第5章 三相异步电机的建模与特性分析

内 容 简 介

本章首先介绍三相异步电动机的基本运行原理、结构以及额定数据，考虑到包括异步电机和同步电机在内的三相交流电机在定子绕组的结构、所感应的定子电势以及所产生的定子磁势与磁场方面存在许多共同点，为此，本章以三相异步电动机为例讨论了交流电机的这些共同问题，内容包括交流电机的定子绕组(即电路结构)、绕组所感应电势、绕组所产生定子磁势以及多相绕组所产生的综合矢量与同一综合矢量在不同坐标系下的分量之间关系的分析与计算。这部分内容既适用于三相异步电机也适用于后面要介绍的三相同步电机。在此基础上，重点对三相异步电动机内部的电磁关系、电磁关系的数学描述——基本方程式、等值电路和相量图进行详细地讨论。最后，利用上述基本方程式和等值电路，对三相异步电动机的稳态运行特性特别是机械特性进行了分析与计算。

交流电机可分为两大类，一类为**同步电机**，另一类为**异步电机**。同步电机转子的转速与电源的供电频率之间遵循严格的同步关系；而异步电机则不同，其转子转速不仅取决于电源的供电频率，而且与负载大小密切相关。**同步电机采用双边励磁**，而**异步电机仅提供定子**(**或单边**)**励磁，转子电流和磁势则是依靠定子磁场的感应来获得的**，从而使两者在转子转速以及性能方面存在较大的差异。

原则上，异步电机既可以作电动机运行也可以作发电机运行，但工程实际中，异步电机多作电动机运行，仅在某些特殊场合下如风力发电等，异步电机才工作在异步发电状态。此外，根据供电电源的相数不同，异步电机又有单相和三相之分。单相异步电机主要应用于功率小于1马力(735W)的小功率电机中，如冰箱、洗衣机和风扇等家用电器或木工机械等。有关单相电机的内容将在第11章中作专门介绍。考虑到电力部门的供电系统多采用三相制，且三相对称交流电机的功率和转矩平稳，因此，大部分应用场合都以三相异步电机作为驱动电机。

与直流电机相比,异步电机的调速性能较差。此外,异步电机本身需要从电网吸收滞后无功,使电网的功率因数恶化。尽管存在上述缺点,但由于异步电机具有结构简单、制造方便、运行可靠以及价格低廉(其价格仅为直流电动机的1/3)等优点,因而在工农业、交通运输、国防等领域中仅需要恒速运行的场合下得到广泛应用。近几十年来,随着电力电子技术、微处理器以及基于坐标变换的矢量控制理论在异步电机中的应用和发展,异步电机的调速性能大幅度提高,越来越多的由直流电机组成的直流调速系统被由异步电机等组成的交流调速系统所取代,大有完全取而代之的趋势。因此,异步电机是电力拖动系统中的一种相当重要的机电能量转换装置和执行机构。

本章内容安排如下:5.1节简要介绍三相异步电机的基本运行原理和三种运行状态;5.2节对三相异步电机的结构和定额进行介绍;根据三相交流电机对定子绕组的要求,5.3节分别给出三相交流单层分布绕组和双层分布绕组的构成;在此基础上,5.4节讨论在旋转磁场的作用下定子一相绕组以及三相绕组各自感应电势的分析与计算,旨在阐述如何获得大小相等、相位互差120°的三相对称电势,并能确保电势波形接近正弦;5.5节着重阐述“单相绕组通以单相交流电流产生脉振磁势和磁场”而“三相绕组通以三相对称电流却产生旋转磁势和磁场”的理论依据以及单、三相交流磁势的分析与计算。为了对变流器供电下的交流电机进行分析,5.6节将从“m相对称绕组通以m相对称电流产生圆形旋转磁势”的结论入手,引入综合矢量与坐标变换的知识。上述绕组的构成和电磁关系的分析与计算均是交流电机的共同问题,其分析方法和结论不仅适用于异步电机,也完全适用于同步电机以及各种类型的交流电机。在给出上述重要结论的基础上,5.7节和5.8节分别讨论三相异步电机在空载、堵转以及负载后的电磁关系,推导定量描述电磁关系的基本方程式、等值电路与相量图;5.9节将讨论三相异步电动机的功率分配和转矩平衡方程式;为了能够利用等值电路对三相异步电动机的运行性能进行计算,5.10节给出确定等值电路参数的空载和短路(或堵转)试验方法。5.11节将利用等值电路对三相异步电动机的工作特性特别是机械特性进行计算和分析。

5.1 三相异步电机的基本运行原理

鉴于异步电机多工作在电动机运行状态,为此,本章以介绍三相异步电动机为主。同直流电机一样,三相异步电动机也是由定、转子构成,其中定子主要包括定子铁芯和定子三相对称绕组,而转子则是由圆柱形的转子铁芯和转子绕组组成。通常,转子绕组是由浇铸在转子铁芯表面槽内的若干导条(鼠笼转子)构成,导条与导条之间通过两端的端环短路。当然,转子绕组也可由嵌放在转子铁芯表面槽内的三相对称绕组(绕线转子)组成,转子三相绕组的一端通过星形相接,而另一端则通过空心转轴引至集电环上,并通过电刷短路(详见5.2.1节)。总之,无论是鼠笼还是绕线转子,正常运行时转子绕组均是短路绕组。

在介绍三相异步电动机的基本运行原理之前，有必要对通电线圈在磁场内的受力情况以及直流电动机的运行原理作一简要回顾。2.1.1 节曾提到过：为了确保通电线圈产生单一方向(逆时针方向)的电磁转矩使转子持续运行，要求 N 极下导体中的电流方向总是流入的，而 S 极下导体中的电流方向总是流出的(见图 2.1(b))。通过电刷和换向器的换向便可满足对电流方向的要求，确保单一方向电磁转矩的产生。利用这一原理，便出现了大家所熟知的直流电动机。考虑到电刷和换向器所带来的诸多问题，可否另辟蹊径？不通过电刷和换向器来改变转子绕组电流方向的方案，而是设法让定子磁场随转子一起旋转，不是依然也可以产生单一方向的电磁转矩吗？有关这一思路的基本思想可通过图 5.1 加以说明之。

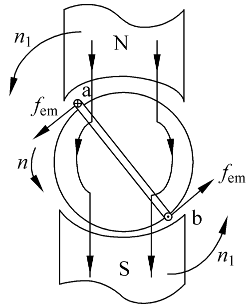


图 5.1　三相交流电动机的基本运行原理示意图

图 5.1 中，若定子磁场随转子一同旋转，转子绕组的电流方向保持不变。根据左手定则，在定子磁场和转子电流的相互作用下，转子将因产生单一方向的电磁转矩而逆时针方向旋转，异步电机、同步电机以及无刷直流电机等均是基于这一思想产生旋转运动的。上述思想得以实现的关键是如何在定子侧获得旋转磁场？为此，本节将首先介绍有关旋转磁场的基本概念，在此基础上，再讨论三相异步电动机的基本运行原理。

5.1.1　旋转磁场的基本概念

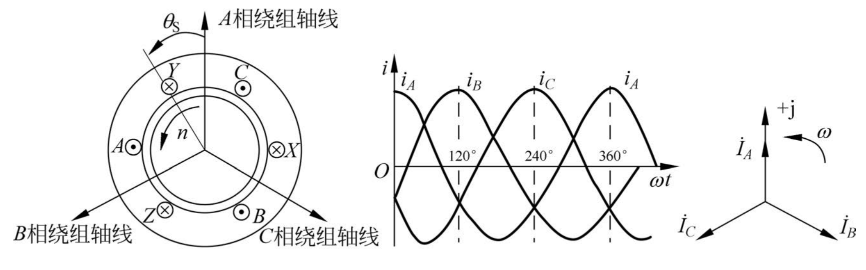
一般三相交流电机的定子铁芯表面都开有齿槽，匝数相同的三相绕组均匀地分布在这些槽内，每相绕组经串、并联后的等效轴线在空间上互差 120°，符合上述条件的绕组即称为**三相对称绕组**。图 5.2 给出了一台由最简单的三相对称绕组组成的三相异步电机，该电机为两极电机，每相绕组仅由一个独立的整距线圈构成，三相绕组对应的线圈分别用首尾端表示为 A-X、B-Y 和 C-Z。规定电流从尾端(X、Y、Z)流入、从首端(A、B、C)流出为正；反之，为负。“⊗”表示电流流入纸面，“⊙”表示电流流出纸面，由此画出三相绕组的轴线如图 5.2(a)所示。很显然，A 轴、B 轴和 C 轴在空间上互成 120°。

当三相对称绕组接至对称的三相交流电源上时，绕组内部便产生对称的三相电流，其瞬时表达式由下式给出

$$\begin{cases} i_A = I_m \cos\omega t \\ i_B = I_m \cos(\omega t - 120°) \\ i_C = I_m \cos(\omega t - 240°) \end{cases} \tag{5-1}$$

三相对称电流随时间变化的曲线以及 $\omega t = 0$ 时刻的时间相量图如图 5.2(b)所示。

为了定性说明三相对称绕组通以三相对称电流所产生合成磁场的情况，图 5.3 分别绘出了对应 $\omega t = 0°(t = 0)$、$\omega t = 120°(t = T/3)$、$\omega t = 240°(t = 2T/3)$、$\omega t = 360°$



(a) 结构示意图　　(b) 三相对称电流波形与相应的时间相量图

图 5.2　最简单的三相异步电机与三相对称电流的波形

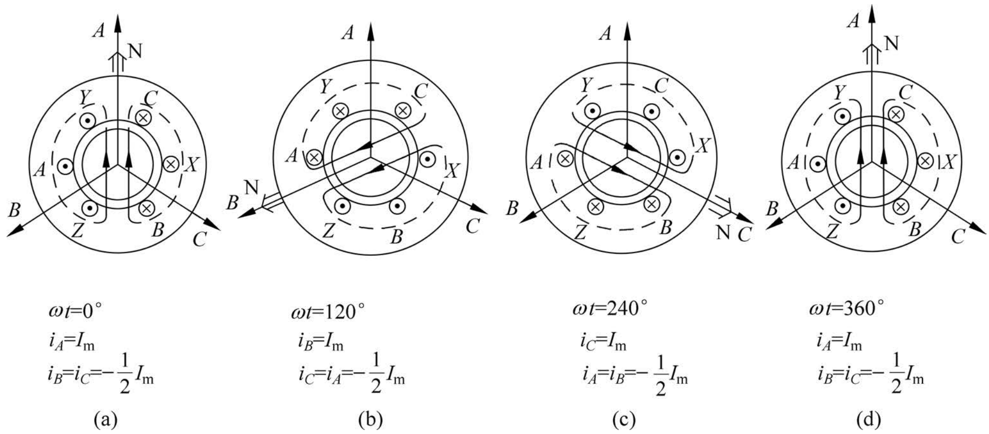


图 5.3　两极电机产生的旋转磁场的示意图

$(t=T)$四个瞬时的合成磁场情况。

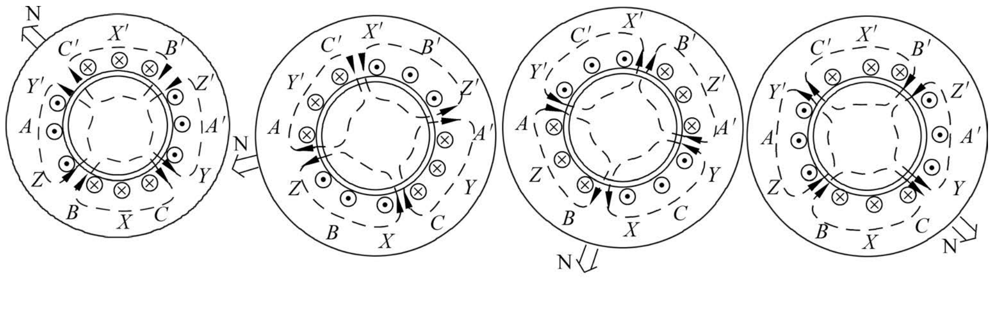
由图5.2(b)可见,在$\omega t=0°$瞬时,$i_A=I_m$,$i_B=i_C=-I_m/2$。按照实际电流的正负,同时考虑到绕组中电流正方向的规定,将各相电流分别绘制在图5.3(a)所示的各相绕组中。根据右手螺旋定则,便可获得在$\omega t=0°$瞬时三相定子绕组的合成磁场,如图5.3(a)所示。在$\omega t=120°$瞬时,$i_B=I_m$,$i_A=i_C=-I_m/2$,将其分别绘制在图5.3(b)所示的各相绕组中,便可获得在$\omega t=120°$瞬时三相定子绕组的合成磁场,如图5.3(b)所示。同理可获得$\omega t=240°$、$\omega t=360°$瞬时三相定子绕组的合成磁场,分别如图5.3(c)、(d)所示。

仔细观察图5.3可以发现,随着时间的推移,定子三相绕组所产生的合成磁场是大小不变、转速恒定的旋转磁场。当某相电流达最大时,定子合成磁场位于该相绕组的轴线上。由于三相定子电流的最大值是按照A、B、C的时间顺序依次交替变化的,相应合成磁场的旋转方向也是按照$A \to B \to C$逆时针方向旋转。

对图5.3所示的两极电机而言,每相电流的最大值随时间变化一次(或经过一个周期),则相应的合成磁场就旋转一周即移动两个极距。考虑到每相电流一秒内变化f_1次,则相应的合成磁场一秒内将旋转f_1周或f_1对极距,由此可以获得两极电机旋转磁场的转速为$n_1=60f_1$(r/min)。

若三相绕组为 p 对极，每相电流的最大值随时间变化一次，则相应的合成磁场将仍移动两个极距或 $1/p$ 周(图 5.4 给出了四极电机所产生的合成磁场情况)。考虑到每相电流一秒内变化 f_1 次，则相应的合成磁场一秒内将旋转 f_1/p 周，由此求得合成磁场的转速为

$$n_1=\frac{60f_1}{p}(\mathrm{r/min}) \tag{5-2}$$



$\omega t=0°$　　$\omega t=120°$　　$\omega t=240°$　　$\omega t=360°$

图 5.4　四极电机产生的旋转磁场的示意图

对于极对数确定的电机，由于合成磁场的转速 n_1 与三相定子绕组的通电频率 f_1 之间符合严格的同步关系，频率 f_1 越高则转速 n_1 越高，因此，旋转磁场的转速又称为同步转速简称为**同步速**。根据式(5-2)，对于工频为 50Hz 的供电系统，显然，两极电机($2p=2$)的同步速为 $n_1=3000\mathrm{r/min}$；四极电机($2p=4$)的同步速为 $n_1=1500\mathrm{r/min}$；六极电机($2p=6$)的同步速为 $n_1=1000\mathrm{r/min}$；以此类推。

由上述分析可见，**三相对称绕组通以三相对称电流将产生旋转磁场，旋转磁场的转速为同步速**。至于旋转磁场(或磁势)的大小以及上述结论的定量推导，将在 5.5 节进行详细阐述。

5.1.2　三相异步电机的基本运行原理

根据上一节得到的有关旋转磁场的基本结论，我们知道：当在定子三相对称绕组中通以三相对称电流，电机内部便会产生以同步速 n_1 旋转的旋转磁势和磁场，该旋转磁场分别切割定、转子绕组并感应电势。对转子绕组来讲，由于其导条或转子绕组处于短路状态，转子绕组内便有电流产生。在定子旋转磁场和转子绕组电流的相互作用下，异步电动机的转子便会产生电磁力和电磁转矩；在电磁转矩的作用下，异步电动机的转子便以转速 n 旋转，从而实现了电能向机械能的转换。图 5.5 给出了描述两极异步电动机基本运行原理的示意图。

图 5.5 中，定子磁场以同步速 n_1 逆时针方向旋转。转子仅绘出了单个短路绕组的两个导体边。在定子旋转磁场的作用下，转子绕组内所感应的电势和电流的方向相同，其方向可由右手定则确定(“⊗”表示电流流入纸面；“⊙”表示电流流出纸面)。

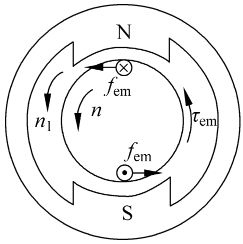


图 5.5　三相异步电动机的基本运行原理示意图

然后,再根据左手定则确定出定子磁场与转子感应电流之间相互作用所产生的电磁力和电磁转矩的方向,如图 5.5 所示。在电磁转矩的作用下,转子转速 n 以逆时针方向逐渐升高。考虑到转子电势和电流是通过定子旋转磁场和转子绕组之间的相对切割而产生的,因此,转子转速 n 永远也不可能达到同步速 n_1,否则,定子旋转磁场和转子绕组之间便无相对运动,也就不会感应电势和电流,当然也就无法产生电磁转矩。正是因为转子转速与同步速之间存在转速差异,因此,这种电动机取名为**异步电动机**(asynchronous motor),它与同步电动机相对应。考虑到异步电机仅提供定子绕组的交流励磁(即单边励磁),而转子绕组中的电势、电流以及磁势是靠感应产生的,因此,异步电机又称为**感应电动机**(induction motor)。

5.1.3　三相异步电机的转差率与三种运行状态

异步电机的同步速 n_1 与转子转速 n 之间存在差异,这一差异(n_1-n)即代表旋转磁场切割转子绕组的相对速度,又称为转差速度,通常将转差速度与同步速 n_1 的比值定义为**转差率**,即

$$s=\frac{n_1-n}{n_1} \tag{5-3}$$

转差率是反映异步电机运行状态的一个重要物理量,当异步电机工作在理想空载时,因无负载阻转矩,转子转速几乎接近同步速即 $n\approx n_1$,转差率 s 近似为零;**随着机械负载的增加,转子转速下降,转差率 s 升高**。

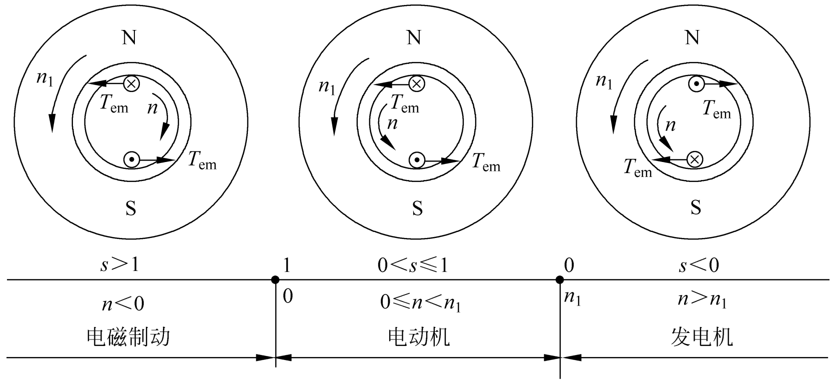
根据转差率 s 的大小和正负,异步电机可分为三种运行状态:(1)电动机运行状态;(2)发电机运行状态;(3)电磁制动状态。这三种运行状态分别介绍如下。

1. 电动机运行状态

当异步电机工作在电动机运行状态时,转子转速 n 总是低于同步速 n_1,即 $0\leqslant n<n_1$,相应的转差率在 $0<s\leqslant 1$ 范围内,根据右手定则和左手定则分别获得转子绕组所感应的电势(或电流)以及电磁转矩的方向,如图 5.6(b)所示;此时,电磁转矩为驱动性转矩,异步电机将输入的电能转换为转子轴上的机械能输出。

2. 发电机运行状态

当异步电机工作在发电机运行状态时,由原动机(如风力涡轮机、汽油机等)或其他外力(如惯性力或重力)拖动异步电机运行,使转子转速超过同步速,即 $n>n_1$,相应的转差率在 $s<0$ 的范围内。根据右手定则和左手定则分别获得转子绕组所感



(a)　(b)　(c)

图 5.6　异步电机的三种运行状态

应的电势(或电流)以及电磁转矩的方向,如图 5.6(c)所示；此时,电磁转矩为制动性转矩,异步电机将原动机输入的机械能转换为电能输出。

3. 电磁制动状态

当异步电机工作在电磁制动状态时,存在两种可能：一种是因定子三相绕组的通电相序改变使得旋转磁场的同步速 n_1 改变方向(详见 5.5 节),而转子继续按原来的方向旋转；另一种是定子三相绕组的通电相序不变,亦即 n_1 的方向不变,在外力作用下转子的转向发生改变。这两种可能的共同点是同步速 n_1 与转子转速 n 方向相反。若同步速 n_1 的转向为逆时针,则转子转速 n 按顺时针方向旋转,如图 5.6(a)所示。此时,转子转速 $n<0$,相应的转差率在 $s>1$ 的范围内。根据右手定则和左手定则分别获得转子绕组所感应的电势(或电流)以及电磁转矩的方向如图 5.6(a)所示；此时,电磁转矩为制动性转矩,异步电机将转子轴上的机械能和定子绕组输入的电能一同转换为电机内部的损耗。这种运行状态常见于起重机设备,当起重机下放重物时,为避免重物加速下降,电机将工作在电磁制动状态,此时,在制动性电磁转矩的作用下,转子得以匀速下降。

例 5-1　一台三相异步电动机运行在 50Hz 的电源下,其额定转速为 $n_N=730\text{r/min}$,空载转差率为 0.003,试计算电动机的空载转速和额定负载时的转差率。

解　根据已知条件 $n_N=730\text{r/min}$,同时考虑到异步电动机的额定转速略低于同步速,于是可知,该电动机的同步转速为 $n_1=750\text{r/min}$,极数为 $2p=8$。

空载转速为

$$n_0=n_1(1-s_0)=750(1-0.003)=748(\text{r/min})$$

额定负载时的转差率为

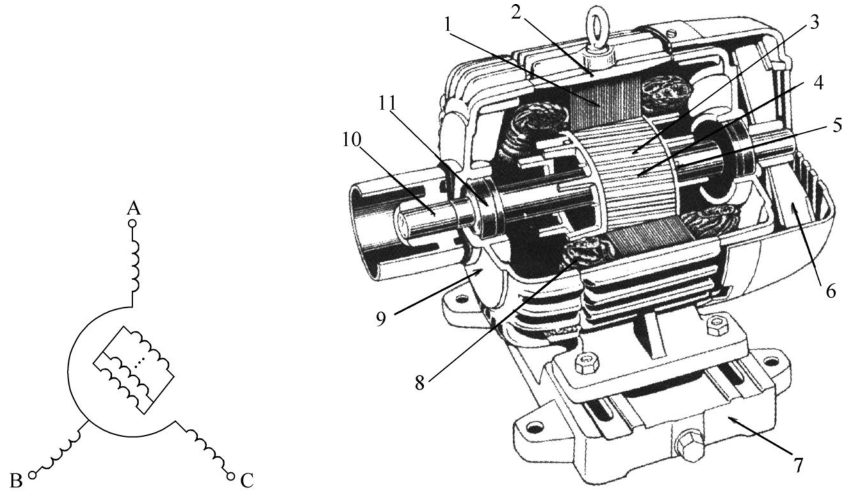
$$s_N=\frac{n_1-n_N}{n_1}=\frac{750-730}{750}=0.0267$$

由例 5-1 的计算结果可见,随着负载的增加,转差率增大。

5.2 三相异步电机的结构与额定数据

5.2.1 三相异步电机的结构

同直流电机一样,异步电机也是由静止不动的定子、旋转的转子以及定、转子之间的气隙组成。图5.7给出了鼠笼式三相异步电机的接线示意图和结构图。



(a) 接线示意图 (b) 实际电机的结构图

1—定子铁芯;2—定子外壳;3—转子铁芯;4—转子导条;5—端环;
6—冷却风扇;7—机座;8—定子绕组;9—轴承室;10—转子轴;11—轴承。

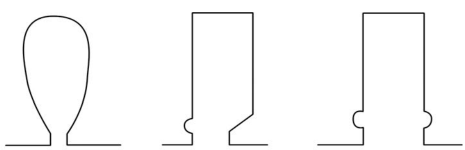
图5.7 鼠笼式三相异步电机的接线示意图和结构图

1. 定子

异步电机的定子是由空心圆柱形定子铁芯、嵌入定子铁芯表面槽内的三相对称分布的定子绕组以及机座组成。

考虑到定子旋转磁场以同步速相对定子旋转,定子铁芯内的磁通自然是交变的。为了减少由旋转磁场引起的涡流和磁滞损耗,定子铁芯多采用0.35～0.5mm厚且表面涂有绝缘漆的硅钢片叠压而成。

根据槽口的宽度,定子铁芯表面的槽形可分为三类,即半闭口槽、半开口槽和开口槽,如图5.8所示。半闭口槽槽口的宽度小于槽宽的一半;而半开口槽槽口的宽度等于或略大于槽宽的一半;开口槽槽口的宽度则等于槽宽。槽形与磁路的参数密切相关,它将直接影响电机的性能。一般来讲,半闭口槽的励磁电流较



(a) 半闭口槽 (b) 半开口槽 (c) 开口槽

图5.8 定子铁芯表面的槽形

小，定子侧功率因数较高，但嵌线工艺复杂，多用于中小容量的低压电机；半开口槽多用于具有成型绕组的低压电机；而开口槽多用于 500V 以上的高压电机。

定子绕组有单层绕组和双层短距、分布绕组两种基本形式。大容量电机多采用双层绕组，即每个槽内的导体分为上、下两层，层与层之间有绝缘，导体与铁芯之间存在槽绝缘，槽内的导体则采用槽楔固定。

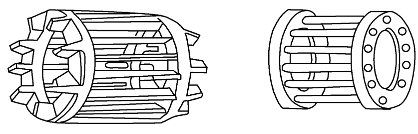
大中容量高压异步电动机的三相定子绕组多采用星形连接；而中小容量的低压三相异步电动机的定子三相绕组则视需要可接成星形或三角形。有关定子绕组的详情参见 5.3 节。

机座的作用主要是固定与支撑定子铁芯和端盖，中小型异步电机多采用铸铁端盖，而大型异步电机的端盖则采用钢板焊接而成。

2. 转子

异步电机的转子是由圆柱形转子铁芯、转子绕组和转轴等组成，转子铁芯是主磁路的一部分，它也是由 0.5mm 厚且表面涂有绝缘漆的硅钢片叠压而成，并固定在转轴或转子支架上；转子铁芯表面冲有转子槽，用于嵌放转子绕组。

根据结构形式的不同，转子绕组有鼠笼式和绕线式之分，鼠笼式绕组是由转子槽内的导条和连接这些导条的端环组成，小型异步电机的鼠笼式绕组是由熔化的铝水一次浇注而成，端环上铸有风扇叶片；如果去掉铁芯，则整个转子绕组就像一个装松鼠的笼子一样（见图 5.9(a)），鼠笼转子由此而得名。对于大型异步电机，鼠笼式绕组则是由插入转子槽内的铜条，两端焊成端环组成，如图 5.9(b)所示。



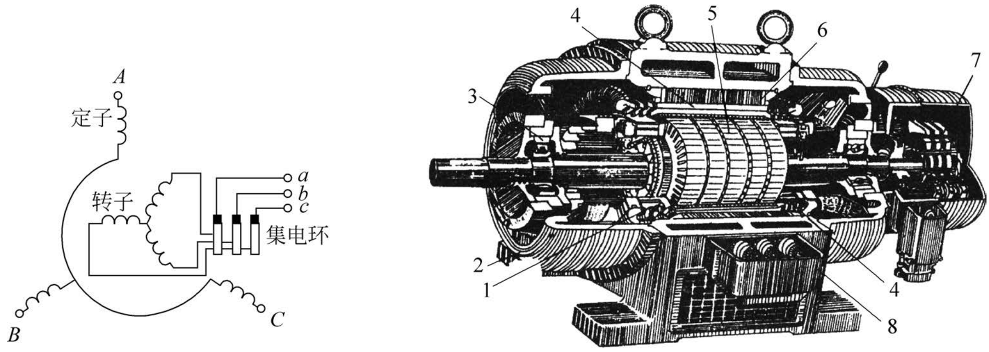
(a) 铸铝笼形转子　　(b) 铜条笼形转子

图 5.9　鼠笼式转子绕组

绕线式转子的绕组结构与定子绕组相同，也是由对称的三相绕组组成，三相绕组接成星形，并通过空心转轴接到安装在转轴上的三个集电环上，然后再通过固定在定子上的三个电刷将转子三相绕组引出（见图 5.10），完成动、静之间的配合。正常运行时，绕线式异步电动机的转子三相绕组通过集电环短路，此时，其运行方式与鼠笼式异步电动机完全相同；起动或调速运行时，转子三相绕组则通过电刷外串三相电阻或通过三相变流器供电改善起动或调速性能。

3. 气隙

与直流电机相比，异步电机定、转子之间的气隙要小得多，中小型异步电机的气隙一般为 0.2～2mm。气隙的大小直接影响电动机的励磁电流和功率因数，一般情况下，气隙越小，定子绕组的励磁电流越小，定子侧的功率因数则越高；但气隙过小，会造成装配困难，且增加高次谐波损耗与附加损耗；实际电机的气隙选取应兼顾上述两方面的因素。



(a) 接线示意图　　(b) 实际电机的结构图

1—转子绕组；2—端盖；3—轴承；4—定子绕组；5—转子铁芯；

6—定子铁芯；7—集电环；8—出线盒。

图 5.10　三相绕线式异步电动机

5.2.2　三相异步电动机的额定数据

三相异步电动机的额定数据即铭牌数据，它是选择三相异步电动机的重要依据。在额定状态下运行，三相异步电动机可以获得最佳的运行性能。三相异步电动机的额定数据主要包括：

(1) 额定功率。额定运行状态下轴上输出的机械功率，用 P_N 表示，单位为瓦(W)或千瓦(kW)。

(2) 额定电压。额定运行状态下定子绕组的线电压值，用 U_N 表示，单位为伏(V)或千伏(kV)。

(3) 额定电流。额定运行状态下定子绕组的线电流值，用 I_N 表示，单位为安(A)或千安(kA)。

(4) 额定转速。额定电压、额定频率以及额定功率输出下的转速，用 n_N 表示，单位为转/分(r/min)。

(5) 额定效率。额定条件下，电机的输出功率与输入功率之比，用 η_N 表示。

(6) 额定频率。我国规定标准工业供电频率即工频为 50Hz。

除此之外，铭牌上还标注绕组的相数与接线方式(星形或三角形)、绝缘等级及温升等。对绕线式异步电动机，还注明转子的额定电压与额定电流等。

对于三相异步电动机，额定数据之间存在如下关系

$$P_N = 3U_{N\phi} I_{N\phi} \cos\varphi_N \eta_N = \sqrt{3} U_N I_N \cos\varphi_N \eta_N \tag{5-4}$$

式中，$U_{N\phi}$、$I_{N\phi}$ 分别表示额定电压和额定电流的相值，$\cos\varphi_N$ 为定子侧额定功率因数。

5.3　三相交流电机的定子绕组

5.3.1　对三相交流电机绕组的基本要求

同直流电机一样，绕组是交流电机实现机电能量转换的枢纽，所不同的是，三相交流电机绕组的安排除了应尽可能使每相绕组产生较大的磁势和感应电势之外，对每相绕组所产生的磁势波形、感应电势波形以及三相绕组是否对称等还有进一步的要求。具体说明如下：

(1) 三相绕组的匝数必须相等，每相绕组所产生的磁势和感应电势必须对称，即大小相等、相位互差 120°；

(2) 三相绕组的合成磁势和每相绕组所感应电势的波形应尽量接近正弦；

(3) 绕组用铜量应尽可能少，以减少铜耗和成本；

(4) 绝缘可靠、机械强度高、散热条件好且制造方便。

交流电机绕组的种类较多，从相数上看，可分为单相和多相绕组；从槽内放置导体的层数看，交流绕组有单层和双层之分，单层绕组包括同心式、链式和交叉式绕组，而双层绕组则分为叠绕组和波绕组两大类。

尽管种类很多，但交流电机绕组的基本构成原则是一致的，设计方法也大致相同。本节主要以三相单层和双层绕组为例介绍交流绕组的构成方法与依据，从中了解交流电机内部的电路组成。

值得一提的是，本节所介绍的交流绕组的内容以及后续两节绕组电势和磁势的内容、分析方法与结论不仅适用于三相异步电机，而且也基本适用于三相同步电机，这些内容属于交流电机的共同问题。

5.3.2　交流绕组的几个术语

在介绍三相交流分布绕组之前，首先介绍有关交流绕组的几个术语。

1. 机械角度和电角度

几何上，绕电机一周为 360°，这一角度称为**机械角度**。感应电势（或电流）变化一个周期，相应的角度为 360°**电角度**。对两极电机，磁极转过一周，绕组内所感应的电势相应地也变化一个周期。因此，机械角度和电角度相等且皆为 360°。当电机的极对数为 p 时，转子转过一周，绕组内所感应的电势将变化 p 个周期，此时，机械角度仍为 360°，但相应的电角度却变为 $p\cdot 360°$，因此，电角度 α_e 和机械角度 θ 之间存在如下关系

$$\alpha_e = p\theta \tag{5-5}$$

2. 相带

为了确保三相绕组对称，在定子铁芯内圆上，每极每相绕组所占的区域应相等，这一区域称为**相带**(用电角度表示)。由于每极所对应的电角度 180°，对 m 相电机而言，每个相带则占有$\frac{180^\circ}{m}$电角度，具体到三相电机 $m=3$，其相带为 60°。

在有些场合下，相带也定义为每对极下每相绕组所占的区域。此时，对三相绕组而言，其相带为 120°。一般三相交流电机的绕组多采用 60°相带，少数特殊电机才采用 120°相带。

3. 槽距角

槽距角表示相邻两槽之间的电角度，通常用 α 来表示，可由下式给出

$$\alpha=\frac{p\cdot 360^\circ}{Z_1} \tag{5-6}$$

4. 每极每相的槽数

每极每相的槽数即每极每相定子绕组所占的槽数，它指的是每个相带所对应的定子槽数，通常用 q 来表示。设定子总槽数为 Z_1，则有

$$q=\frac{Z_1}{2pm} \tag{5-7}$$

若 q 为整数，则相应的交流绕组为整数槽绕组；q 为分数，则相应的交流绕组为**分数槽绕组**，分数槽绕组多用于水轮同步电机及永磁同步电机中。

显然，相带与 q 之间的关系为：相带$=q\cdot\alpha$(电角度)，对于 60°相带，$q\cdot\alpha=\frac{Z_1}{2pm}\frac{p\cdot 360^\circ}{Z_1}=\frac{180^\circ}{m}$。

5. 极距

极距是指相邻两磁极之间的圆周距离，若用弧长表示，则

$$\tau=\frac{\pi D}{2p} \tag{5-8}$$

式中，D 为定子内圆的直径。若用槽数表示，则

$$\tau=\frac{Z_1}{2p} \tag{5-9}$$

6. 元件(或线圈)

元件又称为线圈，它是由一匝或多匝绕组组成。

7. 节距

节距是指单个线圈的两个元件边所跨过定子圆周的距离或槽数，用 y_1 表示。若 $y_1=\tau$，则为整距线圈；$y_1<\tau$，则为短距线圈；$y_1>\tau$，则为长距线圈。

8. 槽电势星形图

由槽距角的定义可知，相邻两槽空间上互差 α 电角度。它实际表示相邻两槽中的导体电势在时间上相位互差 α 电角度。若将所有槽内的导体电势相量依次画出来，便获得槽电势星形图，图 5.11 给出了 $Z_1=24$、$2p=4$ 时的槽电势星形图。其中，内圈 1～12 号导体对应一对极，外圈 13～24 号导体则对应另一对极，其对应 2 对极($2p=4$)。

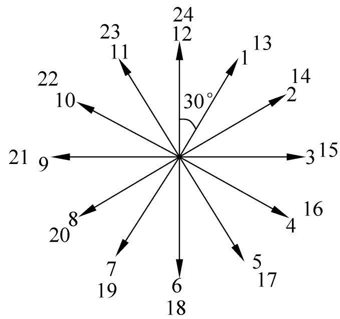


图 5.11　交流绕组的槽电势星形图
($Z_1=24$,$2p=4$)

槽电势星形图反映了所有定子槽内导体所感应电势之间的相位关系，利用它可以很容易地对定子三相绕组进行分配。

5.3.3　三相单层分布绕组

所谓单层绕组是指一个槽内仅放置一个线圈边，单层绕组结构简单、嵌线方便，易于实现自动嵌线，但电势和磁势波形不如双层绕组，因此，单层绕组主要用于功率在 10kW 以下的小型三相异步电机和单相异步电机中。

按照线圈形状和端部连接方式的不同，**单层绕组**又分为**同心式绕组**、**链式绕组**和**交叉式绕组**，下面以一台 $2p=4$、$Z_1=24$ 槽的电机为例具体说明三相单层分布绕组的分配与连接规律，具体步骤如下：

(1) 计算槽距角

$$\alpha=\frac{p\times 360^\circ}{Z_1}=\frac{2\times 360^\circ}{24}=30^\circ$$

(2) 画出槽电势星形图。根据槽距角画出槽电势星形图如图 5.12 所示。

(3) 按 60°划分相带。极距和每极每相的槽数分别为

$$\tau=\frac{Z_1}{2p}=\frac{24}{4}=6$$

$$q=\frac{Z_1}{2pm}=\frac{24}{4\times 3}=2$$

根据槽电势星形图和上述数值，将所有槽电势相量均匀分成 6 个相带，分别用 A、Z、B、X、C、Y 表示，如图 5.12 所示，其中，A、X 属于 A 相，B、Y 属于 B 相，C、Z

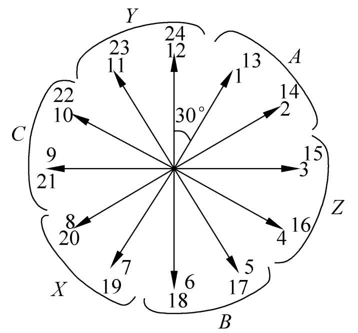
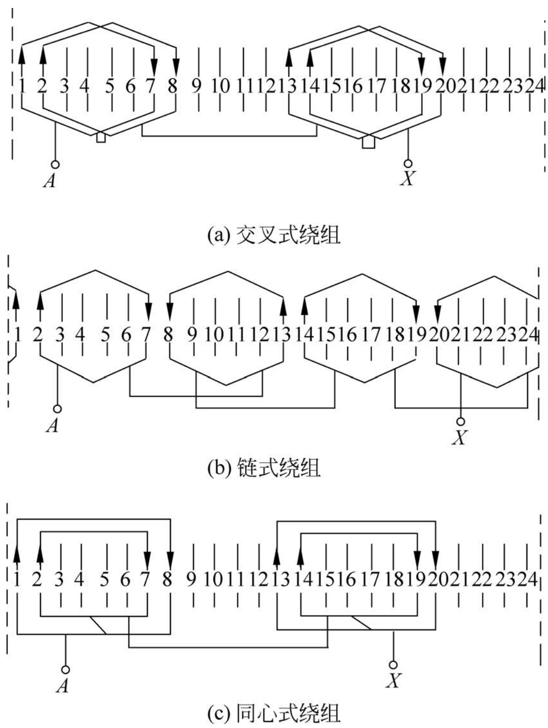


图 5.12 槽电势星形图相带的划分
($Z_1=24, 2p=4$)

属于 C 相。

(4) 画出绕组展开图。按照槽电势相量的分配,很显然,1、2、7、8、13、14、19、20 号共 8 根导体属于 A 相绕组,可组成 4 个线圈。若取线圈的节距为整距,即 $y_1=\tau=6$,则这 4 个线圈分别为 1-7、2-8、13-19、14-20。通常称每极下的 q 个线圈为一个**线圈组**(这里 $q=2$)。本例共有两个线圈组,即 1-7、2-8 两个线圈组成一个线圈组,13-19、14-20 两个线圈组成另一个线圈组。最后,将一相绕组的所有线圈组串联组成一相绕组。按这一方式所获得的单层绕组形式称为**交叉式绕组**,如图 5.13(a)所示。



(a) 交叉式绕组

(b) 链式绕组

(c) 同心式绕组

图 5.13 定子 A 相绕组的展开图

很显然,**对单层绕组而言,有几对极就对应几个线圈组。换句话说,单层绕组的线圈组数等于极对数。**

考虑到 A 相所分配的导体是一定的,具体采用哪些导体组成线圈并不影响每相绕组的电势大小,因此,可将 2、7 号导体组成一个线圈,同时,8、13 号,14、19 号以及 20、1 号导体各自组成其他线圈。这样,不仅可以节省端部铜线而且制造方便,由此获得的单层绕组称为**链式绕组**,如图 5.13(b)所示。也可以将 1、8 号,2、7

号,13、20 号以及 14、19 号导体各自组成线圈,获得所谓的**同心式绕组**,如图 5.13(c)所示。

应该讲,无论采用何种形式的单层绕组,每相绕组的感应电势是相等的。因此,从总体上看,所有形式的单层绕组皆可认为与交叉式绕组等效。换句话说,**单层绕组可以看作是整距分布绕组,线圈组数等于极对数**。

(5) 确定绕组的并联支路数。图 5.13 中,每相绕组共有 2 个线圈组,这 2 个线圈组仅连接成 1 条支路。也可根据需要将它们串联或并联组成 2 条支路(适用于所有形式的绕组),甚至 4 条支路(仅适用于链式绕组)。对实际电机而言,具体支路数的多少取决于电流定额和所选择导体的线径。

图 5.13 仅给出了 A 相绕组的接线图,其他两相绕组可按照相同的方法绘出。

5.3.4 三相双层分布绕组

双层绕组是指定子铁芯的每个槽内放置两个线圈边,每个线圈边表示一层。鉴于一个线圈共有两个线圈边,所以双层绕组的定子线圈总数等于定子总槽数。双层绕组的优点是线圈可以任意选择节距,有利于改善定子绕组所产生的磁势和电势的波形,使其接近正弦。双层绕组主要用于功率在 10kW 以上的三相异步电动机。

按照线圈形状和端部连接方式的不同,双层绕组可分为**双层叠绕组**和**双层波绕组**,双层波绕组具有端部接线少的优点,广泛应用于绕线式异步电动机的转子绕组中。限于篇幅,本书仅以交流电机定子绕组经常采用的三相双层叠绕组为例说明双层分布绕组的分配与连接规律。

下面以一台 $2p=4$,$Z_1=36$ 槽的交流电机为例说明三相双层叠绕组的安排方法,具体步骤如下:

(1) 计算槽距角

$$\alpha=\frac{p\times 360^\circ}{Z_1}=\frac{2\times 360^\circ}{36}=20^\circ$$

(2) 画出绕组电势星形图。需要说明的是,对双层绕组来讲,槽电势星形图已变为**绕组电势星形图**,即每个相量代表上层边位于该槽的短距线圈的电势,而不是槽内导体的电势。

根据槽距角画出绕组电势星形图如图 5.14 所示。

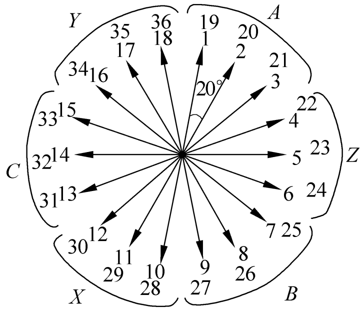


图 5.14 双层绕组的电势星形图
($Z_1=36,2p=4$)

(3) 按 60°划分相带。极距和每极每相的槽数分别为

$$\tau=\frac{Z_1}{2p}=\frac{36}{4}=9$$

$$q=\frac{Z_1}{2pm}=\frac{36}{4\times 3}=3$$

考虑到短距对谐波的削弱作用,可按下式选取绕组的节距(其理由见 5.4.4 节),即

$$y_1 = \frac{5}{6}\tau = \frac{5}{6} \times 9 \approx 8$$

根据绕组电势星形图和上述数值，将所有绕组电势相量均匀分成6个相带，分别用 A、Z、B、X、C、Y 表示，如图5.14所示，其中，A、X 属于 A 相，B、Y 属于 B 相，C、Z 属于 C 相。

(4) 画出绕组展开图。按照绕组电势相量的分配，将每极下的 q 个线圈连接在一起便组成一个线圈组(这里 $q=3$)。然后，把同一相的所有线圈组相互串联便可构成一相绕组，如图5.15所示。

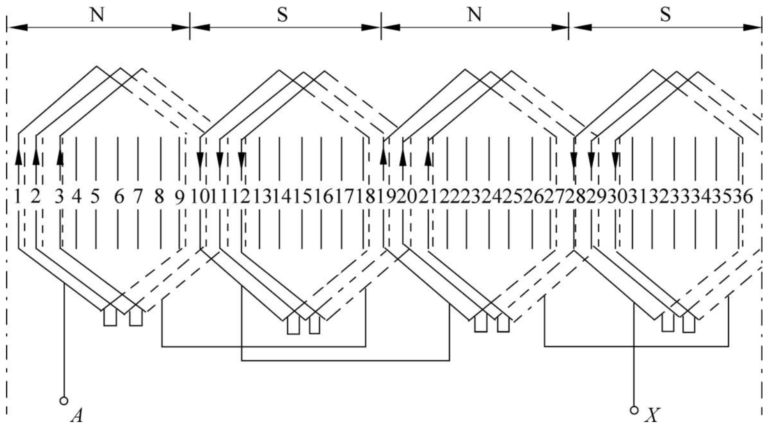


图5.15　三相双层短距分布绕组的展开图

很显然，**对双层绕组而言，有几个极就对应几个线圈组。换句话说，双层绕组的线圈组数等于极数，它是单层绕组的两倍。**

图5.15中，36对等长、等距的实线和虚线分别代表36个槽内线圈的上层边和下层边，根据线圈的节距 y_1，把属于同一线圈的上、下层线圈边连成线圈，如1号槽的上层边与9号槽的下层边相连，作为1号线圈；2号槽的上层边与10号槽的下层边相连，作为2号线圈；以此类推。把同一相带的线圈连接成一个线圈组，最后根据线圈所处的磁极，将属于同一相的线圈组1、2、3，10、11、12，19、20、21，28、29、30串联便可获得 A 相绕组。需要说明的是，图5.15中，由于N极与S极下的线圈所感应的电势方向相反，故相应的线圈组应反向串联。至于 B、C 两相绕组的接线可按照同样的方法获得(图中未画出)。

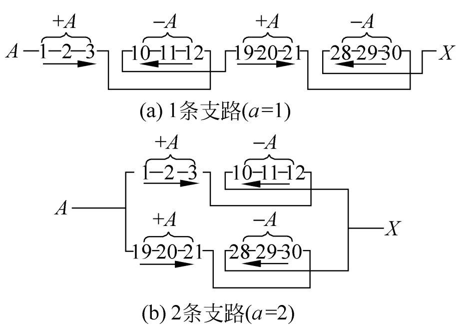


图5.16　交流绕组的并联支路数

(5) 确定绕组的并联支路数。图5.15中，每相绕组共有4个线圈组，可根据需要将它们串、并联；图5.15的展开图中仅绘出了1条支路，其接线示意图如图5.16(a)所示；也可以根据需要获得2条支路或4条支路，图5.16(b)给出了2条支

路的接线示意图。

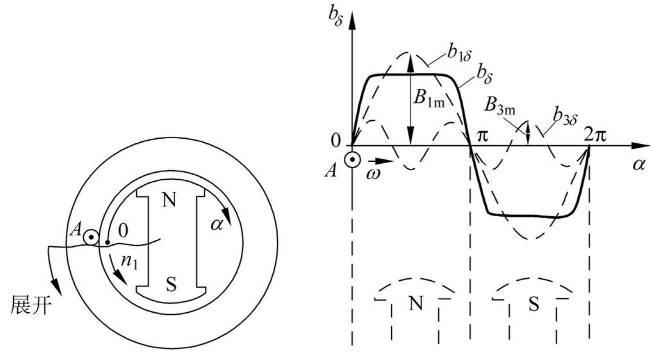
5.4　三相交流电机定子绕组感应电势的计算

为了介绍三相异步电动机的基本运行原理，5.1 节曾引入了旋转磁场的概念，并指出“三相对称定子绕组通以三相对称电流将产生旋转磁场，该旋转磁场以同步速 n_1 旋转”。在此基础上，本节将讨论旋转磁场切割定子绕组，在定子绕组内所感应电势的计算。

本节将先从单个导体和线圈入手对其所感应的电势进行计算。在此基础上，再对单个线圈组和一相绕组所感应的电势进行计算。最后，根据星形或三角形的连接得到三相绕组的线电势。同时，考虑到旋转磁场本质上是非正弦的，如何在非正弦磁场作用下，获得正弦或接近正弦的相电势或线电势也将是本节讨论的内容。

5.4.1　交流电机的磁场

为了形象直观起见，异步电机定子三相绕组通以三相电流所产生的旋转磁场可以用“以同步速 n_1 旋转的永久磁铁所产生的磁场”来模拟，如图 5.17(a)所示。



(a) 旋转磁场的模拟　(b) 空间磁密的分布

图 5.17　交流电机的旋转磁场和空间磁密的波形

假定转子以同步速 n_1 逆时针方向旋转，取坐标原点位于两个主极的中间点 A 处，横坐标用电角度 α 来表示，它表示转子的空间电角度。从 A 点开始沿轴向剖开，并将圆柱形定子表面拉直，便可获得空间气隙磁密波形如图 5.17(b) 所示。图 5.17 中，若磁极不动，则相当于绕组相对磁极以同步速 n_1 顺时针方向旋转。

规定磁通从转子流出进入定子的方向为正，相应的磁密为正，反之为负。感应电势流出纸面为正，用“⊙”表示，反之为负。

按照上述正方向假定，同时考虑到气隙磁密波形为非正弦，由谐波分析法便可获得气隙磁密的表达式为

$$b_{\delta}=\sum_{\nu=1}^{\infty}B_{\nu\mathrm{m}}\sin\nu\alpha \tag{5-10}$$

式(5-10)表明,非正弦的气隙磁密可以分解为一系列正弦奇次谐波磁密(由波形的奇对称性决定),其中,基波磁密可由下式给出

$$b_{1\delta}=B_{1\mathrm{m}}\sin\frac{\pi}{\tau}x=B_{1\mathrm{m}}\sin\alpha \tag{5-11}$$

式中,$B_{1\mathrm{m}}$ 为基波磁密的幅值;x 为定子内圆上任意一点的坐标值(弧长),其电角度为 $\alpha=\frac{\pi}{\tau}x$。

考虑到导体 A 相对磁极以同步速 $n_1=\frac{60f_1}{p}$顺时针方向移动,于是 α 可由下式给出

$$\alpha=\omega_1t=2\pi p\frac{n_1}{60}t=2\pi f_1t \tag{5-12}$$

式中,$\omega_1=2\pi f_1$(rad/s)为角频率,频率为 $f_1=p\frac{n_1}{60}$(Hz)。将式(5-12)代入式(5-11)得

$$b_{1\delta}=B_{1\mathrm{m}}\sin\alpha=B_{1\mathrm{m}}\sin\omega_1t \tag{5-13}$$

5.4.2 导体的感应电势

利用式(5-13)得 A 导体中的基波感应电势为

$$e_1=b_{1\delta}lv_1=B_{1\mathrm{m}}lv_1\sin\omega_1t=\sqrt{2}E_1\sin\omega_1t \tag{5-14}$$

式中,导体基波电势的有效值为

$$E_1=\frac{1}{\sqrt{2}}B_{1\mathrm{m}}lv_1=\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{\pi}{2}\left(\frac{2}{\pi}B_{1\mathrm{m}}\right)l2p\tau\frac{n_1}{60}=\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{\pi}{2}B_{1\mathrm{av}}l2\tau f_1$$

即

$$E_1=\frac{\pi}{\sqrt{2}}f_1\Phi_1=2.22f_1\Phi_1 \tag{5-15}$$

式中,$B_{1\mathrm{av}}=\frac{2}{\pi}B_{1\mathrm{m}}$ 为气隙基波磁密的平均值;$\Phi_1=B_{1\mathrm{av}}l\tau$ 为每极基波磁通;l 为导体的有效长度;$v_1=2p\tau\frac{n_1}{60}=2\tau f_1$ 为线速度。

按照同样的道理,可得 3 次谐波磁场所感应的导体电势为

$$e_3=B_{3\mathrm{m}}lv_1\sin3\alpha=B_{3\mathrm{m}}lv_1\sin3\omega t=\sqrt{2}E_3\sin3\omega t \tag{5-16}$$

相应的三次谐波有效值为

$$E_3=\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{\pi}{2}\left(\frac{2}{\pi}B_{3\mathrm{m}}\right)l2\tau f_1=\frac{\pi}{\sqrt{2}}B_{3\mathrm{av}}\frac{\tau}{3}l(3f_1)=2.22(3f_1)\Phi_3$$

即

$$E_3 = 2.22(3f_1)\Phi_3 = 2.22f_3\Phi_3 \tag{5-17}$$

同理,5次以及任意ν次谐波磁场所感应的导体电势分别为

$$E_5 = 2.22(5f_1)\Phi_5 = 2.22f_5\Phi_5 \tag{5-18}$$

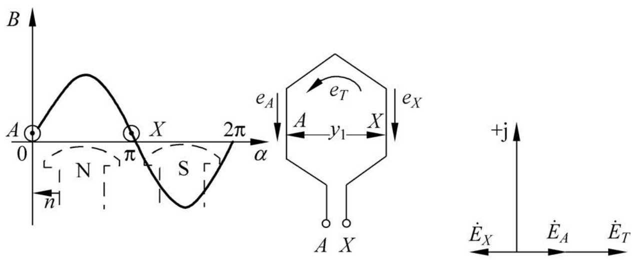
$$E_\nu = 2.22(\nu f_1)\Phi_\nu = 2.22f_\nu\Phi_\nu \tag{5-19}$$

其中

$$f_\nu = p_\nu\frac{n_\nu}{60} = \nu p\frac{n_1}{60} = \nu f_1;\quad p_\nu = \nu p;\quad \tau_\nu = \frac{\tau}{\nu};\quad n_\nu = n_1 \tag{5-20}$$

5.4.3　整距线圈的感应电势

整距线圈的节距$y_1=\tau$(见图5.18(a)),亦即同一线圈的两个导体边A、X相距一个极距。当A处于N极下时,X则处于S极下,所以感应的基波电势大小相等、相位互差180°,其相量图如图5.18(b)所示。



(a) 整距线圈　　(b) 相量图

图5.18　整距线圈所感应的基波电势

根据电势正方向的假定,单匝整距线圈所感应的基波电势相量为

$$\dot{E}_T = \dot{E}_A - \dot{E}_X = 2\dot{E}_A$$

将式(5-15)代入上式得

$$E_T = 2E_A = 4.44f_1\Phi_1$$

考虑到每个线圈是由N_y匝组成,因此,整距线圈所感应的基波电势为

$$E_{k1} = 4.44f_1N_y\Phi_1 \tag{5-21}$$

同理,可得整距线圈所感应的ν次谐波电势为

$$E_{k\nu} = 4.44f_\nu N_y\Phi_\nu\quad(\nu = 3,5,7,\cdots) \tag{5-22}$$

5.4.4　短距线圈的感应电势

短距线圈的节距$y_1<\tau$,如图5.19(a)所示。此时,同一线圈的两个导体边A、X上所感应的电势相位互差$\beta=\dfrac{y_1}{\tau}\pi$,而不是180°,其相量图如图5.19(b)所示。

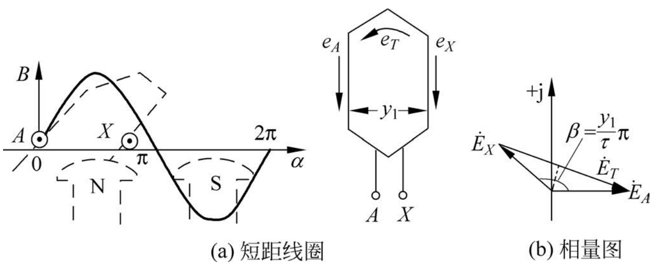


图 5.19 短距线圈所感应的基波电势

根据电势正方向的假定,单匝短距线圈所感应的基波电势相量为

$$\dot{E}_T=\dot{E}_A-\dot{E}_X$$

借助于式(5-15),则上式变为

$$E_{T_1}=2E_A\sin\frac{\beta}{2}=2E_A\sin\frac{y_1}{\tau}90°=4.44f_1\Phi_1k_{y1} \tag{5-23}$$

式中,$k_{y_1}=\sin\frac{y_1}{\tau}90°$为交流绕组的**基波短距系数**。很显然,对于短距线圈 $y_1<\tau$,则 $k_{y_1}<1$;对于整距线圈 $y_1=\tau$,则 $k_{y_1}=1$。

鉴于每个线圈是由 N_y 匝组成,因此,短距线圈所感应的基波电势为

$$E_{k1}=4.44f_1(N_yk_{y1})\Phi_1 \tag{5-24}$$

由此可见,**线圈短距使所感应的基波有效电势有所降低,相当于线圈的有效匝数由 N_y 降至 $N_yk_{y_1}$ 匝**。

对 ν 次谐波,短距线圈所感应的谐波电势为

$$E_{k\nu}=4.44f_\nu(N_yk_{y\nu})\Phi_\nu \quad (\nu=3,5,7,\cdots) \tag{5-25}$$

其中,$k_{y\nu}=\sin\nu\frac{y_1}{\tau}90°$为交流绕组的**$\nu$ 次谐波短距系数**。

由 ν 次谐波的短距系数表达式可见,适当地选择线圈的节距,可使得某次谐波的短距系数为零或接近于零,从而达到消除或削弱该次谐波电势的目的。例如,要消除 ν 次谐波电势,可取线圈节距为 $y_1=\left(1-\frac{1}{\nu}\right)\tau$,即线圈节距比整距缩短$\frac{1}{\nu}\tau$。考虑到 ν 一般为奇数,故有

$$k_{y\nu}=\sin\nu\left(1-\frac{1}{\nu}\right)90°=0$$

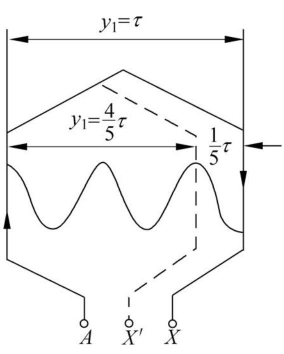


图 5.20 利用短距线圈可消除 5 次谐波电势

譬如要消除 5 次谐波电势,可取 $y_1=\frac{4}{5}\tau$,相应的短距系数 $k_{\nu5}=0$。图 5.20 给出了这一结论的物理解释,由图可见,当采用短距线圈时,线圈的两导体边恰好位于 5 次谐波相同大小的磁场位置处,所

感应的 5 次谐波电势大小和相位均相等，对整个线圈来讲，两导体的谐波电势恰好相互抵消，从而使端部 5 次谐波电势为零。

对交流电机而言，一般低阶的高次谐波幅值较大，3 次、5 次以及 7 次谐波是影响电势波形是否为正弦的主要因素。由于三相绕组对称，线电压中不会出现 3 次谐波(见后面说明)，所以选择线圈节距时，主要应考虑如何尽量削弱 5 次和 7 次谐波。为此，通常线圈节距取为 $y_1=\frac{5}{6}\tau$。这样，部分降低了 5 次谐波电势，同时对 7 次谐波电势也起到一定的削弱作用，使电势波形接近正弦。

综上所述，可得出如下结论：**采用短距线圈尽管使线圈所感应的基波电势有所降低，但却大大削弱了高次谐波电势，使电势波形更接近正弦。**

5.4.5　线圈组的感应电势

在介绍三相交流绕组时曾提到过，每个线圈组是由 q 个均匀分布的线圈组成，这 q 个线圈空间依次互差槽距角 α 电角度(见图 5.21(a))，因此在旋转磁场作用下，各个线圈所感应的电势在时间上自然也互差 α 电角度。图 5.21(b)给出了 $q=3$ 时线圈组的感应电势相量图。

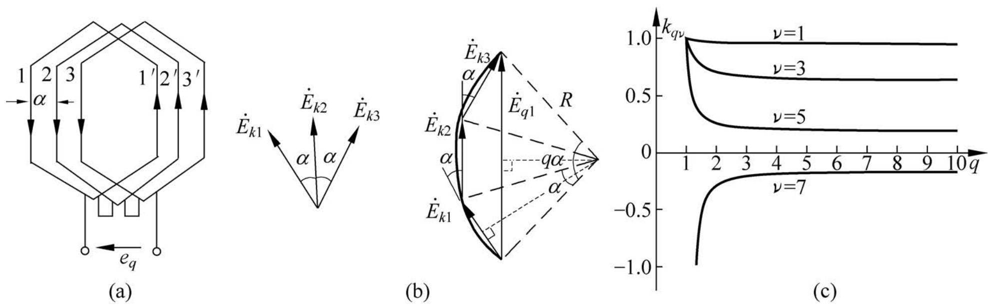


图 5.21　单个线圈组所感应的电势

推广至一般情况，则每个线圈组所感应的基波电势相量为

$$\dot{E}_{q1}=\dot{E}_{k1}+\dot{E}_{k2}+\cdots+\dot{E}_{kq}$$

由图 5.21(b)得

$$E_{q1}=2R\sin\frac{q\alpha}{2},\quad E_{k1}=2R\sin\frac{\alpha}{2}$$

故有

$$E_{q1}=E_{k1}\frac{\sin\dfrac{q\alpha}{2}}{\sin\dfrac{\alpha}{2}}=qE_{k1}k_{q1} \tag{5-26}$$

式中，$k_{q1}=\dfrac{\sin\dfrac{q\alpha}{2}}{q\sin\dfrac{\alpha}{2}}$为交流绕组的**基波分布系数**。

式(5-26)表明，由于组成线圈组的各线圈采用分布而不是集中绕组，整个线圈组的电势不是代数和而是矢量和，导致线圈组所感应的基波电势有所降低，相当于线圈组的有效匝数由 qN_y 降至 $qN_yk_{q_1}$ 匝。

将式(5-24)代入式(5-26)得一个线圈组所感应电势的有效值为

$$E_{q1}=4.44f_1(qN_y)k_{y1}k_{q1}\Phi_1=4.44f_1(qN_y)k_{w1}\Phi_1 \tag{5-27}$$

其中，$k_{w1}=k_{y1}k_{q1}$ 为**基波绕组系数**。

式(5-27)表明，**由于交流绕组采用了短距和分布绕组，线圈组的有效匝数减少，由 qN_y 减少为 qN_yk_{w1} 匝，故基波电势有所降低**。

对于 ν 次谐波，一个线圈组所感应的谐波电势为

$$\dot{E}_{q\nu}=4.44f_\nu(qN_yk_{w\nu})\Phi_\nu \quad (\nu=3,5,7,\cdots) \tag{5-28}$$

式中，$k_{w\nu}=k_{y\nu}k_{q\nu}$ 为**ν 次谐波的绕组系数**。其中，ν 次谐波的分布系数为

$$k_{q\nu}=\frac{\sin\nu\dfrac{q\alpha}{2}}{q\sin\dfrac{\nu\alpha}{2}} \tag{5-29}$$

根据式(5-29)绘出 60°相带(即 $q\alpha=60°$)的绕组分布系数与 q 之间的关系曲线如图 5.21(c)所示。由图 5.21(c)可以看出：**采用分布绕组，尽管线圈组(乃至相绕组)基波($\nu=1$)电势有所降低，但谐波电势却大大削弱，从而使线圈组乃至相绕组电势接近正弦**。一般来讲，q 越大，谐波电势的抑制效果越好，但要求定子铁芯上所开的总槽数也越多。一旦 $q>6$ 时，则高次谐波的抑制效果便不明显，为此，一般取 $2\leqslant q\leqslant 6$。

通过对式(5-27)和式(5-28)的具体分析计算可得出如下结论：**交流绕组采用短距和分布后，尽管所感应的基波电势有所降低，但谐波电势却会大大削弱，从而确保了整个交流绕组所感应的电势波形即使在非理想正弦磁场作用下也可以接近正弦波**。

5.4.6　相绕组的感应电势

5.3 节曾提到：**对于单层绕组，交流电机的每相绕组是由 p 个线圈组组成；而对于双层绕组，每相绕组则是由 $2p$ 个线圈组组成，通过对线圈组的串、并联获得所需要的支路数**。一相绕组所感应的电势代表的是每相每条支路所感应的电势。它是线圈组电势的倍数。现分别对单层绕组和双层绕组的相电势计算如下。

1. 单层绕组相电势的计算

假定每相绕组的并联支路数为 a，考虑到单层绕组每相共有 p 个线圈组，则根据

式(5-27)得基波相电势为

$$E_{\phi1}=\frac{4.44f_1(qN_yp)k_{w1}\Phi_1}{a}=4.44f_1N_1k_{w1}\Phi_1 \tag{5-30}$$

式中,$N_1=\frac{pqN_y}{a}$为每相绕组每条支路的线圈总匝数,该线圈总匝数也可以表示为 $N_1=\frac{pqZ_s}{a}$,其中,Z_s 为每槽的导体数。很显然,对单层绕组,$Z_s=N_y$。

2. 双层绕组相电势的计算

考虑到双层绕组每相共有 $2p$ 个线圈组,则根据式(5-27)得基波相电势为

$$E_{\phi1}=\frac{4.44f_1(qN_y2p)k_{w1}\Phi_1}{a}=4.44f_1N_1k_{w1}\Phi_1 \tag{5-31}$$

式中,$N_1=\frac{2pqN_y}{a}=\frac{pqZ_s}{a}$为每相每条支路的总匝数。很显然,对于双层绕组,$Z_s=2N_y$。

同理,可求得 ν 次谐波的相电势为

$$E_{\phi\nu}=4.44f_\nu N_1k_{w\nu}\Phi_\nu \tag{5-32}$$

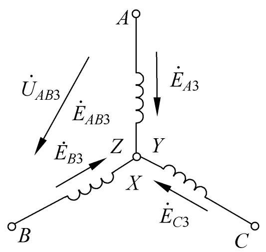
5.4.7 三相绕组的连接与线电势

三相绕组可以采用星形(Y)或三角形(△)连接,如图5.22(a)、(b)所示。当三相绕组采用Y接时,考虑到三相三次谐波电势的大小相等、相位相同(详见4.8.3节),即 $\dot{E}_{A3}=\dot{E}_{B3}=\dot{E}_{C3}$,因此,其三次谐波线电势(或空载线电压)为

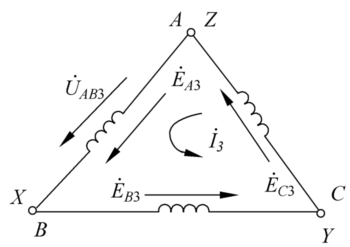
$$\dot{U}_{AB3}=\dot{E}_{AB3}=\dot{E}_{A3}-\dot{E}_{B3}=0$$

当采用△接时,对于三次谐波电势有 $\dot{E}_{A3}=\dot{E}_{B3}=\dot{E}_{C3}=\dot{E}_3$,其中,相绕组之间的环流 $\dot{I}_3=\frac{3\dot{E}_3}{3Z_3}=\frac{\dot{E}_3}{Z_3}$,这里 Z_3 为三次谐波阻抗。于是,三次谐波线电势为

$$\dot{U}_{AB3}=\dot{E}_{A3}-Z_3\dot{I}_3=0$$



(a) 星形连接



(b) 三角形连接

图5.22 三相绕组的连接

由此可见,**对于三相对称绕组,无论是采用Y接还是△接,线电压中都不会含有三次谐波电势以及三的倍数次谐波电势。**

对于基波(包括其他谐波)线电势的计算,其线电势与相电势大小以及相位之间的关系同一般三相交流电路相同,这里不再赘述。

5.5 三相交流电机的定子磁势与磁场

5.1节曾简要提到过"三相对称绕组通以三相对称电流将产生旋转磁场"的结论,在熟悉了三相异步电机定子绕组的组成之后,便可以从理论上进一步讨论三相交流对称绕组通以三相交流对称电流所产生磁势的详细情况。

考虑到三相交流绕组位于定子空间不同的位置,外加电流也随时间而发生变化,因此,外加电流在交流绕组中所产生的磁势既是空间的函数也是时间的函数,即磁势是时空函数。为了便于分析,通常所采取的办法是分别对某一瞬时三相合成磁势在空间的分布情况和某一空间特定位置下的合成磁势随时间的变化情况单独进行讨论。

单个线圈通以正弦交流电流所产生的磁势是非正弦的,如何通过绕组的短距和分布以及三相绕组的对称分布获得正弦波的旋转磁势也将是本节讨论的内容。

本节采用循序渐进的方法,先从单个线圈通以单相交流电所产生的磁势入手,进而分析单个线圈组、一相绕组所产生的磁势情况,最后给出三相对称绕组通以三相对称电流所产生的合成磁势和磁场的分析结果。

5.5.1 单个线圈所产生的磁势

1. 整距线圈所产生的磁势

图5.23(a)中的AX表示匝数为N_y的整距线圈,当在线圈中通入电流i_c时,线圈所对应的磁势为$N_y i_c$。由该磁势所产生的磁力线如图5.23(a)中的虚线所示。为了便于描述,忽略铁芯的磁压降,认为线圈的磁势$N_y i_c$全部消耗在两个气隙上,故每个气隙上所作用的磁势为$N_y i_c/2$。

为了便于分析,将定子铁芯沿内表面拉直,取线圈AX的轴线为坐标原点,沿定子铁芯内表面的空间电角度α为横坐标,纵坐标则表示线圈磁势的大小。规定电流从X流入(用⊗表示)、A端流出(用⊙表示)为正;磁势出转子进入定子的方向为正,则某一瞬时单个线圈所产生的磁势为偶对称矩形波,如图5.23(b)所示。

设线圈内的电流为

$$i_c=\sqrt{2}I_c\cos\omega t$$

随着时间的推移,矩形波磁势的幅值$N_y i_c/2=\frac{1}{2}N_y\sqrt{2}I_c\cos\omega t$会随着余弦变化的电流而正负交替变化,但磁势的位置却不会发生变化。电机学中,把这种位置不变,

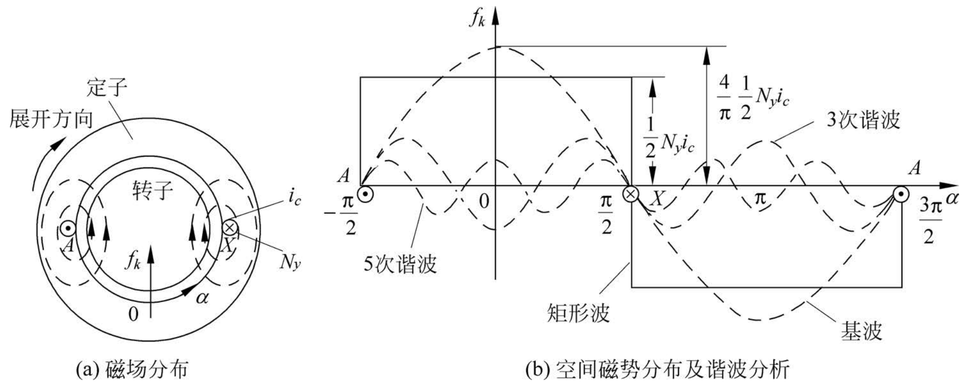


图 5.23　单个整距线圈所产生的磁势

幅值正负交替变化的磁势称为**脉振磁势**，脉振磁势所产生的磁场称为**脉振磁场**。定子脉振磁场对转子的作用是将转子沿径向挤压和拉伸，且这两种现象周期性交替变化。

对于矩形波磁势，可采用傅里叶级数方法将其展成一系列正余弦谐波磁势，如图 5.23(b)所示。根据所选择的坐标系，磁势可表示为

$$f_k(\alpha,t)=\sum_{\nu=1,3,5,\cdots}^{\infty}C_\nu\cos\nu\alpha \tag{5-33}$$

其中，$C_\nu=\frac{4}{\pi}\frac{1}{2}N_y\sqrt{2}I_c\cos\omega t\ \frac{1}{\nu}\sin\nu\ \frac{\pi}{2}$，将式(5-33)展开为

$$\begin{aligned}f_k(\alpha,t)&=\frac{4}{\pi}\ \frac{1}{2}\sqrt{2}N_yI_c\cos\omega t\cos\alpha-\frac{4}{\pi}\ \frac{1}{2}\sqrt{2}N_yI_c\cos\omega t\ \frac{1}{3}\cos3\alpha\\&\quad+\frac{4}{\pi}\ \frac{1}{2}\sqrt{2}N_yI_c\cos\omega t\ \frac{1}{5}\cos5\alpha+\cdots\\&=f_{k1}(\alpha,t)+f_{k3}(\alpha,t)+f_{k5}(\alpha,t)+\cdots\end{aligned} \tag{5-34}$$

当 $\nu=1$ 时，相应的分量为基波磁势，它由下式给出

$$f_{k1}(\alpha,t)=\frac{4}{\pi}\ \frac{1}{2}\sqrt{2}N_yI_c\cos\omega t\cos\alpha=F_{K1}\cos\omega t\cos\alpha \tag{5-35}$$

其中，基波磁势的幅值为

$$F_{K1}=\frac{4}{\pi}\ \frac{1}{2}\sqrt{2}N_yI_c=0.9N_yI_c \tag{5-36}$$

对于 ν 次谐波

$$f_{k\nu}(\alpha,t)=\frac{4}{\pi}\ \frac{1}{2}\sqrt{2}N_yI_c\ \frac{1}{\nu}\cos\omega t\cos\nu\alpha=F_{K\nu}\cos\omega t\cos\nu\alpha \tag{5-37}$$

其中，ν 次谐波磁势的幅值为

$$F_{K\nu}=\frac{4}{\pi}\ \frac{1}{2}\sqrt{2}N_yI_c\ \frac{1}{\nu}=0.9N_yI_c\ \frac{1}{\nu} \tag{5-38}$$

2. 短距线圈所产生的磁势

双层绕组多采用短距线圈，通常，一对极下的双层绕组是由两个短距线圈组成，

如图 5.24(a)中的 1-1′,2-2′所示。这两个线圈通过尾尾相连反向串联在一起构成了一对极下的绕组(见图 5.24(b))。

若在图 5.24 所示短距线圈中加入瞬时值为 $i_c=\sqrt{2}I_c\cos\omega t$ 的交流电流,则由两个短距线圈单独作用所产生的磁势分布分别如图 5.24(c)中的实线与虚线所示。在一对极下,两个短距线圈所产生的合成磁势如图 5.24(d)所示。

顺便一提的是:两个短距线圈在一对极下所产生的磁势波形(图 5.24(d))与单个整距线圈在一对极下所产生的磁势波形(图 5.23(b))本质上是一致的,后者是前者的特例。只需将单个整距线圈看作是两个匝数分别为 $\frac{1}{2}N_y$ 匝的整距线圈,一个对应于 N 极;另一个对应于 S 极,再利用图 5.24(d)的结论,便可得到图 5.23 的结果。

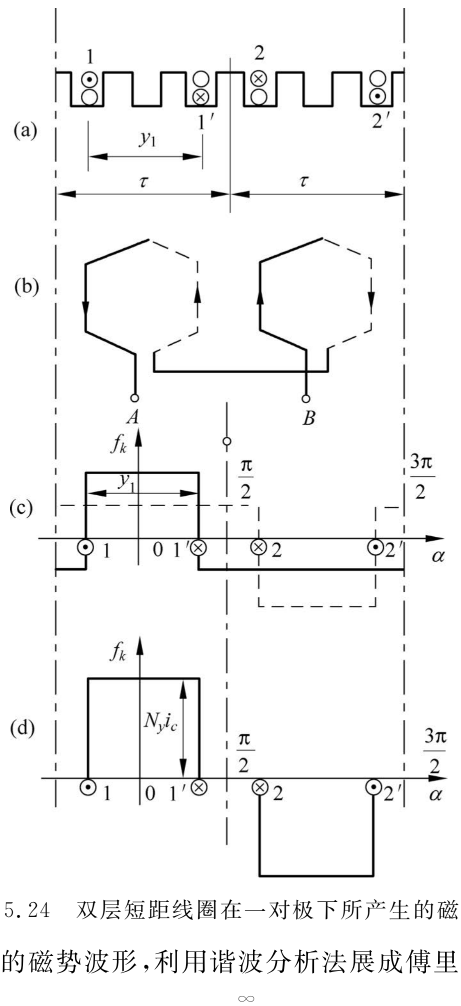


图 5.24 双层短距线圈在一对极下所产生的磁势

对图 5.24(d)所示的磁势波形,利用谐波分析法展成傅里叶级数可得

$$f_k(\alpha,t)=\sum_{\nu=1,3,5,\cdots}^{\infty}C_\nu\cos\nu\alpha \tag{5-39}$$

其中，$C_\nu=\frac{4}{\pi}\frac{1}{2}N_y\sqrt{2}I_c\cos\omega t\ \frac{1}{\nu}\sin\nu\ \frac{y_1}{\tau}90°$。考虑到短距系数的定义，则式(5-39)可展开为

$$\begin{aligned}f_k(\alpha,t)&=\frac{4}{\pi}\ \frac{1}{2}\sqrt{2}N_yk_{y1}I_c\cos\omega t\cos\alpha-\frac{4}{\pi}\ \frac{1}{2}\sqrt{2}N_yk_{y3}I_c\cos\omega t\ \frac{1}{3}\cos3\alpha\\&\quad+\frac{4}{\pi}\ \frac{1}{2}\sqrt{2}N_yk_{y5}I_c\cos\omega t\ \frac{1}{5}\cos5\alpha+\cdots\\&=f_{k1}(\alpha,t)+f_{k3}(\alpha,t)+f_{k5}(\alpha,t)+\cdots\end{aligned}\tag{5-40}$$

对于基波磁势

$$f_{k1}(\alpha,t)=\frac{4}{\pi}\ \frac{1}{2}\sqrt{2}N_yk_{y1}I_c\cos\omega t\cos\alpha=F_{K1}\cos\omega t\cos\alpha\tag{5-41}$$

其中，基波磁势的幅值为

$$F_{K1}=\frac{4}{\pi}\ \frac{1}{2}\sqrt{2}N_yk_{y1}I_c=0.9N_yk_{y1}I_c\tag{5-42}$$

对于 ν 次谐波

$$f_{k\nu}(\alpha,t)=\frac{4}{\pi}\ \frac{1}{2}\sqrt{2}N_yk_{y\nu}I_c\ \frac{1}{\nu}\cos\omega t\cos\nu\alpha=F_{K\nu}\cos\omega t\cos\nu\alpha\tag{5-43}$$

其中，ν 次谐波磁势的幅值为

$$F_{K\nu}=\frac{4}{\pi}\ \frac{1}{2}\sqrt{2}N_yk_{y\nu}I_c\ \frac{1}{\nu}=0.9N_yk_{y\nu}I_c\ \frac{1}{\nu}\tag{5-44}$$

5.5.2　单个线圈组所产生的磁势

考虑到交流电机的定子采用分布绕组，每个线圈组中相邻两个线圈的空间间隔为槽距角 α，各个线圈匝数相等，彼此间因相互串联而电流相等，因此，所产生的磁势大小相等，相位互差 α 角，如图 5.25 所示。

根据图 5.24 单个线圈所产生的磁势波形得到线圈组所产生的合成磁势波形为梯形波，如图 5.25(a)所示。由此可见，分布绕组组成的线圈组可以确保合成磁势波形接近正弦波，图 5.25(b)、(c)分别给出了单个线圈组基波合成磁势的波形和相量图。

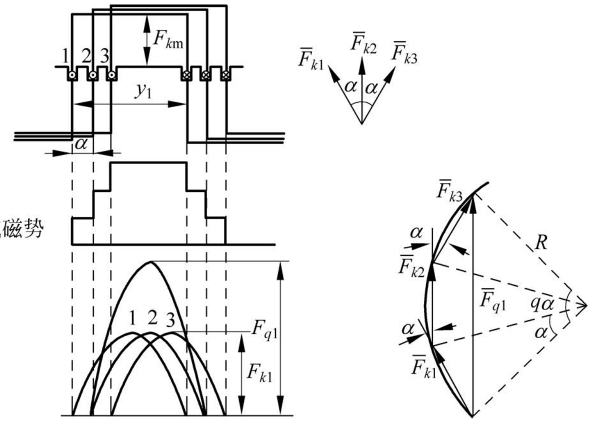
采用 5.4.5 节线圈组电势计算完全相同的方法，可得线圈组所产生的基波磁势为

$$f_{q1}(\alpha,t)=qf_{k1}k_{q1}=\frac{4}{\pi}\frac{\sqrt{2}}{2}(qN_yk_{y1}k_{q1})I_c\cos\alpha\cos\omega t=F_{q1}\cos\alpha\cos\omega t\tag{5-45}$$

式中，$F_{q1}=\frac{4}{\pi}\frac{1}{2}\sqrt{2}qN_yk_{w1}I_c=0.9qN_yk_{w1}I_c$。

对于 ν 次谐波

$$\begin{aligned}f_{q\nu}(\alpha,t)&=qf_{k\nu}k_{q\nu}=\frac{4}{\pi}\ \frac{1}{2}\sqrt{2}(qN_yk_{y\nu}k_{q\nu})I_c\ \frac{1}{\nu}\cos\omega t\cos\nu\alpha\\&=F_{q\nu}\cos\omega t\cos\nu\alpha\end{aligned}\tag{5-46}$$



(a) 线圈组及合成磁势

(b) 线圈组的基波合成磁势　(c) 线圈组基波磁势的相量图

图 5.25　单个线圈组的合成磁势

式中，$F_{q\nu}=\frac{4}{\pi}\frac{1}{2}\sqrt{2}(qN_yk_{w\nu})I_c\ \frac{1}{\nu}=0.9(qN_yk_{w\nu})I_c\ \frac{1}{\nu}$。

根据基波和谐波绕组系数(见5.4节)，便可获得与绕组感应电势类似的结论，即**与集中绕组相比，交流绕组的短距和分布使基波磁势有所减小，但却使谐波磁势或磁场大大削弱，合成磁势或磁场的波形更接近于正弦**。

5.5.3　单相绕组在每对极下所产生的磁势

熟悉了线圈和线圈组的磁势后，便可进一步计算单相绕组所产生的合成磁势。需要说明的是，单相绕组所产生的合成磁势并不是指单相绕组的所有安匝数，考虑到单相绕组总的安匝数对每对极的磁场都有贡献，而各对极下均有独立的磁路和磁场，因此，**单相绕组的合成磁势指的是该相绕组在每对极下的磁势**。图5.26给出了四极电机定子一相绕组所产生的磁场和磁势波形。

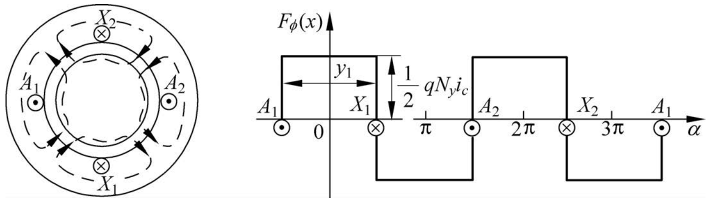


图 5.26　四极电机每相绕组所产生的磁场和磁势波形

对于单层绕组，由于每相共有 p 个线圈组，因此，每相每对极下的绕组匝数为 qN_yp/p。假定每相绕组的并联支路数为 a，则每个线圈(或支路)所流过的电流为 $I_{1\phi}/a$，这里，$I_{1\phi}$ 为每相绕组的电流有效值。据此，一相绕组的基波合成磁势可表示为

$$\begin{aligned} f_{\phi 1}(\alpha, t) &= \frac{4}{\pi}\frac{\sqrt{2}}{2}\left(\frac{qN_y p}{p}k_{w1}\right)\frac{I_{1\phi}}{a}\cos\alpha\cos\omega t \\ &= \frac{4}{\pi}\frac{\sqrt{2}}{2}\left(\frac{aN_1}{p}k_{w1}\right)\frac{I_{1\phi}}{a}\cos\alpha\cos\omega t \\ &= 0.9\,\frac{N_1 k_{w1}}{p}I_{1\phi}\cos\alpha\cos\omega t \\ &= F_{\phi 1}\cos\alpha\cos\omega t \end{aligned} \tag{5-47}$$

式中，$F_{\phi 1}=0.9\,\frac{N_1 k_{w1}}{p}I_{1\phi}$ 为每相绕组所产生的基波磁势幅值，$N_1=\frac{pqN_y}{a}$为每相绕组每条支路的匝数。

对于双层绕组，由于每相共有 $2p$ 个线圈组，则每相每对极下的绕组匝数为 $2pqN_y/p$。据此，每相绕组的基波合成磁势可表示为

$$\begin{aligned} f_{\phi 1}(\alpha, t) &= \frac{4}{\pi}\frac{\sqrt{2}}{2}\left(\frac{2pqN_y}{p}k_{w1}\right)\frac{I_{1\phi}}{a}\cos\alpha\cos\omega t \\ &= \frac{4}{\pi}\frac{\sqrt{2}}{2}\left(\frac{aN_1}{p}k_{w1}\right)\frac{I_{1\phi}}{a}\cos\alpha\cos\omega t \\ &= 0.9\,\frac{N_1 k_{w1}}{p}I_{1\phi}\cos\alpha\cos\omega t \\ &= F_{\phi 1}\cos\alpha\cos\omega t \end{aligned} \tag{5-48}$$

其中，$F_{\phi 1}=0.9\,\frac{N_1 k_{w1}}{p}I_{1\phi}$ 为每相绕组所产生的基波磁势幅值，$N_1=\frac{2pqN_y}{a}$为每相绕组每条支路的匝数。

对于 ν 次谐波，每相绕组的合成磁势为

$$f_{\phi\nu}(\alpha, t)=F_{\phi\nu}\cos\nu\alpha\cos\omega t \tag{5-49}$$

其中，每相绕组所产生的基波磁势幅值为 $F_{\phi\nu}=0.9\,\frac{N_1 k_{w\nu}}{\nu p}I_{1\phi}$。

由式(5-47)或式(5-48)可见：同单个线圈所产生的磁势一样，随着时间的推移，单相绕组所产生的基波合成磁势仅改变幅值而位置不动(见图 5.27)，亦即**单相绕组通以单相交流电流所产生的基波合成磁势仍为脉振磁势**。

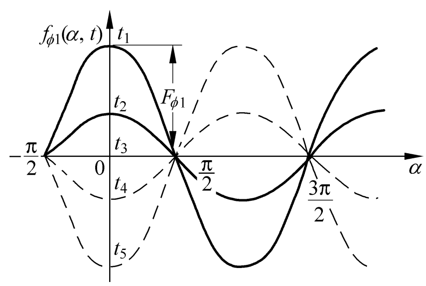


图 5.27　单相绕组通以单相电流在不同时刻所产生的基波合成磁势波形图

综上所述，可得出如下结论：

(1) **单相绕组通以单相交流所产生的磁势为脉振磁势；**

(2) **随着谐波次数 ν 的增加，单相绕组所产生脉振磁势的幅值减小。**

5.5.4 三相绕组所产生的基波合成磁势

在分析了单相绕组通以单相交流所产生脉振磁势的基础上,便可以讨论三相对称绕组通以三相对称电流所产生的合成磁势情况。下面分别用解析法和时空相量图法对其讨论。

1. 解析法

设 A、B、C 三相对称绕组分别通以下列三相对称电流

$$\begin{cases} i_A = I_m \cos\omega t \\ i_B = I_m \cos(\omega t - 120^\circ) \\ i_C = I_m \cos(\omega t - 240^\circ) \end{cases}$$

取 A 相绕组的轴线作为坐标原点,沿 $A \rightarrow B \rightarrow C$ 方向为空间电角度 α 的正方向。考虑到三相对称绕组空间互差 120°,根据式(5-48)得 A、B、C 三相绕组每相所产生的基波磁势分别为

$$\begin{cases} f_{A1}(\alpha, t) = F_{\phi 1} \cos\alpha \cos\omega t \\ f_{B1}(\alpha, t) = F_{\phi 1} \cos(\alpha - 120^\circ)\cos(\omega t - 120^\circ) \\ f_{C1}(\alpha, t) = F_{\phi 1} \cos(\alpha - 240^\circ)\cos(\omega t - 240^\circ) \end{cases} \tag{5-50}$$

利用式(5-50),并根据三角函数恒等式 $\cos\alpha\cos\beta = \dfrac{1}{2}[\cos(\alpha - \beta) + \cos(\alpha + \beta)]$得

$$\begin{cases} f_{A1}(\alpha, t) = \dfrac{1}{2}F_{\phi 1}\cos(\alpha - \omega t) + \dfrac{1}{2}F_{\phi 1}\cos(\alpha + \omega t) \\ f_{B1}(\alpha, t) = \dfrac{1}{2}F_{\phi 1}\cos(\alpha - \omega t) + \dfrac{1}{2}F_{\phi 1}\cos(\alpha + \omega t - 240^\circ) \\ f_{C1}(\alpha, t) = \dfrac{1}{2}F_{\phi 1}\cos(\alpha - \omega t) + \dfrac{1}{2}F_{\phi 1}\cos(\alpha + \omega t - 120^\circ) \end{cases} \tag{5-51}$$

由式(5-51)得三相基波的合成磁势为

$$\begin{aligned} f_1(\alpha, t) &= f_{A1}(\alpha, t) + f_{B1}(\alpha, t) + f_{C1}(\alpha, t) \\ &= \frac{3}{2}F_{\phi 1}\cos(\omega t - \alpha) = F_1 \cos(\omega t - \alpha) \end{aligned} \tag{5-52}$$

其中,$F_1 = \dfrac{3}{2}F_{\phi 1} = \dfrac{3}{2} \times 0.9\,\dfrac{N_1 k_{w1}}{p} I_{\phi 1} = 1.35\,\dfrac{N_1 k_{w1}}{p} I_{\phi 1}$。

根据式(5-52),可得三相基波合成磁势的波形如图 5.28 所示,图中实线和虚线分别表示 $\omega t = 0$、$\omega t = \beta$ 两个时刻的合成磁势波形图。

比较图 5.28 中的实线和虚线可以看出:合成磁势的幅值不变,而且经过一定时间 $\omega t = \beta$ 后,三相基波合成磁势的波形沿 $+\alpha$ 方向前移了 β 电角度,因此,三相基波合成磁势为一幅值恒定、正弦分布的行波,亦即其沿圆周为一旋转磁势。该旋转磁势的角

速度可通过波形上任一点的变化来得到，如取幅值点，则由式(5-52)得 $\cos(\omega t-\alpha)=1$，亦即 $\omega t-\alpha=0$，对该式两边同时求导，便可求得波幅的移动角速度为

$$\frac{\mathrm{d}\alpha}{\mathrm{d}t}=\omega$$

可见，旋转磁势的角速度等于定子绕组的通电角频率，亦即 $\frac{\mathrm{d}\alpha}{\mathrm{d}t}=p2\pi\frac{n_1}{60}=\omega=2\pi f_1$，于是有

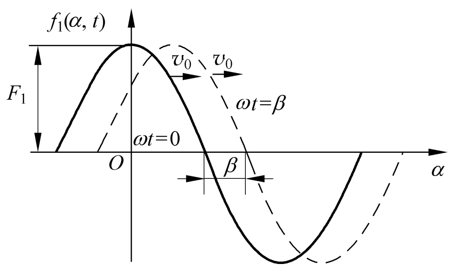


图 5.28　三相基波合成磁势的波形图

$$n_1=\frac{60f_1}{p} \tag{5-53}$$

很显然，式(5-53)与式(5-2)完全相同，它表示三相基波合成磁势以同步速 n_1 沿 $+\alpha$ 方向旋转。

由式(5-52)还可以看出：三相基波合成磁势的幅值位置随时间而变化，出现在 $\omega t-\alpha=0$ 处。当 $\omega t=0$ 即 A 相电流达最大时，合成磁势幅值出现在 $\alpha=0$ 处，即 A 相绕组的轴线上；当 $\omega t=120°$ 即 B 相电流达最大时，合成磁势幅值出现在 $\alpha=120°$ 处，即 B 相绕组的轴线上；同理，C 相电流达最大时的情况也一样。由此可以得出下列结论：**当某相电流达最大时，三相基波合成磁势的幅值恰好位于该相绕组的轴线上。**

若 B、C 两相的通电相序对调，即令

$$\begin{cases} i_A=I_m\cos\omega t \\ i_B=I_m\cos(\omega t-240°) \\ i_C=I_m\cos(\omega t-120°) \end{cases}$$

按照上述解析法，式(5-50)变为

$$\begin{cases} f_{A1}(\alpha,t)=F_{\phi1}\cos\alpha\cos\omega t \\ f_{B1}(\alpha,t)=F_{\phi1}\cos(\alpha-120°)\cos(\omega t-240°) \\ f_{C1}(\alpha,t)=F_{\phi1}\cos(\alpha-240°)\cos(\omega t-120°) \end{cases} \tag{5-54}$$

三相基波合成磁势变为

$$f_1(\alpha,t)=\frac{3}{2}F_{\phi1}\cos(\omega t+\alpha)=F_1\cos(\omega t+\alpha) \tag{5-55}$$

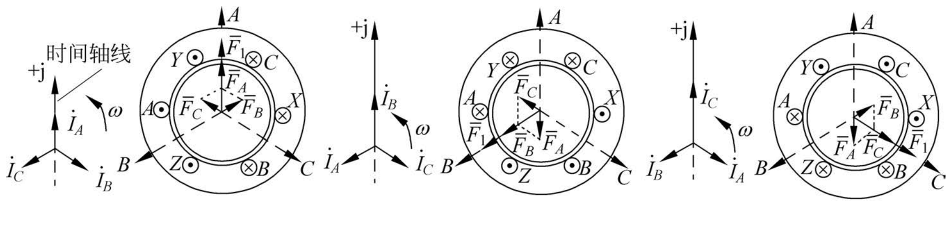
式(5-55)表明，相序改变后，三相基波合成磁势仍为旋转磁势，但其旋转方向变为沿 $-\alpha$ 方向，即沿 $A\rightarrow C\rightarrow B$ 方向，旋转磁势的转速为 $n_1=-\frac{60f_1}{p}$。由此可见，**改变绕组的通电相序，便可改变三相基波合成磁势的转向**，这就是为什么只要改变定子三相绕组的通电相序，三相异步电动机的转子便可以实现反转的理论依据。

2. 时空相量图法

上面用数学方法得出了有关三相基波合成磁势的结论，也可以通过直观的图解

法讨论上述结论。

图5.29给出了用时空相量图法描述的三相对称绕组通以三相对称电流所产生三相基波合成磁势的情况。图5.29(a)、(b)、(c)中,左边分别表示不同瞬时三相定子电流相量在时间轴上的位置;右边分别表示定子 A、B、C 三相绕组的相轴(或空间轴)以及不同瞬时定子三相基波合成磁势的位置。



(a) $\omega t=0°$　(b) $\omega t=120°$　(c) $\omega t=240°$

图5.29　三相基波合成磁势的时空相量图

图5.29中,电流正方向的规定与5.1.1节相同,即尾进首出为正。将左边各相的时间相量绘到右边的空间相量轴上,便可获得三相基波合成磁势的时空相量图。图5.29仅给出了三个不同时刻即 $\omega t=0°$、$\omega t=120°$ 和 $\omega t=240°$(相应的时间分别为 $t=0$、$t=T/3$ 和 $t=2T/3$(T 为外加电流的交变周期))的情况。由图5.29可见,三相基波合成磁势相量 $\bar{F}_1$ 是旋转的,其幅值不变,端点的轨迹是一个圆,因此,这种旋转磁势又称为**圆形旋转磁势**,相应的磁场又称为**圆形旋转磁场**。每当外加电流交变一次,基波合成磁势相量 $\bar{F}_1$ 则旋转360°电角度。

图5.30给出了另一种图解描述三相基波合成磁势的方法。为了说明这种方法的由来,将式(5-50)、式(5-51)的第1式重新写为

$$\begin{aligned} f_{A1}(\alpha,t) &= F_{\phi 1}\cos\alpha\cos\omega t \\ &= \frac{1}{2}F_{\phi 1}\cos(\alpha-\omega t)+\frac{1}{2}F_{\phi 1}\cos(\alpha+\omega t) \\ &= f_{A+}(\alpha,t)+f_{A-}(\alpha,t) \end{aligned} \tag{5-56}$$

式(5-56)的物理意义是:**一个脉振磁势可以分解为两个大小相等、旋转方向相反的旋转磁势**。利用这一结论,便可将各相脉振磁势分别分解为两个不同旋转方向的旋转磁势 $\bar{F}_+$ 和 $\bar{F}_-$。然后分别将同一方向上的旋转磁势叠加,便可获得三相基波合成磁势。图5.30给出了 $\omega t=0$ 瞬时三相基波合成磁势的情况。图5.30中,由于在 $\omega t=0$ 瞬时 A 相电流达最大值(其相量位于时间轴线上),故 A 相脉振磁势所对应的两个分量 $\bar{F}_{A+}$、$\bar{F}_{A-}$ 位于 A 相轴线上;B 相电流差120°达最大值(其相量 $\dot{I}_B$ 需120°方可到达时间轴线),故 B 相脉振磁势所对应的两个分量 $\bar{F}_{B+}$、$\bar{F}_{B-}$ 沿各自的旋转方向 ω_+、ω_- 差120°到达 B 相轴线;而 C 相电流则超前时间轴线120°,故其脉振磁势所对应的两个分量 $\bar{F}_{C+}$、$\bar{F}_{C-}$ 分别沿各自旋转方向已超前 C 相轴线120°。据此,便可得到三相绕组磁势各分量及合成磁势结果。

由图可见,无论任何时刻(图中虽然仅画出某一瞬时),三相反转的负序旋转磁

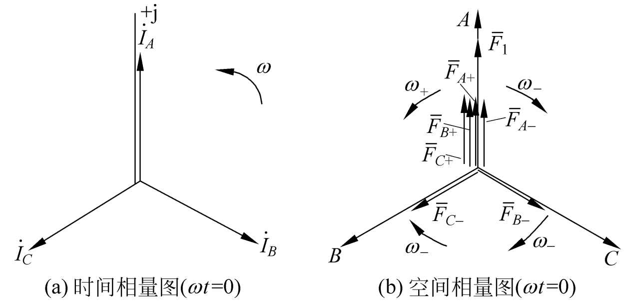


图 5.30　三相基波合成磁势的时空相量图

势总是大小相等、相位互差 120°电角度，因而可以相互抵消，其合成磁势为零；而正转的正序旋转磁势无论在任何时刻总是大小相等、相位相同，三相基波磁势的叠加结果为每相磁势幅值的 1.5 倍。很显然，这一基波合成磁势为圆形旋转磁势，转速与正序旋转磁势相同。

综上所述，可以得出有关三相基波合成磁势的结论如下：

（1）**三相对称绕组通以三相对称电流会产生圆形基波旋转磁势 $\bar{F}_1$**，旋转磁势的幅值为 $F_1=\frac{3}{2}F_{\phi 1}=\frac{3}{2}\times 0.9\frac{N_1k_{w1}}{p}I_{\phi 1}=1.35\frac{N_1k_{w1}}{p}I_{\phi 1}$。

（2）**合成磁势 $\bar{F}_1$ 的转向取决于三相电流的相序**，若 A、B、C 三相绕组的通电顺序为 $i_A\to i_B\to i_C$，则 $\bar{F}_1$ 将沿 $A\to B\to C$ 方向旋转；若三相电流的通电顺序为 $i_A\to i_C\to i_B$，则 $\bar{F}_1$ 将沿 $A\to C\to B$ 方向旋转。

（3）**合成磁势 $\bar{F}_1$ 的转速为 $n_1=\frac{60f_1}{p}$**，即同步速。

（4）**合成磁势 $\bar{F}_1$ 的瞬时位置取决于电流，当某相电流达最大时，三相基波合成磁势的幅值就恰好位于该相绕组的轴线上。**

值得指出的是，上述结论可以推广至 m 相对称绕组通以 m 相对称电流的一般情况，此时上述结论变为：**m 相对称绕组通以 m 相对称电流产生圆形旋转磁势，旋转磁势的幅值为每相脉振磁势幅值的 $m/2$ 倍，旋转磁势的转速为同步速。**

多相对称绕组通以多相对称电流产生旋转磁势和磁场是多相旋转电机运行的关键，正是由于定子旋转磁场和转子感应电流的相互作用才产生电磁转矩，由其拖动转子旋转。

5.5.5　三相绕组所产生的高次谐波合成磁势

同样的方法可以分析三相合成磁势中高次谐波磁势的情况，利用解析法得三相 ν 次谐波的合成磁势为

$$\begin{aligned}f_\nu(\alpha,t)&=f_{A\nu}(\alpha,t)+f_{B\nu}(\alpha,t)+f_{C\nu}(\alpha,t)\\&=F_{\phi\nu}\cos\nu\alpha\cos\omega t+F_{\phi\nu}\cos\nu(\alpha-120^\circ)\cos(\omega t-120^\circ)\\&\quad+F_{\phi\nu}\cos\nu(\alpha-240^\circ)\cos(\omega t-240^\circ)\end{aligned}\tag{5-57}$$

下面分三种情况进行讨论。

(1) 当 $\nu=3k(k=1,3,5,\cdots)$时,即对于三次及三的倍数次谐波($\nu=3,9,15,\cdots$),将 $\nu=3k(k=1,3,5,\cdots)$代入式(5-57)得

$$f_\nu(\alpha,t)=0 \tag{5-58}$$

式(5-58)表明,**对称的三相合成磁势中不存在三次谐波以及三的倍数次谐波**。

(2) 当 $\nu=6k+1(k=1,3,5,\cdots)$,即 $\nu=7,13,19,\cdots$时,将 $\nu=6k+1(k=1,3,5,\cdots)$代入式(5-57)得

$$f_\nu(\alpha,t)=\frac{3}{2}F_{\phi\nu}\cos(\omega t-\nu\alpha) \tag{5-59}$$

式(5-59)表明,三相 $\nu=6k+1$ 次谐波合成磁势是一与基波合成磁势方向相同、转速为 $n_\nu=\frac{n_1}{\nu}$、幅值为$\frac{3}{2}F_{\phi\nu}$ 的旋转磁势。

(3) 当 $\nu=6k-1(k=1,3,5,\cdots)$,即 $\nu=5,11,17,\cdots$时,将 $\nu=6k-1(k=1,3,5,\cdots)$代入式(5-57)得

$$f_\nu(\alpha,t)=\frac{3}{2}F_{\phi\nu}\cos(\omega t+\nu\alpha) \tag{5-60}$$

式(5-60)表明,三相 $\nu=6k-1$ 次谐波合成磁势是一与基波合成磁势方向相反、转速为 $n_\nu=\frac{n_1}{\nu}$、幅值为$\frac{3}{2}F_{\phi\nu}$ 的旋转磁势。

综上所述,三相对称绕组通以三相对称电流除了产生以同步速 n_1 运行的圆形基波旋转磁势外,还会产生与基波旋转磁势方向相同或相反、转速为$\frac{n_1}{\nu}$的谐波磁势。它表明,气隙内除了产生基波旋转磁场外,还会产生各种高次谐波旋转磁场。

5.6 三相交流电机的综合矢量与坐标变换※

在引入综合矢量之前,首先有必要讨论两相对称绕组通以两相对称电流所产生的磁势情况。

5.6.1 两相对称绕组所产生的基波合成磁势

所谓两相对称绕组指的是两相绕组的匝数相等、空间上互差 90°,如图 5.31 所示。

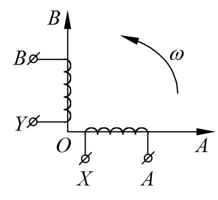


图 5.31 两相对称绕组

若在图 5.31 所示的 A、B 两相对称绕组中通以如下形式的两相对称电流

$$\begin{cases} i_A=\sqrt{2}I\cos\omega_1 t \\ i_B=\sqrt{2}I\cos(\omega_1 t-90^\circ) \end{cases}$$

根据式(5-48)得每相绕组所产生的磁势分别为

$$\begin{cases} f_{A1}(\alpha,t)=F_{\phi1}\cos\alpha\cos\omega_1 t \\ f_{B1}(\alpha,t)=F_{\phi1}\cos(\alpha-90^\circ)\cos(\omega_1 t-90^\circ) \end{cases} \tag{5-61}$$

式(5-61)中,$F_{\phi1}$ 为每相绕组所产生基波磁势的幅值,$F_{\phi1}=0.9\dfrac{N_1k_{w1}}{p}I$,$N_1$ 为每相绕组每条支路的串联匝数。

由式(5-61)并根据三角恒等式 $\cos\alpha\cos\beta=\dfrac{1}{2}[\cos(\alpha-\beta)+\cos(\alpha+\beta)]$得两相绕组的基波合成磁势为

$$f_1(\alpha,t)=f_{A1}(\alpha,t)+f_{B1}(\alpha,t)=F_{\phi1}\cos(\alpha-\omega_1 t) \tag{5-62}$$

同理,若改变 A、B 两相绕组的通电相序,则基波合成磁势将变为

$$f_1(\alpha,t)=F_{\phi1}\cos(\alpha+\omega_1 t) \tag{5-63}$$

上述式子的具体推导过程可作为练习题,这里不再赘述。

式(5-62)、式(5-63)表明,类似于三相交流绕组,**两相对称绕组通以两相对称电流将产生圆形旋转磁势。旋转磁势的幅值与每相绕组所产生的磁势幅值相等,旋转磁势的转速为同步速,转向取决于通电相序。**

5.6.2　三相交流电机的综合矢量与坐标变换

5.5 节曾得出 m 相对称绕组通以 m 相对称电流将产生圆形旋转磁势,显然,相数最小的绕组为两相绕组,即 $m=2$。据此,可以利用磁势等效的概念,将三相绕组用空间上互差 90°的两相绕组来等效,只要确保后者通以时间上互差 90°的两相电流所产生的磁势与前者通以三相对称电流所产生的磁势相同即可。这样等效的好处是能够将三相绕组的三个变量等效为两个变量,进而可以简化交流电机的数学模型。上述等效在电机学理论上又称为**坐标变换**,其中,对应于三相绕组变量的坐标系称为 ***ABC* 坐标系**;对应于两相绕组的坐标系称为**$\alpha\beta$ 坐标系**。图 5.32 给出了 ABC 坐标系下的三相绕组与 $\alpha\beta$ 坐标系下的两相绕组之间的等效关系,图中,取 $\alpha\beta$ 坐标系中的 α 轴线与 ABC 坐标系中的 A 相轴线同方向。

若将正交 $\alpha\beta$ 坐标系下的两相电流所产生的磁势分解到 ABC 三相坐标系上,便可得到下列磁势关系式

$$\begin{cases} f_A=f_\alpha \\ f_B=f_\alpha\cos120^\circ+f_\beta\sin120^\circ=-\dfrac{1}{2}f_\alpha+\dfrac{\sqrt{3}}{2}f_\beta \\ f_C=f_\alpha\cos240^\circ+f_\beta\sin240^\circ=-\dfrac{1}{2}f_\alpha-\dfrac{\sqrt{3}}{2}f_\beta \end{cases} \tag{5-64}$$

式(5-64)中,两相电流 i_α、i_β 在 $\alpha\beta$ 两相绕组中所产生的合成磁势与三相电流 i_A、i_B、i_C 在 ABC 三相对称绕组中所产生的合成磁势大小相等且相位相同,即对应着同一

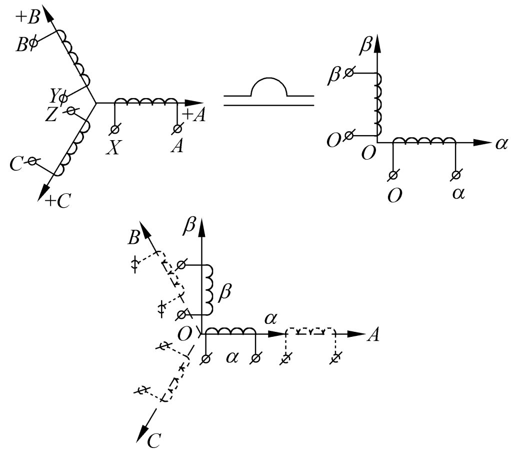


图 5.32 ABC 三相坐标系与 αβ 两相坐标系之间的等效

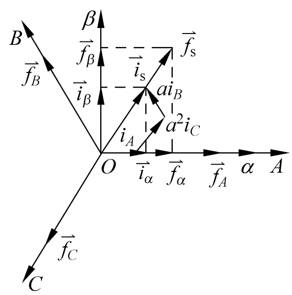


图 5.33 静止 3 相/静止 2 相的坐标变换

磁势矢量,如图 5.33 所示。

考虑到电流与磁势成正比,于是,图 5.33 中的合成磁势 $\vec{f}_s=f_\alpha+\mathrm{j}f_\beta$ 所对应的电流矢量 $\vec{i}_s$ 可表示为

$$\vec{i}_s=i_\alpha+\mathrm{j}i_\beta \tag{5-65}$$

式(5-65)中的电流矢量又称为**电流综合矢量**。式(5-65)表示的是空间互成 90°的两相对称绕组通以两相电流所产生合成磁势的情况,它与实际的三相交流电机对称绕组通以三相对称电流所产生的合成旋转磁势完全相同。既然**电流综合矢量反映的是合成磁势,因而本身是时-空变量的函数,其瞬时值随着空间位置以及时刻的不同而改变。**

考虑到电流正比于磁势,因此,式(5-64)中的所有磁势皆可用相应的各相电流来替换,于是有

$$\begin{cases} i_A=i_\alpha \\ i_B=i_\alpha\cos120^\circ+i_\beta\sin120^\circ=-\dfrac{1}{2}i_\alpha+\dfrac{\sqrt{3}}{2}i_\beta \\ i_C=i_\alpha\cos240^\circ+i_\beta\sin240^\circ=-\dfrac{1}{2}i_\alpha-\dfrac{\sqrt{3}}{2}i_\beta \end{cases} \tag{5-66}$$

式(5-66)的逆变换为

$$\begin{cases} i_\alpha=\dfrac{2}{3}(i_A+i_B\cos120^\circ+i_C\cos240^\circ)=\dfrac{2}{3}i_A-\dfrac{1}{3}i_B-\dfrac{1}{3}i_C=i_A \\ i_\beta=\dfrac{2}{3}(i_B\sin120^\circ+i_C\sin240^\circ)=\dfrac{1}{\sqrt{3}}i_B-\dfrac{1}{\sqrt{3}}i_C \end{cases} \tag{5-67}$$

将式(5-67)代入式(5-65),并利用尤拉公式 $\mathrm{e}^{\mathrm{j}\theta}=\cos\theta+\mathrm{j}\sin\theta$ 得

$$\vec{i}_s = i_\alpha + j i_\beta = \frac{2}{3}(i_A + i_B e^{j120^\circ} + i_C e^{j240^\circ}) = \frac{2}{3}(i_A + a i_B + a^2 i_C) \tag{5-68}$$

式中，$a = e^{j120^\circ}$，$a^2 = e^{j240^\circ}$。a 和 a^2 可以理解为是沿电机 B 相轴线、C 相轴线的单位矢量，而参考轴对应于 A 相轴线。

式(5-68)给出了用静止的 ABC 坐标系下的变量表示的电流综合矢量表达式，该定子电流综合矢量实际代表的是三相合成磁势的结果，即若每相绕组外加的电流分别为$\{i_A, i_B, i_C\}$，则每相绕组在各自轴线$\{1, a, a^2\}$上所产生的磁势分别正比于$\{i_A, a i_B, a^2 i_C\}$(见图 5.33)。若三相电流按正弦规律变化，则每相绕组的磁势为脉振磁势(同 5.5 节的结果)，其三相的合成磁势可用式(5-68)表示，式中的系数 2/3 是由坐标变换过程中磁势保持不变而匝数改变造成的。对于三相交流电机而言，若利用电网供电或采用逆变器供电所获得的三相交流输出电压(或电流)均为正弦，则在交流电机定子内部便产生圆形旋转磁势或磁场，其对应于定子合成磁势的综合矢量矢点的轨迹为圆。

式(5-68)的逆变换为

$$\begin{cases} i_A = \mathrm{Re}(\vec{i}_s) \\ i_B = \mathrm{Re}(a^2 \vec{i}_s) \\ i_C = \mathrm{Re}(a \vec{i}_s) \end{cases} \tag{5-69}$$

式中，Re(·)表示对括号内的变量取实部。

需要特别指出的是，尽管上述综合矢量是以电流形式给出的，考虑到三相电压、磁链与电流之间的关系，可以引入相应的电压综合矢量以及磁链综合矢量来反映其与电流综合矢量之间的关系。电压综合矢量和定子磁链综合矢量的表达式同样可根据式(5-68)得到，其具体表达式分别为

$$\vec{u}_s = u_{s\alpha} + j u_{s\beta} = \frac{2}{3}(u_A + a u_B + a^2 u_C) \tag{5-70}$$

$$\vec{\psi}_s = \psi_{s\alpha} + j \psi_{s\beta} = \frac{2}{3}(\psi_{sA} + a \psi_{sB} + a^2 \psi_{sC}) \tag{5-71}$$

上述定子电压综合矢量、定子磁链综合矢量同定子电流综合矢量一样，皆可由三相逆变器来产生。

前面已提到，静止的 ABC 三相对称绕组可以用静止的相互正交的两相 $\alpha\beta$ 绕组来等效，等效的原则是保持两者的磁势不变。事实上，还可以利用磁势等效的概念，进一步将 $\alpha\beta$ 坐标系下的两相静止绕组用按同步速旋转的两相 dq 绕组来等效，且保持两者的磁势不变。这样等效的好处是，当在 $\alpha\beta$ 两相静止绕组中通以时间上互差 90°的正弦交流时，经等效后在同步速旋转的 dq 绕组中的电流变为直流，即两相绕组以同步速旋转，而两相绕组中的电流为直流，则所产生的合成磁势仍为同步速旋转的磁势。理解了这一点，对于全面掌握磁场定向的矢量控制理论以及如何通过矢量控制将“交流电机进行直流化控制”，从而获得和直流调速系统相媲美的高性能交流调速系统必将大有裨益。

图5.34给出了$\alpha\beta$坐标系下的两相绕组与$\boldsymbol{dq}$ **坐标系**下两相绕组之间的等效关系，图中，取$\alpha\beta$坐标系中的α轴线作为dq坐标系中d轴的初始位置，故$\theta_0=0$。

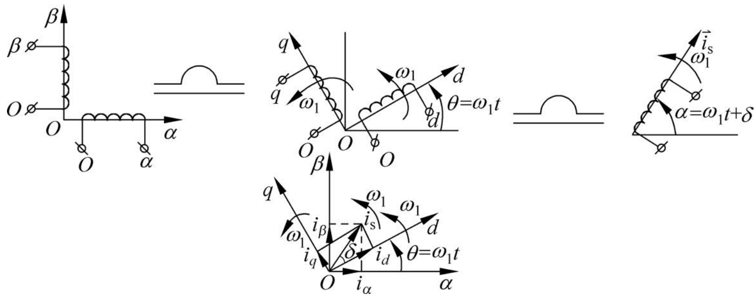


图5.34　静止的$\alpha\beta$两相坐标系、同步旋转的dq两相坐标系以及综合矢量轴之间的等效

考虑到两相电流i_α、i_β在静止的$\alpha\beta$两相绕组中所产生的合成磁势与两相电流i_d、i_q在同步速旋转的两相dq绕组中所产生的磁势相等，因而两者对应的电流综合矢量也完全相同，见图5.34中的$\vec{i}_s$。

按照前面类似的处理办法，将正交$\alpha\beta$坐标系下的两相电流分解到dq坐标系上，便可得到下列关系式

$$\begin{cases} i_d = i_\alpha \cos\theta + i_\beta \sin\theta \\ i_q = -i_\alpha \sin\theta + i_\beta \cos\theta \end{cases} \tag{5-72}$$

式中，$\theta=\omega_1 t+\theta_0$，$\omega_1$为$dq$坐标轴的旋转角速度，即同步角速度。由于是以$\alpha$轴作为$d$轴的初始位置，故$\theta_0=0$。

式(5-72)的逆变换为

$$\begin{cases} i_\alpha = i_d \cos\theta - i_q \sin\theta \\ i_\beta = i_d \sin\theta + i_q \cos\theta \end{cases} \tag{5-73}$$

将式(5-73)代入式(5-65)，并利用尤拉公式得

$$\vec{i}_s = i_\alpha + \mathrm{j}i_\beta = (i_d + \mathrm{j}i_q)\mathrm{e}^{\mathrm{j}\theta} \tag{5-74}$$

式中，$\mathrm{e}^{\mathrm{j}\theta}$为一矢量算子，它表示在同步速旋转的$dq$坐标系下所表示的矢量$\vec{i}_s=i_d+\mathrm{j}i_q$与在静止$\alpha\beta$坐标系下所表示矢量$\vec{i}_s=i_\alpha+\mathrm{j}i_\beta$之间的变换关系。

对比图5.33与图5.34可见，上述三种坐标系所表示的合成磁势以及相应的电流综合矢量均分别代表同一矢量，不同坐标系下的电流分量只是该综合矢量在不同坐标系下的反映(或分解)。

值得特别指出的是，尽管上述不同坐标系下各分量之间的关系式(5-66)、式(5-67)、式(5-72)、式(5-73)是以电流形式给出的，但考虑到电压、磁链等变量与电流之间的关系，上述各关系式自然也适用于电压、磁链等变量。

上述内容是建立交流电机动态模型(又称为电机的统一理论)的理论基础，本节仅从物理概念入手讨论相关问题，旨在为后面要介绍的调速方案中的矢量控制做准

备。至于如何通过综合矢量来描述交流电机的动态数学模型等内容已超出了本教材范围，这里不再赘述，有关内容可参考《运动控制系统》有关教材。

例 5-2　一台三相交流电机，若在其对称的 ABC 定子三相绕组中分别加入下列三相对称电压：

$$\begin{cases} u_A = V_m \cos(\omega_1 t + \phi) \\ u_B = V_m \cos\left(\omega_1 t - \dfrac{2\pi}{3} + \phi\right) \\ u_C = V_m \cos\left(\omega_1 t - \dfrac{4\pi}{3} + \phi\right) \end{cases}$$

试分别计算其在静止的 $\alpha\beta$ 坐标系下和同步旋转的 dq 坐标系下的电压分量以及上述三相定子电压的综合矢量，并用向量图表示之。

解　利用式(5-67)，并将其中的电流用电压替换，则在静止的 $\alpha\beta$ 坐标系下电压分量变为

$$\begin{cases} u_\alpha = u_A = V_m \cos(\omega_1 t + \phi) \\ u_\beta = \dfrac{1}{\sqrt{3}}(u_B - u_C) = V_m \sin(\omega_1 t + \phi) \end{cases}$$

再利用式(5-72)，将其中的电流用电压替换，则在以同步角速度 ω_1 旋转的 dq 坐标系下的电压分量为

$$\begin{cases} u_d = u_\alpha \cos\omega_1 t + u_\beta \sin\omega_1 t = V_m \cos\phi \\ u_q = -u_\alpha \sin\omega_1 t + u_\beta \cos\omega_1 t = V_m \sin\phi \end{cases}$$

上述结果表明，三相对称的正弦电压在静止的 $\alpha\beta$ 坐标系下变换为幅值相同、后者相位滞后于前者 90°的两相对称的正弦电压；而在以同步角速度 ω_1 旋转的 dq 坐标系下，上述正弦电压又变换为直流量。

根据式(5-65)，便可求得综合定子电压矢量为

$$\begin{aligned} \vec{u}_s &= u_\alpha + j u_\beta = V_m e^{j(\omega t + \phi)} \\ &= V_m \cos(\omega t + \phi) + j V_m \sin(\omega t + \phi) \end{aligned}$$

图 5.35 给出了对应于上式的相量图。

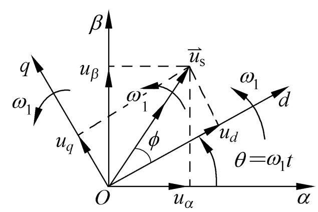


图 5.35　三相对称电压输入所对应的定子电压综合矢量

以上结果表明：在三相对称正弦电压供电下，交流电机定子电压综合矢量的幅值不变，并以电源角频率为 ω_1 的同步角速度恒速旋转。

上述讨论尽管是针对三相正弦交流激励时的情况，事实上，上述分析不仅适用于电压(或电流)为正弦的场合，而且也适用于电压(或电流)为非正弦的场合，尤其是适用于逆变器供电下交流电机的分析。例题 5-3 给出了定子电流除含有基波分量外，还分别含有 5 次谐波和 7 次谐波时定子电流综合矢量的情况。

例 5-3　一台交流电机，若三相定子绕组中的电流中含有 5 次谐波，其表达式为

$$\begin{cases} i_A = I_m\left[\cos\omega_1 t + \frac{1}{5}\cos 5\omega_1 t\right] \\ i_B = I_m\left[\cos(\omega_1 t - 120°) + \frac{1}{5}\cos 5(\omega_1 t - 120°)\right] \\ i_C = I_m\left[\cos(\omega_1 t - 240°) + \frac{1}{5}\cos 5(\omega_1 t - 240°)\right] \end{cases}$$

绘出其定子电流综合矢量在复平面内的矢点轨迹。若三相电流中含有7次谐波,其表达式变为

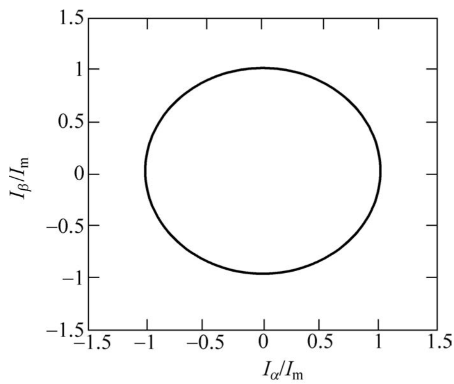
$$\begin{cases} i_A = I_m\left[\cos\omega_1 t - \frac{1}{7}\cos 7\omega_1 t\right] \\ i_B = I_m\left[\cos(\omega_1 t - 120°) - \frac{1}{7}\cos 7(\omega_1 t - 120°)\right] \\ i_C = I_m\left[\cos(\omega_1 t - 240°) - \frac{1}{7}\cos 7(\omega_1 t - 240°)\right] \end{cases}$$

结果又如何?

解 利用式(5-68),得定子电流的综合矢量为

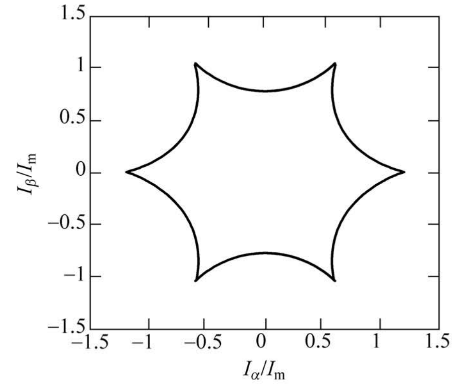
$$\begin{aligned} \vec{i}_s &= \frac{2}{3}(i_A + a i_B + a^2 i_C) = \frac{2}{3}I_m[\cos\omega_1 t + \cos(\omega_1 t - 120°)e^{j120°} \\ &\quad + \cos(\omega_1 t - 240°)e^{j240°}] + \frac{2}{3}\times\frac{1}{5}I_m[\cos 5\omega_1 t + \cos(5\omega_1 t - 240°)e^{j120°} \\ &\quad + \cos(5\omega_1 t - 120°)e^{j240°}] \\ &= I_m e^{j\omega_1 t} + \frac{1}{5}I_m e^{-j5\omega_1 t} \end{aligned}$$

上式计算过程中利用了公式 $\cos\theta = \frac{1}{2}(e^{j\theta} + e^{-j\theta})$。根据上式,绘出定子电流综合矢量在复平面内的矢点轨迹如图5.36(b)所示。为便于比较,图5.36(a)还绘出了仅有基波电流作用时定子电流综合矢量的矢点轨迹。

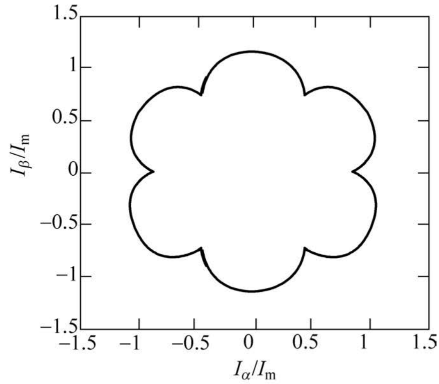


(a) $I_m e^{j\omega_1 t}$(仅正弦基波分量)

图5.36 定子电流综合矢量在复平面上的矢点轨迹



(b) $I_m\left(e^{j\omega_1 t}+\frac{1}{5}e^{-j5\omega_1 t}\right)$(基波和5次谐波分量)



(c) $I_m\left(e^{j\omega_1 t}-\frac{1}{7}e^{j7\omega_1 t}\right)$(基波和7次谐波分量)

图 5.36 (续)

若三相电流中含有 7 次谐波,同理可得定子电流的综合矢量为

$$\vec{i}_s = \frac{2}{3}(i_A + a i_B + a^2 i_C)$$
$$= I_m e^{j\omega_1 t} - \frac{1}{7} I_m e^{j7\omega_1 t}$$

由此绘出定子电流综合矢量的矢点轨迹如图 5.36(c)所示。

图 5.36 表明:当三相定子绕组中外加电流为非正弦时,综合矢量仍然适用。这就为逆变器供电的交流电机分析提供了理论工具。不过此时,其综合矢量的矢点轨迹不再为圆形。

应该讲,本节的知识是全面掌握交流电机动态建模的关键,对于第 6 章要介绍的 SVPWM 技术、交流电机的矢量控制以及直接转矩控制的深入理解也至关重要。

5.7 三相异步电动机的电磁关系

在熟悉了交流电机的绕组构成、电势和磁势的有关知识后,便可以对三相异步电动机内部的电磁过程进行深入讨论。按照循序渐进的原则,本节首先介绍两种极端情况(即空载和转子堵转)下三相异步电动机内部的电磁关系。在此基础上,讨论三相异步电动机负载时的电磁关系。

5.7.1 三相异步电动机空载时的电磁关系

当将定子三相绕组接到三相对称电源上时,定子绕组内部便会产生三相对称电流 $\dot{I}_{1A}$、$\dot{I}_{1B}$ 和 $\dot{I}_{1C}$。在三相对称电流的作用下,定子三相绕组将形成按正弦分布,并以同步速 n_1 旋转的圆形旋转磁势 $\bar{F}_1$。根据 5.5 节,磁势 $\bar{F}_1$ 的幅值可表示

为 $F_1=1.35\dfrac{N_1k_{w1}}{p}I_{\phi1}$,圆形旋转磁势 $\bar{F}_1$ 在气隙内便建立以同步速 n_1 旋转的圆形旋转磁场 $\bar{B}_{\mathrm{m}}$ 即主磁场,该旋转磁场切割定、转子绕组,分别在定、转子绕组中感应电势 $\dot{E}_{1A}$、$\dot{E}_{1B}$ 和 $\dot{E}_{1C}$ 以及 $\dot{E}_{2a}$、$\dot{E}_{2b}$ 和 $\dot{E}_{2c}$。由于转子绕组闭合,转子回路便有三相对称电流 $\dot{I}_{2a}$、$\dot{I}_{2b}$ 和 $\dot{I}_{2c}$ 产生。在气隙磁场和转子电流的作用下,三相异步电动机产生电磁转矩,转子便沿旋转磁场的方向转动起来。但考虑到三相异步电动机空载运行时,转子轴上无任何机械负载,所产生的电磁转矩仅用于克服风阻和摩擦转矩,故电磁转矩很小,转子转速几乎接近同步速即 $n\approx n_1$,此时,转差率 $s\approx0$。旋转磁场切割转子绕组的相对切割速度几乎为零,所以,转子绕组的感应电势和电流均近似为零。因此,空载运行时的定子磁势 $\bar{F}_1$ 主要是用于产生主磁场 $\bar{B}_{\mathrm{m}}$ 的励磁磁势 $\bar{F}_{\mathrm{m}}$,相应的定子电流(即空载电流 $\dot{I}_{10}$)基本上等于励磁电流 $\dot{I}_{\mathrm{m}}$。

同变压器一样,交流电机也把磁通分为**主磁通**和**漏磁通**两部分来处理,把定子电流产生的对应于主磁场 $\bar{B}_{\mathrm{m}}$ 且同时匝链定、转子绕组的磁通称为主磁通 $\dot{\Phi}_{\mathrm{m}}$,这部分磁通作为媒介参入电磁转矩的产生,完成机电能量转换的任务;而把由定子电流产生的仅与定子绕组相匝链的磁通称为定子漏磁通 $\dot{\Phi}_{1\sigma}$,这部分磁通不参与能量转换。

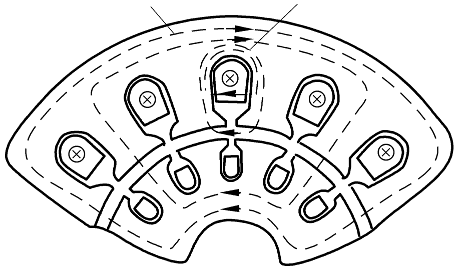


图 5.37 三相异步电机的主磁通与主磁路

对于主磁通,$\dot{\Phi}_{\mathrm{m}}$ 主要走主磁路(见图 5.37),其对应的铁芯磁路存在饱和效应,因而受外加电压的影响较大。根据 5.4 节,主磁通 $\dot{\Phi}_{\mathrm{m}}$ 旋转在定子每相绕组中所感应的电势 $\dot{E}_1$ 为

$$\dot{E}_1=-\mathrm{j}4.44f_1N_1k_{w1}\dot{\Phi}_{\mathrm{m}} \tag{5-75}$$

式中,N_1k_{w1} 为定子每相绕组每条支路的有效匝数。

与变压器的空载处理办法一样,将异步电机主磁路的导磁情况用励磁电抗 x_{m} 表示,而铁耗用 r_{m} 表示,于是有

$$\dot{E}_1=-\dot{I}_{\mathrm{m}}z_{\mathrm{m}}=-\dot{I}_{\mathrm{m}}(r_{\mathrm{m}}+\mathrm{j}x_{\mathrm{m}}) \tag{5-76}$$

式中,励磁电抗 x_{m} 反映的是主磁路的结构参数,它与主磁路的饱和状态有关。x_{m} 可用下式表示为

$$x_{\mathrm{m}}=\omega_1L_{\mathrm{m}}=2\pi f_1(N_1k_{w1})^2\Lambda_{\mathrm{m}}$$

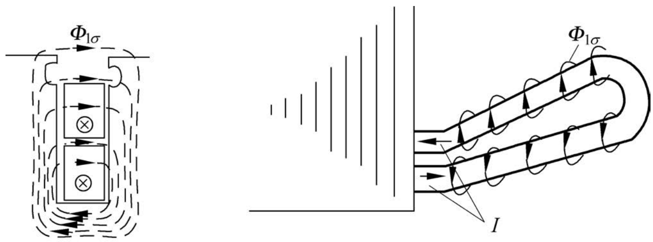
其中,磁导 Λ_{m} 与气隙的大小成反比,气隙越小,Λ_{m} 越大,相应的励磁电抗 x_{m} 也越大,励磁电流(或空载电流)$\dot{I}_{\mathrm{m}}$ 则越小。

值得说明的是,异步电机的励磁电抗 x_{m} 要远小于同等容量电力变压器的励磁电抗。这主要是由于异步电机的主磁通所在的主磁路中存在一定的气隙,导致主磁路的磁阻较大(磁导 Λ_{m} 较小)所致。因此,**与同等容量的变压器相比,异步电机的空载电流(或激磁电流)要大得多。**

定子漏磁通 $\dot{\Phi}_{1\sigma}$ 主要是通过漏磁路如空气等闭合(见图 5.37),基本不受铁芯饱和的影响。定子漏磁通包括**槽漏磁通**、**端部漏磁通**和**谐波漏磁通**三部分,图 5.38(a)、(b)分别给出了槽漏磁通和端部漏磁通的示意图,谐波漏磁通则主要是由气隙中的高次谐波磁场产生的。高次谐波磁场在定子绕组中所感应电势的频率为

$$f_{\nu}=\nu p\,\frac{\dfrac{n_1}{\nu}}{60}=p\,\frac{n_1}{60}=f_1$$

很显然,它与基波频率相同,故通常将其归类于定子漏磁通处理。



(a) 槽漏磁通　　(b) 端部漏磁通

图 5.38　三相异步电机的定子漏磁通

与主磁通类似,交变的漏磁通 $\dot{\Phi}_{1\sigma}$ 在定子每相绕组中所感应的漏电势 $\dot{E}_{1\sigma}$ 可表示为

$$\dot{E}_{1\sigma}=-\mathrm{j}4.44 f_1 N_1 k_{w1}\dot{\Phi}_{1\sigma} \tag{5-77}$$

考虑到漏磁路是线性的,因此,漏磁通 $\dot{\Phi}_{1\sigma}$ 与定子电流 $\dot{I}_1$ 之间呈线性关系。结合式(5-77)可知,漏电势 $\dot{E}_{1\sigma}$ 大小与定子电流 $\dot{I}_1$ 成正比,相位滞后 $\dot{I}_1 90°$,故可引入一漏电抗 $x_{1\sigma}$ 来描述这一关系,即

$$\dot{E}_{1\sigma}=-\mathrm{j}x_{1\sigma}\dot{I}_1 \tag{5-78}$$

式中,**定子漏电抗** $x_{1\sigma}=\omega_1 L_{1\sigma}=2\pi f_1(N_1 k_{w1})^2\Lambda_{1\sigma}$,其中,漏磁导 $\Lambda_{1\sigma}$ 表征的是定子漏磁路的情况,它与定子槽形有关,定子槽越深越窄,$\Lambda_{1\sigma}$ 越大,漏电抗 $x_{1\sigma}$ 越大。

综上所述,三相异步电动机空载运行时的电磁关系可用图 5.39 来描述。

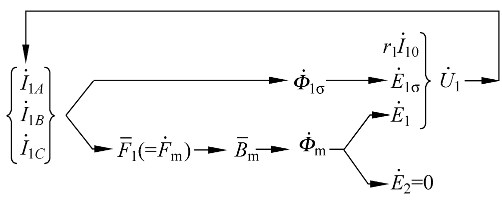


图 5.39　三相异步电动机空载运行时的电磁关系

5.7.2　三相异步电动机转子堵转时的电磁关系

转子堵转时,转速 $n=0$,转差率 $s=1$。当定子三相绕组通以三相对称电流时,便

在气隙内产生以同步速 n_1 旋转的圆形旋转磁势 $\bar{F}_1$ 和磁场 $\bar{B}_m$。根据5.5节,磁势 $\bar{F}_1$ 的幅值可表示为

$$F_1=\frac{m_1}{2}0.9\frac{N_1k_{w1}}{p}I_{\phi1} \tag{5-79}$$

旋转磁场 $\bar{B}_m$ 分别切割定、转子绕组感应定、转子电势,由于定、转子绕组相对定子均处于静止状态,因此,旋转磁场切割定、转子绕组所感应定、转子电势的频率均为 f_1(这里 $f_2=f_1$)。根据5.4节,于是有

$$\dot{E}_1=-\mathrm{j}4.44f_1N_1k_{w1}\dot{\Phi}_m \tag{5-75}$$

$$\dot{E}_2=-\mathrm{j}4.44f_1N_2k_{w2}\dot{\Phi}_m \tag{5-80}$$

式中,N_2k_{w2} 为转子每相绕组每条支路的有效匝数。

考虑到转子绕组是闭合的,在转子电势 $\dot{E}_2$ 的作用下,转子回路便有电流 $\dot{I}_2$(这里是指转子多相电流)产生。此时,相当于转子 m_2 相对称绕组通以 m_2 相对称电流,必然会产生圆形旋转磁势 $\bar{F}_2$。根据5.5节,磁势 $\bar{F}_2$ 的幅值可表示为

$$F_2=\frac{m_2}{2}0.9\frac{N_2k_{w2}}{p}I_2 \tag{5-81}$$

考虑到 $f_2=f_1$,$\bar{F}_2$ 相对转子(或定子)的转速为 $n_2=\frac{60f_2}{p}=\frac{60f_1}{p}=n_1$。因此,定、转子磁势相对静止,可以相互叠加,共同产生励磁磁势 $\bar{F}_m$,即

$$\bar{F}_1+\bar{F}_2=\bar{F}_m \tag{5-82}$$

励磁磁势 $\bar{F}_m$ 在气隙内产生每极主磁通 $\dot{\Phi}_m$,主磁通 $\dot{\Phi}_m$ 分别在定、转子绕组内感应电势 $\dot{E}_1$ 和 $\dot{E}_2$。

此外,同定子电流一样,转子电流 $\dot{I}_2$ 也会产生转子漏磁通 $\dot{\Phi}_{2\sigma}$,该转子漏磁通仅与转子绕组相匝链。转子漏磁通 $\dot{\Phi}_{2\sigma}$ 交变也会在转子绕组中感应转子漏电势 $\dot{E}_{2\sigma}$,其表达式为

$$\dot{E}_{2\sigma}=-\mathrm{j}4.44f_1N_2k_{w2}\dot{\Phi}_{2\sigma} \tag{5-83}$$

考虑到漏磁路不存在饱和,转子漏磁通 $\Phi_{2\sigma}$ 与转子电流 I_2 呈线性关系,结合式(5-83)可知:$E_{2\sigma}$ 与 I_2 成正比,且相位滞后于 $\dot{I}_2 90°$,故可以引入漏抗 $x_{2\sigma}$ 来描述。于是有

$$\dot{E}_{2\sigma}=-\mathrm{j}x_{2\sigma}\dot{I}_2 \tag{5-84}$$

式中,转子漏电抗 $x_{2\sigma}=\omega_1L_{2\sigma}=2\pi f_1(N_2k_{w2})^2\Lambda_{2\sigma}$,其中,漏磁导 $\Lambda_{2\sigma}$ 表征的是转子漏磁路的情况。

综上所述,三相异步电动机转子堵转时的电磁关系可用图5.40来描述。

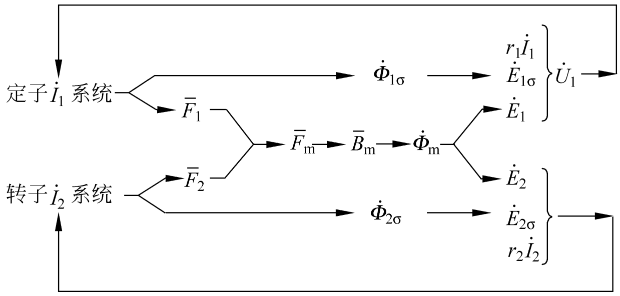


图 5.40 三相异步电动机转子堵转时的电磁关系

5.7.3 三相异步电动机负载时的电磁关系

与空载相比，异步电动机带上机械负载后，转子转速 n 有所降低，即 $n<n_1$。此时，定子旋转磁场切割转子绕组的相对转速 $\Delta n = n_1 - n = sn_1$ 加大，如图 5.41 所示。于是，转子绕组所感应电势和电流的频率为

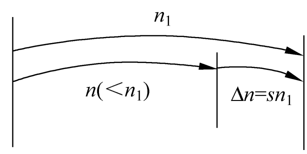


图 5.41 负载后定、转子磁势的转速

$$f_2 = p\,\frac{(n_1 - n)}{60} = sf_1 \tag{5-85}$$

转子电流在转子绕组中所产生的转子磁势 $\overline{F}_2$ 相对转子的速度为

$$n_2 = \frac{60f_2}{p} = \frac{60sf_1}{p} = sn_1$$

考虑到转子自身以转速 n 旋转，因此，转子磁势 $\overline{F}_2$ 相对于定子的速度为

$$n_2 + n = sn_1 + (1-s)n_1 = n_1$$

上式表明，转子磁势 $\overline{F}_2$ 以同步速 n_1 相对定子旋转，因此，**定、转子磁势 $\overline{\boldsymbol{F}}_1$ 和 $\overline{\boldsymbol{F}}_2$ 相对静止，它们共同作用产生励磁磁势 $\overline{\boldsymbol{F}}_{\mathbf{m}}$**，即

$$\overline{F}_1 + \overline{F}_2 = \overline{F}_m \tag{5-86}$$

励磁磁势 $\overline{F}_m$ 在气隙内产生旋转磁场 $\overline{B}_m$。设每极主磁通为 $\dot{\Phi}_m$，根据 5.4 节，旋转磁场切割定、转子绕组所感应的电势分别为

$$\dot{E}_1 = -\mathrm{j}4.44f_1N_1k_{w1}\dot{\Phi}_m \tag{5-87}$$

$$\dot{E}_{2s} = -\mathrm{j}4.44f_2N_2k_{w2}\dot{\Phi}_m = -\mathrm{j}4.44sf_1N_2k_{w2}\dot{\Phi}_m = s\dot{E}_2 \tag{5-88}$$

同样，由于转子绕组闭合，在转子感应电势 $\dot{E}_{2s}$ 的作用下，转子绕组必然有感应电流 $\dot{I}_{2s}$ 产生。

由转子电流 $\dot{I}_{2s}$ 产生的转子漏磁通 $\dot{\Phi}_{2\sigma}$ 在转子绕组中感应的漏电势 $\dot{E}_{2\sigma s}$ 为

$$\dot{E}_{2\sigma s} = -\mathrm{j}4.44f_2N_2k_{w2}\dot{\Phi}_{2\sigma} \tag{5-89}$$

相应的转子漏磁通也可以用转子漏电抗 $x_{2\sigma s}$(其频率为 f_2)来描述,于是有

$$\dot{E}_{2\sigma s}=-\mathrm{j}x_{2\sigma s}\dot{I}_{2s} \tag{5-90}$$

式中,漏电抗 $x_{2\sigma s}=2\pi f_2L_{2\sigma}=2\pi f_2(N_2k_{w_2})^2\Lambda_{2\sigma}=2\pi sf_1(N_2k_{w_2})^2\Lambda_{2\sigma}=sx_{2\sigma}$,其中 $x_{2\sigma}$ 为转子频率等于 f_1 即转子堵转时的漏抗。

综上所述,三相异步电动机负载运行时的电磁关系可用图 5.42 来描述。

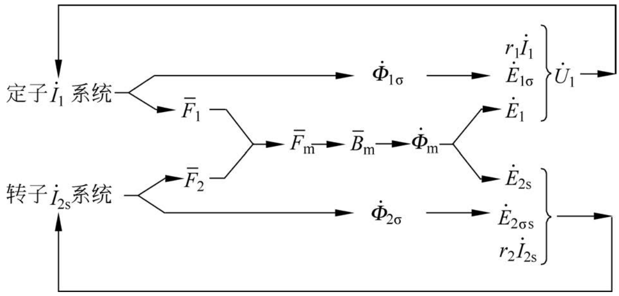


图 5.42 三相异步电动机负载运行时的电磁关系

5.8 三相异步电动机的基本方程式、等效电路与相量图

将 5.7 节介绍的三相异步电动机负载后的电磁关系定量描述出来,便可获得异步电机的数学模型——基本方程式、等值电路和相量图。

5.8.1 三相异步电动机的基本方程式

1. 磁势平衡方程式

负载后,由于定、转子磁势 $\bar{F}_1$ 和 $\bar{F}_2$ 相对静止,它们共同作用产生励磁磁势 $\bar{F}_m$。因此,异步电机的磁势平衡方程式为

$$\bar{F}_1+\bar{F}_2=\bar{F}_m \tag{5-91}$$

考虑到 $\bar{F}_1=\frac{m_1}{2}0.9\frac{N_1k_{w1}}{p}\dot{I}_1$,$\bar{F}_2=\frac{m_2}{2}0.9\frac{N_2k_{w2}}{p}\dot{I}_2$,$\bar{F}_m=\frac{m_1}{2}0.9\frac{N_1k_{w1}}{p}\dot{I}_m$,则式(5-91)变为

$$\frac{m_1}{2}0.9\frac{N_1k_{w1}}{p}\dot{I}_1+\frac{m_2}{2}0.9\frac{N_2k_{w2}}{p}\dot{I}_2=\frac{m_1}{2}0.9\frac{N_1k_{w1}}{p}\dot{I}_m$$

即

$$\dot{I}_1+\frac{\dot{I}_2}{k_i}=\dot{I}_m \tag{5-92}$$

式中，$k_i=\dfrac{m_1N_1k_{w1}}{m_2N_2k_{w2}}$称为**定、转子绕组的电流变比**。

2. 电压平衡方程式

采用类似于变压器的正方向假定(参考图 4.11)，亦即**定子侧采用电动机惯例假定正方向**，而**转子侧则采用发电机惯例假定正方向**。根据基尔霍夫电压定律并根据 5.7 节介绍的电磁关系，得三相异步电动机定、转子每相绕组的电压平衡方程式为

$$\begin{cases}\dot{U}_1=-\dot{E}_1-\dot{E}_{1\sigma}+\dot{I}_1r_1\\0=-\dot{E}_{2s}-\dot{E}_{2\sigma s}+\dot{I}_{2s}r_2\end{cases}\tag{5-93}$$

将式(5-78)和式(5-90)代入式(5-93)得

$$\begin{cases}\dot{U}_1=-\dot{E}_1+\dot{I}_1(r_1+\mathrm{j}x_{1\sigma})=-\dot{E}_1+\dot{I}_1z_{1\sigma}\\0=-\dot{E}_{2s}+\dot{I}_{2s}(r_2+\mathrm{j}x_{2\sigma s})=-\dot{E}_{2s}+\dot{I}_{2s}(r_2+\mathrm{j}sx_{2\sigma})\end{cases}\tag{5-94}$$

由式(5-75)、式(5-76)和式(5-88)得

$$\dot{E}_1=-\mathrm{j}4.44f_1N_1k_{w1}\dot{\Phi}_m=-\dot{I}_m(r_m+\mathrm{j}x_m)=-\dot{I}_mz_m\tag{5-95}$$

$$\dot{E}_{2s}=-\mathrm{j}4.44f_2N_2k_{w2}\dot{\Phi}_m=s\dot{E}_2\tag{5-96}$$

其中，转子堵转(或 $f_2=f_1$)时的电势为

$$\dot{E}_2=-\mathrm{j}4.44f_1N_2k_{w2}\dot{\Phi}_m\tag{5-97}$$

于是有

$$\frac{\dot{E}_1}{\dot{E}_2}=\frac{N_1k_{w1}}{N_2k_{w2}}=k_e,\text{即 }\dot{E}_1=k_e\dot{E}_2\tag{5-98}$$

式中，$k_e=\dfrac{N_1k_{w1}}{N_2k_{w2}}$称为**定、转子绕组的电压变比**。

根据式(5-94)画出三相异步电动机每相的等值电路如图 5.43 所示。

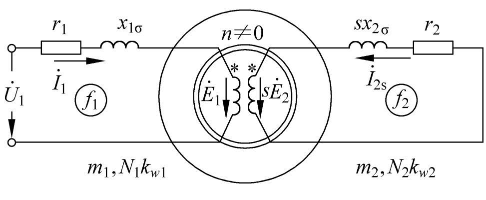


图 5.43　三相异步电动机每相的等值电路

5.8.2　转子侧各物理量的折算

在图 5.43 所示的等值电路中，定、转子绕组的相数、有效匝数以及频率均不相同，故定、转子电路无法连到一起。为了得到统一的等效电路，在不改变基本电磁关

系的前提下,可将转子频率“归算”为定子频率。转子绕组的相数、有效匝数“归算”为定子绕组的相数和有效匝数,这一过程分别被称为**频率折算**和**绕组折算**。

同变压器一样,折算的原则是确保折算前后的电磁关系不变,具体来讲有两点:①折算前后磁势应保持不变;②折算前后电功率及损耗应保持不变。

1. 频率折算

转子频率折算的目的是,在保证电磁关系不变(这里具体是指转子磁势 $\bar{F}_2$ 不变)的前提下,将转子的转差频率 $f_2=sf_1$ 折算为定子频率 f_1。

通过前面的分析可知,转子频率 f_2 的改变仅影响转子磁势 $\bar{F}_2$ 相对转子的转速,却不影响其相对于定子的转速,亦即无论转子频率 f_2 是多少,转子磁势 $\bar{F}_2$ 相对定子的速度总是同步速 n_1。基于这一概念,可以将转子频率 f_2 折算至定子频率 f_1,具体方法是:结合式(5-96),将式(5-94)的第2式改写为

$$\dot{I}_{2s}=\frac{\dot{E}_{2s}}{r_2+\mathrm{j}x_{2\sigma s}}=\frac{s\dot{E}_2}{r_2+\mathrm{j}sx_{2\sigma}}=\frac{\dot{E}_2}{\dfrac{r_2}{s}+\mathrm{j}x_{2\sigma}}=\dot{I}_2 \tag{5-99}$$

式(5-99)左右两边虽然仅将分子分母同除以 s,但所代表的物理意义却不尽相同。左边各物理量的频率为转差频率 f_2,而右边各物理量的频率却为定子频率 f_1(或转子堵转时的情况)。由于两种频率下的电流有效值相等,因而折算前后相应的空间磁势 $\bar{F}_2$ 保持不变。

转子绕组的频率折算相当于将旋转的转子折算为静止(或堵转)的转子。经折算后,定、转子绕组的频率皆为 f_1,如图5.44所示。图中,转子绕组的电阻$\frac{r_2}{s}$被分成两项

$$\frac{r_2}{s}=r_2+\frac{1-s}{s}r_2 \tag{5-100}$$

式中,第一项 r_2 表示转子绕组本身的电阻;第二项则表示转子机械轴上总的机械输出功率所对应的等效电阻。机械轴上输出的总机械功率为 $m_2I_2^2\ \frac{(1-s)}{s}r_2$,由于机械轴上输出为有功功率,故用纯电阻来描述。该等效电阻为一可变电阻,其随着机械负载的变化而变化,当机械负载增大时,转子转速下降,s 增大,相应的电阻$\frac{1-s}{s}r_2$减小,转子电流加大,这与实际情况一致。

2. 绕组折算

经过频率折算后,三相异步电动机每相的等效电路如图5.44所示。由图5.44可见,经频率折算后,定、转子绕组的电路尽管频率相同,但两者仍处于分离状态。为了将定、转子绕组所对应的电路连接在一起,还需进一步将转子绕组的相数 m_2 和有效匝数 N_2k_{w2} 变换为定子绕组的相数 m_1 和有效匝数 N_1k_{w1},这一过程又称为**转**

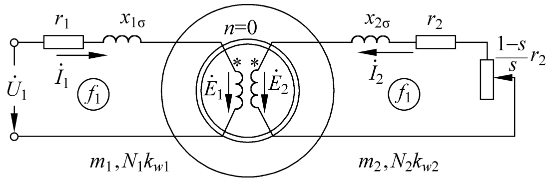


图 5.44　三相异步电机经频率折算后每相的等效电路

子的绕组折算。

假定折算后的各物理量用"′"表示，若把转子绕组的相数和有效匝数分别改变为 m_1 和 N_1k_{w1}，保证主磁通 $\dot{\Phi}_m$ 不变，则折算后的转子电势变为

$$\dot{E}'_2=-\mathrm{j}4.44f_1N_1k_{w1}\dot{\Phi}_m=\dot{E}_1 \tag{5-101}$$

又

$$\dot{E}_2=-\mathrm{j}4.44f_1N_2k_{w2}\dot{\Phi}_m$$

于是有

$$\dot{E}'_2=\frac{N_1k_{w1}}{N_2k_{w2}}\dot{E}_2=k_e\dot{E}_2=\dot{E}_1 \tag{5-102}$$

考虑到折算前后磁势保持不变，即 $\bar{F}'_2=\bar{F}_2$，于是有

$$\frac{m_1}{2}0.9\frac{N_1k_{w1}}{p}\dot{I}'_2=\frac{m_2}{2}0.9\frac{N_2k_{w2}}{p}\dot{I}_2$$

因此

$$\dot{I}'_2=\frac{m_2N_2k_{w2}}{m_1N_1k_{w1}}\dot{I}_2=\frac{1}{k_i}\dot{I}_2 \tag{5-103}$$

考虑到折算前后有功和无功功率保持不变，故有

$$\begin{cases}m_1\dot{I}'^2_2r'_2=m_2\dot{I}^2_2r_2\\ m_1\dot{I}'^2_2x'_{2\sigma}=m_2\dot{I}^2_2x_{2\sigma}\end{cases}$$

所以

$$r'_2=\frac{m_2}{m_1}\left(\frac{m_1N_1k_{w1}}{m_2N_2k_{w2}}\right)^2r_2=\frac{N_1k_{w1}}{N_2k_{w2}}\frac{m_1N_1k_{w1}}{m_2N_2k_{w2}}r_2=k_ek_ir_2 \tag{5-104}$$

同理

$$x'_{2\sigma}=k_ek_ix_{2\sigma} \tag{5-105}$$

经过频率和绕组折算后，三相异步电动机经折算后每相的等效电路变为图 5.45。

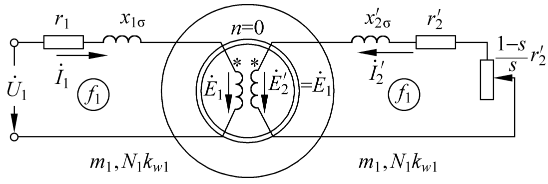


图 5.45　三相异步电机经折算后每相的等效电路

5.8.3 三相异步电机每相的等效电路和相量图

经过折算后,异步电动机的基本关系式可整理为

$$\begin{cases}\dot{I}_1+\dot{I}'_2=\dot{I}_{\mathrm{m}}\\ \dot{U}_1=-\dot{E}_1+\dot{I}_1(r_1+\mathrm{j}x_{1\sigma})\\ \dot{E}'_2=\dot{I}'_2\left(\dfrac{r'_2}{s}+\mathrm{j}x'_{2\sigma}\right)\\ \dot{E}_1=\dot{E}'_2=-\dot{I}_{\mathrm{m}}z_{\mathrm{m}}=-\dot{I}_{\mathrm{m}}(r_{\mathrm{m}}+\mathrm{j}x_{\mathrm{m}})\end{cases} \tag{5-106}$$

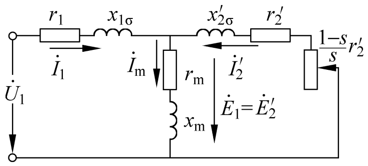


图 5.46 三相异步电机的 T 形等效电路

根据式(5-106)画出**异步电机的 T 形等效电路**,如图 5.46 所示。

由图 5.46 可以得出如下结论:

(1) 异步电机空载时,$n\approx n_1$,$s=0$,$\dfrac{r'_2}{s}\to\infty$,转子相当于开路。此时,转子电流接近于零,定子电流基本上是励磁电流,故空载时定子侧的功率因数较低。

(2) 异步电机起动(或堵转)时,$n=0$,$s=1$,$\dfrac{r'_2}{s}=r'_2$,相当于电路处于短路状态,故定子的起动(或堵转)电流很大,定子侧的功率因数也较低。此时,由于定子绕组的漏阻抗压降较大,导致起动时的 $\dot{E}_1$ 及主磁通 $\dot{\Phi}_{\mathrm{m}}$ 大为减小,几乎接近空载时的一半,故起动转矩有所降低。

(3) 异步电机额定负载运行时,$s_{\mathrm{N}}=0.03\sim0.05$,此时,转子回路的总电阻 r'_2/s 较大,转子回路几乎为纯阻性质,故定子侧的功率因数较高,一般为 0.8～0.85。

(4) 当异步电机工作在发电机状态时,$n>n_1$,$-\infty<s<0$,代表机械功率的电阻 $\dfrac{(1-s)}{s}r'_2<0$,意味着机械轴上不是输出机械功率而是输入机械功率,由异步机将原动机输入的机械功率转变为电功率并从定子侧输出。

(5) 当异步电机工作在电磁制动状态时,$n<0$,$1<s<\infty$,代表机械功率的电阻 $\dfrac{(1-s)}{s}r'_2<0$,同样表明,电机是吸收机械功率的;与此同时,电机还从定子侧吸收电功率。此时,转子侧所吸收的机械功率与定子所吸收的电功率共同转换为绕组的铜耗。

考虑到 T 形等效电路计算复杂,工程实际中,当计算精度要求不高时,可对其进行简化处理,简化的依据是:与励磁阻抗上的感应电势相比,定子漏阻抗压降较小,故将励磁阻抗回路前移,同时考虑到励磁电流在定子电流中所占的权重较小,则 T 形等效电路变为如图 5.47 所示的**简化 Γ 形**

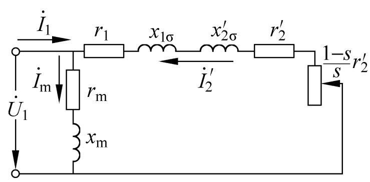


图 5.47 三相异步电机的简化 Γ 形等效电路

等效电路。

根据基本方程式(5-106)可绘出三相异步电动机负载运行时的相量图如图 5.48 所示,该图可以很清晰地表明各物理量的大小和相位关系。相量图的具体绘制步骤同变压器一样,这里不再赘述。

由相量图 5.48 可见,与空载相比,负载后,异步电动机定子侧的功率因数角由 φ_0 减小至 φ_1,功率因数明显提高。但为了产生主磁场和定、转子漏磁通,异步电动机仍需由电网提供一定的滞后无功,因此,负载后,异步电动机定子侧的功率因数仍是滞后的。与同步电动机可以向电网提供滞后无功(见第 7 章)相比较,这是异步电动机的一大缺憾。

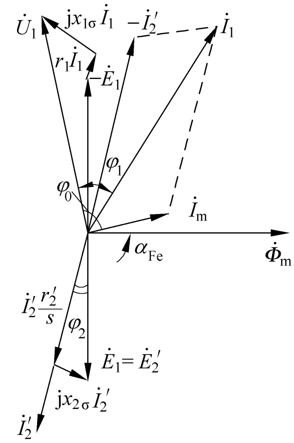


图 5.48　三相异步电机的相量图

5.9　三相异步电动机的功率流程图与转矩平衡方程式

5.9.1　功率流程图

从能量角度看,异步电动机输入电能、输出机械能。借助于电磁感应定律和电磁力定律,通过磁场耦合完成电能向机械能的转换。在这一转换过程中,由于异步电动机自身存在绕组铜耗和铁芯损耗,因而输入的电能不可能完全转换为机械能输出。本节就机电能量转换过程中,异步电动机内部所涉及的功率分配情况进行讨论。

由等效电路可见,异步电动机输入的电功率 P_1 一部分消耗在定子绕组的电阻上而变成定子铜耗 p_{Cu1};另一部分消耗在定子铁芯上而变为铁耗 p_{Fe};剩余的大部分功率通过气隙传递到转子,通过气隙传递到转子的功率又称为**电磁功率** P_{em}。上述各部分功率之间的关系可由下式给出

$$P_{em}=P_1-p_{Cu1}-p_{Fe} \tag{5-107}$$

其中

$$P_1=m_1U_1I_1\cos\varphi_1 \tag{5-108}$$

$$p_{Cu1}=m_1I_1^2r_1 \tag{5-109}$$

$$p_{Fe}=m_1I_m^2r_m \tag{5-110}$$

$$P_{em}=m_1E_2'I_2'\cos\varphi_2=m_2E_2I_2\cos\varphi_2 \tag{5-111}$$

式中,转子功率因数角 $\varphi_2=\arctan\dfrac{x_{2\sigma}}{r_2/s}$,如图 5.48 所示。

通过气隙传递到转子的电磁功率 P_{em},一部分消耗在转子绕组的电阻上而转变为转子铜耗 p_{Cu2},其余的大部分功率则传递到转子轴上,转换为电机轴上的机械功

率 P_{mec}。P_{mec} 对应于等效电路中的电阻$\frac{1-s}{s}r'_2$所消耗的功率。上述各部分功率之间的关系可由下式给出

$$P_{mec}=P_{em}-p_{Cu2} \tag{5-112}$$

其中

$$P_{em}=m_1E'_2I'_2\cos\varphi_2=m_1I'^2_2\frac{r'_2}{s} \tag{5-113}$$

$$p_{Cu2}=m_1I'^2_2r'_2 \tag{5-114}$$

$$P_{mec}=m_1I'^2_2\frac{1-s}{s}r'_2 \tag{5-115}$$

由式(5-113)、式(5-114)和式(5-115)可得

$$P_{mec}=(1-s)P_{em} \tag{5-116}$$

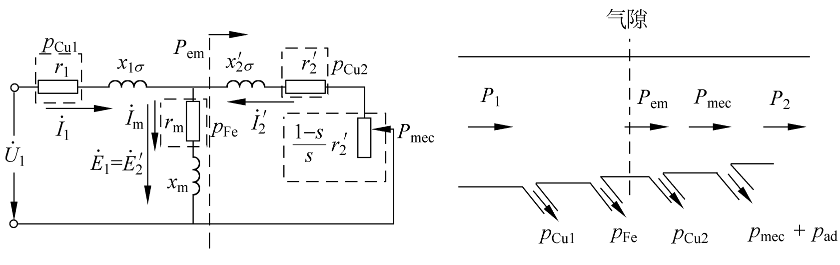
$$p_{Cu2}=sP_{em} \tag{5-117}$$

式(5-117)表明,**随着负载的增加,转差率提高,转子铜耗加大**,转子发热严重。此外,传递到电机轴上的机械功率 P_{mec} 扣除转子轴上由轴承摩擦、风扇阻力等造成的机械损耗 p_{mec} 以及由高次谐波等引起的附加(或杂散)损耗 p_{ad},最终才得到转子轴上输出的机械功率 P_2。这一功率关系可由下式给出

$$P_2=P_{mec}-(p_{mec}+p_{ad}) \tag{5-118}$$

式中,对于小型异步电动机,满载时附加损耗 p_{ad} 可达(1～3)%;对于大型异步电动机,p_{ad} 可取为输出功率的0.5%。

根据式(5-107)、式(5-112)以及式(5-118)便可画出异步电动机的功率分配及功率流程图如图5.49所示。



(a) 功率分配图　　(b) 功率流程图

图5.49　异步电动机的功率流程图

5.9.2　转矩平衡方程式

式(5-118)为异步电动机转子的机械功率方程,将该式两边同时除以转子的机械角速度 Ω,便可获得转矩平衡方程式为

$$\frac{P_2}{\Omega}=\frac{P_{mec}}{\Omega}-\frac{(p_{mec}+p_{ad})}{\Omega}$$

亦即

$$T_2 = T_{em} - T_0 \tag{5-119}$$

式中，电动机的输出转矩为 $T_2=\dfrac{P_2}{\Omega}$；空载转矩为 $T_0=\dfrac{p_{mec}+p_{ad}}{\Omega}=\dfrac{p_0}{\Omega}$。

电磁转矩可表示为

$$T_{em}=\frac{P_{mec}}{\Omega}=\frac{(1-s)P_{em}}{(1-s)\Omega_1}=\frac{P_{em}}{\Omega_1} \tag{5-120}$$

其中，同步角速度 $\Omega_1=\dfrac{2\pi n_1}{60}=2\pi\dfrac{f_1}{p}$；转子机械角速度 $\Omega=\dfrac{2\pi n}{60}$。

式(5-120)表明，电磁转矩 T_{em} 既可以用总的机械功率除以机械角速度 Ω 求出，也可以用电磁功率除以同步角速度 Ω_1 求出，前者表示电磁转矩是由一定角速度下的机械功率产生的，而后者则反映了电磁转矩是由以同步角速度 Ω_1 的旋转磁场所产生的。两者角度不同，在此统一起来了。

利用式(5-120)还可进一步获得电磁转矩 T_{em} 的物理表达式，方法如下。

由式(5-111)和式(5-80)可得

$$\begin{aligned}T_{em}&=\frac{P_{em}}{\Omega_1}=\frac{m_2E_2I_2\cos\varphi_2}{\Omega_1}\\&=\frac{m_2(\sqrt{2}\pi f_1N_2k_{w2}\Phi_m)I_2\cos\varphi_2}{2\pi f_1/p}\\&=C_{T1}\Phi_mI_2\cos\varphi_2\end{aligned} \tag{5-121}$$

式中，$C_{T1}=\dfrac{m_2pN_2k_{w2}}{\sqrt{2}}$为异步电机的转矩系数。

将式(5-121)与直流电机的转矩公式 $T_{em}=C_T\Phi I_a$ 相比较可以看出，异步电机的转矩公式与直流电机的转矩公式在形式上极为相似。对异步电机而言，由于只有电流的有功分量才能产生输出机械功率，所以其电磁转矩 T_{em} 除了正比于每极磁通 Φ_m 外，还与转子电流的有功分量 $I_2\cos\varphi_2$ 成正比。

式(5-121)表明，对异步电动机而言，主磁通和转子电流之间存在耦合，因此，异步电动机自身的调速性能不如直流电动机。尽管如此，借助于先进的控制策略，异步电动机同样可以获得与直流电动机相媲美的调速性能。事实上，目前在工业领域中得到广泛应用的基于转子磁链定向的矢量控制就是借助于坐标变换等手段实现异步电动机定子电流的磁通分量和转矩分量的解耦，从而获得了几乎和直流电机完全相同的调速性能。有关这部分的内容将在下一章介绍。

例 5-4　一台三相、四极异步电动机运行在频率为 50Hz 的电网上，其额定数据为：$P_N=10$kW，$U_N=380$V，$I_N=20$A，转子铜耗为 $p_{Cu2}=314$W，铁耗 $p_{Fe}=276$W，机械损耗 $p_{mec}=77$W，附加损耗 $p_{ad}=200$W，试计算异步电动机的额定转速、负载转矩、空载转矩和电磁转矩。

解　同步速为

$$n_1=\frac{60f_1}{p}=\frac{60\times 50}{2}=1500(\mathrm{r/min})$$

总的机械功率为

$$P_{\mathrm{mec}}=P_2+p_{\mathrm{mec}}+p_{\mathrm{ad}}=10000+77+200=10277(\mathrm{W})$$

电磁功率为

$$P_{\mathrm{em}}=P_{\mathrm{mec}}+p_{\mathrm{Cu2}}=10277+314=10591(\mathrm{W})$$

额定负载的转差率为

$$s_{\mathrm{N}}=\frac{p_{\mathrm{Cu2}}}{P_{\mathrm{em}}}=\frac{314}{10591}=0.0296$$

额定转速

$$n_{\mathrm{N}}=n_1(1-s_{\mathrm{N}})=1500(1-0.0296)=1456(\mathrm{r/min})$$

负载转矩为

$$T_2=\frac{P_{\mathrm{N}}}{\Omega}=\frac{60P_{\mathrm{N}}}{2\pi n_{\mathrm{N}}}=\frac{60\times 10\times 10^3}{2\pi\times 1456}=65.61(\mathrm{N\cdot m})$$

空载转矩为

$$T_0=\frac{p_{\mathrm{mec}}+p_{\mathrm{ad}}}{\Omega}=\frac{60\times(77+200)}{2\pi\times 1456}=1.817(\mathrm{N\cdot m})$$

电磁转矩为

$$T_{\mathrm{em}}=\frac{P_{\mathrm{em}}}{\Omega_1}=\frac{60\times 10591}{2\pi\times 1500}=67.42(\mathrm{N\cdot m})$$

或

$$T_{\mathrm{em}}=\frac{P_{\mathrm{mec}}}{\Omega}=\frac{60\times 10277}{2\pi\times 1456}=67.42(\mathrm{N\cdot m})$$

5.10 三相异步电动机等效电路参数的试验测定

5.8节给出了三相异步电机的等效电路，为了利用该等效电路对异步电动机的工作特性以及机械特性进行计算，就需首先知道该等效电路的参数。同变压器一样，三相异步电动机等效电路的参数是通过空载和短路(或堵转)试验来测定的。

5.10.1 空载试验

空载试验的目的是确定励磁参数 r_{m}、x_{m}、铁耗 p_{Fe} 以及机械损耗 p_{mec}，具体试验方法为：将三相异步电动机定子绕组接到三相交流调压器上，电动机的转轴上不带任何机械负载，即电动机处于空载运行，此时，转子转速 $n\approx n_1$，$s\approx 0$。改变调压器的输出使得异步电机定子绕组的电压从$(1.1\sim 1.3)U_{\mathrm{N}}$ 开始逐渐降低，直至定子电流开始回升为止。记录该期间的定子电压 U_0、空载电流 I_0 以及空载功率 P_0，并绘

出相应的空载特性 I_0、$P_0=f(U_0)$，如图 5.50 所示。

由等效电路可知，当异步电动机空载时(即 $s=0$)，转子几乎相当于开路。因此，空载时三相定子绕组输入的功率主要用于定子铜耗、铁耗以及机械损耗，即

$$P_0=m_1I_0^2r_1+p_{\mathrm{Fe}}+p_{\mathrm{mec}} \tag{5-122}$$

扣除定子铜耗，则式(5-122)变为

$$P_0'=P_0-m_1I_0^2r_1=p_{\mathrm{Fe}}+p_{\mathrm{mec}} \tag{5-123}$$

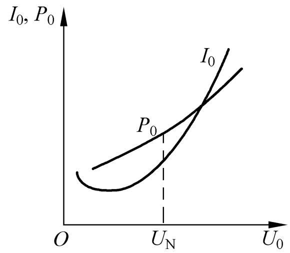


图 5.50　三相异步电动机的空载特性

考虑到铁耗正比于磁密的平方，亦即正比于端电压的平方，据此便可绘出 P_0' 与端电压的平方之间的关系曲线如图 5.51 所示。将曲线延长并与纵坐标交于 O' 点，过点 O' 作一水平虚线，从而将曲线的纵坐标分为两部分。由于机械耗仅与转速有关，考虑到空载时转速接近同步速且基本不变，故机械耗可认为是常值。因此，图 5.51 中虚线以下部分与电压无关，代表机械耗，虚线以上部分自然代表铁耗，这样便把机械耗和铁耗分离开来。

根据定子电压 $U_0=U_{\mathrm{N}}$ 时的空载电流 I_0、空载损耗 P_0 和铁耗 p_{Fe}，并利用异步电动机空载时(即 $s=0$)的等效电路可得

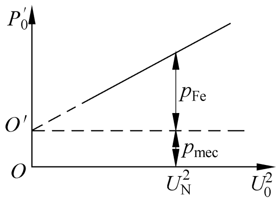


图 5.51　$P_0'=f(U_0^2)$的关系曲线

$$z_0=\frac{U_0}{I_0},\quad r_{\mathrm{m}}=\frac{p_{\mathrm{Fe}}}{m_1I_0^2},\quad r_0=r_1+r_{\mathrm{m}} \tag{5-124}$$

其中，r_1 可由电桥测得。于是有

$$x_0=x_{\mathrm{m}}+x_{1\sigma}=\sqrt{z_0^2-r_0^2} \tag{5-125}$$

$$x_{\mathrm{m}}=x_0-x_{1\sigma} \tag{5-126}$$

式中，$x_{1\sigma}$ 可由短路试验获得。

5.10.2　堵转(或短路)试验

在进行堵转试验时，将异步电机的转子卡住不动，此时转子转速 $n=0$，$s=1$，故等效电路中对应于机械输出的等效电阻$\dfrac{1-s}{s}r_2'=0$，相当于转子短路。因此，堵转试验又称为短路试验。

堵转试验的目的是确定漏抗参数 $x_{1\sigma}$、$x_{2\sigma}$ 和转子电阻 r_2'，为了防止堵转时定子电流过大，一般是利用调压器调节异步电动机的定子电压，使定子电流达到 $1.25I_{\mathrm{N}}$ 左右，然后，降低定子电压直到定子电流降至 $0.3I_{\mathrm{N}}$ 为止。记录该期间的定子电压 U_{k}、短路电流 I_{k} 以及短路功率 P_{k}，并绘出相应的短路特性 I_{k}、$P_{\mathrm{k}}=f(U_{\mathrm{k}})$ 如图 5.52 所示。

根据定子电流 $I_{\mathrm{k}}=I_{\mathrm{N}}$ 时的短路电压 U_{k} 和短路损耗 P_{k}，并利用异步电动机短路时(即 $s=1$)的等效电路(见图 5.53)，可得

$$z_k = \frac{U_k}{I_k}, \quad r_k = \frac{P_k}{m_1 I_k^2}, \quad x_k = \sqrt{z_k^2 - r_k^2} \tag{5-127}$$

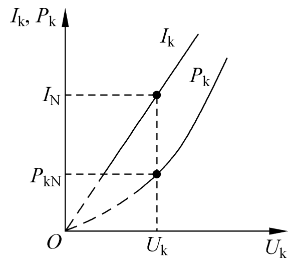


图 5.52　三相异步电动机的短路特性

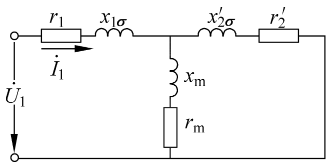


图 5.53　三相异步电动机转子堵转时的等效电路

若忽略励磁电流,即 $I_m \approx 0$,则有

$$r_k = r_1 + r'_2, \quad x_k = x_{1\sigma} + x'_{2\sigma} \tag{5-128}$$

对于大中型异步电机,可认为

$$x_{1\sigma} \approx x'_{2\sigma} \approx \frac{x_k}{2} \tag{5-129}$$

5.11　三相异步电动机的运行特性

三相异步电动机的运行特性包括工作特性和机械特性两大类。本节首先简要介绍三相异步电动机稳态运行时的工作特性,然后,将重点讨论三相异步电动机的机械特性的计算与特点。

5.11.1　三相异步电动机的工作特性

三相异步电动机的工作特性是指在额定电压和额定频率下,电动机的转速 n、转矩 T_{em}、定子电流 I_1、定子功率因数 $\cos\varphi_1$ 以及效率 η 与输出功率 P_2 之间的关系。现分别介绍如下。

1. 转速特性

当 $U_1 = U_{1N}$, $f_1 = f_{1N}$ 时,$n = f(P_2)$的关系曲线称为**转速特性**。

根据式(5-3)和式(5-117)可知

$$n = n_1(1 - s), \quad s = \frac{p_{Cu2}}{P_{em}} = \frac{m_2 I_2^2 r_2}{m_2 E_2 I_2 \cos\varphi_2} \tag{5-130}$$

当电机空载(即 $P_2 = 0$)时,转子电流 I_2 很小,转差率 $s \approx 0$,转子转速接近同步速。随着负载的增加,转子电流 I_2 加大,p_{Cu2} 和 P_{em} 相应的增大。但 p_{Cu2} 与 I_2 的平方成正比,而 P_{em} 仅与 I_2 的一次方近似成正比,其结果 p_{Cu2} 比 P_{em} 增加得快,导致随着负载的增加,转差率 s 增加,转速下降。图 5.54 给出了三相异步电动机典型

的转速特性。

2. 定子电流特性

当 $U_1=U_{1N}, f_1=f_{1N}$ 时，$I_1=f(P_2)$ 的关系曲线称为**定子电流特性**。

由异步电机定子电流的表达式知 $\dot{I}_1=\dot{I}_m+(-\dot{I}_2')$；当电动机空载时，转子电流 $\dot{I}_2\approx 0$，定子电流 $\dot{I}_1$ 等于励磁电流 $\dot{I}_m$。随着负载的增加，转子转速下降，转子电流 $\dot{I}_2$ 增加，定子电流 $\dot{I}_1$ 也增加。图 5.54 给出了三相异步电动机典型的定子电流特性。

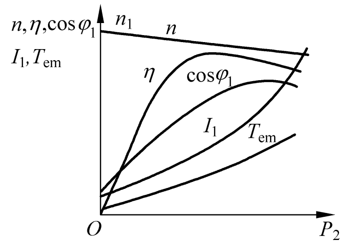


图 5.54　三相异步电动机的工作特性

3. 电磁转矩特性

当 $U_1=U_{1N}, f_1=f_{1N}$ 时，$T_{em}=f(P_2)$ 的关系曲线称为**电磁转矩特性**。

稳态运行时，异步电动机的转矩方程为

$$T_{em}=T_2+T_0$$

输出功率 $P_2=T_2\Omega$，所以

$$T_{em}=\frac{P_2}{\Omega}+T_0 \tag{5-131}$$

考虑到转子转速和机械角速度 Ω 变化不大，故电磁转矩 T_{em} 随 P_2 近似线性变化，如图 5.54 所示。

4. 功率因数特性

当 $U_1=U_{1N}, f_1=f_{1N}$ 时，$\cos\varphi_1=f(P_2)$ 的关系曲线称为**功率因数特性**。

由等效电路可知，三相异步电动机总的阻抗呈感性，因此，功率因数总是滞后的，这一结论表明异步电机必须从电网吸收滞后无功功率。由图 5.48 可见，空载时，定子的功率因数较低，为 0.1～0.2；随着负载的增加，转子电流增加，定子电流的有功分量也随之增加，使得定子功率因数提高；接近额定负载时，功率因数达最大。如果负载进一步增加，转差率 s 将增大较快，转子功率因数角 $\varphi_2=\arctan\dfrac{sx_{2\sigma}}{r_2}$ 增大，其结果 $\cos\varphi_1$ 又开始下降，如图 5.54 所示。

5. 效率特性

当 $U_1=U_{1N}, f_1=f_{1N}$ 时，$\eta=f(P_2)$ 的关系曲线称为**效率特性**。

根据效率的定义

$$\eta=\frac{P_2}{P_1}\times 100\%=\left(1-\frac{\sum p}{P_1}\right)\times 100\% \tag{5-132}$$

其中,总损耗为

$$\sum p = p_{Cu1} + p_{Cu2} + p_{Fe} + p_{mec} + p_{ad} \tag{5-133}$$

同变压器一样,异步电动机的总损耗也可分为两大类:一类是**不变损耗**($p_{Fe}+p_{mec}$),这部分损耗取决于主磁通和转子转速,因而随着负载的增加基本不变;另一类是**可变损耗**($p_{Cu1}+p_{Cu2}+p_{ad}$),这部分损耗与负载电流的平方成正比,故变化较大。空载时,$P_2=0$,$\eta=0$。随着负载的增加,效率 η 增加,此时,以不变损耗为主,可变损耗随负载增加。当可变损耗等于不变损耗时,电动机的效率达最大。如果负载继续增加,可变损耗增加较快,此时,以可变损耗为主,可变损耗导致效率降低。图5.54给出了三相异步电动机典型的效率特性。

对中小型三相异步电动机,最大效率一般发生在3/4额定负载附近,且容量越大,电动机的效率越高。

在异步电动机选型时,**为了获得较高的运行效率和功率因数,应尽量避免"大马拉小车"的现象,使得异步电动机的容量与负载匹配**。对于已经出现"大马拉小车"现象的应用场合,可通过外加变频器的方案来调整电动机的运行状态,确保电动机的实际输出功率与负载匹配,使电动机运行在高效、节能状态。

5.11.2 三相异步电动机的机械特性

三相异步电动机的**机械特性**是指在定子电压、频率以及结构参数固定的条件下,机械轴上的转子转速 n 和电磁转矩 T_{em} 之间的关系 $n=f(T_{em})$,它反映了在不同转速下,电动机所能提供的出力(转矩)情况。利用等效电路可以很方便地获得各种形式的机械特性表达式。

1. 机械特性的参数表达式

由式(5-120)和式(5-113)得

$$T_{em} = \frac{P_{em}}{\Omega_1} = \frac{m_1}{\Omega_1} I_2'^2 \frac{r_2'}{s} \tag{5-134}$$

根据简化的Γ形等效电路(图5.47)可知

$$I_2' = \frac{U_1}{\sqrt{\left(r_1 + \frac{r_2'}{s}\right)^2 + (x_{1\sigma} + x_{2\sigma}')^2}} \tag{5-135}$$

将式(5-135)代入式(5-134),同时,考虑到 $\Omega_1 = 2\pi f_1/p$,于是有

$$T_{em} = \frac{m_1 p}{2\pi f_1} \frac{U_1^2 \frac{r_2'}{s}}{\left[\left(r_1 + \frac{r_2'}{s}\right)^2 + (x_{1\sigma} + x_{2\sigma}')^2\right]} \tag{5-136}$$

式(5-136)给出了电磁转矩 T_{em} 与转差率 s 之间的关系。在一定的定子电压、频

率以及电机结构参数的条件下，所对应的曲线称为**三相异步电动机的 *T*-*S* 曲线**，如图 5.55 所示。

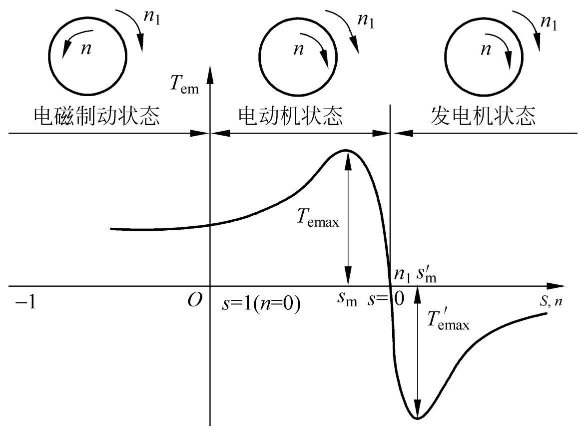


图 5.55　三相异步电动机的 T-S 曲线

很显然，T-S 曲线可以分为如下几部分：

(1) 当 $0<s\leqslant 1$（即 $n_1>n\geqslant 0$）时，T-S 曲线对应于电动机运行状态；

(2) 当 $s<0$（即 $n>n_1$）时，T-S 曲线对应于发电机运行状态；

(3) 当 $s>1$（即 $n<0$）时，T-S 曲线对应于电磁制动状态。

若将电磁转矩 T_{em} 作为横坐标轴、转子转速 n 为纵坐标轴，并考虑到转子转速 $n=n_1(1-s)$，则 T-S 曲线可转换为三相异步电动机的机械特性曲线 $n=f(T_{\mathrm{em}})$，如图 5.56 所示。由图 5.56 可以看出，三相异步电动机的机械特性曲线中存在如下几个特殊运行点。

(1) 起动状态点 $A(T_{\mathrm{st}},0)$　对应于转速 $n=0$（或 $s=1$），该点对应的转矩 T_{st} 即为三相异步电动机的起动转矩（或堵转转矩）。将 $s=1$（或 $n=0$）代入式(5-136)便可求出起动转矩为

$$T_{\mathrm{st}}=\frac{m_1 p}{2\pi f_1}\frac{U_1^2 r_2'}{[(r_1+r_2')^2+(x_{1\sigma}+x_{2\sigma}')^2]} \tag{5-137}$$

通常，将起动转矩 T_{st} 与额定转矩 T_{N} 的比值定义为**起动转矩倍数** λ_{st}，即

$$\lambda_{\mathrm{st}}=\frac{T_{\mathrm{st}}}{T_{\mathrm{N}}} \tag{5-138}$$

λ_{st} 一般由产品目录给出，三相异步电动机的典型数据为 $\lambda_{\mathrm{st}}=0.8\sim1.2$。

(2) 额定运行点 $B(T_{\mathrm{N}},n_{\mathrm{N}})$。

(3) 同步运行点 $C(0,n_1)$　对应于 $n=n_1$（或 $s=0$），由于无相对切割，该点的电磁转矩 $T_{\mathrm{em}}=0$。

(4) 临界运行点 $D(T_{\mathrm{emax}},n_{\mathrm{cr}})$　该点对应于最大电磁转矩 T_{emax}，相应的转差率为 s_{m}，通过如下过程可求得该点的数值。

利用式(5-136)，且令 $\dfrac{\mathrm{d}T_{\mathrm{em}}}{\mathrm{d}s}=0$，得

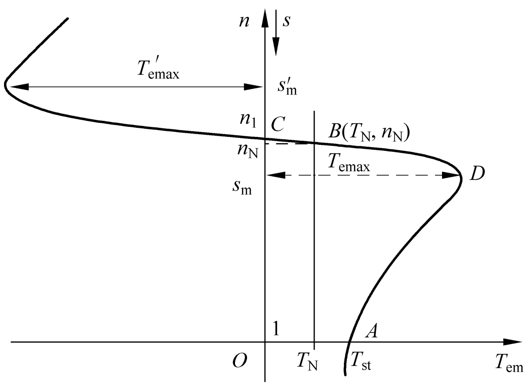


图5.56 三相异步电动机的机械特性曲线

$$s_{\mathrm{m}}=\pm\frac{r'_2}{\sqrt{r_1^2+(x_{1\sigma}+x'_{2\sigma})^2}} \tag{5-139}$$

其中,s_{m} 称为**临界转差率**。显然,s_{m} 是由电机的结构参数组成,是变种的结构参数。将式(5-139)代入式(5-136)得相应的**最大电磁转矩**为

$$T_{\mathrm{emax}}=\pm\frac{m_1 p}{2\pi f_1}\frac{U_1^2}{2\left[\pm r_1+\sqrt{r_1^2+(x_{1\sigma}+x'_{2\sigma})^2}\right]} \tag{5-140}$$

式中,正号对应于电动机运行状态,负号对应于发电机运行状态。很显然,发电机运行状态所获得的最大电磁转矩稍大一些。

通常,将最大电磁转矩 T_{emax} 与额定转矩 T_{N} 的比值定义为**最大转矩倍数**(或**过载能力**),用 λ_{M} 表示,即

$$\lambda_{\mathrm{M}}=\frac{T_{\mathrm{emax}}}{T_{\mathrm{N}}} \tag{5-141}$$

λ_{M} 一般由产品目录给出,三相异步电动机的典型数据为 $\lambda_{\mathrm{M}}=1.6\sim2.2$。

考虑到实际电机,$r_1 \ll (x_{1\sigma}+x'_{2\sigma})$,故式(5-139)和式(5-140)可进一步简化为

$$s_{\mathrm{m}}\approx\pm\frac{r'_2}{x_{1\sigma}+x'_{2\sigma}} \tag{5-142}$$

$$T_{\mathrm{emax}}\approx\frac{m_1 p U_1^2}{4\pi f_1(x_{1\sigma}+x'_{2\sigma})} \tag{5-143}$$

由式(5-142)和式(5-143)可得出如下结论:

(1) **最大电磁转矩 T_{emax} 正比于电压 U_1 的平方;**

(2) **最大电磁转矩 T_{emax} 反比于漏阻抗($x_{1\sigma}+x'_{2\sigma}$);**

(3) **最大电磁转矩 T_{emax} 的大小与转子电阻 r_2 无关,但对应于最大电磁转矩的转差率(即临界转差率)s_{m} 却与转子电阻 r_2 成正比。**

此外,由图5.56还可以看出,以临界运行点为界,三相异步电动机的机械特性曲线可以分为两个运行区域:①稳定运行区域;②不稳定运行区域。**稳定运行区域**是指同步运行点到临界运行点之间的曲线,相应的转差率为 $0<s\leqslant s_{\mathrm{m}}$。在这一区域

内，由于机械特性向下倾斜，无论是对于恒转矩负载还是对于风机、泵类负载，各运行点均符合电力拖动系统的稳定性运行条件（见式(3-47)），因此，电力拖动系统可以稳定运行；**不稳定运行区域**是指临界运行点到起动运行点之间的曲线，相应的转差率为 $s_m < s \leqslant 1$。在这一区域内，对于恒转矩负载，各运行点均不符合电力拖动系统的稳定性运行条件，故系统无法稳定运行；而对于风机、泵类负载，各运行点处虽然满足 $\dfrac{\partial T_{em}}{\partial n} < \dfrac{\partial T_L}{\partial n}$ 的条件，但考虑到转速太低，转差率较大，又 $p_{Cu2} = sP_{em}$（见式(5-117)），转子铜耗较大，三相异步电动机将无法长期运行。所以，三相异步电动机一般只能稳定运行在 $0 < s \leqslant s_m$ 区间内。

2. 机械特性的实用表达式

工程实际中，要利用参数表达式计算异步电动机的机械特性，就需要预先已知定、转子的结构参数，但一般电动机的产品目录往往不提供这些结构参数。为了能够根据产品目录获得三相异步电动机的机械特性，往往采用机械特性的实用表达式进行近似计算。实用表达式的推导过程如下。

将式(5-136)除以式(5-140)得

$$\frac{T_{em}}{T_{emax}} = \frac{2r'_2\left[r_1 + \sqrt{r_1^2 + (x_{1\sigma} + x'_{2\sigma})^2}\right]}{s\left[\left(r_1 + \dfrac{r'_2}{s}\right)^2 + (x_{1\sigma} + x'_{2\sigma})^2\right]}$$

考虑到式(5-139)，并忽略定子电阻 r_1 得

$$\frac{T_{em}}{T_{emax}} = \frac{2}{\dfrac{s}{s_m} + \dfrac{s_m}{s}} \tag{5-144}$$

上式就是三相异步电动机**机械特性的实用表达式**。

若由产品目录查得额定转速 n_N、额定功率 P_N 以及过载能力 λ_M，便可以根据式(5-144)获得三相异步电动机的机械特性。具体方法介绍如下。

根据式(5-141)得

$$T_{emax} = \lambda_M T_N \tag{5-145}$$

其中

$$T_N = \frac{P_N}{\Omega_N} = \frac{60P_N}{2\pi n_N} = 9.55\,\frac{P_N}{n_N}$$

上式中，额定功率 P_N 的单位为 W。若 P_N 给定的单位为 kW，则上式变为

$$T_N = 9550\,\frac{P_N}{n_N} \tag{5-146}$$

将式(5-145)以及额定点的数据代入式(5-144)得

$$\frac{1}{\lambda_M} = \frac{2}{\dfrac{s_m}{s_N} + \dfrac{s_N}{s_m}}$$

由此求得临界转差率为

$$s_m = s_N(\lambda_M \pm \sqrt{\lambda_M^2 - 1}) \tag{5-147}$$

其中,额定转差率 $s_N = \dfrac{n_1 - n_N}{n_1}$。

将式(5-145)和式(5-147)代入式(5-144)便可获得三相异步电机的机械特性。

3. 机械特性的近似表达式

当转差率 s 较小即异步电动机工作在额定负载附近时,有 $s/s_m \ll s_m/s$,则机械特性的实用公式(5-144)可进一步简化为如下**近似线性表达式**

$$T_{em} = \frac{2T_{emax}}{s_m}s \tag{5-148}$$

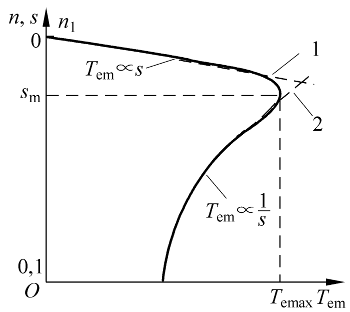


图 5.57 三相异步电动机的机械特性

式(5-148)表明,当实际转差率 s 较小时,T_{em} 与 s 成正比,即机械特性为一直线,如图 5.57 中的虚线 1 所示。由图 5.57 可见,在 s 较小的范围内(如 $0 < s \leqslant s_N$),三相异步电动机的机械特性与他励直流电动机的机械特性类似。

当转差率 s 较大且接近于 1 时,$s/s_m \gg s_m/s$,则机械特性的实用公式(5-144)可简化为

$$T_{em} = \frac{2T_{emax}}{s}s_m \tag{5-149}$$

式(5-149)表明,当实际转差率较大时,T_{em} 与 s 成反比,即机械特性为一条双曲线,如图 5.57 中的虚线 2 所示。

当转差率 s 介于上述中间值时,机械特性从直线段逐渐过渡到双曲线段,参见图 5.57。

5.11.3 三相异步电动机的人为机械特性

5.11.2 节曾推导了三相异步电动机额定电压、额定频率条件下定、转子回路未串任何阻抗时的机械特性。由于上述各控制量及参数均取自电机固有的量,因此,确切地讲,上述特性又称为**固有(或自然)机械特性**。而把通过人为改变控制量及参数所获得的机械特性称为**人为机械特性**。根据所改变的控制量及参数的不同,三相异步电动机的人为机械特性可分为如下几种类型。

1. 降低定子电压的人为机械特性

由式(5-136)可知,仅降低定子电压时,由于同步速 n_1 不变,故不同定子电压下的人为机械特性均通过同步运行点。考虑到最大电磁转矩 T_{emax} 和起动转矩 T_{st} 皆与定子电压的平方 U_1^2 成正比,而产生 T_{emax} 所对应的**临界转差率 s_m 与 U_1 无关**。

根据这些特点绘出不同定子电压 U_1 下的人为机械特性如图 5.58 所示。

图 5.58 中还同时给出了恒转矩的负载特性 $n=f(T_L)$。由图可见，对工作在额定点附近的恒转矩负载，当定子电压 U_1 降低时，转子转速下降，转差率 s 增加，由 $p_{Cu2}=sP_{em}$ 知，转子铜耗也相应地增加。若长期运行，有可能烧坏电动机。但当电动机工作在半载或轻载状态时，降低定子电压 U_1 可以使主磁通减小，从而降低电机铁耗，有利于电机节能。

2. 定子绕组串三相对称阻抗的人为机械特性

在其他各物理量不变仅定子回路外串三相对称阻抗 Z_1 时，同步速 n_1 不会受到影响。由式(5-136)、式(5-139)以及式(5-140)可知，最大电磁转矩 T_{emax}、起动转矩 T_{st} 和临界转差率 s_m 均不同程度地随外串定子阻抗 Z_1 的增加而有所降低，相应的人为机械特性如图 5.59 所示。

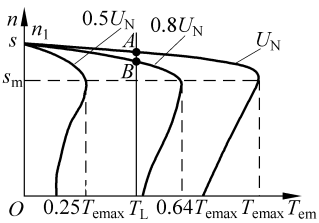


图 5.58　改变定子电压 U_1 时的人为机械特性

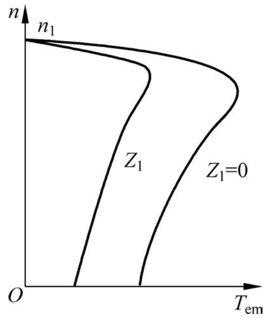


图 5.59　定子绕组串三相对称阻抗时的人为机械特性

3. 转子绕组串三相对称电阻的人为机械特性

转子回路串电阻的方案仅适应于三相绕线式异步电动机。在绕线式异步电动机中，外部三相对称电阻可以通过固定在转轴上的滑环和固定在定子上的电刷与转子绕组相串联，并可借助于提刷装置将转子短路。

当转子每相绕组的外串电阻为 R_Ω 时，由式(5-139)、式(5-140)可知，最大电磁转矩 T_{emax} 与转子电阻无关，即最大幅值 T_{emax} 不变，但对应于 T_{emax} 的临界转差率 s_m 却正比于(r_2+R_Ω)，即 $s_m\propto(r_2+R_\Omega)$。考虑到转子回路串电阻并不影响同步速 n_1，因此相应的人为机械特性如图 5.60 所示。

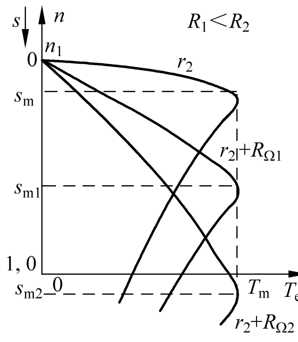


图 5.60　三相异步电动机转子回路串电阻时的人为机械特性

由图 5.60 可见，转子回路串联适当的电阻可以增大起动转矩 T_{st}。特别是当改变外

串电阻 R_Ω，使得 $s_m=1$ 时，可以获得最大的起动转矩，即起动转矩 $T_{st}=T_{emax}$。此时，由式(5-142)可得

$$R'_\Omega+r'_2=x_{1\sigma}+x'_{2\sigma} \tag{5-150}$$

式中，$R'_\Omega=k_e k_i R_\Omega$ 为转子外部串联电阻 R_Ω 折算到定子侧的电阻值。

由此可见，适当增大转子电阻可以改善起动性能，并有可能在起动时获得最大的电磁转矩。但需要说明的是，转子外串联电阻并不是越大越好，当外串电阻增加使得 $s_m=1$，然后再进一步增加 R_Ω，则起动转矩将有所降低。

除了上述人为机械特性外，三相异步电动机在改变定子频率、改变极对数以及转子回路串频敏电抗等条件下也可以获得相应的人为机械特性，有关内容将在下一章详细介绍。

例 5-5　一台三相、四极绕线式异步电动机，已知其额定数据和每相参数为：$U_{1N}=380V$，$f_{1N}=50Hz$，$n_N=1480r/min$，$r_1=1.03\Omega$，$r'_2=1.02\Omega$，$x_1=1.03\Omega$，$x'_2=4.4\Omega$，$r_m=7\Omega$，$x_m=90\Omega$，定子绕组为Y接。试用MATLAB绘出下列不同转子电阻值($r'_2=1.02，2.5，6.5，12.0$)时该三相异步电动机的机械特性。

解　下面为用MATLAB编写的源程序(M文件)，相应的曲线如图5.61所示。

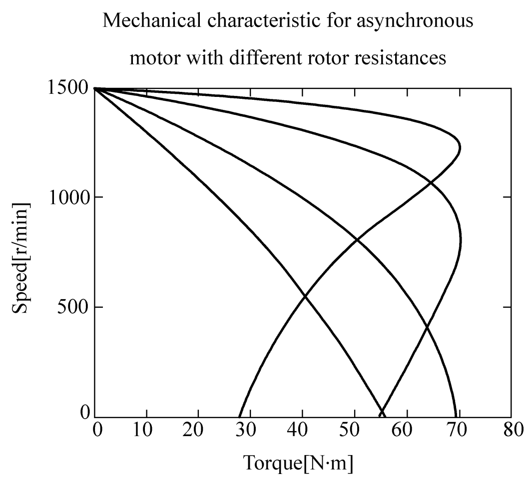


图5.61　例5-5图

```
% Example 5-5
% Variable-speed by different rotor resistances
clc
clear
% Parameters for the asynchronous motor with 50-Hz frequency,Y-connection
U1n = 380/sqrt(3); Nph = 3; poles = 4; fe0 = 50; nn = 1480;
r1 = 1.03; r2p = 1.02; X10 = 1.03; X20p = 4.4; rm = 7; Xm0 = 90;
% Calculate the synchronous speed
U1 = U1n;
f1 = fe0;
```

```
ns = 120 * f1/poles;
 % Four rotor resistance values
r21 = 1.02; r22 = 2.5; r23 = 6.5; r24 = 12.0;
for m = 1:4
    if m == 1
         r2p = r21;
    elseif m == 2
         r2p = r22;
    elseif m == 3
         r2p = r23;
    else
         r2p = r24;
    end
 % Calculate the mechanical characteristic
     for I = 1:1:2000
         s = i/2000;
       nr1 = ns * (1 - s);
       Tem1 = Nph * poles/(4 * pi * f1) * U1^2 * (r2p/s)/((r1 + r2p/s)^2  + (X10 + X20p)^2);
       nr(i) = nr1;
       Tem(i) = Tem1;
     end
   plot(Tem,nr,'-');
 hold on;
end
xlabel('Torque[N·m]'); ylabel('Speed[r/min]');
title('Mechanical characteristic for asynchronous motor with different rotor resistances');
disp('End');
```

本章小结

交流电机分为两大类：同步电机与异步电机。之所以称为同步电机是因为其转子转速与通电频率之间符合严格的同步关系，亦即转子转速为同步速；而异步电机则不同，其转子转速低于同步速，亦即两者之间存在一定的差异（或转差）。正因为这一差异，使得以同步速旋转的定子磁场切割转子绕组，并在转子绕组中感应电势和电流，从而产生有效电磁转矩，转子得以旋转。乍看上去，同步电机与异步电机似乎是相互矛盾的，但仔细考虑一下同步电机与异步电机的励磁方式的不同（前者为双边励磁，后者为单边励磁）就不难理解这一现象。

根据转差率的不同，异步电机主要有三种运行状态，即电动机运行状态、发电机运行状态以及电磁制动状态。

就结构而言，三相异步电动机比直流电动机简单，其定子绕组是由三相对称绕

组(即三相绕组匝数相等、空间互差 120°)组成；转子绕组主要有两种结构形式，一种是鼠笼式结构，另一种为绕线式结构。根据转子结构的不同，三相异步电动机又有鼠笼式异步电动机和绕线式异步电动机之分。

交流电机的电路部分主要是指定、转子绕组部分，从槽内放置导体的层数看，交流绕组有单层和双层绕组之分。单层绕组又有同心式、链式和交叉式之分；双层绕组又有叠绕组和波绕组之分。为了确保定子三相绕组对称、每相绕组感应电势的波形接近正弦，交流电机的各相定子绕组可按照槽电势(或线圈电势)星形图和相带均匀划分，并采用短距和分布绕组消除或削弱高次谐波。

在熟悉了交流电机绕组结构与组成的基础上，采用谐波分析法对每相绕组在旋转磁场作用下的感应电势按照导体电势、线圈(整距或短距线圈)电势、线圈组电势和一相绕组电势的顺序进行了分析计算。

同交流绕组感应电势的计算类似，本章采用循序渐进的原则，先从单个线圈通以单相交流电产生磁势的分析入手，进而讨论了线圈组、一相绕组通以单相交流电所产生的磁势，最后给出三相对称绕组通以三相对称电流所产生合成磁势和磁场的情况。

通过分析计算可以得出如下结论：**单相绕组通以单相交流电所产生的磁势(或磁场)为脉振磁势(或磁场)**，即该磁势的空间位置不变，大小发生周期性变化。因此，单相电机仅靠一个绕组是无法产生有效电磁转矩的。而**三相对称绕组通以三相对称交流电流所产生的磁势为圆形旋转磁势。该圆形旋转磁势的转速为同步速、转向取决于通电相序**。改变通电相序，圆形旋转磁势的转向则会改变方向。这就是三相交流电机颠倒两相电源的连接便可实现转子反向的原因。

单相绕组通以单相交流电产生脉振磁势(驻波)，而一旦三相对称绕组通以三相对称交流电流，尽管每相绕组所产生的磁势仍为脉振磁势，但三相合成磁势的性质却发生质的变化，而变为旋转磁势(行波)。其物理概念可以这样理解：尽管每一驻波在各自位置上幅值发生周期性变化，但由于各驻波在时间和空间上均存在一定的相位差，从而造成了“此起彼伏”的现象，好像幅值一直向前推移一样，因而对应的磁势和磁场波形变为行波。类似于这种电磁波现象的如“多米诺骨牌”：尽管每一骨牌仅向前摆动但并未离开原来位置移动，但总的效果却像所有骨牌皆向前移动一样。除此之外，“霓虹灯的闪烁”“水波的移动”等皆存在类似的物理现象。

交流绕组采用短距和分布不仅可以消除或削弱电势的高次谐波，而且还可以消除或削弱磁势(或磁场)的高次谐波，从而确保合成磁势(或磁场)的波形接近正弦。

“m 相对称绕组通以 m 相对称电流产生圆形旋转磁势”，该圆形旋转磁势可以通过综合矢量来描述。定子电压、电流的综合矢量即是产生旋转磁势的物理量，而定子磁链综合矢量则反映的是旋转磁势所产生的合成磁场情况，坐标变换体现的是同一综合矢量在不同坐标系下的变量之间的关系。

在了解了交流电机上述基本电磁关系的基础上，对异步电机的具体电磁过程进行了讨论。按照循序渐进的原则，本章首先介绍了两种极端情况下(空载和转

子堵转)异步电机的电磁过程,然后才对异步电机负载后的电磁过程进行了讨论。

空载运行时,由于异步电动机的转子转速接近同步速,定子三相对称绕组通以三相对称电流所产生的同步旋转磁场将仅切割静止的定子绕组而感应电势,并产生定子电流。转子绕组则因无相对切割而不会感应转子电势和电流。此时,定子电流仅用于建立主磁场故称为励磁电流。

当转子堵转时,异步电动机的定、转子绕组皆处于静止状态,此时定子旋转磁场将以同步速分别切割定、转子绕组,感应定、转子电势和电流;由于定、转子绕组感应电流的频率皆为供电频率,因而定、转子多相绕组所产生的旋转磁场相对静止。定、转子磁势矢量直接叠加便可获得电机内部的气隙合成磁势。

转子负载后,异步电动机的转子转速有所下降,转差增大,此时,定子旋转磁势 $\bar{F}_1$ 将以同步速 n_1 切割定子绕组、以 (n_1-n) 的转差速度切割转子绕组,并分别在定、转子绕组中感应电势和电流。显然,定子绕组内感应电势或电流的频率为供电频率 f_1,而转子绕组所感应电势或电流的频率为转差频率 $f_2=sf_1$。这样,相当于转子多相绕组通以多相电流,同样也会产生转子旋转磁势 $\bar{F}_2$。该旋转磁势相对转子的转速为 $\Delta n=60f_2/p=sn_1$,转差频率 $f_2=sf_1$,而转子自身仍以转子转速 $n=n_1(1-s)$ 旋转,则 $\bar{F}_2$ 相对定子的转速为 $n+\Delta n=n_1$。因此,定子旋转磁势 $\bar{F}_1$ 与转子旋转磁势 $\bar{F}_2$ 相对静止,两者可以合成获得气隙磁势,即 $\bar{F}_\delta=\bar{F}_1+\bar{F}_2$。

上述结论不仅适用于异步电动机,而且也适用于后面要介绍的同步电机、无刷直流电机以及前面已介绍的直流电机。现说明如下:①**直流电机定子磁势(即励磁磁势)与转子磁势(即电枢磁势)均相对定子是静止的,两者之间自然相对静止**;②**异步电机虽然转子与同步速“异步”,但定、转子磁势相对定子均以同步速运行,两者之间相对静止**;③**同步电机与异步电机类似,只不过转子为直流励磁且以同步速旋转,而定子磁势以同步速旋转,两者之间相对静止**;④后面要介绍的**无刷直流电机则是定子磁势受控于转子永磁磁势,两者自然相对静止**。因此,无刷直流电机又称为“自控式同步电机”,其同步速相当于任意速度。具体内容将在第 9 章介绍。事实上,**所有以磁场作为媒介实现机电能量转换的装置,均需确保定、转子旋转磁势相对静止。只有这样,才能产生有效的电磁转矩**。这是理解电机内部电磁过程的关键。

同变压器的分析过程一样,在熟悉了电磁过程之后,下一步要做的工作就是:将异步电机的电磁过程进行定量描述,获得异步电机的数学模型。这些数学模型包括基本方程式、等效电路和相量图。

根据异步电机的电磁过程,可以很容易地获得包括定、转子电压平衡方程式、磁势平衡方程式在内的基本方程式;但异步电机等效电路的获得过程比较复杂。因为异步电机定、转子绕组感应电势和电流的频率不同(定子绕组为通电频率,转子绕组为转差频率),不同频率的物理量是无法用同一电路来描述的;而且,同变压器一样,异步电机的定、转子绕组匝数也不尽相同。为了将异步电机的定、转子回路用同一电路来描述,需要进行所谓的“折算”。异步电机需进行两方面的折算:首先需将转子的转差频率 $f_2=sf_1$ 折算为定子频率 f_1,其物理意义是,将旋转的转子折算为静

止(或堵转状态下)的转子；其次,需改变转子绕组的相数和匝数,使得转子绕组的相数 m_2 以及有效匝数 N_2k_{w2} 与定子绕组相数 m_1 以及有效匝数 N_1k_{w1} 相等,以确保定、转子绕组的感应电势相等。折算原则是确保折算前后的电磁关系(即功率和磁势)不变。经过折算后,便可以获得异步电机的T形等效电路。值得说明的是,由于基本电磁关系类似,异步电机的等效电路与变压器基本上相同,唯一不同的是两者负载表示上的差异,即变压器的负载可以是感性、阻性甚至是容性的,而异步电机二次侧(或转子回路)的负载为纯阻性可变负载即相当于 $z_L=(1-s)r_2'/s$,其物理意义是：首先考虑到感应电动机实际输出的是机械功率,从电角度上看,它对应于有功功率,因而不能用无功元件如电感、电容来模拟；其次,由于感应电动机所拖动的机械负载有可能发生改变,此时,转差率将发生变化,从而引起定、转子回路的电流发生变化,采用可变电阻负载便可以描述这种变化。

利用等效电路便可分析异步电机在实现电能到机械能转变过程中的功率和转矩关系,进而获得异步电机的转矩平衡方程式。经过上述推导可以获得类似于直流电机的电磁转矩表达式 $T_{em}=C_{T1}\Phi_m I_2\cos\varphi_2$。该式表明,异步电机的主磁通 Φ_m 和转子电流 I_2 是相互耦合的,其结果导致了普通异步电机的调速性能较差。好在矢量控制(vector control)的提出解决了这一难题,从而向交流电机调速性能的提高迈出了一大步。

通过等效电路和相量图对其性能的分析计算可以获得异步电动机的两个基本特点：①**异步电机由于采用“单边励磁”,造成任何负载下定子功率因数均滞后,这就意味着异步电机同变压器一样必须从电网吸收滞后的无功功率**。这是异步电机的一大缺憾；②**异步电机空载、轻载运行时的功率因数和效率均较低**。除了在电动机选择时应尽量避免“大马拉小车”现象外,也可以采用后面将介绍的变频调速方案,实现“调速节能”,以应对当前能源危机的挑战。

对于由异步电动机组成的交流拖动系统,最重要的曲线是异步电动机的机械特性 $n=f(T_{em})$(或 T-S 曲线),它反映了不同电磁转矩下异步电动机转子转速(或转差)的变化情况。异步电动机的机械特性主要有两种表达形式：一是结构参数表达式,其结构参数可通过空载与短路实验测得；二是工程应用的实用表达式。

从机械特性可以看出,随着机械负载的增加,异步电动机的转子转速下降,转差率增加,转子电流增加,导致输出电磁转矩以及输入电功率也增加(这一点同变压器类似)。需要指出的是,上述结论仅在一定范围内有效。一旦因负载增加工作点越过最大电磁转矩点,异步电动机将进入不稳定运行区。由于异步电动机通常均在稳定范围内运行,其转差率较小,故可以对异步电动机机械特性的实用公式进行简化,从而获得机械特性的简化计算公式。由简化公式所获得的机械特性可以看出,在小转差率条件下,异步电动机的机械特性与他励直流电动机类似。

除了额定电压、额定频率以及定、转子回路未串任何阻抗时固有(或自然)机械特性外,把三相异步电动机通过人为改变控制量及参数所获得的机械特性称为人为机械特性。本章分别介绍了异步电动机在改变定子电压、定子外串阻抗以及转子外

串电阻条件下的人为机械特性，为下一章介绍感应电动机的电力拖动奠定基础。

思考题

5.1　为什么异步电动机只有在转子转速与旋转磁场的同步速存在差异（即不同）时才能产生有效的电磁转矩？而同步电动机却需要转子转速与旋转磁场的同步速完全相等才能产生有效的电磁转矩？

5.2　一台三相异步电动机铭牌上标明 $f_N=50\text{Hz}$，额定转速为 $n_N=740\text{r/min}$，试问这台电动机的极数是多少？额定转速下，转子绕组所感应电势（或电流）的实际频率为多少？

5.3　为什么采用短距和分布绕组可以削弱谐波电势，确保电势波形接近正弦？为了削弱 5 次和 7 次谐波电势，线圈节距应如何选取？

5.4　为什么单相绕组通以单相交流所产生的磁势是脉振的？而当三相绕组分别通以三相对称电流时，合成磁势却发生本质性变化，变为旋转磁势？如何理解这一物理概念？

5.5　若三相异步电动机的气隙加大，其空载电流以及定子功率因数将如何变化？

5.6　一台三相异步电动机，若将转子抽掉，而在三相定子绕组中加入三相对称电压，会产生什么后果？

5.7　三相异步电动机中的励磁电抗反映的是什么物理量？当外加电压改变时，励磁电抗如何变化？外加电压一定的情况下，三相异步电动机在空载和起动（或堵转）时的励磁电抗是否不变？

5.8　在推导三相异步电机的等效电路时，为什么要对转子侧进行折算？折算的依据是什么？折算有何物理意义？

5.9　三相异步电动机的等效电路中为什么采用$\frac{1-s}{s}r'_2$来反映转子轴上的负载大小？而不是采用电感或电容？

5.10　对三相异步电机而言，为什么说无论转子转速多大，定、转子合成磁势均是相对静止的？试说明当三相异步电机分别运行在发电状态以及电磁制动状态时，其定、转子磁势是相对静止的？且相对于定子均以同步速旋转。

5.11　若将绕线式三相异步电动机的定子绕组短路，而将转子三相绕组接到三相交流电源上，若旋转磁场以同步速沿顺时针方向旋转，此时转子的转向如何？转差率应如何计算？

5.12　若在一台绕线式异步电动机的定子绕组上通以频率为 f_1 的三相对称电压，产生正向旋转磁场。在其转子绕组上通以频率为 f_2 的三相对称电压，产生反向旋转磁场。试问当电机稳定运行时其转子的转向如何？转速为多大？当负载增加时，转子的转速是否改变？

5.13 异步电动机定、转子绕组没有直接的联系,为什么机械负载增加时,定子电流和输入的电功率会自动增加?试说明其物理过程。

5.14 三相异步电动机空载运行时其定子侧的功率因数很低,而带机械负载后功率因数反而大大提高,试用相量图解释其原因。

5.15 设三相异步电动机的各绕组参数已知,要确保起动时的电磁转矩最大,转子应外串多大的电阻?

5.16 轻载运行的三相异步电动机,若外加电源电压降低15%,其转子转速、定子电流以及定子功率因数将如何变化?

5.17 同一台三相鼠笼式异步电动机,若将转子绕组由铜条改为铸铝转子,试问其对起动电流、效率、功率因数、转子转速以及定子电流各有什么影响(假定恒转矩负载且供电电压保持不变)?

5.18 一台进口的额定频率为60Hz的三相感应电动机,现运行在50Hz的电网上,其额定电压保持不变。试问:该电动机的空载励磁电流、定子功率因数以及最大电磁转矩将发生怎样的变化?

练习题

5.1 已知交流电机定子槽内分别放置了空间互差90°电角度且匝数彼此相等的两相对称绕组AX、BY,分别对其通以两相对称电流:$i_A=\sqrt{2}I\cos\omega t$ 和 $i_B=\sqrt{2}I\cos(\omega t-90°)$,试求:

(1) 两相对称绕组所产生的合成基波磁势的性质、转速与转向;

(2) 两相对称绕组所产生的合成三次谐波磁势的性质、转速与转向;

(3) 若保持A相绕组中的电流不变,B相绕组中的电流变为$i_B=\sqrt{2}I\cos(\omega t+90°)$,上述结论将发生怎样的变化?

5.2 一台三相六极异步电动机,额定数据为:$P_N=7.5\text{kW}$,$U_N=380\text{V}$,$n_N=962\text{r/min}$,定子绕组采用△接,50Hz,$\cos\varphi_N=0.827$,$p_{Cu1}=470\text{W}$,$p_{Fe}=234\text{W}$,$p_{mec}=45\text{W}$,$p_{\triangle}=80\text{W}$。试求额定负载时的:(1)转差率;(2)转子电流的频率;(3)转子铜耗;(4)效率;(5)定子相电流。

5.3 一台三相六极异步电动机的额定数据为:$P_N=10\text{kW}$,$U_N=380\text{V}$,$n_N=962\text{r/min}$,$I_N=19.8\text{A}$,定子绕组为Y接,$r_1=0.5\Omega$。空载试验数据为:$U_1=380\text{V}$,$P_0=0.425\text{kW}$,$I_0=5.4\text{A}$,机械损耗$p_{mec}=0.08\text{kW}$,忽略附加损耗。短路试验的数据为:$U_k=120\text{V}$,$P_k=0.92\text{kW}$,$I_k=18.1\text{A}$,且假定$x_1=x_2'$。试借助于MATLAB编程完成下列要求:

(1) 计算三相异步电动机的参数r_2'、$x_{1\sigma}$、$x_{2\sigma}'$、r_m和x_m;

(2) 绘出三相异步电动机的固有机械特性。

5.4 某三相、四极、定子绕组采用Y接的绕线式异步电动机数据为:$P_N=150\text{kW}$,$U_N=380\text{V}$,$n_N=1460\text{r/min}$,过载能力$\lambda_M=3.1$。试求:(1)额定转差率;

(2)临界转差率；(3)额定转矩；(4)最大电磁转矩；(5)试采用实用公式并借助于 MATLAB,绘制电动机的固有机械特性。

5.5　有一台绕线式三相异步电动机，$f_N=50\text{Hz}$，$2p=4$，$n_N=1450\text{r/min}$，$r_2=0.02\Omega$。若负载转矩保持不变，转子转速下降至 1000r/min。试求：

(1) 转子回路应外串的电阻值；

(2) 外串电阻后转子电流是原来的多少倍？

5.6　一台三相、六极、50Hz 的异步电动机，额定电压下的最大电磁转矩为 6Nm，起动转矩为 3Nm。最大电磁转矩对应的临界转差率为 0.25。若在三分之一的额定电压下的起动电流为 2A。试问：

(1) 当异步电机在额定电压下运行，对应于最大电磁转矩时总的机械功率是多少？

(2) 当异步电机在三分之一的额定电压下运行，其所能达到的最大电磁转矩有多大？

(3) 额定电压下的起动电流有多大？

(4) 若希望异步电机以最大电磁转矩起动，外串转子电阻是转子绕组电阻的多少倍？此时的起动电流是多少？

5.7　一台三相、六极、50Hz 的异步电动机采用△接，额定电压 $U_N=400\text{V}$ 时的等效电路参数为：$r_1=0.2\Omega$；$r_2'=0.18\Omega$；$x_{1\sigma}=x_{2\sigma}'=0.58\Omega$。

(1) 在异步电动机运行过程中，供电电压和频率有时均会下降 40%。为了确保异步电机在上述情况下不至于停转，所能拖动的最大负载转矩有多大？

(2) 当异步电动机在额定频率、额定电压下拖动上述负载运行，其对应的稳态转速是多少？对应于最大电磁转矩下的转速又是多少？

(3) 若定子电压和频率各降低一半，与在额定电压、额定频率下直接起动相比，起动转矩增加多少倍？