

本文全文线上首发由
上海电机系统节能工程技术
研究中心有限公司
支持

陈会崇,宋承林.
分数槽集中绕组定子磁动势的分解.
电机与控制应用,2022,49(1):62.

MTST系列 电机型式试验系统



MTST系列 电机型式试验系统①



MTST系列 电机型式试验系统②



MTST系列 电机型式试验系统③



MTST系列 电机型式试验系统④



MTST系列 电机型式试验系统⑤

CS-XY型电机出厂试验测试系统



DZC系列电机定子性能综合测试仪



TZ型电机堵转转矩测试仪



RZJ系列绕组匝间冲击耐电压测试仪



SEARI
上电科



地址: 上海市武宁路505号 传真: 021-62163904

电话: 021-62574990-436、18918357509

邮编: 200063

邮箱: wangcj@seari.com.cn

上海电机系统节能工程技术研究中心有限公司 www.seari.com.cn

分数槽集中绕组定子磁动势的分解

陈会崇, 宋承林

(青岛中加特电气股份有限公司, 山东 青岛 266400)

摘要: 介绍了单元电机的基本概念。以 12 槽双层的分数槽集中绕组为例, 给出绕线原则, 并在不确定单元电机极对数的情况下, 用交流电机绕组理论、函数的傅里叶级数展开两种方法, 从一个线圈、一组线圈、一相绕组到三相绕组详细推导了分数槽集中绕组各次谐波的绕组因数和磁动势, 得出了分数槽集中绕组的一般特点和普遍规律。最后指出转子极对数接近但不等于定子槽数的一半是采用分数槽集中绕组的永磁电机的最佳选择。

关键词: 分数槽; 集中绕组; 磁动势; 绕组因数; 傅里叶级数

中图分类号: TM341 **文献标志码:** A **文章编号:** 1673-6540(2022)01-0062-07

doi: 10.12177/emca.2021.146

Decomposition of Stator Magnetomotive Force of Fractional-Slot Concentrated Winding

CHEN Huichong, SONG Chenglin

(Qingdao CCS Electric Co., Ltd., Qingdao 266400, China)

Abstract: The basic concept of unit motor is introduced. Taking a 12-slot double-layer fractional-slot concentrated winding as an example, the winding principle is given. Under the condition of uncertain pole pairs of unit motor, the winding factor and the magnetomotive force of fractional-slot concentrated winding are derived for different harmonic orders. After decomposing the stator magnetomotive force for one coil, a group of coils, one-phase winding and three-phase winding by using the AC motor winding theory and the Fourier series expansion of function, the basic characteristics and general laws of the fractional-slot concentrated winding are derived. At last, it is pointed out that using the rotor pole pairs close to but not equal to half of the number of stator slots is the best choice for the permanent magnet motor with fractional slot concentrated winding.

Key words: fractional-slot; concentrated winding; magnetomotive force; winding factor; Fourier series

0 引言

一般交流电机定子绕组的每极每相槽数 q 为大于 1 的整数, 节距 y 略小于每极槽数, 称之为分布短距绕组。而分数槽集中绕组的每极每相槽数是分数且 $q < 1$, 线圈的两条边放置在相邻的槽内即 $y = 1$ 。由此可知分数槽集中绕组的特点有: 极对数 p 一定时, 定子槽数 Q 成倍减少, 结构简单, 铁心模具容易加工; 线圈数量少, 且相互没有交叉重叠, 端部长度较短, 用铜量及铜耗少, 方便采用

自动嵌线工艺^[1-2]。

近 10 年来, 分数槽集中绕组在永磁同步电动机、永磁无刷电动机、同步磁阻电机^[3]和直线电机^[4]中得到了越来越广泛的应用。如小型的外转子通风机电机和机器人用伺服电机^[5]因定子空间小, 槽数不宜过多; 低速大转矩直驱电机的额定转速小于 100 r/min, 需采用较多的极对数, 采用分数槽集中绕组已成这类电机的主流方案。与分布短距绕组的极对数较直观不同, 分数槽集中绕组的极对数与转子有关。而作为交流电机电磁转矩

收稿日期: 2021-11-09; 收到修改稿日期: 2021-11-26

作者简介: 陈会崇(1980—), 男, 工程师, 研究方向为电机的电磁设计。

不等于零的一个准则,定、转子极对数必须相等^[6]。本文意从不同的角度解释这一现象,并为研究新的分数槽集中绕组提供一种思路。本文分解磁动势的方法分为两种:交流电的绕组理论和函数的傅里叶级数展开。

1 单元电机简介

当定子槽数 Q 与极对数 p 的最大公约数 t 不为 1 时,可以把整个绕组分成 t 个完全相同的单元,每一单元有 p/t 对极和 Q/t 个槽。由于各个单元的相应槽号在磁场中所处的位置完全相同,所以只需研究一个单元内的定子磁动势即可。如研究 27 槽 24 极的电机,可简化为研究 9 槽 8 极。而在低速大转矩场合广泛应用的 48 槽 40 极、72 槽 60 极、96 槽 80 极等电机,定、转子的磁场分布与 12 槽 10 极的电机等效,可一并研究。

现以 12 槽双层集中绕组为例说明。双层绕组的线圈数等于槽数,每相有 $12/3 = 4$ 个线圈。为充分利用集中绕组的特点获得较高的电动势,需要 2 个线圈作为一组相邻,且电流方向相反;为使每相绕组的磁动势在空间均匀分布,需要 2 组线圈空间相差 180° ;因 2 组线圈对应的转子极性不同,故电流方向应相反。综上所述,12 槽双层集中绕组接成一路串联时一相的接线方式如图 1 所示。

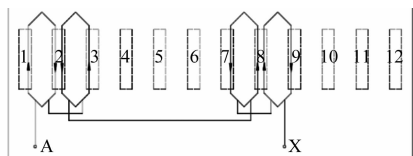


图 1 12 槽双层集中绕组一相展开图

为简化分析,这里假设:

(1) 忽略定、转子铁心的磁压降,不考虑饱和,磁动势全部作用在气隙上,且交链定、转子,没有漏磁;

(2) 气隙均匀,不考虑永磁体的作用, d 轴和 q 轴的磁导相等。

2 交流电机的绕组理论

2.1 单个线圈的磁动势

N 匝整距线圈通入交流电流,有效值为 I ,根据《电机学》绕组理论可知, ν 次空间谐波磁动势

幅值

$$F_{\nu} = \frac{2\sqrt{2}NI}{\nu\pi} \quad (1)$$

因为单元电机的定子槽数与转子极对数的最大公约数为 1,故可忽略转子极对数,从结构上认为定子绕组为“2 极”,整距线圈的“节距”,即“极距” $\tau = Q/2 = 6$ 。

集中绕组的节距 $y = 1$,单个线圈的基波节距因数:

$$k_{p1} = \sin\left(\frac{y}{\tau} \frac{\pi}{2}\right) = \sin \frac{\pi}{12} \quad (2)$$

单个线圈 ν 次谐波的节距因数

$$k_{p\nu} = \sin \nu \frac{\pi}{12} \quad (3)$$

2.2 一组线圈的磁动势

一组线圈有两个线圈,等效后的每极每相槽数 $q = 2$ 。图 1 中两线圈距离为 1 个槽,等效后的“机械角度”为 $\pi/6$,但因电流方向相反,故“电角度” $\alpha = 5\pi/6$ 。

线圈组的基波分布因数:

$$k_{d1} = \frac{\sin \frac{q\alpha}{2}}{q \sin \frac{\alpha}{2}} = \frac{\sin \frac{5\pi}{6}}{2 \sin \frac{5\pi}{12}} \quad (4)$$

线圈组 ν 次谐波的分布因数:

$$k_{d\nu} = \frac{\sin \nu \frac{5\pi}{6}}{2 \sin \nu \frac{5\pi}{12}} \quad (5)$$

于是,线圈组的磁动势:

$$F_{\nu} = \frac{2\sqrt{2}N_t I k_{w\nu}}{\nu\pi} \quad (6)$$

式中: N_t 为线圈组的串联总匝数, $N_t = 2N$; $k_{w\nu}$ 为线圈组 ν 次谐波的绕组因数,等于该次谐波节距因数与分布因数之积,即:

$$k_{w\nu} = k_{p\nu} k_{d\nu} \quad (7)$$

可以根据式(3)、式(5)和式(7)计算绕圈组的绕组因数。基波到 20 次谐波的绕组因数如表 1 所示。

表 1 中出现的负号是指该因数引起的某次谐波的磁动势与基波磁动势方向相反。

通过表 1 可以得到以下结论:

表 1 12 槽集中绕组一组线圈的绕组因数

谐波次数	节距因数 k_p	分布因数 k_d	绕组因数 k_w
1	0.259	0.259	0.067
2	0.500	-0.866	-0.433
3	0.707	-0.707	-0.500
4	0.866	0.500	0.433
5	0.966	0.966	0.933
6	1.000	0	0
7	0.966	-0.966	-0.933
8	0.866	-0.500	-0.433
9	0.707	0.707	0.500
10	0.500	0.866	0.433
11	0.259	-0.259	-0.067
12	0	-1.000	0
13	-0.259	-0.259	0.067
14	-0.500	0.866	-0.433
15	-0.707	0.707	-0.500
16	-0.866	-0.500	0.433
17	-0.966	-0.966	0.933
18	-1.000	0	0
19	-0.966	0.966	-0.933
20	-0.866	0.500	-0.433

(1) 次数相差 12 的谐波, 绕组因数相等, 即 $k_\nu = k_{\nu+12}$ 。绕组因数以 12 为周期出现, 这是因为定子槽数是 12。

(2) 一个周期内, 半周期处和全周期处的绕组因数为零, 即若 m 为任意自然数, $k_{12m-6} = k_{12m} = 0$ 。另外, 其他关于 6 对称次谐波的绕组因数相等, 即若 n 为小于 6 的自然数, $k_{6m-n} = k_{6m+n}$ 。

(3) 一个周期内, 半周期处两侧的绕组因数最大, 达 0.933, 说明该次谐波的利用率较高; 其他次数谐波的绕组因数最高为 0.5, 几乎没有利用价值。

2.3 一相绕组的磁动势

12 槽集中绕组中的一相绕组包含 4 个线圈, 即 2 个线圈组。这样一相绕组产生的磁动势是一个线圈组的 2 倍。但需注意, 因为 2 个线圈组在空间相差电角度为 π , 故相磁动势不包括偶次谐波。

根据交流电机的绕组理论, 线圈组产生的磁动势只与槽内电流方向有关, 而与其接法无关。

所以一相的 8 个线圈边可以看作 4 个整距线圈, 如图 2 所示。而整距线圈所生的为一系列奇次谐波磁动势。

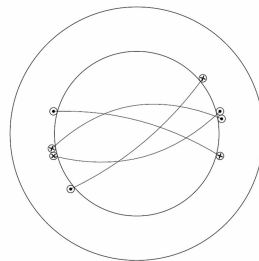


图 2 一相集中绕组线圈等效成整距线圈

这样, 一相绕组所生的 ν 次谐波磁动势幅值

$$F_{w\nu} = \frac{2\sqrt{2}N_w I k_{w\nu}}{\nu\pi}, \nu = 1, 3, 5, \dots \quad (8)$$

式中: N_w 为线圈组的串联总匝数, 此处 $N_w = 4N$ 。

2.4 三相绕组的合成磁动势

通入正弦交流电流时一相绕组产生的是一系列奇数次波的脉振磁动势。三相绕组轴线空间上均匀分布, 互差 $2\pi/3$ 电角度; 三相电流频率相同, 时间上亦互差 $2\pi/3$ 电角度。定义 A 相绕组的轴线为空间原点, A 相电流由负变正时为时间原点, 那么时间 t 处距离 A 相绕组轴线为 α 角度处 A、B、C 三相产生的 ν 次谐波磁动势:

$$\begin{cases} f_{A\nu}(\alpha, t) = F_{w\nu} \cos \nu\alpha \sin \omega t \\ f_{B\nu}(\alpha, t) = F_{w\nu} \cos \nu\left(\alpha - \frac{2\pi}{3}\right) \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) \\ f_{C\nu}(\alpha, t) = F_{w\nu} \cos \nu\left(\alpha + \frac{2\pi}{3}\right) \sin\left(\omega t + \frac{2\pi}{3}\right) \end{cases} \quad (9)$$

式中: ω 为电流变化的角速度。

此时此处的三相合成磁动势为

$$f_\nu(\alpha, t) = f_{A\nu}(\alpha, t) + f_{B\nu}(\alpha, t) + f_{C\nu}(\alpha, t) \quad (10)$$

将式(9)进行三角函数的积化和差, 代入式(10), 并经处理后可得到以下结论:

(1) 3 以及 3 的倍数次谐波磁动势为 0, 即单元电机中不存在 3 及 3 的倍数次谐波;

(2) 当 $\nu = 6i+1 (i=0, 1, 2, \dots)$ 时, f_ν 为

$$f_\nu = 1.5F_{w\nu} \cos(\omega t - \nu\alpha) \quad (11)$$

基波及谐波合成磁动势为正向旋转, 转速为 $120\pi\omega/\nu$, 幅值为 $1.5F_{w\nu}$;

(3) 当 $\nu = 6i-1 (i=1, 2, 3, \dots)$ 时, f_ν 为

$$f_v = 1.5F_{wv} \cos(\omega t + v\alpha) \quad (12)$$

谐波合成磁动势为反向旋转, 转速为 $120\pi\omega/v$, 幅值为 $1.5F_{wv}$ 。

考虑到基波和各次谐波的绕组因数, 经计算可知 5 次谐波的磁动势幅值最大。50 次以内基波和各次谐波磁动势幅值与 5 次谐波磁动势幅值之比如图 3 所示。

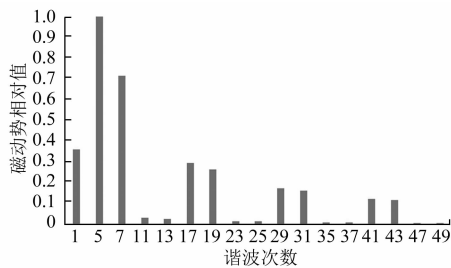


图 3 12 槽集中绕组各次谐波相对值

3 函数的傅里叶级数展开

3.1 单个线圈通电产生的磁动势

N 匝线圈通入电流 i , 当电流方向为下进上出时, 线圈内的磁力线从左向右穿过气隙, 如图 4 所示。

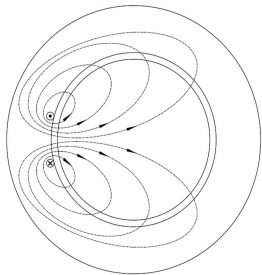


图 4 单个线圈产生磁通的磁力线

线圈内气隙面积与线圈外气隙面积之比为 1:11, 根据磁路的磁阻 $R = L/(\mu_0 S)$, 线圈内气隙的磁阻与线圈外气隙的磁阻之比为 11:1。由于流入线圈内气隙的磁通等于流出线圈外气隙的磁通, 根据磁路的欧姆定律 $F = R\Phi$, 线圈内气隙的磁压降是线圈外气隙的 11 倍。以线圈轴线为原点, 沿气隙方向展开, 得到线圈产生磁动势的分布图, 如图 5 所示。

3.2 用傅里叶级数分解整距线圈磁动势

若周期函数 $f(x)$ 满足一定的条件^[7], 且周期是 2π , 在 $[-\pi, \pi]$ 内, 函数用傅里叶级数可表示为

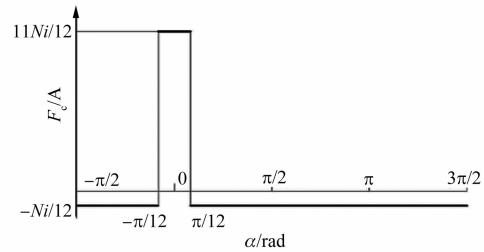


图 5 单个线圈的磁动势

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos nx + b_n \sin nx) \quad (13)$$

当函数 $f(x)$ 已知时, 可以求出:

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) dx \quad (14)$$

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) \cos nxdx \quad (15)$$

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) \sin nxdx \quad (16)$$

式中: $n=1, 2, 3, \dots$ 。

把求得的 a_0, a_n, b_n 代入式 (13) 即可得到 $f(x)$ 的傅里叶级数表达式。

傅里叶级数在电工学中有较广泛的应用。把线圈或绕组的磁动势按傅里叶级数的形式写出的物理意义是: 空间上的矩形波可以分解为幅值不等、周期从一到无穷大的一系列正弦 (或余弦) 波。

整距线圈在两侧气隙生成的磁动势数值相等, 为总磁动势的 1/2; 以线圈轴线为坐标原点, 沿转子外径展开, 得到圆周上不同位置磁动势的相对值:

$$f_c(x) = \begin{cases} -1/2, & -\pi \leq x < -\pi/2 \\ 1/2, & -\pi/2 \leq x < \pi/2 \\ -1/2, & \pi/2 \leq x < \pi \end{cases} \quad (17)$$

计算 a_0, a_n, b_n :

$$a_n = \frac{1}{\pi} \left[\int_{-\pi}^{-\pi/2} -\frac{1}{2} \cos nxdx + \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{1}{2} \cos nxdx + \int_{\pi/2}^{\pi} -\frac{1}{2} \cos nxdx \right] \quad (18)$$

解得, 当 $n=0$ 时, $a_0=0$; 当 $n=1, 2, 3, \dots$ 时, a_n

为

$$a_n = \frac{2}{n\pi} \sin \frac{n\pi}{2} \quad (19)$$

$b_n=0$ 。

实际上,函数中的 n 就是磁动势分析中的谐波次数 ν 。以上结果表明:

(1) 磁动势在横坐标轴上方和下方的面积相等,所以级数的常数项 $a_0/2=0$;

(2) 因为把线圈轴线当作了纵轴,原函数是偶函数,故级数没有正弦分量, $b_n=0$ 。后续将尽可能把函数设为偶函数,不再计算 b_n 。

(3) 关注 a_n 。当 n 为偶数时, $a_n=0$,这就是绕组理论中强调的整距线圈没有偶数次谐波;当 $n=4i+1$ ($i=0,1,2,\dots$) 时, $a_n>0$,说明 $x=0$ 时(线圈轴线位置) n 次谐波的波峰与函数值同向;当 $n=4i-1$ ($i=1,2,3,\dots$) 时, $a_n<0$,说明 $x=0$ 时 n 次谐波的波峰与函数值同反向。

综上,整距线圈磁动势(与总磁动势的相对值)的傅里叶级数表达式为

$$f_c(x) = \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{1}{2n-1} \cos nx, \quad -\pi \leq x < \pi \quad (20)$$

绘制原波形和分解后的前4项谐波图像如图6所示。

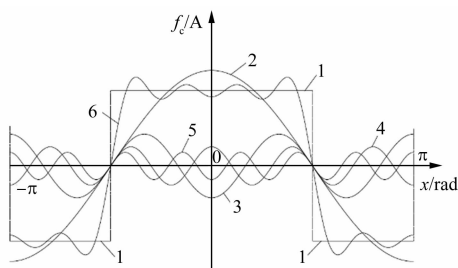


图6 整距线圈的磁动势分解

图6中,曲线1为分解前矩形波磁动势;曲线2、3、4、5分别为基波、3次、5次、7次谐波磁动势;曲线6为曲线2~曲线5的叠加。可以看出,曲线6和曲线1接近。

3.3 分解集中绕组线圈磁动势

按3.1节所述,写出图4表示的磁动势相对值的表达式:

$$f_c(x) = \begin{cases} -1/12, & -\pi \leq x < -\pi/12 \\ 11/12, & -\pi/12 \leq x < \pi/12 \\ -1/12, & \pi/12 \leq x < \pi \end{cases} \quad (21)$$

根据上文分析,只计算 a_n 即可。解得:

$$a_n = \frac{2}{n\pi} \sin \frac{n\pi}{12} \quad (22)$$

磁动势相对值的傅里叶级数表达式:

$$f_c(x) = \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin \frac{n\pi}{12} \cos nx, \quad -\pi \leq x < \pi \quad (23)$$

式(23)表明:

(1) 集中绕组磁动势既包含奇数次谐波,也包含偶数次谐波;

(2) 奇数次谐波的幅值与整距线圈比较,多出一个系数 $\sin(n\pi/12)$,这就是线圈的节距因数 k_{pv} (习惯上用 ν 代替 n)。

实际上,本节分析适用于所有的短距线圈。绘制原波形和分解后的前4项谐波图像如图7所示。

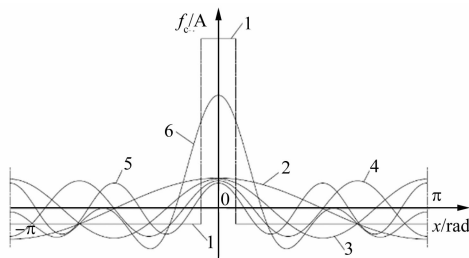


图7 集中绕组线圈的磁动势分解

图7中,曲线1为分解前矩形波磁动势;曲线2、3、4、5分别为基波、2次、3次、4次谐波磁动势;曲线6为曲线2~曲线5的叠加。

3.4 一相集中绕组线圈的磁动势

限于篇幅,这里不再推导一个线圈组的磁动势。总之与单个线圈比较,前面的系数是绕组因数,是线圈短距和线圈组分布的综合影响。现直接写出一相绕组一个周期内的磁动势相对值表达式:

$$f_w(x) = \begin{cases} 0, & -\pi \leq x < -2\pi/3 \\ -1, & -2\pi/3 \leq x < -\pi/2 \\ 1, & -\pi/2 \leq x < -\pi/3 \\ 0, & -\pi/3 \leq x < \pi/3 \\ 1, & \pi/3 \leq x < \pi/2 \\ -1, & \pi/2 \leq x < 2\pi/3 \\ 0, & 2\pi/3 \leq x < \pi \end{cases} \quad (24)$$

按傅里叶级数形式写出:

$$f_w(x) = \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(2\sin \frac{n\pi}{2} - \sin \frac{2n\pi}{3} - \sin \frac{n\pi}{3} \right) \cos nx, \quad -\pi \leq x < \pi \quad (25)$$

【参考文献】

[1] 莫会成. 分数槽绕组与永磁无刷电动机[J]. 微电机,2007,40(11): 39.

[2] 陈益广,潘玉玲,贺鑫. 永磁同步电机分数槽集中绕组磁动势[J]. 电工技术学报,2010,25(10): 30.

[3] SPARGO C M,MECROW B C,WIDMER J D,et al. Application of fractional-slot concentrated windings to synchronous reluctance motors[J]. IEEE Transactions on Industry Applications,2015,51(2): 1446.

[4] 卢琴芬,程传莹,叶云岳,等. 每极分数槽永磁直线电机的槽极数配合研究[J]. 中国电机工程学报,2012,32(36): 68.

[5] HONG D K,HWANG W,LEE J Y,et al. Design, analysis, and experimental validation of a permanent magnet synchronous motor for articulated robot applications[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2018,54(3): 8201304.

[6] 汤蕴璆. 电机学[M]. 5 版. 北京: 机械工业出版社,2014.

[7] 同济大学数学系. 高等数学[M]. 7 版. 北京: 高等教育出版社,2014.

[8] 谭建成,邵晓强. 永磁无刷直流电机技术[M]. 2 版. 北京: 机械工业出版社,2018.

《电机与控制应用》编委会换届公告

《电机与控制应用》上届编委会自 2017 年至今,为期刊发展做出了巨大贡献。在此期间,期刊的办刊质量和学术水平得到明显提升。由各个版本的《中国科技期刊引证报告(核心版)》可知:期刊的影响因子由 0.452 上升至 0.752,增长 66.4%;总被引频次由 541 上升至 866,增长 60.1%。

因上届编委会任期届满,经主办单位反复研

究、慎重考虑,《电机与控制应用》已完成编委会换届工作。在此向上届编委会全体成员表示衷心的感谢!

期待《电机与控制应用》在新一届编委会的指导和帮助下取得更大进步。

《电机与控制应用》
2022 年 1 月

上届编委会组成如下

名誉主任委员	汪 耕								
名誉副主任委员	陈敏逊	陈伯时	陆永平	秦 和	唐任远	汤蕴璆			
名 誉 委 员	黄国治	贺益康	金如麟	李朗如	阮于东	陶生桂			
主 任 委 员	邹孟奇								
副 主 任 委 员	陈伟华	付 强	金惟伟	刘国林	蒲 工	曲云凯	赵争鸣		
委 员	柴建云	陈 理	程 明	程启明	崔华建	管 兵	郭灯塔	胡虔生	
	黄苏融	姜淑忠	李光耀	李立毅	李秀英	李永东	梁得亮	卢 刚	
	鲁 华	马立新	莫会成	潘再平	秦宏波	阮 毅	尚志奎	沈安文	
	施文磊	孙明伦	孙政华	王爱元	王建乔	王 军	王群京	王秀和	
	王 岳	吴国平	徐殿国	叶云岳	易灵芝	张 波	章跃进	赵朝会	
	周腊吾	周巧林							