

Энергетические поля и избыточное рассеяние энергии в неявнополюсной электрической машине

КУРИЛИН С.П., ДЕНИСОВ В.Н.

Рассматриваются энергетические аспекты работы различных модификаций неявнополюсных электрических машин переменного тока, в частности классических вариантов исполнения машин с фазным и короткозамкнутым ротором, а также линейной индукционной машины. Анализируются баланс мощности машины, в котором выделяются энергетические поля. Описываются модификации энергетических полей для однородных, неоднородных и вырожденных параметрических матриц электрической машины. Приводятся визуальные изображения поверхностей уровня энергетических полей в канонических координатах векторного пространства машины. Описываются эффекты избыточного рассеяния и межфазного энергетического обмена, вызванные параметрической неоднородностью векторного пространства машины. Делаются выводы о практической значимости теории межфазного энергообмена и избыточного рассеяния для неявнополюсных электрических машин.

Ключевые слова: неявнополюсная электрическая машина, фазный ротор, короткозамкнутый ротор, линейная индукционная машина, баланс мощности, энергетические поля, избыточное рассеяние, межфазный энергетический обмен

Предлагаемая вниманию читателей публикация является второй частью статьи [1] и посвящена энергетическим аспектам работы неявнополюсных электрических машин (ЭМ) различных модификаций. Речь идет о классических исполнениях ЭМ с фазным или короткозамкнутым ротором, а также о линейной индукционной машине (ЛИМ). В статье сохранены обозначения и терминология, принятые в [1]. Для канонических базисов используется единое обозначение осей x, y, z , под которыми следует понимать оси $0, a, b$ для классических ЭМ и v_1, v_2, v_3 для ЛИМ (см. [1]). Описание энергетических полей ЭМ дано для первого, статорного, уравнения модели, приведенной в [1]. Аналогичные выражения и выводы получаются для энергетических полей ротора по второму уравнению модели или после формальной замены индексов переменных и матриц в приведенных ниже выражениях.

Параметрические матрицы ЭМ. Результаты [1] свидетельствуют о том, что матрицы ЭМ, в частности матрицы рассеяния Z_{ss} и главные M , в базисе фазных осей представляют собой квадратные матрицы. В каноническом базисе они приобретают вид диагональных матриц:

$$Z_{ss} = R_s E + L_{ss} \frac{d}{dt} = R_s \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{d}{dt} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{d}{dt} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{d}{dt} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_{sx} & 0 & 0 \\ 0 & 1_{syy} & 0 \\ 0 & 0 & 1_{szz} \end{pmatrix} \quad (1)$$

где R_s – активное сопротивление фазы статора; E – единичная матрица; L_{ss} – матрица индуктивностей рассеяния; d/dt – оператор дифференцирования;

$$M = \begin{pmatrix} m_x & 0 & 0 \\ 0 & m_y & 0 \\ 0 & 0 & m_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ddot{\varphi} \\ \dot{\varphi} \\ \varphi \end{pmatrix} \quad (2)$$

По материалам [1] и в соответствии с равенствами (1), (2) в таблице приведены сводные данные параметрических матриц различных исполнений ЭМ.

Баланс мощности ЭМ. Первое уравнение модели (1) [1] после приведения векторов к каноническому базису приобретает вид:

$$\bar{u}_s = Z_{ss} \bar{i}_s + M \frac{d}{dt} \bar{i}_m, \quad (3)$$

где $\bar{i}_m = \bar{i}_s + \bar{i}_{rs}$ – вектор намагничивающего тока.

Процедура преобразования уравнения в канонический базис приведена в [1]. Уравнение (3) становится балансом мощности после его скалярного умножения на вектор \bar{i}_s . Выполнив некоторые преобразования, получаем

$$(\bar{i}_s, \bar{u}_s) + \begin{pmatrix} \frac{d}{dt} \\ \varphi \end{pmatrix} \bar{i}_{rs}, M \frac{d \bar{i}_m}{dt} \begin{pmatrix} \ddot{\varphi} \\ \dot{\varphi} \\ \varphi \end{pmatrix} = (\bar{i}_s, R_s E \bar{i}_s) + \begin{pmatrix} \frac{d}{dt} \\ \varphi \end{pmatrix} \bar{i}_s, L_{ss} \frac{d \bar{i}_s}{dt} \begin{pmatrix} \ddot{\varphi} \\ \dot{\varphi} \\ \varphi \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{d}{dt} \\ \varphi \end{pmatrix} \bar{i}_m, M \frac{d \bar{i}_m}{dt} \begin{pmatrix} \ddot{\varphi} \\ \dot{\varphi} \\ \varphi \end{pmatrix} \quad (4)$$

В левой части (4) представлены мощности внешних для статора источников (стоков) энергии: мощность источника питания и электромагнитная мощность. В правой части (4) – мощности энергетических полей статора: электрических потерь, магнитного поля рассеяния и главного магнитного поля.

Исполнение ЭМ	Матрицы Z_{ss} и M в базисе фазных осей C, A, B	Индуктивности векторного пространства по каноническим осям x, y, z для матрицы рассеяния и главной матрицы	Заключение о параметрических свойствах векторного пространства
С фазным ротором	$Z_{ss} = R_s E + (1_{ss} E + M_{ds \max} m_{ab}) d / dt$ (см. (11) [1])	$1_{ssx} = 1_{ss}$ $1_{ssy} = 1_{ss} + 3 M_{ds \max} / 2$ $1_{ssz} = 1_{ss} + 3 M_{ds \max} / 2$	Неоднородное пространство с однородной плоскостью yz
	$M = M_{ab \max} m_{ab} + M_{0 \max} m_0$ (см. (9) [1])	$l_{mx} = 3 M_{0 \max}$ $l_{my} = 3 M_{ab \max}$ $l_{mz} = 3 M_{ab \max}$	
С короткозамкнутым ротором, $q_r = 1, 2, 3, \dots$	$Z_{ss} = R_s E + (1_{ss} E + M_{ds \max} m_{ab} + M_{0 \max} m_0) d / dt$ (см. (15) [1])	$1_{ssx} = 1_{ss} + 3 M_{0 \max}$ $1_{ssy} = 1_{ss} + 3 M_{ds \max} / 2$ $1_{ssz} = 1_{ss} + 3 M_{ds \max} / 2$	Неоднородное пространство с однородной плоскостью yz , вырожденное по оси x для главного поля
	$M = M_{ab \max} m_{ab}$ (см. (9) [1] при $M_{0 \max} = 0$)	$l_{mx} = 0$ $l_{my} = 3 M_{ab \max} / 2$ $l_{mz} = 3 M_{ab \max} / 2$	
ЛИМ	$Z_{ss} = R_s E + 1_{ss} E d / dt$ (см. (11) [1] при $M_{0 \max} = 0$)	$1_{ssx} = 1_{ss}$ $1_{ssy} = 1_{ss}$ $1_{ssz} = 1_{ss}$	Неоднородное пространство без однородных плоскостей
	$M = M_{\max} m$ (см. (19), (20) [1])	$l_{mx} = 0,581 M_{\max}^*$ $l_{my} = 1,240 M_{\max}$ $l_{mz} = 1,166 M_{\max}$	

Примечания: 1. Заключение о вырожденности главной параметрической матрицы ЭМ с короткозамкнутым ротором относится к клеткам с целым числом стержней на полюс и фазу $q_r = 1, 2, 3, \dots$. Такие клетки не сцепляются с полями гармоник, кратных трём, поскольку не создают их. 2. Числовые данные для главной матрицы ЛИМ приводятся по расчетному примеру (см. (26) [1]).

Поле мощности электрических потерь является скалярным полем векторного аргумента \vec{i}_s . Согласно (4)

$$p_{эл} = p_{эл}(\vec{i}_s) = (\vec{i}_s, R_s E \vec{i}_s) = R_s |\vec{i}_s|^2.$$

В векторном пространстве поверхностями уровня поля являются поверхности фиксированной мощности C :

$$p_{эл}(\vec{i}_s) = R_s (i_{sx}^2 + i_{sy}^2 + i_{sz}^2) = C,$$

представляющие собой сферы радиусом

$$\sqrt{\frac{C}{R_s}} = |\vec{i}_s|.$$

Две из них — для значений мощности электрических потерь C и $4C$ — в канонических координатах показаны на рис. 1. Здесь же стрелками показано множество токов \vec{i}_s векторного пространства.

Градиентом поля $p_{эл}(\vec{i}_s)$ служит вектор падения напряжения $2R_s \vec{i}_s$. Пропорциональность градиента аргументу \vec{i}_s обеспечивает неотрицательный знак мгновенной мощности любой точки векторного пространства.

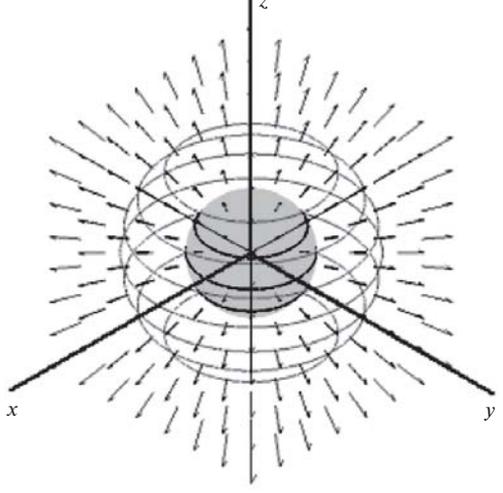


Рис. 1. Сферические поверхности уровня энергетического поля

Поле энергии магнитного поля рассеяния является скалярным полем векторного аргумента \vec{i}_s . Согласно (4) мощность поля

$$\frac{dW_{ss}}{dt} = \oint_{\partial V} \vec{e} \cdot \vec{i}_s, L_{ss} \frac{d\vec{i}_s}{dt} \cdot \vec{\partial}$$

где энергия магнитного поля рассеяния

$$W_{ss} = W_{ss}(\vec{i}_s) = \frac{(\vec{i}_s, \vec{Y}_{ss})}{2}; \quad (5)$$

вектор потокосцепления рассеяния

$$\vec{Y}_{ss} = L_{ss} \vec{i}_s. \quad (6)$$

Поверхностями уровня поля $W_{ss}(\vec{i}_s)$ являются поверхности фиксированной энергии C :

$$W_{ss}(\vec{i}_s) = \frac{1}{2}(l_{ssx} i_{sx}^2 + l_{ssy} i_{sy}^2 + l_{ssz} i_{sz}^2) = C, \quad (7)$$

представляющие собой эллипсоиды с полуосями

$$\sqrt{\frac{2C}{l_{ssx}}}, \sqrt{\frac{2C}{l_{ssy}}}, \sqrt{\frac{2C}{l_{ssz}}},$$

показанные на рис. 2 для значений энергии поля рассеяния C и $4C$. Здесь же стрелками показано множество токов \vec{i}_s векторного пространства.

Перемещение конца вектора тока по поверхности уровня не сопряжено с потреблением или генерацией энергии, так как в этом случае

$$\frac{dW_{ss}}{dt} = \frac{dC}{dt} = 0.$$

Переход вектора тока на более высокую или низкую поверхность уровня сопровождается потреблением или генерацией энергии полем рассеяния, причём работа при переходе по любой траектории $\vec{i}_s(t) = (i_{sx}(t) i_{sy}(t) i_{sz}(t))^T$ равна разности энергий соответствующих уровней (индекс «tr» обозначает операцию транспонирования век-

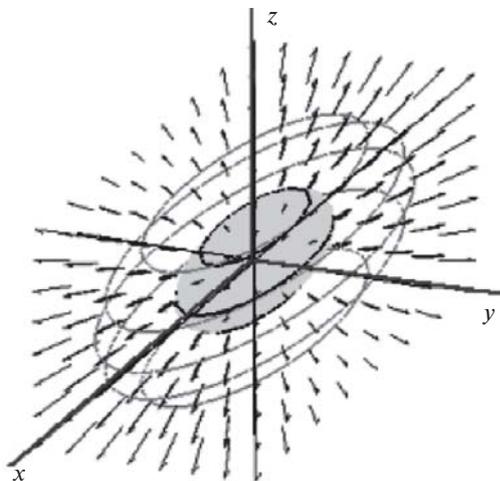


Рис. 2. Поверхности уровня энергетического поля в форме эллипсоидов

тор-строки). Подобные ситуации характерны для переходных процессов или несимметричных режимов ЭМ, когда вектор тока, аperiodически или периодически изменяясь во времени, меняет энергетические уровни.

Градиентом поля $W_{ss}(\vec{i}_s)$ служит вектор потокосцепления \vec{Y}_{ss} по (6), который в любой точке ортогонален поверхности уровня. Векторы тока \vec{i}_s ортогональны поверхностям уровня только на канонических осях или в параметрически однородной плоскости yz . В любой другой точке между векторами потокосцепления и тока имеется пространственный сдвиг.

У классических исполнений ЭМ плоскость yz параметрически однородна $l_{ssy} = l_{ssz}$ (см. таблицу), поэтому следами поверхностей уровня в плоскости yz для них являются окружности.

В ЛИМ всё векторное пространство для поля рассеяния параметрически однородно $l_{ssx} = l_{ssy} = l_{ssz} = l_{ss}$ (см. табл. 1)

$$W_{ss} = W_{ss}(\vec{i}_s) = \frac{1}{2}(\vec{i}_s, l_{ss} E \vec{i}_s) = \frac{l_{ss} |\vec{i}_s|^2}{2}.$$

Форма и свойства этого поля аналогичны форме и свойствам поля мощности электрических потерь (рис. 1).

Поле энергии главного магнитного поля является скалярным полем векторного аргумента \vec{i}_m . Согласно (4), мощность поля

$$\frac{dW_m}{dt} = \oint_{\partial V} \vec{e} \cdot \vec{i}_m, M \frac{d\vec{i}_m}{dt} \cdot \vec{\partial}$$

где энергия главного магнитного поля

$$W_m = W_m(\vec{i}_m) = \frac{(\vec{i}_m, \vec{Y}_m)}{2}; \quad (8)$$

вектор главного потокосцепления

$$\vec{Y}_m = M \vec{i}_m. \quad (9)$$

Поверхностями уровня поля $W_m(\vec{i}_m)$ являются поверхности фиксированной энергии C

$$W_m(\vec{i}_m) = \frac{1}{2}(l_{mx} i_{mx}^2 + l_{my} i_{my}^2 + l_{mz} i_{mz}^2) = C, \quad (10)$$

а градиентом – вектор главного потокосцепления \vec{Y}_m .

Поскольку выражения (8)–(10) отличаются от (5)–(7) только обозначениями, можно утверждать, что формальные свойства полей $W_{ss}(\vec{i}_s)$ и $W_m(\vec{i}_m)$ аналогичны. Поэтому можно считать, что рис. 2 представляет поверхности уровня поля $W_m(\vec{i}_m)$ и множество токов \vec{i}_m для ЭМ с короткозамкнутым ротором (дробное q_r) или фазным ротором ($l_{mx} < l_{my} = l_{mz}$), а также для ЛИМ ($l_{mx} < l_{my} \neq l_{mz}$).

Для ЭМ с короткозамкнутым ротором и целым q_r в (10) следует положить $i_{mx} = 0; i_{my} = i_{mz} = i_m$ (см. табл.). После этого уравнение для поверхностей уровня поля приобретает вид:

$$W_m(\vec{i}_m) = \frac{1}{2} (i_{my}^2 + i_{mz}^2) = \frac{1}{2} m |\vec{i}_{m \min}|^2 = C, \quad (11)$$

где $\vec{i}_{m \min}$ – минимальный по модулю намагничивающий ток, необходимый для создания главного поля энергии C .

Соответствующие (11) поверхности уровня представляют собой цилиндры бесконечной протяженности по оси x , имеющие радиус образующей окружности

$$\sqrt{\frac{2C}{m}} = |\vec{i}_{m \min}|.$$

Для значений энергии главного поля C и $4C$ они показаны на рис. 3. Стрелками показано множество токов \vec{i}_m . Векторы токов ортогональны поверхностям уровня только в плоскости yz , где $|\vec{i}_m| = |\vec{i}_{m \min}|$. Во всех остальных точках пространства между векторами тока

$$\vec{i}_m = (i_{mx} \ i_{my} \ i_{mz})^{tr}$$

и потокосцепления

$$\vec{Y}_m = M \vec{i}_m = m (0 \ i_{my} \ i_{mz})^{tr} = m \vec{i}_{m \min}$$

имеется пространственный угол

$$j = j(\vec{i}_m) = \arccos \frac{m |\vec{i}_{m \min}|}{C |\vec{i}_m|}.$$

Избыточное рассеяние энергии. Этот энергетический эффект в «чистом виде» встречается у ЭМ с короткозамкнутым ротором и целым q_r . У ЭМ с короткозамкнутым ротором и дробным q_r , ЭМ с фазным ротором и ЛИМ избыточное рассеяние сопровождается межфазным энергообменом. В обоих

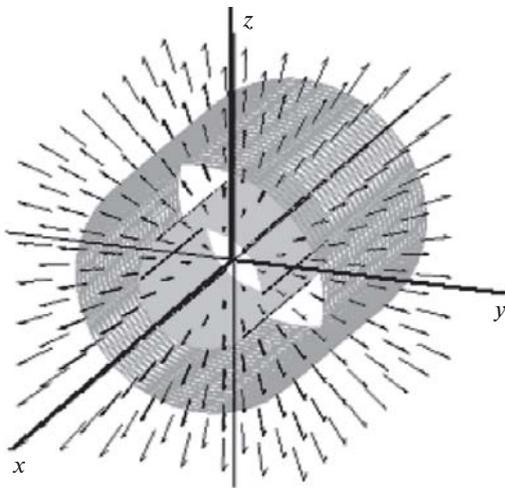


Рис. 3. Поверхности уровня энергетического поля в форме цилиндров

случаях избыточное рассеяние порождено присутствием тока \vec{i}_m в параметрически разнородных подпространствах векторного пространства, но непосредственная его причина – превышение намагничивающим током своего минимального значения:

$$|\vec{i}_m| > |\vec{i}_{m \min}|.$$

На рис. 4 показан след поверхности уровня $W_m(\vec{i}_m) = C$ по (11) в плоскости xz и одна из её точек a . Рисунок отображает ситуацию «избыточного рассеяния без энергообмена». На нем представлены векторы главного потокосцепления и намагничивающего тока для точки a . Кроме того, приведены коллинеарная и ортогональная потокосцеплению составляющие тока. Коллинеарная составляющая \vec{i}_{md} одновременно является минимальным током. Ортогональная составляющая тока \vec{i}_{mq} ориентирована по оси x и не создаёт собственного главного потокосцепления

$$M \vec{i}_{mq} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & m & 0 \\ 0 & 0 & m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_{mqx} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

и энергии главного магнитного поля

$$\frac{1}{2} (\vec{i}_{mq}, \vec{Y}_m) = \frac{1}{2} (i_{mqx} \cdot 0 + 0 \cdot 0 + 0 \cdot 0) = 0.$$

Вместе с тем ей соответствуют электрические потери

$$R_s |\vec{i}_{mq}|^2 > 0$$

и энергия магнитного поля рассеяния

$$\frac{1}{2} L_{ssx} |\vec{i}_{mq}|^2 > 0.$$

Принимая во внимание нулевой вклад \vec{i}_{mq} в энергию главного поля, эти компоненты следует считать избыточным рассеянием энергии.

Отметим, что для всех представленных выше модификаций поля $W_m(\vec{i}_m)$ минимальный по модулю возбуждающий ток \vec{i}_m ориентирован по оси z или y , поскольку по одной из этих осей векторное пространство имеет наибольшую индуктивность.

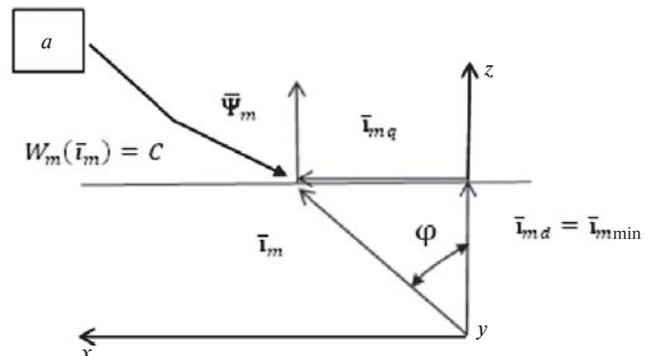


Рис. 4. Векторная диаграмма при вырожденной матрице M

Для параметрически однородной плоскости yz любой её ток по модулю минимален. В параметрически неоднородной плоскости yz , что имеет место у ЛИМ, токи по модулю приблизительно минимальны, поскольку плоскость примерно однородна (в примере $l_{my} / l_{mz} = 1,240 / 1,166 = 1,063 \gg 1$, см. таблицу). Поэтому с целью минимизации избыточного рассеяния целесообразно формировать токи ЭМ в плоскости yz векторного пространства.

Межфазный энергообмен является одним из проявлений параметрической неоднородности векторного пространства ЭМ. Он может проявляться у машин с фазным ротором, с короткозамкнутым ротором и дробным q_p ; кроме того, он неотъемлемо присущ ЛИМ.

На рис. 5 показан след поверхности уровня $W_m(\vec{i}_m) = C$ по (10) в плоскости xz и три её характерные точки a, b, c .

Рисунок соответствует общему случаю параметрической неоднородности векторного пространства ЭМ в плоскости xz

$$l_{mx} \neq 0; l_{mx} \neq l_{mz}$$

и отображает ситуацию «избыточного рассеяния с энергообменом».

На рисунке показаны векторы главных потокосцеплений \vec{Y}_m и токов \vec{i}_m для каждой точки. Векторы потокосцеплений, являясь векторами градиента поля, ортогональны поверхности уровня.

Точки a и c лежат на канонических осях z и x , а точка b – между ними. Положение обеспечивает для точек a и c пространственное совпадение векторов потокосцепления и тока:

для точки a

$$\vec{Y}_m = l_{mz} \vec{i}_m;$$

для точки c

$$\vec{Y}_m = l_{mx} \vec{i}_m.$$

Эти равенства подтверждают тот факт, что по каноническим осям пространство однородно, но обладает разными индуктивностями.

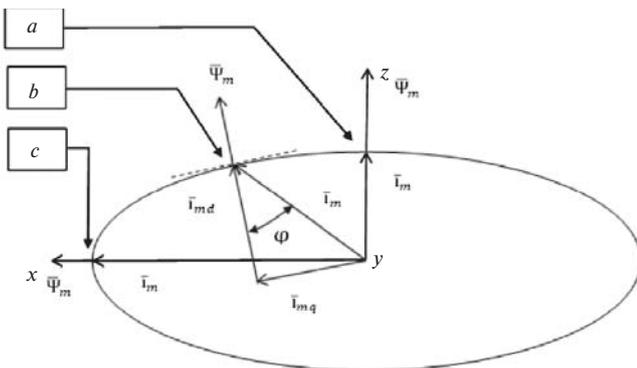


Рис. 5. Векторная диаграмма при невырожденной матрице M

В направлении тока \vec{i}_m точки b пространство параметрически неоднородно, поэтому

$$\vec{Y}_m = M \vec{i}_m = (l_{mx} i_{mx} \quad 0 \quad l_{mz} i_{mz})^{tr},$$

а между векторами \vec{Y}_m и \vec{i}_m имеется пространственный угол j (см. рис. 5). В данном случае электрическая неоднородность неявнополюсной ЭМ проявляется так же, как и неоднородность магнитной системы явнополюсной машины.

На рис. 5 приведены коллинеарная \vec{i}_{md} и ортогональная \vec{i}_{mq} вектору \vec{Y}_m составляющие тока.

Энергия главного магнитного поля в точке b создаётся только коллинеарной составляющей

$$W_m = \frac{(\vec{i}_m, \vec{Y}_m)}{2} = \frac{(\vec{i}_{md} + \vec{i}_{mq}, \vec{Y}_m)}{2} = \frac{(\vec{i}_{md}, \vec{Y}_m)}{2},$$

так как в связи с ортогональностью векторов энергии ортогональной составляющей тока равна нулю:

$$\frac{(\vec{i}_{mq}, \vec{Y}_m)}{2} = 0. \tag{12}$$

Равенство (12) свидетельствует о том, что эквивалентные фазы ЭМ по осям x и z обмениваются энергией

$$\frac{l_{mx} i_{mqx} i_{mx}}{2} = - \frac{l_{mz} i_{mqz} i_{mz}}{2},$$

причем параметрическим критерием энергообмена является отношение l_{mx} / l_{mz} . При $l_{mx} / l_{mz} = 1$ (рис. 1) векторное пространство в плоскости xz однородно ($\vec{i}_{mq} = 0$), энергообмена и избыточного рассеяния нет. При $l_{mx} / l_{mz} = 0$ (рис. 4) пространство по оси x вырождено ($\vec{i}_{mq} \neq 0$), энергообмена нет, избыточное рассеяние есть. При $0 < l_{mx} / l_{mz} < 1$ (рис. 5) пространство в плоскости xz неоднородно ($\vec{i}_{mq} \neq 0$), энергообмен и избыточное рассеяние есть. В последнем случае, как и в ранее рассмотренном, компоненты избыточного рассеяния пропорциональны $|\vec{i}_{mq}|^2$.

Отметим, что на внешнем уровне энергообмен идет между реальными фазами обмотки. Соответствующая \vec{i}_{mq} составляющая тока статора равна

$$(i_{Cq} \quad i_{Aq} \quad i_{Bq})^{tr} = V (i_{mqx} \quad i_{mqy} \quad i_{mqz})^{tr},$$

где V – матрица преобразования базисов $xuz \leftrightarrow CAB$ [1]. Отметим также, что в точках a и c (рис. 5) $\vec{i}_{mq} = 0$, поэтому энергообмен и избыточное рассеяние отсутствуют.

Некоторые практические приложения. Известными примерами проявлений энергообмена в электротехнике являются уравнительные токи в группах электрооборудования (трансформаторы, гене-

раторы постоянного тока) или в якорных обмотках электрических машин постоянного тока. Естественно возникает вопрос о практической значимости теории межфазного энергообмена и избыточного рассеяния для неявнополюсных электрических машин переменного тока.

Частным приложением теории являются энергетические процессы в асинхронных электродвигателях с чередующейся формой стержней ротора. Клетки ротора таких двигателей представляют собой параметрически неоднородные структуры, и вопрос об их рациональном проектировании в настоящее время открыт.

Более широкое поле приложения предоставляют задачи диагностики неявнополюсных ЭМ и управления ими. Для таких задач необходимы информационные факторы, достоверно указывающие на сохранение или потерю объектом параметрической однородности по причинам несовершенства управления, эксплуатационного старения, нарушения технологических или эксплуатационных норм и др. В [2] приведен пример моделирования повреждения обмотки статора серийного асинхронного двигателя 4A160S4Y3. В результате повреждения сопротивление рассеяния одной из фаз увеличилось на 10%. При этом пространственный угол j (рис. 4 и 5) изменился от значения $j = 0$ (неповреждённая обмотка) до $j = 0,046$ (повреждённая обмотка). Фиксация этого фактора может стать надёжным источником информации о состоянии обмотки и двигателя в целом.

Для ЛИМ минимизация избыточного рассеяния – один из критериев рационального проектирования наряду с такими критериями, как максимальный КПД, максимальная пусковая сила, макси-

мальное или ограниченное стартовое ускорение, минимальный путь разгона и др.

При любой постановке задачи проектирования – является ли минимизация избыточного рассеяния в ЛИМ основным или дополнительным критерием – она желательна. Общий принцип минимизации избыточного рассеяния – минимизация токов $\vec{I}_m, \vec{I}_s, \vec{I}_{rs}$ путём локализации их в плоскости уз векторного пространства. Задача может быть решена аппаратными или проектировочными средствами. Вопрос состоит лишь в том, какие из векторов этой плоскости реализуют принятый критерий проектирования. Решение этого вопроса – тема отдельного исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курилин С.П., Денисов В.Н. Математическая модель неявнополюсной электрической машины в матричной форме. – Электричество, 2014, № 4, с. 43 – 49.
2. Денисов В.Н., Курилин С.П. Матричное моделирование электромагнитных и энергетических процессов в электрических машинах: Учебное пос./Под ред. В.Н. Денисова. – Смоленск: Филиал Московского энергетического института, 2011, 140 с.

[11.06.14]

Авторы: Курилин Сергей Павлович окончил электромеханический факультет Смоленского филиала МЭИ в 1974 г. Ученую степень доктора технических наук получил в 2005 г., защитив диссертацию в Российском государственном аграрном заочном университете. Профессор кафедры инженерно-технологических дисциплин и сервиса Российского университета кооперации.

Денисов Валерий Николаевич окончил факультет аэрофизики и космических исследований Московского физико-технического института в 1976 г. Ученую степень доктора технических наук получил в 2012 г., защитив диссертацию в Российском государственном аграрном заочном университете. Заведующий

Elektrichestvo (Electricity), 2015, No. 3, pp. 35–41.

Energy Fields and Excessive Dissipation of Energy in a Nonsalient-Pole Electrical Machine

S.P. KURILIN and V.N. DENISOV

The energy aspects relating to operation of different versions of nonsalient-pole a.c. electrical machines are considered, in particular, the classic design versions of machines with wound and squirrel-cage rotors, and a linear induction machine. The machine power balance is analyzed, in which energy fields are separated. Versions of energy fields are described for uniform, nonuniform, and degenerated parametric matrices of an electrical machine are described. Visual images of energy field level surfaces in the canonic coordinates of the machine vector space are presented. The effects of excessive dissipation and interphase energy exchange caused by parametric nonuniformity of the machine vector space are described. Conclusions about the practical significance of the theory of interphase energy exchange and excessive dissipation for nonsalient-pole electrical machines are drawn.

Key words: nonsalient-pole electrical machine, wound rotor, squirrel-cage rotor, linear induction machine, power balance, energy fields, excessive dissipation, interphase energy exchange

REFERENCES

1. **Kurilin S.P., Denisov V.N.** *Elektrichestvo (Electricity)*, 2014, No. 4, pp. 43–49.
2. **Denisov V.N., Kurilin S.P.** *Matrichnoye modelirovaniye elektromagnitnykh i energeticheskikh protsessov v elektricheskikh*

maschinakh: Uchebnoye pos./Pod red. V.N. Denisova (Matrix modeling of a electromagnetic and power processes in electrical machines: Educational supplier/Edit. by V.N. Denisov). Smolensk Branch of the Moscow Power Engineering Institute, 2011, 140 p.

Authors: Kurilin Sergei Pavlovich (Smolensk, Russia) – Doctor Techn. Sci., Professor of the Department, Russian University of Cooperation.

Denisov Valerii Nikolayevich (Smolensk, Russia) – Doctor Techn. Sci., Head of the Department, Smolensk Branch of the Moscow Power Engineering Institute.

кафедрой высшей математики Смоленского филиала МЭИ.