

АНАЛИЗ ПЕРЕМЕННОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ РОТОРА ТУРБОГЕНЕРАТОРА

Представлен наиболее детерминированный метод расчета переменной составляющей магнитной индукции на поверхности вращающегося ротора крупного турбогенератора. Он основан на многопозиционных численно-полевых расчетах магнитного поля при вращении ротора и изменении токов в обмотке статора с учетом реальной геометрии электромагнитной системы и насыщения магнитопровода. Выполнен гармонический анализ выделенной переменной составляющей магнитной индукции в ряде точек на поверхности ротора в режимах холостого хода и номинальной нагрузки. Сделан вывод, что классическое решение аналогичной задачи не может дать адекватных результатов ввиду слишком грубых допущений. Предложенный метод является универсальным для любых электрических машин, любых режимов возбуждения и геометрических форм их конструкции.

Представлений найбільш детермінований метод розрахунку змінної складової магнітної індукції на поверхні обертового ротора крупного турбогенератора. Він заснований на багатопозиційних чисельно-польових розрахунках магнітного поля при обертанні ротора і зміні струмів в обмотці статора з урахуванням реальної геометрії електромагнітної системи і насичення магнітопроводу. Виконаний гармонічний аналіз виділеної змінної складової магнітної індукції, у низці точок на поверхні ротора в режимах неробочого ходу і номінального навантаження. Зроблений висновок, що класичне рішення аналогічної задачі не може дати адекватних результатів зважаючи на дуже грубі допущення. Запропонований метод є універсальним для будь-яких електричних машин, будь-яких режимів збудження і геометричних форм їхньої конструкції.

Введение. В условиях турбогенераторов (ТГ) на фоне основного магнитного поля, являющегося постоянным относительно вращающегося ротора, существуют переменные магнитные поля, возникающие по разным причинам [1-3]. Это приводит к дополнительным потерям мощности, которые преимущественно локализируются в поверхностном слое массивного ротора, и соответствующему нагреву этого слоя.

В практике проектирования ТГ [2] учитываются следующие виды потерь такого рода на поверхности бочки ротора:

1) потери от высших гармонических обмотки статора при коротком замыкании, имеющих порядок

$$v_s = 6 \cdot k \pm 1, \quad (k = 1, 2, 3 \dots) \quad (1)$$

и индуктирующих в роторе токи частоты $f_{s1} = 6 \cdot v_s \cdot f_s$, где f_s – частота основной гармоники токов статора;

2) потери от зубцовых гармонических обмотки статора при коротком замыкании, при этом учитывают только первые зубцовые гармонические порядка

$$v_{Q_s} = \frac{Q_s}{p} \pm 1, \quad (2)$$

где Q_s , p – числа зубцов статора и пар полюсов ТГ; эти гармонические индуктируют в роторе токи частоты $f_{Q_s} = Q_s \cdot f_s / p$;

3) потери от зубчатости статора при холостом ходе (ХХ), при этом частота колебаний магнитного потока соответствует уже названной величине f_{Q_s} .

В классической теории синхронных машин [1, 2] расчеты переменной составляющей магнитной индукции (ПСМИ), положенной в основу расчетов поверхностных потерь ротора, базируются на простейших одномерных моделях магнитного поля в развернутом зазоре при весьма условном учете насыщении магнитопровода и с использованием условных ступенчатых координатных функций магнитодвижущей силы обмотки статора. Кроме того, сердечник ротора считается гладким и по всей его поверхности характер

временных изменений магнитного поля считается неизменным, магнитные поля ротора и статора рассматриваются отдельно.

В итоге выявляется лишь принципиальная суть наличия переменных магнитных полей на поверхности ротора ТГ, но надеяться на достоверные числовые значения их составляющих не приходится ввиду наличия отмеченных и прочих серьезных допущений.

Отказаться от практически всех допущений, влияющих на результаты расчета магнитных полей и их гармонического анализа в условиях электрических машин практически любых типов, позволяют численные методы расчета магнитных полей в сочетании с современным компьютерным программным обеспечением. Это уже было показано в [4, 5] при проведении гармонического анализа магнитного потокоцепления и ЭДС обмотки статора ТГ. Продолжением этих исследований, но уже применительно к ПСМИ на поверхности вращающегося ротора ТГ, является решаемая здесь задача.

Постановка задачи. Целью данной работы является представление принципа численно-полевого расчета и соответствующего гармонического анализа временных функций ПСМИ на поверхности вращающегося ротора ТГ и практическая демонстрация соответствующего анализа на примере крупного ТГ.

Демонстрационной моделью для расчетного анализа избран ТГ [3, 5], имеющий номинальные параметры: мощность 200 МВт; фазные напряжение $U_{sN} = 9093$ В и ток $I_{sN} = 8625$ А; коэффициент мощности 0,85; частоту $f_s = 50$ Гц. Его число фаз $m_s = 3$; $p = 1$; активная длина 5,286 м; немагнитный зазор 0,1 м; диаметр ротора 1,075 м; относительное укорочение обмотки статора – 0,8; числа последовательных витков фазной обмотки статора – 10, обмотки ротора – 180.

Особенностью этого ТГ является относительно небольшое число зубцов статора: $Q_s = 30$. В таких условиях демонстрационные расчеты оказываются

более наглядными ввиду явно выраженных зубцовых гармоник ПСМИ.

Расчетная модель электромагнитной системы представленного ТГ показана на рис.1. Здесь в поперечном сечении обозначены фазные зоны обмотки статора $A-A'$, $B-B'$ и $C-C'$, выделенные различной тональностью, Ω – угловая скорость вращения ротора и магнитных полей; принятые полярная (r, α) и прямоугольная (x, y) системы координат; d, q - продольная и поперечная оси ротора. Показаны также обозначения и направления тока обмотки возбуждения I_f и мгновенных фазных токов обмотки статора i_A, i_B, i_C , соответствующие режиму номинальной нагрузки (НН).

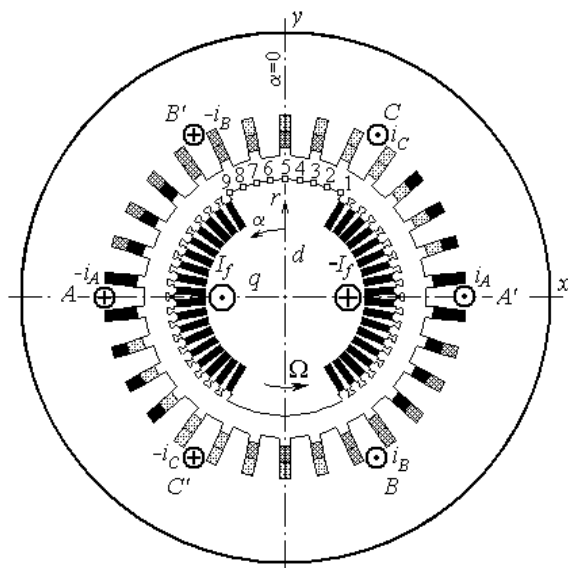


Рис. 1. Расчетная модель турбогенератора

Расчетные режимы и магнитные поля в ТГ. В поперечном сечении ТГ (рис.1) квазистационарное магнитное поле описывается общеизвестным дифференциальным уравнением для аксиальной составляющей векторного магнитного потенциала A_z (ВМП) [6]. Реакция вихревых токов в поверхностном слое бочки ротора на переменное магнитное поле не учитывалась. Численный расчет магнитного поля проводится с использованием общедоступной программы FEMM [7] на основе метода конечных элементов. Результатом расчета является дискретное координатное распределение $A_z(x, y)$, на основе чего можно определить целый ряд электромагнитных параметров ТГ [6].

Расчеты магнитных полей и, соответственно, гармонический анализ проводились в двух режимах – ХХ и НН. Организация расчетов осуществлялась в соответствии с установленным в [8, 9] порядком. Оба режима согласованы так, чтобы в них магнитное поле имело одинаковый уровень и магнитная система была примерно одинаково насыщена.

Так, в ТГ для режима ХХ ток возбуждения I_f составлял 826,8 А, для режима НН 1881,7 А.

Фазные токи обмотки статора определялись в конкретные моменты времени t_k :

$$\begin{aligned} i_A &= I_m \cos(\omega t_k + \beta); \quad i_B = I_m \cos(\omega t_k - \frac{2}{3}\pi + \beta); \\ i_C &= I_m \cos(\omega t_k + \frac{2}{3}\pi + \beta), \end{aligned} \quad (3)$$

где $I_m = \sqrt{2}I_s$ – их амплитуда; I_s – действующее значение; $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f_s$ – угловая частота; β – угловое смещение оси, по которой действует МДС трехфазной обмотки статора, по отношению к оси d ротора.

Значение β получено предложенным в [9] методом и для данного ТГ при НН составило $-155,74^\circ$.

В том положении ротора, которое представлено на рис.1, принимались начала отсчета времени $t=0$ и его углового положения $\alpha=0$. Магнитные поля, рассчитанные в режимах ХХ и НН в конкретные моменты времени t_k , показаны на рис.2 и рис.3 картинами силовых линий – линий равного ВМП при его нормировке указанными максимальными значениями A_{max} .

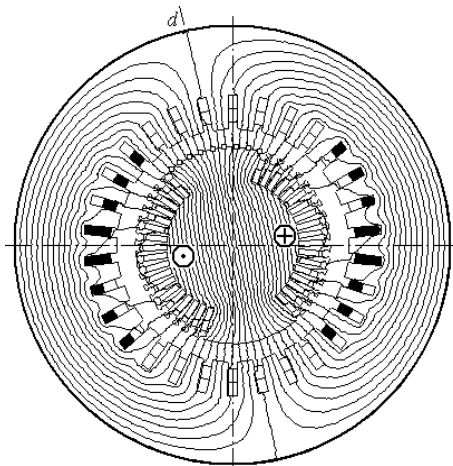


Рис. 2. Картина магнитного поля ТГ в режиме ХХ при повернутом роторе на угол $\alpha=12^\circ$ ($A_{max}=0,4753$ Вб/м)

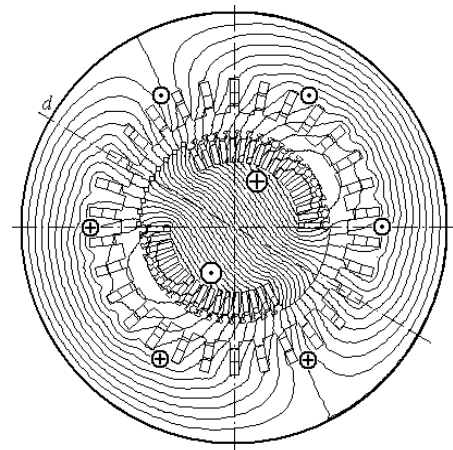


Рис. 3. Картина магнитного поля ТГ в режиме НН при повернутом роторе на угол $\alpha=60^\circ$ ($A_{max}=0,5807$ Вб/м)

Формирование временных функций ПСМИ на поверхности ротора. Чтобы выявить ПСМП на поверхности ротора, необходимо вращать ротор с его магнитным полем вместе с магнитным полем обмотки статора. Их синхронное вращение обеспечивалось многопозиционными расчетами магнитных полей с заданием фазных токов (3) в моменты времени

$$t_k = \Delta t \cdot (k-1); \quad k=1,2,\dots,K_{min}, \quad (4)$$

где Δt – временной шаг; K_{min} – минимальное число шагов, позволяющее сформировать конкретные временные функции ПСМИ на их периоде изменения.

Одновременно ротор поворачивался с угловым шагом $\Delta\alpha = \Omega \cdot \Delta t$ в соответствующие угловые позиции

$$\alpha_k = \Delta\alpha \cdot (k-1); \quad k=1,2,\dots,K_{\min}. \quad (5)$$

В общем случае на поверхности ротора задается n_z точек на дуге с угловым раскрытием α_z , как показано на рис.4. Точки равномерно распределены с угловым шагом $\Delta\alpha_z = \alpha_z / (n_z - 1)$. Тогда в исходной позиции ротора (рис.1 и рис.4) точка с номером n имеет угловое положение

$$\alpha_{n0} = -\frac{\alpha_z}{2} + \Delta\alpha_z \cdot (n-1), \quad n = 1, 2, \dots, n_z. \quad (6)$$

С учетом (5) и (6) в заданные моменты времени (4) точка n на поверхности вращающегося ротора имеет угловую позицию

$$\alpha_{n,k} = \alpha_{n0} + \Delta\alpha \cdot (k-1), \quad k=1,2,\dots,K_{\min}. \quad (7)$$

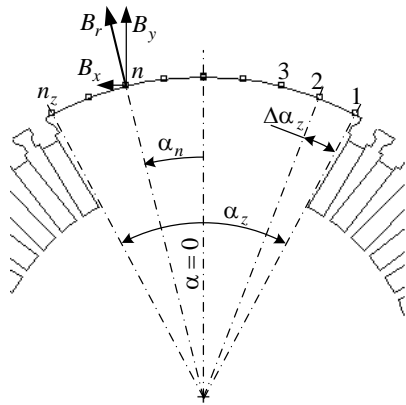


Рис.4. Фрагмент ротора ТГ

В процессе расчета магнитного поля по программе FEMM можно программными средствами получить координатные составляющие магнитной индукции в прямоугольной системе (рис.1): $B_x(x,y)$ и $B_y(x,y)$. Для выдачи информации в точке с полярными координатами (r, α) необходимо в программе задать соответствующие координаты прямоугольной системы

$$x = -r \cdot \sin \alpha; \quad y = r \cdot \cos \alpha. \quad (8)$$

Для анализа ПСМИ на поверхности вращающегося ротора целесообразно использовать полярные составляющие магнитной индукции:

$$B_r = B_y \cos \alpha - B_x \sin \alpha; \quad B_\alpha = -B_y \sin \alpha - B_x \cos \alpha, \quad (9)$$

из которых в данной работе интерес представляет первая, которая, по сути, является нормальной составляющей к поверхности ротора.

Для анализа ПСМИ на поверхности ротора в пределах его большого «зуба» выделены девять точек, которые показаны и пронумерованы на рис.1 и рис.4. Точки выбраны на дуге с раскрытием $\alpha_z = 56^\circ$ (полный угол раскрытия большого зуба ротора составлял 59°), что при $n_z = 9$ дало $\Delta\alpha_z = 7^\circ$. Радиус расположения точек r , выбран на 2 мм большим, чем радиус дуги поверхности сердечника ротора.

Исходные расчеты были проведены для режима НН, как основного для ТГ. Для выявления периодичности рассматриваемых временных функций ПСМИ расчеты магнитного поля по программе FEMM проведены при вращении ротора и магнитного поля в пределах полюсного деления τ_p , т.е. из начальной по-

зиции (рис.1) ротор повернули на 180° . Для обеспечения достаточной детализации временных функций угол поворота $\Delta\alpha$ выбран довольно малым и составлял $0,5^\circ$, т.е. в пределах полюсного деления τ_p число расчетных точек составило 361, а временной шаг Δt оказался равным $1/720$ периода вращения ротора T .

Изменения токов в обмотке статора (3), повороты ротора (5), сбор и преобразование необходимой информации (9) при работе программы FEMM осуществлялись автоматически управляющей программой, написанной на алгоритмическом языке Lua.

Проведенные тестовые расчеты показали, что результаты зависят от уровня конечно-элементной дискретизации области расчета (рис.1). Было выявлено, что устойчивые результаты распределения ПСМИ получаются при использовании в зоне с заданными точками (рис.4) конечных элементов – треугольников с размером их сторон не более 2 мм. В таком случае в полной области оказывалось около 29 тыс. узлов и 57 тыс. элементов, а расчет магнитного поля в одной позиции продолжался около 42 с.

Для каждой из намеченных точек (рис.1), вращающихся вместе с ротором на основе соответствующих изменений их угловых координат по (6), (7), получалась угловая и, с учетом (4), одновременно временная дискретная функция радиальной составляющей магнитной индукции:

$$B_r(\alpha_k); \quad B_r(t_k); \quad k=1,2,\dots,K_{\min}. \quad (10)$$

Для каждой точки определялось среднее значение магнитной индукции

$$B_{nav} = \frac{1}{K_{\min}} \sum_{k=1}^{K_{\min}} B_{rk} \quad (11)$$

и массив полных значений (10) был преобразован в массив переменной составляющей радиальной компоненты магнитной индукции в точке на поверхности вращающегося ротора:

$$B_{r,t}(t_k) = B_r(t_k) - B_{nav}; \quad k=1,2,\dots,K_{\min}. \quad (12)$$

На рис.5 показана функция $B_{r,t}(t_k)$ для двух точек на поверхности ротора – для точек 2 (τ_2) и 8 (τ_8).

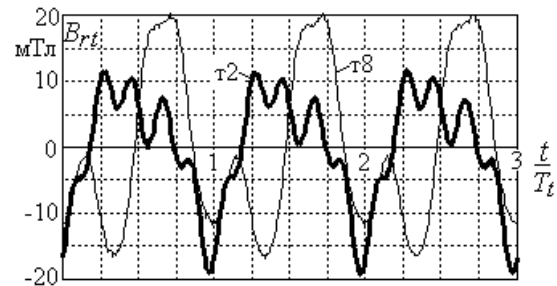


Рис.5. Временные функции ПСМИ в режиме НН в указанных точках на поверхности ротора

Очевидно, что для этих точек (и для всех остальных тоже) графики функций существенно отличаются и имеют сложный характер. Но у всех явно выделяется устойчиво повторяющийся период T_r , который связан с базовым периодом вращения магнитного поля T :

$$T_r = T/6, \quad (13)$$

т.е. имеет уже упоминавшуюся после (1) базовую частоту $f_{s1} = 6 \cdot f_s$.

На рис.6 временные функции ПСМИ даны еще для двух точек, но уже на периоде их изменения T_r , и теперь для режимов ХХ (т4х и т6х) и НН (т4н и т6н). В режиме ХХ имеется явно выраженная зубцовая составляющая ПСМИ (по сердечнику статора), но с максимальными значениями, существенно меньшими, чем в режиме НН. Период изменения ПСМИ в режиме ХХ T_{Q_s} соответствует повороту ротора на одно зубцовое статора, и, значит, частоте f_{Q_s} , указанной после (2). Причем $T_{Q_s} = T_r / q_s$, где $q_s = Q_s / (2 \cdot m_s \cdot p)$ – число пазов на полюс и фазу. Временные функции ПСМИ для четырех точек в режиме ХХ на их полном периоде T_{Q_s} представлены на рис.7.

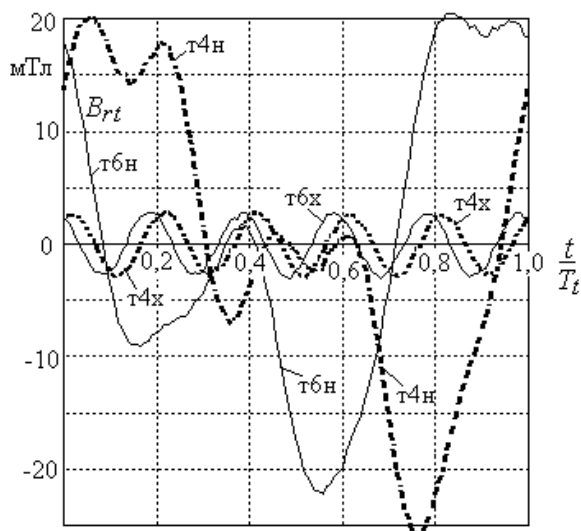


Рис.6. Временные функции ПСМИ в указанных точках на поверхности ротора в режимах ХХ (х) и НН (н)

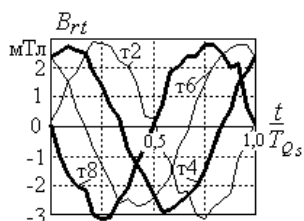


Рис.7. Временные функции ПСМИ в указанных точках на поверхности ротора в режиме ХХ

Картини магнитных полей, представленные на рис.2 и рис.3 получены после поворотов ротора за время, равное периодам изменения ПСМИ в режимах ХХ – T_{Q_s} и НН – T_r , соответственно.

Средние значения магнитной индукции (11) и максимальные значения ее переменной составляющей (12) даны в табл.1, и они весьма разнообразны для рассмотренных точек на поверхности ротора.

Очевидно из рис.5 и рис.6, что в режиме НН на колебания ПСМИ с основной частотой f_{s1} накладываются колебания зубцовых гармоник с частотой f_{Q_s} . Однако сложный характер представленных временных функций свидетельствует об их более широком гармоническом спектре. Разнородность и несимметрия функций ПСМИ вызвана различным расположением точек наблюдения в пределах поверхности ротора, а также влиянием насыщения магнитопровода:

когда переменная составляющая усиливает постоянную составляющую, то рост магнитной индукции сдерживается, когда ослабляет – уменьшение прогрессирует.

Таблица 1. Средние значения магнитной индукции и максимальные значения ПСМИ по указанным точкам

№ точки	ХХ		НН	
	B_{nav} , Тл	B_{rtmax} , мТл	B_{nav} , Тл	B_{rtmax} , мТл
1	0,990	3,14	1,391	9,56
2	0,838	3,12	1,063	11,61
3	0,839	3,36	0,946	17,62
4	0,823	2,92	0,841	20,29
5	0,865	4,76	0,809	23,61
6	0,823	2,85	0,714	20,88
7	0,839	3,18	0,693	21,00
8	0,839	3,05	0,688	20,16
9	0,988	4,57	0,914	21,60

Физической основой колебания ПСМИ в точках, связанных с поверхностью ротора, с частотой f_{s1} является неравномерное распределение по пазам статора максимальных значений полных токов, что показано на рис.8. В тех пазах, где лежат стержни одной фазной обмотки, уровень токов достигает $2 \cdot I_m$, в остальных – $\sqrt{3} \cdot I_m$. Период пространственного изменения такого распределения составляет $\tau_r = \tau_p / m_s$, а во временном выражении – $T_r = T / (2 \cdot m_s)$, частота $f_{s1} = 2 \cdot m_s \cdot f_s$.

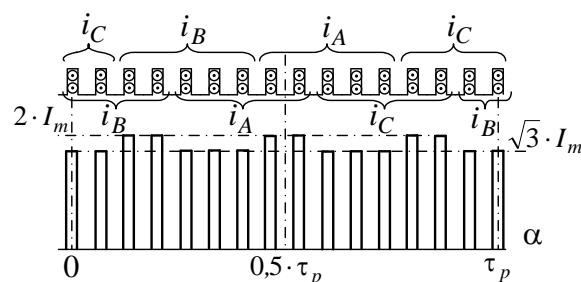


Рис.8. Распределение максимальных значений полных токов на паз статора в пределах полюсного деления

Гармонический анализ ПСМИ выполнен на основе разложения числовой функции $B_{r, i}(t_k)$ (12) в единый косинусный ряд Фурье [10]

$$B_{rt} = \sum_{v=1,2,3,\dots}^{N_g} B_{m,v} \cos(v\omega t + \zeta_v). \quad (14)$$

Амплитуды и аргументы гармоник

$$B_{m,v} = \sqrt{s_v^2 + c_v^2}; \quad \zeta_v = -\arctg(s_v / c_v) \quad (15)$$

определяются по числовым данным (12) через коэффициенты индивидуальных синусного и косинусного рядов для гармонической составляющей с текущим номером v :

$$s_v = \frac{2}{K} \sum_{k=1}^K B_{rt,k} \sin(v\omega t_k); \quad (16)$$

$$c_v = \frac{2}{K} \sum_{k=1}^K B_{rt,k} \cos(v\omega t_k). \quad (17)$$

Ряд (14) содержит и четные, и нечетные гармоники – ввиду отсутствия симметрии функции в пределах периода. Допустимый номер гармоники N_g не должен превышать половины выбранного для (16), (17) числа значений K , которое, в свою очередь, не превышает K_{\min} из (12). При повороте ротора и магнитного поля на $T/6$ с шагом $0,5^\circ$ число K составляло 120, а $N_g = 60$, при повороте на $T/Q_s - K = 24$, а $N_g = 12$.

Номера гармоник ν в (14) соответствуют периодичности функций ПСМИ $B_{r,i}(t_k)$ в конкретном расчетном режиме. Так периоду T_r в режиме НН соответствует первая гармоника $\nu=1$. Если же за первую гармонику принять основную гармонику главного магнитного поля ТГ, изменяющегося с периодом T и имеющую номер ν_s (1), то каждая гармоника ν ПСМИ связана с ν_s таким образом:

$$\nu_s = 2 m_s \nu = 6 \nu. \quad (18)$$

В режиме ХХ период изменения ПСМИ T_{Q_s} составляет T/Q_s и в данном случае каждая гармоника ПСМИ ν связана с ν_{Q_s} (2) таким образом:

$$\nu_{Q_s} = Q_s \nu = 30 \nu. \quad (19)$$

Расчетный анализ гармонического состава ПСМИ проведен для упомянутых уже режимов ХХ и НН. Результаты разложения функций ПСМИ в гармонический ряд (14) представлены в табл.2–5. Амплитуды гармоник ПСМИ даются в основном в относительных значениях

$$B_{m,\nu}^* = B_{m,\nu} / B_{m,1}, \quad (20)$$

где за базу принимается амплитуда первой гармоники $B_{m,1}$ для конкретного режима и конкретной точки.

В табл.2 представлены для точки 4 амплитуды ПСМИ полного гармонического ряда для режима НН, где за базу принята амплитуда первой гармоники $B_{m,1}=14,34$ мТл. Эти данные получены по 120 интервалам поворота ротора и магнитного поля в пределах периода T_r .

Таблица 2. Гармонический состав ПСМИ в точке 4 для режима НН

ν	$B_{m,\nu}^*$	ν	$B_{m,\nu}^*$	ν	$B_{m,\nu}^*$	ν	$B_{m,\nu}^*$
1	1,000	2	0,711	3	0,210	4	0,070
5	0,263	6	0,004	7	0,004	8	0,001
9	0,001	10	0,002	11	0,004	12	0,002
13	0,001	14	0,001	15	0,002	16	0,001
17	0,002	18	0,003	19	0,003	20	0,001
21	0,002	22	0,000	23	0,004	24	0,001
25	0,004	26	0,003	27	0,005	28	0,000
29	0,002	30	0,003	31	0,002	32	0,003
33	0,002	34	0,004	35	0,002	36	0,001
37	0,002	38	0,001	39	0,002	40	0,002
41	0,002	42	0,003	43	0,002	44	0,002
45	0,002	46	0,003	47	0,002	48	0,002
49	0,001	50	0,001	51	0,003	52	0,001
53	0,002	54	0,003	55	0,002	56	0,001
57	0,001	58	0,002	59	0,002	60	0,004

Очевидно, что весомыми являются гармоники вплоть до пятой, которая, в соответствии с (18), в аб-

солютном исчислении является тридцатой, т.е. зубцовой. Но, кроме первой, наиболее заметна вторая гармоника и, хотя и в меньшей степени, – гармоники до пятой. По сравнению с ними более высокие гармоники оказываются незначительными.

В табл.3 даны также для режима НН амплитуды первых гармоник и наиболее весомые гармоники для всех девяти точек на поверхности большого зуба ротора (рис.1).

Таблица 3. Основные гармоники ПСМИ по точкам при НН

n	$B_{m,1}$, мТл	$B_{m,2}^*$	$B_{m,3}^*$	$B_{m,4}^*$	$B_{m,5}^*$	d_{dist}
1	7,55	0,304	0,053	0,039	0,352	0,904
2	9,99	0,478	0,090	0,045	0,364	0,854
3	12,48	0,689	0,159	0,079	0,350	0,783
4	14,34	0,711	0,210	0,070	0,263	0,785
5	15,77	0,739	0,231	0,064	0,174	0,779
6	14,71	0,769	0,234	0,057	0,150	0,773
7	14,77	0,740	0,237	0,051	0,111	0,786
8	14,39	0,642	0,215	0,046	0,079	0,825
9	14,76	0,609	0,210	0,044	0,078	0,835

Видно, что данные для различных точек существенно отличаются. Кроме того, даны значения коэффициента искажения кривых ПСМИ

$$d_{dist} = \frac{B_{m,1}}{\sqrt{2} B_{eff}}, \quad (21)$$

где действующие значения их полных функций

$$B_{eff} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sum_{\nu=1,2,3...}^{N_g} B_{m,\nu}^2}.$$

Очевидно, что эти коэффициенты далеки от единицы, соответствующей чистым синусоидам.

В табл.4 дан гармонический состав для режима ХХ по 24 интервалам поворота ротора в пределах зубцового деления статора, т.е. в пределах периода T_{Q_s} . Соответственно оперировать можно только с 12-тью гармониками. Здесь, безусловно, преобладает первая зубцовая гармоника, хотя и более высокие гармоники также присутствуют. Амплитуды гармоник даны в относительных единицах (20), а амплитуда первой зубцовой гармоники $B_{m,1}=2,74$ мТл.

Таблица 4. Гармонический состав ПСМИ в точке 4 для режима ХХ

ν	$B_{m,\nu}^*$	ν	$B_{m,\nu}^*$	ν	$B_{m,\nu}^*$	ν	$B_{m,\nu}^*$
1	1,000	2	0,022	3	0,003	4	0,015
5	0,014	6	0,032	7	0,018	8	0,013
9	0,013	10	0,010	11	0,016	12	0,019

В табл.5 представлены данные гармонического анализа по начальным пяти гармоникам, как и в табл.3, но теперь для режима ХХ. Здесь рассматриваются только пять точек с учетом симметрии результатов в симметричных точках. Графики ПСМИ в пределах периода T_{Q_s} были показаны на рис.7. Некоторая нестабильность кривых может быть объяснена дискретностью конечно-элементной структуры, изменя-

ющейся при расчете магнитных полей в разных позициях поворачивающегося ротора.

Таблица 5. Основные гармоники ПСМИ по указанным точкам для режима ХХ

n	$B_{m,1}$, мТл	$B_{m,2}^*$	$B_{m,3}^*$	$B_{m,4}^*$	$B_{m,5}^*$	d_{dist}
1	2,93	0,110	0,028	0,027	0,101	0,982
2	2,86	0,025	0,031	0,009	0,010	0,996
3	2,99	0,039	0,041	0,044	0,047	0,991
4	2,74	0,022	0,003	0,015	0,014	0,998
5	2,45	0,463	0,429	0,114	0,210	0,808

Представленные в табл.5 первые гармоники ($v=1$) соответствуют пятым гармоникам ($v=5$) из табл.3, так как, исходя из (18), (19), получается $v_s=v_{Q_s}=30$, а в целом – это зубцовые гармоники (2) с несущей частотой f_{Q_s} . Если, для примера, взять точку 4, то из табл.3 при $v=5$ имеем $B_{m,5} = B_{m,5}^* \cdot B_{m,1} = 3,77$ мТл, из табл.5 при $v=1$ – $B_{m,1} = 2,74$ мТл, т.е. отличие в 1,38 раза. Следовательно, классическое наложение гармонических составляющих от фазной структуры и зубцовых гармонических обмотки статора является проблематичным, тем более, что каждая из таких составляющих переменного магнитного поля сама по себе в классике определяется на основе весьма серьезных допущений.

Выводы.

1. Представленный метод расчета переменной составляющей магнитной индукции в точках на поверхности вращающегося ротора является наиболее детерминированным, так как основан на численно-полевом расчете магнитного поля, который является адекватным для конкретно рассматриваемого режима возбуждения ТГ и учитывает реальную геометрию электромагнитной системы и насыщение магнитопровода.

2. Проведенные расчеты показали, что в разных точках на поверхности большого зуба ротора значения и гармонический состав переменной составляющей магнитной индукции существенно отличаются. Поэтому принятое в классической теории электрических машин допущение, что переменная составляющая магнитного поля одинакова по всей поверхности ротора, является весьма грубым и, значит, не может давать достоверных числовых результатов расчета.

3. Проведенный гармонический анализ переменной составляющей магнитного поля на поверхности вращающегося ротора укладывается в классическое представление о существовании двух основных колебательных процессов – с несущими частотами, порожденными фазной структурой обмотки статора и зубчатой структурой его сердечника. Но теперь гармонический состав получает конкретное числовое наполнение.

4. Проведенный анализ показывает, что реалистичные временные функции переменной составляющей магнитной индукции и их гармонический состав не могут быть получены обычно принятым наложением результатов расчета в режимах холостого хода и

короткого замыкания ввиду существенной несимметрии этих функций из-за влияния насыщения магнитопровода.

5. В рассмотренных временных функциях переменной составляющей магнитной индукции присутствует весьма широкий спектр гармоник, но наиболее весомыми являются гармоники в диапазоне от уровня, определяемого фазной структурой обмотки статора, до уровня, определяемого зубцовой структурой его сердечника.

6. Предложенный метод расчета и гармонического анализа переменной составляющей магнитной индукции не связан только с демонстрационным типом электрической машины – турбогенератором, он является универсальным для любых электрических машин, любых режимов их возбуждения и геометрических форм конструкции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вольдек А.И. Электрические машины. Л.: Энергия, 1978.– 832 с.
2. Титов В.В., Хуторецкий Г.М. и др. Турбогенераторы. –Л.: Энергия,–1967.–895 с.
3. Створення нових типів та модернізація діючих турбогенераторів для теплових електричних станцій // Ю.В.Зозулін, О.С.Антонов, В.М.Бичік, А.М.Боричевський, К.О.Кобзар, О.Л.Лівшиць, В.Г.Ракогон, І.Х.Роговий, Л.Л.Хаймович, В.І.Чередник.– Харків: ПФ «Колегіум», 2011.– 228 с.
4. Мильх В.И., Полякова Н.В. Принцип численно-полевого анализа гармонического состава ЭДС в турбогенераторе // Электрика, Россия.– 2012.–№5.–С.2-5.
5. Мильх В.И., Полякова Н.В. Гармонический анализ электромагнитных величин трехфазной обмотки статора турбогенератора на основе классических и численно-полевых методов // Технічна електродинаміка.– 2013.–№3.–С.40-49.
6. Мильх В.И., Полякова Н.В. Определение электромагнитных параметров электрических машин на основе численных расчетов магнитных полей // Електротехніка і електромеханіка.–2006.–№2.–С.40-46.
7. Meeker D. Finite Element Method Magnetics. Version 4.2. User's Manual, September 26, 2006 // <http://femm.berlios.de>.
8. Мильх В.И., Полякова Н.В. Система направлений и фазовых соотношений электромагнитных величин при численных расчетах магнитных полей в турбогенераторе // Електротехніка і електромеханіка.–2011.–№5.–С.33-38.
9. Мильх В.И., Полякова Н.В. Организация численного расчета магнитного поля турбогенератора в режиме нагрузки с обеспечением заданных его выходных параметров // Електротехніка і електромеханіка.–2012.–№1.–С.36-41.
10. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1973.– 832 с.

Поступила 13.05.2013

Мильх Владимир Иванович, д.т.н., проф., зав. кафедрой, Полякова Наталия Владимировна, ассистент; НТУ «Харьковский политехнический институт»; Украина, 61002, Харьков, ул. Фрунзе, 21, НТУ «ХПИ», кафедра «Электрические машины» Тел. (057) 707-65-14; e-mail: mvikpi@kpi.kharkov.ua.

АННОТАЦИЯ СТАТЬИ

Milykh V.I., Polyakova N.V.

Analysis of the variable component of the magnetic field on the surface of the rotating rotor of a turbogenerator

The most determinate method for calculating the variable component of the magnetic induction at the surface of the rotating rotor of a turbogenerator is presented. It is based on the numerical field calculation of the magnetic field during rotation of the rotor and the changing currents in the stator winding. These take into account the real geometry and the saturation of the electromagnetic system.

The harmonic analysis of dedicated variable component of the magnetic induction is executed in a number of points on the surface of rotor in the modes of no-load and nominal load. It is concluded that the classical solution of a similar problem may not give adequate results because too rough assumptions. The proposed method is universal for any electric machines all modes of excitation and the geometrical forms of their constructions

Key words – turbogenerator, magnetic field, the numerical field calculation, surface of the rotor, magnetic induction, variable component, harmonic analysis

СПИСОК АВТОРОВ

Мильх Владимир Иванович

Полякова Наталья Владимировна