

滤除“毛刺”，便可得到一组数据 $(x_i, \bar{f}_i), i=0, 1, \dots, n$ ，这样我们的任务即成为产生被逼近函数 $f(x)$ 的一个光滑的逼近 $y(x)$ 。

由最小二乘原理，取函数集 $\Phi_3 = \text{span}(\psi_0, \psi_1, \psi_2, \psi_3)$ ，令 $\psi_i = \sin(2i+1)x, i=0, 1, 2, 3$ 。则根据 $(x_i, \bar{f}_i), i=0, 1, 2, \dots, n$ ，可列出方程 $G_4 a = d$ ，用列主元高斯消去法解此矩阵方程，即得 $a = (a_0, a_1, a_2, a_3)^T$ ，于是比较式(4)和式(5)，有

$$K_{m3} = \frac{a_1}{a_0} \quad K_{m6} = \frac{a_2}{a_0} \quad K_{m7} = \frac{a_3}{a_0}$$

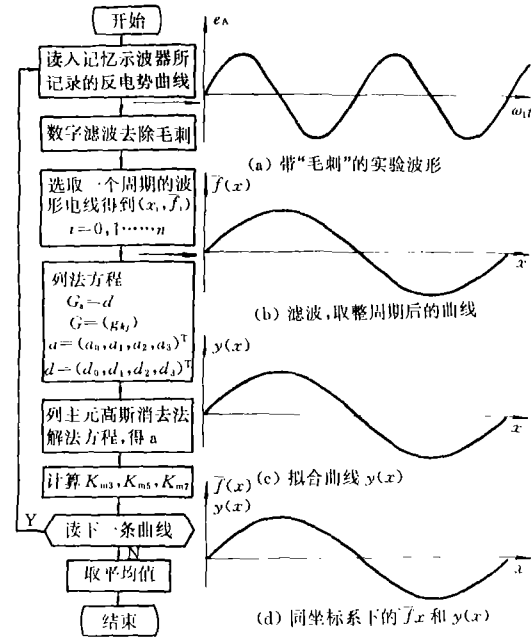
为了获得近量准确的结果，可对多个相反电势波形进行上述的数值计算，得到若干组 (K_{m3}, K_{m6}, K_{m7}) ，去坏值，取平均值，即得到了所需的反电势谐波系数。

3 程序编制及结果分析

我们用 Turbo C 对上述数值分析过程编制了一套程序，其流程图如下图所示；为更具体地说明，我们对一台永磁同步电机作了实验，得到相应的一组曲线。

由图可见，通过数值计算而得的反电势曲线 $y(x)$ 与实验曲线 $\bar{f}(x)$ 几乎是完全重合，这就说明了拟合程度高，

表明计算而得的谐波系数是较准确的。



直耦式三相逆变器

陈本竹

通常的三相逆变器，其主电路与驱动电路之间，大都是通过变压器或光电器件耦合的。这不仅增加了体积、重量和成本，也加大了工艺过程的复杂程度，降低了逆变器工作的稳定可靠性能。

对于简单的三相方波（准正弦波）逆变器，若采用 NPN 和 PNP 型晶体管适当组合，可使三相信号电路直接

驱动三相桥式逆变器，如图 1 电路所示。三相方波信号发生器由运算放大器 N_4, N_5, N_6 以及外围阻容元件所构成。当 $R_{15} = R_{16} = R_{17}, C_4 = C_5 = C_6$ ，分压电阻 $R_{13} = R_{14}$ 时，三个运放的输出端即可输出相位差为 120° 的三相对称方波电压，电压幅值接近三端稳压器 N_3 的输出电压。

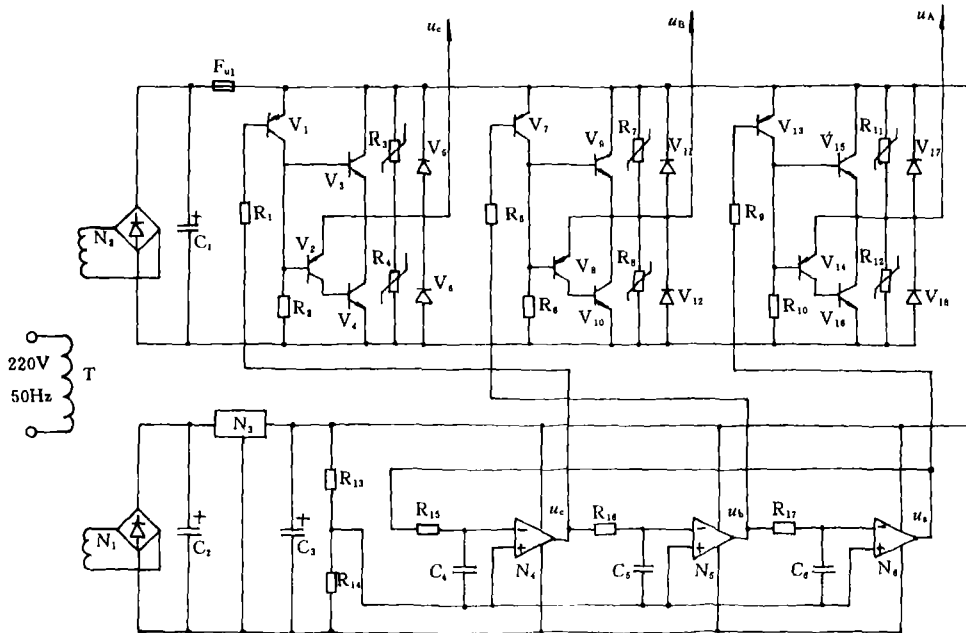


图 1 直耦式三相逆变器电路原理图

考虑到目前大功率高压晶体管中,PNP型的极少,且价高,故在三相逆变电路中的功放管 V_5 、 V_6 、 V_{11} 、 V_{12} 、 V_{17} 、 V_{18} ,均采用NPN型晶体管,而中功率管 V_1 、 V_2 、 V_7 、 V_8 、 V_{13} 、 V_{14} 则采用PNP型。当运放 N_4 输出高电平时, V_1 管截止, V_2 管的基一射极通过三相负载和电阻 R_2 导通,并使 V_4 管导通饱和。这时 u_c 相输出电压为零。当 N_4 输出低电平时, V_1 管因基一射极上施加负电压而导通,并使 V_3 管导通饱和,此时 R_2 电阻上电压接近三相逆变桥的直流供电电压, V_2 和 V_4 管截止, u_c 输出高电压。随着 N_4 运放输出端信号电压的高低变化,三相逆变器 u_c 输出端电压随之变化,不过方向相反,幅值加大了许多倍,接近三相逆变桥的直流供电电压,即电容 C_1 上的电压。 V_5 、 V_6 整流管为感性负载提供滞后电流的通路。压敏电阻 R_3 、 R_4 用以吸收可能产生的过高尖峰电压,从而保护 V_5 、 V_6 管不致损坏。

另外两相 u_B 和 u_A 逆变电路的结构与 u_c 相相同,不再赘述,但 u_B 和 u_A 相驱动电压分别来自运放 N_5 和 N_6 ,故 u_B 和 u_c 电压与 u_c 电压间保持着 $\pm 120^\circ$ 的相位差角。三相相电压 u_A 、 u_B 、 u_C 和线电压 u_{AB} 、 u_{BC} 、 u_{CA} 波形如图2所示。三相线电压 u_{AB} 、 u_{BC} 和 u_{CA} 的波形,还可称为“准正弦波”,因为这种波形中高次谐波成份仅为28%(而交变正方波则为44%),且均为五次以上的谐波,容易滤为正弦波。但不少场合,人们就直接利用图2示的准正弦波三相电压驱动负荷,因为

这样经济效果显著。若供电直流电压为150V,其三相线电压基波有效值就为115V。该逆变器的输出频率反比于 R_1 , $C_1=R_{14}C_5=R_{17}C_6$ 。

实际应用时,应将熔断器 F_{01} 更换为带半导体型过电流保护的调压直流电源,一旦发生过载或短路事故,保护器可在毫秒时间范围内迅速切断直流供电,保护三相逆变器不被损害。功放管 V_5 、 V_6 、 V_{11} 、 V_{12} 、 V_{17} 、 V_{18} 若用一个晶体管(达林顿管)模块取代,结构设计就更为理想。

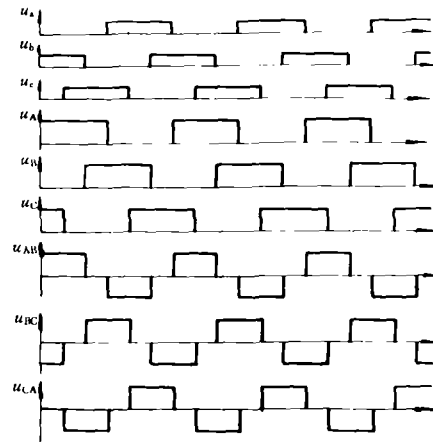


图2 电路各部电压波形

二维场的能量泛函

常惠民 张沛臣 朱玉祥 解伟

随着计算机的普及和运算速度的提高,电机电磁场的分析与计算越来越广泛的采用有限元法。有限元法是一种数值方法,50年代首先用于力学方面,60年代开始用于电机电磁场的分析与计算,近年来其应用更加广泛,特别是用于各种二维电磁场的计算。

该方法是电磁场的偏微分方程出发,根据变分原理找到一个泛函,使它的极值与求解的偏微分方程的边值问题等价,然后利用剖分插值方法,将变分极值问题,离散化为多元函数的极值问题,即化为线性代数方程组,求得数值解。

由于在力学中泛函的物理意义和量纲都是能量,所以又称能量泛函。目前在电机电磁场的能量泛函中,轴对称的二维场的能量泛函和直角坐标系下的三维场的能量泛函也都是能量。只有直角坐标系下的二维场的能量泛函,其物理意义和量纲都不是能量,如文中式(3)的量纲是(J/m),而计算的结果都应是磁场的能量(J)。

我们由直角坐标系下的能量泛函导出了二维场的能量泛函,其泛函的物理意义和量纲也都是能量,并证明了现用的直角坐标系下的二维场的能量泛函,其物理意义和量纲都是当Z方向为均匀场时,求解区在Z轴上单位长度

的能量,从而避免了在直角坐标系下的二维场的能量泛函在概念推导和应用方面的混乱。

1 推导、结果与讨论

现以三维无源恒定磁场的能量泛函为例,并由其推导出用于计算二维场的能量泛函。推导过程如下:

$$E(A) = \iiint_n \frac{1}{2\mu} \left[\left(\frac{\delta A}{\delta x} \right)^2 + \left(\frac{\delta A}{\delta y} \right)^2 + \left(\frac{\delta A}{\delta z} \right)^2 \right] dx dy dz \quad (1)$$

当磁场沿Z方向为均匀场时,则有:

$$\frac{\delta A}{\delta z} = 0 \quad dz = z$$

式(1)便成为:

$$\begin{aligned} E(A) &= \iiint_n \frac{1}{2\mu} \left[\left(\frac{\delta A}{\delta x} \right)^2 + \left(\frac{\delta A}{\delta y} \right)^2 \right] dx dy dz \\ &= z \iint_n \frac{1}{2\mu} \left[\left(\frac{\delta A}{\delta x} \right)^2 + \left(\frac{\delta A}{\delta y} \right)^2 \right] dx dy \quad (J) \quad (2) \end{aligned}$$

式(2)即是在直角坐标系下的二维场的能量泛函。

$$\begin{aligned} \text{令 } E(A)' &= \frac{E(A)}{z} \\ &= \iint_n \frac{1}{2\mu} \left[\left(\frac{\delta A}{\delta x} \right)^2 + \left(\frac{\delta A}{\delta y} \right)^2 \right] dx dy \quad (J/m) \quad (3) \end{aligned}$$

(下转第46页)