



·脉冲功率技术·

基于铁氧体传输线的脉冲陡化技术仿真研究^{*}

江进波^{1,2}, 曹 宇², 罗 正², 蔡宛辰², 王佳栋², 程廷强²

(1. 湖北省输电线路工程技术研究中心(三峡大学), 湖北 宜昌 443002; 2. 三峡大学 电气与新能源学院, 湖北 宜昌 443002)

摘 要: 铁氧体传输线的脉冲陡化技术能够实现高频高功率快前沿脉冲输出, 且具有固态化和紧凑化优点, 已广泛应用于高功率微波源。关于铁氧体传输线脉冲陡化特性的仿真计算缺乏较为精确的模型, 因此利用 COMSOL 仿真软件建立了铁氧体传输线仿真模型, 考虑电磁波传播与磁芯磁化进动之间的相互影响, 将 Maxwell 方程与 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程结合进行仿真计算, 与实验结果进行对比验证了仿真模型的准确性。再在此模型基础上, 研究了不同传输线长度、不同电压幅值, 以及不同外加偏置磁场对脉冲波形的影响。结果表明: 脉冲前沿随传输线长度的增大及电压幅值的增大而减小; 外加偏置磁场对脉冲前沿有影响, 选择合适的外加偏置磁场可以实现最小脉冲前沿输出。

关键词: 铁氧体传输线; COMSOL; Maxwell 方程; LLG 方程; 脉冲前沿陡化

中图分类号: TM836

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202234.220092

Simulation research on pulse steepening technology based on ferrite transmission line

Jiang Jinbo^{1,2}, Cao Yu², Luo Zheng², Cai Wanchen², Wang Jiadong², Cheng Tingqiang²

(1. Hubei Provincial Engineering Research Center for Power Transmission Line (China Three Gorges University), Yichang 443002, China;

2. College of Engineering and New Energy, China Three Gorges University, Yichang 443002, China)

Abstract: The pulse steepening technology of ferrite transmission lines can realize high-frequency and high-power fast front pulse output and has the advantages of solid-state and compactness. It has been widely used in high-power microwave sources. The simulation calculation of pulse steepening characteristics of ferrite transmission lines lacks a more accurate model. Therefore, this paper establishes the simulation model of the ferrite transmission line by using COMSOL simulation software, considering the interaction between electromagnetic wave propagation and magnetic core magnetization precession. The Maxwell equation and Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation are combined for simulative calculation. Compared with the experimental results, the accuracy of the simulation model is verified. Based on this model, simultaneous interpreting of the effect of different transmission line lengths, voltage amplitude, and external bias magnetic field on pulse waveform is studied. The results show that the pulse front decreases with the increase of transmission line length and the increase of voltage amplitude; The output of the minimum pulse front can be realized by selecting an appropriate external bias magnetic field.

Key words: ferrite transmission line, COMSOL, Maxwell equation, LLG equation, pulse front steepening

非线性铁氧体传输线作为一种新型的、紧凑的、固态高功率微波 (HPM) 源的脉冲整形部件具有巨大的应用潜力, 在过去的几十年, 人们进行了大量相关的实验, 利用铁氧体传输线陡化脉冲电压, 使射频脉冲频率从 MHz 到 GHz, 功率也从几 MW 到百 MW, 实现了重频运行^[1-4]。

对于非线性传输线的研究很早之前就已经开始了, 1958 年, 卡塔耶夫运用非线性传输线陡化了脉冲前沿, 提出了冲击波理论来解释脉冲陡化原理, 并给出了完整的数学描述^[5]。T. M. Benson 等明确了 Maurice Weiner 中三点冲突的地方, 优化了传输线的电路模型, 使计算分析与实验更加吻合^[6]。Dolan 等人提出了铁氧体传输线中波的前沿发展过程, 将 TEM 模传输线模型和磁化运动方程进行了分析, 用时域矩阵来求解传输线方程和非线性磁化运动

* 收稿日期: 2022-03-30; 修订日期: 2022-05-26

基金项目: 国家自然科学基金项目 (51707105); 国家重点实验室开放基金项目 (SKLIPR2008)

联系方式: 江进波, jinbojiang@163.com。

方程^[7]。2010年,西安电子科技大学谢拥军等人通过传输线方程矩阵和朗道-里弗席茨方程,建立了一个计算模型,并利用了传输线矩阵和传输线理论进行了数值模拟,给出了重要部分的铁氧体传输线的特性,完成了铁氧体传输线的结构优化设计,将脉冲前沿从3 ns陡化至350 ps,重复频率为10 kHz,且运行稳定^[8]。2015年,乔中兴等人利用铁氧体磁芯的非线性磁导率的变化曲线进行规律仿真,得出了普遍的铁氧体传输线的脉冲陡化规律^[9]。2017年,张家兴等人采用三传输线压缩产生了高功率亚纳秒脉冲,用PSpice建立模型与实验进行了数值模拟^[10]。2019年,清华大学铁维昊等人研制了小型的高功率射频脉冲发生器^[11-12],用铁氧体传输线实现了峰值电压大于90 kV,上升时间350 ps,同时也建立了铁氧体传输线分布参数模型,分析了传输线对地电容、LC网络级数对脉冲前沿的影响。2020年,国外利用一维FDTD模拟预测了非线性传输线的重要参数^[13]。

综上可知,目前对于铁氧体传输线的仿真主要还是基于一维传输线的计算方法,而一维模型对描述磁矩和电磁脉冲的相互作用过程不是很精确,为了更好地研究铁氧体传输线的脉冲陡化特性,本文提出了更加精确的仿真计算方法,考虑电磁波传播和磁芯磁化进动的相互影响,耦合Maxwell方程组和LLG方程计算传输线的输出电压。通过将计算结果与实际的实验结果进行比较,验证仿真模型有效性,然后在仿真模型基础上研究脉冲电压幅值、传输线长度以及偏置磁场等因素对脉冲陡化性能的影响。

1 传输线陡化机理

1.1 宏观机理

铁氧体材料的磁化强度和磁导率之间是一个非线性的关系,铁氧体传输线陡化脉冲前沿的过程是其磁芯逐渐磁化饱和的过程。随着高压脉冲在铁氧体传输线中传播,电压幅值以及磁化电流逐渐增大,使磁芯逐步励磁导致磁导率逐渐减小,传输线的单位电感 L 减小而单位长度的对地电容保持不变,因此波速变快^[14]。磁芯未饱和时,电感值较大,电磁波的传播速度较慢,饱和后波速变大。如图1所示,波前的 V_1 点的速度大于 V_2 点, V_1 点不断地追赶上 V_2 点,也就是走过相同的路程, V_1 点所需的时间更短,从而形成了前沿陡化^[6,8]。

1.2 微观机理

铁氧体传输线的单位电容是常数,而其电感参数是非线性电感,其根本原因在于铁氧体的磁化强度 \mathbf{M} 是关于磁场 \mathbf{H} 的非线性函数,其可以表达铁氧体的非线性性质。

当单轴铁磁晶体处于磁化平衡状态时,磁化强度矢量 \mathbf{M} 与总的有效场 \mathbf{H}_{eff} 平行,若外场 \mathbf{H} 改变,使 \mathbf{H}_{eff} 方向改变而 \mathbf{M} 与 \mathbf{H}_{eff} 不平行, \mathbf{M} 必然受一力矩作用($\mathbf{L} = \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}$),则此时力矩等于该系统总动量变化率 $d\mathbf{P}/dt$,即

$$\mathbf{L} = d\mathbf{P}/dt = \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} \quad (1)$$

$$\mu_0 \mathbf{M} = -\gamma \mathbf{P} \quad (2)$$

$$\gamma = g \frac{e}{2m_e} \quad (3)$$

式中: γ 是旋磁比常数。所以,对于无能量损耗时, \mathbf{M} 的运动方程为

$$d\mathbf{M}/dt = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} \quad (4)$$

式(4)表示 \mathbf{M} 在 \mathbf{L} 的作用下,围绕 \mathbf{H}_{eff} 做拉莫运动^[15]。

有阻尼的磁化进动如图2所示,实际铁磁材料中存在一定的损耗,磁化进动就会收到一定的阻力,这些阻力会使 \mathbf{M} 与 \mathbf{H}_{eff} 之间的夹角变小, \mathbf{M} 变化到最后会和 \mathbf{H}_{eff} 平行,完成转动磁化^[14-16]。

有阻尼的进动方程为

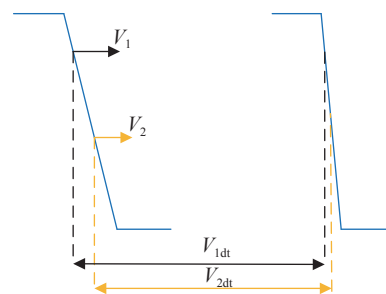


Fig. 1 Macroscopic explanation of the steepening of ferrite transmission line

图1 铁氧体传输线陡化的宏观解释

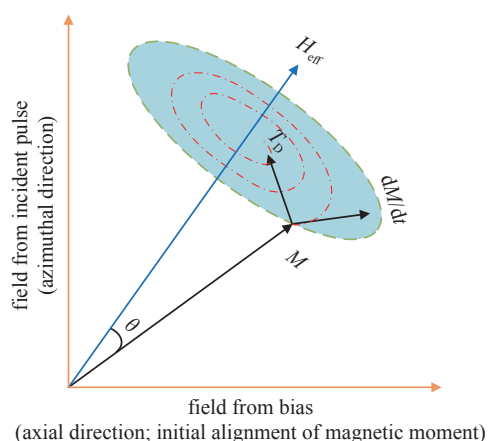


Fig. 2 Damped magnetization precession

图2 有阻尼的磁化进动

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \mathbf{T}_D \quad (5)$$

式中： \mathbf{T}_D 为阻尼项，使 \mathbf{M} 与 \mathbf{H}_{eff} 的 θ 角减小。 \mathbf{T}_D 的吉尔伯特形式为

$$\mathbf{T}_D = \frac{\alpha}{M_s} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) \quad (6)$$

式中： α 为无量纲阻尼系数，标志损耗大小。

2 铁氧体传输线仿真方法

铁氧体传输线仿真模拟需要考虑磁芯磁畴在外部磁场作用下的旋转进动，不能将整个区域简单地采用电磁波来进行描述，这部分应采用 LLG 方程描述磁芯的磁化自旋。而磁芯与传输线外筒之间则采用 Maxwell 方程描述电磁波的传播过程。通过 Maxwell 方程可计算出 LLG 方程所需的磁场强度 \mathbf{H} ，通过 LLG 方程计算出 Maxwell 方程所需的磁化强度 \mathbf{M} 。通过耦合计算可以确定电磁场在铁氧体传输线内的传播特性，并仿真输出波形。

2.1 Maxwell 方程

高压脉冲产生的电磁场在内外导体之间传播，这区域包括铁氧体和绝缘电介质，为了测量铁氧体传输线末端输出电压波形，磁矩必须激发沿线路传播的瞬态模式，瞬态电磁传播可以用磁矢势波动方程表示

$$\nabla \times \mu_r^{-1} (\nabla \times \mathbf{A}) + \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (7)$$

式中： μ_r 和 μ_0 分别是相对磁导率和真空磁导率； ϵ_r 和 ϵ_0 分别是相对介电常数和真空中介电常数。

通过使用不同本构关系计算铁氧体和电介质中的磁场，如下

$$\begin{cases} \mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \\ \mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} + \mathbf{B}_r \\ \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \mathbf{M} \end{cases} \quad (8)$$

式中： \mathbf{B} 是磁通量密度。这些公式可以和 LLG 方程共同耦合进铁氧体磁畴模型中。

2.2 LLG 方程

可以用两个运动方程——LL 方程和 LLG 方程^[7] 来描述有阻尼的磁化进动，其中 LLG 方程为

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -|\gamma| \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) \quad (9)$$

对于阻尼较小的磁化强度运动适用于 LL 方程

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -|\gamma_{LL}| \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{\alpha |\gamma_{LL}|}{M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) \quad (10)$$

式中： γ_{LL} 为 LL 方程旋磁比； α 为阻尼系数； γ 为 Gilbert 旋磁比，与 LL 形式的旋磁比通过 $\gamma = (1 + \alpha^2) \gamma_{LL}$ 转换。

为了在 COMSOL 中模拟 LLG 方程，必须将方程分解成矢量分量，使之应用在二维圆柱坐标系下。

$$\frac{\partial M_r}{\partial t} = \mu_0 \gamma (M_\varphi H_z - M_z H_\varphi) + \frac{\alpha \mu_0 \gamma}{M_s} [M_\varphi (M_r H_\varphi - M_\varphi H_r) + M_z (M_r H_z - M_z H_r)] \quad (11)$$

$$\frac{\partial M_\varphi}{\partial t} = \mu_0 \gamma (M_z H_r - M_r H_z) + \frac{\alpha \mu_0 \gamma}{M_s} [M_z (M_\varphi H_z - M_z H_\varphi) + M_r (M_\varphi H_r - M_r H_\varphi)] \quad (12)$$

$$\frac{\partial M_z}{\partial t} = \mu_0 \gamma (M_r H_\varphi - M_\varphi H_r) + \frac{\alpha \mu_0 \gamma}{M_s} [M_r (M_z H_r - M_r H_z) + M_\varphi (M_z H_\varphi - M_\varphi H_z)] \quad (13)$$

其中有效磁场 \mathbf{H}_{eff} 由下式表示

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \frac{2\mu_0}{m_s} \nabla \cdot (\mathbf{A} \nabla m) + \frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\partial \mathbf{E}_A}{\partial t} + \mathbf{H}_D + \mathbf{H}_{\text{EXT}} \quad (14)$$

其中，第一项表示交换场，第二项表示各向异性场，第三项为磁场产生的退磁场，第四项为偏置场和瞬态脉冲的叠加。为了方便仿真我们不考虑前面两个因素，得出

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_D + \mathbf{H}_{\text{EXT}} \quad (15)$$

另外还需指定两个约束: 确保在模拟过程中磁化的值不变化和求垂直于边界磁化强度的空间变化为零。

$$M_s - \sqrt{M_r^2 + M_\varphi^2 + M_z^2} = 0 \quad (16)$$

$$\frac{\partial M}{\partial n} = 0 \quad (17)$$

式中: n 是垂直于铁氧体材料表面的向量。

3 仿真模型及验证

铁氧体传输线的仿真采用的是 COMSOL 多物理场仿真软件, 使用了其中三个模块: 射频模块、磁场模块及数学模块。传输线的结构截面图如图 3(a)所示, 为模拟传输线的输入输出电压波形, 建立的电路与电磁场耦合模型如图 3(b)所示, 脉冲源经过匹配阻抗与传输线的输入端口 1 相连作为激励, 输出端口 2 与负载连接, 其中输入输出端口定义为集总参数端口, 方便进行电路参数计算, 特性阻抗根据实验设置为 70Ω 。传输线的结构尺寸参考文献 [11], 其设置如表 1 所示。

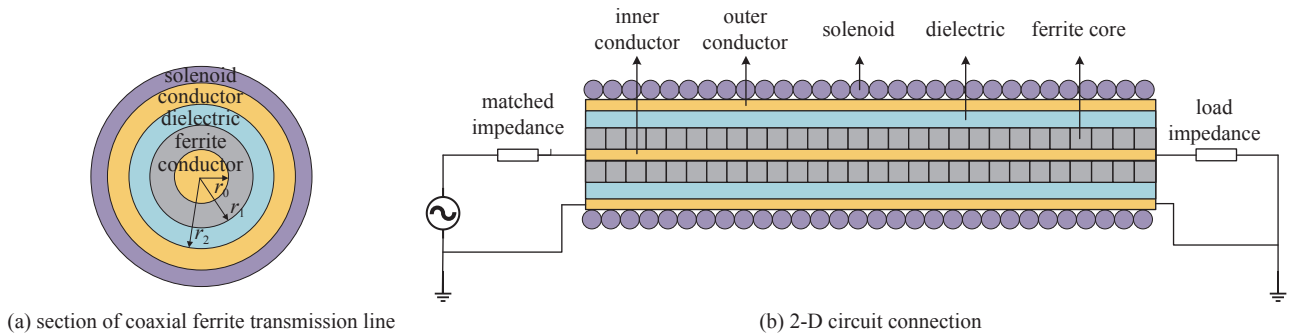


Fig. 3 Schematic diagram of transmission line structure and circuit model
图 3 传输线结构及电路模型示意图

表 1 GNLTL 装置参数

Table 1 GNLTL device parameters

| L/mm | D_0/mm | D_1/mm | D_2/mm |
|---------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| 300 | 10 | 18 | 32 |

传输线的内外导体均为黄铜, 磁芯为 NiZn 铁氧体, 采用六氟化硫作为绝缘介质, 提高绝缘以避免电击穿。螺线管提供 22 kA/m 的轴向偏置磁场, 铁氧体传输线的材料属性如表 2 所示。

表 2 GNLTL 材料属性

Table 2 GNLTL material properties

| material | μ | ϵ |
|-----------------|-------|------------|
| brass | 1 | 1 |
| Ni-Zn ferrite | 4.8 | 14 |
| SF ₆ | 1 | 1 |

根据这些参数建立了二维轴对称模型, 如图 4 所示。

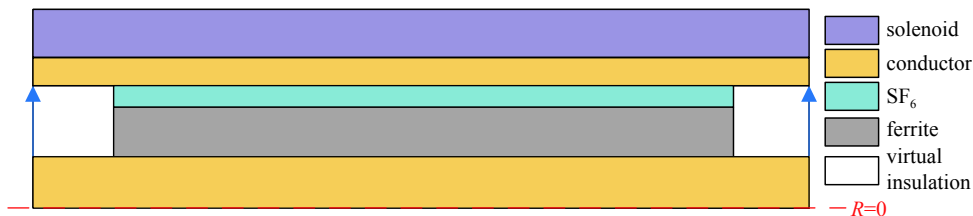


Fig. 4 2-D axisymmetric model diagram of transmission line
图 4 传输线二维轴对称模型图

其中,传输线两端建立了一个虚拟绝缘区,主要是为了将仿真的集总端口功能从铁氧体的末端移开,防止干扰铁氧体和绝缘介质边界的电场。

采用 COMSOL 中数学模块的域常微分和微分代数方程接口对 LLG 方程求解,可以根据以下方程填入系统张量,并将式(11), (12), (13)代入式(18)中。

$$\mathbf{e}_a \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} + \mathbf{d}_a \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \mathbf{f} \quad (18)$$

$$\begin{cases} \mathbf{u} = \begin{pmatrix} M_1 \\ M_2 \\ M_3 \end{pmatrix} \\ \mathbf{e}_a = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \mathbf{d}_a = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{cases} \quad (19)$$

式中: \mathbf{u} 是待解的向量; \mathbf{e}_a 和 \mathbf{d}_a 是系统张量; \mathbf{f} 是强迫张量。

这种耦合方式可以将 LLG 方程转换为 LL 形式,从而消除方程中的时间导数。该数学模块是适用于铁氧体磁畴。

本节通过铁氧体传输线的计算输出波形与文献 [11] 中的 HPM 实验进行对比,验证 Maxwell 和 LLG 方程全耦合仿真方法的准确性,同时也对比了文献 [9] 中用 μ - B 曲线来表征磁芯的非线性,并用 Maxwell 来求解电磁波的传播过程的 COMSOL 仿真方法的精度,文献 [11] 中磁芯长度最长为 300 mm,且长度可调节,传输线总长度为 580 mm,偏置磁场为 22 kV/m。

实验中的输入电压为幅值 50 kV,上升时间为 2 ns,具体波形不知,所以为了方便对比,模拟输入电压采用阶跃脉冲,幅值 50 kV,上升时间为 2 ns,如图 5 所示。仿真只对比脉冲前沿和脉冲峰值,图 6 为两种仿真方法的模拟和实验波形的对比图。

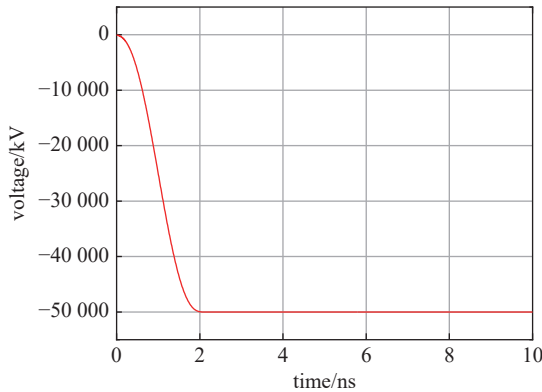


Fig. 5 Analog input voltage waveform

图 5 模拟输入电压波形图

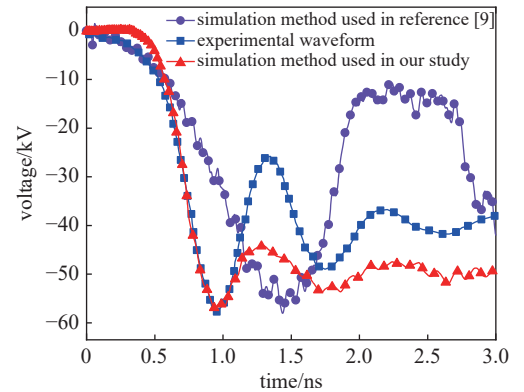


Fig. 6 50 kV comparison diagram of analog and experimental output waveforms

图 6 输入电压 50 kV 模拟与实验输出波形对比图

从图中可以看出,输入电压为 50 kV 时,本文使用的仿真方法和实验的输出电压峰值 10%~90% 的上升时间分别为 0.32 ns 和 0.44 ns,前沿的上升时间偏差不大,仿真的第一个峰值为 -56.96 kV,与实验波形的峰值 -57.67 kV 基本一致,而文献 [9] 所使用的仿真方法的输出电压峰值 10%~90% 的上升时间为 0.83 ns,前沿的上升时间偏差较大,峰值电压与实验基本相同。文献 [9] 所采用的方法计算得到的脉冲上升沿偏差较大且波形不够平滑,仿真精度没有本文所提方法的精度高。仿真和实验波形的对比验证了本文仿真计算方法的准确性。

4 仿真结果

基于上述的铁氧体传输线仿真模型,分别分析传输线长度、电压幅值和偏置磁场对输出波形的影响。

4.1 磁芯长度的影响

仿真模型中铁氧体传输线的磁芯长度分别为 100, 200, 300, 400, 500 mm。偏置磁场设置为 22 kA/m, 脉冲源为 50 kV, 前沿为 2 ns。不同长度的传输线输出脉冲电压波形如图 7 所示, 对应脉冲电压上升时间如图 8 所示。

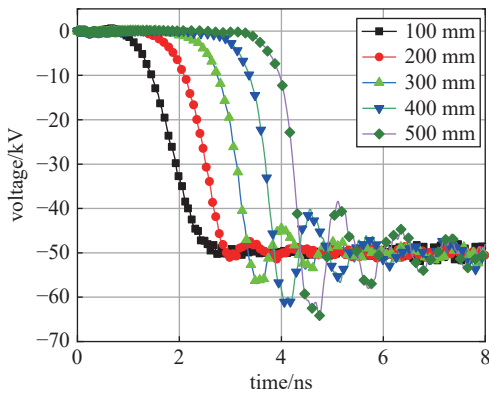


Fig. 7 Simulation output waveforms of different lengths

图 7 不同长度的仿真输出波形图

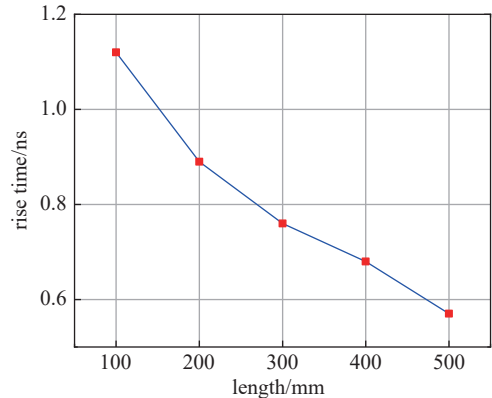


Fig. 8 10%~90% voltage rise time of different lengths

图 8 不同长度的 10%~90% 电压上升时间

由图 7 可知, 100, 200, 300, 400, 500 mm 的传输线输出波形的峰值电压分别为 -50.45, -51.47, -57.20, -61.15, -64.08 kV, 可以看出随着传输线长度的增加, 输出电压峰值也会逐渐增加。由图 8 可知, 随着长度的增加, 脉冲电压的上升时间 (10%~90%) 逐步减小, 因为在较长的传输线下, 可以提供更多的时间来进行波的追赶过程, 这有利于减小脉冲前沿。

4.2 电压幅值的影响

仿真模型中脉冲源的电压幅值分别为 -30, -40, -50, -60, -70 kV, 脉冲前沿时间都为 2 ns, 偏置磁场为 22 kA/m, 磁芯长度均为 300 mm。计算得到不同幅值电压时的传输线输出电压波形如图 9 所示, 对应脉冲电压上升时间如图 10 所示。

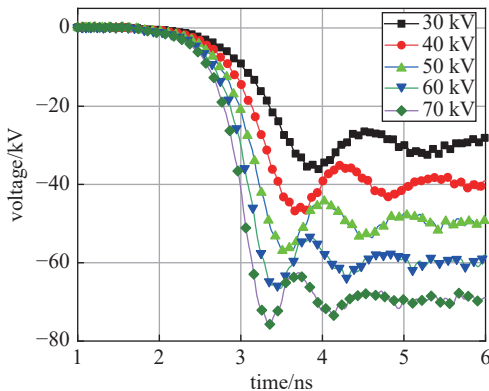


Fig. 9 Simulated output waveforms of different voltages

图 9 不同电压的仿真输出波形

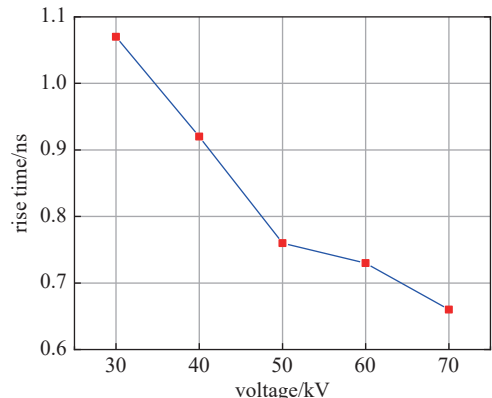


Fig. 10 10%~90% voltage rise time of different voltages

图 10 不同电压的 10%~90% 电压上升时间

由图 9、图 10 可以看出, 随着脉冲源电压幅值的增加, 铁氧体传输线输出波形的前沿逐渐减小。电压越高, 磁芯中的励磁电流增大, 对应的 di/dt 和 dM/dt 增大, 作用在磁芯上的外场越大, 磁矩自旋进动速度加快, 脉冲前沿得到压缩。

4.3 偏置磁场的影响

仿真模型中铁氧体传输线的外加偏置磁场分别为 5, 15, 22, 30, 35 kA/m。磁芯长度为 300 mm, 脉冲源电压幅值都为 50 kV, 前沿都为 2 ns。

由图 11 可知, 随着偏置磁场的加大, 输出脉冲的第一峰值电压在逐渐减小, 当偏置磁场足够小时, 第一峰值电压接近输入电压, 偏置磁场越高, 磁矩转动越困难, 则电压也会变小。由图 12 可知, 偏置磁场有一个最佳大小, 可使脉冲前沿时间最短, 过大或者过小的偏置磁场都不利于脉冲前沿的陡化。磁芯中的有效磁场 H_{eff} 为脉冲电压产

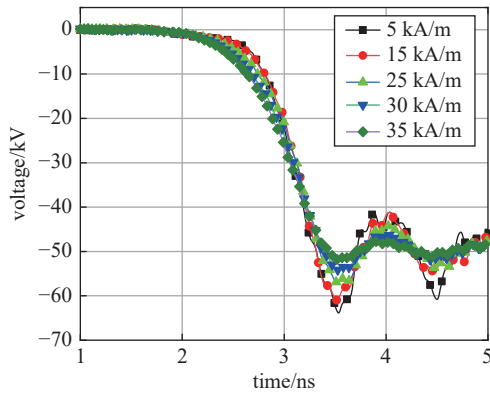


Fig. 11 Simulation output waveforms of different bias magnetic fields

图 11 不同偏置磁场的仿真输出波形图

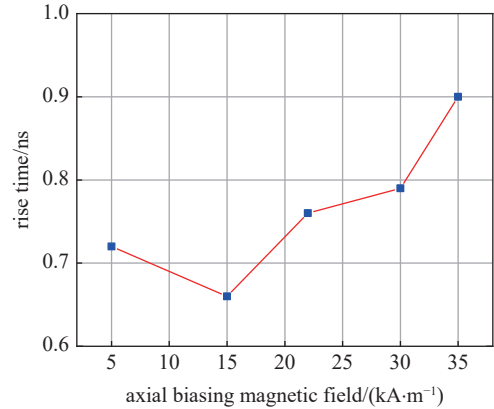


Fig. 12 10%~90% voltage rise time of different bias magnetic field

图 12 不同偏置磁场的 10%~90% 电压上升时间

生的角向磁场和轴向偏置磁场的合成,当轴向偏置磁场很弱时,角向磁场使磁芯饱和,只有很少的能量耦合进横电磁波中,从而影响脉冲前沿的陡化;当偏置磁场较强时,输入脉冲产生的角向磁场无法使磁矩的初始轴向位置产生偏移,影响磁化进动过程,从而影响脉冲前沿的陡化。仿真的最佳偏置磁场是 15 kA/m 左右,文献 [11] 中实验最佳偏置磁场为 22 kA/m,分析其主要原因是螺旋管长度未知,仿真模型里的偏置磁场的电流设置与实验中螺线管中电流不同导致的,但相关规律与实验相同。

5 结论

本文利用 COMSOL 多物理场仿真软件建立了铁氧体传输线的仿真模型,考虑电磁波传播和磁芯磁化进动相互影响,将 Maxwell 方程与 LLG 运动方程进行耦合计算,结果表明:仿真计算结果与实验结果相符,验证了此种路耦合仿真模型的准确性;随着铁氧体传输线的长度增加,传输线陡化后的脉冲幅值增大,前沿减小;随着脉冲源电压幅值的增加,传输线陡化后的脉冲前沿减小;随着偏置磁场的加大,输出脉冲峰值电压逐渐减小,偏置磁场有一个最佳大小,可使脉冲前沿最短,过大或者过小的偏置磁场都不利于脉冲前沿的陡化。

参考文献:

- [1] French D M, Hoff B W. Spatially dispersive ferrite nonlinear transmission line with axial bias[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2014, 42(10): 3387-3390.
- [2] Romanchenko I V, Rostov V V, Gunin A V, et al. High power microwave beam steering based on gyromagnetic nonlinear transmission lines[J]. *Journal of Applied Physics*, 2015, 117: 214907.
- [3] Reale D V, Parson J M, Neuber A A, et al. Investigation of a stripline transmission line structure for gyromagnetic nonlinear transmission line high power microwave sources[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2016, 87: 034706.
- [4] Ulmaskulov M R, Mesyats G A, Sadykova A G, et al. Energy compression of nanosecond high-voltage pulses based on two-stage hybrid scheme[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2017, 88: 045106.
- [5] Katayev I G. Electromagnetic shock waves[M]. London: Iiliffe Books Ltd. , 1923.
- [6] Pouladian-Kari R, Benson T M, Shapland A J, et al. The electrical simulation of pulse sharpening by dynamic lines[C]//Proceedings of the 7th Pulsed Power Conference. IEEE, 1989.
- [7] Dolan J E. Simulation of shock waves in ferrite-loaded coaxial transmission lines with axial bias[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1999, 32(15): 1826-1831.
- [8] 俞建国. 基于铁氧体传输线的脉冲陡化技术研究[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2010: 9-13. (Yu Jianguo. Research of pulse sharpening based on ferrite line[D]. Xi'an: Xidian University, 2010: 9-13)
- [9] 乔中兴, 刘恺, 董寅. 铁氧体同轴传输线脉冲锐化特性的研究[J]. 电工技术学报, 2015, 30(s2): 21-25. (Qiao Zhongxing, Liu Kai, Dong Yin. Investigation of ferrite-filled coaxial transmission lines for pulse sharpening[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2015, 30(s2): 21-25)
- [10] 张兴家, 卢彦雷, 樊亚军, 等. 一种三传输线型亚纳秒脉冲压缩装置[J]. 强激光与粒子束, 2017, 29: 115002. (Zhang Xingjia, Lu Yanlei, Fan Yajun, et al. Triple transmission line type subnanosecond pulse-compression device[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2017, 29: 115002)
- [11] Tie Weihao, Meng Cui, Zhao Chengguang, et al. Optimized analysis of sharpening characteristics of a compact RF pulse source based on a gyro-magnetic nonlinear transmission line for ultrawideband electromagnetic pulse application[J]. *Plasma Science and Technology*, 2019, 21: 095503.
- [12] 铁维昊, 赵程光, 孟萃, 等. 旋磁型非线性传输线调制脉冲特性数值分析[J]. 高电压技术, 2019, 45(1): 301-309. (Tie Weihao, Zhao Chengguang, Meng Cui,

- et al. Numerical analysis on modulated RF pulse characteristics of gyro-magnetic nonlinear transmission line[J]. *High Voltage Engineering*, 2019, 45(1): 301-309)
- [13] Greco A F G, Rossi J O, Yamasaki F S, et al. 1D-FDTD simulation of microwave generation using ferrite electromagnetic shock lines[C]//Proceedings of 2020 IEEE Electrical Insulation Conference (EIC). IEEE, 2020.
- [14] 方旭, 潘亚峰, 丁臻捷, 等. 非线性铁氧体传输线的脉冲陡化作用[J]. *强激光与粒子束*, 2014, 26: 115006. (Fang Xu, Pan Yafeng, Ding Zhenjie, et al. Pulse sharpening effect of nonlinear ferrite-loaded transmission line[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2014, 26: 115006)
- [15] 胡月川. 铁磁纳米管中的磁化强度动力学[D]. 天津: 河北工业大学, 2016: 3-9. (Hu Yuechuan. The magnetization dynamics in magnetic nanotubes[D]. Tianjin: Hebei University of Technology, 2016: 3-9)
- [16] 宛德福, 马兴隆. 磁性物理学[M]. 成都: 电子科技大学出版社, 1994: 437-441. (Wan Defu, Ma Xinglong. Magnetic physics[M]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China Press, 1994: 437-441)
- [17] Gilbert T L. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials[J]. *IEEE Transactions on Magnetism*, 2004, 40(6): 3443-3449.