eta} \mathbf{a} \times \mathbf{E} = \frac{1}{\eta} \mathbf{a} \times E_0 e^{-j\mathbf{a} \cdot \mathbf{r}} \quad (16)$$

现在考虑入射平面场的坐标分量表示,如图1所示,假定这个入射平面场的入射角为 ψ 和 ϕ ,极化角为 α ,入射场的模为 E_0 。可以计算该入射平面场的传播方向为 $\mathbf{a} = (\cos\psi\cos\phi, -\cos\psi\sin\phi, -\sin\psi)^T$ 。对于空间任意一点 $\mathbf{r} = (x, y, z)^T$, $\mathbf{a} \cdot \mathbf{r} = x\cos\psi\cos\phi - y\cos\psi\sin\phi - z\sin\psi$, 令

$$\mathbf{M}_\psi = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\psi & -\sin\psi \\ 0 & \sin\psi & \cos\psi \end{pmatrix}, \quad \mathbf{M}_\phi = \begin{pmatrix} \sin\phi & -\cos\phi & 0 \\ \cos\phi & \sin\phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

由式(16),分别得到 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 的坐标分量表示

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \mathbf{M}_\psi \mathbf{M}_\phi \begin{pmatrix} E_0 \sin\alpha \\ 0 \\ E_0 \cos\alpha \end{pmatrix} e^{-jk(x\cos\psi\cos\phi - y\cos\psi\sin\phi - z\sin\psi)} \\ = E_0 \begin{pmatrix} \sin\alpha\sin\psi + \cos\alpha\cos\psi\sin\phi \\ \sin\alpha\cos\psi - \cos\alpha\sin\psi\sin\phi \\ \cos\alpha\cos\psi \end{pmatrix} e^{-jk(x\cos\psi\cos\phi - y\cos\psi\sin\phi - z\sin\psi)} \quad (17)$$

$$\begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} = \frac{1}{\eta} \begin{pmatrix} -E_z\cos\psi\sin\psi + E_y\sin\phi \\ -E_z\cos\psi\cos\psi - E_x\sin\phi \\ E_y\cos\psi\cos\psi + E_x\cos\psi\sin\phi \end{pmatrix} \quad (18)$$

现在讨论激励场的坐标分量表示。假定入射平面波的入射角为 $\psi^{inc} = \psi$ 和 $\phi^{inc} = \phi$ 以及极化角为 $\alpha^{inc} = \alpha$,入射场的模为 $E_0^{inc} = E_0$ 。同时假定反射平面波的反射角为 ψ^{rf} 和 ϕ^{rf} 以及极化角为 α^{rf} ,入射场的模为 E_0^{rf} ,那么在完全导平面的假设下,有

$$\psi^{rf} = -\psi^{inc}, \quad \phi^{rf} = \phi^{inc}, \quad \alpha^{rf} = -\alpha^{inc}, \quad E_0^{rf} = E_0^{inc}$$

于是由式(17)和式(18)得到激励场的坐标表示

$$\begin{pmatrix} E_x^{ex} \\ E_y^{ex} \\ E_z^{ex} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x^{inc} \\ E_y^{inc} \\ E_z^{inc} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_x^{rf} \\ E_y^{rf} \\ E_z^{rf} \end{pmatrix} = E_0 \begin{pmatrix} \sin\alpha\sin\psi + \cos\alpha\cos\psi\sin\phi \\ \sin\alpha\cos\psi - \cos\alpha\sin\psi\sin\phi \\ \cos\alpha\cos\psi \end{pmatrix} e^{-jk(x\cos\psi\cos\phi - y\cos\psi\sin\phi - z\sin\psi)} \\ + E_0 \begin{pmatrix} -\sin\alpha\sin\psi - \cos\alpha\cos\psi\sin\phi \\ -\sin\alpha\cos\psi + \cos\alpha\sin\psi\sin\phi \\ \cos\alpha\cos\psi \end{pmatrix} e^{-jk(x\cos\psi\cos\phi - y\cos\psi\sin\phi + z\sin\psi)} \\ = E_0 \begin{pmatrix} (\sin\alpha\sin\psi + \cos\alpha\cos\psi\sin\phi)(e^{jkz\sin\psi} - e^{-jkz\sin\psi}) \\ (\sin\alpha\cos\psi - \cos\alpha\sin\psi\sin\phi)(e^{jkz\sin\psi} - e^{-jkz\sin\psi}) \\ \cos\alpha\cos\psi(e^{jkz\sin\psi} + e^{-jkz\sin\psi}) \end{pmatrix} \cdot e^{-jk(x\cos\psi\cos\phi - y\cos\psi\sin\phi)} \quad (19)$$

$$\begin{pmatrix} H_x^{ex} \\ H_y^{ex} \\ H_z^{ex} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_x^{inc} \\ H_y^{inc} \\ H_z^{inc} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} H_x^{rf} \\ H_y^{rf} \\ H_z^{rf} \end{pmatrix} = \frac{1}{\eta} \begin{pmatrix} -E_z^{inc}\cos\psi\sin\psi + E_y^{inc}\sin\phi \\ -E_z^{inc}\cos\psi\cos\psi - E_x^{inc}\sin\phi \\ E_y^{inc}\cos\psi\cos\psi + E_x^{inc}\cos\psi\sin\phi \end{pmatrix} + \frac{1}{\eta} \begin{pmatrix} -E_z^{rf}\cos\psi\sin\psi - E_y^{rf}\sin\phi \\ -E_z^{rf}\cos\psi\cos\psi + E_x^{rf}\sin\phi \\ E_y^{rf}\cos\psi\cos\psi + E_x^{rf}\cos\psi\sin\phi \end{pmatrix} \\ = \frac{1}{\eta} \begin{pmatrix} -(E_z^{inc} + E_z^{rf})\cos\psi\sin\psi + (E_y^{inc} - E_y^{rf})\sin\phi \\ -(E_z^{inc} + E_z^{rf})\cos\psi\cos\psi - (E_x^{inc} - E_x^{rf})\sin\phi \\ (E_y^{inc} + E_y^{rf})\cos\psi\cos\psi + (E_x^{inc} + E_x^{rf})\cos\psi\sin\phi \end{pmatrix} \quad (20)$$

把式(19)代入式(5),得到 Taylor 分布电流源

$$\begin{aligned}
I_{s1}(x) &= - \int_0^h E_0 \cos \alpha \cos \phi (e^{jkz \sin \phi} + e^{-jkz \sin \phi}) e^{-jkx \cos \phi \cos \phi} dz \\
&= k_{is1} \cdot e^{-jkx \cos \phi \cos \phi}
\end{aligned} \quad (21)$$

其中,

$$\begin{aligned}
k_{is1} &= - \frac{1}{jk} E_0 Y \cos \alpha \cot \phi (e^{jh \sin \phi} - e^{-jh \sin \phi}) \\
&\approx - 2h E_0 Y \cos \alpha \cos \phi \quad (kh \ll 1)
\end{aligned}$$

把式(20)代入式(4),得到 Taylor 分布电压源

$$\begin{aligned}
V_{s1}(x) &= j \omega \mu \int_0^h \frac{1}{\eta} [(E_z^{inc} + E_z^{ref}) \cos \phi \cos \phi + (E_x^{inc} - E_x^{ref}) \sin \phi] dz \\
&= \frac{1}{\eta} j E_0 \omega \mu (\cos \alpha \cos^2 \phi \cos \phi + \sin \alpha \sin \phi \sin \phi + \cos \alpha \sin^2 \phi \cos \phi) \\
&\quad \cdot \frac{1}{jk \sin \phi} e^{-jkx \cos \phi \cos \phi} (e^{jh \sin \phi} - e^{-jh \sin \phi}) \\
&= k_{is1} \cdot e^{-jkx \cos \phi \cos \phi}
\end{aligned} \quad (22)$$

这里

$$\begin{aligned}
k_{is1} &= \frac{1}{k \eta} E_0 \omega \mu \left(\frac{1}{\sin \phi} \cos \alpha \cos \phi + \sin \alpha \sin \phi \right) (e^{jh \sin \phi} - e^{-jh \sin \phi}) \\
&\approx \frac{1}{\eta} 2 E_0 \omega \mu h (\cos \alpha \cos \phi + \sin \alpha \sin \phi) \quad (kh \ll 1)
\end{aligned}$$

把式(21)和式(22)代入式(14),得 Taylor 模型的源向量

$$\begin{aligned}
S_1 &= \frac{1}{2} \int_0^L [k_{is1} + Z_c k_{is1}] e^{jx - jkx \cos \phi \cos \phi} dx \\
&= \frac{k_{is1} + Z_c k_{is1}}{2(\gamma - jk \cos \phi \cos \phi)} [e^{(\gamma - jk \cos \phi \cos \phi)L} - 1]
\end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned}
S_2 &= - \frac{1}{2} \int_0^L [k_{is1} - Z_c k_{is1}] e^{jx - jkx \cos \phi \cos \phi} dx \\
&= - \frac{1}{2} [k_{is1} - Z_c k_{is1}] e^{jx} \frac{1}{-\gamma - jk \cos \phi \cos \phi} (e^{(-\gamma - jk \cos \phi \cos \phi)L} - 1) \\
&= \frac{k_{is1} - Z_c k_{is1}}{2(\gamma + jk \cos \phi \cos \phi)} e^{jx} [e^{(-\gamma - jk \cos \phi \cos \phi)L} - 1]
\end{aligned} \quad (24)$$

把式(19)代入式(9),式(10),得

$$V_1 = - \int_0^h E_z^{ex}(0, 0, z) dz = - \frac{E_0 \cos \phi \cos \alpha}{jk \sin \phi} [e^{jh \sin \phi} - e^{-jh \sin \phi}] \approx - 2E_0 h \cos \phi \cos \alpha \quad (25)$$

$$V_2 = - \int_0^h E_z^{ex}(L, 0, z) dz = V_1 e^{-jL \cos \phi \cos \phi} \quad (kh \ll 1) \quad (26)$$

把式(19),式(25)和式(26)代入式(15),得 Agrawal 模型的源向量

$$S_1 = - \left[\frac{E_0 (\cos \alpha \sin \phi \cos \phi + \sin \alpha \sin \phi) jkh \sin \phi}{\gamma - jk \cos \phi \cos \phi} - E_0 h \cos \phi \cos \alpha \right] \cdot [1 - e^{(\gamma - jk \cos \phi \cos \phi)L}] \quad (27)$$

$$S_2 = - e^{jx} \left[\frac{E_0 (\cos \alpha \sin \phi \cos \phi + \sin \alpha \sin \phi) jkh \sin \phi}{\gamma + jk \cos \phi \cos \phi} + E_0 h \cos \phi \cos \alpha \right] \cdot [1 - e^{(\gamma + jk \cos \phi \cos \phi)L}] \quad (28)$$

于是得到基于平面波激励的线-面传输线负载响应 Taylor 模型和 Agrawal 模型的解析解和解析近似解的表达式。

5 两个解析解的比较

下面证明对于相同的平面波激励源 Taylor 和 Agrawal 模型在负载终端的感应电流和电压是相同的。证明:只需证明对于不同的模型其源向量公式 S_1 和 S_2 在相同的平面波激励下是相同。比较公式

(23), (24), (27) 和 (28), 要证明两模型源向量 S_1 和 S_2 相同, 只需证明下式成立

$$\frac{k_{vs1} \pm Z_c k_{s1}}{2E_0} = jkh \sin \phi (\cos \alpha \cos \phi \sin \phi + \sin \alpha \sin \phi) \mid (\forall \mid jk \cos \phi \cos \phi) h \cos \phi \cos \alpha \quad (29)$$

令式(29)的右端为 A , 利用 $\forall = Z_c Y$, 则 A 可以化简为

$$\begin{aligned} A &= jkh \cos \alpha \cos \phi + jkh \sin \alpha \sin \phi \sin \phi \mid \forall h \cos \alpha \cos \phi \\ &= jkh (\cos \alpha \cos \phi + \sin \alpha \sin \phi \sin \phi) \mid YZ_c h \cos \alpha \cos \phi \end{aligned}$$

利用 $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon}$, $k = \omega \sqrt{\mu\epsilon}$, 计算式(29)的左端为

$$\begin{aligned} \frac{k_{vs1} \pm Z_c k_{s1}}{2E_0} &= \frac{j\omega\mu h}{\eta} (\cos \alpha \cos \phi + \sin \alpha \sin \phi \sin \phi) \pm Z_c (-hY \cos \alpha \cos \phi) \\ &= jkh (\cos \alpha \cos \phi + \sin \alpha \sin \phi \sin \phi) \mid YZ_c h \cos \alpha \cos \phi \end{aligned}$$

因此, 这就证明了 Taylor 和 Agrawal 两个不同模型的源向量公式 S_1 和 S_2 相同。也就是证明: 对于相同的平面波激励 Taylor 模型和 Agrawal 模型, 在负载终端的感应电流和电压是相同的。

6 结论

本文采用解析的方法对线-面传输线的 Taylor 模型和 Agrawal 模型基于平面电磁波激励的在终端附近的响应进行研究, 得到它们终端负载响应的解析解, 通过比较, 发现它们的解析解其实是相同的。也就是说, Taylor 模型和 Agrawal 模型其实是对同一个解的不同描述。在实际应用时, 可以根据不同情况来适当选择相应的传输线模型进行求解。

参考文献:

- [1] Tesche F M, Lanzo M V, Karlsson T. EMC Analysis Methods and Computational Models[M]. New York: John Wiley & Sons, 1997.
- [2] 陈海林, 陈彬, 李正东, 等. 不同电磁脉冲作用下地面有限长电缆外导体感应电流的数值计算[J]. 强激光与粒子束, 2004, 16(10): 1286-1290.
- [3] 郭辉萍, 刘学观. 电磁场与电磁波[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2003.
- [4] 黄聪顺, 周启明. 高空电磁脉冲作用下地面电缆屏蔽层感应电流的数值模拟[J]. 强激光与粒子束, 2003, 15(9): 905-908.
- [5] Nucci C A, Rachidi F. On the Contribution of the Electromagnetic Field Components in Field-to-transmission Line Interaction[J]. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 1995, 37(4): 505-508.
- [6] Paul C R. A Nalysis of Multiconductor Transmission Lines[M]. New York: John Wiley & Sons, 1994.
- [7] Rashidi F. Formulation of Field-to-transmission Line Coupling Equations in Terms of Magnetic Excitation Field[J]. IEEE Trans. Electromagn. Compat., 1993, 35(3): 404-407.
- [8] Smith A A. Coupling of External Electmagnetic Field to Transmission Lines[M]. New York: Wiley, 1977.
- [9] Taylor C D, Satterwhite R S, Harrison C W. The Response of a Terminated Two-wire Transmission Line Excited by a Nonuniform Electromagnetic Field[J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 1987, 13(6): 987-989.
- [10] Tesche F M. Plane Wave Coupling to Cables, Part II, Chapter 2 in Handbook of Electromagnetic Compatibility[M]. R. Perez, ed. New York: Academic Press, 1995.
- [11] Agrawal A K, et al. Transient Response of Multiconductor Transmission Lines Exited by a nonuniform Electromagnetic Field[J]. IEEE Trans. Electromagn. Compar., 1980, 22(2): 119-129.
- [12] Ushida H. Fundamentals of Coupled Lines and Multiwire Antennas[M]. Sendi: Sasaki Press, 1967.
- [13] 谢彦召, 王赞基, 王群书, 等. 架空多导体传输线缆的电磁脉冲响应计算[J]. 清华大学学报(自然科学版), 2006, 46(4): 449-452.
- [14] 张瑛, Wang J M, 肖亮, 等. 传输线的随机建模及瞬态响应数值实验分析[J]. 电子与信息学报, 2006, 28(8): 1516-1520.
- [15] 倪谷炎, 罗建书, 李传脐, 等. Taylor 与 Agrawal 传输线耦合模型解的比较[J]. 强激光与粒子束, 2007(已录待刊).