

## 气隙在铁氧体磁芯中的应用

益衡电子有限公司 刘祖贵

Enhance electronics CO.,LTD. LiuZugui

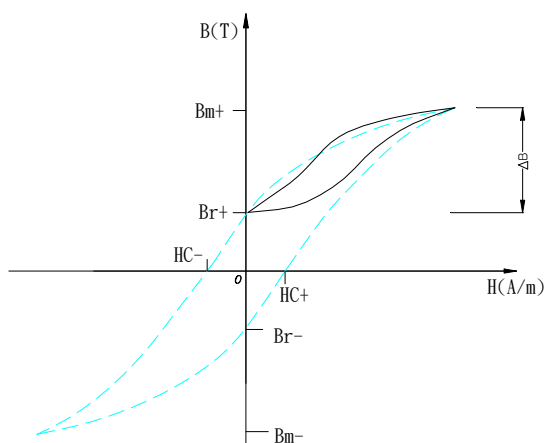
**摘要:**本文详细论述了气隙在目前主要开关电源拓扑磁芯中的应用及其理论推导过程,并从多方面量化地分析了气隙所带来的利弊影响.文中除气隙 $l_a$ 采用 mm 制外,其它均采用国际单位制. $l_a$ 为研磨的气隙长度, $l_e$ 为研磨前磁芯的有效磁路长路, $l_i$ 为研磨后磁芯的磁路长度,其它为一般物理量通用符号。

由于反激拓扑的工作原理可等效为一个功率电感和变压器并联,因此以铁氧体作磁芯的功率电感(PFC等)气隙设计可参考反激拓扑,这里不作专门讨论。

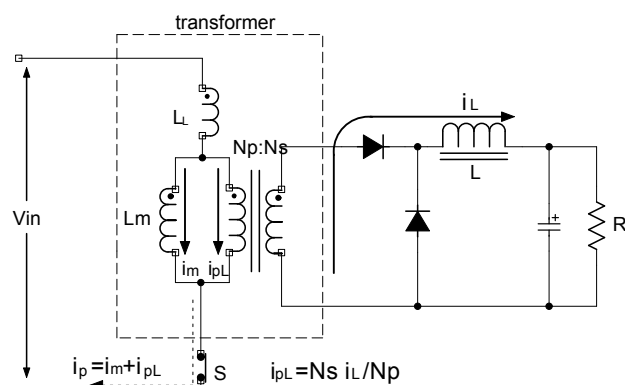
正文:

### ● 气隙在仅工作于第一象限磁芯中的应用.

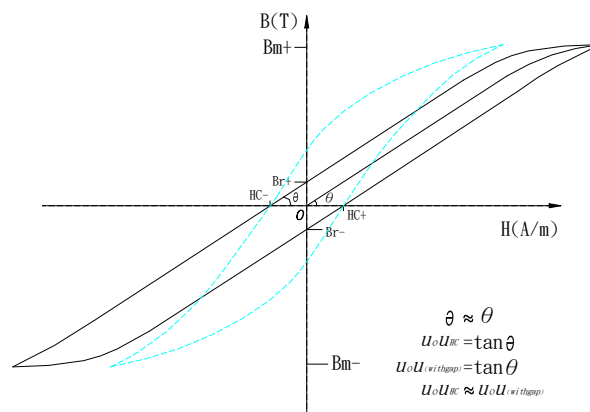
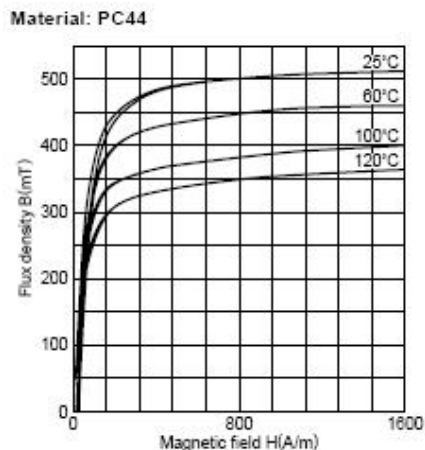
以正激拓扑为例,由于剩磁 $B_r$ 的存在,峰值磁密 $B_m = \Delta B + B_r$ ,能有效利用的交变磁密 $\Delta B = B_m - B_r$ ,如图(一)所示.



图(一) 运行于第一象限的磁滞回线轨迹



图(二) 单端正激拓扑导通阶段



图(三) TDK PC44 磁化曲线

图(四) 加入气隙后的磁滞回线

图三为典型铁氧体磁芯材料 (TDKPC44) 的磁化曲线,从图上可看出磁密范围在 0.2T 内为其线性区域,PC44 的剩磁  $B_r \approx 0.1T$  (未加气隙).如果正激拓扑磁芯从零磁化力即 0.1T 开始进行,则磁芯进入磁滞回线弯曲部分之前的最大磁通变化量  $\Delta B=B_m-B_r=0.1T$ .

由法拉第定律  $\varepsilon = -\frac{d\psi}{dt}$  得:

$$V = -\varepsilon = \frac{d\psi}{dt} = N \frac{d\phi_m}{dt} = N \iint_{A_e} \frac{\partial B}{\partial t} dA_e = NA_e \frac{dB}{dt}$$

由  $L = \frac{\psi}{I}$  得:  $\frac{d\psi}{dt} = d \frac{LI}{dt} = L \frac{dI}{dt}$

所以有:  $V = NA_e \frac{dB}{dt} = L \frac{dI}{dt}$

变形得:  $dB = \frac{Vdt}{NA_e} = \frac{LdI}{NA_e}$

即在线性区内有:  $\Delta B = \frac{V_{on} T_{on}}{N_p A_e} = \frac{L_m \Delta I_m}{N_p A_e}$  公式(一)

其中  $I_m$  为励磁峰值电流,它是由零起始 (断续) 的斜坡电流,故有  $\Delta I_m = I_m$ .从公式<一>可看出初级匝数  $N_p$  与  $\Delta B$  成反比,较小的  $\Delta B$  就要求较多的初级匝数,较多的初级匝数使线径减小,从而降低了变压器的输出电流和功率,因此磁芯的利用率极低.

磁芯加入气隙后使磁滞回线倾斜,剩磁就会显著降低.磁滞回线的倾斜并不改变矫顽力  $H_c$  的大小,也不改变磁饱和磁密  $B_s$  及线性区最高磁密  $B_m$  的大小.它只是使磁滞回线的弯曲部分延伸到更大的磁场强度区域.从图<四>可看出加入气隙后磁芯的有效磁导率约等于  $H_c$  处磁滞回线的斜率:  $\mu_o \mu_{(withgap)} \approx \mu_o \mu_{H_c}$ , 因此加入气隙后的剩磁:

$$B_{r(withgap)} = \mu_o \mu_{H_c} H_c \approx \mu_o \mu_{(withgap)} H_c$$

$$\Rightarrow \mu_{(withgap)} = \frac{B_{r(withgap)}}{\mu_o H_c} \quad \text{公式(二)}$$

下面开始推导加入气隙后磁芯的磁导率  $\mu_{(withgap)}$

由安培环路定律  $\oint_L Hdl = \Sigma I$  可导出:

$$H_i l_i + H_a l_a = N_p I_m \quad \text{公式(三)}$$

( $\Sigma I$  为磁路路径  $l_e$  所包围的净电流的代数和:  $\Sigma I = N_p I_m + N_p I_{PL} - N_s I_L = N_p I_m$ , 如图(二)示)

当  $l_a \ll R$  时(中心柱研磨气隙,  $R$  为磁芯中柱半径), 气隙所引起的边缘效应可忽略, 则:

$$S_i = S_a = Ae, \phi_i = \phi_a = \phi_m \quad \therefore B_a = B_i = \frac{\phi_m}{Ae} = B_m$$

公式(三)可写成:

$$\frac{B_m}{\mu_o \mu_r} l_i + \frac{B_m}{\mu_o} l_a = N_p I_m$$

$$\Rightarrow B_m = \frac{\mu_o \mu_r N_p I_m}{\mu_r l_a + l_i} \quad \text{公式(四)}$$

$$= \frac{\mu_o \frac{\mu_r l_e}{\mu_r l_a + l_i} N_p I_m}{l_e}$$

$$= \frac{\mu_o \mu_{(withgap)} N_p I_m}{l_e}$$

$$\text{即有: } \mu_{(withgap)} = \frac{\mu_r l_e}{\mu_r l_a + l_i} = \frac{\mu_r l_e}{\mu_r l_a + l_e - l_a}$$

$$\text{变形得: } l_a = \frac{\frac{\mu_r l_e}{\mu_r} - l_e}{\mu_r - 1}$$

$$\text{将公式(二)代入上式得: } l_a = \frac{\frac{\mu_o \mu_r l_e H_c}{B_{r(withgap)}} - l_e}{\mu_r - 1}$$

(其中  $\mu_r$  为材料的相对磁导率, 工程上一般有  $\mu_r \sim \mu_i$ ).

一般可取  $B_{r(with gap)}=0.02T$ , 这样可有效利用的交变磁密  $\Delta B=B_m-B_{r(withgap)}=0.18T$ , 这样就能减小初级匝数, 大大提高磁芯的利用率. 而且取此值时所需的气隙长度  $l_a$  极小, 气隙  $l_a$  所带来的漏磁通

(由于漏磁通  $\Phi_L$  的闭合路径中大部分为弱磁性物质空气,漏磁通磁路的磁阻可认为等于空气隙

部分磁路的磁阻  $R_a = \frac{l_a}{\mu_o \mu_r Ae} = \frac{l_a}{\mu_o Ae}$ ,  $l_a$  增大,空气隙所产生的磁阻增大,空气隙所引起的

的边缘效应将会变得严重,漏磁通因此而增大.相反  $l_a$  减小则漏磁通会减小.漏磁链  $\psi_L$  与  $i$  成正比:

$L_L = \frac{\psi_L}{i}$ ,漏磁通所引起的电压变化量为  $U_L = L_L \frac{di}{dt}$ ,工程上一般可用实验的方法近似测得漏

感  $L_L$ ) 也可控制在接受的范围内,以 PC44PQ4040 ( $l_e = 0.102m$   $\mu_r = 2400 \pm 25\%$   $H_c \approx 10A/m$ )

为例,其剩磁降到 0.02T 所需要的气隙长度为:

$$l_a = \left( \frac{4\pi * 10^{-7} * 2400 * 0.102 * 10}{0.02} - 0.102 \right) / (2300 - 1) \approx 0.023 \text{ mm}$$

如此小的气隙长度并不需特别研磨,工艺上自然能够实现.但引入气隙也是有代价的,励磁电感量  $L_m$  受气隙长度的影响甚大:

由公式(四)可得: 
$$\frac{dB_m}{dI_m} = \frac{\mu_o \mu_r N_P}{\mu_r l_a + l_i}$$

由公式(一)可得: 
$$L_m = \frac{N_P A e dB_m}{dI_m} = \frac{\mu_o \mu_r A e}{\mu_r l_a + l_i} N_P^2 \quad \text{公式(五)}$$

不加气隙:  $l_a = 0, l_e = l_i \therefore L_{m(\text{withoutgap})} = \frac{\mu_o \mu_r A e}{l_e} N_P^2 = A_L N_P^2$

加入气隙:  $l_i = l_e - l_a \therefore L_{m(\text{withgap})} = \frac{\mu_o \mu_r A e}{\mu_r l_a + l_e - l_a} N_P^2 = \frac{\mu_o \mu_r A e}{l_e} N_P^2$

磁路长度为  $l_e$  的磁芯中研磨长度为  $l_a$  的气隙,励磁电感系数减小的比例为:

$$\frac{L_{m(\text{withgap})}}{L_{m(\text{withoutgap})}} = \frac{l_e}{\mu_r l_a + l_e - l_a} \quad \text{公式(六)}$$

公式(六)中,  $l_a$  虽小,  $\mu_r$  却很大, 所以有:  $\mu_r l_a + l_e - l_a > l_e$

$$\therefore L_{m(\text{withgap})} < L_{m(\text{withoutgap})}$$

上例中 PC44PQ4040 剩磁降低至 0.02T 所需的气隙长度  $l_a = 0.023 \text{ mm}$ , 引入气隙后的励磁电

感量所减小的比例则为:

$$\frac{L_{m(withgap)}}{L_{m(withoutgap)}} = \frac{0.102}{240 * 0.022 * 10^{-3} + 0.102 - 0.023 * 10^{-3}} = 0.66$$

因此气隙使磁芯磁导率  $\mu = \frac{dB}{dH}$  降低,磁导率降低使剩磁  $B_r$  降低的同时励磁电感系数  $L_m$  减小,

使励磁电流  $I_m = \frac{V_{on} T_{on}}{L_m}$  增大,励磁能量  $P_m = \frac{1}{2} L_m I_m^2 = \frac{1}{2} \frac{V_{on} T_{on}}{I_m} I_m^2 = \frac{1}{2} V_{on} T_{on} I_m$

随之增大.励磁能量不向负载传输功率,只用于使磁芯磁通沿磁滞回线移动,完成置位和复位功能,但线路中无功能量的传输将带来额外铜损.而对于 RCD 型单端正激,损耗则更为严重,励磁能量将全部损耗于复位电阻中以保证磁芯能完全复位.过大的气隙还将使漏感增加,反峰电压增大,

漏感损耗为:  $P_{L_L} = \frac{1}{2} L_L I_P^2 \cdot f_s = \frac{1}{2} L_L (I_{pL} + I_m)^2 \cdot f_s$

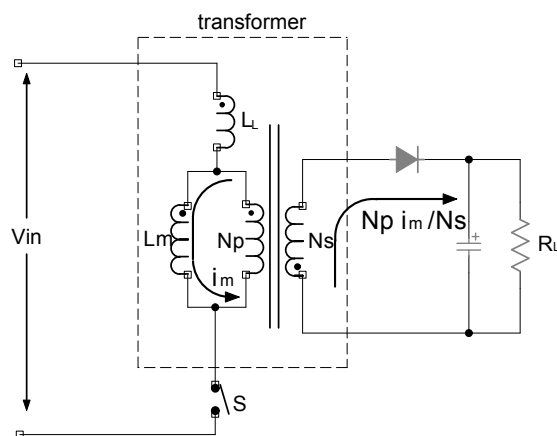
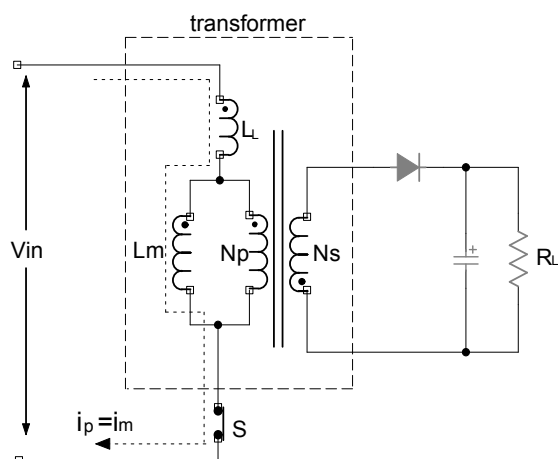
另外由于大多数铁氧体的铁损  $P_{Fe}$  与交变磁密  $\Delta B$  的 2.7 次幂成正比,与开关频率  $f_s$  的 1.7

次幂成正比( $P_{Fe} = \sigma f_s^n \Delta B^m V$   $\sigma$  为与铁磁材料性质有关的系数,  $n$ 、 $m$  为指数  $n \approx 1.7$

$m \approx 2.7$   $V$  为磁芯体积),因此当频率  $f_s$  高于 50KHZ 以上时,可适当降低  $\Delta B$  来减少铁损,以保证铁损和铜损所造成的温升在可接受的范围内.与此同时,  $\Delta B$  的降低就不要求过低的剩磁,因此气隙可适当减小,以减少励磁能量和漏感能量所带来的损耗.

● 气隙在反激拓扑磁芯中的应用.

反激拓扑磁芯和正激一样仅运用于磁滞回线的第一象限,独立出来讨论是因为它有其自身的特殊性.它的主开关导通时利用初级线圈储能,关断时向二次侧线圈放能来完成能量转换,同时完成置位和复位功能,如图(五)图(六)所示.即初级电感量与输出功率有关,因此初级电感量的设计显得尤为重要.



图(五) 储能阶段

图(六) 释能阶段

首先根据输入电网的要求确定箝位电路的箝位电压及开关管的反峰耐压(宽电压输入与窄电压输入不一样),并根据最大输入电压及箝位电压可计算出初次级匝数比,根据最小输入电压和匝数比可计算出最大占空比  $D_{max}$ .最大占比  $D_{max}$  的确定必须满足置位复位伏秒积关系:

$$V_{on} T_{on} = V_{off} T_r \quad \text{CRM/CCM: } T_r=T_{off} \quad \text{CDM: } T_r<T_{off}$$

(其中  $T_r$  为磁芯复位时间.对于 CDM 模式,可根据  $T_{on(max)}+T_r=0.8T_s$  确定最大导通时间以保证在最低输入电压下不进入 CCM 模式)

由公式(一)可得:

$$L_m = \frac{V_{on} T_{on}}{\Delta I} = \frac{V_{on(min)} T_{on(max)}}{\Delta I} = \frac{V_{on(min)} D_{max}}{f_s \Delta I}$$

其中  $\Delta I$  为初级绕组斜坡电流幅值,可按下式计算:

$$\Delta I = \frac{2 K_R P_o(max) / \eta}{V_{on(min)} D_{max}} \quad \text{公式(七)}$$

( $K_R$  为临界系数,CRM/CDM  $K_R=1$  CCM  $K_R=0.2\sim 0.5$   $P_o(max)$  为最大直流输出功率,  $\eta$  为电源效率)

反激拓扑一般应用于输出功率较小场合,铁损和铜损较好处理,根据公式(一)  $\Delta B = \frac{L_m \Delta I}{N_p A_e}$

可看出  $\Delta B$  与  $N_p A_e$  成反比.因此,在  $\Delta B$  及铜损可接受的情况下可尽量增加  $N_p$  以求达到合理成本

的磁芯规格,当  $N_p, A_e$  初步确定后,可根据公式(五)  $L_m = \frac{\mu_o \mu_r A_e}{\mu_r l_a + l_e - l_a} N_p^2$  导出:

$$l_a = \left( \frac{\mu_o \mu_r A_e N_p^2}{L_m} - l_e \right) / (\mu_r - 1)$$

考虑到反激拓扑靠励磁能量向二次侧传输功率,因此其峰值磁密可工作于磁滞回线的弯曲部分,电感饱和度可达到 50%甚至更高.一般来说  $\Delta B$  上限可取 0.2T 左右,频率高于 50KHZ 时可适当降低以限制铁损,  $B_m$  可取到 0.3T 左右(具体值选择可视实际材料在某些极限条件下不会产生瞬态饱和为宜).

气隙长度及初级匝数  $N_p$  可按上述参数设计,由于  $\mu_r$  很大,所计算出的  $l_a$  一般满

足:  $l_a \gg l_i / \mu_r$

下面开始计算反激拓扑磁芯的峰值磁密  $B_m$ .

对于 CRM/CDM 型,其峰值磁密  $B_m$  的算法和正激拓扑一样:  $B_m = \Delta B + B_{r(withgap)}$ ,但反激拓扑磁芯的  $l_a$  一般较大,  $\mu_{(withgap)}$  更小,剩磁  $B_{r(withgap)}$  可忽略. 因此 CRM/CDM 型磁芯峰值磁密可按  $B_m = \Delta B$  计算. (气隙长度, 或等效气隙长度对反激只是调节参数, 重要参数是电感量, 通过调节气隙达到需要的电感量, 如果气隙太大 (例如小功率大约几 mm), 说明磁芯尺寸选择不正确。)

对于 CCM 型,必须先计算出励磁峰值电流  $I_m$

$$I_m = I_{pft} + \frac{\Delta I}{2}$$

其中  $I_{pft}$  为初侧绕组的等效平顶脉冲幅值电流,可按下式计算:

$$I_{pft} = \frac{P_{o(max)} / \eta}{V_{on(min)} D_{max}} \quad \text{公式(八)}$$

由公式(四)可得 CCM 型峰值磁密为:

$$B_m = \frac{\mu_o \mu_r N_p I_m}{\mu_r l_a + l_e - l_a} \quad \text{公式(九)}$$

(CCM 脉动分量一般为直流分量 20%, 磁芯损耗可以不考虑, 按不进入饱和选择  $B_m$ , 但由于有右半平面零的问题, 还要考虑在最高输入电压、极限占空比时不饱和)

比较公式 (七)、(八)可得出 CRM/CDM 型时:  $I_{pft} = \frac{\Delta I}{2}$ , 所以有:

$$I_m = I_{pft} + \frac{\Delta I}{2} = \Delta I$$

将上式代入公式(九)可得:

$$B_m = \frac{\mu_o \mu_r N_p \Delta I}{\mu_r l_a + l_e - l_a} \xrightarrow{\text{代入公式 (五)}} B_m = \frac{L_m \Delta I}{N_p A e} = \Delta B$$

由此总结出反激拓扑磁芯峰值磁密可都按公式(九)计算,如果按上式计算出的峰值磁过高,则在磁芯规格及励磁电感系数  $L_m$  不变的条件下适当增加初级匝数  $N_p$  及气隙长度  $l_a$  来降低峰值磁密  $B_m$  以防止磁芯饱和.这种方法在含有大量直流分量的功率电感的设计中作用尤为突出.其原理推导过程如下:

铁氧体相对磁导率  $\mu_r$  很大,一般在 200~5000 的范围内,应用于功率变换器磁芯的  $\mu_r$  一般取

2500 左右, 如 TDKPC44  $\mu_r = 2400 \pm 25\%$ , 而反激拓扑磁芯  $l_a$  的计算值一般较大, 因此可满足:

$$l_a \gg l_i / \mu_r \quad \Rightarrow \quad l_a + l_i / \mu_r \approx l_a$$

代入公式(五)及公式(九)可分别得:

$$L_m = \frac{\mu_o Ae}{l_a + l_i / \mu_r} N_p^2 \approx \frac{\mu_o Ae}{l_a} N_p^2 \Rightarrow la \approx \frac{\mu_o Ae N_p^2}{L_m}$$

$$B_m = \frac{\mu_o \mu_r N_p I_m}{\mu_r l_a + l_e - l_a} = \frac{\mu_o N_p I_m}{l_a + l_i / \mu_r} \approx \frac{\mu_o N_p I_m}{l_a}$$

$$\Rightarrow B_m = \frac{\mu_o N_p I_m}{\mu_o A_e N_p^2} L_m = \frac{L_m I_m}{N_p A_e}$$

从上式中可看出  $B_m$  与  $\Delta B$  一样反比于  $N_p$ , 因此在保证  $L_m$  不变的情况下适当增加  $N_p$  及  $l_a$  可有效降低交变磁密  $\Delta B$  及峰值磁密  $B_m$ . 工程上也可按上式简算  $B_m$ , 以回避  $l_a$  的繁琐计算过程.

$N_p$  及  $l_a$  的增加必须兼顾由其带来的铜损及磁芯绕线空间的限制, 局部化气隙所带来的漏感损耗也是一个不容忽视的因素, 采用分段式气隙分布可有效降低漏磁通, 但其工艺复杂会带来制程的不便成本的升高.

$$\text{铜损: } P_R = I_{rms}^2 R_{ac}$$

$$\text{铁损: } P_{Fe} = \sigma f_s^n \Delta B^m V$$

$$\text{漏感损耗: } P_{L_L} = \frac{1}{2} L_L I_m^2 f_s \left( 1 + \frac{U_f}{U_z - U_f} \right)$$

(高频时, 邻近效应引起损耗不能忽略, 交流电阻不等于直流电阻。箝位电压  $U_z$  与反射电压  $U_f$  关系直接影响到漏感引起的损耗, 由于漏感存在, 箝位时将一部分初级能量也消耗在箝位电路中. 限于篇幅, 这里未作详细说明.)

### ● 气隙在运行于一三象限磁芯中的应用.

运行于一三象限的磁通不平衡问题一直受人关注, 诸多资料亦介绍一定的气隙能够有效防止磁通不平衡带来的磁饱和, 理由是气隙能够使磁滞回线弯曲部分延伸至更大的磁场强度区域, 而此时磁芯可承受更大的直流偏置或伏秒不平衡. 然而对于初级匝数确定的条件下 (工作于一三象限的磁芯一般应用于输出功率较大或功率密度较高场合, 因此考虑其铜损及绕线窗口的限制, 其初级匝数受到严格限制), 其情况并不尽然. 以下将以全桥拓扑为例着重从四个方面论述气

隙  $l_a$  对磁芯及电路相关特性的影响.

### 1. 伏秒积平衡条件下气隙 $l_a$ 对工作磁通密度的影响

气隙  $l_a$  的增加将使磁导率  $\mu_r$  降低,励磁电感  $L_m$  降低,励磁电流  $I_m$  增大,因而磁动势  $F = N_p I_m$  增加,总磁位差  $U_m = Hl_e = H_i l_i + H_a l_a = F$  增大.磁路中气隙虽短,但由于其磁导率比铁磁性物质小得多,其磁位差  $H_a l_a$  的增加量将占总磁位差  $U_m$  增加量中的极大部分甚至更多.下面就此以定量的角度分析气隙  $l_a$  对伏秒积平衡条件下工作磁通密度的影响.

由公式(一)可得: 
$$I_m = \frac{V_{on} T_{on}}{L_m}$$

由安培环路定理  $\oint_L Hdl = \Sigma I$  得:

$$\begin{aligned} Hl_e &= N_p I_m \\ \Rightarrow H &= N_p I_m / l_e \\ \Rightarrow B &= \mu N_p I_m / l_e \end{aligned}$$

不加气隙时: 
$$I_m = \frac{V_{on} T_{on}}{L_{m(\text{withoutgap})}}$$

$$\therefore B_{m(\text{withoutgap})} = \frac{\mu_o \mu_r N_p I_m}{l_e} = \frac{\mu_o \mu_r N_p V_{on} T_{on}}{l_e L_{m(\text{withoutgap})}} \quad \text{公式(十)}$$

由公式(六)得: 
$$L_{m(\text{withgap})} = \frac{l_e L_{m(\text{withoutgap})}}{\mu_r l_a + l_e - l_a}$$

加入气隙时: 
$$I_m = \frac{V_{on} T_{on}}{L_{m(\text{withgap})}} = \frac{V_{on} T_{on}}{L_{m(\text{withoutgap})}} \cdot \frac{\mu_r l_a + l_e - l_a}{l_e}$$

代入公式(四)得: 
$$B_{m(\text{withgap})} = \frac{\mu_o \mu_r N_p I_m}{\mu_r l_a + l_e - l_a} = \frac{\mu_o \mu_r N_p V_{on} T_{on}}{l_e \cdot L_{m(\text{withoutgap})}} \quad \text{公式(十一)}$$

$$\therefore B_{m(\text{withoutgap})} = B_{m(\text{withgap})}$$

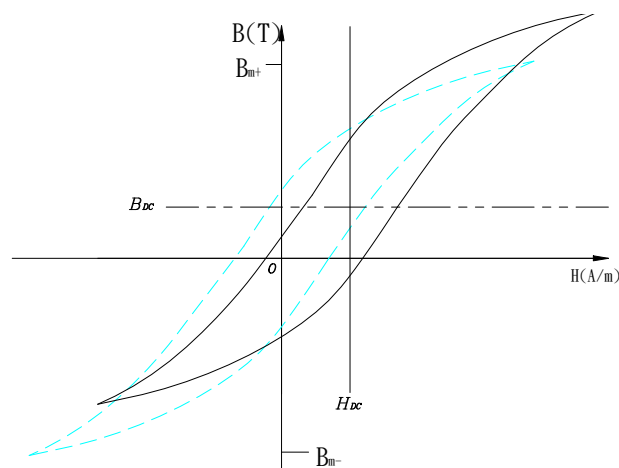
由此看,气隙  $l_a$  固然能使磁滞回线的弯曲部分延伸至更大的磁场强度区域,但并不能有效地降

低工作峰值磁密  $B_m$ 。实际上,从公式(一)  $\Delta B = \frac{V_{on} T_{on}}{N_p A e}$  就显而易见气隙  $l_a$  与磁密变化量

$\Delta B$  并无联系。

## 2. 伏秒积不平衡条件下气隙 $l_a$ 对直流偏磁的影响

影响伏秒积不平衡的因素很多,这里不作介绍.如果正负半周期的伏秒积不平衡,则会引起正负半周期的励磁电流不平衡.即励磁电流中存在直流分量,它使得磁芯不以磁滞回线原点为中心工作,B-H 回线产生偏移如图(七)所示.



图(七) 直流偏置引起的 B-H 回线偏移

假设某种原因致使的正负半周期伏秒积的不平衡量为:  $VT = V_{on+} T_{on+} - V_{on-} T_{on-}$

则不加气隙时直流分量幅值为:  $I_{DC} = \frac{VT}{L_{m(\text{withoutgap})}}$

加气隙时直流分量幅值为:  $I_{DC} = \frac{VT}{L_{m(\text{withgap})}}$

由公式(十)和公式(十一)可得出:

$$B_{DC(\text{withoutgap})} = B_{DC(\text{withgap})} = \frac{\mu_o \mu_r N_p VT}{l_e L_{m(\text{withoutgap})}}$$

结果表明,相同的伏秒积不平衡条件下,加入气隙比不加入气隙时产生的直流分量多,但它们产生的直流偏磁  $B_{DC}$  是一样大的.

### 3. 直流偏置相同条件下气隙 $l_a$ 对磁通不平衡的影响

如果正负半周期的伏秒积不平衡程度较严重,磁芯磁通量偏移接近饱和,即进入磁滞回线路的弯曲部分,则此时与磁滞回线斜率成正比的励磁电感量就会迅速下降,励磁电流近似指数规律明显上升.这时,只要有少许温升,就会使磁芯迅速进入饱和,损坏功率开关管.实际上,只要直流偏置没有使磁芯磁滞回线中心 过度偏离磁滞回线原点,则励磁电流依然呈线性规律上升,运行依然安全.初级绕组回路的等效电阻能够阻止磁芯磁通量进一步偏移而进入饱和.其过程如下:

当出现磁通不平衡时,初级绕组在伏秒积较大的半周期时流过较大的励磁电流,这个电流使初级绕组回路等效电阻压降增大,降低了该半周期初级绕组的伏秒积,恢复了电流平衡.理论计算表明:相同的伏秒积不平衡条件下,加气隙比不加气隙时产生的直流分量多,但它们产生的直流偏磁是一样大的.因而可定性地推导:相同直流分量条件下,加气隙比不加气隙所产生的直流偏磁要少.因此考虑在受到初级绕组回路等效电阻的影响下,加气隙比不加气隙更能有效地防止磁通不平衡.

为简化计算,下面在不考虑初级绕组回路等效电阻影响的前提条件下计算相同直流偏置  $I_{DC}$  时加气隙与不气隙的伏秒积不平衡量及磁通不平衡量.

$$\text{不加气隙时伏秒积不平衡量: } VT = I_{DC} L_m (\text{withoutgap} )$$

$$\text{加气隙时伏秒积不平衡量: } VT = I_{DC} L_m (\text{withgap} )$$

不加气隙时磁通不平衡量:

$$\phi_{DC} = B_{DC} Ae = \mu_o \mu_r H_{DC} Ae = \frac{\mu_o \mu_r N_p I_{DC} Ae}{l_e}$$

加气隙时磁通不平衡量:

$$\phi_{DC} = B_{DC} Ae = \mu_o \mu_{(\text{withgap})} H_{DC} Ae = \frac{\mu_o \mu_{(\text{withgap})} N_p I_{DC} Ae}{l_e}$$

$$\text{其中 } \mu_{(\text{withgap})} = \frac{\mu_r l_e}{\mu_r l_a + l_e - l_a}$$

分析到这里,也许读者会认为增加气隙  $l_a$  和增加初级绕组回路等效电阻的效果是等同的.其实不然,因为影响磁芯磁通量不平衡的原因是正负半周期励磁电流的不平衡,而流过初级绕组回路

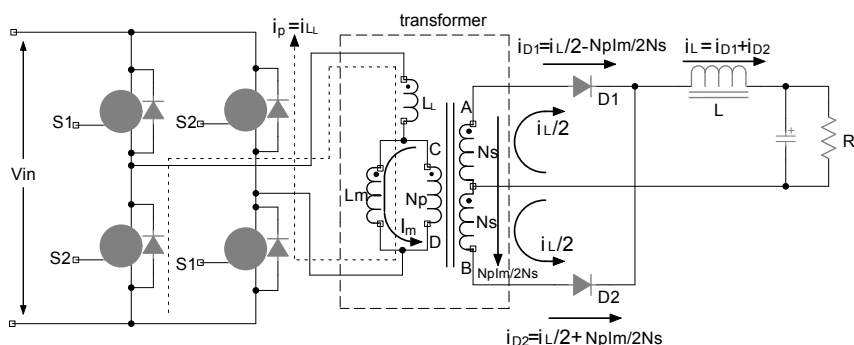
的电流为励磁电流和折算到初级绕组的二次侧整流电流(和负载大小直接相关)的迭加值

$$i_p = \frac{N_s}{N_p} i_L - i_m, \text{如图(九)所示.因此正负半周期二次侧整流电流的平衡是增加初级绕组回路等效}$$

电阻的前提条件,否则会得到适得其反的效果.另外增加初级绕组回路等效电阻会带来额外的损耗.

而增加气隙  $l_a$  所带来的励磁电流的增加则不会带来额外的损耗,因为励磁电流在另半周期导通时向二次侧传输能量,这在下文中有较详细的论述.

#### 4. 气隙 $l_a$ 所至的励磁电流增大会使二次侧续流电流的不平衡变得严重.



图(八) 全桥拓扑 S1、S2 关断期间

如图(八)所示,当主开关 S1、S2 关断期间,  $i_p \approx 0$  (忽略漏感电流影响).二次侧功率电感电流  $i_L$  不会突变,其感生电动势反向并通过二极管 D1、D2 续流,AB 端电压近似相等,AB 端电压差约为零伏.折算到初级 CD 端则可以等效为一零欧姆电阻(有源电阻).这样,因励磁电流回路阻抗为零,励磁能量不会消耗或转移,流过初级绕组 DC 端的励磁峰值电流  $I_m$  在续流期间恒定不变,因此磁感应密度将滞留在峰值  $B_{m+}$  位置,折算到二次侧绕组 AB 端电流则为  $\frac{N_p}{2N_s} I_m$ . 所以

流过 D1 的电流为:  $i_{D1} = \frac{i_L}{2} - \frac{N_p}{2N_s} I_m$ , 流过 D2 的电流为:  $i_{D2} = \frac{i_L}{2} + \frac{N_p}{2N_s} I_m$ , 其中

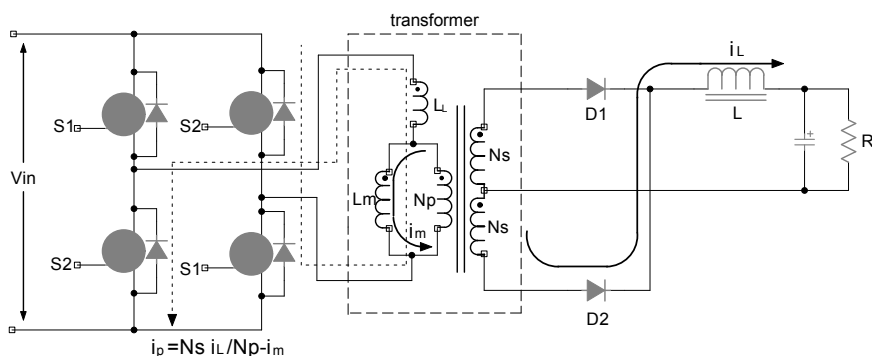
$$i_L \geq I_m, \text{整个期间续流电流总量为 } i_L = i_{D1} + i_{D2}, \text{续流电流的不平衡量为:}$$

$$i_{D2} - i_{D1} = \frac{N_p}{N_s} I_m. \text{从公式中即可看出气隙 } l_a \text{ 所至励磁电流 } I_m \text{ 的增大将直接导致二次侧}$$

$$i_{D2} - i_{D1} = \frac{N_p}{N_s} I_m. \text{从公式中即可看出气隙 } l_a \text{ 所至励磁电流 } I_m \text{ 的增大将直接导致二次侧}$$

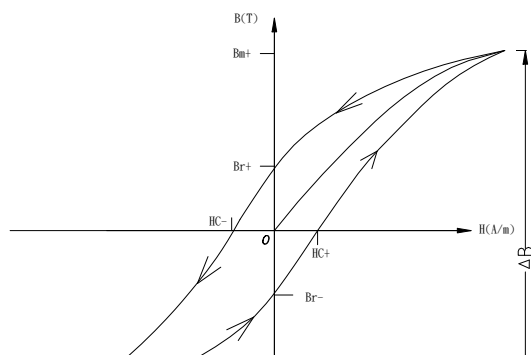
续流电流不平衡量  $\frac{N_P}{N_S}$  倍的增大.续流阶段虽然有传输到二次侧绕组的励磁电流,但因传输电压为零,所以并不向二次侧传输能量.

当主开关 S1 关断、S2 开通期间,初级绕组 CD 端电压反向,励磁能量通过初级绕组 CD 向二次侧释放能量,释能时间为:  $\tau = \frac{L_m I_m}{V_{on}}$ ,  $L_m$  释能阶段,励磁电流  $i_m$  将由峰值  $I_m$  线性减少为零,磁感应密度则由峰值  $B_{m+}$  下降到  $B_{r-}$ ,如图(十)示.励磁能量释放完后,励磁电流  $i_m$  反向并由零线性增加至负峰值  $-I_m$ ,这是励磁电感  $L_m$  储能阶段,磁感应密度由  $B_{r-}$  反向增加至负峰值  $B_{m-}$ .整个期间主回路中的电流为  $i_p = \frac{N_S}{N_P} i_L - i_m$ ,二次侧整流电流为:  $i_{D2} = i_L$ ,如图(九)示.



图(九) 全桥拓扑 S1 关断 S2 开通期间

同理,可分析接下 S1、S2 关断及 S1 开通、S2 关断期间励磁电流及二次侧绕组电流的变化情况.并根据励磁电流的变化规律,可得出在 S1、S2 关断期间,磁感应密度将滞留在负峰值  $B_{m-}$  位置.在 S1 开通、S2 关断期间,磁感应密度将由  $B_{m-}$  上升至  $B_{r-}$ ,并继续上升至正向峰值  $B_{m+}$ .至此,一个完整周期的 B-H 回线轨迹使描绘出来了,并可得出  $\Delta B = 2 B_m$ ,如图(十)示.二次侧续流电流的不平衡一般不会带来多少严重的负面影响,但了解其存在对气隙  $l_a$  的设计还是大有裨益的.



图(十) 运行于一三象限的 B-H 回线磁化轨迹

以上从四个方面较详细地论述了气隙  $l_a$  对运行于一三象限磁芯及其线路性能方面的影响.

另外, 气隙  $l_a$  所带来漏感能量的增加虽然会通过主开关寄生二极管回馈给母线, 但如前所述线路中无功能量的传输所带来的额外铜损也不可忽略. 总之, 在线路拓扑未利用其漏感的情形下对磁芯加气隙以防止磁通不平衡并不是非常合适的选择, 它不如通过在初级回路串联一个隔直电容来得有效. 解决磁通不平衡最有效的方法是在二次侧整流电流平衡的条件下采用电流模式控制.

$$e = L \frac{di}{dt} \Rightarrow e dt = L di \Rightarrow E_m = \int e I dt = \int L I di = \frac{1}{2} L I^2$$

$$\left. \begin{aligned}
 NI &= Hl \approx H_a l_a (l_a \gg l_i / \mu_r) \Rightarrow I = \frac{H_a l_a}{N} \\
 e &= L \frac{di}{dt} = N \frac{d\varphi}{dt} = NA_e \frac{dB}{dt} \Rightarrow eI = NA_e \frac{dB}{dt} * I \\
 eI &= NA_e \frac{dB}{dt} * \frac{H_a l_a}{N} \\
 eI dt &= A_e H_a l_a dB \\
 E_m &= \int eI dt = A_e l_a \int H_a dB = A_e l_a \int \frac{B}{\mu_o} dB = \frac{A_e l_a}{\mu_o} * \frac{B^2}{2} \\
 E_m &= \frac{1}{2} * \frac{B^2}{\mu_o} * A_e l_a = \frac{1}{2} * BH_a * V_a = \frac{1}{2} LI^2
 \end{aligned} \right\} \Rightarrow$$

$$\text{Hence } , H_a L_a \approx NI , \frac{1}{2} LI^2 = \frac{1}{2} BH_a A_e l_a = \frac{1}{2} BA_e NI$$

$$\Rightarrow LI = BA_e N \Rightarrow B_m = \frac{L_m I_m}{N_p A_e}$$

$$Hl = NI$$

$$H_i l_i + H_a l_a = NI$$

$$\frac{B}{\mu_o \mu_r} * l_i + \frac{B}{\mu_o} * l_a = NI$$

$$\frac{B}{\mu_o} * \left( \frac{l_i}{\mu_r} + l_a \right) = NI$$

$$H_a l_a \approx NI$$

$\frac{l_i}{\mu_r} + l_a \approx l_a$  说明磁动势主集中在气隙中,故有气隙储存能量之说.

$$NI_{rms} = I_J A_w K_u \Rightarrow N = \frac{I_J A_w K_u}{I_{rms}}, [I_J] = A / cm^2$$

$$\Rightarrow N = \frac{L_m I_m}{BA_e} = \frac{I_J A_w K_u}{I_{rms}}$$

$$\Rightarrow Ap = A_w A_e = \frac{L_m I_m I_{rms} * 10^4}{I_J K_u B} (cm^4)$$

Ap 较大时: 电流密度  $I_J = 450 Ap^{-0.125} A/cm^2$  衰减, 故:

$$Ap = \left( \frac{L_m I_m I_{rms} * 10^4}{450 * 0.6 * 0.125} \right)^{1.143} (cm^4, \text{储能电感 Ap 法})$$