

基于磁链等效虚拟绕组电流分析方法的无轴承电机径向悬浮力控制

朱焜秋, 成秋良

江苏大学电气信息工程学院, 镇江 212013

E-mail: zhuhuangqiu@ujs.edu.cn

2008-05-01 收稿, 2008-11-28 接受

国家自然科学基金(批准号: 50275067)和国家高技术研究发展计划(编号: 2007AA04Z213)资助项目

摘要 无轴承电机具有两套互相耦合的定子绕组, 即转矩绕组和悬浮力绕组, 对其进行解耦控制是保证无轴承电机悬浮运行的难点和关键。以磁链等效虚拟绕组电流概念为核心, 提出一种简捷、可靠、准确的分析方法。采用该分析方法, 证明了无轴承电机悬浮运行条件: $P_B = P_M \pm 1$; 得出电机旋转条件下, 在转子整个圆周内产生单一方向的稳定的径向悬浮力必须满足的条件——悬浮力绕组与转矩绕组相序相同、电流频率相等。在此基础上, 给出实现无轴承电机悬浮运行的控制策略, 并对表面贴装式无轴承永磁同步电机样机进行了实验研究。实验结果表明: 基于该分析方法, 对无轴承永磁同步电机径向悬浮力的理论分析与实验结果相吻合, 并能得到稳定的、可靠的径向悬浮力, 从而证明了该控制策略的正确性与可行性。

关键词

无轴承电机
永磁同步电机
磁链等效
绕组电流
径向悬浮力
控制

无轴承电机转矩控制与径向悬浮力控制之间存在耦合关系, 对其进行解耦控制是实现无轴承电机稳定悬浮运行的关键技术。文献[1]根据实际测定得知, 无轴承磁阻电机径向力与磁通密度平方差之间的关系和传统磁轴承磁力与磁通之间的关系类似, 在此基础上对实验测量结果进行曲线拟合, 得到磁通密度与磁动势之间的函数关系式, 由此得到径向力最大时的力/电流系数与转矩绕组电流之间的函数关系曲线, 据此得出当转矩绕组电流为 4~5 A 时可得到最有效径向力的结论。这种基于曲线拟合与数学推导的分析方法, 对结构已经确定的无轴承电机控制参数的在线估计具有一定的理论指导意义。文献[2]通过在电路拓扑结构图中标识磁极的方法来研究桥式配置单相无轴承电机的绕组连接方案, 在电机结构示意图中标识转矩绕组磁链与悬浮力绕组磁链分布状况来研究径向力的产生情况, 采用二维有限元分析方法来验证这种无轴承电机的基本特性。这些形象化分析方法的采用, 使得对无轴承电机的分析变得简捷、直接, 而且能够了解到气隙磁场更具体的

情况, 但是用于控制策略的研究仍比较困难^[3~6]。文献[7]将永磁体磁链看作由转矩绕组中的等效电流产生, 进而由磁链矩阵方程推导出径向力的函数表达式。这种将永磁体磁链等效为转矩绕组电流的分析方法, 使磁链方程的推导更容易操作。

本文从文献[7]的方法出发, 将由磁链等效得到的实际绕组中的电流扩展至存在于跨越不同物质空间的虚拟绕组中的电流, 这种虚拟绕组的分布状况仅由磁链的分布状况决定, 而不受电机实际机械结构的限制, 而且, 针对不同情况下的分析, 可以采用不同分布状况的载流等效虚拟绕组。借助这种磁链分布状况到载流虚拟绕组分布状况的等效过程, 可以将无轴承电机内用于产生转矩的磁场与用于产生径向悬浮力的磁场之间的相互作用关系转化为载流虚拟绕组之间的相互作用关系。这种处理过程可以避开磁场的不易操作性, 转而对载流虚拟绕组的分布关系进行分析, 通过这种便于操作的结构分析, 可以间接地得到磁场之间的相互作用效果。基于这种分析方法, 可以建立起系统的、严格的关于无轴承电

机径向悬浮力控制的理论基础。

1 磁链等效虚拟绕组电流分析方法

电机整距绕组在气隙空间内产生矩形波磁动势,其中基波磁动势极对数与原矩形波磁动势极对数相等, ν 次谐波磁动势最大幅值是基波磁动势最大幅值的 $1/\nu$ ^[8]。因此,可以通过占主要部分的基波磁动势对整距绕组进行基本特性的分析,这种分析方法与实际情况误差并不大,而且便于对磁动势进行矢量合成^[1-2,9-10]。假设电机气隙磁导率各处均匀,忽略定、转子铁芯内的磁压降,对于气隙空间内的磁场分布,认为是由一系列载流虚拟绕组产生的,这种虚拟绕组的极对数与原气隙磁场极对数相等,其分布情况则根据具体分析内容而灵活设计。本文采用了整距形式的虚拟绕组,定义该虚拟绕组可以根据原磁场的变化而做相应的旋转运动,定义该虚拟绕组中的电流形式为直流,各虚拟绕组之间无互感效应。磁链等效虚拟绕组的存在形式如图1所示。

为了便于阐述,本文将这种借助载流磁链等效虚拟绕组分析无轴承电机内各磁场之间相互作用的分析方法定义为“磁链等效虚拟绕组电流分析方法”,与之相应的其他概念列于表1中。

根据分布情况,等效虚拟转矩绕组与等效虚拟悬浮力绕组可以构成多种结构形式,其中强化因子与弱化因子是两种最基本的组合结构形式,如图2(a)和2(b)所示,其中大尺寸绕组与小尺寸绕组分别对应两种虚拟绕组。强化因子由中心线重合的两种虚拟绕组元件组合得到,且两种虚拟绕组分别对应的磁场互相增强,从而产生了最大磁动势;弱化因子也由中心线重合的两种虚拟绕组元件组合得到,但两种虚拟绕组分别对应的磁场互相减弱,从而产生了最小磁动势。若两种虚拟绕组元件中心线不重合,但仍存在空间上的包含关系,从而同样存在磁场互相增

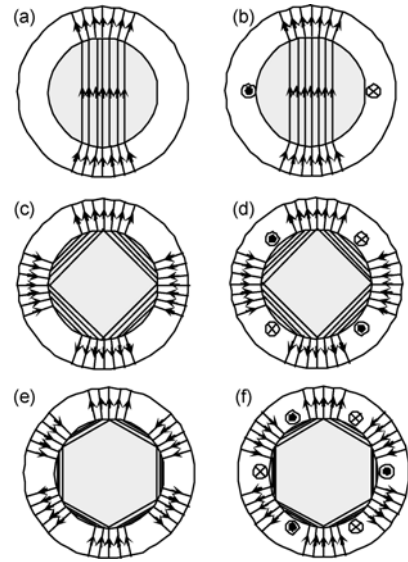


图1 磁链等效虚拟绕组

(a) 2极气隙磁场; (b) 2极磁链等效虚拟绕组; (c) 4极气隙磁场; (d) 4极磁链等效虚拟绕组; (e) 6极气隙磁场; (f) 6极磁链等效虚拟绕组

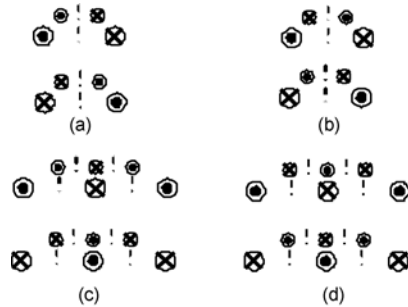


图2 等效虚拟转矩绕组与等效虚拟悬浮力绕组形成的绕组电流结构形式

(a) 强化因子; (b) 弱化因子; (c) 对称式偏强化因子; (d) 对称式偏弱化因子

强(或互相减弱)的效果,则称这种结构形式为偏强化因子(或偏弱化因子)。另外,还存在二种特殊的

表1 磁链等效虚拟绕组电流分析方法相关概念

概念	定义
转矩绕组	用于产生电磁转矩的定子绕组
悬浮力绕组	用于产生径向悬浮力的定子绕组
转矩绕组气隙磁场	载流转矩绕组在电机气隙内产生的磁场
悬浮力绕组气隙磁场	载流悬浮力绕组在电机气隙内产生的磁场
气隙磁场	转矩绕组气隙磁场与悬浮力绕组气隙磁场构成的合成磁场
等效虚拟转矩绕组	根据磁链等效原则,由转矩绕组气隙磁链等效得到的虚拟绕组
等效虚拟悬浮力绕组	根据磁链等效原则,由悬浮力绕组气隙磁链等效得到的虚拟绕组

结构形式,即两种元件的各一个元件边重合,本文将这种结构称为“对称式偏强化因子”,如图 2(c),或称“对称式偏弱化因子”,如图 2(d).

设转矩绕组(极对数为 P_M)电流与悬浮力绕组(极对数为 P_B)电流产生的基波磁动势最大幅值分别为 F_M 与 F_B , 以下采用磁链等效虚拟绕组电流分析方法说明无轴承电机悬浮运行条件: 转矩绕组极对数与悬浮力绕组极对数相差 1. 假设两部分磁动势的正幅值均位于气隙位置角 $\alpha = 0 \text{ rad}$ 处(此时该处形成一个强化因子), 则气隙空间内的合成磁动势为

$$f_m = F_M \cos(P_M \alpha) + F_B \cos(P_B \alpha). \quad (1)$$

假设 $F_M > F_B$ (若 $F_M < F_B$, 随着悬浮力绕组电流的增大, 可能出现径向悬浮力减弱的情况^[1]), (1)式进行变换为

$$f_m = F_M \cos(P_M \alpha) + F_B \cos(P_B \alpha) \\ = (F_M - F_B) \cos(P_M \alpha) + F_B [\cos(P_M \alpha) + \cos(P_B \alpha)], \quad (2)$$

式中 $(F_M - F_B) \cos(P_M \alpha)$ 是无轴承电机气隙内磁场的一部分, 是对称分布的平衡磁场, 不会产生麦克斯韦径向悬浮力, 因此可以去掉, 不予考虑. 为了表达简单, 且认为 F_B 的大小为一个单位, 则此时的气隙合成磁动势为

$$f'_m = \cos(P_M \alpha) + \cos(P_B \alpha). \quad (3)$$

在 $\alpha = 0 \text{ rad}$ 处, $f'_m = 2$, 欲产生单一径向方向上的合力, 由电机气隙磁场的均匀性与对称性(即磁通沿气隙均匀分布且中心对称)可知, 必须在 $\alpha = \pi \text{ rad}$ 处使 $f'_m = 0$ (欲产生径向合力, 在电机气隙空间内必出现 $f'_m = 0$), 即在该处能且只能形成一个弱化因子, 此时 P_M 与 P_B 必然一个为奇数而另一个为偶数, 也即 P_M 与 P_B 必须相差一个奇数. 如图 3 中外层大尺寸表示虚拟悬浮力等效绕组, 小尺寸的表示等效虚拟转矩绕组, 图 3(a) 是 $P_M = 2, P_B = 3$ 在 $\alpha = 0 \text{ rad}$ 产生强化因子, $f'_m = 2$; 在 $\alpha = \pi \text{ rad}$ 产生弱化因子, $f'_m = 0$, 产生的径向悬浮力 F_{MX} . 图 3(b) 是 $P_M = 3, P_B = 2$ 的情况, 也会产生同样方向的悬浮力. 然而, 若 P_M 与 P_B 差值大于 1, 可以证明, 此时将会在 $\alpha = 0 \text{ rad}$ 处与 $\alpha = \pi \text{ rad}$ 处以外的位置交替出现偏强化因子与偏弱化因子, 从而不能产生稳定的单一径向方向上的合力. 因此, 作为无轴承电机悬浮运行的基础, 欲产生稳定的麦克斯韦径向悬浮力, 必须满足^[1,2,11]

$$P_B = P_M \pm 1. \quad (4)$$

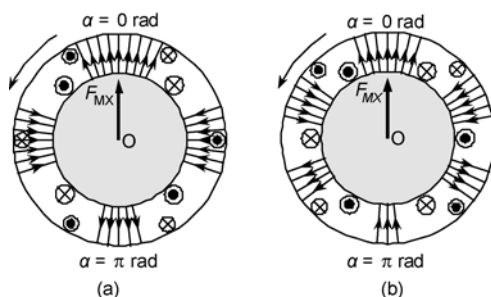


图 3 $P_B = P_M \pm 1$ 产生麦克斯韦径向悬浮力

但是, 对于单极式(homopolar-type)无轴承电机, 不需要满足(4)式^[9], 而交替极(consequent-pole)转子无轴承电机借助了磁导率的 4 次谐波来产生与转矩绕组气隙磁场极对数相差 1 的悬浮力绕组气隙磁场, 而在电气连接上, 悬浮力绕组极对数并不满足(4)式^[4,12].

采用磁链等效虚拟绕组电流分析方法, 同样可以对洛伦兹力进行分析. 参考图 3(b), 如图 4 所示, 为了表达清晰, 将大尺寸等效绕组移到外侧, 外侧为等效虚拟悬浮力绕组, 内侧为等效虚拟转矩绕组, $P_M = 3, P_B = 2, P_B = P_M - 1$, 图 4(a) 中 $\alpha = 0 \text{ rad}$ 处为强化因子, 图 4(b) 中 $\alpha = \pi \text{ rad}$ 处为弱化因子, 此时, 径向力(由麦克斯韦力产生, 以上分析中的径向力均指这部分力)为 0 方向(由 $\alpha = \pi \text{ rad}$ 处径向指向 $\alpha = 0 \text{ rad}$ 处, 以下均按此方法定义径向力方向), 根据左手定则得到的载流等效虚拟悬浮力绕组受到的洛伦兹力为 F_1, F_2, F_3 与 F_4 , 再根据牛顿第三定律得到转子相应的反作用力为 F'_1, F'_2, F'_3 与 F'_4 . 从图 4 中可以看出, 此时转子受到的由载流等效虚拟悬浮力绕组引入的洛伦兹力性质的径向力方向为 π 方向, 与图 3(b) 中麦克斯韦径向悬浮力方向相反. 同理可以推导得知, $P_B = P_M + 1$ 时由载流等效虚拟悬浮力绕组引入的洛伦兹力性质的径向力方向与原径向力方向相同. 但是, 对于外转子结构无轴承电机, 该结论则正好相反^[6].

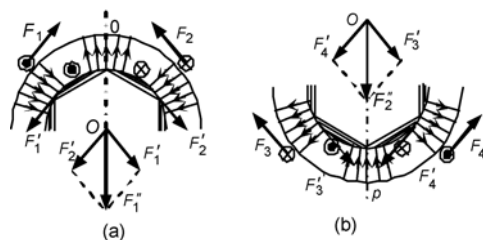


图 4 等效虚拟悬浮力绕组受到的洛伦兹力及其反作用力
(a) $\alpha = 0 \text{ rad}$ 处的洛伦兹力; (b) $\alpha = \pi \text{ rad}$ 处的洛伦兹力

2 悬浮力绕组气隙磁场与径向力的相对运动关系及产生单一方向的稳定的径向悬浮力的必要条件

2.1 悬浮力绕组气隙磁场与径向力的相对运动关系

借助于载流等效虚拟悬浮力绕组, 可以推导出悬浮力绕组气隙磁场与径向力之间的相对运动关系. 令转矩绕组气隙磁场静止(即角速度为 0 rad/s), $\alpha = 0 \text{ rad}$ 处初始状态为强化因子, $\alpha = \pi \text{ rad}$ 处初始状态为弱化因子, 则径向力为 0 方向. 设逆时针方向为旋转正方向, 则有:

(1) 若 $P_B = P_M + 1$, 当等效虚拟悬浮力绕组反向旋转二分之一极距相应的机械角度(即 $90^\circ/P_B$)时, $\alpha = -\pi/2 \text{ rad}$ 处出现一个强化因子(或其两侧出现两个轴对称偏强化因子), $\alpha = \pi/2 \text{ rad}$ 处出现一个弱化因子(或其两侧出现两个轴对称偏弱化因子), 此时径向力变为 $-\pi/2$ 方向, 如图 5(b), $P_M=2, P_B=3$; 当等效虚拟悬浮力绕组反向旋转一个极距相应的机械角度(即 $180^\circ/P_B$)时, $\alpha = 0 \text{ rad}$ 处由初始状态的强化因子变为弱化因子, $\alpha = -\pi \text{ rad}$ 处(也即 $\alpha = \pi \text{ rad}$ 处)由初始状态的弱化因子变为强化因子, 此时径向力变为 $-\pi$ 方向, 如图 5(c), $P_M=2, P_B=3$ 的情况. 图 5(d)是 $P_M=2, P_B=3$ 等效虚拟悬浮力绕组反向旋转机械角度 $270^\circ/P_B$ 时, 径向悬浮力旋转情况. 因此, $P_B = P_M + 1$ 时, 若等效虚拟悬浮力绕组反向旋转, 则径向力将以 P_B 倍其角速度反向旋转, 反之亦然.

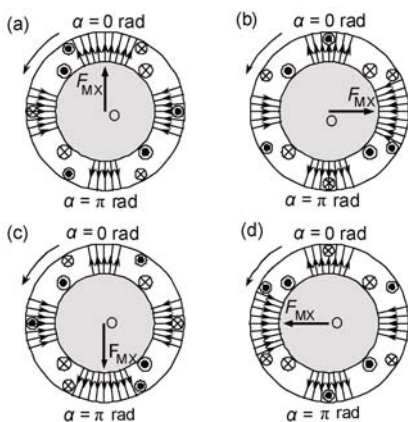


图 5 $P_B = P_M + 1$ 时等效虚拟悬浮力绕组与径向力的相对运动示意图

- (a) 初始状态; (b) 等效虚拟悬浮力绕组反向旋转 $90^\circ/P_B$; (c) 等效虚拟悬浮力绕组反向旋转 $180^\circ/P_B$; (d) 等效虚拟悬浮力绕组反向旋转 $270^\circ/P_B$

(2) 若 $P_B = P_M - 1$, 当等效虚拟悬浮力绕组正向旋转机械角度 $90^\circ/P_B$ 时, $\alpha = -\pi/2 \text{ rad}$ 处出现一个强化因子(或其两侧出现两个轴对称偏强化因子), $\alpha = \pi/2 \text{ rad}$ 处出现一个弱化因子(或其两侧出现两个轴对称偏弱化因子), 此时径向力变为 $-\pi/2$ 方向; 当等效虚拟悬浮力绕组正向旋转机械角度 $180^\circ/P_B$ 时, $\alpha = 0 \text{ rad}$ 处由初始状态的强化因子变为弱化因子, $\alpha = -\pi \text{ rad}$ 处由初始状态的弱化因子变为强化因子, 径向力变为 $-\pi$ 方向. 因此, $P_B = P_M - 1$ 时, 若等效虚拟悬浮力绕组正向旋转, 则径向力将以 P_B 倍其角速度反向旋转, 反之亦然. 运动示意图可以参考图 3(b), 用图 5 相似的旋转方法进行分析 and 画出.

综上可知, 当转矩绕组气隙磁场静止时, 径向力旋转角速度是等效虚拟悬浮力绕组(也即悬浮力绕组气隙磁场)旋转角速度的 P_B 倍, 若 $P_B = P_M + 1$, 则两者转向相同; 若 $P_B = P_M - 1$, 则两者转向相反.

2.2 产生单一方向的稳定径向悬浮力的必要条件

依据以上给出的悬浮力绕组气隙磁场与径向力的相对运动关系, 并结合相对运动分析方法, 可以推导出产生单一方向的稳定的径向悬浮力的一个必要条件. 设转矩绕组气隙磁场以角速度 ω 正向旋转, 欲产生单一方向的稳定的径向悬浮力(即保持其方向不变的径向悬浮力, 径向悬浮力的绝对角速度为 0 rad/s), 须使径向悬浮力相对于转矩绕组气隙磁场以角速度 ω 反向旋转. 将转矩绕组气隙磁场设为参照物, 则径向悬浮力的相对角速度为 $0 - \omega = -\omega$. 若 $P_B = P_M + 1$, 则悬浮力绕组气隙磁场的相对角速度应为 $-\omega/P_B$, 绝对角速度为

$$\omega + \left(-\frac{\omega}{P_B}\right) = \frac{P_B - 1}{P_B} \omega = \frac{P_M}{P_B} \omega. \quad (5)$$

若 $P_B = P_M - 1$, 则悬浮力绕组气隙磁场的相对角速度应为 $-(-\omega)/P_B = \omega/P_B$, 绝对角速度为

$$\omega + \frac{\omega}{P_B} = \frac{P_B + 1}{P_B} \omega = \frac{P_M}{P_B} \omega. \quad (6)$$

同理可推导得知, 当转矩绕组气隙磁场以角速度 ω 反向旋转时, 欲产生单一方向的稳定的径向悬浮力, 悬浮力绕组气隙磁场的绝对角速度均应为 $-P_M \omega / P_B$.

综上可知, 欲产生单一方向的稳定的径向悬浮力, 须使悬浮力绕组气隙磁场旋转方向与转矩绕组气隙磁场旋转方向相同, 角速度是转矩绕组气隙磁场角速度的 P_M/P_B 倍. 此时转矩绕组气隙磁场电角速

度为 $P_M\omega$, 悬浮力绕组气隙磁场电角速度为 $P_M\omega/P_B \times P_B = P_M\omega$, 由于电机定子绕组电流频率与气隙旋转磁场的电角速度成正比, 因此悬浮力绕组电流频率 f_B 与转矩绕组电流频率 f_M 相等:

$$f_B = f_M = \frac{P_M\omega}{2\pi}. \quad (7)$$

在电气连接上, 要求悬浮力绕组与转矩绕组相序相同, 即在相同正弦交流电驱动下, 使悬浮力绕组产生的旋转磁场转向与转矩绕组产生的旋转磁场转向相同. 因此, 产生单一方向的稳定的径向悬浮力的一个必要条件为: 悬浮力绕组与转矩绕组在电气接线上保持相序相同, 悬浮力绕组电流频率与转矩绕组电流频率相等.

3 基于磁链等效绕组电流分析方法的无轴承电机径向悬浮力控制策略

为了实现无轴承电机径向二自由度悬浮力控制, 在电机定子上沿位移传感器方向建立 x - y 静止坐标系, 如图 6 所示. 设距离 x 轴正半轴最近的转矩绕组 A 相轴线(简称“ A 轴”)、悬浮力绕组 a 相轴线(简称“ a 轴”)与 x 轴夹角分别为 θ_1 , θ_2 . 若 $\theta_1 \neq \theta_2$, 记 $\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1$, 如图 6(a), 则令悬浮力绕组电流补偿超前机械角度 $\Delta\theta$, 此时, 从产生的悬浮力绕组气隙磁场与转矩绕组气隙磁场的相对位置关系看, 其效果等价于 $\Delta\theta = 0$, 如图 6(b). 若 $P_B = P_M + 1$, 则令悬浮力绕组电流补偿超前电角度 θ ; 若 $P_B = P_M - 1$, 则令悬浮力绕组电流补偿滞后电角度 θ ^[10]. 此时, 若悬浮力绕组气隙磁场旋转方向与电角速度和转矩绕组气隙磁场均保持一致(即满足上述产生单一方向的稳定的径向悬浮力的必要条件), 则悬浮力绕组电流 i_d 分量将直接控制径向悬浮力在 x 轴上的分量, 同时由于其 i_q 分量超前 i_d 分量机械角度 $90^\circ/P_B$, 若 $P_B = P_M + 1$, i_q 分量将产生超前 x 轴 90° (即 $+y$ 轴方向)的径向悬浮力; 若 $P_B = P_M - 1$, i_q 分量将产生滞后 x 轴 90° (即 $-y$ 轴方向)的径向悬浮

力. 从而实现了无轴承电机二自由度径向悬浮力控制.

对于带负载运行的无轴承电机, 转矩绕组分量电流 i_q 产生 q 轴磁链, 使转矩绕组气隙磁场产生一个随负载增加而增大但小于 90° 的超前电角度 θ , 等价于等效悬浮力绕组相对于转矩绕组气隙磁场落后机械角度 θ/P_M ^[13]. 若 $P_B = P_M + 1$, 则径向悬浮力的角度变化值为 $\frac{\theta}{P_M} + \left(-\frac{P_B\theta}{P_M}\right) = \frac{(1-P_B)}{P_M}\theta = -\theta$, 欲保持其方向不变, 须使悬浮力绕组电流补偿超前机械角度 θ/P_B (或电角度 θ); 若 $P_B = P_M - 1$, 则径向悬浮力的角度变化值为 $\frac{\theta}{P_M} + \frac{P_B\theta}{P_M} = \frac{(1+P_B)}{P_M}\theta = \theta$, 欲保持其方向不变, 须使悬浮力绕组电流补偿超前机械角度 θ/P_B (或电角度 θ). 综上所述, 当无轴承电机带负载运行时, 欲保持径向悬浮力方向不变, 须使悬浮力绕组电流补偿与转矩绕组气隙磁场超前电角度相等的超前电角度. 而转矩绕组气隙磁场因电机带负载运行而产生的超前电角度 θ 可以通过实验测量和在线计算得到的转矩分量电流 i_q 产生的磁链与原转矩绕组气隙磁场磁链(和/或励磁分量 i_d 产生的磁链)的比例关系确定. 若存在磁场饱和, 则还需采取相应的非线性补偿控制措施.

4 实验结果分析

构建无轴承表贴式永磁同步电机进行悬浮运行实验, 采用两套电流跟踪型逆变器分别为转矩绕组和悬浮力绕组供电, 采用 TMS320LF2407A DSP 评估板作为控制器以实现上述控制策略. 电机在低速、空载情况下运行, 转矩绕组转矩分量电流 i_q 几乎为零, 忽略转矩绕组气隙磁场产生的负载超前电角度, 此时转矩绕组气隙磁场几乎全部由转子永磁体激励, 因此, 可以通过检测转子位置得到转矩绕组气隙磁场的旋转状态.

本实验中的无轴承永磁同步电机为三相交流电机, 其转矩绕组与悬浮力绕组极对数分别为 $P_M = 2$, $P_B = 3$, 转矩绕组 A 相轴线与悬浮力绕组 a 相轴线重合, 均滞后 x 轴机械角度 35° . 设转子正向旋转, 其角速度为 ω , 则转矩绕组气隙磁场角速度也为 ω , 根据产生单一方向的稳定的径向悬浮力的必要条件, 令悬浮力绕组气隙磁场以电角速度 2ω 正向旋转(此时悬浮力绕组电流频率为 ω/π), 通过闭环控制, 则可实现电

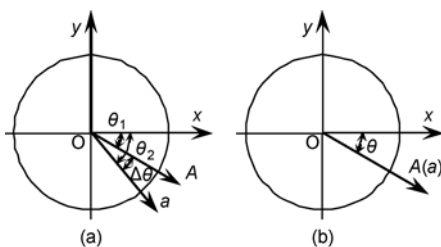


图 6 转矩绕组与悬浮力绕组相对位置关系示意图

机的悬浮运行。

为了验证上述分析方法的正确性,在此特别设计使悬浮力绕组气隙磁场以电角速度 2ω 反向旋转(即与产生单一方向的稳定的径向悬浮力必要条件所规定的方向相反)、径向力大小保持不变(即保持悬浮力绕组电流为某一非零的恒定电流)的实验。此时,等效悬浮力绕组相对于转矩绕组气隙磁场的角速度为 $-2\omega/3-\omega=-5\omega/3$,产生的径向力绝对角速度为 $\omega+[-(5\omega)/3]\times 3=-4\omega$ 。悬浮力绕组电流 i_d 分量给定标么值为 0.7, i_q 分量给定标么值为 0,为悬浮力绕组供电的逆变器直流母线电压由 0 V 突变为 20 V,此时转子在 x 轴方向上的位移波形如图 7 所示。由图可知,当悬浮力绕组通过给定电流时,在转子位移波形中立刻出现一个 4 倍于转子角速度 ω 的成分(图 7 的右半侧),根据以上分析,这就是径向力产生的效果,而且与上述分析结果完全吻合(即径向力角速度大小为 4ω),从而验证了上述分析方法的正确性,其中未加径向力时出现的周期性变化是由电机的机械不平衡引起的,其变化周期取决于转子转速^[13]。图 7 中波形整体向上偏移(波形中转子 x 方向最小和最大偏移时分别对应的输出电压为 0.6 V 和 2.1 V),只有当加上径向力时才会使转子出现最大偏移,并且在转子旋转一周内的四个径向力旋转周期中,只有一个波谷和一个波峰达到了最大偏移量,其余三个波谷和三个波峰均整体偏上,这说明在电机径向的某一固定方向上存在着一个较大的不平衡力。

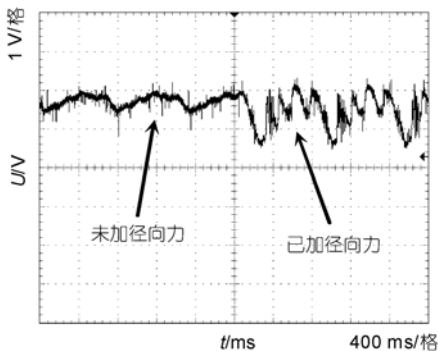


图7 径向悬浮力旋转时 x 轴方向的转子位移波形

为了实现转子悬浮,采用转子位移闭环控制。转子在 x 轴方向上相对于中心位置的偏移量为 x ,转子的最大偏移量经电涡流位移传感器与接口电路到控制器时,得到的数字量绝对值为 204。为了使该控制策略的效果易于理解,采用简单的分段控制规则:

$x < -32$ 时输出 0.7(悬浮力绕组电流 i_d 分量标么值,以下同); $-32 < x < -24$ 时输出 0.587; $-24 < x < -16$ 时输出 0.46; $-16 < x < -8$ 时输出 0.3; $-8 < x < 8$ 时输出 0; $8 < x < 16$ 时输出 -0.3; $16 < x < 24$ 时输出 -0.46; $24 < x < 32$ 时输出 -0.587; $x > 32$ 时输出 -0.7。基于以上的分段规则,可以建立相应的模糊控制规则表,设计出模糊控制器。为悬浮力绕组供电的逆变器直流母线电压由 0 V 突变为 20 V,得到的转子在 x 轴方向上的位移波形如图 8 所示。由图可以看出,产生的径向悬浮力能够把转子限制在中心位置附近做往复运动,并且其运动幅值具有一定的范围,如果再增加微分控制环节,将会使该运动幅度进一步降低,最终实现电机的稳定悬浮运行。这说明上述给出的无轴承电机径向悬浮力控制策略是正确的,也是可行的。

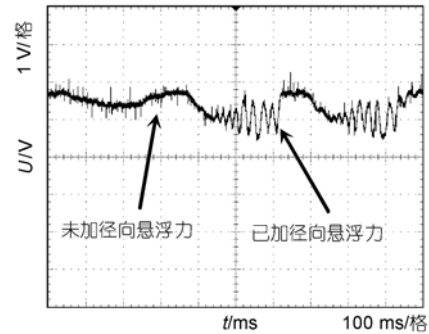


图8 采用转子位移闭环控制时 x 轴方向的转子位移波形

5 结论

(i) 采用磁链等效虚拟绕组电流分析方法,通过对气隙合成磁场数值分析和图示相结合,证明了无轴承电机悬浮运行条件: $P_B = P_M \pm 1$ 。

(ii) $P_B = P_M + 1$, 转子径向所受洛伦兹力的方向与麦克斯韦径向悬浮力方向一致,使总的径向悬浮力增加;当 $P_B = P_M - 1$, 所受洛伦兹力的方向与麦克斯韦径向悬浮力方向相反,使总的径向悬浮力减少。

(iii) 当转矩绕组气隙磁场静止时,径向力旋转角速度是等效悬浮力绕组(或悬浮力绕组气隙磁场)角速度的 P_B 倍。若 $P_B = P_M + 1$, 则两者转向相同;若 $P_B = P_M - 1$, 则两者转向相反。

(iv) 产生单一方向的稳定的径向悬浮力的必要条件是:悬浮力绕组与转矩绕组在电气接线上保持相序相同且两者电流频率相等。

(v) 针对无轴承表贴式永磁同步电机样机,通

过径向力旋转实验, 验证了本文所提出的分析方法的正确性; 通过转子位移闭环控制实验, 验证了本文所提出的无轴承电机径向悬浮力控制策略的正确性与可行性.

参考文献

- 1 Chiba A, Hanazawa M, Fukao T, et al. Effects of magnetic saturation on radial force of bearingless synchronous reluctance motors. *IEEE Trans Ind Appl*, 1996, 32(2): 354—362[[doi](#)]
- 2 Khoo W K S. Bridge configured winding for polyphase self-bearing machines. *IEEE Trans Magn*, 2005, 41(4): 1289—1295[[doi](#)]
- 3 Ferreira J M S, Zucca M, Salazar A O, et al. Analysis of a bearingless machine with divided windings. *IEEE Trans Magn*, 2005, 41(10): 3931—3933[[doi](#)]
- 4 Asami K, Chiba A, Rahman M A, et al. Stiffness analysis of a magnetically suspended bearingless motor with permanent magnet passive positioning. *IEEE Trans Magn*, 2005, 41(10): 3820—3822[[doi](#)]
- 5 Takemoto M, Chiba A, Akagi H, et al. Radial force and torque of a bearingless switched reluctance motor operating in a region of magnetic saturation. *IEEE Trans Ind Appl*, 2004, 40(1): 103—112[[doi](#)]
- 6 Ooshima M, Kitazawa S, Chiba A, et al. Design and analyses of a coreless-stator-type bearingless motor/generator for clean energy generation and storage systems. *IEEE Trans Magn*, 2006, 42(10): 3461—3463[[doi](#)]
- 7 Oshima M, Miyazawa S, Deido T, et al. Characteristics of a permanent magnet type bearingless motor. *IEEE Trans Ind Appl*, 1996, 32(2): 363—370[[doi](#)]
- 8 李发海, 王岩. 电机与拖动基础. 第 2 版. 北京: 清华大学出版社, 2003. 190—197, 234—238
- 9 Ichikawa O, Chiba A, Fukao T. Inherently decoupled magnetic suspension in homopolar-type bearingless motors. *IEEE Trans Ind Appl*, 2001, 37(6): 1668—1674[[doi](#)]
- 10 Chiba A, Kiryu K, Rahman M A, et al. Radial force and speed detection for improved magnetic suspension in bearingless motors. *IEEE Trans Ind Appl*, 2006, 42(2): 415—422[[doi](#)]
- 11 Inagaki K, Chiba A, Rahman M A, et al. Performance characteristics of inset-type permanent magnet bearingless motor drives. *IEEE Power Engineering Society Winter Meeting*, Singapore, 2000, 1: 202—207
- 12 Dorrell D G, Amemiya J, Chiba A, et al. Analytical modeling of a consequent-pole bearingless permanent magnet motor. *The 5th International Conference on Power Electronics and Drive Systems*, 2003, 1: 247—252
- 13 Ooshima M, Chiba A, Rahman A, et al. An improved control method of buried-type IPM bearingless motors considering magnetic saturation and magnetic pull variation. *IEEE Trans Energy Convers*, 2004, 19(3): 569—575[[doi](#)]
- 14 Chiba A, Furuichi R, Aikawa Y, et al. Stable operation of induction-type bearingless motors under loaded conditions. *IEEE Trans Ind Appl*, 1997, 33(4): 919—924[[doi](#)]