

基于旋磁非线性传输线的小型化强电磁脉冲源的仿真研究

朱丹妮 孟进* 黄立洋 崔言程 袁玉章 王海涛

(海军工程大学舰船综合电力国防科技重点实验室 武汉 430033)

摘要: 与传统基于电真空器件的窄谱高功率微波源相比, 基于旋磁非线性传输线(GNLTL)的宽谱强电磁脉冲源无须驱动电子束、导引磁场和真空条件, 具有能量效率高、工作频率可调以及可重频运行等优势, 是一种结构简单、适合小型化和固态化的技术方案。该文通过理论分析其产生射频振荡和脉冲陡化的工作机制, 并利用商业软件建立一套可视化的2-D GNLTL仿真模型进行验证。通过仿真分别研究不同注入电压和不同轴向偏置磁场下的旋磁输出脉冲的时域和频域特性。模拟结果表明: 随着注入电压增大, 经调制的振荡电压峰值升高, 而调制深度则是先增加后减小到几乎不变, 输出电压上升沿减小后趋于稳定, 而中心频率则随着注入电压增大而增加; 随着偏置磁场增加, 输出振荡峰值电压和调制深度均是先增大后减小, 输出电压上升沿先减小后增大, 而中心频率先减小后增大。

关键词: 宽谱强电磁脉冲源; 旋磁非线性传输线; 脉冲陡化; 磁矩进动

中图分类号: O441

文献标识码: A

文章编号: 1009-5896(2022)02-0737-08

DOI: 10.11999/JEIT200912

Simulation Research on a Compact High Power Microwave Source Based on Gyromagnetic Nonlinear Transmission Lines

ZHU Danni MENG Jin HUANG Liyang CUI Yancheng

YUAN Yuzhang WANG Haitao

(National Key Laboratory for Vessel Integrated Power System Technology,
Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China)

Abstract: Compared with the traditional high power microwave sources based on the electronic vacuum tube, the wide-band high power microwave sources based on the Gyromagnetic NonLinear Transmission Line (GNLTL) does not need the electron beam, the confining magnetic field and the vacuum system. It is a simple, compact and solid-state scheme. It has the advantages of adjustable frequency and repetitive operation. It can not only improve the energy utilization rate, but also break through the limitation of single operation of electromagnetic pulse projectile. In this paper, the RF pulse formation dynamics and sharpening characteristics of the gyromagnetic nonlinear transmission line are analyzed in theory. The visible two-dimensional model is composed for numerical analysis of the modulated pulse waveforms in time domain and frequency domain under a varied incident voltage or a varied axial biasing magnetic field. The simulation results show that when the incident voltage increases, the modulated peak voltage grows, the modulated depth rises and then declines to some constant value, the rise time of the modulated pulse reduces and then ceases, and the central frequency augments. When the axial biasing magnetic field increases, the modulated peak voltage and the modulated depth both rises and then declines, the rise time of the modulated pulse and the central frequency both reduces and then increases.

Key words: Wide-band high power microwave source; Gyromagnetic NonLinear Transmission Line (GNLTL); Pulse sharpening; Magnetic moment precession

收稿日期: 2020-10-26; 改回日期: 2021-07-10; 网络出版: 2021-12-06

*通信作者: 孟进 mengjinemc@163.com

基金项目: 国家自然科学基金(51907202)

Foundation Item: The National Natural Science Foundation of China (51907202)

1 引言

基于旋磁非线性传输线(Gyromagnetic NonLinear Transmission Line, GNLTTL)的宽谱强电磁脉冲源无须驱动电子束、导引磁场系统和真空系统^[1], 结构相对简单, 通常尺寸小于电真空管1~3个量级^[1,2]。通过设计不同结构GNLTTL可以实现传统HPM技术难以实现的频率范围^[3], 同时还能通过电感磁芯的初始状态调节中心频率和相位^[1,4,5]。与传统电磁脉冲弹采用爆磁压缩发生器驱动电真空管的方法相比, 采用GNLTTL的宽谱强电磁脉冲源的方案能实现全固态化, 有潜力满足弹载环境度对载荷提出的小型化和抗高过载要求。GNLTTL不仅能大大提高能量利用率, 还能重复频率运行^[6-8], 可突破传统电磁脉冲弹单次运行的限制。此外, 高功率微波辐射装置的研究方向逐渐从追求单台源的更高功率转向了高功率微波辐射装置的小型化、高效率、可变频等方向^[9]。近十年来, 研究人员越来越多地关注到采用GNLTTL代替传统的高功率微波器件的可行性。在此背景下, 基于GNLTTL的宽谱强电磁脉冲源显现出独特的研究价值, 尤其在电磁脉冲弹中具有重要的应用前景。

国外, 针对GNLTTL的宽谱强电磁脉冲源的研究集中在俄罗斯大电流所(IHCE)、英国MBDA Ltd和美国得克萨斯大学(TTU)这3家机构。表1为截止到2016年, 俄罗斯大电流所(IHCE)、英国MBDA Ltd和美国得克萨斯大学(TTU)现有GNLTTL的典型指标^[10]。依据国外报道, 目前GNLTTL经优化后能产生射频脉冲的频率在0.5^[11]~5.0 GHz^[12], 功率在几十^[1]到几百兆瓦^[2], 重频达到800 Hz^[8]~65 MHz^[13,14]。可能出于保密的原因, 国外很少公开GNLTTL的关键技术以及具体的尺寸结构。国内, 对GNLTTL宽谱强电磁脉冲源的研究以中国工程物理研究院应用电子学研究所为代表, 但起步较晚。2016年, 该团队廖勇等人^[15,16]在数值模拟和实验研究的基础上开展了改进实验, 在匹配负载上得到峰峰值31 kV、中心频率308 MHz、带宽13%的射频脉冲振荡; 与组合振子天线相连时, 得到了中心频

率380 MHz、带宽12%的宽谱辐射^[17]。目前大部分研究报道以实验研究为主, 而GNLTTL涉及的因素较多, 难以完全通过实验的手段研究其在不同条件下的输出特性。电子科技大学的俞建国采用传输线矩阵法求解1维传输线方程和LLG方程, 可计算GNLTTL对注入脉冲的压缩量。2019年, 文献^[18,19]引入非线性电感利用等效电路的LC网络建立了GNLTTL分布参数1维电路模型, 但是需要通过实验数据来确定LC网络的级数。文献^[20]采用SPICE电路的仿真方式对GNLTTL进行了计算。目前基于1维传输线的计算方法仍然是仿真GNLTTL的主要方式, 尚缺乏对GNLTTL更全面、更加贴近实际的仿真研究。此外, 非线性传输线色散和非线性电感物理过程的复杂性, 导致分析中难以得到数学上的非线性频散KdV方程解析式。目前业内对GNLTTL工作机理和设计方法的研究并不成熟。通过对实际物理模型进行建模和仿真计算是分析与掌握GNLTTL色散和非线性物理过程的关键环节。

本文利用多物理场有限元仿真软件COMSOL对GNLTTL进行2维建模仿真, 具有实物可视化界面, 对小型GNLTTL的各方向磁化强度、输出微波的时域和频域特性及调制深度进行分析与评估, 得到了输出振荡电压峰值、调制深度、上升沿以及中心频率随注入电压和轴向偏置磁场变化的规律, 并结合理论进行定性的解释。本文的研究结果可为研究GNLTTL的射频振荡和陡化机制提供参考, 为电磁脉冲弹的发展提供新的思路。

2 理论基础

2.1 GNLTTL射频产生过程

GNLTTL工作原理如图1所示。首先, 电流通过电磁螺线管线圈产生轴向偏置磁场, 将使铁氧体磁矩沿着轴向脉冲传输的方向准直。随后, 当一个高压脉冲注入非线性传输线时, 围绕中心导体会产生一个较大的角向磁场。当高压脉冲通过铁氧体区时, 角向磁场与铁氧体中被轴向准直的磁矩相互作用, 促使两者以较高的频率发生旋磁进动。然后, 铁氧体中高频的进动在非线性传输线上引发高频振荡脉冲。

表1 同轴GNLTTL射频源的研究现状

研究机构	充电电压(kV)	峰值功率(MW)	工作中心频率(GHz)
俄罗斯大电流所 ^[6]	250	260.00	1.20
俄罗斯大电流所 ^[8]	130	110.00	1.95
英国MBDA Ltd ^[12]	80	89.30	0.77
美国得克萨斯大学(NiZn) ^[1]	40	8.40	4.10
美国得克萨斯大学(YIG) ^[20]	40	2.03	3.01

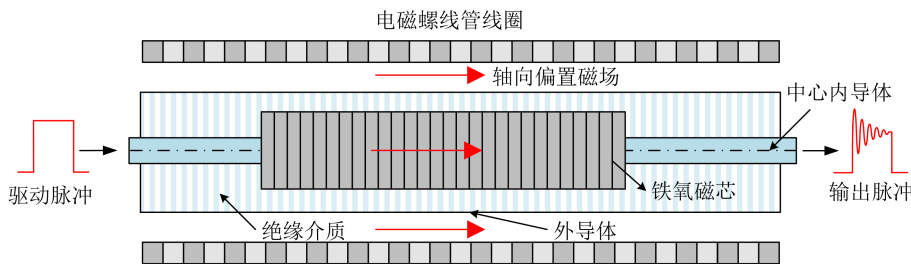


图1 GNLTL的工作原理

铁氧体中磁矩进动的微观机制如图2所示。假设有一单轴铁磁晶体处于平衡状态，磁化强度矢量 M 总是平行于总有效场 H_{eff} 的方向。由于某种原因， M 的方向发生改变而不与 H_{eff} 平行，则这时磁化强度矢量 M 必然会受到力矩 L 的作用， L 的大小为

$$L = M \times H_{eff} \quad (1)$$

力矩 L 引起动量矩 P 的变化为

$$\frac{dP}{dt} = L \quad (2)$$

对于铁磁晶体，磁矩 M 和动量矩 P 有式(3)的关系

$$M = -\gamma P \quad (3)$$

其中， γ ($\gamma > 0$) 为旋磁比常数。对式(3)两边作时间微分可得

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma \frac{dP}{dt} = -\gamma L = -\gamma M \times H_{eff} \quad (4)$$

式(4)表示磁化强度矢量 M 在力矩 L 的作用下围绕总有效场 H_{eff} 进动，也就是所谓的拉莫尔进动。 M 围绕 H_{eff} 进动的固有频率为^[21]

$$\omega_c = \gamma H_{eff} \quad (5)$$

在有阻尼的进动过程中，磁矩进动的能量会逐渐被损耗， M 和 H_{eff} 之间的夹角 θ 会越来越小，最终 M 和 H_{eff} 的方向平行，完成进动过程。为了描述这种阻尼进动的过程，朗道和李弗希茨引进一个阻尼力矩 T_D ，使得磁化强度的运动方向靠近 H_{eff} 的方向，最终与 H_{eff} 的方向重合。这一过程可用朗道-李弗希茨(Landau and Lifshitz, LL)方程(α 远小于 1)来表示^[3]

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma M \times H_{eff} - \frac{\alpha\gamma}{M_s} M \times (M \times H_{eff}) \quad (6)$$

其中， M_s 表示饱和磁化强度，通常 $|M| = M_s$ ， α 为标志磁损耗的无量纲阻尼系数，主要由铁氧体的非线性材料振荡线宽决定。LL方程是把阻尼力矩看成是 $M \times H_{eff}$ 造成的，实际上阻尼力矩是与 dM/dt 成正比的动阻尼。为了表示这一过程，吉尔伯特(Gilbert)提出了修正方程，即Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG)方程^[1]

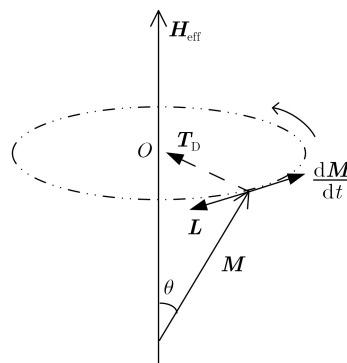


图2 磁矩阻尼进动示意图

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma M \times H_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} M \times \frac{dM}{dt} \quad (7)$$

其中，当 α 远小于 1 时，式(6)和式(7)可相互转换。

2.2 射频振荡机制分析

在传输线中产生的电磁波可通过以下Maxwell方程组结合前述LLG方程求解^[22]

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times E &= -\frac{\partial B}{\partial t} \\ \nabla \times H &= \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \\ B &= \begin{cases} \mu_0(H + M), & H \subset \Omega \\ \mu_0\mu_r H, & H \notin \Omega \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式中， B 为磁感应强度， H 为磁场强度， E 为电场强度， M 为磁化强度， ε 为介电常数， μ_0 为真空中的磁导率， μ_r 为相对磁导率。采用 Ω 来表示铁氧体材料所在的区域，且在区域边界上具有连续性。事实上考虑阻尼，铁氧体材料区域的角向是衰减的简谐运动，则在以上Maxwell结合前述LLG方程的求解中引起感应电压是衰减的余弦振荡，而注入的脉冲电压幅值则是一直不变的，即对应的脉冲平顶，只不过是进动而产生振荡的感应电压叠加在了脉冲平顶上(图1)。

产生进动的本质是铁氧体磁化状态的改变落后于有效磁场的变化。只要磁化强度矢量和有效磁场的方向不平行，就会存在进动，进动的目的是迫使二者最终趋于平行，整个系统达到能量最小状态才能稳定下来。所以在整个脉冲波形入射的全过程中存

在多次进动,从入射脉冲开始时刻进动就开始,在脉冲达到平顶之后,由于阻尼的作用进动逐渐停止,在脉冲开始下降阶段进动又开始,在脉冲结束之后进动逐渐停止,最后磁化强度稳定在轴向偏置方向。

实际上在进动过程中阻尼是一直存在的,如果入射脉冲的上升速度过慢,阻尼的阻碍作用能够抵消磁场变化带来的角度偏转,那么进动就无法产生,也就是说磁化状态的改变能够跟上有效磁场的变化。所以要求入射脉冲的上升速度越快越好,至少要超过进动弛豫时间^[3]。文献^[3,11]指出进动的弛豫时间一般在几纳秒,所以实验中对上升沿的要求一般在几纳秒以内,而进动的弛豫时间也决定了微波的脉宽。

2.3 脉冲陡化机制分析

GNLTL除了能产生射频振荡外,还能陡化脉冲波形^[1,23]。当不加偏置磁场时,磁畴处于混乱的状态,无法合成统一的总磁矩;一旦脉冲驱动源的磁场加载到铁氧体上,铁氧体逐渐被磁化,从微观上来看,处于不同方向上的小磁矩全部被磁化到同一方向,是对应每一个微观小磁矩的单独进动。当预先加了偏置磁场,所有小磁矩的方向一致,可以当作整体的一个总磁矩来看待,事实上也是众多小磁矩相干进动的叠加。所以,这两种情况的陡化都可以认为是由于小磁矩的进动过程产生的磁化引起的,都可以从磁化进动消耗能量的角度来解释。但是,这两种方式的陡化程度是有差别的。加了偏置磁场的情况下,在前沿建立的过程中一直消耗能量;而未加偏置的情况,如果前沿未完全建立,磁芯已经全部饱和,则不再具有陡化能力,即前沿只会被缩短一部分,所以若采取这种方法需要磁芯的尺寸和前沿匹配。此外,加了偏置的时候,磁矩偏移的角度小,磁化速度快,能量消耗速度快,因而可以产生更快的前沿^[24]。

另外还可以通过磁导率变化的角度来解释陡化^[18]。对于未加偏置磁场的情况,磁芯还未饱和,磁导率很大,电感很大,波速较小。随着注入脉冲电流增大,对应注入磁场增加,磁芯逐渐饱和,磁导率降低,电感减小,波速增大,所以电流大的部分会逐渐赶上电流小的部分,即前沿被陡化。在加了偏置磁场的情况下,磁导率应该也存在一个变化过程。磁芯在轴向预先饱和,入射脉冲产生角向磁场,而角向磁矩并未饱和。所以就入射脉冲而言,开始磁导率很大(电流小),后来磁导率逐渐减小(电流增大到幅值),也会有波速追赶过程。

3 仿真分析

3.1 仿真建模

主要选择多物理场有限元仿真软件COMSOL

的射频(RF)模块、交流直流(AC/DC)模块以及数学模块进行建模仿真^[21]。由于在旋磁传输线中传播的微波主要是圆周对称的TEM模式,为了节约仿真资源,可忽略角向差异,建立如图3所示圆周对称的2-D GNLTL模型。在径向由内到外依次为内导体铜棒、铁氧体磁环、SF₆气体绝缘层、外导体铜筒和偏置螺线圈,在该仿真模型中各层无缝隙,半径依次为1.5 mm, 3.175 mm, 3.9 mm, 4.64 mm和5.14 mm,总长度为800 mm。

通过数学模块采用时域的ODEs和DAEs的物理接口来求解表示磁场时变特性的LLG公式。圆柱坐标下,LLG方程可以写为

$$\left. \begin{aligned} \frac{dM}{dt} &= \frac{-\gamma}{1+\alpha^2} [H_\varphi M_z - H_z M_\varphi] - \frac{\alpha\gamma}{(1+\alpha^2)M_s} \\ &\quad \cdot [M_\varphi (H_r M_\varphi - H_\varphi M_r) - M_z (H_z M_r - H_r M_z)] \\ \frac{dM_\varphi}{dt} &= \frac{-\gamma}{1+\alpha^2} [H_z M_r - H_r M_z] - \frac{\alpha\gamma}{(1+\alpha^2)M_s} \\ &\quad \cdot [M_z (H_\varphi M_z - H_z M_\varphi) - M_r (H_r M_\varphi - H_\varphi M_r)] \\ \frac{dM_z}{dt} &= \frac{-\gamma}{1+\alpha^2} [H_r M_\varphi - H_\varphi M_r] - \frac{\alpha\gamma}{(1+\alpha^2)M_s} \\ &\quad \cdot [M_r (H_z M_r - H_r M_z) - M_\varphi (H_\varphi M_z - H_z M_\varphi)] \end{aligned} \right\} (9)$$

在仿真模型中采用AC/DC模块模拟静态偏置磁场。通过设置励磁电流密度来模拟电磁线圈磁场的变化。磁场接口在模拟开始时使用求解器中的稳态步长在所有域内求解。由于偏置磁场是常数,该数据可以保存在模型的其余部分使用。在同轴线前后端设置输入和输出端口,采用电路模块进行等效电压注入和负载匹配。

为了获得GNLTL输出电压,磁矩必须激励穿过传输线的瞬态模式。为此使用具有随时间变化的瞬时电磁(temw)物理接口的射频模块来求解式(8)。实际上是将式(9)联合式(10)求解电磁场。

$$\nabla \times \frac{(\nabla \times A)}{\mu_r} + \mu_0 \sigma \frac{\partial A}{\partial t} + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial A}{\partial t} \right) = 0 \quad (10)$$

其中, A 为描述磁场的矢势, ϵ_0 为真空中的介电常数, ϵ_r 为相对介电常数。采用电路模块在同轴线端口注入脉冲激励电压,在另一侧端口输出,输入和输出端口同时设置测量线。

结合以上3个模块共同建模仿真,可以分析位于铁氧体内的径向、角向和轴向磁化强度随时间变

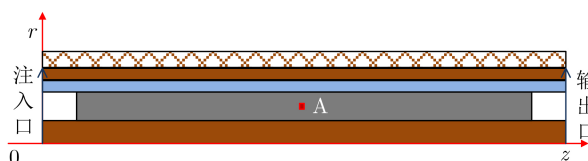


图3 GNLTL仿真模型的剖面图,蓝色箭头表示集总端口

化的波形，并且对比旋磁传输线输入和输出的电压波形，从而评估GNLTL的电磁场工作特性。

3.2 典型输出

图4给出了输入和输出的典型电压波形及输出电压频谱($U_{in}=25$ kV, $H_z=25$ kA/m)。如图4(a)所示，输出电压上出现经过旋磁进动调制后的射频振荡，准单频振荡的参数主要看第1个周期。输出射频振荡的峰值电压为 $U_p=(U_2-U_1)/2$ ，则调制深度 $a=(U_1-U_2)/(U_2+U_1)$ ，电压上升沿为 $t_{rise}=t_1-t_0$ ^[22]。如图4(b)所示，通过傅里叶频谱分析可以得出工作的中心频点。图5为对应状态下的铁氧体磁环内A点处的径向、角向和轴向磁化强度随时间变化的波形。当旋磁进动时，初始轴向准直的磁化强度减小，而角向磁化强度从零增加，验证了2.1节和2.2节所述铁氧体磁化状态的改变。

3.3 注入电压的影响

图6给出了当 $H_z=25$ kA/m时，不同注入电压下GNLTL对应输出电压的时域波形。表2按照公式 $H_\phi=U_{in}/(\pi d_c R)$ 推算了不同注入电压下对应的角向磁场强度，其中 R 为传输线阻抗，约50 Ω ， d_c 为磁环有效直径^[25]。按3.1节磁环的尺寸， $d_c=4.468$ mm。从图6看到，注入电压越大，经调制的振荡峰值电压越高；除了产生射频振荡外，GNLTL能在时间上对注入波形进行陡化，且注入电压越大，陡化程度越大^[23]。

图7进一步描绘了输出振荡的峰值电压和调制深度随着不同注入电压的变化情况($H_z=25$ kA/m和 $H_z=35$ kA/m)。在两种偏置磁场下，均表现出随着注入电压增大，输出振荡的峰值电压增大，而调制深度则是先增加后减小。此外，从图7看到，在 $H_z=25$ kA/m时，调制深度达到最大值时的拐点对应注入电压 $U_{in}=13$ kV(为表2中编号2)的情况，而在 $H_z=35$ kA/m时，调制深度达到最大值时的拐点对应注入电压 $U_{in}=23.5$ kV(为表2中编号3)的情况，由此说明了调制深度达到最大值通常出现在注入电压产生的角向磁场和轴向偏置磁场接近时。

图8为当 $H_z=25$ kA/m和 $H_z=35$ kA/m时输出电压上升沿随不同注入电压的变化情况。从图中看到随着注入电压增大，输出电压上升沿逐渐减小后趋于稳定。从2.3节中看出，随着注入电压增大，磁化进动加剧，由于能量消耗而加剧陡化。还有一种解释是，随着电流增大，磁导率降低，波速增大，所以电流大的部分会逐渐赶上电流小的部分，追赶效应越显著，则上升沿陡化效应越明显^[24]；但注入电压继续增加，最终会稳定在一个最小极限值，这个值是铁氧体材料从一种状态改变到另一种状态所需要的时间，即为铁氧体材料的弛豫时间^[3]。

图9展示了当 $H_z=25$ kA/m和 $H_z=35$ kA/m时旋磁振荡中心频率随着不同注入电压的变化情况。由此可见，随着注入电压增大，旋磁振荡中心频率

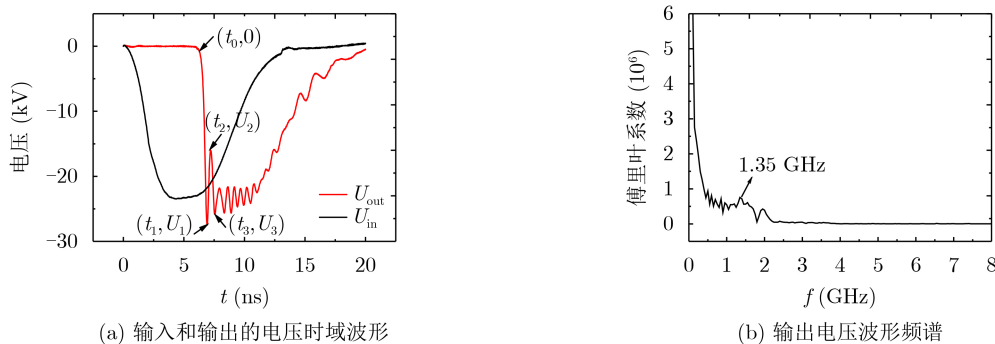


图4 当 $U_{in}=25$ kV, $H_z=25$ kA/m时旋磁射频输出的电压波形和频谱

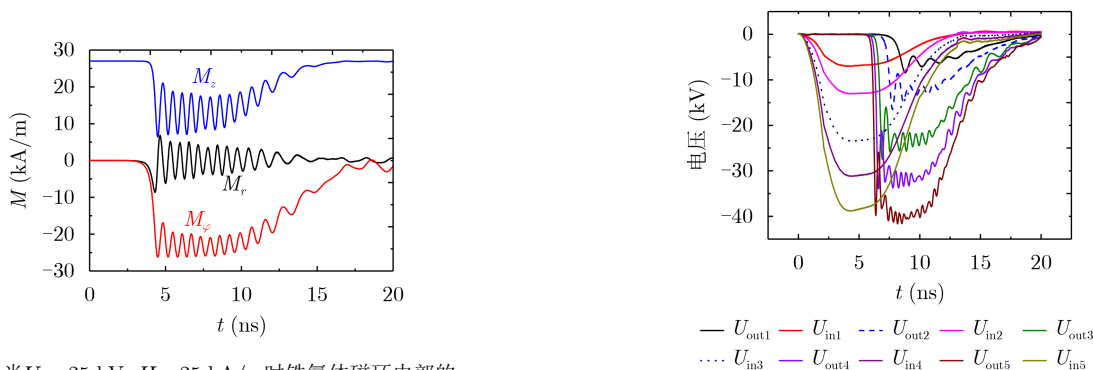


图5 当 $U_{in}=25$ kV, $H_z=25$ kA/m时铁氧体磁环内部各方向磁化强度的时变情况

图6 当 $H_z=25$ kA/m时不同注入电压下输出电压时域波形

增加。这与文献中的实验结果一致^[24,26]。除了色散、非线性和耗散，在NLTLs中的关键在于激发RF脉冲的相速度与激发该RF脉冲的行波冲击上升沿速度之间的同步，从而激励射频脉冲，并决定以下中心频率^[3]

$$f_c \approx \frac{\gamma\mu_0 H_\varphi}{4\pi} \sqrt{1 + \frac{\chi M_s}{\mu_0 \sqrt{H_\varphi^2 + H_z^2}}} \quad (11)$$

其中， $\chi = S_f/S_0$ 为在NLTL横截面上铁氧体的占

表 2 不同电压下对应的角向磁场强度

	编号				
	1	2	3	4	5
$U_{in}(\text{kV})$	6.80	13.00	23.50	31.00	38.00
$H_\varphi(\text{kA/m})$	9.69	18.52	33.48	44.17	54.14

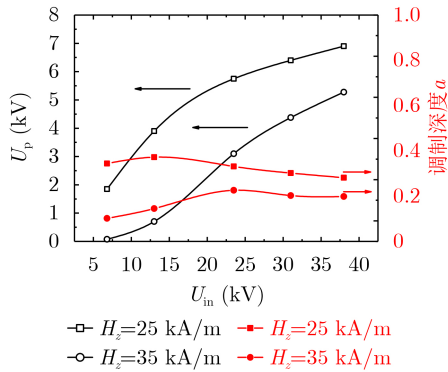


图 7 输出振荡峰值电压和调制深度随着不同偏置磁场的变化

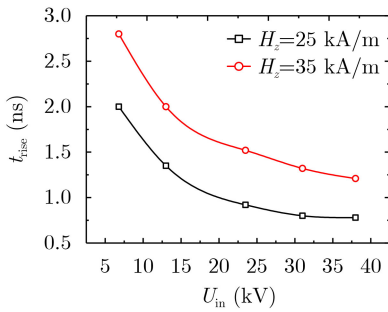


图 8 输出电压上升沿随着不同注入电压的变化

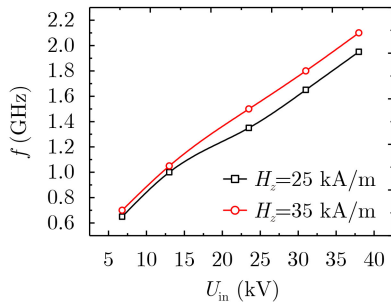


图 9 旋磁振荡中心频率随着不同注入电压的变化

比。由此可见，随着输入电压增大，角向磁场强度增大，旋磁的中心频率增大。

3.4 偏置磁场的影响

图10表明，当 $U_{in}=25$ kV时GNLTL输出振荡峰值电压和调制深度随着不同偏置磁场的变化情况。从图中看出，随着偏置磁场增加，输出振荡峰值电压和调制深度均是先增大后减小，在 $H_z=25$ kA/m时达到最高点。图11展示了当 $U_{in}=25$ kV时GNLTL输出电压上升沿随着偏置磁场的变化情况，随着偏置磁场增加，上升沿先减小后增大，同样在 $H_z=25$ kA/m时陡化最明显。此时，注入电压产生的角向磁场和轴向偏置磁场最为接近，将准直磁矩从轴向拉向有效磁场的方向产生的进动最为激烈，旋磁振荡和陡化都能发挥到最大效果。

这是由于偏置磁场从零增长初期，随着轴向磁场增加，越来越多的磁矩开始同步相干进动，进动越激烈，调制振荡作用越强，同时能量消耗越大，调制脉冲的陡化作用越强。即使随着偏置磁场进一步增加，所有磁矩在轴向达到准直，磁化强度饱和，但只要轴向磁场仍远低于角向磁场，很少有能量耦合进调制的电磁波中，旋磁的振荡和陡化效果都不明显。相反，当轴向磁场过大，角向磁场占比太小，而角向磁场分量直接驱动进动，很难将磁矩从初始的轴向拉向有效磁场的方向，此时磁矩很快达到一个稳定状态，同时，由于状态改变很小导致进动的强度很弱，调制振荡作用越弱，铁氧体磁环的非线性电感变化越小，陡化效果越不明显。为

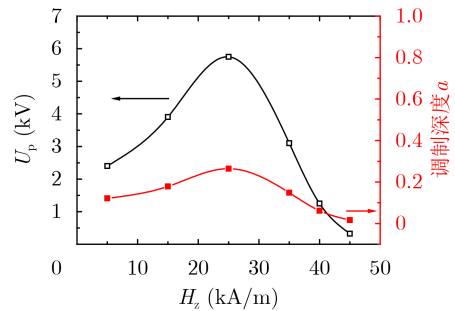


图 10 输出电压上升沿随着不同偏置磁场的变化

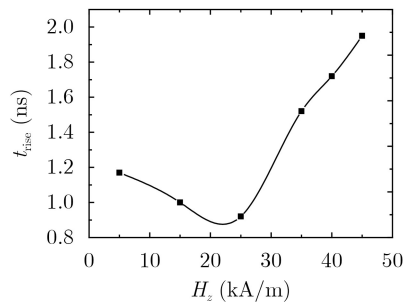


图 11 输出电压上升沿随着不同偏置磁场的变化

此, 如前所述, 只有当注入电压产生的角向磁场和轴向偏置磁场最为接近时, 旋磁的进度强度最为激烈, 调制振荡作用最强, 能量消耗达到最大, 陡化作用最明显。

图12给出了旋磁振荡中心频率随着不同偏置磁场的变化情况。随着偏置磁场增加, 旋磁振荡中心频率先减小后增大到接近初始5 kA/m低磁场时的频率后略有下降。由式(11)可以解释前半部分, 随着偏置磁场增加, 旋磁振荡中心频率有减小的趋势^[24], 但目前描述旋磁频率的公式均未考虑阻尼项。而随着偏置磁场超过15 kA/m继续增加, 中心频率呈现小幅度增长的现象还有待进一步分析。

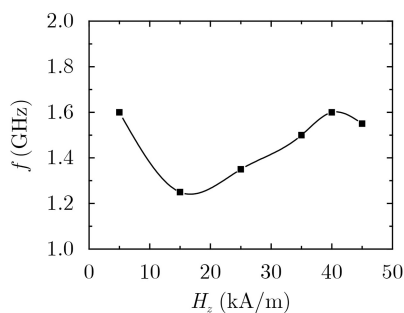


图12 旋磁振荡中心频率随着不同偏置磁场的变化

与3.3节对比, 调整注入电压从而改变射频输出特性的幅度比调整偏置磁场更有效^[27]。

4 结束语

本文利用多物理场有限元仿真软件COMSOL对GNLTL进行2维建模仿真, 具有实物可视化界面, 对GNLTL的各方向磁化强度、输出微波的时域和频域特性及调制深度进行分析和评估, 得到了输出振荡电压峰值、调制深度、上升沿以及中心频率随注入电压和轴向偏置磁场变化的规律, 并结合理论进行定性的解释, 得到结论如下:

(1) 随着注入电压增大, 输出振荡的峰值电压增大, 而调制深度则是先增加后减小, 输出电压上升沿逐渐减小后趋于稳定, 同时旋磁振荡中心频率增加。

(2) 随着偏置磁场增大, 输出振荡峰值电压和调制深度均是先增大后减小, 上升沿和旋磁振荡中心频率则都是先减小后增大。

(3) 注入电压产生的角向磁场和轴向偏置磁场最为接近时, 调制深度达到最大值。

(4) 调整注入电压来改变射频输出特性的幅度比调整偏置磁场更有效。

论文研究验证GNLTL的宽谱强电磁脉冲源的振荡和陡化机制, 为小型化强电磁脉冲源的发展提供新的思路。

参考文献

- [1] BRAGG J W B, DICKENS J C, and NEUBER A A. Ferrimagnetic nonlinear transmission lines as high-power microwave sources[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2013, 41(1): 232–237. doi: [10.1109/TPS.2012.2226169](https://doi.org/10.1109/TPS.2012.2226169).
- [2] ROMANCHENKO I V and ROSTOV V V. Energy levels of oscillations in a nonlinear transmission line filled with saturated ferrite[J]. *Technical Physics*, 2010, 55(7): 1024–1027. doi: [10.1134/S1063784210070170](https://doi.org/10.1134/S1063784210070170).
- [3] 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(21): 214907. doi: [10.1063/1.4922280](https://doi.org/10.1063/1.4922280).
- [4] ROSTOV V V, EL'CHANINOV A A, KLIMOV A I, et al. Phase control in parallel channels of shock-excited microwave nanosecond oscillators[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2013, 41(10): 2735–2741. doi: [10.1109/TPS.2013.2270571](https://doi.org/10.1109/TPS.2013.2270571).
- [5] ROSTOV V V, BYKOV N M, BYKOV D N, et al. Generation of subgigawatt RF pulses in nonlinear transmission lines[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2010, 38(10): 2681–2685. doi: [10.1109/TPS.2010.2048722](https://doi.org/10.1109/TPS.2010.2048722).
- [6] ROMANCHENKO I V, ROSTOV V V, GUBANOV V P, et al. Repetitive sub-gigawatt RF source based on gyromagnetic nonlinear transmission line[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2012, 83(7): 074705. doi: [10.1063/1.4738641](https://doi.org/10.1063/1.4738641).
- [7] GUSEV A I, PEDOS M S, RUKIN S N, et al. Solid-state repetitive generator with a gyromagnetic nonlinear transmission line operating as a peak power amplifier[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2017, 88(7): 074703. doi: [10.1063/1.4993732](https://doi.org/10.1063/1.4993732).
- [8] ULMASKULOV M R, PEDOS M S, RUKIN S N, et al. High repetition rate multi-channel source of high-power RF-modulated pulses[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2015, 86(7): 074702. doi: [10.1063/1.4926458](https://doi.org/10.1063/1.4926458).
- [9] PRATHER W D, BAUM C E, TORRES R J, et al. Survey of worldwide high-power wideband capabilities[J]. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 2004, 46(3): 335–344. doi: [10.1109/TEMC.2004.831826](https://doi.org/10.1109/TEMC.2004.831826).
- [10] 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(3): 034706. doi: [10.1063/1.4942246](https://doi.org/10.1063/1.4942246).
- [11] GUBANOV V P, GUNIN A V, KOVAL'CHUK O B, et al. Effective transformation of the energy of high-voltage pulses into high-frequency oscillations using a saturated-ferrite-

- loaded transmission line[J]. *Technical Physics Letters*, 2009, 35(7): 626–628. doi: [10.1134/S1063785009070116](https://doi.org/10.1134/S1063785009070116).
- [12] CHADWICK S J F, SEDDON N, and RUKIN S. A novel solid-state HPM source based on a gyromagnetic NLTL and SOS-based pulse generator[C]. 2011 IEEE Pulsed Power Conference, Chicago, America, 2011: 178–181.
- [13] BRAGG J W B, SULLIVAN III W W, MAUCH D, *et al.* All solid-state high power microwave source with high repetition frequency[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2013, 84(5): 054703. doi: [10.1063/1.4804196](https://doi.org/10.1063/1.4804196).
- [14] ROMANCHENKO I V, PRIPUTNEV P V, and ROSTOV V V. RF pulse formation dynamics in gyromagnetic nonlinear transmission lines[C]. *Journal of Physics: Conference Series 5th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects*, Tomsk, Russia, 2017: 012034. doi: [10.1088/1742-6596/830/1/012034](https://doi.org/10.1088/1742-6596/830/1/012034).
- [15] 廖勇, 徐刚, 谢平, 等. 非线性传输线数值模拟方法[J]. *强激光与粒子束*, 2015, 27(8): 083001. doi: [10.11884/HPLPB201527.083001](https://doi.org/10.11884/HPLPB201527.083001).
LIAO Yong, XU Gang, XIE Ping, *et al.* Numerical simulation of non-linear transmission line[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2015, 27(8): 083001. doi: [10.11884/HPLPB201527.083001](https://doi.org/10.11884/HPLPB201527.083001).
- [16] 谢平, 徐刚, 廖勇, 等. 非线性传输线产生射频脉冲原理研究[J]. *强激光与粒子束*, 2014, 26(4): 043002. doi: [10.11884/HPLPB201426.043002](https://doi.org/10.11884/HPLPB201426.043002).
XIE Ping, XU Gang, LIAO Yong, *et al.* Research on nonlinear transmission line generating radio-frequency pulses[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2014, 26(4): 043002. doi: [10.11884/HPLPB201426.043002](https://doi.org/10.11884/HPLPB201426.043002).
- [17] 廖勇, 张现福, 徐刚, 等. 非线性传输线高功率实验[J]. *强激光与粒子束*, 2016, 28(5): 053007. doi: [10.11884/HPLPB201628.053007](https://doi.org/10.11884/HPLPB201628.053007).
LIAO Yong, ZHANG Xianfu, XU Gang, *et al.* High Power experiment of nonlinear transmission lines system[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2016, 28(5): 053007. doi: [10.11884/HPLPB201628.053007](https://doi.org/10.11884/HPLPB201628.053007).
- [18] 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(9): 095503. doi: [10.1088/2058-6272/ab2626](https://doi.org/10.1088/2058-6272/ab2626).
- [19] 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. doi: [10.13336/j.1003-6520.hve.20181229028](https://doi.org/10.13336/j.1003-6520.hve.20181229028).
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. doi: [10.13336/j.1003-6520.hve.20181229028](https://doi.org/10.13336/j.1003-6520.hve.20181229028).
- [20] REALE D V, BRAGG J W B, GONSALVES N R, *et al.* Bias-field controlled phasing and power combination of gyromagnetic nonlinear transmission lines[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2014, 85(5): 054706. doi: [10.1063/1.4878339](https://doi.org/10.1063/1.4878339).
- [21] REALE D V. Coaxial ferrimagnetic based gyromagnetic nonlinear transmission lines as compact high power microwave sources[D]. [Ph. D. dissertation], Texas Tech University, 2013.
- [22] KARELIN S Y, KRASOVITSKY V B, MAGDA I I, *et al.* RF Oscillations in a coaxial transmission line with a saturated ferrite: 2-D simulation and experiment[C]. 2016 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS), Odessa, Ukraine, 2016: 60–63.
- [23] WEINER M and SILBER L. Pulse sharpening effects in ferrites[J]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1981, 17(4): 1472–1477. doi: [10.1109/TMAG.1981.1061243](https://doi.org/10.1109/TMAG.1981.1061243).
- [24] BRAGG J W B, DICKENS J C, and NEUBER A A. Material selection considerations for coaxial, ferrimagnetic-based nonlinear transmission lines[J]. *Journal of Applied Physics*, 2013, 113(6): 064904. doi: [10.1063/1.4792214](https://doi.org/10.1063/1.4792214).
- [25] DOLAN J E and BOLTON H R. Shock front development in ferrite-loaded coaxial lines with axial bias[J]. *IEE Proceedings - Science, Measurement and Technology*, 2000, 147(5): 237–242. doi: [10.1049/ip-smt:20000447](https://doi.org/10.1049/ip-smt:20000447).
- [26] ROSSI J O, YAMASAKI F S, SCHAMILOGLU E, *et al.* Operation analysis of a novel concept of RF source known as gyromagnetic line[C]. 2017 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC), Aguas de Lindoia, Brazil, 2017: 1–4.
- [27] ROMANCHENKO I V, ROSTOV V V, GUNIN A V, *et al.* Gyromagnetic RF source for interdisciplinary research[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2017, 88(2): 024703. doi: [10.1063/1.4975182](https://doi.org/10.1063/1.4975182).
- 朱丹妮: 女, 1989年生, 博士, 助理研究员, 主要研究方向为高功率微波技术、强流相对论真空电子学。
- 孟进: 男, 1977年生, 教授, 博士生导师, 主要研究方向为电磁兼容与电磁攻防。
- 黄立洋: 男, 1991年生, 博士, 助理研究员, 主要研究方向为电磁场数值计算。
- 崔言程: 男, 1994年生, 博士生, 主要研究方向为高功率微波技术。
- 袁玉章: 男, 1989年生, 博士, 助理研究员, 主要研究方向为高功率微波技术。
- 王海涛: 男, 1990年生, 博士, 助理研究员, 主要研究方向为高功率微波技术。