

分类号: TM461

单位代码: 10335

密 级: _____

学 号: 21610015

浙江大学

硕士学位论文



中文论文题目: 反激变压器损耗建模及 EMI 抑制技术的研究

英文论文题目: Research on Fly-back Transformer Loss Modeling
and EMI Suppression Technology

申请人姓名: 孙旦跃

指导教师: 张军明 教授

合作导师: 无

专业名称: 电气工程

研究方向: 电力电子与电力传动

所在学院: 电气工程学院

论文提交日期 2019.3.15

**A Dissertation submitted to Zhejiang University in partial fulfillment of the requirements
for the degree of Master of Engineering**

**Research on Fly-back Transformer Loss Modeling
and EMI Suppression Technology**

仅限PMIC会员单位内部使用，不得外传

Candidate: Danyue Sun

Supervisor: Prof. Junming Zhang



Zhejiang University, Hang Zhou, P. R. China, 310027

March, 2019

反激变压器损耗建模及 EMI 抑制技术的研究



论文作者签名: 孙旦跃

指导教师签名: 张军

论文 评阅人 1: 陈怡
评阅人 2: 董伯藩
评阅人 3: 姚文熙
评阅人 4: _____
评阅人 5: _____

答辩委员会主席: 谢小初
委员 1: 陈敏
委员 2: 郭清
委员 3: 张军明
委员 4: 吴新科
委员 5: _____

答辩日期: 2019.3.9

Research on Fly-back Transformer Loss Modeling
and EMI Suppression Technology



Author's signature: Danyue Sun

Supervisor's signature: Junming Zhang

External Reviewers: Yi Chen

Bopan Dong

Wenxi Tao

Examining Committee Chairperson:

Xiao gao Xie

Examining Committee Members:

Min Chen

Qiang Qiao

Junming Zhang

Xinke Wu

Date of oral defence: 2019.3.9

浙江大学研究生学位论文独创性声明

本人声明所呈交的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得浙江大学或其他教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示谢意。

学位论文作者签名：孙旦斌 签字日期：2019 年 3 月 9 日

学位论文版权使用授权书

仅限PMIC会员单位内部使用，不得外传

本学位论文作者完全了解 浙江大学 有权保留并向国家有关部门或机构送交本论文的复印件和磁盘，允许论文被查阅和借阅。本人授权 浙江大学 可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索和传播，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。

（保密的学位论文在解密后适用本授权书）

学位论文作者签名：孙旦斌

导师签名：



签字日期：2019 年 3 月 9 日

签字日期：2019 年 3 月 12 日

摘要

反激变换器，由于其结构简单，被广泛应用于小功率电源领域。随着开关电源高频化以及高功率密度化的发展趋势，开关频率越来越高，PCB 布局也变得越来越紧凑，相对应的，这对反激变压器的设计要求也越来越高。

变压器作为反激变换器的一大损耗源，不恰当的设计会使其向 PCB 以及其他元件散发过大的热量，使得其本身温升过高的同时，令其他器件具有过高的温升，对电路工作造成损害。为了能够对反激变压器进行合理设计，本文首先对反激变压器的磁芯损耗行了分析，并且介绍了经典的铁损计算模型，并基于反激电路工作模态对传统的铁损计算模型进行了改进，使其能够适用于反激变压器。

同时，归纳总结了现有的铜损模型。对这些模型无法很好的对反激变压器绕组损耗进行预测的原因进行了分析，并基于反激变压器绕组电流的工作波形，提出了适用于反激电路变压器的铜损模型。在此基础上，提出了变压器绕组线径的优化方法，并通过仿真和硬件实验的方式进行了验证。

此外，本文分析了反激电路共模干扰的传导机理以及传导路径，并对从变压器结构层面对共模噪声进行抑制的可行性进行了阐述。通过对通过变压器的共模噪声电流的求导，推导出了实现共模噪声相互抵消的条件，并根据这些条件提出了几种共模噪声抑制策略，最后通过实验予以验证。

本文提出的损耗模型以及变压器结构抑制策略都具有比较明显的效果，而且便于计算和设计，具有较好的实用价值。

关键词： 反激电路，变压器，磁芯损耗，绕组损耗，EMI 抑制

Abstract

The fly-back converter is widely adopted in low power applications due to its simple structure. With the ever trend of high switching frequency and high power density, the switching frequency is getting higher and higher, and the PCB layout is becoming more and more compact. Correspondingly, the design of fly-back transformers has also become more stringent.

As a major power loss source of fly-back converter, improper design of the transformer will cause excessive heat to make its own temperature rise too high, as well as causing other components to have excessive temperature rise. In order to make a reasonable design of the fly-back transformer, this dissertation firstly analyzes the core loss of the fly-back transformer, and introduces the classical core loss calculation model. And an improved core loss calculation model based on the traditional core loss calculation model is presented for fly-back transformers.

At the same time, the existing copper loss model is reviewed and summarized. The reason why these models cannot predict winding loss of fly-back transformer well is explained. A new copper loss model suitable for the fly-back circuit transformer is proposed. Based on this model, the optimization method of transformer winding wire diameter is proposed and verified by simulation and experimental results.

In addition, this dissertation analyzes the principle and conduction path of common mode interference of fly-back circuit. By deriving the common mode noise current through the transformer, the conditions for achieving common mode noise cancellation are derived. Based on these, several common mode noise suppression methods are proposed. Finally, the experimental results verified the theoretical analysis.

The loss models and the noise suppression strategies proposed in this paper have good performance on accuracy and is easy to follow, which is attractive for practical design applications.

Key words: Fly-back, Transformer, Core Loss, Copper Loss, EMI Suppression

目录

摘要	I
Abstract	II
第 1 章 绪论	3
1.1 论文研究背景及意义	3
1.2 国内外研究现状	3
1.3 本论文主要研究内容	5
第 2 章 反激电路变压器磁损建模	7
2.1 经典 Steinmetz 铁损模型	7
2.2 改进的 Steinmetz 铁损模型	7
2.3 实验结果	12
2.3.1 仿真实验	12
2.3.2 硬件实验	18
第 3 章 反激电路变压器铜损建模	21
3.1 经典 Dowell 铜损模型	21
3.2 其他绕组损耗模型	22
3.3 提出的开关电源铜损模型	24
3.3.1 正弦相位差非 180°激励下的绕组损耗模型	24
3.3.2 反激电路变压器经典波形下的绕组损耗模型	29
3.4 实验结果	36
第 4 章 变压器共模干扰模型及抑制策略	40
4.1 反激电路共模干扰回路模型	40
4.2 变压器共模电流计算	41
4.3 抑制策略	42
4.3.1 对称拓扑结构抵消策略	42
4.3.2 屏蔽层/绕组抑制策略	44
4.3.3 抵消绕组抑制策略	50
4.3.4 附加绕组的损耗模型	53

4.4 实验结果 54

第 5 章 总结与展望 58

5.1 工作总结 58

5.2 后期展望 58

参考文献 60

攻读硕士学位期间所发表的论文与专利 64

致谢 65

仅限PMIC会员单位内部使用，不得外传

第1章 绪论

1.1 论文研究背景及意义

随着开关电源技术在体积和效率上的优势日益突出,高频开关电源被应用在越来越多的场合之中。相对于传统的线性电源,开关电源最突出的优势在于其效率通常远高于线性电源,同时能够有比较高的功率密度,进而可以极大的减小电源的体积和质量。随着电力电子技术的发展,开关电源正往更高频,更高效,更高功率密度的方向迈进。这是一个大的发展趋势,但在这个发展趋势下,相应的也渐渐浮现出了一些问题,其中涡流效应以及电磁干扰问题是其中最主要的两个问题之一。

在更高的频率下,导体的涡流效应会变得越来越明显,而这最直接的影响是会使交流损耗会显著增加,而受此影响最大的毫无疑问是开关电源的变压器。一般而言,开关电源变压器的体积和质量占了整个变换器的 1/3 左右,损耗则占了总损耗的 1/3~1/2 左右,因此,交流损耗的增大会严重影响到变压器的工作效能。同时,在小型化以及高功率密度化的趋势下,开关电源的各器件变得越来越紧凑,这也就意味着散热将变得越发困难,而这对作为一大损耗热源的变压器的要求也就变得越来越高,变压器的设计和优化问题变得越发重要。

此外,越来越高的开关频率也就意味着开关动作引起的 dv/dt , di/dt 变得越来越高,电磁兼容(EMC)问题变得愈发突出。在实际的应用场景中,由于开关电源处理的能量比较高,因此产生的电磁干扰噪声强度比较大,故开关电源一般是作为干扰噪声源,通过导体对电网侧产生传导干扰,通过空间对周边其他设备造成辐射干扰,影响电网以及其他电子设备正常工作,甚至造成损坏。因此,对于开关电源而言电磁干扰(EMI)问题尤为突出。实际上,针对电磁兼容问题,各国政府和相关机构都制定了一系列的 EMC 标准。当前在国际上应用比较广泛的 EMC 标准有由国际电磁兼容机构 CISPR 制定的 CISPR-22,我国的相关标准则是国标 GB 系列和军标 GJB 等。为了满足上述相关标准的要求,工程师们往往需要花费大量的时间和物力进行 EMC 设计。而目前,大多数开关电源产品的做法是在完成产品功能性设计之后再进行 EMC 调试和整改,这就大大增加了产品的设计周期,因为到了产品设计后期,能够进行 EMC 整改的手段将变得非常有限。因此,在设计前期就将 EMC 因素加以考虑,对电磁干扰抑制方案进行设计就显得非常必要。

1.2 国内外研究现状

在反激电路中,变压器是其中最重要的磁性元件。本课题主要对反激电路的变压器进

行损耗建模以及 EMI 抑制策略的研究。总体上, 与本课题相关的国内外研究现状可以归纳为磁芯损耗, 线圈损耗以及共模干扰抑制策略三个方面。

对于磁芯损耗, 在磁性材料交流磁化的过程中, 在涡流效应之外还存在的磁滞效应, 故磁性材料的损耗一般被分为涡流损耗, 磁滞损耗和剩余损耗三部分。铁损的计算方法大致可以归纳为三类: 磁滞模型法, 分离算法以及经验公式等效法^[1]。其中磁滞模型计算法和分离算法均需要大量的前期测量工作, 并且模型复杂处理起来较为繁琐, 故经验公式等效法对应的物理意义虽然比较模糊, 但在工业界却应用得最为广泛。Steinmetz 公式 (SE) 是目前来说在工业界应用最为广泛的一种经验公式等效模型^[2]。这一公式虽然非常的简洁, 但也存在着一些局限, 比如该公式是再正弦交流激励下得到的, 但是很多开关电源的激励并不是正弦, 同时, 温度和直流磁偏也会对铁损产生影响, 因此, 后续学者针对上述这些局限, 提出了一些衍生模型。Brockmeyer^[1, 3]认为影响磁芯损耗的直接因素是磁场的变化速度而非磁场的变化周期或频率, 并在此假设之上推导了适用于非正弦波的 MSE 公式; Sullivan^[4, 5]针对 MSE 模型在某些情况下会与 SE 模型产生矛盾的情况, 提出了更为统一的 GSE 模型和 iGSE 模型; 文献[6]从引入非正弦等效系数的角度出发提出了 WcSE。

[1, 3-10]

对于线圈的交流损耗, 由于每层线圈不止本身会产生交流磁场, 同时还会受到附近的线圈磁场以及磁芯气隙磁场的影响, 因此一般可将线圈损耗分为集肤效应损耗, 邻近效应损耗以及边缘效应损耗三部分。对于前两者, 应用最为广泛的损耗模型为 Dowell 模型^[11], 该模型关于变压器铜损的推导思想以及得到的损耗模型为后续的大量学者所借鉴。在此之上, 学者们研究了其他因素, 诸如填充因数, 线圈间距, litz 型导线等对绕组损耗的影响。由于 Dowell 模型的假设条件过于理想, 因此也存在一定局限, 比如在实际情况下, 存在: 磁芯窗口中的磁场并不是简单的一维磁场; 绕组电流激励波形并非正弦波; 某些开关电源的原副边绕组电流的相位差并非 180° 等。为解决非理想磁场问题, 目前的主流方法是通过有限元分析 (FEA) 软件仿真获取。而针对非正弦激励问题, 则主要通过对激励进行傅里叶分解来解决。针对相位差问题, 文献[60]提出了一种分解思路, 但该文献使用的分解方法过于粗糙; 文献[23]引入了一种互阻的概念, 但在实际应用中过于复杂。对于边缘效应损耗, Wallmeier^[18]首先对气隙的漏磁场进行了建模, Roshen^[20, 21]在此基础上推导出了气隙漏磁场产生的边缘效应损耗公式。^[12-23]

而在 EMI 抑制方面, 当前主要的共模噪声抑制手段主要可分为: 噪声源抑制, 屏蔽, 抵消, 抖频技术以及 EMI 滤波器设计。其中, 噪声源抑制主要是通过使用缓冲电路或者软

开关技术来减小 dv/dt 和 di/dt 。屏蔽和抵消的方式主要是通过改变变压器结构或者在变压器中加入一个附加绕组，通过屏蔽或者补偿的方式来实现共模噪声的抑制^[24-32]。而抖频技术则是通过将开关频率从一个值延展到一个范围，使得固定的开关沿产生的噪声能量从一个频率簇延展到数个频率簇，进而减小每个频率点上的能量密度^[33, 34]。

在反激电路中，反激变压器是共模干扰的一个重要耦合元件。为了探究通过改变变压器结构对 EMI 进行抑制的方法，首先就要确认变压器结构抑制共模干扰的可行性，而这首先需要对反激电路的共模干扰机理有个明确的认识^[35, 36]。

1.3 本论文主要研究内容

本课题主要研究反激拓扑中的变压器损耗以及基于变压器的 EMI 抑制策略。对于反激电路而言，效率以及功率密度是至关重要的两个评估指标，而变压器损耗则直接对此产生影响。在变压器磁损方面，本文首先对变压器磁损模型进行了归纳和比较，并在此基础上进行了创新，提出了一种改进的 Steinmetz 模型。在变压器铜损方面，同样是对当前的损耗模型进行了归纳和比较，并在上述模型基础上，针对这些模型均不能很好地对反激工作模式下的变压器线圈损耗进行预测的问题，进行了原因的探讨和分析，最后提出了一种适用于反激变压器，也适合其他开关电源拓扑变压器的线圈损耗预测模型。在 EMI 抑制策略上，由于本课题主要是对变压器进行研究，因此主要应用屏蔽和抵消的策略，提出了一些通过改变变压器结构来抑制共模干扰的抑制策略，并对这些策略进行了理论分析和实验验证。

本论文的主要内容安排如下：

第一章，介绍了本文研究工作的背景和意义以及目前国内外相关的研究现状。

第二章，阐述了经典的 Steinmetz 铁损模型，并分析了该模型的优点和缺陷。在此基础上，介绍了一些针对经典 SE 模型的缺陷进行改进后的铁损模型。最后，在上述工作基础上，提出了一种改进的铁损模型，并通过仿真对这些模型进行了比较分析，通过实验对该模型进行了一定程度的验证。

第三章，同样首先阐述了经典的 Dowell 铜损模型并介绍了一些其他的铜损模型，对这些模型进行了分析和对比。针对上述模型的优点和缺陷，提出了一种新型的铜损模型，以便在反激电路的工作模式下也能够对绕组铜损进行很好的预测。接着，通过仿真对所提出模型在不同的激励波形下的预测效果进行了比较验证，并在该模型基础上提出了一种绕组线径的优化方法。最后，通过实验对该模型进行了验证。

第四章，首先阐述了反激电路的共模干扰机理，并分析了共模噪声的抑制原理和共模电流计算方法。然后提出了几种在变压器层面抑制共模噪声的策略，并对这些策略的原理进行了说明，同时分析了附加绕组的损耗计算方法。最后通过 EMI 测试平台，对这些抑制策略进行了测试。

第五章，对本课题研究进行了总结和展望。

仅限PMIC会员单位内部使用，不得外传

第2章 反激电路变压器磁损建模

开关电源变压器的损耗主要包括由交变电磁场在磁芯中引起的磁芯损耗，即铁损以及在绕组线圈中引起的线圈损耗，即铜损两部分组成。本章将对反激变压器的铁损进行分析。本章总结了磁芯损耗的建模方法以及测量方法，并在章节的最后进行了一定的模型和实验的结果对比。

2.1 经典 Steinmetz 铁损模型

这一模型假设在正弦激励下，磁芯的损耗密度与其物理形状无关，仅仅取决于最大磁感应强度 B_m ，以及工作频率 f ，而具体对应的系数则需要通过实验数据加以拟合。其具体表达式如下

$$P_c = k \cdot f^\alpha \cdot B_m^\beta \quad (2-1)$$

其中 k ， α ， β 即为待拟合的对应参数。通常情况下， α 取值范围在 1~2 之间，而 β 取值范围在 1.5~3 之间。

2.2 改进的 Steinmetz 铁损模型

SE 模型是一个在工程上很便利的经验公式，但是它本身也存在着局限性。其局限主要表现在如下方面：

- 1) 模型对应的激励为正弦波，而开关损耗中激励并不是正弦波。
- 2) 该模型并没有考虑温升影响。
- 3) 该模型也没有考虑直流磁偏的影响。

针对第一个局限，文献[1, 3]提出了一种修正 Steinmetz 模型(MSE)，该文献认为影响磁芯损耗的直接因素是磁场的变化速度而非磁场的变化周期或频率，下面进行相关推导。首先，根据 Steinmetz 公式一个周期内单位体积磁芯消耗的能量为

$$e_c = p_c / f = k \cdot f^{\alpha-1} \cdot B_m^\beta \quad (2-2)$$

为能够继续沿用上式形式，提出等效频率 f_{eq} 的概念，此时，式(2-2)变为

$$e_c = p_c / f = k \cdot f_{eq}^{\alpha-1} \cdot B_m^\beta \quad (2-3)$$

然后，定义平均磁感应强度变化率 $\dot{B}_{av}$

$$\dot{B}_{av} = \frac{\int_T \frac{dB}{dt} dB}{\Delta B} = \frac{1}{\Delta B} \int_T \left(\frac{dB}{dt}\right)^2 dt, \quad \Delta B = B_{\max} - B_{\min} \quad (2-4)$$

为了在正弦情况下与 Steinmetz 公式相吻合，有

$$\dot{B}_{av} = \frac{\int_T \left(\frac{dB}{dt}\right)^2 dt}{\Delta B} = \Delta B \frac{\pi^2}{2} f_{eq} \quad (2-5)$$

$$f_{eq} = \frac{2}{\Delta B^2 \pi^2} \int_T \left(\frac{dB}{dt}\right)^2 dt \quad (2-6)$$

将式(2-6)代入(2-3)，整理得

$$p_c = k \cdot f \cdot f_{eq}^{\alpha-1} \cdot B_m^\beta \quad (2-7)$$

上式便是适用于任意波形激励的 MSE 模型。但是该 MSE 模型存在的问题：当磁感应强度为式(2-8)且其中的 c 值接近 1 时，算出来的等效频率为 $2mf$ 而非期望的 mf [4]。

$$B(t) = [(1-c) \sin \omega t + c \sin m\omega t] \quad (2-8)$$

这表明该拓展模型与传统的 Steinmetz 公式在某些正弦情况下不能兼容。

为了克服这一矛盾情况，文献[4]提出了另一假设，该文献认为磁芯损耗不仅取决于磁感应强度变化率，还取决于磁感应强度本身。取这两个变量对磁芯损耗进行表达，得到如下表达式

$$p_c = \frac{k_1}{T} \cdot \int_T \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha |B(t)|^{\beta-\alpha} dt \quad (2-9)$$

其中

$$k_1 = \frac{k}{2^{\beta-\alpha} (2\pi)^{\alpha-1} \int_0^{2\pi} |\cos \theta|^\alpha d\theta} \quad (2-10)$$

上述表达式即为 GSE 模型。

为应用方便，文献[5]又对 GSE 进行了改进，将瞬时磁感应强度改为了磁感应强度峰值，得到 iGSE 模型。具体表达式如下

$$p_c = \frac{k_1}{T} \cdot \int_T \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha |\Delta B|^{\beta-\alpha} dt \quad (2-11)$$

同样的

$$k_1 = \frac{k}{2^{\beta-\alpha} (2\pi)^{\alpha-1} \int_0^{2\pi} |\cos \theta|^\alpha d\theta} \quad (2-12)$$

另一种思路是定义一种等效系数 λ ，通过对该系数的求解使得 SE 能够扩展到非正弦激励下进行应用，这种模型称为 WcSE(waveform coefficient Steinmetz equation)^[6]。其具体表达式如下

$$P_c = \lambda \cdot k \cdot f^\alpha \cdot B_m^\beta \quad (2-13)$$

其中 λ 由该激励下平均磁场强度与对应正弦激励下平均磁场强度比值决定。

例如，正弦电压激励下磁感应强度曲线和 $D=0.5$ 的方波电压激励下磁感应强度曲线如图 2-1 所示。

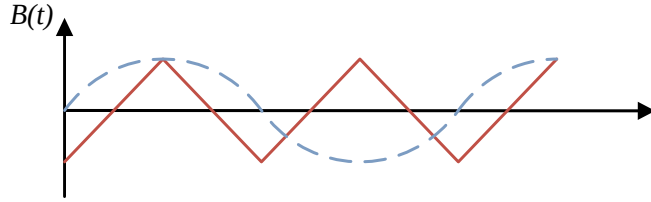


图 2-1 不同激励下磁感应强度曲线，其中实线为 $D=0.5$ 方波激励下曲线，虚线为正弦激励下曲线

对于正弦波，有平均磁场强度 B_{av_sin} 为

$$B_{av_sin} = \frac{2}{T} \cdot \int_0^{T/2} B_m \sin(\omega t) dt = \frac{2B_m}{\pi} \quad (2-14)$$

而对应的 $D=0.5$ 的方波电压激励下，其平均磁场强度 B_{av_sq} 为

$$B_{av_sq} = \frac{2}{T} \cdot \int_0^{T/2} \frac{2B_m}{T} t dt = \frac{B_m}{2} \quad (2-15)$$

故此时对应的等效系数 λ 为

$$\lambda = \frac{B_{av_sq}}{B_{av_sin}} = \frac{\pi}{4} \quad (2-16)$$

这种模型相比于 MSE 和 iGSE 方便便利很多，但是相对的，该模型是以损失了对应的形状信息为代价，导致在某些情况下，它的预测精度并不比 MSE 和 iGSE 模型高。例如，对于相同幅值和周期，不同占空比下的方波激励，WcSE 得到的结果是定值，而实际上，不同占空比下的磁芯损耗是不同的。

文献[10]对上述三种改进模型以及经典 SE 模型进行了详细的分析和比较实验，结果表明，当激励中的谐波含量比较少时，WcSE 相对于 SE，MSE 以及 iGSE 具有更高的精确度。而当激励中谐波含量较大时，即激励波形偏离正弦波时，iGSE 和 MSE 的精确度更高，而在这两者当中，前者又更吻合损耗变化趋势。

上述四种模型在方波电压激励下对应的表达式见表 2-1。

表 2-1 电压为方波时，不同模型对应的表达式

模型	表达式
SE	$k \cdot f^\alpha \cdot B_m^\beta$
MSE	$k \cdot f^\alpha \cdot B_m^\beta \cdot \frac{2^{\alpha-1} D^{1-\alpha} (1-D)^{1-\alpha}}{\pi^{2(\alpha-1)}}$
iGSE	$k_1 \cdot f^\alpha \cdot B_m^\beta \cdot 2^\beta [D^{1-\alpha} + (1-D)^{1-\alpha}]$
WcSE	$\frac{\pi}{4} \cdot k \cdot f^\alpha \cdot B_m^\beta$

针对 WcSE 的这一局限性，文献[9]提出了一种针对方波电压激励下的改进思路，使该模型能够对占空比变化做出反应。其基本思路是将 DT 内的磁感应强度波形延拓成一种频率下的三角波，将剩下的 $D'T$ 内的磁感应强度波形同样延拓成另一种频率下的三角波，应用各自三角波下的 WcSE 模型公式计算对应时间内的损耗能量，最终获得平均损耗功率，对应分解等效示意图如图 2-2 所示。

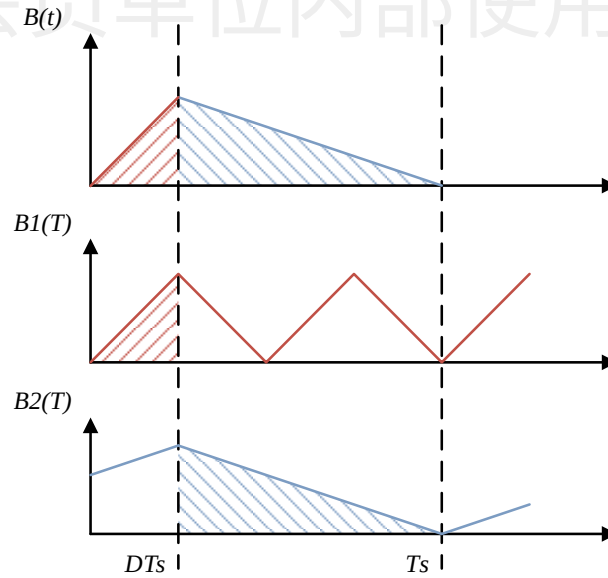


图 2-2 改进的 WcSE 模型示意图

此时有

$$P_c = \frac{E_1 + E_2}{T} \quad (2-17)$$

$$E_1 = \int_0^{DT} \frac{\pi}{4} \cdot k \cdot f_1^\alpha \cdot B_m^\beta \cdot dt = \int_0^{DT} \frac{\pi}{4} \cdot k \cdot \left(\frac{1}{2DT}\right)^\alpha \cdot B_m^\beta \cdot dt \quad (2-18)$$

$$E_2 = \int_0^{DT} \frac{\pi}{4} \cdot k \cdot f_2^\alpha \cdot B_m^\beta \cdot dt = \int_{DT}^T \frac{\pi}{4} \cdot k \cdot \left(\frac{1}{2D'T}\right)^\alpha \cdot B_m^\beta \cdot dt \quad (2-19)$$

最终得到模型表达式

$$P_c = \frac{\pi}{4} \cdot k_D \cdot k \cdot f^\alpha \cdot B_m^\beta \quad (2-20)$$

$$k_D = 2^{-\alpha} [D^{1-\alpha} + D^{1-\alpha}] \quad (2-21)$$

其中 k_D 即表征为形状等效系数，该值与占空比有关。

对于 SE 模型的第二种局限，一般是通过多项式拟合的方式对大量的测试数据进行拟合^[3]，进而得到一个温升系数 K_T

$$K_T(T) = Ct_0 - Ct_1 \cdot T + Ct_2 \cdot T^2 \quad (2-22)$$

其中 T 为温度，单位为摄氏度； Ct_0 ， Ct_1 ， Ct_2 为对应的多项式拟合系数。

而对于 SE 模型的第三种局限，文献[8]对有无直流磁偏以及不同直流磁偏下磁芯损耗的变化趋势进行了实验研究，进而对 SE 公式中的三个参数 k ， α ， β 进行修正。研究发现随着直流磁偏的增大， α 值的变化很小， β 和 k 均存在一定的变化，而相对的， β 变化值较小。因此，在存在磁偏的情况下，SE 模型体系中的三个参数将不再是定值，而是成为了关于直流磁偏量 H_{DC} 的函数，多项式拟合表达式如下

$$\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \\ k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_0 & 0 & 0 & 0 \\ \beta_0 & p_{\beta 1} & p_{\beta 2} & p_{\beta 3} \\ k_0 & p_{k1} & p_{k2} & p_{k3} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ H_{DC} \\ H_{DC}^2 \\ H_{DC}^3 \end{bmatrix} \quad (2-23)$$

文献[7]提出了类似上述的方法，只是相对简化，由于 β 在不同磁偏下变化值也比较小，故可认为磁偏主要对参数 k 产生影响，因此，该文献定义了一个磁偏系数 K_{DC} ，并通过实验数据对该系数进行多项式拟合，进而得到如下表达式

$$K_{DC}(H_{DC}) = a \cdot H_{DC}^4 + b \cdot H_{DC}^3 + c \cdot H_{DC}^2 + d \cdot H_{DC} + 1 \quad (2-24)$$

在上述基础上，本章应用[9]提出的改进办法，同时将温升和直流磁偏引起的损耗变化考虑进来，得到一种改进的 **WcSE** 磁损模型，其中，温升因素通过温升系数 K_T 来加以修正， K_T 来自于对该种磁芯材料实验数据的拟合，本文选用的磁芯材料均来自横店东磁，该厂商具有相关的曲线和文档可以用于获取该参数。而对于直流磁偏的影响，为了不增加工作量，我们同样考虑从厂商提供的数据入手。由于当存在直流磁偏 H_{DC} 时，同样的激励波

形对应下，为保证 ΔB 一致，对应的 $B_{\max}$ 将会增大，而对于磁芯材料，随着 $B_{\max}$ 的增大，磁导率是会逐渐减小，甚至达到饱和的，故可以知道直流磁偏 H_{DC} 会增大损耗^[37]。综上分析，我们可以通过磁芯厂商提供的磁导率变化曲线得到对应直流磁偏 H_{DC} 下的 μ_{r0}/μ_r ，进而对直流磁偏影响进行拟合，以获得式(2-24)对应的各项参数。

综合以上论述，最终得到本章的铁损模型 iWcSE，公式如下

$$P_c = K_T(T) \cdot K_{DC}(H_{DC}) \cdot \frac{\pi}{4} \cdot k_D \cdot k \cdot f^\alpha \cdot B_m^\beta \quad (2-25)$$

2.3 实验结果

2.3.1 仿真实验

我们首先使用 Ansys 公司的 Maxwell 2D 仿真软件进行磁损的仿真。下面先对 Maxwell 2D 的磁性材料损耗仿真原理进行简单说明^[38]：软件的 core loss 求解模块是通过引入正弦激励波形下得到的 Steinmetz 模型参数 k ， α ， β 以及相对磁导率 μ_r 来重新构建对应磁性材料的动态磁滞模型，然后再根据该磁滞模型来求解出时域下的瞬时功率。

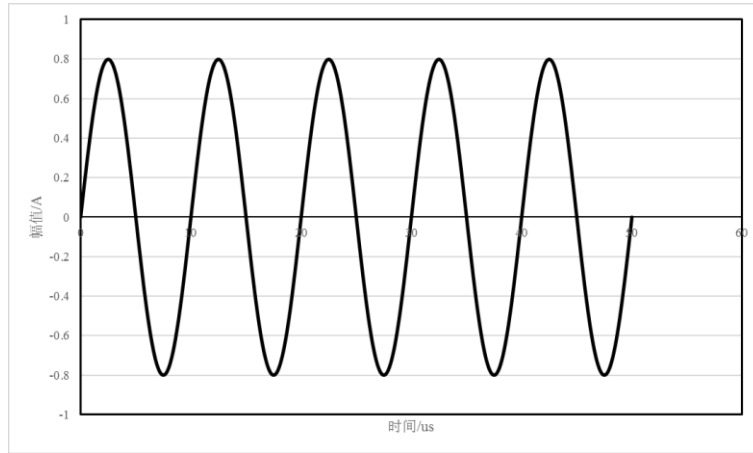
这一节，我们选取了横店东磁的两款磁芯材料进行仿真实验，分别是 DMR95 和 DMR51，它们分别适用于百千赫兹工作频率和兆赫兹工作频率，具有一定代表性。根据厂商的相关数据以及推导，得到的这两种材料对应的 iWcSE 参数见表 2-2。

表 2-2 根据厂商数据手册以及推导得到的两款磁芯材料模型参数

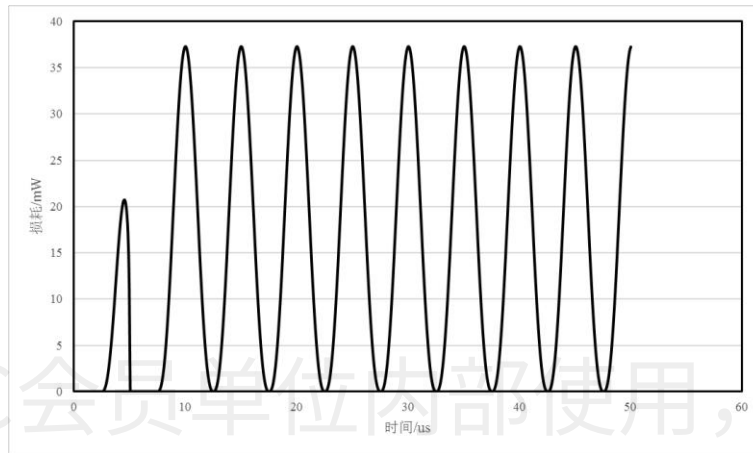
材料型号	k	α	β	Ct_0	Ct_1	Ct_2
DMR95	0.007156	1.8787	2.521	1.47463	0.015	0.0001032
DMR51	0.00084	2.1532	3.24	2.7754	0.05985	0.0004213
材料型号	a	b	c	d		
DMR95	-9×10^{-8}	2×10^{-5}	-0.0005	0.0035		
DMR51	-3×10^{-10}	4×10^{-8}	0.0001	-0.0059		

其中，上述参数对应的模型频率 f 的单位为 Hz，磁场强度 B 对应的单位为 T，得到的损耗密度单位为 W/m^3 。

首先，本章观察了在正弦电压下仿真得到的瞬时损耗曲线，如图 2-3 所示。



(a)变压器绕组电流波形

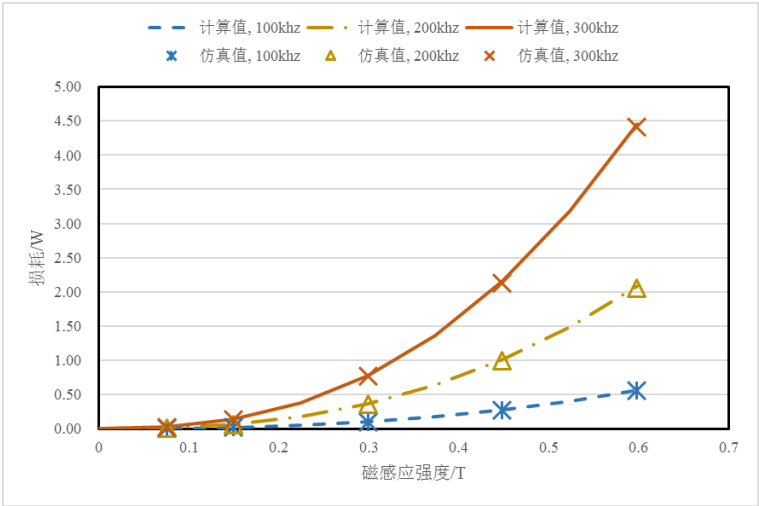


(b)仿真瞬时损耗曲线

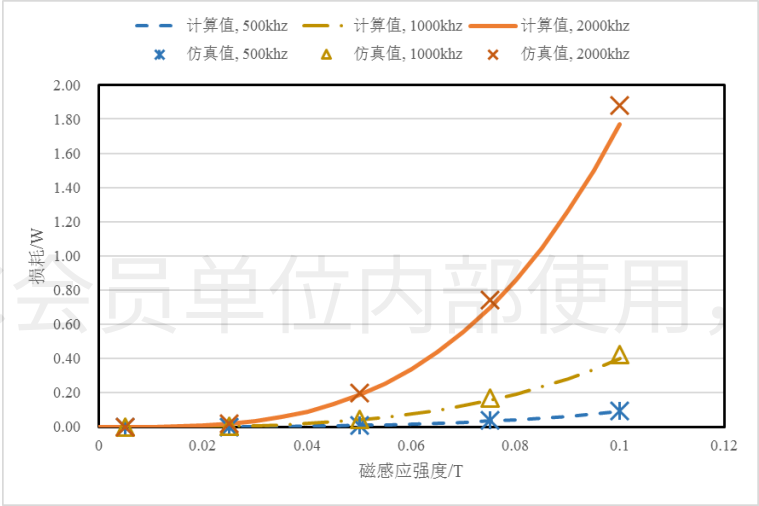
图 2-3 仿真波形

根据上图可以发现，在工作周期中，当电流过零时对应的磁损最大，当电流达到波峰或者波谷时对应的磁损为零。这是因为电流过零时，磁感应强度的变化率最大；电流处于波峰或者波谷时，磁感应强度变化率为零。

图 2-4 为正弦电压激励下 SE 模型计算值与仿真值比较，其中图 2-4(a)为 DMR95 材料在工作频率分别为 100kHz, 200kHz, 300kHz 下的计算值与对应仿真值的对比；图 2-4(b)为 DMR51 材料在工作频率分别为 500kHz, 1000kHz, 2000kHz 下的计算值与对应仿真值的对比。可以发现，在正弦激励下，SE 模型与仿真结果具有很好的吻合度。



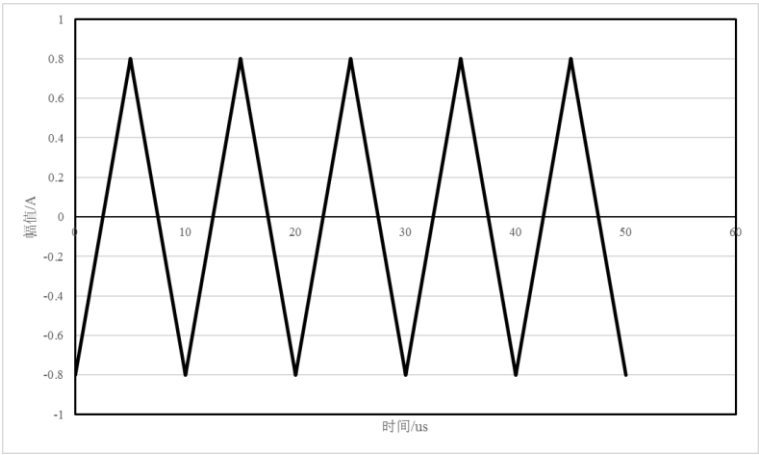
(a)DMR95 磁芯材料



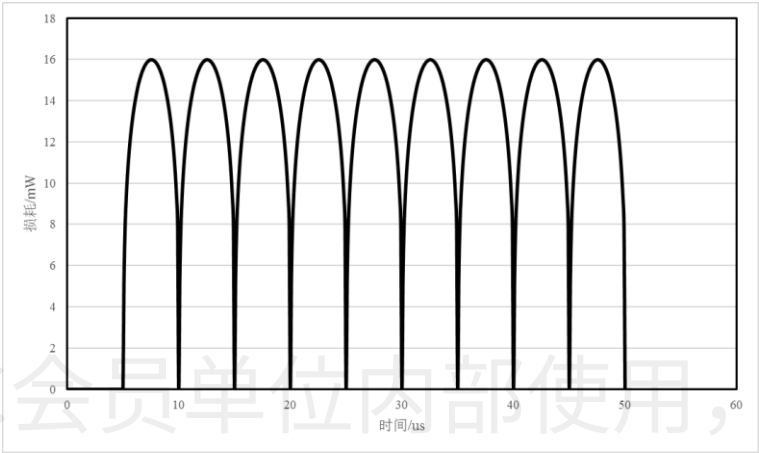
(b)DMR51 磁芯材料

图 2-4 正弦电压激励下 SE 模型计算值与仿真值比较

接下来对方波电压激励下的磁芯损耗进行仿真，并将仿真结果与 SE, MSE, iGSE 以及本文提出的 iWcSE 进行对比，观察占空比对损耗变化的影响。仿真得到的占空比 $D=0.5$ 以及 $D=0.2$ 时，电流波形以及对应的瞬时损耗曲线，如图 2-5，图 2-6 所示。

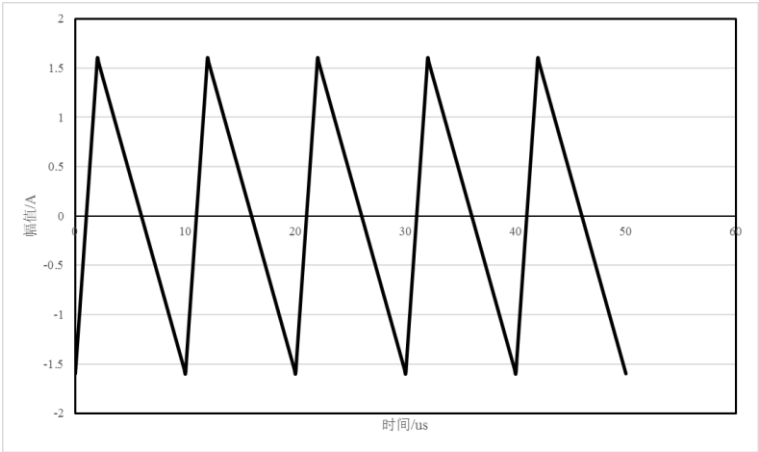


(a)变压器绕组电流波形

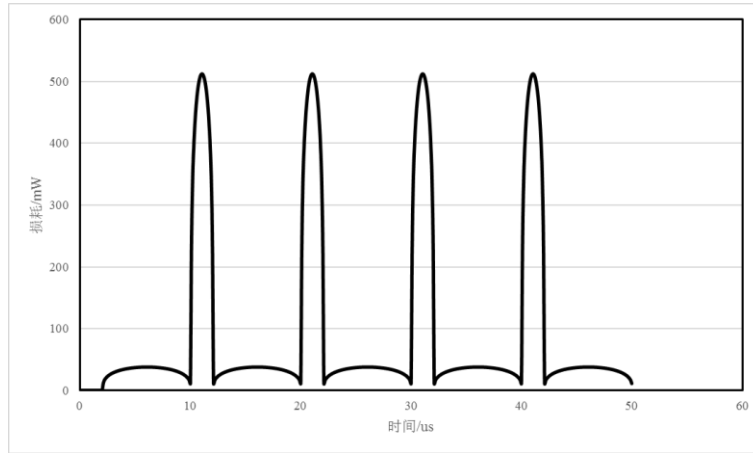


(b)仿真瞬时损耗曲线

图 2-5 $D=0.5$ 时的仿真波形



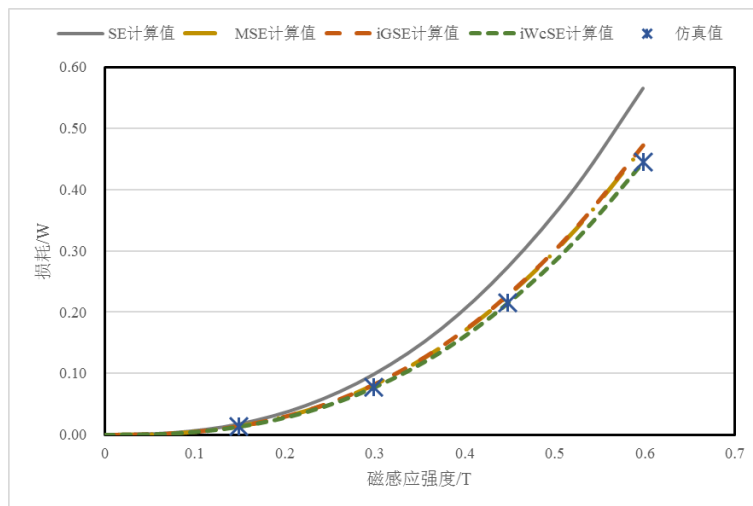
(a)变压器绕组电流波形



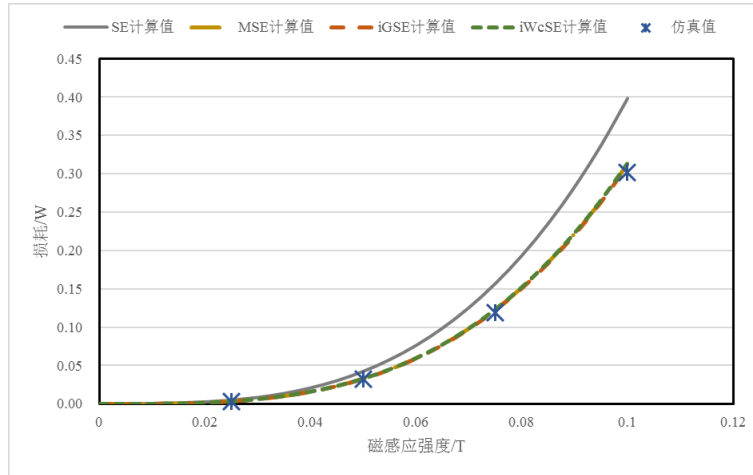
(b) 仿真瞬时损耗曲线

图 2-6 $D=0.2$ 时的仿真波形

图 2-7 为占空比 $D=0.5$ 方波电压激励下各模型计算值与仿真值比较，其中图 2-7 (a) 为 DMR95 材料在工作频率 100kHz 下的计算值与对应仿真值的对比，可以发现，根据 SE 模型得到的计算值与仿真值有所偏离，而 MSE, iGSE 以及 iWcSE 模型计算值则与仿真值更为贴合，其中 iWcSE 模型的贴合度最高。图 2-7 (b) 为 DMR51 材料在工作频率 1000kHz 下的计算值与对应仿真值的对比，在该情况下，SE 模型计算值同样与仿真值存在偏离，而 MSE, iGSE 以及 iWcSE 模型计算值均与仿真值有很好的吻合度，三种模型计算值几乎相互重合。可以发现，在占空比 $D=0.5$ 方波电压激励下，三种模型与仿真结果均具有很好的吻合度，其中 iWcSE 模型最优。



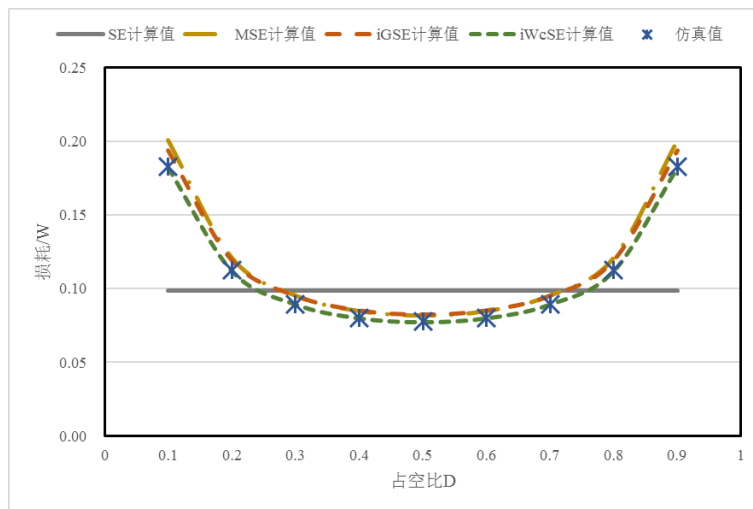
(a) DMR95 磁芯材料



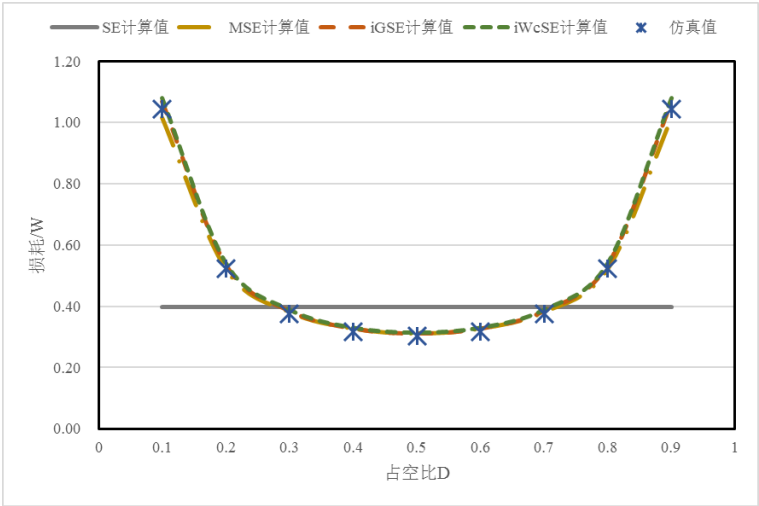
(b)DMR51 磁芯材料

图 2-7 占空比 $D=0.5$ 方波电压激励下各模型计算值与仿真值比较

图 2-8 为电流峰值 1.6A，不同占空比 D 下，各铁损模型计算值与仿真值比较，其中图 2-8 (a)为 DMR95 材料在工作频率 100kHz 下的计算值与对应仿真值的对比，由图可知，根据 SE 模型得到的计算值无法对占空比 D 的变化做出反应，尤其是当占空比 D 很大或者很小的时候，模型计算值与仿真值甚至存在超过一倍的偏差。而 MSE，iGSE 以及 iWcSE 模型计算值则均能对占空比对铁损的影响趋势做出较好的反应，其中 iWcSE 模型的贴合度最高。图 2-8 (b)为 DMR51 材料在工作频率 1000kHz 下的计算值与对应仿真值的对比，在该情况下，SE 模型不对占空比 D 变化做出反应的问题更为突出，而 MSE，iGSE 以及 iWcSE 模型计算值均与仿真值有很好的吻合度，三种模型计算值几乎相互重合。



(a)DMR95 磁芯材料



(b)DMR51 磁芯材料

图 2-8 不同占空比 D 下，各模型铁损计算值与仿真值比较

综上所述，在电压激励波形以及占空比的变化下，三种模型与仿真结果均具有比较好的吻合度，而其中 iWcSE 模型最优。因此，接下来用 iWcSE 模型对本文使用的样机变压器的铁损进行预测，并通过硬件实验进行对比。

2.3.2 硬件实验

在这一部分，我们将应用上一节推导分析得到的 iWcSE 模型，对样机变压器的铁损进行预测，并通过硬件实验进行测量和对比。

本论文设计的样机参数如下，在后续的铜损实验以及 EMI 实验同样应用这款硬件平台进行测试。

表 2-3 样机参数

输入电压	90-260VAC
输出电压	19.5V
输出功率	45W
输出电流	2.3A
控制模式	QR
低压侧满载占空比	0.5

样机实物见图 2-9。

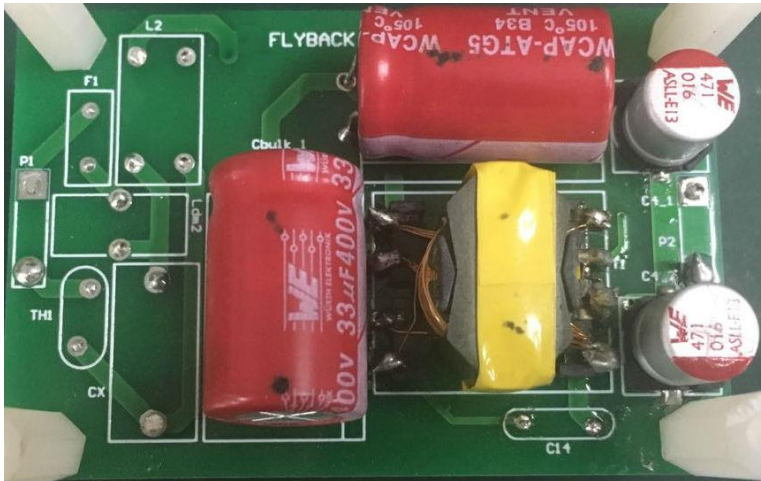


图 2-9 样机实物图

在这一部分，我们设计的铁损测量方法如下：

选取两款具有相同磁芯有效面积 A_e ，不同磁芯有效长度 l_e 的磁芯，应用同一个绕组 W 制作变压器，并保证绕制出来的两款变压器励磁电感 L_m 和漏感 L_r 几乎相等。此时，便可以保证在相同的工况以及环境下，两者的功率密度 P_c 几乎相等，分别测量使用了这两款变压器后的样机损耗，得到的损耗差即为两款变压器磁芯体积差别导致的铁损差，应用如下公式便可求得实际的功率密度 P_c 。

$$P_c = \frac{\Delta P_{loss}}{\Delta V_e}$$

(2-26)

根据实验室资源以及样机平台的实际情况，设计如表 2-4 所示四款变压器，其中 T1-1 和 T2-1 使用同一副绕组 W1，T1-2 和 T2-2 使用同一副绕组 W2。

表 2-4 四款变压器参数

变压器编号	磁芯型号	A_e/mm^2	l_e/mm	匝比	励磁电感值/ μH	漏电感值/ μH
T1-1	PQ2016	62	37.4	30:5	235	2.9
T1-2	PQ2020	62	45.4	30:5	232	2.86
T2-1	PQ3220	156.7	49	12:2	226.7	1.57
T2-2	PQ3230	155.4	68.5	12:2	225.3	1.57

绕组及磁芯实物见图 2-10。



图 2-10 绕组及磁芯实物图

四款变压器的最终测量与计算的对比结果见图 2-11。其中左侧实心柱体为在同样情况下使用两种 PQ20 系列磁芯变压器测得的损耗差，空心柱体为相应的计算所得损耗差；右侧部分实心柱体为在同样情况下使用两种 PQ32 系列磁芯变压器测得的损耗差，空心柱体为相应的计算损耗差。

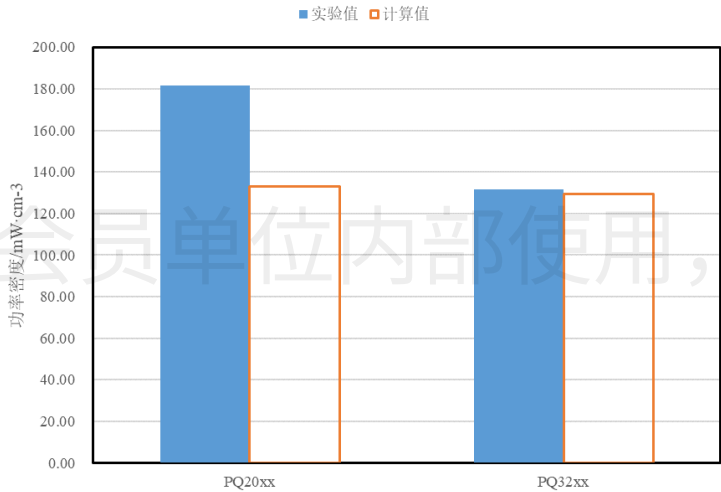


图 2-11 两种磁芯实测损耗差与计算值对比

根据上图可以发现，使用 PQ20 系列磁芯得到的实验值与理论值偏差较大，这是因为 PQ20 系列的这两款磁芯体积差距较小，导致损耗差很小，使得实验设备的精度误差以及变压器之间的微小的参数误差产生的影响比较大；而当使用 PQ32 系列磁芯时，由于体积差大了很多，使得精度误差影响比较小，测量值与计算值较为接近。

综上所述，本节提出的 iWcSE 铁损模型具有一定的可行性。但是同样也存在一定的局限：这种经验公式的方法缺少理论支撑，需要更多的应用场景以及更加精确的测量方式来加以验证。

第3章 反激电路变压器铜损建模

在更高频率和更高功率密度的发展趋势下，开关电源变压器线圈的集肤效应和邻近效应将日益明显。由集肤效应和邻近效应甚至是边缘效应导致的变压器绕组涡流损耗将变得越来越显著。为了优化变压器的损耗设计，对线圈导线损耗的精确建模的重要性也越来越突出。在这一章，我们将对国内外学者关于变压器铜损的建模工作进行一定的阐述，并提出一种新的铜损建模方法。最后进行一定的仿真和硬件实验验证。

3.1 经典 Dowell 铜损模型

P.L.Dowell^[11]在 20 世纪 60 年代从变压器的几何形状出发推导了在正弦激励下理想变压器绕组交流电阻和漏感的 1-D 模型，并给出了交流电阻与直流电阻比值的表达式。本章针对的变压器结构为经典的三明治结构，其剖面示意图如图 3-1 所示。

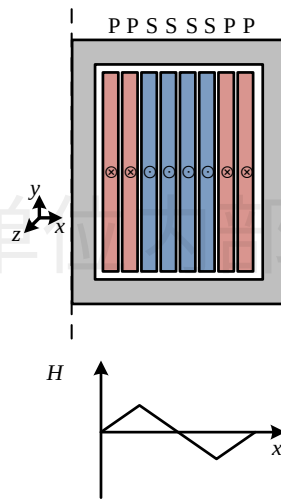


图 3-1 变压器剖面图

其中，外面的方框代表磁芯，P 代表原边绕组，S 代表副边绕组。由于实际情况下，磁芯窗口呈长方形，故在文献[11]中，其中一个关键的假设为：在窗口中只存在 y 方向上的磁场强度，而 x 方向上的磁场强度忽略不计。在上述假设下，磁芯窗口中磁场强度 H 就变成了一个一维的量，磁场强度沿 x 轴分布如图 3-1 下半部分所示。在此情况下可以推导出如下的损耗计算公式

$$P = I_{RMS}^2 R_{AC} \quad (3-1)$$

$$R_{AC} = F_R \cdot R_{DC} \quad (3-2)$$

$$F_R = M' + \frac{(m^2 - 1)}{3} D' \quad (3-3)$$

$$M = \alpha h \cdot \coth(\alpha h) \quad (3-4)$$

$$D = 2\alpha h \cdot \tanh(\alpha h) \quad (3-5)$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\rho}} \quad (3-6)$$

其中, FR 为交流电阻系数, ω 为工作角频率, μ 为磁导率, ρ 为电阻率, h 为线圈厚度。而 m 为线圈有效层数, 其具体意义为最大磁场强度位置到零磁场强度位置之间所包含的线圈层数 (例如, 在图 3-1 结构中, m 为 2)。

而对于圆导线绕组, Dowell 通过引入填充因子 η , 并用结构等效的方式, 将其等效成上图的铜箔绕组, 然后再次应用式(3-1)~(3-6)对其进行损耗计算。等效方法如图 3-2 所示。

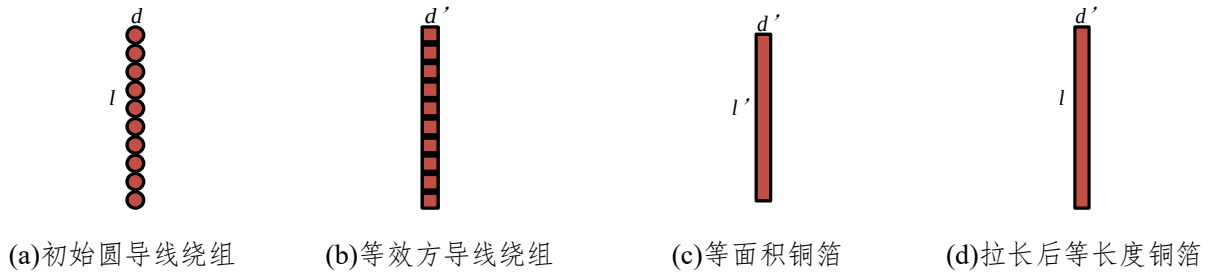


图 3-2 圆导线绕组等效示意图

这一等效过程简述如下: 首先, 将原绕组等效成等截面面积的方导体绕组; 然后, 将方导体绕组拼接成一块铜箔; 最后, 在保持铜箔厚度不变的情况下, 将铜箔拉长到原始绕组的宽度, 由于在这一步中, 铜的有效面积增大了, 故引入填充因子 η , 通过改变有效电导率的方式来维持等效后直流电阻不变。

Dowell 关于变压器铜损的推导思想以及得到的损耗模型为后续的大量学者所借鉴。

3.2 其他绕组损耗模型

在 Dowell 的基础上, 学者们做了大量的绕组损耗模型的优化工作和研究工作。Perry 和 Vandellac^[12, 13]对经典的一维磁场和涡流分布进行了验证, 得出了每层线圈的等效交流电阻表达式, 并提出了一种线圈厚度最优化设计方法。Ferreira^[14]同样推导出了绕组的交流电阻模型, 并提出了一种新的填充因子 η 计算方法用于对圆导体进行等效计算, 同时证明了集肤效应和邻近效应产生的损耗具有正交性, 这意味着可以分别计算线圈的集肤损耗和邻近损耗, 然后加以求和来获得最终的绕组损耗。这一研究成果也使得经典损耗计算模型中的各项具有了明确的物理意义。在上述经典模型的基础上, 学者们研究了其他因素, 诸如填充因数, 线圈间距, litz 型导线等对绕组损耗的影响^[17, 19, 39-44]。

然而,上述模型都不能很好的对反激电源变压器的绕组损耗进行预测。这是因为传统绕组损耗模型存在如下局限:

- 1) 在实际情况下,磁芯窗口中的磁场并不是简单的一维磁场。
- 2) 绕组电流激励波形并非正弦波。
- 3) 实际变压器中存在气隙,而上述模型均没有考虑气隙漏磁通导致的边缘效应产生的额外损耗。
- 4) 原副边绕组电流的相位差并不是传统意义上的 180° 。

对于第一个局限,普遍的应对办法是使用有限元分析(FEA)软件在时域上对线圈的瞬时损耗进行求解计算^[45-49],FEA方法确实可以用于获取更精确的绕组损耗,但是这一方法过于依赖计算机,需要复杂的几何建模,并花费大量的算力和时间。事实上,通过仿真实验发现,当变压器窗口长边维度远远大于短边维度时,一维模型是比较有精确度的。

对于第二个局限,普遍的应对办法是对电流波形进行傅里叶分解,得到不同谐波次的分量,然后对这些分量分别应用经典 1-D 模型进行计算并求和^[50,51]。Hurley^[16]对这一思路进行了简化,使得仅需非正弦激励的有效值以及激励一阶导数的有效值,便能计算对应激励下的绕组损耗。

对于第三个局限,比较传统的方法是通过 FEA 方法进行求解并予以优化^[52-58]。Wallmeier^[18]根据磁势理论对气隙在其附近绕组上产生的额外磁场强度以及因此激发的涡流电流进行了建模,但是该模型太过复杂。Roshen^[20,21,59]在 Wallmeier 的基础上进行了简化并求解,并最终推导出了一种边缘效应导致的额外损耗模型。

文献[22]针对这几个缺陷,通过一种伪 2-D 的方法加以解决,同时,也提及了第四个缺陷,但是该文献并没有提出相应的解决办法。

对于第四个缺陷,文献[60]提出了一种拆分思路,即将电流波形分解成变压器分量和电感分量,分别计算对应分量下的绕组损耗,最后求和来得到最终绕组损耗,但是该论文的分解方式太过粗糙和简单,并且没有对两种分量进行彻底的分离。文献[23]提出了一种互阻的概念,用于求解电流相位差非 180° 下的交流绕组损耗,但是当电流激励为非正弦时,该模型就会变得过于复杂。

这一章将提出一种能够克服上述缺陷的新型绕组损耗模型,并通过反激电路这一经典案例进行仿真验证以及实验验证。本文的第三节首先推导了在正弦且相位差非 180° 的激励下的基本模型,接着推导了在反激变压器经典激励波形下的损耗模型,然后通过仿真和实验对所提出的模型进行验证,并在最后进行总结。

3.3 提出的开关电源铜损模型

3.3.1 正弦相位差非 180° 激励下的绕组损耗模型

在正弦激励下,理想变压器与理想电感示意图以及绕组磁场强度分布情况如图 3-3 所示。由图可知,在理想变压器情况下,原副边激励相位差为 180° ;而在理想电感情况下,对应的相位差为 0° 。在这两种情况下,磁场强度 H 仍然可以用标量来表示,因此都可以使用经典 1-D 模型进行绕组的损耗计算。

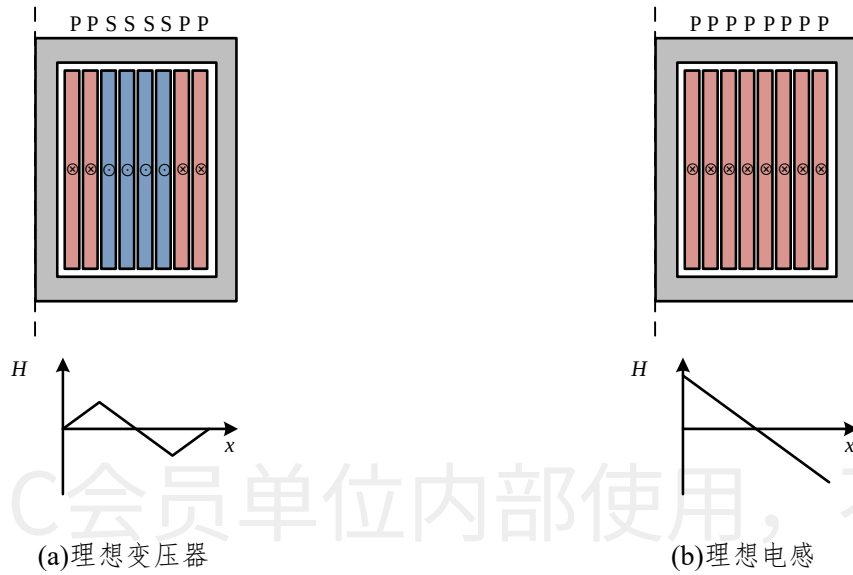


图 3-3 理想变压器与理想电感示意图以及绕组磁场强度分布图

在理想变压器和理想电感的电流激励下,对应窗口中的磁场强度 H 都可以以一维标量的形式来表示,但是,当原副边激励存在不为 180° 或者 0° 的相位差时,磁场分布不再能够用标量进行简化表示,而是回归了其二维的向量形式,这也就意味着经典的 1-D 模型不再能够直接运用到这种情况上。此时的绕组波形以及磁场强度分布,此时的磁场强度分布见图 3-4。事实上,这也正是在分析反激变压器绕组损耗时,经典模型往往不能很好地对其进行预测的一个重要原因。

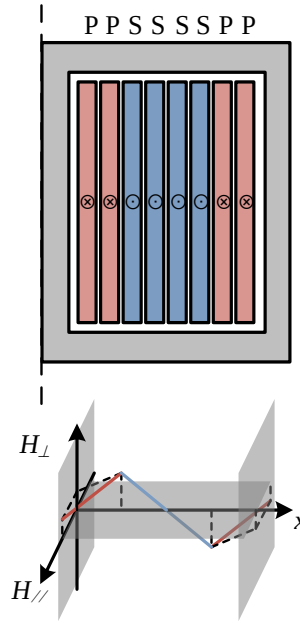


图 3-4 原副边激励存在相位差时磁场强度分布示意图

后续的仿真结果也证明了当相角差位于上述两个典型值之间时，经典的 1-D 模型预测出来的绕组交流损耗和实际值有较大的偏差。为解决这一问题，本文提出的思路是，将原副边激励正交分解等大反向的分量和等大同向的分量，分解示意图如图 3-5 所示。

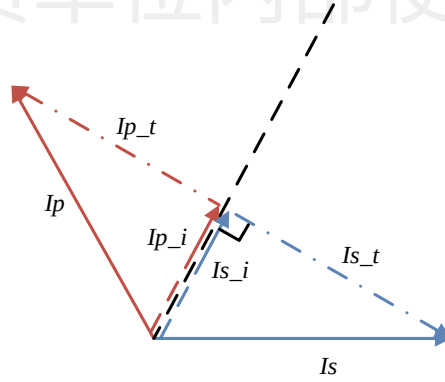


图 3-5 分解示意图

此时，原副边分解表达式如公式(3-7)(3-8)所示

$$I_p \sin(\omega t + \theta_p) = I_{p_i} \sin(\omega t) + I_{p_t} \cos(\omega t) \quad (3-7)$$

$$I_s \sin(\omega t + \theta_s) = I_{s_i} \sin(\omega t) - I_{s_t} \cos(\omega t) \quad (3-8)$$

其中, I_{p_t} 和 I_{s_t} 为原副边电流的变压器分量; I_{p_i} 和 I_{s_i} 为原副边电流的电感分量。对上述分量应用公式(3-9)，即可得到对应相位差下整体的绕组损耗。

$$\begin{aligned}
P_{AC} &= P_{AC_t} + P_{AC_i} \\
&= I_{RMS_t}^2 F_{R_t} R_{DC} + I_{RMS_i}^2 F_{R_i} R_{DC}
\end{aligned} \tag{3-9}$$

下面对上述分解思路加以证明。

Vandelac^[13]在 Dowell 的基础上推导出了单层线圈绕组损耗关于单层线圈两侧磁场强度 H 的表达式。不同于以线圈总电流 I 为变量的损耗表达式，这一表达式可以应用于存在电流相位差的情况，而这正符合了我们的证明需求。故，我们应用这一公式来证明用正交分解计算带相位偏差下的绕组损耗是切实可行的。

取图 3-4 中变压器绕组的其中一层进行分析，该层绕组参数如图 3-6 所示。由于存在相角差，故可以令

$$H(0) = (\alpha + j\beta)H(h) \tag{3-10}$$

其中 $(\alpha + j\beta)$ 为 $H(0)$ 和 $H(h)$ 之间的关系系数，复数表征了相位偏移。那么，根据文献 [13] 可以推导出该层线圈内的电流密度 J 以及功率密度 Q

$$J(x) = \frac{-kH(h)}{\sinh(kx)} (\cosh(kx) - (\alpha + j\beta)\cosh(k(x-h))) \tag{3-11}$$

$$\begin{aligned}
Q(h) &= \frac{1}{2\sigma} \int_0^h J(x) \cdot J^*(x) dx \\
&= \frac{H^2(h)}{2\sigma\delta} ((1 + \alpha^2 + \beta^2)F_1(\xi) - 4\alpha F_2(\xi))
\end{aligned} \tag{3-12}$$

其中， σ 为铜的电导率， δ 为集肤深度，其他参数如下

$$k = \sqrt{j\omega\mu_0\sigma} \tag{3-13}$$

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_0\sigma}} \tag{3-14}$$

$$\xi = h / \delta \tag{3-15}$$

$$F_1(\xi) = \frac{\sinh(2\xi) + \sin(2\xi)}{\cosh(2\xi) - \cos(2\xi)} \tag{3-16}$$

$$F_2(\xi) = \frac{\sinh(\xi)\cos(\xi) + \cosh(\xi)\sin(\xi)}{\cosh(2\xi) - \cos(2\xi)} \tag{3-17}$$

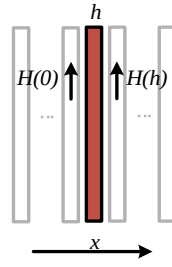


图 3-6 变压器中某一层绕组示意图

根据本文的正交分解方式，可以将 $H(0)$ ， $H(h)$ 置于如图 3-7 所示坐标系中，

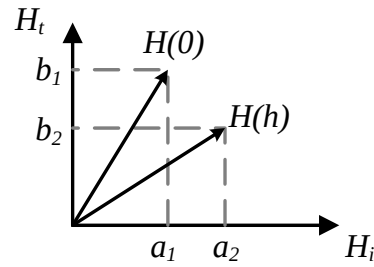


图 3-7 正交分解坐标系

此时，绕组两侧磁场强度可以表达成如下形式

$$\begin{cases} \dot{H}(0) = \dot{H}_i(0) + \dot{H}_t(0) = a_1 + jb_1 \\ \dot{H}(h) = \dot{H}_i(h) + \dot{H}_t(h) = a_2 + jb_2 \end{cases} \quad (3-18)$$

其中

$$\begin{cases} \dot{H}_i(0) = a_1 \\ \dot{H}_i(h) = a_2 \end{cases} \quad (3-19)$$

为电感磁场分量；

$$\begin{cases} \dot{H}_t(0) = b_1 \\ \dot{H}_t(h) = b_2 \end{cases} \quad (3-20)$$

为变压器磁场分量。

分别将上述表达式代入(3-10)可以得到，在该坐标系下对应的 α 和 β 表达式

$$\begin{cases} \alpha = \frac{a_1 a_2 + b_1 b_2}{a_2^2 + b_2^2} \\ \beta = \frac{a_2 b_1 - a_1 b_2}{a_2^2 + b_2^2} \end{cases} \quad (3-21)$$

$$\begin{cases} \alpha_i = \frac{a_1}{a_2} \\ \beta_i = 0 \end{cases} \quad (3-22)$$

$$\begin{cases} \alpha_t = \frac{b_1}{b_2} \\ \beta_t = 0 \end{cases} \quad (3-23)$$

首先，我们将(3-21)代入公式(3-12)，直接计算该层线圈的损耗密度，得到

$$Q = \frac{a_2^2 + b_2^2}{2\sigma\delta} \left(\left(1 + \left(\frac{a_1 a_2 + b_1 b_2}{a_2^2 + b_2^2}\right)^2 + \left(\frac{a_2 b_1 - a_1 b_2}{a_2^2 + b_2^2}\right)^2\right) F_1(\xi) - 4\left(\frac{a_2 b_1 - a_1 b_2}{a_2^2 + b_2^2}\right) F_2(\xi) \right) \quad (3-24)$$

对正交分解后的电感分量和变压器分量分别计算对应的损耗密度，有

$$Q_i = \left[\frac{a_2^2}{2\sigma\delta} \left(\left(1 + \left(\frac{a_1}{a_2}\right)^2\right) F_1(\xi) - 4\left(\frac{a_1}{a_2}\right) F_2(\xi) \right) \right] \quad (3-25)$$

$$Q_t = \left[\frac{b_2^2}{2\sigma\delta} \left(\left(1 + \left(\frac{b_1}{b_2}\right)^2\right) F_1(\xi) - 4\left(\frac{b_1}{b_2}\right) F_2(\xi) \right) \right] \quad (3-26)$$

观察(3-24)(3-25)(3-26)可以发现

$$Q(h) = Q_i(h) + Q_t(h) \quad (3-27)$$

这一等式表明了，直接计算该层绕组损耗得到的结果，和对该绕组两侧的磁场强度进行正交分解，分别计算各分量的损耗并求和是完全等效的。而这也证明了本文所提出的绕组损耗计算模型的有效性。

这里，考虑原副边电流相位差为 115° 的情况进行仿真实验对比，进行的仿真对比实验结果如图 3-8 和图 3-9 所示。可以发现，所提出的模型，相对于传统的变压器绕组损耗计算模型，具有更高的精确度。

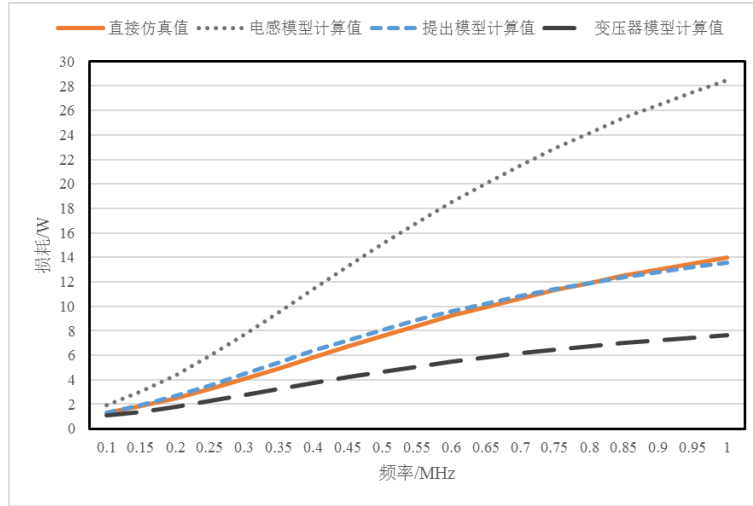


图 3-8 不同模型与仿真结果对比图，厚度 0.2mm

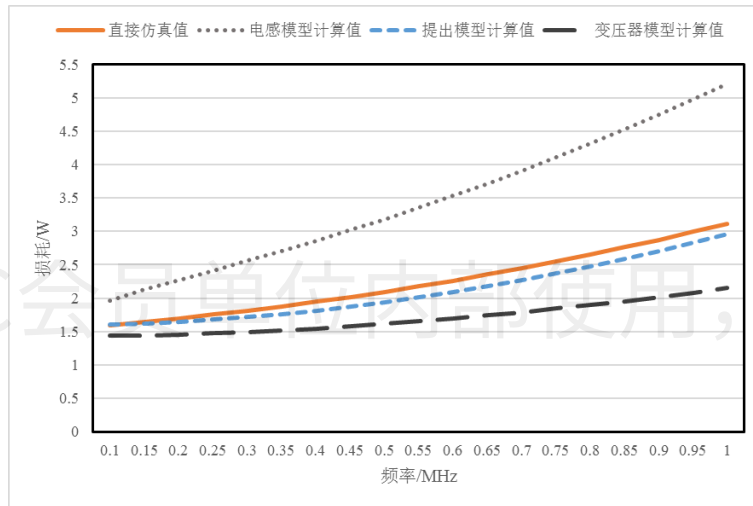


图 3-9 不同模型与仿真结果对比图，厚度 0.07mm

3.3.2 反激电路变压器经典波形下的绕组损耗模型

上一节在正弦激励的前提下，提出了一种通过将激励电流进行正交分解的方式来克服相位差位于 0 和 180° 之间时传统的变压器绕组损耗模型无法比较准确的计算绕组损耗的问题，这正符合了实际反激变压器工作波形的情况。由于在反激电路中，变压器既充当了变压器的角色，又充当了电感的角色，所以在反激电路变压器中，绕组的激励既包含了变压器分量也包含了电感分量。所不同的是，在反激电路中，变压器绕组的工作电流不是正弦波而是三角波，反激电路原理图以及其变压器原副边绕组的典型电流波形如图 3-10 所示。

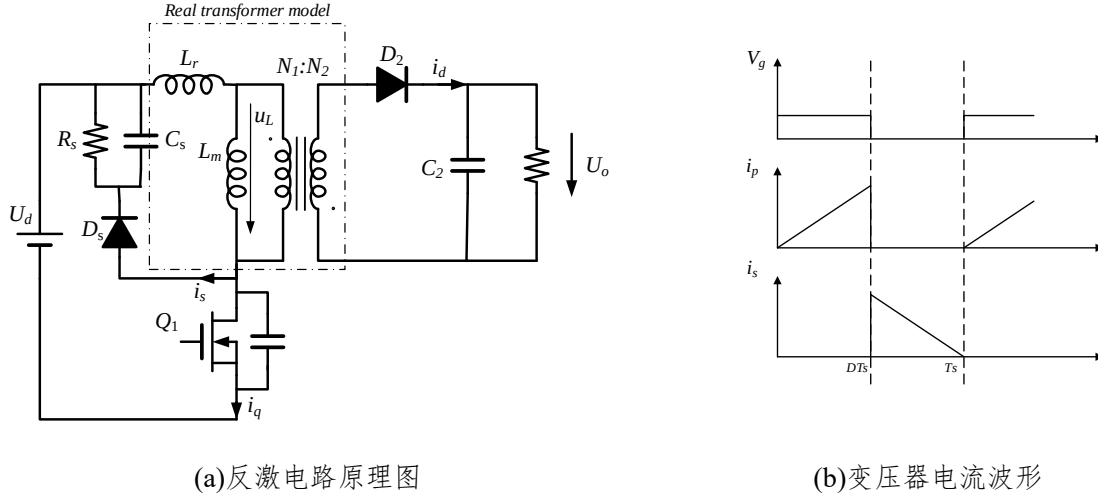


图 3-10 反激电路原理图及其主要工作波形

故接下来同样应用正交分解思路，对反激变压器绕组损耗进行建模。

A. 占空比为 0.5，工作在 CRM 电流模式下的反激变压器绕组损耗模型

此时，变压器绕组工作波形同图 3-10(b)。根据第二节的建模思路，可以将分解条件归纳为如下三点：

- 1) 原副边激励应分别分解成两个分量；
- 2) 分解出来的两个分量应相互正交；
- 3) 其中一个原副边对应的分量等大反向，为变压器分量；另一个对应的分量等大同向，为电感分量。

将上述条件进行公式化描述，即为方程(3-28)~(3-33)

$$i_p(t) = i_{p_i}(t) + i_{p_t}(t) \quad (3-28)$$

$$i_s(t) = i_{s_i}(t) - i_{s_t}(t) \quad (3-29)$$

$$i_{p_i}(t) = i_{s_i}(t) \quad (3-30)$$

$$i_{p_t}(t) = -i_{s_t}(t) \quad (3-31)$$

$$\int i_{p_t}(t) \cdot i_{p_i}(t) \cdot dt = 0 \quad (3-32)$$

$$\int i_{s_t}(t) \cdot i_{s_i}(t) \cdot dt = 0 \quad (3-33)$$

求解得

$$i_{p_i}(t) = i_{s_i}(t) = \frac{i_p(t) + i_s(t)}{2} \quad (3-34)$$

$$i_{p-t}(t) = -i_{s-t}(t) = \frac{i_p(t) - i_s(t)}{2} \quad (3-35)$$

对应的分量电流波形如图 3-11 所示。

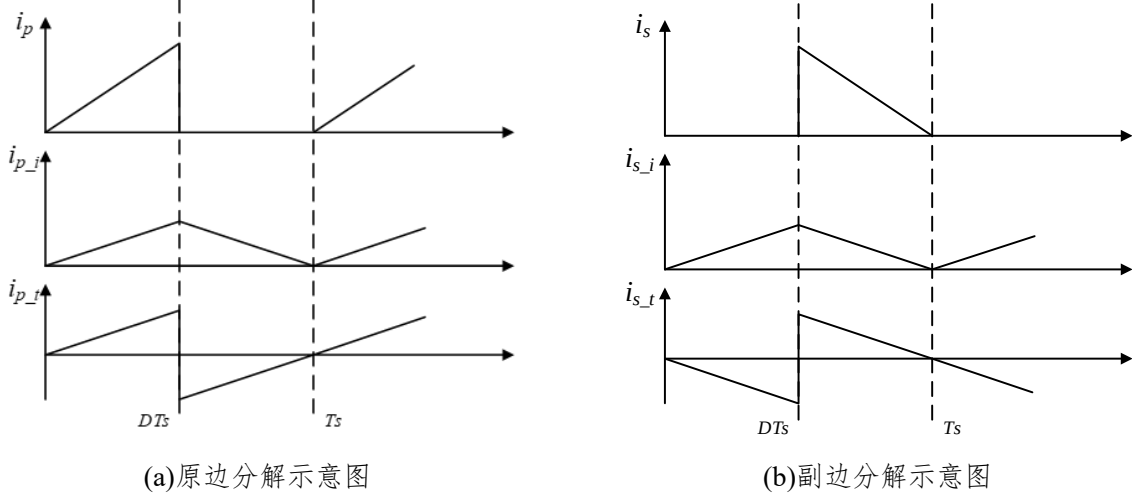


图 3-11 分解波形图

得到各自的分量表达式之后，就可以分别对变压器分量和电感分量应用傅里叶分解，求出各谐波次的幅值，并应用经典 1-D 绕组损耗计算模型进行计算，并求和，得到最终的绕组损耗值，模型表达式如下

$$\begin{aligned}
 P_{TOT} &= P_{DC} + \sum_{i=1}^n P_{ACi} = P_{DC} + \sum_{i=1}^n P_{AC-Ti} + \sum_{i=1}^n P_{AC-Li} \\
 &= (I_{AV}^2 + \sum_{i=1}^n I_{RMS-Ti}^2 F_{R-Ti} + \sum_{i=1}^n I_{RMS-Li}^2 F_{R-Li}) R_{DC}
 \end{aligned} \quad (3-36)$$

事实上，我们可以对上式进行简化，引入谐波有效值占比向量 $\dot{F}_C$ 与正弦激励交直电阻比系数向量 $\dot{F}_R$ ，假设取前 n 次谐波进行计算，则有定义式如下

$$\dot{F}_C = \frac{1}{I_{RMS}^2} \begin{bmatrix} I_{RMS-0}^2 & I_{RMS-1}^2 & \dots & I_{RMS-n}^2 & I_{RMS}^2 - \sum_{k=0}^n I_{RMS-k}^2 \end{bmatrix} \quad (3-37)$$

$$\dot{F}_R = \begin{bmatrix} 1 & F_{R-1} & \dots & F_{R-n} & F_{R-n+1} \end{bmatrix} \quad (3-38)$$

那么，就可以得到变压器分量和电感分量下，对应的等效交直电阻比系数 F_{RT} 和 F_{RI}

$$F_{RT} = \dot{F}_{CT} \cdot \dot{F}_{RT}^T \quad (3-39)$$

$$F_{RI} = \dot{F}_{CI} \cdot \dot{F}_{RI}^T \quad (3-40)$$

进而，式(3-36)可以简化为

$$P_{TOT} = I_{RMS_T}^2 F_{RT} R_{DC} + I_{RMS_I}^2 F_{RI} R_{DC} \quad (3-41)$$

表 3-1 给出了当变换器工作在 $D=0.5$ 的 CRM 模式下, 开关频率为 150kHz , 导线厚度为 0.2mm , 绕组结构为三明治绕法时, 取前 6 次谐波进行计算情况下, 对应的谐波有效值占比向量以及正弦激励交直电阻比系数向量值。

表 3-1 某种情况下对应的谐波有效值占比向量以及正弦激励交直电阻比系数向量值

谐波次	变压器分量		电感分量	
	$\dot{F}_C$	$\dot{F}_R$	$\dot{F}_C$	$\dot{F}_R$
0	0	1	0.75	1
1	0.60793	1.88328	0.24638	4.66942
2	0.15198	3.83117	0	12.73208
3	0.06755	5.80712	0.00304	20.84168
4	0.038	7.40276	0	27.29401
5	0.02432	8.62381	0.00039	32.1259
6	0.01689	9.57474	0	35.78937
Rest	0.09334	10.3476	0.00018	38.6835

B. 任意占空比和电流模式下的反激变压器绕组损耗模型

首先观察 CRM 模式下, 占空比不等于 0.5 的情况下的反激变压器工作波形, 如图 3-12 所示。对图示激励波形用方程(3-28)~(3-33)进行求解时发现, 在这种情况下是无解的。这也就意味着 A 中的条件对于这种更普遍的情况来说过于苛刻。重新观察 A 中描述的条件, 发现可以对这些条件进行松弛处理。

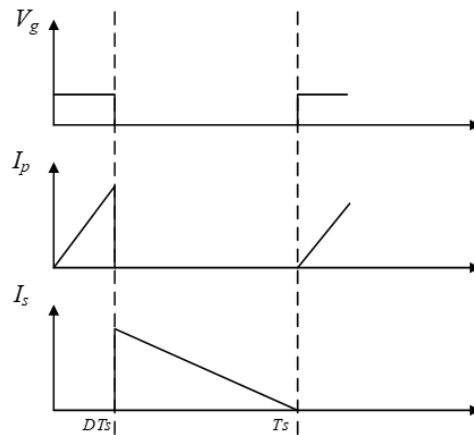


图 3-12 CRM 模式, 占空比不等于 0.5 的情况下反激变压器工作波形

处理后条件如下：

- 1) 原副边激励应分别分解成两个分量；
- 2) 这两个分量必须相互正交；
- 3) 其中一个原副边对应的分量等大反向，称为变压器分量；另一个对应的分量仅须同向大小不必相等，称为电感分量。

只要上述条件成立，便同样可以进行正交分解，而分解后的磁场强度分量仍可视为标量，通过传统 1-D 模型对绕组损耗进行求解计算。相对于 A 中情况，此时需要额外引入一个电感分量比例系数 α 来描述原副边的电感分量大小关系。此时，可以将上述条件进行公式化描述如下

$$i_p(t) = i_{p_i}(t) + i_{p_t}(t) \quad (3-42)$$

$$i_s(t) = i_{s_i}(t) - i_{s_t}(t) \quad (3-43)$$

$$i_{p_i}(t) = \alpha \cdot i_{s_i}(t) \quad (3-44)$$

$$i_{p_t}(t) = -i_{s_t}(t) \quad (3-45)$$

$$\int i_{p_t}(t) \cdot i_{p_i}(t) \cdot dt = 0 \quad (3-46)$$

$$\int i_{s_t}(t) \cdot i_{s_i}(t) \cdot dt = 0 \quad (3-47)$$

求解得

$$\alpha = \frac{D}{D'} \quad (3-48)$$

$$i_{p_i}(t) = \alpha i_{s_i}(t) = \alpha \frac{n i_s + i_p}{1 + \alpha} \quad (3-49)$$

$$i_{p_t}(t) = -i_{s_t}(t) = -\frac{\alpha \cdot n i_s - i_p}{1 + \alpha} \quad (3-50)$$

对应的分量电流波形示意图如图 3-13 所示。

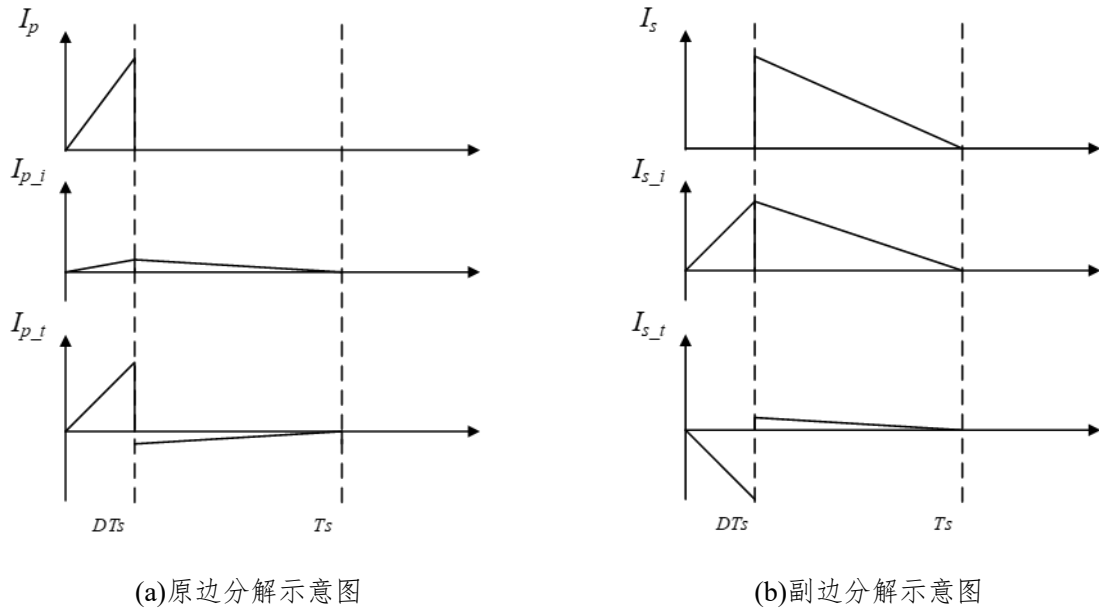


图 3-13 分解波形图

经过如此分解之后，就同样可以用公式(3-46)进行求解计算了。值得一提的是，上述虽然是针对 $D \neq 0.5$ ，CRM 情况下的变压器绕组进行的案例分析，但是实际上，无论是在 CCM 情况下还是 DCM 情况下，无论是反激变换器还是其他开关电源，方程(3-42)~(3-47)均可适用，图 3-14 列举了 CCM 和 DCM 激励波形情况下的分解案例。

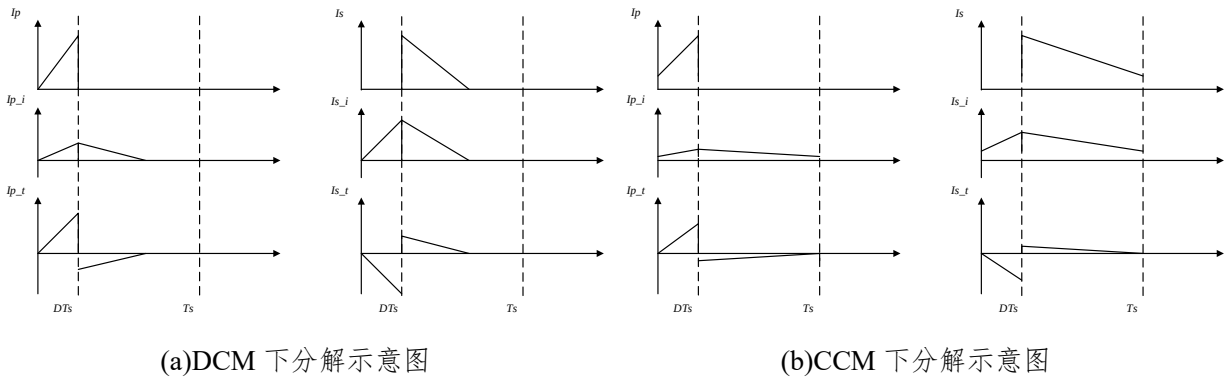


图 3-14 其他情况下分解波形图

C. 考虑边缘效应后的反激变压器绕组损耗模型

上文对不带气隙下的反激变压器绕组损耗进行了建模，下面我们进一步将由气隙的边缘效应产生的额外损耗也考虑进来。由于实验室使用的均是中柱和边柱均带有气隙的变压器样品，故，我们以这种情况为典型案例进行分析，对应的示意图如图 3-15 所示。

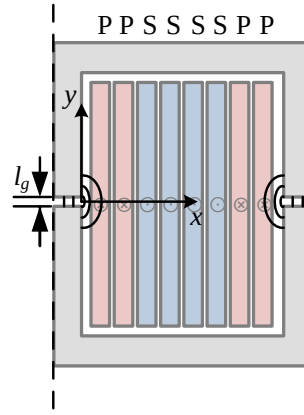


图 3-15 带气隙变压器示意图

文献[20]中推导了当气隙长度为 l_g 且其中存在磁通时，气隙附近区域中对应的磁场强度大小的表达式，以中柱内侧边缘气隙中点为原点建立坐标系如图 3-15 所示。则在点(x,y)处，磁场大小为

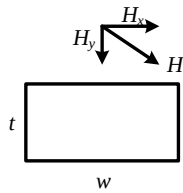
$$H_g = 0.9 \frac{NI}{2l_g} \quad (3-51)$$

$$H_x(x, y) = \frac{1}{2\pi} H_g \ln \left[\frac{x^2 + (y - l_g/2)^2}{x^2 + (y + l_g/2)^2} \right] \quad (3-52)$$

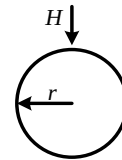
$$H_y(x, y) = \frac{H_g}{\pi} \left\{ \tan^{-1} \left[\frac{x l_g}{x^2 + y^2 - (l_g/2)^2} \right] + m\pi \right\} \quad (3-53)$$

$$\text{其中, } \begin{cases} m=1, \sqrt{x^2 + y^2} < l_g \\ m=0, \sqrt{x^2 + y^2} > l_g \end{cases}$$

文献[21]推导了截面为长方形和圆形的导线，处在气隙漏磁场下时，对应的单位长度边缘损耗公式为(3-54)(3-55)。其中导线截面参数如图 3-16 所示。



(a) 长方形截面导线



(b) 圆形截面导线

图 3-16 不同截面导线示意图

$$\begin{aligned}
Q_{rect} &= \frac{1}{2} \rho \int_{-t/2}^{t/2} \int_{-w/2}^{w/2} dx dy |J(x, y)|^2 \\
&= \frac{(\pi f \mu_0)^2 w t}{6 \rho} [(H_x t)^2 + (H_y w)^2]
\end{aligned} \tag{3-54}$$

$$Q_{rund} = \frac{\pi^3 f^2 \mu_0^2}{2 \rho} H^2 r^4 \tag{3-55}$$

根据理想变压器模型和理想电感模型可以知道，在理想变压器情况下，气隙中是没有磁通流过的，这也就对应着我们分解出来的变压器分量并不会导致额外的边缘损耗。而理想电感却不然，它会在气隙中产生磁通，进而诱发边缘效应，产生额外损耗。

综上所述，可以将反激变压器绕组交流损耗分解成如下成分：变压器分量各 k 次谐波由于集肤效应和邻近效应产生的交流损耗 $P_{t_skin_k}$, $P_{t_prox_k}$ 以及电感分量各 k 次谐波由于集肤效应，邻近效应和边缘效应产生的交流损耗 $P_{i_skin_k}$, $P_{i_prox_k}$, $P_{i_frin_k}$ 最终损耗模型如下

$$\begin{aligned}
P_{winding} &= \sum_{k=0}^{\infty} (P_{t_skin_k} + P_{t_prox_k}) \\
&+ \sum_{k=0}^{\infty} (P_{i_skin_k} + P_{i_prox_k} + P_{i_frin_k})
\end{aligned} \tag{3-56}$$

需要注意的是，在本文中，对于边缘损耗，我们只考虑了最靠近气隙的那一层线圈内产生的边缘损耗。但是，当边缘损耗变得很大时(例如当开关频率很高的时候)，应当把更多层绕组中的边缘损耗考虑进去。

3.4 实验结果

在这一部分，首先，我们使用 Ansys 公司的 Maxwell 2D 仿真软件进行相关的仿真，用以验证在存在相位差的情况下，绕组损耗计算模型的正确性。仿真变压器绕组结构如图 3-4 所示，为经典三明治结构。绕组原副边激励波形如图 3-11 所示。我们选用了 0.07mm 和 0.2mm 两种典型线宽进行仿真和计算的实验对比，对比结果如图 3-17 所示。

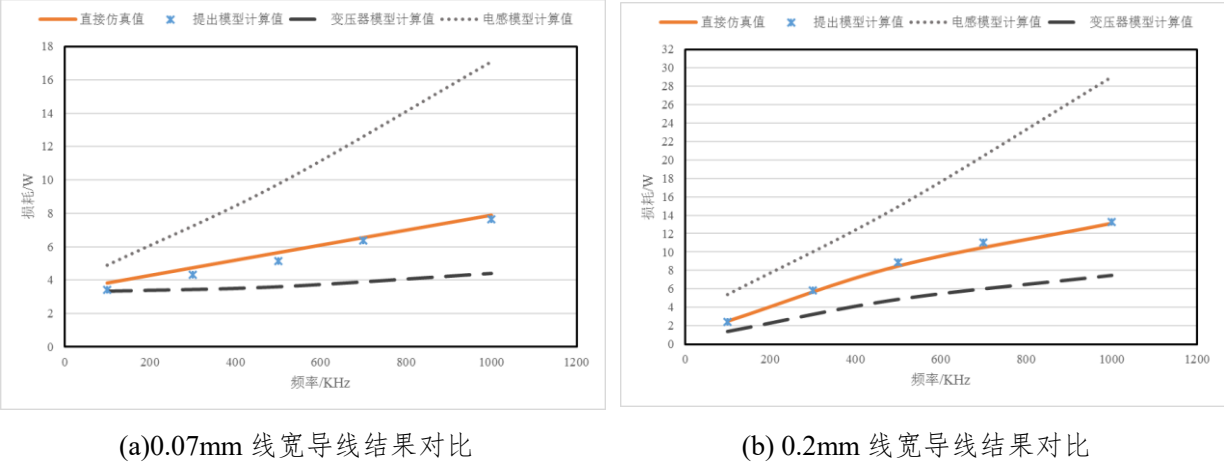


图 3-17 仿真与计算结果对比图

通过仿真和计算的对比，可以发现，当变压器工作在反激激励波形下时，不论是理想 1-D 变压器模型还是理想 1-D 电感模型，计算出来的结果相对于实际值都有可能存在很大的偏差。而本文提出来的正交分解绕组损耗计算模型则具有着相当的计算精度。

上述结果验证了本文提出的模型和 FEA 仿真具有相当的吻合度。因此，可以用该模型来代替复杂的仿真实验，对绕组直径进行优化设计，并通过硬件实验来对优化结果予以验证。

设计的实验样机以及变压器参数如表 3-2 所示。

表 3-2 变压器参数

原副边匝数比	30:5
绕制方式	经典三明治绕法
磁芯类型	外型：PQ2020；材料：DMR95，MnZn Ferrite

图 3-18 为开关工作频率在 100kHz，200kHz 以及 300kHz 时，根据绕组损耗模型求解得到的绕组损耗优化曲线。由图 3-18 可以看到，在表 3-2 的模型参数下，开关频率为 100kHz，200kHz，300kHz 时，对应的最优线径分别为 0.14mm，0.1mm，0.08mm。

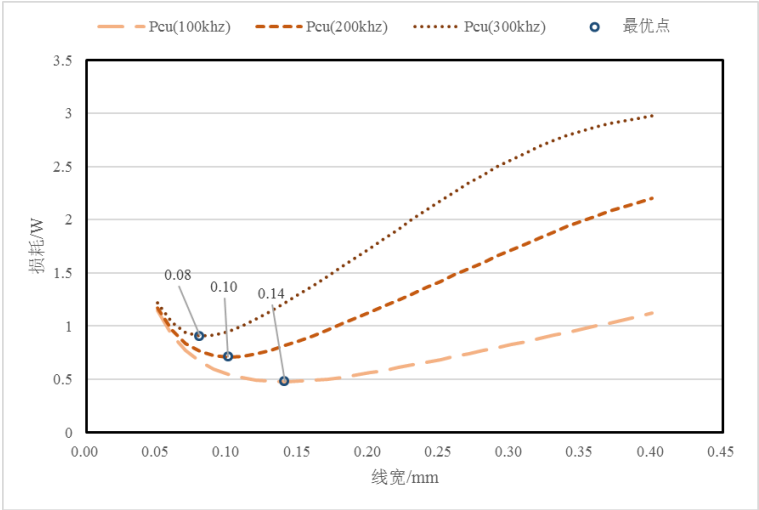


图 3-18 线径优化曲线

下面进行实际的变压器设计和硬件实验对比。根据实验室资源以及样机平台的实际情况，设计如表 3-3 所示四款变压器，其中 T1-1 和 T2-1 使用同一副绕组 W1，T1-2 和 T2-2 使用同一副绕组 W2，绕组实物见图 3-19。

表 3-3 四款变压器参数

变压器编号	开关频率/kHz	线径/mm	励磁电感值/uH	漏电感值/uH
T1-1	100	0.1	281.4	2.73
T1-2	100	0.2	279	2.81
T2-1	200	0.1	138.9	2.74
T2-2	200	0.2	140.2	2.81

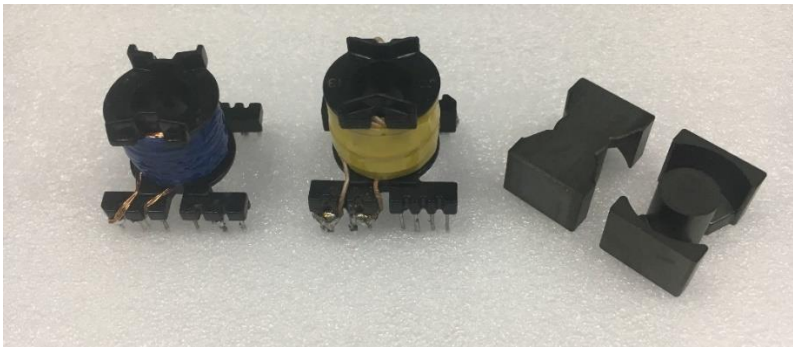


图 3-19 绕组实物图

四款变压器的最终测量结果对比见图 3-20。其中蓝色实柱体的纵坐标为在同样情况下使用 W2 绕组变压器测得的损耗与使用 W1 绕组变压器测得的损耗差，橙色虚柱体为相应的计算损耗差。

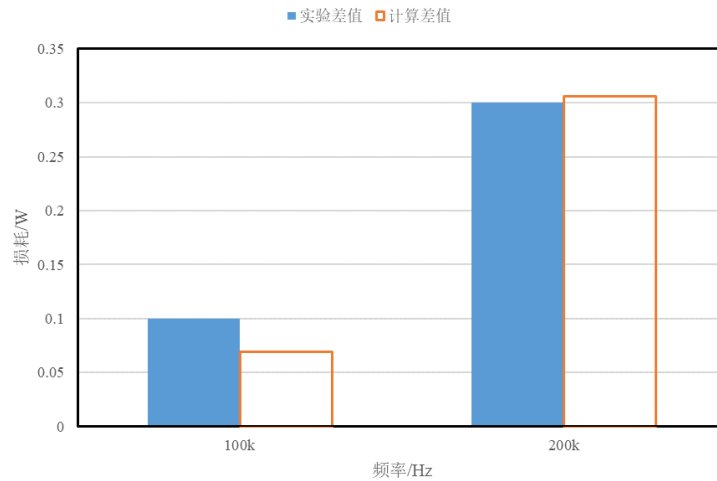


图 3-20 两种绕组实测损耗差与计算值对比

根据上图可以知道，开关频率为 100 kHz 时，实际测量后发现，使用 0.2mm 线径导线的绕组变压器对应的损耗比使用 0.1mm 线径的绕组变压器的损耗要大近 0.1W，而计算所得的损耗差为 0.069W；而开关频率为 200 kHz 时，实测下，使用 0.2mm 线径导线的绕组变压器对应的损耗比使用 0.1mm 线径的绕组变压器的损耗要大近 0.3W，而计算所得的损耗差为 0.306W。可以发现，使用本文提出的绕组损耗模型计算得到的损耗与实际测量得到的损耗是具有良好的一致性的，而图中出现的细微偏差则主要来自于测量精度，以及漏感偏差等因素的影响。

综上所述，对反激变压器尤其是 CRM 模式下的反激变压器的绕组进行损耗分析是一件比较复杂而又困难的事情，其原因主要是其不同于传统变压器的工作模式，使得绕组激励的工作波形既不是正弦波，相位差也不是传统的 180° 。同时，气隙的存在进一步使得损耗分析变得复杂。这一章对上述因素逐一探讨，并对传统变压器绕组模型进行改进，最终提出了一种新型的适用于反激变压器甚至其他 SMPS 变压器的绕组损耗分析模型。同时，对该模型的机理加以证明，并通过有限元分析的方法进行了验证。最后，通过试验样机和变压器进行了硬件实验，证明了该模型确实具有可接受的精确度。

第4章 变压器共模干扰模型及抑制策略

本章主要对反激电路中的传导共模噪声进行研究和阐述，在结构上，本章首先描述了反激电路共模干扰回路模型，并在该模型基础上计算了流过变压器寄生电容耦合路径上的共模电流，并从变压器层面提出了一些共模干扰的抑制策略，最后通过一定的实验检验了抑制效果。

4.1 反激电路共模干扰回路模型

反激电路中的电磁干扰可分为共模干扰和差模干扰，而变压器的匝间寄生电容为共模干扰提供了耦合路径，是传导共模干扰的重要部分之一，在这里首先对反激电路共模干扰模型进行阐述^[35]。反激电路共模干扰路径原理图如图 4-1 (a)所示。

一个完整的共模干扰回路，主要由三部分组成：噪声源，耦合路径，接收机。在该电路中，高的 dv/dt 主要来源于原边的 MOSFET 管 Q_1 以及副边的二极管 D_2 ，故主要的噪声源为 Q_1 和 D_2 ，根据反激电路的原理可知，这两者的 dv/dt 是反向的，因此两者产生的共模电流噪声是反向的。事实上，观察开关动作时 Q_1 和 D_2 两端的电压变化可以发现，两者均只有一端是会产生高的电压跳变的，即图中的 hot point 1 和 hot point 2，而另一端则处于一个静止电位的状态。在对 EMI 噪声进行测量时，需要在输入端接入 LISN 网络，此时，噪声回路对应的接收机即为 LISN 网络里对应的两个 50Ω 等效电阻。噪声回路的耦合路径则相对而言比较复杂，主要存在三条耦合路径，即图 4-1 (a)中的 path 1，path 2 以及 path 3。

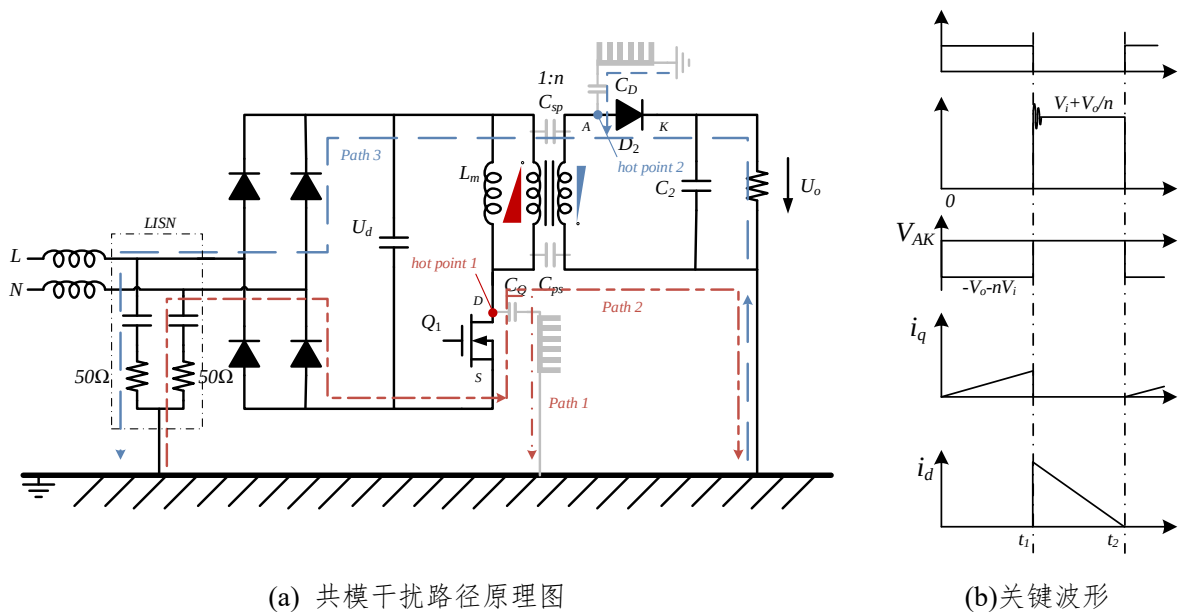


图 4-1 反激电路共模干扰路径原理图及关键波形

其中 path 1 是由 Q1 和该管子的散热器之间的寄生电容为电压跳变点 hot point 1 提供的一个耦合路径, 噪声通过寄生电容 C_Q 经过大地, 到达 LISN 网络, 再经过不控整流桥堆流回 Q1。同样的 path 2 也是噪声源 Q1 的一条耦合路径, 该耦合路径主要由变压器原副边的匝间寄生电容提供, 噪声通过寄生电容 C_{ps} 流向副边, 并通过大地流入 LISN 网络, 最后经过桥堆流回 Q1。而 path 3 则是由二极管噪声源的电压跳变点 hot point 2 的一条耦合路径, 该路径同样由变压器原副边的匝间寄生电容提供, 噪声通过寄生电容 C_{ps} 流到原边, 经过桥堆到达 LISN 网络, 再经过大地流回 D1。事实上, 当将原边 MOSFET 的散热器接到原边参考地上时, 寄生电容, Q1 和散热器即组成了传导回路, 共模电流不会流入副边, 亦不会对 LISN 造成影响, 故其实需要处理的干扰路径主要是 path 2 和 path 3。

4.2 变压器共模电流计算

根据上述分析, 可以将图 4-1 (a)等效成图 4-2。

根据图 4-2 可以获得以下信息: 这两个噪声源产生的干扰噪声是反向的, 这为实现两者的相互抵消提供了可能性; 并且噪声电流均须通过变压器的匝间电容进行传导, 由此可以看出, 变压器在抑制 EMI 上有着重要的作用。

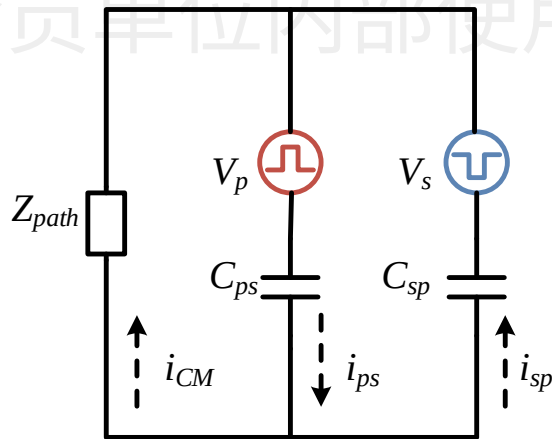


图 4-2 共模干扰等效电路

下面针对图 4-1 所示结构进行共模电流的公式推导。

在反激电路中变压器的共模电容比较小, 在高频下, 相对于回路的其他寄生参数形成的阻抗更大, 因此原边到副边的共模电流可近似计算为

$$i_{ps} = C_{ps} \cdot \frac{dV_p}{dt} \quad (4-1)$$

同理, 副边到原边的共模电流为

$$i_{sp} = C_{sp} \cdot \frac{dV_s}{dt} \quad (4-2)$$

故欲使共模电流完全抵消，则有

$$i_{CM} = i_{ps} - i_{sp} = C_{ps} \cdot \frac{dV_p}{dt} - C_{sp} \cdot \frac{dV_s}{dt} = 0 \quad (4-3)$$

观察图 4-1(b)可以发现，等式(4-3)中原边的 dv/dt 比副边的 dv/dt 大 $1/n$ 倍，因此为了实现共模干扰的相互抵消，可以从改变 C_{ps} 以及 C_{sp} 相对大小，以及减小原边的总 dv/dt 入手，而这就是屏蔽层，屏蔽绕组以及抵消绕组抑制策略的原理。另外，也可以通过分别制造出与变换器原有的跳变点等大反向的跳变点出来，从噪声源上进行相互抵消。具体的抵消策略将在下一节进行详细的阐述。

4.3 抑制策略

上一节提到了，在反激电路中，两条主要的共模噪声耦合路径方向是相反的，能够部分相互抵消，而这就是本文提出的抵消策略所依据的关键所在。本节根据上一节给出的共模噪声完全抵消的条件，提出了几种基于变压器的噪声抑制策略，并对相应的抑制原理以及完全抵消的条件进行了阐述，最后，在末尾节进行了相关的硬件实验。

4.3.1 对称拓扑结构抵消策略

文献[61]以 Boost 为案例，设计了一种对称的拓扑结构，使得共模噪声源的电压跳变点一分为二，两个电压跳变点产生的 dv/dt 等大反向，进而实现了共模噪声理论上的完全抵消。文献[62]同样对 Boost 电路的 EMI 传导机理进行了分析，并对 EMI 等效电路引入了惠斯通电桥的概念，如图 4-3 所示。图中 V_{noise} 为噪声源， Z_1, Z_2, Z_3, Z_4 为对应部位的寄生参数阻抗， Z_{LISN} 为 LISN 网络的阻抗。

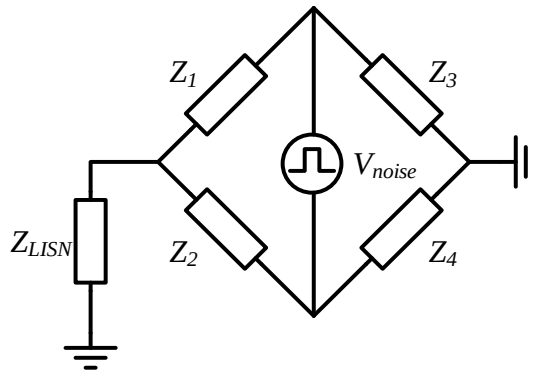


图 4-3 惠斯通电桥平衡模型

当该电桥参数满足如下等式时，即达到电桥平衡，此时 LISN 网络阻抗上流过的电流为 0，这也就意味着此时共模电流为零。

$$\frac{Z_1}{Z_3} = \frac{Z_2}{Z_4} \quad (4-4)$$

我们可以将上述思路应用到反激拓扑中，为了得到惠斯通电桥结构，改变反激拓扑结构得到图 4-4 所示。此时，对比图 4-1 可以发现，电压跳变点由两个变成了两对，图中的 MOS 管两侧的圆点标记为一对，二极管两侧的圆点标记为另一对。

首先观察此时开关管 Q1 产生的共模噪声的传导路径，将该拓扑等效到图 4-3 可以得到以下参数

$$Z_1 = L_{m1} \quad (4-5)$$

$$Z_2 = L_{m2} \quad (4-6)$$

$$Z_3 = C_{ps1} \quad (4-7)$$

$$Z_4 = C_{ps2} \quad (4-8)$$

同理，观察噪声源二极管 D2 的共模传导路径，并等效到图 4-3 可以得到副边噪声的惠斯通电桥等效参数

$$Z_1 = nL_{m1} \quad (4-9)$$

$$Z_2 = nL_{m2} \quad (4-10)$$

$$Z_3 = C_{ps1} \quad (4-11)$$

$$Z_4 = C_{ps2} \quad (4-12)$$

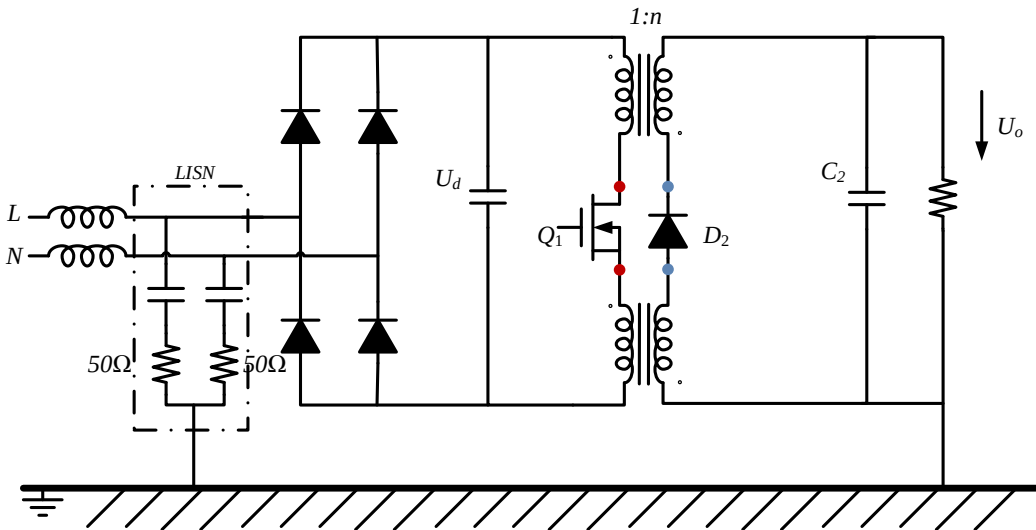


图 4-4 对称结构反激拓扑

根据式(4-5)~(4-12)可以得到,当满足以下条件时,两个噪声干扰途径对应的惠斯通电桥均达到平衡状态,此时,LISN 电阻上流过的共模电流最小。

$$\frac{L_{m1}}{L_{m2}} = \frac{C_{ps1}}{C_{ps2}} = k \quad (4-13)$$

根据实际工艺难度以及一致性最优的考虑,选取 $k=1$ 是比较优的选择,即将原边和副边的绕组均分成匝数相同的两部分,此时变压器从一个四端网络变成了八端网络。具体变压器结构如图 4-5 所示,其中灰色外边框部分为变压器磁芯截面,内部蓝色长条状矩形为副边绕组截面,红色短条状矩形为原边绕组截面。这种对称结构保证了式(4-13)左边的分式等于 1,为了确保对应的右边分式也等于 1,只须确保 $d_1 = d_2$ 即可。

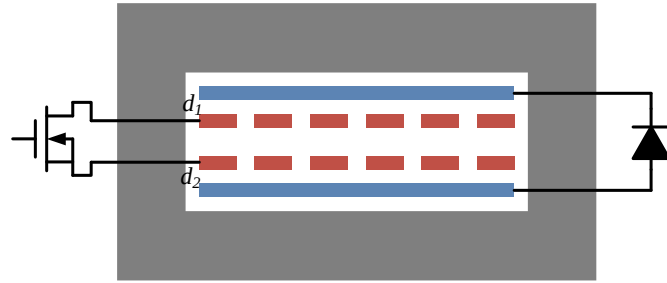


图 4-5 对称结构反激拓扑

4.3.2 屏蔽层/绕组抑制策略

在反激电路中,变压器之间的分布电容为原副边的共模噪声源提供了耦合路径,为了尽可能的提高窗口利用率,减小变压器体积,原副边绕组挨得很近,尤其是平面变压器,原副边之间的结构分布电容可能达到上百 pF ,这对于高频噪声来说提供了一个小阻抗的传导路径。由于原边的电压跳变点远大于副边的电压跳变点,因此最为传统的做法是在原边和副边的物理位置之间添加一个屏蔽层或者屏蔽绕组,并将屏蔽结构的一端连接到原边的静点上,形成法拉第屏蔽结构,使得从原边到副边的寄生电容对地旁路,由原边噪声源产生的共模干扰通过屏蔽层直接流回原边,而不再经过副边。该屏蔽策略的经典结构以及此时共模干扰噪声的主要路径如图 4-6 所示。由图可见,原边噪声源产生的共模噪声不再流经 LISN 网络,但是副边噪声源产生的共模噪声并没有消除,同时,由于屏蔽结构引进了一个新的电容,即副边绕组对屏蔽层分布电容 C_{ssh} ,而这个电容相对于原边离副边更近,因此 C_{ssh} 比原来的原副边分布电容 C_{sp} 更大,使得副边噪声源产生的噪声流经变压器时对应的阻抗减小了,这也就意味着噪声的幅值反而增大了,而这并不是我们想看到的。

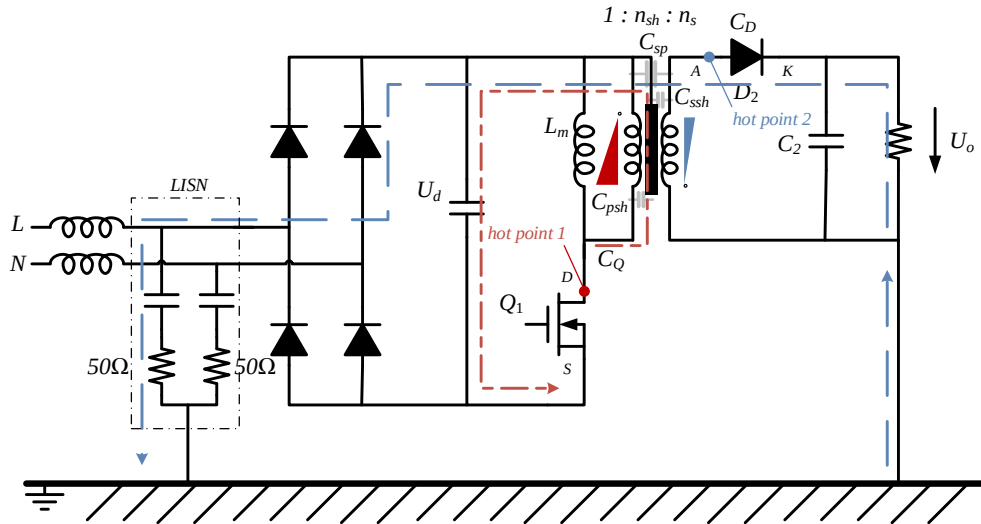


图 4-6 屏蔽层/绕组抑制示意图

为了把副边的噪声同时也给抵消掉，我们需要对屏蔽层进行改良，文献[63]采用了部分屏蔽的方式，将一部分原边产生的噪声抵消掉，而剩余的未屏蔽部分的噪声则用来与副边相互抵消。另外，该文献研究了屏蔽层位置以及宽度对屏蔽效果的影响。文献[29]对绕线式变压器的屏蔽层进行了更细致的研究，实际上，由于在变压器中，不同层对应的等效直径是不一样的，所以最外面两层之间有效的对应面积其实是大于内两层之间的对应面积的，这也就意味着即使距离相同，他们之间的分布电容大小也是存在差异的，该文献针对这一现象提出了一种屏蔽层的改进方法。文献[30]针对原边 MOS 管散热片不直接与原边地连接的情况，提出了一种双层的部分屏蔽结构，使得副边噪声能同时抵消原边产生的流经变压器的以及流经散热片的噪声。

由于我们采用的是平面变压器，因此上述文献结论并不能直接进行应用。这是因为，由于平面变压器的绕组匝数远小于传统的绕线式变压器，尤其是在本文使用的样机平台上，副边绕组只有两匝，因此屏蔽层上的电压分布以及开关过程中这些分布电压的脉动不再可以忽略，此时应当把屏蔽层视为屏蔽绕组。下面我们首先对带屏蔽绕组下的变压器的共模电流进行分析。

A. 原边噪声源耦合到副边的噪声电流

首先我们来分析原边到副边的共模电流，此时有如图 4-7 所示的共模电流分布。可以看到，原边耦合到副边的噪声有两个，其一是原边绕组耦合到副边的噪声，其二为屏蔽绕组耦合到副边的噪声。其中，原边宽度为 W_p ，屏蔽绕组宽度为 W_{sh} 。

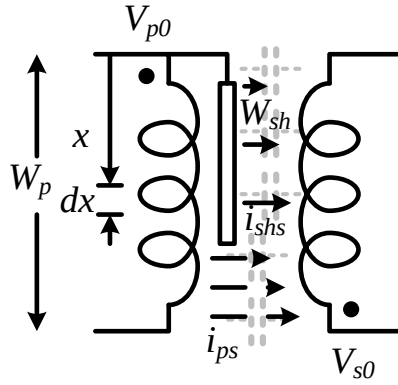


图 4-7 带屏蔽层变压器分布电容以及原边产生的共模电流示意图

按照上图所示建立 x 轴，则对于原边绕组上的电压分布，有

$$V_{px} = V_{p0} + \frac{x}{W_p} (V_{pn} - V_{p0}) \quad (4-14)$$

其中， V_{p0} 为原边绕组静点侧电压， V_{pn} 为原边绕组动点侧电压。假设上述结构下，原边和副边之间的结构电容为 C_{ps0} ，则每个电压微元对应的微分电容为

$$dC_{ps} = \frac{C_{ps0}}{W_p - W_{sh}} dx \quad (4-15)$$

根据电容的电压电流关系可以得到对应的电流元

$$\begin{aligned} di_{ps} &= dC_{ps} \frac{dV_{px}}{dt} = \frac{C_{ps0}}{W_p - W_{sh}} dx \cdot \frac{d[V_{p0} + \frac{x}{W_p} (V_{pn} - V_{p0})]}{dt} \\ &= \frac{C_{ps0}}{(W_p - W_{sh}) W_p} x \cdot \frac{dV_{pn}}{dt} \end{aligned} \quad (4-16)$$

对所有的电流元进行积分，即可得到原边绕组流到副边绕组的共模电流 i_{ps}

$$\begin{aligned} i_{ps} &= \int_{W_{sh}}^{W_p} di_{ps} = \int_{W_{sh}}^{W_p} \frac{C_{ps0}}{(W_p - W_{sh}) W_p} x \cdot \frac{dV_{pn}}{dt} dx \\ &= \frac{C_{ps0} [W_p^2 - W_{sh}^2]}{2(W_p - W_{sh}) W_p} \cdot \frac{dV_{pn}}{dt} \end{aligned} \quad (4-17)$$

由上式可见，当变压器工作在反激电路的工作模式下时，原边到副边的等效电容实际变成了

$$C_{ps} = \frac{C_{ps0} [W_p^2 - W_{sh}^2]}{2(W_p - W_{sh}) W_p} \quad (4-18)$$

同理，对变压器屏蔽绕组到副边的共模电流进行分析，可以得到

$$\begin{aligned}
i_{shs} &= \int_0^{W_{sh}} di_{shs} = \int_0^{W_{sh}} \frac{C_{shs0}}{W_{sh}} \frac{x}{W_{sh}} dx \cdot \frac{dV_{shn}}{dt} \\
&= \frac{C_{shs0}}{2} \cdot \frac{dV_{shn}}{dt}
\end{aligned} \tag{4-19}$$

$$C_{shs} = \frac{C_{shs0}}{2} \tag{4-20}$$

其中, V_{sh0} 为屏蔽绕组静点侧电压, V_{shn} 为屏蔽绕组动点侧电压, C_{shs0} 屏蔽层和副边之间的结构电容。

因此, 从变压器原边侧流往副边侧的总的共模电流 i_{psall} 为

$$i_{psall} = i_{ps} + i_{shs} = C_{ps} \cdot \frac{dV_{pn}}{dt} + C_{shs} \cdot \frac{dV_{shn}}{dt} = (C_{ps} + n_{sh} C_{shs}) \cdot \frac{dV_{pn}}{dt} \tag{4-21}$$

B. 副边噪声源耦合到原边的噪声电流

接下来分析副边到原边的共模电流, 分布电容以及共模电流分布如图 4-8 所示的。不同于原边噪声, 副边噪声只有一个, 但是该噪声有两条耦合路径, 分别为屏蔽层和原边绕组。图中, 副边绕组宽度为 W_p , 屏蔽绕组宽度为 W_{sh} 。同样, 有副边绕组上的电压分布

$$V_{sx} = V_{s0} + \frac{x}{W_s} (V_{sn} - V_{s0}) \tag{4-22}$$

其中, V_{s0} 为副边绕组静点侧电压, V_{sn} 为副边绕组动点侧电压。假设原边和副边之间的电压微元对应的微分电容如式(4-15)所示, 对应的电流元为

$$\begin{aligned}
di_{sp} &= dC_{ps} \frac{dV_{sx}}{dt} = \frac{C_{ps0}}{W_s - W_{sh}} dx \cdot \frac{d[V_{s0} + \frac{x}{W_s} (V_{sn} - V_{s0})]}{dt} \\
&= \frac{C_{ps0}}{(W_s - W_{sh}) W_s} \frac{x}{W_s} dx \cdot \frac{dV_{sn}}{dt}
\end{aligned} \tag{4-23}$$

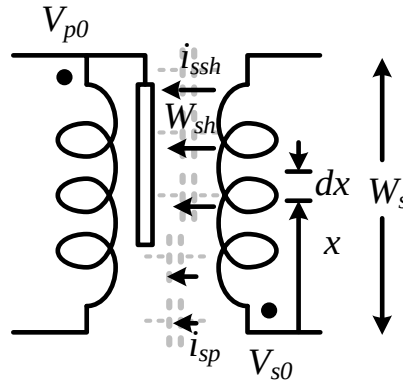


图 4-8 带屏蔽层变压器分布电容以及副边产生的共模电流示意图

对所有的电流元进行积分，即可得到

$$\begin{aligned} i_{sp} &= \int_0^{W_s - W_{sh}} di_{sp} = \int_0^{W_s - W_{sh}} \frac{C_{ps0}}{(W_s - W_{sh})} \frac{x}{W_s} dx \cdot \frac{dV_{sn}}{dt} \\ &= \frac{C_{ps0}(W_s - W_{sh})}{2W_s} \cdot \frac{dV_{sn}}{dt} \end{aligned} \quad (4-24)$$

由上式可见，当变压器工作在反激电路的工作模式下时，副边到原边的等效电容实际变成了

$$C_{sp} = \frac{C_{ps0}(W_s - W_{sh})}{2W_s} \quad (4-25)$$

同理，对变压器屏蔽绕组到副边的共模电流进行分析，可以得到

$$\begin{aligned} i_{shs} &= \int_{W_s - W_{sh}}^{W_s} di_{shs} = \int_{W_s - W_{sh}}^{W_s} \frac{C_{shs0}}{W_{sh}} \frac{x}{W_s} dx \cdot \frac{dV_{sn}}{dt} \\ &= \frac{C_{shs0}[W_s^2 - (W_s - W_{sh})^2]}{2W_{sh}W_s} \cdot \frac{dV_{sn}}{dt} \end{aligned} \quad (4-26)$$

$$C_{ssh} = \frac{C_{shs0}[W_s^2 - (W_s - W_{sh})^2]}{2W_{sh}W_s} \quad (4-27)$$

因此，从变压器副边侧流往原边侧的总的共模电流 i_{spall} 为

$$i_{spall} = i_{sp} + i_{ssh} = C_{sp} \cdot \frac{dV_{sn}}{dt} + C_{ssh} \cdot \frac{dV_{sn}}{dt} = n_s (C_{sp} + C_{ssh}) \cdot \frac{dV_{pn}}{dt} \quad (4-28)$$

C. 屏蔽策略分析

上文分析了从原边侧流向副边侧的共模电流以及从副边侧流向原边侧的共模电流，由共模干扰回路模型已经知道，这两个共模电流方向是相反的，因此，当这两个电流的值满足如下表达式时，恰好能相互抵消

$$i_{psall} - i_{spall} = 0 \quad (4-29)$$

将式(4-21)(4-28)代入(4-29)可得

$$(C_{ps} + n_{sh}C_{shs}) - n_s(C_{sp} + C_{ssh}) = 0 \quad (4-30)$$

整理得到

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{C_{ps0}[W_p^2 - W_{sh}^2]}{2(W_p - W_{sh})W_p} + n_{sh} \frac{C_{shs0}}{2} \right) \\
& = n_s \left(\frac{C_{ps0}(W_s - W_{sh})}{2W_s} + \frac{C_{shs0}[W_s^2 - (W_s - W_{sh})^2]}{2W_{sh}W_s} \right)
\end{aligned} \tag{4-31}$$

观察上述等式可以发现，当原副边的绕组结构参数确定之后，欲使等式成立，即共模电流能正好相互抵消，可以调整的参数有屏蔽层到副边的分布结构电容 C_{shs0} ，屏蔽层的屏蔽宽度 W_{sh} ，以及屏蔽层与原边的匝比 n_{sh} 。

实际上，对于反激变压器而言，不同绕组间的分布结构电容可看做平行板电容，因此，原副边之间的结构电容以及屏蔽层到副边之间的结构电容可以用如下公式表示

$$C_{sp0} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{H_p(W_p - W_{sh})}{d_{ps}} \tag{4-32}$$

$$C_{shs0} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{H_s W_{sh}}{d_{shs}} \tag{4-33}$$

其中 ε 为相对介电常数， ε_0 为介电常数， H 为磁芯窗口高度， d_{ps} 为原副边绕组之间的距离， d_{shs} 为屏蔽层与副边之间的距离。将式(4-32)(4-33)代入(4-31)，可以看出，当原边绕组和副边绕组的结具体结构确定之后，(4-31)其实对应了 W_{sh} 关于绕组之间的距离和屏蔽层绕组匝数比 n_{sh} 的一个函数关系式，即

$$W_{sh} = f\left(\frac{d_{shs}}{d_{ps}}, \frac{n_s}{n_{sh}}\right) \tag{4-34}$$

上式对应的典型函数曲面图如图 4-9 所示，其中横坐标为屏蔽层靠近副边绕组的相对程度 d_{shs}/d_{ps} ，深度坐标为屏蔽层与副边的匝数比 n_s/n_{sh} ，而纵坐标则为屏蔽层的相对宽度 W_{sh}/W_s 。

观察下图，可以发现，当屏蔽层与副边的匝数比 n_s/n_{sh} 为 1，也就是屏蔽层与副边拥有同样的匝数时，不论屏蔽层到副边绕组的相对距离 d_{shs}/d_{ps} 为多少，只要屏蔽层的相对宽度 W_{sh}/W_s 为 1，则均能实现原副边噪声的相互抵消。这正是一种很好的性质，因为这意味着只须保证屏蔽层和副边绕组拥有同样的物理形状且相互对齐，即可抵消共模噪声，而这是比较好实现的；同时，这种抵消方式不需要对屏蔽层到副边绕组的相对距离有所要求，这也大大减小了对绕组层间距工艺精度的要求。

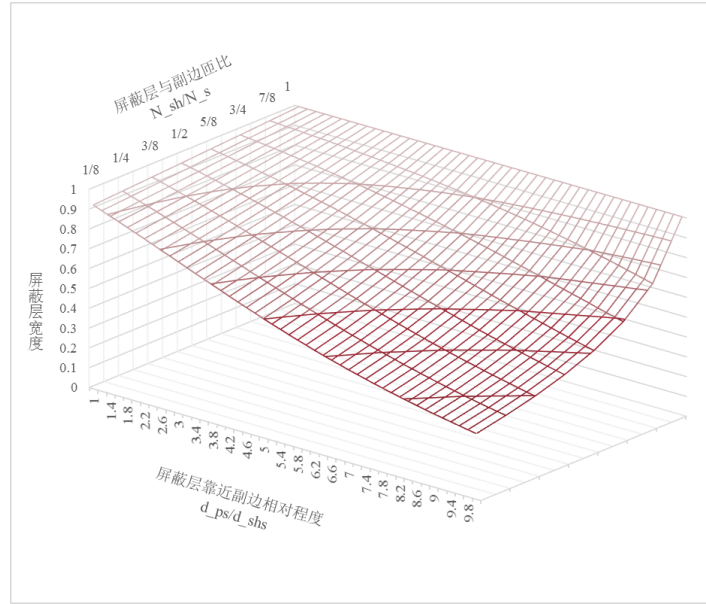
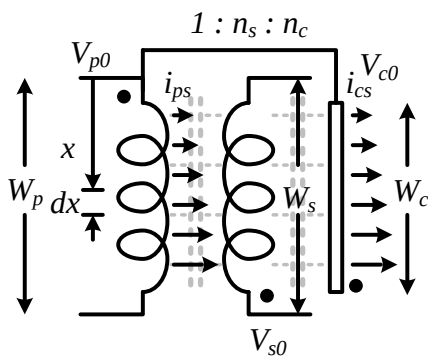


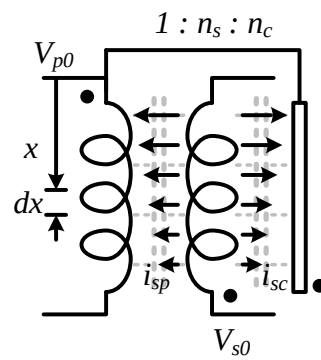
图 4-9 屏蔽层宽度函数曲面示意图

4.3.3 抵消绕组抑制策略

不同于添加屏蔽层或者屏蔽绕组，文献[28,31]提出了一种添加抵消绕组的共模干扰抑制策略，该策略示意图如图 4-10 所示，其中图(a)为原边以及抵消绕组产生的共模电流流向及大小示意图，图(b)为副边产生的共模电流及大小示意图。由图可知，抵消绕组相对于屏蔽绕组的区别在于，抵消绕组并没有起到屏蔽的作用，而是通过额外加入一个与原边噪声相反的噪声，完全通过噪声之间的相互抵消来实现共模干扰的抑制，这也就意味着加入的抵消绕组需要与原边绕组反向绕制，并且一端需要连接在原边的静点上。



(a) 原边以及抵消绕组产生的共模电流



(b) 副边产生的共模电流

图 4-10 带抵消绕组变压器分布电容以及共模电流示意图

根据反激电路工作原理可知，当不存在抵消绕组时，原边产生的噪声占主导地位；当抵消绕组相对于副边的结构参数和原边一致时，原边噪声被附加噪声完全抵消，此时副边产生的噪声占主导地位。

显然可见, 存在一个附加绕组的中间态, 能够使三种噪声相互抵消, 实现共模干扰的抑制。下面就对此时的共模噪声电流进行分析, 进而求取我们所需要的这个中间态的条件。

首先对原边产生的共模噪声进行分析。

同样, 原边绕组上的电压分布如式(4-14)所示, 此时每个电压微元对应的微分电容为

$$dC_{ps} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{H_p}{d_{ps}} dx \quad (4-35)$$

其中, H_p 为原边绕组的高度, d_{ps} 为原副边绕组之间的距离。

应用式(4-16)(4-17), 并整理可得原边共模电流噪声为

$$\begin{aligned} i_{ps} &= \int_0^{W_p} di_{ps} = \int_0^{W_p} \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{H_p}{d_{ps}} \frac{x}{W_p} dx \cdot \frac{dV_{pn}}{dt} \\ &= \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{H_p}{d_{ps}} \cdot W_p}{2} \cdot \frac{dV_{pn}}{dt} \end{aligned} \quad (4-36)$$

此时, 原边到副边的等效电容变成了

$$C_{ps} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{H_p}{d_{ps}} \cdot \frac{W_p}{2} \quad (4-37)$$

同理可得抵消绕组产生的共模电流以及等效电容为

$$\begin{aligned} i_{cs} &= \int_0^{W_c} di_{cs} = \int_0^{W_c} \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{H_c}{d_{cs}} \frac{x}{W_c} dx \cdot \frac{dV_{cn}}{dt} \\ &= \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{H_c}{d_{cs}} \cdot W_c}{2} \cdot \frac{dV_{cn}}{dt} \end{aligned} \quad (4-38)$$

$$C_{cs} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{H_c}{d_{cs}} \cdot \frac{W_c}{2} \quad (4-39)$$

其中, H_c 为原边绕组的高度, d_{cs} 为原副边绕组之间的距离。

副边产生的共模电流以及等效电容为

$$\begin{aligned} i_s &= \int_0^{W_s} di_{sp} + \int_0^{W_s} di_{sc} = \int_0^{W_s} \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{H_s}{d_{ps}} \frac{x}{W_p} dx \cdot \frac{dV_{sn}}{dt} \\ &+ \int_0^{W_s} \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{H_s}{d_{cs}} \frac{x}{W_p} dx \cdot \frac{dV_{sn}}{dt} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \left(\frac{H_s}{d_{ps}} + \frac{H_s}{d_{cs}} \right) \cdot \frac{W_s}{2} \cdot \frac{dV_{sn}}{dt} \end{aligned} \quad (4-40)$$

$$C_s = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \left(\frac{H_s}{d_{ps}} + \frac{H_s}{d_{cs}} \right) \cdot \frac{W_s}{2} \cdot \frac{W_c}{2} \quad (4-41)$$

因此，此时的总共模电流为

$$i_{CM} = i_{ps} - i_{cs} - i_s = C_{ps} \cdot \frac{dV_{pn}}{dt} - C_{cs} \cdot \frac{dV_{cn}}{dt} - C_s \cdot \frac{dV_{sn}}{dt} \quad (4-42)$$

假设在平面绕组中，原边绕组，副边绕组以及抵消绕组对应的面积均相等，则有

$$A = H_p W_p = H_c W_c = H_s W_s \quad (4-43)$$

此时，若要实现共模噪声的相互抵消，有方程

$$\begin{aligned} i_{CM} &= i_{ps} - i_{cs} - i_s = 0 \\ \Rightarrow \frac{1}{d_{ps}} - \frac{n_c}{d_{cs}} - \left(\frac{1}{d_{ps}} + \frac{1}{d_{cs}} \right) \cdot n_s &= 0 \end{aligned} \quad (4-44)$$

解上述方程可以得到抵消绕组与副边绕组之间的相对距离 d_{cs} ，当原副边的绕组结构确定时，该距离为关于辅助绕组与原边匝比 n_c 的函数

$$d_{cs} = f(n_c) = \frac{n_c + n_s}{1 - n_s} \cdot d_{ps} \quad (4-45)$$

选取 $n_s=0.16$ ， $d_{ps}=0.4mm$ ，则上述关系的曲线图如图 4-11 所示。由图可看出，在抵消绕组与原边匝比为 0.7 左右时，当抵消绕组到副边距离和原边到副边距离相等的时候，能实现噪声的相互抵消。而当匝比小于 0.7 时，欲使噪声相互抵消，须要使抵消绕组比原边绕组距离副边绕组更近；反之，则须使抵消绕组比原边绕组距离副边绕组更远。当抵消绕组和原边绕组拥有相同的匝数时，须要使抵消绕组到副边的距离为原边到副边的 1.38 倍。

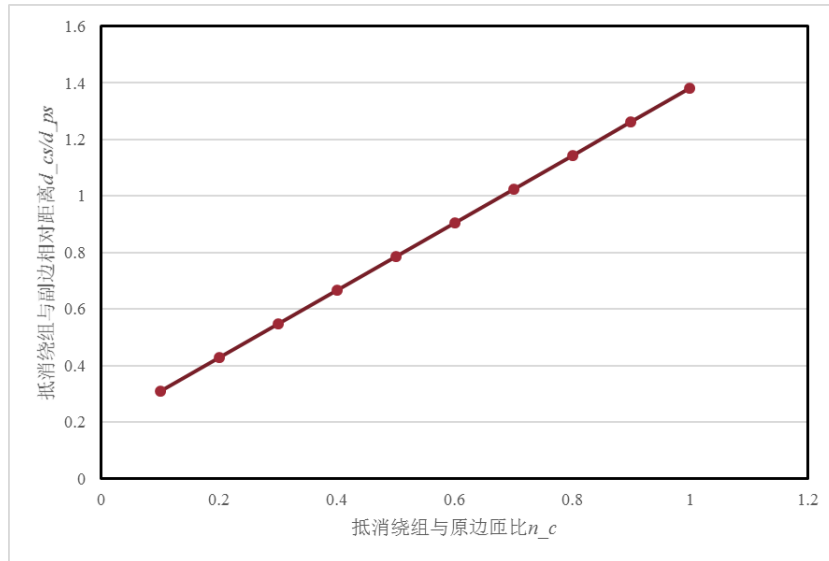


图 4-11 抵消绕组相对距离与抵消绕组匝比关系

4.3.4 附加绕组的损耗模型

事实上，不论是屏蔽层/绕组抑制策略还是抵消绕组抑制策略，这两者其实都相当于在变压器结构中新增了一个或者一组导体层，典型的结构示意图如图 4-12 所示。由于附加绕组上流过的净电流很小，甚至为零，因此我们假设附加绕组不会对外部产生额外的磁场强度，因此，此时这两种变压器结构窗口内的磁场强度分布如图 4-12 右侧所示。由图可知，屏蔽绕组均须放置在原副边绕组之间，因此这些绕组往往处在最大磁场强度下；而抵消绕组则一般放在原副边绕组之外，这也就意味着它们往往处在零磁场强度下。

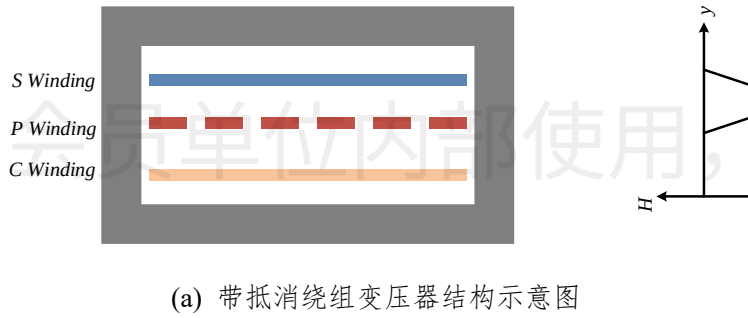
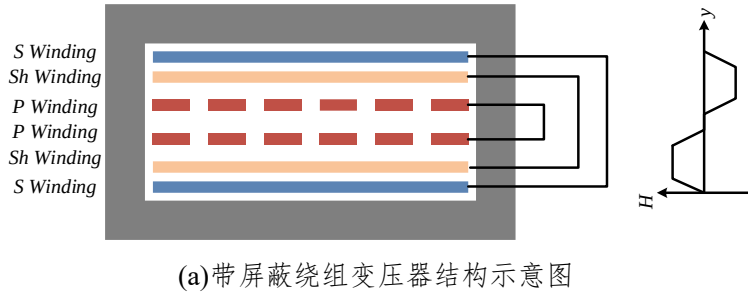


图 4-12 带附加绕组变压器结构示意图

文献[64]证明了若导体处于交变磁场下，即使该导体本身的净电流为零，其上也会产生额外的感应电流，进而产生额外的损耗。这说明，屏蔽绕组相对抵消绕组而言，会产生额外的损耗，而相对的，抵消绕组则不会有这种情况，这也是抵消绕组的优点之一。下面我们对这个附加绕组上的损耗进行计算。

由于我们认为附加绕组上的净电流为零，那么第三章中的等效交流电阻模型在这里就不能直接进行应用了，因此，同样的，我们应用公式(3-12)进行直接计算，假设绕组两侧的磁场强度均为 H ，则有

$$\begin{aligned}
 Q(h) &= \frac{1}{2\sigma} \int_0^h J(x) \cdot J^*(x) dx \\
 &= \frac{H^2}{\sigma \delta} (F_1(\xi) - 2F_2(\xi))
 \end{aligned} \tag{4-46}$$

这就是附加绕组的单位面积损耗公式。其实，第三章中的模型对这一情况仍然适用，

只是需要进行求取极限的操作，这里不再赘述。

4.4 实验结果

为了便于参照对比，首先设计了一款不带任何抑制措施的普通的反激平面变压器，将该变压器连接到我们的样机上，同样令该样机工作在表 2-3 状态下，得到对应的共模干扰测试结果如图 4-13 所示。其中，虚线为国标 EN 55022 class B ITE 准峰值测量限定线，噪声谱上面的实线为噪声峰值的包络线，此时，最大的噪声频率大概在 13.76MHz 左右，对应的噪声幅值约为 88.21dBuV。

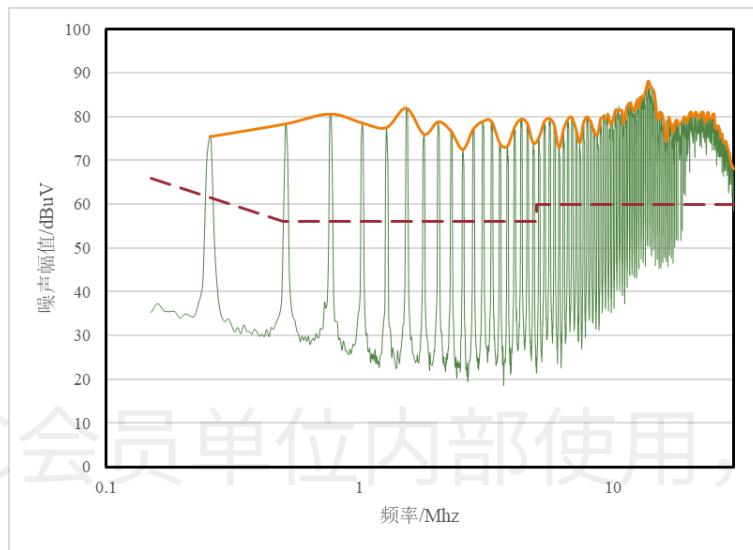


图 4-13 普通平面变压器下反激电路共模噪声

按照 4.3.1 章节中的抑制策略设计一款工作参数同样的对称结构反激样机，并对该样机进行共模噪声的测量，得到结果如所示。

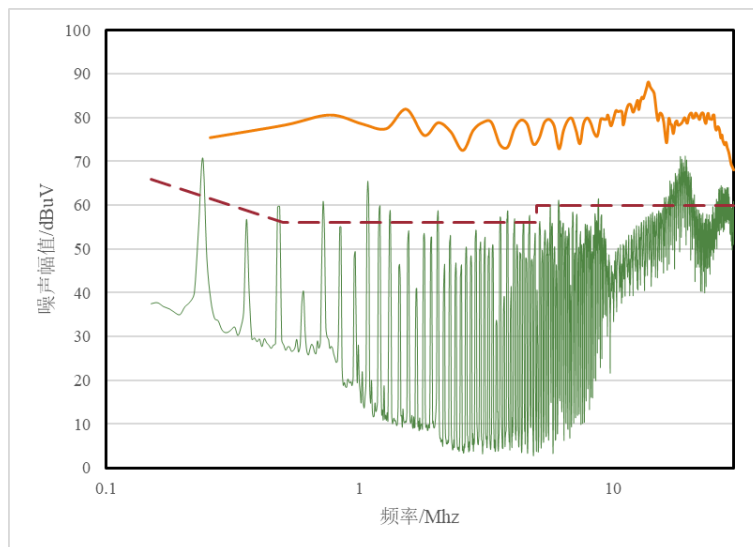


图 4-14 对称结构下反激电路共模噪声

同样的,虚线为国标限制线,上部的实线为普通平面变压器噪声幅值包络线。可以发现,通过该抑制策略得到的噪声谱显著小于普通平面变压器的噪声谱,共模噪声得到了不错的抑制。在图 4-14 中,噪声的最大值大概在 19.3MHz 左右,对应的噪声幅值为 71.2dBuV,相对于无任何屏蔽措施的变压器,降低了约 17dBuV。

接下来,验证屏蔽绕组策略下的屏蔽效果,首先,设计一款普通的符合 4.3.2 章节屏蔽条件的带屏蔽绕组的平面变压器 T1,对其进行噪声测试,得到的结果如下。噪声的最大值大概在 13MHz 左右,对应的噪声幅值为 77.53dBuV,相对于无任何屏蔽措施的变压器,降低了约 11dBuV。

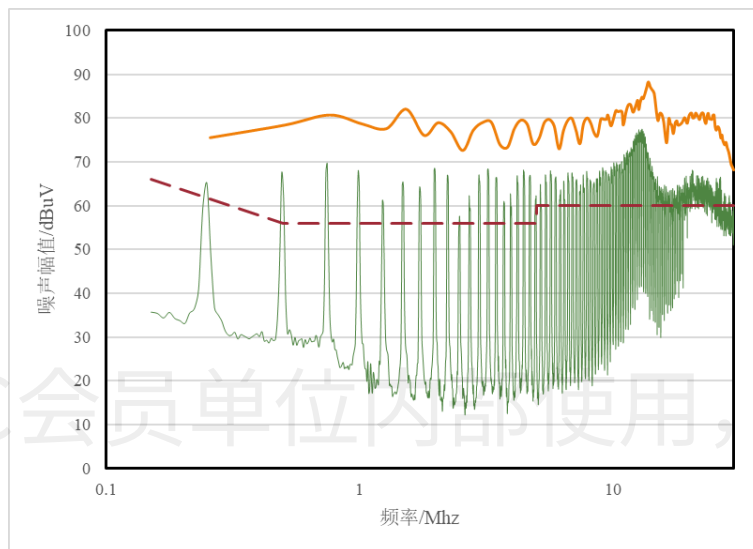


图 4-15 带屏蔽层平面变压器下反激电路共模噪声

由于本文设计的样机采用 NCP1377B 作为控制以及驱动芯片,而该芯片需要辅助绕组,因此,我们考虑可以将该绕组用作屏蔽绕组,来进行噪声抑制,这样可以省去额外的屏蔽绕组占用变压器的体积,增大窗口利用率;同时,辅助绕组产生的共模噪声也能加以抵消。使用辅助绕组作为屏蔽绕组后的变压器 T2 对应的噪声测量结果如图 4-16 所示。噪声的最大值大概在 12.6MHz 左右,对应的噪声幅值为 75.6dBuV,相对于无任何屏蔽措施的变压器,降低了约 12.5dBuV。比 T1 样机下的共模噪声也稍微小了一点点。

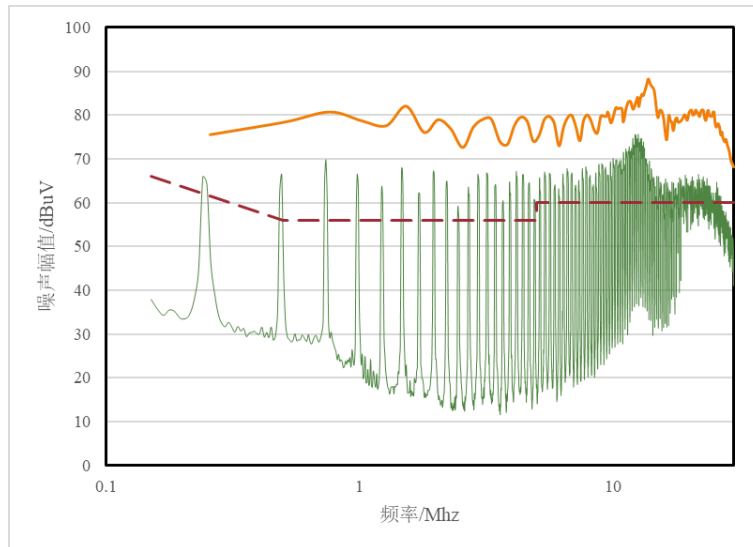


图 4-16 辅助绕组作为屏蔽绕组的平面变压器下反激电路共模噪声

甚至可以令原边绕组靠近静点位置的两匝作为屏蔽绕组来进行共模干扰的抑制，这能够进一步增大窗口利用率，同时减小绕组损耗。使用原边部分绕组作为屏蔽绕组后的变压器 T3 对应的噪声测量结果如图 4-17 所示。噪声的最大值大概在 12.8MHz 左右，对应的噪声幅值为 78.1dBuV，相对于无任何屏蔽措施的变压器，降低了约 10.1dBuV。

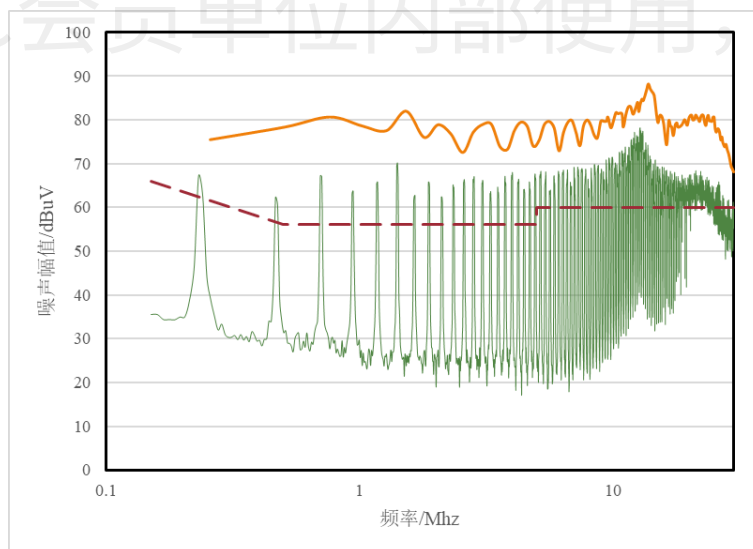


图 4-17 部分原边绕组作为屏蔽绕组的平面变压器下反激电路共模噪声

下面检验抵消绕组抑制策略的效果。同样的，根据第 4.3.3 章节相互抵消的条件设计带抵消绕组的变压器 T4，测量结果如图 4-18 所示。噪声的最大值大概在 11.5MHz 左右，对应的噪声幅值为 76.5dBuV，相对于无任何屏蔽措施的变压器，降低了约 12dBuV。

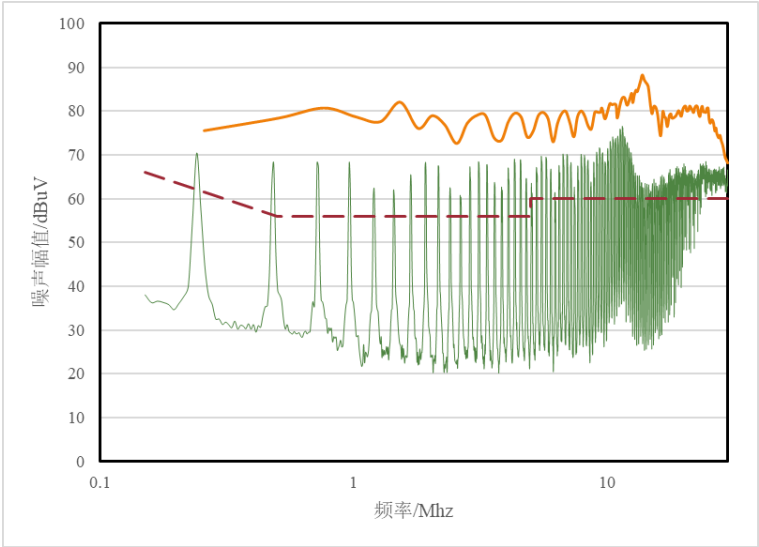


图 4-18 带抵消绕组的平面变压器下反激电路共模噪声

根据上述结果发现，四种带附加绕组的变压器相对于传统的平面变压器，均能有 10dB 以上的抑制效果，并且它们之间的抑制效果差距比较小。应用这几种一致策略后的共模噪声仍然存在超出标准的情况是因为其实反激电路中还存在着很对寄生参数会对共模噪声传导路径产生影响，同时原副边的开关动作并非完全得同时同步，MOS 管和二极管的开关速度存在差异。表 4-1 给出了这四种附加绕组策略的优点和缺点的比较。

表 4-1 四种带附加绕组的平面变压器对比

变压器编号	优点	缺点
T1	结构简单	窗口利用率低 引入额外损耗
T2	相对提高窗口利用率 考虑了辅助绕组产生的干扰	同样存在额外损耗问题
T3	窗口利用率最高 减小了导线损耗	对于屏蔽绕组而言 每个原副边交界处均需要布置屏蔽层
T4	仅需一层附加绕组 结构比较灵活	增加了额外的绕组 窗口利用率相对降低 绕组介质厚度精度要求比较高 工艺精度要求高

第5章 总结与展望

5.1 工作总结

反激变换器在工业领域应用广泛,随着高频化,高功率密度化的发展趋势,其变压器的合理设计变得越发关键。本文针对反激电路变压器,阐述了其磁芯损耗,绕组损耗以及共模干扰传导模型,并在各自的模型的基础上,针对反激变换器特有的性质加以优化,提出了更能适用于开关电源,尤其是反激电路的铁损模型,铜损模型,以及变压器层面的 EMI 抑制策略。围绕上述研究,主要做了以下工作:

1. 对反激电路的磁芯损耗进行了研究,主要分析了现有的 SE 模型以及其衍生模型,并对这些模型的优点和缺陷进行说明和比较,针对反激电路“激励非正弦”,“存在直流磁偏”,“存在温升影响”这三个因素,提出了适用于反激电路变压器的改进的 SE 模型。

2. 对反激电路的绕组损耗进行研究,归纳并总结了现有的铜损模型。对这些模型无法很好的对反激变压器绕组损耗进行预测的原因进行了分析,并针对反激电路“绕组电流非正弦”,“磁芯气隙存在漏磁通”,“原副边电流存在非 180° 相位差”等因素,提出了适用于反激电路变压器的铜损模型。

3. 针对反激电路共模干扰传导机理,以及变压器在其中起到的作用。然后对通过变压器的共模噪声电流的求导,推导出了实现共模噪声相互抵消的条件,并根据这些条件提出了几种共模噪声抑制策略,并对这些抑制策略的抑制原理进行了阐述和说明,最后通过实验予以验证提出了三种抑制策略。

5.2 后期展望

本文围绕经典的反激电路变压器模型,对其铁损,铜损以及 EMI 传导进行了一部分研究,由于时间有限,没有对每个问题都进行很深入详细地探讨,未来还可以从以下几个方面开展研究工作:

1. 对磁损的建模有待于更深入的探索, Steinmetz 模型及其衍生公式只是一种经验公式,有待于建立一定的理论对其进行支撑;可以从涡流以及磁滞理论的角度建立新的具有理论意义的磁芯损耗模型。

2. 在铜损建模方面,本文只是对传统的变压器进行了损耗建模,可以将本文的结论拓展到平面变压器上,研究 EE 型以及 EI 型的平面变压器绕组上的磁场分布模型,进而对相应的涡流效应,邻近效应以及边缘效应损耗进行建模。

3. 对于 EMI 抑制层面，可以针对抵消绕组和屏蔽绕组中的可以调整的变量进行优化分析。同时，可以将更多的寄生参数考虑进来，建立更为精确的噪声传导模型并探求更有效的抑制策略。

仅限PMIC会员单位内部使用，不得外传

参考文献

- [1] REINERT J, BROCKMEYER A, DONCKER R W A A D. Calculation of losses in ferro- and ferrimagnetic materials based on the modified Steinmetz equation [J]. IEEE Transactions on Industry Applications, 2001, 37(4): 1055-61.
- [2] STEINMETZ C P. On the law of hysteresis [J]. Proceedings of the IEEE, 1984, 72(2): 197-221.
- [3] ALBACH M, DURBAUM T, BROCKMEYER A. Calculating core losses in transformers for arbitrary magnetizing currents a comparison of different approaches; proceedings of the PESC Record 27th Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference, F 23-27 June 1996, 1996 [C].
- [4] JIELI L, ABDALLAH T, SULLIVAN C R. Improved calculation of core loss with nonsinusoidal waveforms; proceedings of the Conference Record of the 2001 IEEE Industry Applications Conference 36th IAS Annual Meeting (Cat No01CH37248), F 30 Sept.-4 Oct. 2001, 2001 [C].
- [5] VENKATACHALAM K, SULLIVAN C R, ABDALLAH T, et al. Accurate prediction of ferrite core loss with nonsinusoidal waveforms using only Steinmetz parameters; proceedings of the 2002 IEEE Workshop on Computers in Power Electronics, 2002 Proceedings, F 3-4 June 2002, 2002 [C].
- [6] SHEN W, WANG F, BOROEYEVICH D, et al. Loss Characterization and Calculation of Nanocrystalline Cores for High-Frequency Magnetics Applications [J]. Ieee T Power Electr, 2008, 23(1): 475-84.
- [7] LI Q, MU M K, LEE F C. Analytical Core Loss Models for Planar Inductors with Non-uniform Flux Distribution and Non-sinusoidal Excitation [J]. 2012 Twenty-Seventh Annual Ieee Applied Power Electronics Conference And Exposition (Apec), 2012, 1783-9.
- [8] MUHLETHALER J, BIELA J, KOLAR J W, et al. Core Losses Under the DC Bias Condition Based on Steinmetz Parameters [J]. Ieee T Power Electr, 2012, 27(2): 953-63.
- [9] BARG S, AMMOUS K, MEJBRI H, et al. An Improved Empirical Formulation for Magnetic Core Losses Estimation Under Nonsinusoidal Induction [J]. Ieee T Power Electr, 2017, 32(3): 2146-54.
- [10] YUE S C, LI Y J, YANG Q X, et al. Comparative Analysis of Core Loss Calculation Methods for Magnetic Materials Under Nonsinusoidal Excitations [J]. Ieee T Magn, 2018, 54(11):
- [11] DOWELL P L. Effects of eddy currents in transformer windings [J]. Proceedings of the Institution of Electrical Engineers, 1966, 113(8): 1387-94.
- [12] PERRY M P. Multiple Layer Series Connected Winding Design for Minimum Losses [J]. IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, 1979, PAS-98(1): 116-23.
- [13] VANDELAC J, ZIOGAS P D. A novel approach for minimizing high-frequency transformer copper losses [J]. Ieee T Power Electr, 1988, 3(3): 266-77.
- [14] FERREIRA J A. Improved analytical modeling of conductive losses in magnetic components [J]. Ieee T Power Electr, 1994, 9(1): 127-31.
- [15] LOTH A W, LEE F C. Two-dimensional skin effect in power foils for high-frequency applications [J]. Ieee T Magn, 1995, 31(2): 1003-6.

- [16] HURLEY W G, GATH E, BRESLIN J G. Optimizing the AC resistance of multilayer transformer windings with arbitrary current waveforms [J]. *Ieee T Power Electr*, 2000, 15(2): 369-76.
- [17] TOURKHANI F, VIAROUGE P. Accurate analytical model of winding losses in round Litz wire windings [J]. *Ieee T Magn*, 2001, 37(1): 538-43.
- [18] WALLMEIER P. Improved analytical modeling of conductive losses in gapped high-frequency inductors [J]. *IEEE Transactions on Industry Applications*, 2001, 37(4): 1045-54.
- [19] ACERO J, ALONSO R, BARRAGAN L A, et al. Magnetic vector potential based model for eddy-current loss calculation in round-wire planar windings [J]. *Ieee T Magn*, 2006, 42(9): 2152-8.
- [20] ROSHEN W A. Fringing Field Formulas and Winding Loss Due to an Air Gap [J]. *Ieee T Magn*, 2007, 43(8): 3387-94.
- [21] ROSHEN W A. High-frequency fringing fields loss in thick rectangular and round wire windings [J]. *Ieee T Magn*, 2008, 44(10): 2396-401.
- [22] ZHANG J, YUAN W, ZENG H, et al. Simplified 2-D Analytical Model for Winding Loss Analysis of Flyback Transformers [J]. *Journal of Power Electronics*, 2012, 12(6): 960-73.
- [23] FEENEY C, ZHANG J, DUFFY M. AC Winding Loss of Phase-Shifted Coupled Windings [J]. *Ieee T Power Electr*, 2016, 31(2): 1472-8.
- [24] DIANBO F, KONG P, WANG S, et al. Analysis and suppression of conducted EMI emissions for front-end LLC resonant DC/DC converters; proceedings of the 2008 IEEE Power Electronics Specialists Conference, F 15-19 June 2008, 2008 [C].
- [25] CHAN Y P, PONG M H, POON N K, et al. Effective Switching Mode Power Supplies Common Mode Noise Cancellation Technique with Zero Equipotential Transformer Models [J]. 2010 Twenty-Fifth Annual Ieee Applied Power Electronics Conference And Exposition (Apec), 2010, 571-4.
- [26] KONG P J, LEE F C. Transformer Structure and Its Effects on Common Mode EMI Noise in Isolated Power Converters [J]. 2010 Twenty-Fifth Annual Ieee Applied Power Electronics Conference And Exposition (Apec), 2010, 1424-9.
- [27] MAINALI K, ORUGANTI R. Conducted EMI Mitigation Techniques for Switch-Mode Power Converters: A Survey [J]. *Ieee T Power Electr*, 2010, 25(9): 2344-56.
- [28] CHAN Y P, PONG B M H, POON N K, et al. Common-Mode Noise Cancellation in Switching-Mode Power Supplies Using an Equipotential Transformer Modeling Technique [J]. *Ieee Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 2012, 54(3): 594-602.
- [29] CHEN Q B, CHEN W. The Analysis and Optimization of the Transformer on Common-mode Conduction EMI in LLC Converter [J]. 2013 1st International Future Energy Electronics Conference (Ifeec 2013), 2013, 168-74.
- [30] YANG Y, HUANG D, LEE F C, et al. Transformer shielding technique for common mode noise reduction in isolated converters; proceedings of the 2013 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition, F 15-19 Sept. 2013, 2013 [C].
- [31] CHAN Y P, PONG B M H, POON N K, et al. Common-Mode Noise Cancellation by an Antiphase Winding in Multilayer Isolated Planar Transformer [J]. *Ieee Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 2014, 56(1): 67-73.
- [32] YANG Y, HUANG D, LEE F C, et al. Analysis and reduction of common mode EMI noise

- for resonant converters; proceedings of the 2014 IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition - APEC 2014, F 16-20 March 2014, 2014 [C].
- [33] LIN F, CHEN D Y. Reduction Of Power-Supply EMI Emission by Switching Frequency-Modulation [J]. *Ieee T Power Electr*, 1994, 9(1): 132-7.
- [34] PARK H, KIM M, JUNG J. Spread Spectrum Technique to Reduce EMI Emission for an LLC Resonant Converter Using a Hybrid Modulation Method [J]. *Ieee T Power Electr*, 2018, 33(5): 3717-21.
- [35] MENG P P, ZHANG J M, CHEN H L, et al. Characterizing Noise Source and Coupling Path in Flyback Converter for Common-mode Noise Prediction [J]. 2011 Twenty-Sixth Annual Ieee Applied Power Electronics Conference And Exposition (Apec), 2011, 1704-9.
- [36] 肖记. 反激式开关电源的电磁干扰建模及抑制方法研究 [D]; 浙江大学, 2017.
- [37] 马炯. 逆变器输出滤波电感的损耗分析与测试研究 [D]; 浙江大学, 2014.
- [38] 杨向东. 高频磁元件磁芯损耗的测量研究 [D]; 福州大学, 2014.
- [39] LOTFI A W, GRADZKI P M, LEE F C. Proximity effects in coils for high frequency power applications [J]. *Ieee T Magn*, 1992, 28(5): 2169-71.
- [40] LOTFI A W, LEE F C. Proximity losses in short coils of circular cylindrical windings; proceedings of the PESC '92 Record 23rd Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference, F 29 June-3 July 1992, 1992 [C].
- [41] DAI N, LEE F C. Edge effect analysis in a high-frequency transformer; proceedings of the Proceedings of 1994 Power Electronics Specialist Conference - PESC'94, F 20-25 June 1994, 1994 [C].
- [42] BARTOLI M, NOFERI N, REATTI A, et al. Modeling Litz-wire winding losses in high-frequency power inductors; proceedings of the PESC Record 27th Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference, F 23-27 June 1996, 1996 [C].
- [43] REATTI A, KAZIMIERCZUK M K. Comparison of various methods for calculating the AC resistance of inductors [J]. *Ieee T Magn*, 2002, 38(3): 1512-8.
- [44] XI N, SULLIVAN C R. An improved calculation of proximity-effect loss in high-frequency windings of round conductors; proceedings of the IEEE 34th Annual Conference on Power Electronics Specialist, 2003 PESC '03, F 15-19 June 2003, 2003 [C].
- [45] ROBERT F, MATHYS P, SCHAUWERS J. A closed-form formula for 2-D ohmic losses calculation in SMPS transformer foils [J]. *Ieee T Power Electr*, 2001, 16(3): 437-44.
- [46] ROBERT F, MATHYS P, VELAERTS B, et al. Two-dimensional analysis of the edge effect field and losses in high-frequency transformer foils [J]. *Ieee T Magn*, 2005, 41(8): 2377-83.
- [47] LOPE I, CARRETERO C, ACERO J, et al. AC Power Losses Model for Planar Windings With Rectangular Cross-Sectional Conductors [J]. *Ieee T Power Electr*, 2014, 29(1): 23-8.
- [48] ROSSKOPF A, BAR E, JOFFE C. Influence of Inner Skin- and Proximity Effects on Conduction in Litz Wires [J]. *Ieee T Power Electr*, 2014, 29(10): 5454-61.
- [49] YIN Y, LI L. Improved method to calculate the high-frequency eddy currents distribution and loss in windings composed of round conductors [J]. *IET Power Electronics*, 2017, 10(12): 1494-503.
- [50] VENKATRAMAN P S. Winding eddy current losses in switch mode power transformers due to rectangular wave currents [J]. *Proc Powercon 11*, 1984, 1984, 1-11.

- [51] CARSTEN B. High Frequency Conductor Losses in Switchmode Magnetics [J]. IEEE Proc High Frequency Power Conf 1986, 1986, 155-76.
- [52] LIMING Y, SKUTT G R, WOLF R, et al. Improved winding design for planar inductors; proceedings of the PESC97 Record 28th Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference Formerly Power Conditioning Specialists Conference 1970-71 Power Processing and Electronic Specialists Conference 1972, F 27-27 June 1997, 1997 [C].
- [53] JIANKUN H, SULLIVAN C R. Optimization of shapes for round-wire high-frequency gapped-inductor windings; proceedings of the Conference Record of 1998 IEEE Industry Applications Conference Thirty-Third IAS Annual Meeting (Cat No98CH36242), F 12-15 Oct. 1998, 1998 [C].
- [54] WALLMEIER P, GROSTOLLEN H. Magnetic shielding applied to high-frequency inductors; proceedings of the IAS '97 Conference Record of the 1997 IEEE Industry Applications Conference Thirty-Second IAS Annual Meeting, F 5-9 Oct. 1997, 1997 [C].
- [55] JIANKUN H, SULLIVAN C R. AC resistance of planar power inductors and the quasidistributed gap technique [J]. Ieee T Power Electr, 2001, 16(4): 558-67.
- [56] WEI C, JIANNONG H, HENGLIAN L, et al. Winding loss analysis and new air-gap arrangement for high-frequency inductors; proceedings of the 2001 IEEE 32nd Annual Power Electronics Specialists Conference (IEEE Cat No01CH37230), F 17-21 June 2001, 2001 [C].
- [57] XINGKUI M, WEI C, YUNXIU L. Winding loss mechanism analysis and design for new structure high-frequency gapped inductor [J]. Ieee T Magn, 2005, 41(10): 4036-8.
- [58] CHEN W, HUANG X, ZHENG J. Improved winding loss theoretical calculation of magnetic component with air-gap; proceedings of the Proceedings of The 7th International Power Electronics and Motion Control Conference, F 2-5 June 2012, 2012 [C].
- [59] ROSHEN W A. Winding loss from an air-gap [J]. Pesc 04: 2004 Ieee 35th Annual Power Electronics Specialists Conference, Vols 1-6, Conference Proceedings, 2004, 1724-30.
- [60] LU Z, CHEN W. Novel winding loss analytical model of flyback transformer; proceedings of the 2006 37th IEEE Power Electronics Specialists Conference, F 18-22 June 2006, 2006 [C].
- [61] SHOYAMA M, GE L, NINOMIYA T. Balanced switching converter to reduce common-mode conducted noise [J]. IEEE Transactions on Industrial Electronics, 2003, 50(6): 1095-9.
- [62] WANG S, KONG P, LEE F C. Common Mode Noise Reduction for Boost Converters Using General Balance Technique [J]. Ieee T Power Electr, 2007, 22(4): 1410-6.
- [63] CHEN H L, XIAO J. Determination of Transformer Shielding Foil Structure for Suppressing Common-Mode Noise in Flyback Converters [J]. Ieee T Magn, 2016, 52(12): 1-10.
- [64] PRIETO R, COBOS J A, GARCIA O, et al. High frequency resistance in flyback type transformers; proceedings of the APEC 2000 Fifteenth Annual IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (Cat No00CH37058), F 6-10 Feb. 2000, 2000 [C].

攻读硕士学位期间所发表的论文与专利

1. 孙旦跃,张军明.基于正交分离的反激拓扑变压器绕组损耗建模与分析[J].电子技术,2018(12):103-106.

仅限PMIC会员单位内部使用，不得外传

致谢

这里是论文的尾声，也将是我两年半浙大电力电子研究生生涯的末尾。回想本科刚毕业那年，拖着行李箱，阳光很好，闭上眼，那时刚好下午三点。也幻想过研究生生活该怎么过，但好像并不是履行得特别好，学习上不求甚解，也没怎么去看更大的世界。

但是幸好遇到了很多善良而富有耐心的人，首先便是我的导师张军明教授。非常感谢张老师近三年来对我的指导，不止是科研学术，还有生活日常。张老师学识渊博、治学严谨，令我在研究生生涯里学到了许多本科期间所学不到的知识。虽然您因身兼数职而事务繁忙，但是您每次组会都愿意花费大量的时间，解答我们的困惑，对我们耐心指导，教导我们调试电路的方法和技巧。同时，也感谢您在我找工作期间对我的指导和建议，由衷感激能够遇到您这样的老师。祝福您和您的家人万事如意！

感谢父母这么多年对我的栽培，是你们的辛勤劳动才换来我今天的学业有成，我将以未来的加倍努力回报你们。也感谢我的女朋友牟丽雯，不论使我的悲伤还是喜悦，都愿意和我一起体验，未来的日子我们也风雨同舟。

感谢实验室的周莉英大姐在生活上对我的帮助，正是因为您的忙碌才让我能有更多的时间学习和科研，祝您家庭幸福，万事如意！

感谢电工厂 405 实验室的邵帅老师，赵成东师兄，沈莉娟师姐，同级的高贺，李雨岑、朱世隆、王楠、高枝等师弟师妹，感谢 404 实验室的王泽峰、牛雨萱、朱翔文、虞乃鹏、张博诚、范俊崇等师弟师妹，以及楼下大功率实验室的舒露师兄，张桢师兄，王乾师兄，方跃才师兄，王天威师兄，同级的江崴、温剑威、吴贤、林绿漪和龙莉娟，还有叶蔚文、杨得秋、杨秋哲等师弟师妹，在北门电工厂的大家族里，我们互帮互助，悲喜共通。祝大家前程似锦，早日实现各自的梦想！

感谢我研究生期间的前室友卢春宏、王盛和龚直，以及现室友缪哲语、许凯和陈世浩，是你们让我在学习科研的同时有了一个温暖而欢乐的家。感谢本科同学王琮和王远东，使我在科研至于能够有可以倾诉调侃的玩伴，祝大家一切顺利！

感谢一路走来所有给予过我关心和帮助的亲人和朋友，我将以更好的成绩回报大家和证明自己！

孙旦跃

2019 年 1 月于浙大玉泉