

DOI: 10.7652/xjtuxb201708018

直线式移相变压器边端效应研究

熊欣¹, 赵镜红¹, 丁洪兵², 孙盼¹, 彭威¹

(1. 海军工程大学电气工程学院, 430033, 武汉; 2. 海军上海地区装备修理监修室, 200136, 上海)

摘要: 为削弱边端效应对直线式移相变压器效率及谐波抑制的影响,提出了一种通过改变气隙大小和边齿宽度达到削弱边端效应影响的方法。对直线式移相变压器的边端效应进行了理论分析,研究了边端效应产生的原因,对气隙磁通做了近似处理,推导出由边端效应所产生的电动势、电流、消耗功率以及考虑边端效应时的直线式移相变压器的等值电路。通过分析和对比推导结果,得到影响边端效应的两个主要参数:边齿宽度及气隙大小。根据这两个参数提出优化方案,减弱或消除边端效应对直线式移相变压器正常工作的影响,提高工作效率并减小输出电势的谐波含量。通过仿真来验证优化方案的有效性,结果表明,在本文使用的仿真模型中,将气隙控制在0.3 mm的同时把边齿宽度控制在5 mm,可以削弱边端效应的影响,使直线式移相变压器工作在最佳状态。该分析结果有利于将直线式移相变压器更好地应用于多脉波整流及多重叠加逆变中。

关键词: 直线式;移相变压器;边端效应;气隙磁通

中图分类号: TM402 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2017)08-0110-06

Reducing End Effect Impact on Linear Phase-Shifting Transformer

XIONG Xin¹, ZHAO Jinghong¹, DING Hongbing², SUN Pan¹, PENG Wei¹

(1. School of Electrical Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China;

2. Supervisor Office of Navy Equipment Repair in Shanghai Area, Shanghai 200136, China)

Abstract: To weaken the influences of end effect on linear phase-shifting transformer's efficiency and harmonic suppression, a method for reducing the end effect impact is proposed by changing air gap size and tooth width. Theoretically analyzing the linear phase-shifting transformer end effect and its mechanism, the air gap flux is treated approximately, the electromotive force, current and power consumption are deduced, and the equivalent circuit of the linear phase-shifting transformer considering end effect is obtained. Two main parameters, tooth edge width and air gap size, are revealed, which obviously affect the end effect. According to these two parameters, the optimization scheme is proposed to reduce or even eliminate the influence of the end effect on normal operation of the linear phase-shifting transformer, and the simulation verifies its effectiveness. The simulation model is able to control the air gap size in 0.3 mm and edge tooth width in 5 mm to weaken the influence of end effect and to lead a best state of linear phase-shifting transformer, especially for multi-pulse rectification and multiple overlapped inversion.

Keywords: linear; phase-shifting transformer; end effect; air gap flux

移相变压器是一种广泛应用于电能变换技术的电气设备,在多脉波整流和多重叠加逆变中发挥重

要作用。传统的移相变压器都是心柱式,这种移相变压器采用了心柱式结构的磁路,磁路主磁场为脉

收稿日期: 2016-12-26。 作者简介: 熊欣(1993—),男,硕士生;赵镜红(通信作者),男,教授。 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(51507183)。

网络出版时间: 2017-04-19

网络出版地址: <http://www.cnki.net/kcms/detail/61.1069.T.20170419.0848.006.html>

振磁场^[1]。输出的每相绕组通常由多个不同匝数、位于不同铁心柱的线圈串联而成,通过改变绕组内部线圈的连接方式,实现不同绕组间的移相,且不同的连接方式只能实现一种角度的移相。当相数增加时,这种绕组的设计和连接变得非常复杂和困难,并使变压器体积和重量增加^[2-4]。

为了能够简化绕组连接方式、实现多角度的移相,根据直线电机工作原理,文献[5]提出了一种直线式移相变压器,具有结构简单、制作容易、可以实现模块化和便于拓展等特点。同时,端部开口产生的边端效应影响着直线式移相变压器的效率及谐波分量。本文先介绍了直线式移相变压器的基本原理,研究了直线式移相变压器的边端效应,以及边端效应对直线式移相变压器工作时的影响,提出优化措施,削弱边端效应对变压器的影响,并通过仿真验证这一方案的有效性。

1 直线式移相变压器基本介绍

直线式移相变压器是基于直线电机结构的新型变压器,工作原理类似于直线电机^[6]。在直线式移相变压器的原边通以三相交流电,当三相电流随着时间变化时,气隙磁场按照 A、B、C 相序沿直线移动,即为行波磁场,见图 1。行波磁场的速度 $V_s = 2f\tau$, f 为频率, τ 为极距。副边线圈在行波磁场切割下产生感应电动势,通过设计好的线圈绕组方式在副边输出三相交流电。由于原边副边都是固定不动的,所以动子转速 $V = 0$,转差率 $s = \frac{V_s - V}{V_s} = \frac{V_s - V}{V_s} = 1$,因此直线式移相变压器可以等效为转差率为 1 的直线电机。

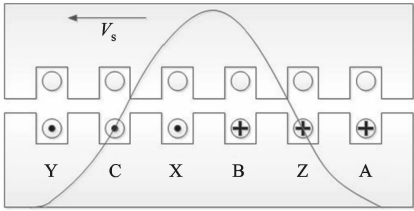


图 1 直线式移相变压器工作原理图

基于直线电机结构的直线式移相变压器,既可以用于整流也可以用于逆变。在此,以十二相直线式移相变压器为例,其绕组结构如图 2 所示。当直线式移相变压器用于整流时,在原边通以三相正弦交流电,可以在副边得到十二相互错 30°的正弦交流电,图 3 为移相 30°、60°、90°及未移相的电压波形

图。将十二相交流电进行整流可以得到 12 个脉波,见图 4,一方面整流得到的直流电纹波系数较小,另一方面原边电流谐波分量也较小。

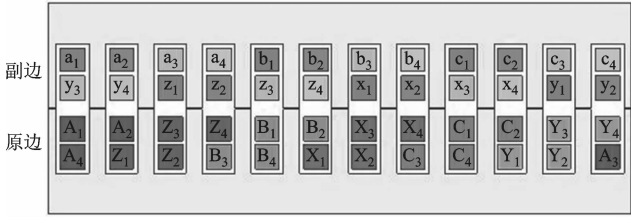


图 2 直线式移相变压器结构图

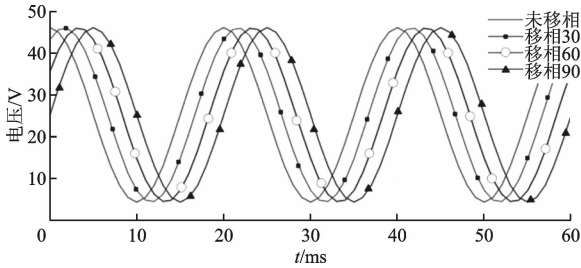


图 3 移相 30°、60°、90°及未移相电压波形图

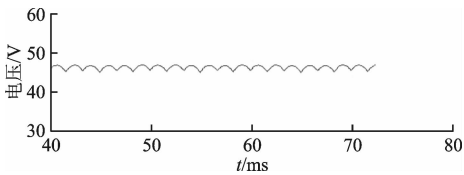


图 4 整流输出电压

当直线式移相变压器用于逆变时,可以直接使用方波逆变器,将逆变器输出的 4 组三相交流电接入原边,其气隙中会产生平移磁场,副边绕组在平移磁场中感应获得 3 相阶梯波电势。空载时阶梯波电势为 24 阶梯波,图 5 为 A 相空载电压。两种工作模式下,无需加滤波器,直流纹波系数或交流谐波含量可以达到 5% 以下。

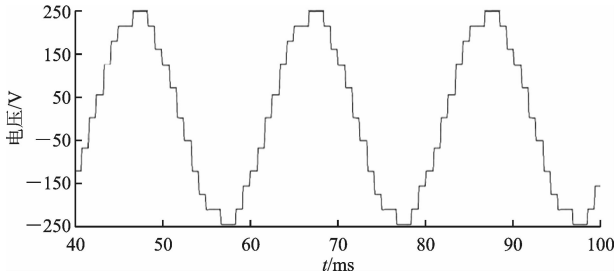


图 5 逆变输出的 A 相空载电压

2 边端效应分析

本文将从直线式移相变压器运动方向的两端区域开始研究,计算出由边端效应产生的能量损耗,将它作为电路因素引入到等值电路,并对解析计算的

结果进行分析,提出削弱边端效应影响的方法。

2.1 边端效应起因

由于直线式移相变压器的铁心存在纵向和横向两个边端,产生所谓边端效应^[7-10]。横向边端效应主要是由于原边和副边的齿槽外那部分导体悬伸出去引起的,纵向边端效应是由于行波磁场的运动方向两端开口导致的。由于横向导体没有切割磁感线,本文不考虑直线式移相变压器的横向边端效应,只考虑其纵向边端效应,下文中边端效应均指纵向边端效应。

由于磁场在铁磁材料的拐角处会增强,为了便于研究,本文把具有有限长的开磁路铁心的直线式变压器由原边绕组在副边所产生的磁通密度空间分布近似看成折线,如图6所示。在此忽略由于原边电路因素的不对称而产生的磁通脉动分量和槽脉动,而且铁心两端磁通密度的增加近似为直线状。

设气隙磁通密度如图6所示,在副边导体铁心两端的磁通密度变化区域在图6中 x_1 、 x_2 间和 x_3 、 x_4 间,其中 p 为变压器级数。由于副边导体中磁通密度的空间变化而感应出电动势,并有与稳定副边负载电流性质不同的副边电流流过,造成附加消耗。

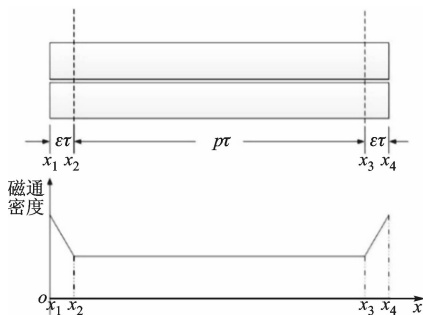


图6 边端效应的起因

2.2 边端效应电动势和电流

根据前面设想,产生边端效应的区域是气隙磁通密度有变化的 x_1 、 x_2 间和 x_3 、 x_4 间。根据麦克斯韦第二方程和介质的本构关系^[11],区域间的气隙磁通密度以及电流密度为

$$\text{rot} \mathbf{E}_e = - \frac{\partial \mathbf{B}_e}{\partial t} \quad (1)$$

$$\mathbf{J}_e = \sigma \mathbf{E}_e \quad (2)$$

式中: $\mathbf{E}_e$ 为边端效应电动势; σ 为副边导体导电率; $\mathbf{J}_e$ 为边端效应电流密度; $\mathbf{B}_e$ 为边端区域气隙磁通密度。

因副边不存在铁心以外的磁性体,副边漏抗可忽略不计。当按式(1)、式(2)计算边端效应电动势及电流密度时,应做如下假定^[12]:

(1)气隙磁通密度仅为 z 轴分量,感应电动势仅为 y 轴分量,两者只考虑基波,高次谐波忽略不计;

(2)副边导体系非磁性材料组成,导电率各向同性,且不存在集肤效应;

(3)在边端效应区域以外的副边导体中不存在边端效应电流。

基于以上假设, $\mathbf{E}_e$ 、 $\mathbf{J}_e$ 、 $\mathbf{B}_e$ 可以表示为

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_e &= E_{ey} \mathbf{j} \\ \mathbf{J}_e &= J_{ey} \mathbf{j} \\ \mathbf{B}_e &= B_{ez} \mathbf{k} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

这里,边端区域 x_1 、 x_2 间和 x_3 、 x_4 间的气隙磁通密度可设为 B_{ez} 和 $B_{ez'}$ 。图7为磁通密度随位置的变化情况,其中横、纵坐标均为虚拟值,横坐标0、2、18、20分别对应图6中的 x_1 、 x_2 、 x_3 、 x_4 。根据文献[13]中的矩形截面气隙磁感应强度与尺寸的关系, $\mathbf{B}_e/\mathbf{B}_m$ 选定为4, $\mathbf{B}_m$ 为中心处磁通密度,边端磁场方向与中间磁场方向夹角为 45° ,则 B_{ez}/B_{em} 值取 $2^{3/2}$ 。 $B_{ez'}$ 为中间部分的气隙磁通密度, B_{ez} 和 $B_{ez'}$ 可以表示为

$$B_{ez} = \left[\frac{(2^{3/2} - 1)(\epsilon\tau - x)}{10} + 1 \right] B_m \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x\right) \quad (4)$$

$$B_{ez'} = B_m \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x\right) \quad (5)$$

$$B_{ez''} = \left[\frac{(2^{3/2} - 1)x''}{10} + 1 \right] B_m \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x''\right) \quad (6)$$

式中: $x'' = x - (p + \epsilon)\tau$ 。由式(1)和式(3)可得 E_{ey} 和 B_{ez} 的关系

$$E_{ey} = \int \frac{dB_{ez}}{dt} dx \quad (7)$$

可以求出各段的 E_{ey} ,其中令 $a = \frac{2^{3/2} - 1}{10}$ 。

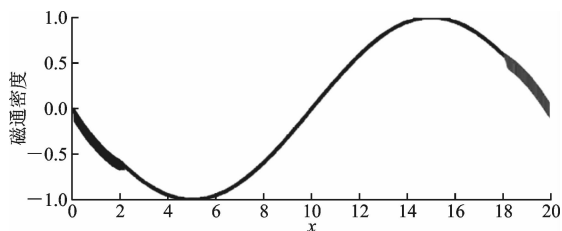


图7 磁通密度随位置的变化

随着气隙磁通密度的空间变化而产生的边端效应电动势 E_{ey} 和 $E_{ey'}$ 以及中间部分的电动势 $E_{ey''}$ 也可求出,如下所示

$$E_{ey} = \omega B_m \left[(a(\epsilon\tau - x) + 1) \frac{\tau}{\pi} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x\right) - \right.$$

$$a\tau 2\pi 2\cos(\omega t - \pi\tau x)] \quad (8)$$

$$E_{ey'} = \frac{\omega B_m \tau}{\pi} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x\right) \quad (9)$$

$$E_{ey''} = \omega B_m [(ax'' + 1) \frac{\tau}{\pi} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x''\right) - a\tau 2\pi 2\cos(\omega t - \pi\tau x'')] \quad (10)$$

式中: $\epsilon \leq 1/2$ 。

边端区域 x_1, x_2 间的电流密度为

$$J_{ey} = \sigma \omega B_m [(a(\epsilon\tau - x) + 1) \frac{\tau}{\pi} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x\right) - a\tau 2\pi 2\cos(\omega t - \pi\tau x)] \quad (11)$$

中间部分的电流密度为

$$J_{ey'} = \frac{\sigma \omega B_m \tau}{\pi} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x\right) \quad (12)$$

边端区域 x_3, x_4 间的电流密度为

$$J_{ey''} = \sigma \omega B_m [(ax'' + 1) \frac{\tau}{\pi} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x''\right) - a\tau 2\pi 2\cos(\omega t - \pi\tau x'')] \quad (13)$$

2.3 由边端效应引起的消耗功率

在边端区域 x_1, x_2 间,中间区域以及 x_3, x_4 间,副边导体中所消耗的功率可由下式表示

$$W_e = \frac{\omega}{\pi} l_y h \int_0^{\pi/\omega} \int_0^{\epsilon\tau} E_{ey} J_{ey} dx dt \quad (14)$$

$$W'_e = \frac{\omega}{\pi} l_y h \int_0^{\pi/\omega} \int_{\epsilon\tau}^{\pi/(\omega + 2\epsilon)} E_{ey'} J_{ey'} dx dt \quad (15)$$

$$W''_e = \frac{\omega}{\pi} l_y h \int_0^{\pi/\omega} \int_{(p+\epsilon)\tau}^{(p+2\epsilon)\tau} E_{ey''} J_{ey''} dx dt \quad (16)$$

式中: l_y 为副边导体宽度; h 为副边导体厚度。将上一节的 $E_{ey}, E_{ey'}, J_{ey}, J_{ey'}, J_{ey''}$ 代入式(14)~式(16),可以计算出消耗功率如下

$$W_e = \frac{1}{2} \sigma l_y h \epsilon \tau \omega^2 B_m^2 \left(\frac{a^2 \epsilon^2 \tau^2}{3} + a\epsilon\tau + 1 + \frac{a^2 \tau^4}{\pi^4} \right) \quad (17)$$

$$W'_e = \frac{1}{2\pi^2} \sigma l_y h \tau^3 p \omega^2 B_m^2 \quad (18)$$

$$W''_e = W_e \quad (19)$$

$$\frac{W_e}{W'_e} = \frac{\epsilon^2 \pi^2}{p \tau^2} \left(\frac{a^2 \epsilon^2 \tau^2}{3} + a\epsilon\tau + 1 + \frac{a^2 \tau^4}{\pi^4} \right) \quad (20)$$

3 直线式移相变压器的等值电路

将边端效应引起的消耗功率引入等值电路中,首先求出中心处磁通密度 B_m 与图8中的激磁电纳 b_0 两端的感应电压 E_1 之间的关系。设定子铁心单边的线圈匝数为 $N_{1p}/2$,当中心区域内绕组和边端区域内绕组结构相同时,各区域内均有下式成立

$$e_{1p} = N_{1p} \tau l_y \frac{1}{\pi} \frac{dB_m \sin \omega t}{dt} = N_{1p} \frac{d\phi_{1p}}{dt} \quad (21)$$

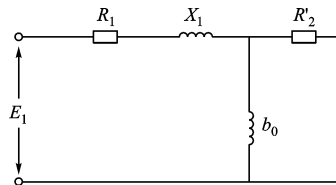


图8 T形等值电路

$$e_{1e} = N_{1p} \epsilon \tau l_y \frac{1}{\pi} \frac{dB_m \sin \omega t}{dt} = N_{1p} \frac{d\phi_{1e}}{dt} \quad (22)$$

式中: e_{1p} 为中心区每一个极距内的原边感应电动势瞬时值; e_{1e} 为边端原边感应电动势瞬时值; $\phi_{1p} = (2/\pi v) \tau l_y B_m \sin \omega t$ 为中心区域每一极距内的磁通; $\phi_{1e} = (1/\pi) \epsilon \tau l_y B_m \sin \omega t$ 为边端区域的磁通。原边绕组各相有如下关系式

$$e_1 = p e_{1p} + 2 e_{1e} \quad (23)$$

$$e_1 = (p + \epsilon) N_{1p} \tau l_y \frac{2\omega B_m}{\pi} \cos \omega t \quad (24)$$

$$B_m = \frac{2^{1/2} \pi}{2} \frac{E_1}{(p + \epsilon) \tau l_y N_{1p} \omega} \quad (25)$$

式中: e_1 为原边每相绕组感应电动势瞬时值; E_1 为原边每相绕组感应电动势有效值。将式(25)代入式(17),可以得到

$$W_e = \frac{\pi^2}{4} \frac{\sigma \epsilon h E_1^2}{(p + \epsilon)^2 \tau l_y N_{1p}} \left(\frac{a^2 \epsilon^2 \tau^2}{3} + a\epsilon\tau + 1 + \frac{a^2 \tau^4}{\pi^4} \right) \quad (26)$$

求出换算到原边的每相电阻

$$R_e = \frac{3E_1^2}{W_e + W''_e} = \frac{12(p + \epsilon)^2 \tau l_y N_{1p}}{\sigma \epsilon h \pi^2} \frac{1}{1 + \beta} = \frac{r_e}{1 + \beta} \quad (27)$$

式中

$$r_e = 12(p + \epsilon)^2 \tau l_y N_{1p} / \sigma \epsilon h \pi^2$$

$$\beta = \left(\frac{a^2 \epsilon^2 \tau^2}{3} + a\epsilon\tau + \frac{a^2 \tau^4}{\pi^4} \right)$$

并作为电路因素引入等效电路。计入边端效应的等值电路如图9所示。

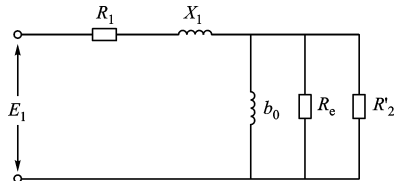


图9 计入边端效应的等值电路

4 直线式变压器边端效应优化方案及验证

4.1 边端效应的优化方案

由式(21)~式(23),可以得出

$$\frac{e_{1e}}{e_1} = \frac{\epsilon N_{1p} \tau l_y (2\omega B_m \cos \omega t) \pi^{-1}}{(p+\epsilon) N_{1p} \tau l_y (2\omega B_m \cos \omega t) \pi^{-1}} = \frac{\epsilon}{p+\epsilon} \quad (28)$$

由式(28)可以得出:当边端效应作用区域远小于中间部分时,边端效应所产生的感应电势与总的感应电势比值就会很小。由式(20)可知,当 ϵ 越小时,边端效应消耗功率与中间部分功率比值就越小。

根据上述结论,削弱边端效应的影响可以通过减小边端区域的长度 ϵ 来实现,对于直线式移相变压器来说,这一点可以实现。直线式移相变压器固定不动,它的气隙可以做到很小甚至为0,相应的边端效应的作用区域就会很小。

另一方面,对于直线电机而言,导体随动子移动,必须会经过边端效应作用区域。但是,直线式移相变压器的导体固定不动,如果导体不在边端效应作用区域,就不会感应出由边端效应引起的电势。结合上一结论,可以通过使气隙很小,同时让边齿大一些,使导体不在边端效应作用区域,理论上可以消除边端效应的影响。

由于理论分析时假设:原边绕组在气隙中所产生的磁通密度空间分布近似看成折线,实际上中间区域部分可能不完全是直线,同时还存在铁心涡流。所以,在上述优化方案中不能完全消除边端效应的影响,但是仍可以起到很大的作用。

4.2 仿真结果

以直线式移相变压器应用于多重叠加逆变器为例,直线式移相变压器的绕组分布如图2所示。具体参数:原边为12相,副边为3相,原边和副边槽数为12,均为双层绕组,铁心长度为216 mm(此处铁心长度为默认值,后面根据边齿变化而变化),铁心高度为80 mm,铁心宽度为100 mm,槽深为25 mm,槽宽为12 mm,原边线圈匝数为200,副边线圈匝数为100,导线为铜丝,铁心为硅钢片,极对数为1,原边绕组节距为整距,副边绕组节距为5/6倍极距和7/6倍极距相结合。

通过仿真验证上述结论,利用边齿部分的磁力线分布来确定边端的磁场分布,如图10、图11所示。图10是在边齿小、气隙大的情况下的磁力线分布,这种情况下边端的磁场在气隙部分发散严重,边端效应的影响很明显。图11是在边齿大、气隙小的情况下的磁力线分布,这种情况下边端的磁场在气隙部分发散情况有了明显的改善,边端效应的影响大大削弱了,正好验证了4.1节的结论。图12是边齿大、气隙小的情况下逆变器的输出电压,谐波分量约为3.23%(图10对应的电压谐波约为6.51%)。

进一步验证边端效应而产生的电势对总的感应电势影响不大。图13和图14分别是不同边齿宽度、气隙与谐波、效率的关系。

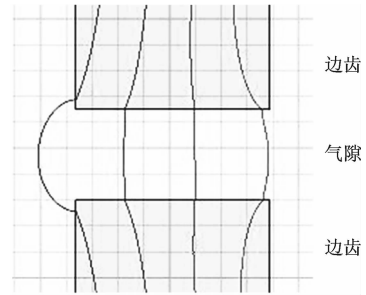


图10 气隙大、边齿小时的磁力线分布

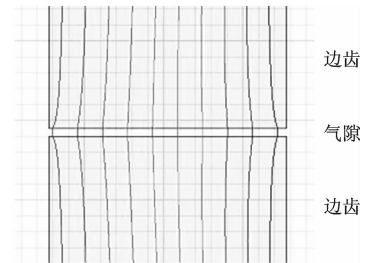


图11 气隙小、边齿大时的磁力线分布

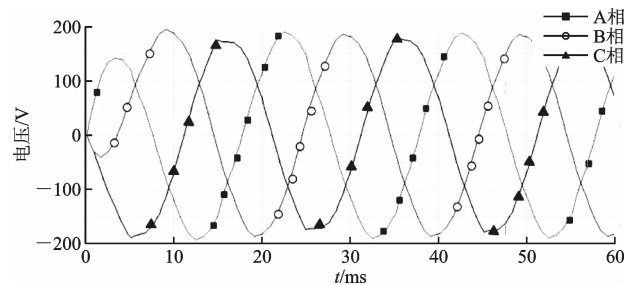


图12 边齿大、气隙小情况下逆变器的输出电压

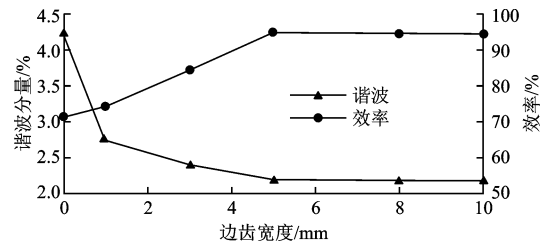


图13 边齿宽度与谐波分量、效率的关系

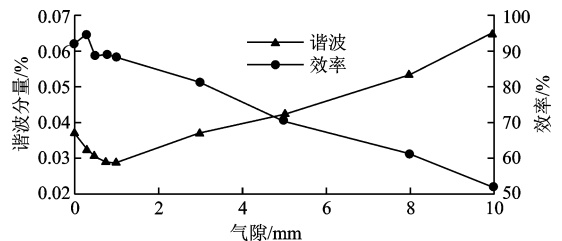


图14 气隙与谐波分量、效率的关系

由图 13 可以看出:边齿在 5 mm 以下时,谐波含量随边齿的减小而增加,相应的效率也降低,主要是由边端效应引起的;边齿在 5 mm 以上时,边齿的宽度对谐波和效率影响不大,谐波及效率主要受其他参数(气隙大小、开关管性能等)影响;边齿为 5 mm 时效果最优,效率为 95%,谐波含量为 2.2%。

由图 14 可以看出:气隙在 1 mm 以上时,造成谐波的主要因素是边端效应引起的,谐波含量随气隙的减小而减小,相应地,效率随气隙减小而增加;气隙在 1 mm 以下时,造成谐波的主要因素是距离太近引起的波形畸变;综合考虑气隙为 0.3 mm 时效果最优,效率为 95%,谐波含量为 3.1%。此处结果与只改变边齿时的最优结果有所不同,是因为在分析单个变量与谐波、效率的关系时,另一个控制不变的变量不一定是最优的。

在本文的仿真模型中,如果不考虑边端效应,只是根据其他齿槽的大小来确定边齿的宽度,那么该值为 3 mm,气隙默认为 0。根据图 13 及图 14,综合考虑,当边齿宽度为 5 mm、气隙为 0.3 mm 时,工作状态最优,且明显优于不考虑边端效应时的默认状况。本文中的两个变量的最优值仅针对本文仿真模型,对于不同模型,其分析方法不变。

5 结 论

本文介绍了一种新型的基于直线电机结构的移相变压器,通过对直线式移相变压器的边端效应进行解析分析,得到了直线式移相变压器的边端效应产生的感应电势及电流密度、消耗功率等参数,提出了控制气隙和边齿宽度的方式来削弱边端效应的影响,并通过仿真验证了两种方式的有效性。

(1)直线式移相变压器的边端效应与边端效应作用区域密切相关,可以通过减小气隙宽度来减小边端效应作用区域,达到削弱边端效应的目的。

(2)直线式移相变压器的边端效应作用在导体上,可以通过增加边齿宽度使导体处于边端效应作用区域以外,达到削弱边端效应的目的。

(3)由于边端效应的解析分析结果是基于气隙中所产生的磁通密度分布近似看成折线这一假设得到的,考虑这一因素以及铁心涡流的影响,前两种结论中的方法不能完全消除,但仍可以大大削弱边端效应的影响。

参考文献:

[1] 王铁军,方芳,姜晓弋. 圆形变压器在 24 脉冲整流中

的应用[J]. 电工技术学报, 2016, 31(13): 172-179.
WANG Tiejun, FANG Fang, JIANG Xiaoyi. Application of round-shaped transformers in 24 phase rectifier systems[J]. Transactions of China Electro Technical Society, 2016, 31(13): 172-179.

- [2] PAICE D A. Multi-pulse converter system; US4876634 [P]. 1989-10-24.
- [3] LEVIN M I. Phase shifting transformer or autotransformer; US5543771 [P]. 1996-08-06.
- [4] ZHOU D. Twelve phase transformer configuration; US6198647 [P]. 2001-03-06.
- [5] 王众,赵镜红,孙盼,等. 平板式移相变压器的磁场分析[J]. 船电技术, 2014, 34(12): 35-38.
WANG Zhong, ZHAO Jinghong, SUN Pan, et al. Field analysis of flat phase-shifting transformer[J]. Marine Electric & Electronic Technology, 2014, 34(12): 35-38.
- [6] 叶云岳. 直线电机原理与应用[M]. 北京: 机械工业出版社, 2000: 1-20.
- [7] 孙灏. 基于电磁特性分析的直线电机边端效应的研究[D]. 天津: 河北工业大学, 2014: 1-10.
- [8] 周挺,徐昕,孙明灿. 轴向磁通永磁电机气隙磁场端部效应研究[J]. 微电机, 2016, 49(3): 14-17.
ZHOU Ting, XU Xin, SUN Mingcan. Investigation of air-gap field end-effect in permanent magnet axial-flux motor[J]. Micromotors, 2016, 49(3): 14-17.
- [9] 邓江明,陈特放,唐建湘. 考虑动态端部效应与负载扰动的单边直线感应电机预测电流补偿控制[J]. 中国电机工程学报, 2015, 35(15): 3956-3963.
DENG Jiangming, CHEN Tefang, TANG Jianxiang. A compensated predict current strategy for single-sided linear induction motors considering dynamical eddy-effects and load vibrations[J]. Proceedings of the CSEE, 2015, 35(15): 3956-3963.
- [10] 唐建湘,蒋新华,邓江明. 一种改进状态滤波的单边直线感应电机穿越边端效应控制[J]. 中国电机工程学报, 2015, 35(23): 6179-6187.
TANG Jianxiang, JIANG Xinhua, DENG Jiangming. An improved state filter for end-effect cross control of single-sided linear induction motors[J]. Proceedings of the CSEE, 2015, 35(23): 6179-6187.
- [11] 汤蕴璆,梁艳萍. 电机电磁场的分析与计算[M]. 北京: 机械工业出版社, 2010: 68-72.
- [12] 浙江大学电机系电机教研组. 直线感应电动机(译文集)[M]. 北京: 科学出版社, 1978: 66-122.
- [13] 林其壬,赵佑民. 磁路设计原理[M]. 北京: 机械工业出版社, 1983: 20-40.

(编辑 杜秀杰)