

本书对异步电机中因开槽、偏心和变形等造成的气隙不均匀和磁动势谐波引起的一些现象如差漏抗、气隙磁场、附加转矩、附加损耗、噪声等作了系统的理论分析，並有计算实例及试验验证结果。最后给出合理选择槽配合的规律。上述这些现象都对异步电机性能有显著影响。书后附有到1976年止的全部有关文献目录308种。

本书可作从事电机方面工作的工程技术、科学研究和大学有关专业人员的参考资料。

HARMONIC FIELD EFFECTS IN INDUCTION MACHINES

BEDŘICH HEILER and VACLAV HAMATA
ELSEVIER SCIENTIFIC PUBLISHING COMPANY 1977

* * *

异步电机中谐波磁场的作用

[捷] B.海勒尔 V.哈马塔 著

章名涛 俞鑫昌 合译

*

机械工业出版社出版 (北京阜成门外百万庄南街一号)

(北京市书刊出版业营业许可出字第117号)

机械工业出版社印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

*

开本 $850 \times 1168^{1/8}$ · 印张 $11^{3/8}$ · 字数 297 千字
1980年9月北京第一版·1980年9月北京第一次印刷

印数 0,001—5,000 · 定价1.40元

*

统一书号: 15033·4759

目 录

第一章 均匀气隙中的磁场	1
1.1 引言	1
1.2 一根导体的磁场	1
1.3 单匝的磁场	4
1.4 一组线圈的磁场	6
1.5 m 相绕组的磁场	8
1.6 磁动势	9
1.7 绕组系数	10
1.8 一般绕组的绕组系数的周期性	15
1.9 三相绕组的磁场	17
1.10 鼠笼绕组的磁场	19
第二章 感应电压	22
2.1 单匝中的感应电压	22
2.2 m 相绕组中感应的电压	23
2.3 绕组系数	24
2.4 斜槽	24
第三章 乔其图	26
3.1 乔其图的推导	26
3.2 乔其图的例子	29
第四章 差漏磁	32
4.1 差漏磁系数	32
4.2 由乔其图确定 τ_d	34
4.3 计算 τ_d 的例子	35
4.4 鼠笼绕组的差漏抗	37
4.5 导体宽度的影响	39
4.6 谐波衰减对差漏磁的影响	40

V

第五章 铁的磁导率为有限值时的影响	43
5.1 饱和对气隙磁场的影响	43
5.2 饱和对差漏磁的影响	46
第六章 开槽对气隙磁场的影响	48
6.1 卡氏系数	48
6.2 开槽时的气隙磁导	54
6.3 饱和对气隙磁场磁导的影响	61
6.4 一般变化的气隙中的磁场	63
6.5 偏心支撑的转子	66
6.6 单边和两边开槽时的磁场	70
6.7 定子槽谐波和阶梯谐波的相互作用	74
6.8 转子槽谐波和阶梯谐波的相互作用	76
6.9 定子和转子的差漏磁场	85
6.10 差漏磁场对转子阶梯谐波的影响	87
6.11 开槽对差漏磁的影响	92
6.12 一个磁场分析的例子	94
第七章 转矩	99
7.1 引言	99
7.2 异步电动机的转矩	99
7.3 高次谐波对电动机的相绕组和鼠笼绕组的作用	106
7.4 忽略开槽影响时鼠笼电动机的异步转矩	108
7.5 阶梯谐波的异步转矩	111
7.6 同步转矩	113
7.7 二次电枢反应	130
7.8 定子绕组三角接法时的转矩-转速曲线	135
7.9 定子绕组有并联支路时的转矩-转速曲线	136
7.10 开槽和齿顶饱和对鼠笼电动机转矩曲线的影响	150
7.11 试验验证	162
7.12 抑制附加转矩的方法	170
7.13 测量转矩的方法	180
第八章 高次谐波对噪声的影响	194
8.1 引言	194

8.2 由于磁作用引起的噪声的一般准则.....	195
8.3 恒定气隙中阶梯谐波的作用.....	200
8.4 定子和转子开槽的影响.....	202
8.5 气隙变形和铁心饱和的影响.....	203
8.6 气隙偏心率对噪声的影响.....	207
8.7 绕组联成几个并联支路时的影响.....	207
8.8 切向力对单边磁拉力的影响.....	213
8.9 滑环式异步电动机的噪声.....	215
8.10 定子的共振效应	217
8.11 减小噪声的方法	223
8.12 理论成果的试验验证	227
第九章 异步电动机中附加的高频损耗	229
9.1 引言.....	229
A. 不斜槽的电机.....	230
9.2 空载时的表面损耗.....	230
9.3 饱和对鼠笼式电枢差漏磁的影响.....	242
9.4 空载时的脉振损耗.....	250
9.5 鼠笼式电枢导条中附加的空载损耗.....	253
9.6 滑环式电动机中附加的空载损耗.....	257
9.7 鼠笼式电动机中附加的空载损耗.....	257
9.8 满载时的杂散损耗.....	260
B. 斜槽电机.....	269
9.9 具有绝缘的斜槽鼠笼式电枢中的杂散损耗.....	269
9.10 不绝缘的斜槽鼠笼式电枢中的杂散损耗	271
9.11 不绝缘的斜槽鼠笼式电枢中的空载杂散损耗	292
9.12 斜槽鼠笼式电枢中的满载杂散损耗	293
9.13 考虑开槽时不绝缘转子满载时的横向损耗	299
9.14 用磁性槽楔来减小附加损耗	301
9.15 附加损耗的测量	302
第十章 鼠笼式电枢槽数的选择	313
第十一章 附录	318
附录 I 鼠笼转子的电枢反应	318

第一章 均匀气隙中的磁场

1.1 引言

电机气隙磁场的分布受种种因素影响。为了便于叙述它们所遵循的关系和避免数学上不必要的复杂性，作了某些简化假定。贯穿全书引入的主要简化条件是假定铁心的相对磁导率为无穷大 ($\mu_r = \infty$)。但是，在涉及到铁饱和作用的章节中，铁的相对磁导率就看作是有限值，在有关的章节中会强调这点。此外，所有谐波都是相对电机整个内圆而言，即次数 $v = 1$ 的基波形成一对极，它相应于圆周角 2π 。如果电机有 p 对极，则产生 p 对极磁场的谐波称为工作谐波。这种谐波的次数总是 $v = p$ 。任意一个 v 次谐波形成 v 对极。这种谐波的一对极相应于圆周角 $2\pi/v$ 。

本书中所有磁场计算均按二度场进行，不考虑边界和端部效应（长电机）。三度场的计算将超出本书的范围。

1.2 一根导体的磁场

任何电机绕组都是由一些沿电机气隙内、外圆周分布的导体通过某种接法形成的。在这些导体中的电流产生一个磁场，它的时间与空间特性是决定电机性质的最重要的因素之一。

现在让我们来考虑一台单位半径的电机，它由两个用磁性材料做的光滑的同轴圆柱体组成；这两个圆柱体用气隙 δ 分开。如果沿气隙圆周电流层强度分布， $A(\alpha)$ 和磁力线的径向分布已知，则在座标为 α 的任意点处磁场强度可根据下式决定

$$\delta(H_\alpha - H_0) = \int_0^\alpha A(\alpha) r d\alpha \quad (1)$$

式中 H_0 由关系式 $\int_0^{2\pi} H_\alpha r d\alpha = 0$ 决定，这表明同一极性的磁

通不可能沿气隙闭合。

为了找出沿气隙圆周电流层的分布, 需要详细知道电机绕组的情况。所以, 按理讲, 首先考虑只由一根导体所产生的磁场更为方便, 这根导体放在座标为 $(1, \alpha = 0)$ 的点 P 处, 并载有电流 i [安] (见图 1)。那末, 要想得到任意一组导体产生的磁场只要把各根导体的磁场叠加起来就行了。

在转子中没有任何一根闭合曲线能环链着任何电流 ($\oint H dl = I = 0$)。因此, 转子不可能包围只限制在转子本身范围内的任何磁通 (参看附录 I), 所以转子中的磁场强度不可能具有切向分量 H_t 。反之, 在定子中, 每一个与气隙同心的圆周环链着全部电流, 因此在定子中总是存在着闭合的磁通, 并且磁场强度具有分量 H_t 。

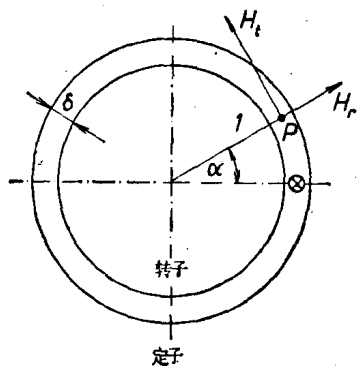


图 1 计算一根导体的磁场的图

在这些假定下并考虑到函数 H_r 和 H_t 必须是对称的并且是奇函数这个事实, 可以对

通过定子和转子对称地环链着导体的闭合回路写出

$$2(H_r \delta + r \int_0^\alpha H_t d\alpha) = i \quad (2)$$

$$\int_0^{2\pi} H_t r d\alpha = i \text{ [安/米, 米, 安]} (\text{对 } r > 1) \quad (3)$$

按照式 (2) 和 (3), 让我们假定 H_r 和 H_t 是座标的下述函数

$$H_r = f_1(\alpha), \quad H_t = f_2(r, \alpha)$$

将式 (3) 对 r 微分, 我们得到

$$\int_0^{2\pi} (H_t + \frac{\partial H_t}{\partial r} r) d\alpha = 0 \quad (4)$$

由此得到

$$H_t + \frac{dH_t}{dr} r = 0 \quad (5)$$

式(2)对 α 微分给出

$$\delta \frac{dH_r}{d\alpha} + r H_t = 0 \quad (6)$$

由式(6)得出 H_t 必须具有 $H_t = F(\alpha)/r$ 的形式,因为 $dH_t/d\alpha$ 与 r 无关。

如果我们把 $H_t \ominus$ 的假定形式代入式(5),就得到表达式

$$\frac{F(\alpha)}{r} + \frac{r F'(\alpha) - F(\alpha)}{r^2} r = 0$$

条件 $F'(\alpha) = 0$ 满足此式,因此, $F(\alpha) = C$,式中 C 是一个常数。

切向分量必须由下式给出

$$H_t = \frac{C}{r} \quad (7)$$

将式(7)代入后解式(2),我们得到

$$H_r = \frac{i}{2\delta} - K\alpha \quad (8)$$

根据对称

$$H_r(\alpha) = -H_r(2\pi - \alpha)$$

因此对 $\alpha = 0$,我们可以根据式(8)写出

$$\frac{i}{2\delta} = -\frac{i}{2\delta} + K 2\pi$$

由此

$$K = \frac{i}{2\pi\delta}$$

于是,磁场强度的径向分量由下式决定

$$H_r(\alpha) = \frac{i}{2\delta} \left(1 - \frac{\alpha}{\pi} \right) \quad (9)$$

按式(9),在图2中画出了由载有电流 i [安]的单根导体产生的气隙磁场强度的分布。

正如由图2所示的那样,在 $0 < \alpha < 2\pi$ 区间内函数 $H_r(\alpha)$

⊖ 原文误为 H_r 。——译者注

可以用傅里叶级数展开成下式

$$H_r(\alpha) = \frac{i}{\pi\delta} \sum_{v=1}^{\infty} \frac{1}{v} \sin v\alpha \quad (\text{安/米; 安, 米}) \quad (10)$$

式中 $v = 1, 2, 3, \dots$

单根导体的磁场强度包含了全部(偶次的和奇次的)谐波, 其中次数 $v = 1$ 的基波具有周期 2π , 即电机的整个圆周。

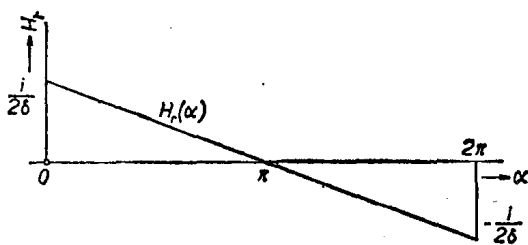


图2 单根导体的磁场强度沿电机内圆的分布

1.3 单匝的磁场

根据上一节, 单匝的磁场可当作两根导体的合成磁场来决定, 这两根导体放在相隔 α_y 角的位置上并载有大小相同, 符号相反的电流。导体中的电流还认为是 i (安), 利用式 (9), 对如图3所示那样安排的一匝线圈, 我们可以写出下面的公式:

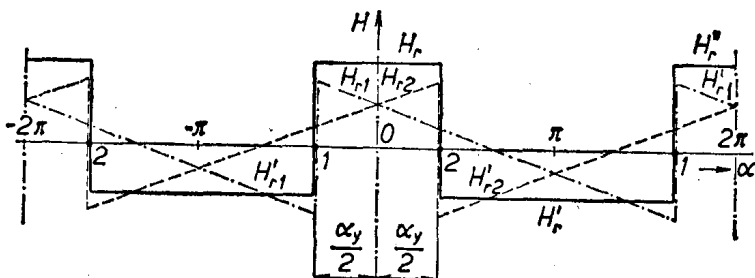


图3 单匝导体磁场强度的分布⊖

由导体1中的电流产生的磁场强度

$$H_{r1} = (i/2\delta) [1 - (2\alpha + \ominus \alpha_y)/2\pi]$$

⊖ 原文图中右上角 H'_{r1} 误为 H'_r 。——译者注

⊖ 原文误为“-”。——译者注

和 在区间 $<0, (2\pi - \frac{1}{2}\alpha_y)>$ 内

$$H'_{r1} = (i/2\delta) [3 - (2\alpha + \ominus \alpha_y)/2\pi]$$

在区间 $<(2\pi - \frac{1}{2}\alpha_y), 2\pi>$ 内

由导体 2 中的电流产生的磁场强度

$$H_{r2} = (i/2\delta) [1 + (2\alpha - \alpha_y)/2\pi]$$

在区间 $<0, \frac{1}{2}\alpha_y>$ 内

和 $H'_{r2} = (i/2\delta) [-1 + (2\alpha - \alpha_y)/2\pi]$

在区间 $<\frac{1}{2}\alpha_y, 2\pi>$ 内

合成磁场强度

$$H_r = H_{r1} + H_{r2} = \frac{i}{2\delta} \left[2 - \frac{\alpha_y}{\pi} \right]$$

在区间 $<0, \frac{1}{2}\alpha_y>$ 内

$$H'_r = H_{r1} + H'_{r2} = -\frac{i}{2\delta} \frac{\alpha_y}{\pi}$$

在区间 $<\frac{1}{2}\alpha_y, (2\pi - \frac{1}{2}\alpha_y)>$ 内

$$H''_r = H'_{r1} + H'_{r2} = \frac{i}{2\delta} \left[2 - \frac{\alpha_y}{\pi} \right]$$

在区间 $<(2\pi - \frac{1}{2}\alpha_y), 2\pi>$ 内

合成磁场强度对于以线圈轴线处为零的坐标系统仍然是一个周期函数，因此可以展开为级数

$$H_r(\alpha) = \frac{2i}{\pi\delta} \sum_{v=1}^{v=\infty} \frac{1}{v} \sin v \frac{\alpha_y}{2} \cos v\alpha \quad (11)$$

式中 $v = 1, 2, 3, \dots$

⊖ 原文误为“-”。——译者注

在整距匝 $\alpha_y = \pi$ 的情况下, $\sin v \frac{1}{2} \alpha_y$ 的值对奇数的 v 为 1, 而对偶数的 v 为 0, 因此可以说:

当一匝为短距或长距 ($\alpha_y \neq \pi$) 时产生所有的磁场强度谐波而当一匝为整距时只产生奇次谐波*。

1.4 一组线圈的磁场

由 N 个线圈, 它们载有相同的电流 i , 彼此错开一个固定的角度 α_1 , 组成的一组线圈其合成磁场可以最方便地用叠加的方法当作各个线圈 (单独) 产生的磁场的总和来决定。按式 (11), 我们得到各个线圈的磁场强度为

$$H_1(\alpha) = \frac{2i}{\pi \delta} \sum_v \frac{1}{v} \sin v \frac{\alpha_y}{2} \cos v \alpha$$

$$H_2(\alpha) = \frac{2i}{\pi \delta} \sum_v \frac{1}{v} \sin v \frac{\alpha_y}{2} \cos v [\alpha - \alpha_1]$$

$$H_3(\alpha) = \frac{2i}{\pi \delta} \sum_v \frac{1}{v} \sin v \frac{\alpha_y}{2} \cos v [\alpha - 2\alpha_1]$$

⋮

$$H_N(\alpha) = \frac{2i}{\pi \delta} \sum_v \frac{1}{v} \sin v \frac{\alpha_y}{2} \cos v [\alpha - (N-1)\alpha_1] \quad (12)$$

由上述各分量的总和求出的合成磁场将为

$$\begin{aligned} H(\alpha) = \frac{2i}{\pi \delta} \sum_{v=1}^{v=\infty} \frac{1}{v} \sin v \frac{\alpha_y}{2} \{ & \cos v \alpha [1 + \cos v \alpha_1 + \dots \\ & + \cos v (N-1)\alpha_1] + \sin v \alpha [\sin v \alpha_1 + \sin v 2\alpha_1 + \dots \\ & + \sin v (N-1)\alpha_1] \} \end{aligned}$$

* 在轭部, 沿整圆周的磁通为零, 因为两根导体产生的整圆周磁通互相抵消了。

把方括号中的级数加起来, 我们得到

$$H(\alpha) = \frac{2i}{\pi\delta} \sum_{v=1}^{\infty} \frac{1}{v} \sin v \frac{\alpha_y}{2} \frac{\sin v N \frac{1}{2} \alpha_1}{\sin v \frac{1}{2} \alpha_1} \\ \times \left\{ \cos v \alpha \cos v (N-1) \frac{1}{2} \alpha_1 \right. \\ \left. + \sin v \alpha \sin v (N-1) \frac{1}{2} \alpha_1 \right\}$$

经过改写后, 上式可表成下式

$$H(\alpha) = \frac{2Ni}{\pi\delta} \sum_{v=1}^{\infty} \frac{1}{v} \sin v \frac{\alpha_y}{2} \frac{\sin v N \frac{1}{2} \alpha_1}{N \sin v \frac{1}{2} \alpha_1} \\ \times \cos v \left[\alpha - (N-1) \frac{1}{2} \alpha_1 \right] \quad (13)$$

如果我们将坐标原点往线圈组的中心轴线方向前移一个角度 $(N-1) \frac{1}{2} \alpha_1$, 我们就得到一个新的坐标系统, 对此系统采取转换公式

$$\alpha' = \alpha - (N-1) \frac{1}{2} \alpha_1$$

在新的坐标系统中, 求出了这组线圈的磁场强度如下式

$$H(\alpha) = N \sum_{v=1}^{\infty} \frac{\sin v N \frac{1}{2} \alpha_1}{N \sin v \frac{1}{2} \alpha_1} H'_v(\alpha) \quad (14a)$$

式中

$$H'_v(\alpha) = \frac{2i}{\pi\delta} \frac{1}{v} \sin v \frac{\alpha_y}{2} \cos v \alpha' \quad (14b)$$

是以这个线圈组轴线为对称的那一个线圈所产生的磁场强度。

1.5 m 相绕组的磁场

让我们来考虑 m 个线圈组的情况，每组包含 N 个线圈，各组的轴线沿圆周相互错开 $(2/m)\pi$ 角。在包含 N 个线圈的每组中流过对称的 m 相电流，即各组中幅值都是 $\sqrt{2} I \ominus$ 和角速度为 ω 的电流在时间上相互差了同样的角度 $(2/m)\pi$ 。根据式 (14 a, b)，我们可以写出磁场强度的公式为

$$\begin{aligned}
 H_m(\alpha) = & \frac{2\sqrt{2}NI}{\pi\delta} \left[\sin\omega t \sum_{v=1}^{v=\infty} \frac{1}{v} \sin v \frac{\alpha_y}{2} \frac{\sin Nv \frac{1}{2}\alpha_1}{N \sin v \frac{1}{2}\alpha_1} \right. \\
 & \times \cos v \alpha + \sin\left(\omega t - \frac{1}{m} 2\pi\right) \sum_{v=1}^{v=\infty} \frac{1}{v} \sin v \frac{\alpha_y}{2} \\
 & \times \frac{\sin Nv \frac{1}{2}\alpha_1}{N \sin v \frac{1}{2}\alpha_1} \cos v \times \left(\alpha - \frac{1}{m} 2\pi\right) + \dots \\
 & + \sin\left(\omega t - \frac{m-1}{m} 2\pi\right) \sum_{v=1}^{v=\infty} \frac{1}{v} \sin v \frac{\alpha_y}{2} \\
 & \times \frac{\sin Nv \frac{1}{2}\alpha_1}{N \sin v \frac{1}{2}\alpha_1} \cos v \left(\alpha - \frac{m-1}{m} 2\pi\right) \left. \right] \quad (15)
 \end{aligned}$$

式 (15) 可以按乘积公式 $\sin\alpha \cos\beta = \frac{1}{2}[\sin(\alpha + \beta) + \sin(\alpha - \beta)]$ 进一步展开并经过改写后转换成下式：

$\ominus$ 原文误为 $I/\sqrt{2}$ 。——译者注

$$\begin{aligned}
H_m(\alpha) = & \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{NI}{\delta} \sum_{v=1}^{v=\infty} \frac{1}{v} \sin v \frac{\alpha_y}{2} \frac{\sin N v \frac{1}{2} \alpha_1}{N \sin v \frac{1}{2} \alpha_1} \\
& \times \left\{ \sin \left[(\omega t + v\alpha) - (v+1) \frac{0}{m} 2\pi \right] \right. \\
& + \sin \left[(\omega t - v\alpha) + (v-1) \frac{0}{m} 2\pi \right] + \sin \left[(\omega t + v\alpha) \right. \\
& \left. - (v+1) \frac{1}{m} 2\pi \right] + \sin \left[(\omega t - v\alpha) + (v-1) \frac{1}{m} 2\pi \right] \\
& + \dots + \sin \left[(\omega t + v\alpha) - (v+1) \frac{m-1}{m} 2\pi \right] \\
& \left. + \sin \left[(\omega t - v\alpha) + (v-1) \frac{m-1}{m} 2\pi \right] \right\} \quad (16)
\end{aligned}$$

可以看出括号中的式子通过下列量的转换, $\alpha = \omega t \pm v\alpha$, $\alpha_1 = \pm[(v \pm 1)/m]\pi$ 和 $N = m$, 就和式(12)的总和相似, 因此 m 相绕组的磁场强度按式(13)和(16)可以写出如下:

$$\begin{aligned}
H_m(\alpha) = & \frac{\sqrt{2}}{\pi \delta} \frac{NI}{\delta} \sum_{v=1}^{v=\infty} \frac{1}{v} \sin v \frac{\alpha_y}{2} \frac{\sin N v \frac{1}{2} \alpha_1}{N \sin v \frac{1}{2} \alpha_1} \\
& \times \left\{ \frac{\sin(v+1)\pi}{\sin[(v+1)/m]\pi} \sin \left[(\omega t + v\alpha) \right. \right. \\
& \left. \left. - (v+1) \frac{2\pi}{m} \right] + \frac{\sin(v-1)\pi}{\sin[(v-1)/m]\pi} \right. \\
& \left. \times \sin \left[(\omega t - v\alpha) + (v-1) \frac{2\pi}{m} \right] \right\} \quad (17)
\end{aligned}$$

1.6 磁 动 势

磁动势分布曲线 $F(\alpha)$ 按下式定义:

$$F(\alpha) = \delta H_a (\text{安, 米, 安/米}) \quad (18)$$

在均匀气隙 δ 和 $\mu = \infty$ 时与式(1)相比我们有

$$F(\alpha) = \delta H_0 + \int_0^\alpha A(\alpha) r \ominus d\alpha \quad (19)$$

所以磁动势分布 $F(\alpha)$ 可根据磁场强度分布用它乘以气隙长度 δ 推得。例如, m 相绕组磁动势分布按式 (17) 和 (18) 将为

$$\begin{aligned} F_m(\alpha) = & \frac{\sqrt{2}}{\pi} N I \sum_{v=1}^{\infty} \frac{1}{v} \sin v \frac{\alpha_y}{2} \frac{\sin N v \frac{1}{2} \alpha_1}{N \sin v \frac{1}{2} \alpha_1} \\ & \times \left\{ \frac{\sin(v \pm 1) \pi}{\sin[(v \pm 1)/m] \pi} \times \sin \left[(\omega t \pm v \alpha) \right. \right. \\ & \left. \left. \mp (v \pm 1) \frac{2\pi}{m} \right] \right\} \quad (20) \end{aligned}$$

1.7 绕组系数

通过比较磁场强度的合成公式 (11)、(14) 和 (17), 我们发现各次谐波的幅值取决于角度 α_y 和 α_1 的函数。角 α_y 是同一线圈的两个线圈边之间的角度, 通常称为**绕组节距**。绕组节距 y_d 通常用槽数来表示。如果电机共有 Z 个槽, 那么一个槽相应的角度为

$$\alpha_d = \frac{2\pi}{Z} \quad (21)$$

因此对应于绕组节距 y_d 的圆周角 α_y 由下式给出

$$\alpha_y = \frac{2\pi}{Z} y_d \quad (22)$$

对于一个有 $2p$ 个极的整距绕组, 我们有

$$y_p = \frac{Z}{2p} \quad (23)$$

为了能对具有不同极数的绕组性质作比较, 我们把所有绕组都变换为所谓基本绕组。如果 a 是槽数 Z 和工作磁场的极对数 p 的最大公因子, 那么将原来实际绕组的参数 (不带撇的值) 除以

数 a 就得到基本绕组的参数 (带撇的值)。因此, 对基本绕组, 我们得到

$$\text{极对数}^* \quad p' = \frac{p}{a} \quad (24 a)$$

$$\text{槽数} \quad Z' = \frac{Z}{a} \quad (24 b)$$

$$\text{槽节距} \quad y'_d = y_d \quad (24 c)$$

$$\text{谐波次数} \quad v' = \frac{v}{a} \quad (24 d)$$

举例说, 让我们取一个三相绕组为 $Z = 36$ 槽和 $2p = 4$ 个极, 具有整距 $y_d = 9$ 。对基本绕组 $a = 2$ 。于是, 对应的基本绕组将具有 $Z' = 18$ 槽和 $2p' = 2$ 极。基本绕组的节距没有变, $y'_d = y_d = 9$ 。次数 $v = p = 2$ 的工作谐波将对应于次数为 $v' = v/a = 1$ 的基本绕组的工作谐波。

根据三相绕组的详细分析[22], 可以推出下述规则:

(a) 对任何同心式绕组总可能找到一个具有等元件线圈的绕组, 它产生同样次数和幅值的谐波。

(b) 任何具有不等相带的绕组可以通过适当的短距用等相带的绕组来替换**。

(c) 任何绕组, 如果可以转换为同样的基本绕组, 则都具有相同的性质。

因为, 在评价一台电机的性能时, 只对各个谐波的幅值和其

* 对于每极每相为整数槽的对称三相绕组, p' 总是等于 1。

** 槽数为 Z 的电机在全部是单层绕组时有 $Z/2$ 个线圈而在双层绕组时有 Z 个线圈。如果我们要求用全部线圈联成一个 p 对极的 m 相绕组, 我们首先把它分成 k 组线圈, 每组有 b 个线圈。由这批 k 组线圈我们联出一个具有最小并联支路数的闭合直流绕组。 p 对极的磁场感应的电压具有 a 次重复的, k/a 个向量组成的封闭多边形。如要得到一个对称的 m 相绕组, 必须按照这样的方法来分, 就是将多边形分解为 m 个相等的部分 (m 相)。为了更好地利用绕组, 每相线圈数分成两部分, 称为相带。这两个相带可以具有相等的线圈组数 (绕组具有等相带——实质上是一个 $2m$ 相绕组) 或者具有不相等的线圈组数 (绕组具有不等相带)。

绝对次数值有兴趣，所以在上述规则的基础上只要对不同的基本绕组作一分析就够了。所以，可以说所有到目前为止推导过的公式对基本绕组都是有效的。

绕组节距（角度 α_y ）对谐波次数和幅值的影响都以下面相同的式子出现在所有关系式中：

$$\xi_{kv}' = \sin v' \frac{\alpha_y'}{2} \quad (25)$$

它称为**节距系数**。

把式 (22) 和 (24 b, d) 代入式 (25)，经改写我们得到对 v 次谐波的节距系数为

$$\xi_{kv} = \sin v \frac{\pi}{Z} y_d = \sin v \frac{\alpha_y}{2} \quad (26)$$

由于节距 $\ominus y_d$ 的影响，所有绝对次数为下式的谐波将消失

$$v = c \frac{Z}{y_d} \quad (27)$$

式中 $c = 0, 1, 2, \dots$ ，因为这些谐波来讲节距系数 $\xi_{kv} = 0$ 。

对整距绕组，它取 $y_d = y_p$ ，所以按式 (23) 和 (26) 所有绝对次数为

$$v = 2cp \quad (28)$$

的谐波将受抑制。

因此，对整距绕组，所有次数为 $v = p$ 次工作谐波偶数倍的谐波都将消失。

在推导一组线圈的磁场时，在式 (14 a) 中出现过的角度 α_1 在式 (17) 中重新出现。角度 α_1 决定相邻两线圈之间的角位移。因为，通常绕组都放在槽中，我们一般就把放在同一个槽内的一个线圈边中的电流量看成是放在该槽中心轴线上的单根导体的全部电流。对于具有属于同一相并分布在 $2b$ 个槽中的 b 个线圈的线圈组来说，我们写出其**分布系数**如下：

⊖ 原文为 pitch factor，多了一个 factor。——译者注

$$\zeta_{rv} = \frac{\sin b v \frac{1}{2} \alpha_1}{b \sin v \frac{1}{2} \alpha_1} \quad (29)$$

式 (29) 是根据式 (14 a) 当 $N = b$ 时得出的, 于是角 α_1 表现了相邻两个线圈边所在两槽间的角度。如果我们用 $q = Z / 2pm$ 表示每极每相槽数, 由此得出, 对一个每极每相整数槽的绕组有 $b = q$, $a = p$ 和 $\alpha_1 = \alpha_d$ 。

把式 (21) 代入式 (29) 我们得到

$$\zeta_{rv} = \frac{\sin v \frac{q\pi \ominus}{Z}}{q \sin v \frac{\pi}{Z}} \quad (30)$$

式中 q 是一个整数。

如果 $q = 1$, 对任何 v 我们得到 $\zeta_{rv} = 1$ 。如果 $q > 1$, 所有次数为式 (31) 的谐波将为零。

$$v = 2pm \quad (31)$$

对双层分数槽绕组, 它的

$$q = g + \frac{1}{p'} \quad (32)$$

式中 g 是一个整数, 我们必须把

$$b = p' q, \quad \alpha_1 = \frac{\alpha_d \ominus}{p'}$$

代入式 (29)

于是对这种绕组下式是正确的*:

⊖ 原文式中分子误为 $\sin \frac{q\pi}{Z}$ 。——译者注

⊖ 原文式中分子误为 α 。——译者注

* 分数槽绕组的全面研究是一件非常复杂的事, 并且超出本书的范围 (参看绕组方面相应的参考文献)。