

К ВОПРОСУ О РАСЧЕТЕ ПОТЕРЬ В ТОРЦОВОЙ ЗОНЕ МОЩНЫХ ТУРБОГЕНЕРАТОРОВ

Н. С. СИУНОВ, В. И. МАНГИЛЕВ

(Представлена научным семинаром кафедр электрических машин и общей электротехники)

Вопросам расчета и исследования добавочных потерь в зоне лобовых частей обмоток посвящено значительное количество работ [1, 2, 3].

В современных синхронных машинах имеет место значительный рост интенсивности полей в торцовой части, связанный с существенным увеличением линейной нагрузки в турбогенераторах большой мощности.

Поля в торцовой части машин создаются лобовыми частями обмоток статора и ротора. Эти поля, попадая на боковую поверхность нажимных плит, экранов, крайних пакетов сердечника статора, вызывают в них дополнительные потери.

Торцовый поток, проникающий в крайний пакет из лобового пространства в районе зубцов и спинки статора, затем ответвляется в радиальном (в зубцах) и в окружном (в спинке) направлениях.

Изучение распространения потока усложняется тем, что магнитная проницаемость стали зависит от величины индукции.

В данной статье рассматривается частная задача для случая с постоянной магнитной проницаемостью.

На рис. 1 представлен участок магнитопровода с гранями, в которые входит магнитный поток. Считаем, что поток входит в магнитопровод на участке h через плоскость $X=0$. Для зубцов крайнего пакета плоскость $Y=0$ совпадает с образующей расточки статора, а ось X направлена вдоль оси машины.

Полагаем, что магнитная проницаемость по осям X и Y постоянна, т. е. $\mu_x = \text{const}$ и $\mu_y = \text{const}$, причем $\mu_x \neq \mu_y$.

Рассмотрим задачу, когда поток входит через одну грань на участке $0 \div h$ и выходит на участке $h \div 2h$.

Торцовый поток B_s может быть задан по любому закону.

Из рис. 1 могут быть представлены граничные условия при следующих допущениях:

- а) основной поток через воздушный зазор отсутствует;
- б) весь поток входит и выходит только через плоскость $X=0$;
- в) индукция B_s распределяется по закону четной функции.

Граничные условия на плоскостях:

$$\begin{aligned} Y=0, & \quad B_y=0; \\ Y=2h, & \quad B_y=0; \\ X=0, & \quad B_x=B_s; \\ X=b, & \quad B_x=0. \end{aligned}$$

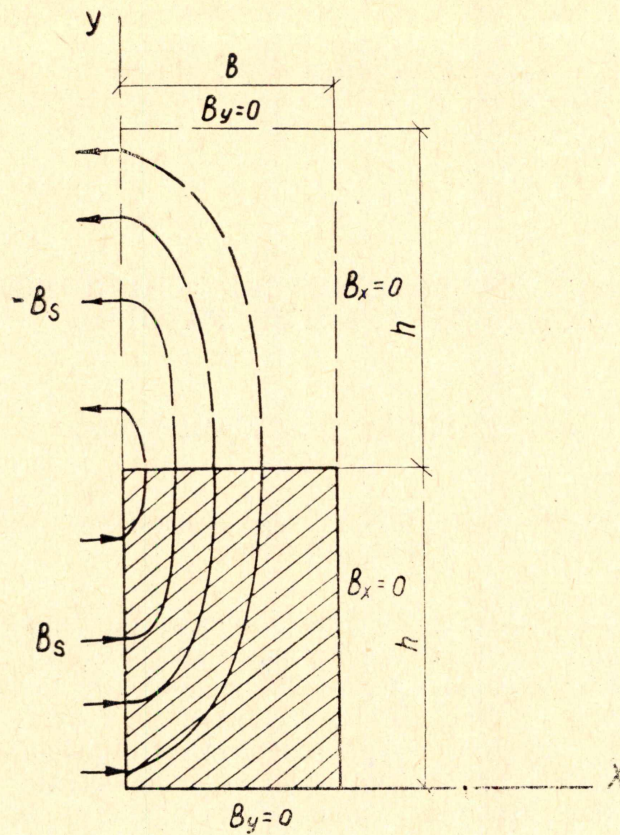


Рис. 1

Индукция B_x через плоскость $X=b$ будет равна нулю при достаточной ширине пакета. Уравнение магнитного поля запишется в виде:

$$\frac{dB_x}{dx} + \frac{dB_y}{dy} = 0. \quad (1)$$

Решая задачу для случая, когда в рассматриваемом пространстве токи отсутствуют, получаем

$$\mu_x \frac{d^2 U_m}{dx^2} + \mu_y \frac{d^2 U_m}{dy^2} = 0, \quad (2)$$

где

U_m — скалярный потенциал магнитного поля.

Решение уравнения (2) найдем методом Фурье.

Тогда

$$U_m = X(x) \cdot Y(y), \quad (3)$$

где

$X(x)$ — зависит только от x ,

$Y(y)$ — зависит только от y .

Подставим выражение (3) в (2)

$$\mu_x \frac{d^2 X}{dx^2} Y + \mu_y \frac{d^2 Y}{dy^2} X = 0. \quad (3a)$$

После ряда преобразований получим величину скалярного потенциала магнитного поля

$$U_m = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\frac{1}{n} \int_0^{2h} \frac{B_s}{\mu_x} \cos \frac{\pi}{2} \cdot \frac{k}{h} y \cdot dy \left(e^{\frac{\pi}{2} \frac{k}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} (x-2b)} + e^{-\frac{\pi}{2} \frac{k}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} x} \right)}{\frac{\pi}{2} \cdot \frac{k}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} \left(e^{-\frac{\pi}{2} \frac{k}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} \cdot 2b} - 1 \right)} \times \cos \frac{\pi}{2} \cdot \frac{k}{h} y. \quad (4)$$

Распределение индукции внутри магнитопровода будет определяться уравнениями:

$$B_x = -\mu_x \frac{dU_m}{dx} = \mu_x \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\frac{1}{h} \int_0^{2h} \frac{B_s}{\mu_x} \cos \frac{\pi}{2} \cdot \frac{k}{h} y dy \left(e^{\frac{\pi}{2} \frac{k}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} (x-2b)} + e^{-\frac{\pi}{2} \frac{k}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} x} \right)}{\left(e^{-\frac{\pi}{2} \cdot \frac{k}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} \cdot 2b} - 1 \right)} \times \cos \frac{\pi}{2} \cdot \frac{k}{h} y, \quad (5)$$

$$B_y = -\mu_y \frac{dU_m}{dy} = \mu_y \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\frac{1}{h} \int_0^{2h} \frac{B_s}{\mu_x} \cos \frac{\pi}{2} \cdot \frac{k}{h} y dy \left(e^{\frac{\pi}{2} \frac{k}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} (x-2b)} + e^{-\frac{\pi}{2} \frac{k}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} x} \right)}{\sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} \left(e^{-\frac{\pi}{2} \cdot \frac{k}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} \cdot 2b} - 1 \right)} \times \sin \frac{\pi}{2} \cdot \frac{k}{h} y. \quad (6)$$

Пусть

$$B_s = B_0 \cos \frac{\pi}{2} \cdot \frac{y}{h}. \quad (7)$$

Тогда интеграл

$$\frac{1}{h} \int_0^{2h} \frac{B_s}{\mu_x} \cos \frac{\pi}{2} \cdot \frac{k}{h} y dy = \frac{B_0}{\mu_x h} \int_0^{2h} \cos \frac{\pi}{2} \cdot \frac{y}{h} \cos \frac{\pi}{2} \cdot \frac{k}{h} y dy$$

будет равен нулю для всех значений «к», кроме $k=1$ (в силу ортогональности), и для рассматриваемого случая будем иметь

$$B_x = B_0 \frac{\left[e^{\frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} (x-2b)} - e^{-\frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} x} \right] \cos \frac{\pi}{2} \cdot \frac{y}{h}}{\left(e^{-\frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} \cdot 2b} - 1 \right)}, \quad (8)$$

$$B_y = -B_0 \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} \frac{\left[e^{\frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} (x-2b)} + e^{-\frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} x} \right] \cdot \sin \frac{\pi}{2} \frac{y}{h}}{\left(e^{-\frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} \cdot 2b} - 1 \right)} \quad (9)$$

Как видно, параметрами, определяющими распределение индукции внутри магнитопровода, являются отношения

$$\frac{\mu_y}{\mu_x} \text{ и } \frac{2b}{h}.$$

Рассмотрим влияние этих параметров. Пусть $b \rightarrow \infty$. Полагая в уравнении (4) $b \rightarrow \infty$, получим

$$U_m = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\frac{1}{h} \int_0^{2h} B_s \cdot \cos \frac{\pi}{2} \frac{k}{h} y dy \cdot e^{-\frac{\pi}{2} \cdot \frac{k}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} x} \cdot \cos \frac{\pi}{2} \frac{k}{h} y}{\frac{\pi}{2} \frac{k}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}}} \quad (10)$$

Тогда при $B_s = B_0 \cos \frac{\pi}{2} \frac{y}{h}$ имеем.

$$B_x = B_0 e^{-\frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} x} \cos \frac{\pi}{2} \cdot \frac{y}{h}, \quad (11)$$

$$B_y = B_0 e^{-\frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} x} \cdot \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} \sin \frac{\pi}{2} \cdot \frac{y}{h}. \quad (12)$$

Отношение $\frac{\mu_y}{\mu_x}$ может быть физически пояснено следующим образом:

$\frac{\mu_y}{\mu_x} = 1$ — случай распределения индукции в спинке статора для горячекатаной стали и торцового потока в массивном экране;

$\frac{\mu_y}{\mu_x} = 4 \div 25$ — случай распределения индукции в спинке статора для холоднокатаной стали с направлением прокатки вдоль спинки.

В настоящее время в синхронных машинах холоднокатаная сталь нашла широкое применение для сердечника статора. Основные потери и основной расход намагничивающих ампер-витков у турбогенераторов сосредотачиваются в ярме. Поэтому сегменты статора вырубают так, что направление прокатки совпадает с направлением магнитного потока вдоль спинки.

Рассмотрим более подробно условия работы холоднокатаной стали, которая характеризуется двумя основными параметрами:

а) отношением магнитной проницаемости вдоль прокатки к магнитной проницаемости поперек прокатки $\frac{\mu_y}{\mu_x}$,

б) отношением удельных потерь вдоль и поперек прокатки $\frac{\alpha_y}{\alpha_x}$.

При рассмотрении магнитного потока в холоднокатаной стали сделаем два допущения:

1. Максимальные потери в стали будут иметь место при угле наклона к прокатке 90° .

2. Поток по спинке распределяется равномерно, т. е. насыщение отсутствует.

Потери в спинке при $b \rightarrow \infty$ в элементе объема (для плоской задачи)

$$\frac{dP}{dS} = \frac{dP}{dx dy} = \alpha_x B_x^2 + \alpha_y B_y^2.$$

Отсюда

$$P = \alpha_x \iint_s B_x dx dy + \alpha_y \iint_s B_y dx dy.$$

Согласно (7) имеем

$$P_x = \alpha_x \frac{B_0^2}{2\pi \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}}} h^2,$$

$$P_y = \alpha_y \frac{B_0^2}{2\pi \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}}} h^2 \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}}.$$

Таким образом, потери в спинке с бесконечной высотой определяются отношением

$$P = P_x + P_y = \frac{B_0^2 h}{2\pi} \left(\frac{\alpha_x}{\sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}}} + \alpha_y \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} \right). \quad (13)$$

Данное уравнение получено для постоянной магнитной проницаемости и бесконечно большой спинки. В действительности спинка имеет ограниченные размеры, поэтому рассмотрим случай, когда ширина спинки равна b .

Тогда из уравнений (8) и (9) после преобразований получим

$$P_x = \alpha_x \int_0^h \int_0^b B_x dx \cdot dy = \alpha_x B_0^2 \left[\frac{\left(e^{-\frac{\pi}{2} \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} \cdot 2b} + 1 \right)}{\left(1 - e^{-\frac{\pi}{2} \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} \cdot 2b} \right) \cdot 2\pi \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}}} - \frac{e^{-\frac{\pi}{2} \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} \cdot 2b} \cdot b \cdot h}{\left(1 - e^{-\frac{\pi}{2} \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} \cdot 2b} \right)^2} \right],$$

$$P_y = \alpha_y \int_0^h \int_0^b B_y dx dy = \alpha_y B_0^2 \left[\frac{\left(e^{-\frac{\pi}{2} \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu_y \cdot 2b}{\mu_x}} + 1} \right) h^2 \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}}}{\left(1 - e^{-\frac{\pi}{2} \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu_y \cdot 2b}{\mu_x}}} \right) \cdot 2\pi} + \frac{\mu_y}{\mu_x} \frac{e^{-\frac{\pi}{2} \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu_y \cdot 2b}{\mu_x}}} \cdot b \cdot h}{\left(1 - e^{-\frac{\pi}{2} \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu_y \cdot 2b}{\mu_x}}} \right)^2} \right].$$

В итоге полные потери равны:

$$P = B_0^2 \left[\frac{\left(e^{-\frac{\pi}{2} \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu_y \cdot 2b}{\mu_x}} + 1} \right) h^2}{\left(1 - e^{-\frac{\pi}{2} \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu_y \cdot 2b}{\mu_x}}} \right) \cdot 2\pi \cdot \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}}} \left(\alpha_x + \frac{\mu_y}{\mu_x} \alpha_y \right) + \frac{e^{-\frac{\pi}{2} \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu_y \cdot 2b}{\mu_x}}}}{\left(1 - e^{-\frac{\pi}{2} \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu_y \cdot 2b}{\mu_x}}} \right)^2} \left(\frac{\mu_y}{\mu_x} \alpha_y - \alpha_x \right) \right]. \quad (14)$$

Рассмотрим влияние принятых нами допущений на полученные результаты. Суммарные потери в холоднокатаной стали были определены

$$\rho_x = \alpha_x \beta_x + \alpha_y \beta_y.$$

Тем самым мы предполагали, что при любом угле наклона к направлению прокатки потери будут меньше, чем при угле 90° . Однако действительное распределение потерь таково, что их максимум наблюдается при углах $45-60^\circ$. Следовательно, в действительности следует ожидать больших потерь.

Влияние насыщения. Как известно, насыщение приводит к выравниванию распределения индукции по сечению спинки, что уменьшает потери. Поскольку принятые допущения действуют в противоположные стороны, то сделанные выводы можно считать достаточно достоверными.

На рис. 2, а представлено распределение касательной соответствующей индукции по периферии, а внизу соответствующие ампер-витки. Эта картина представлена при условии $\mu = \text{const}$.

Поскольку поле в рассматриваемой области является безвихревым, то интеграл от напряженности магнитного поля по замкнутому контуру равен нулю. Согласно этому площадь, ограниченная кривой напряженности магнитного поля, должна быть разбита прямой, проведенной через нуль, на две равные части. Однако, как видно из рисунка, левая часть больше, чем правая. Следовательно, для изотропной среды распределение индукции с учетом насыщения должно отличаться от приведенного. Поскольку падение напряжения от поперечного потока мало, практическое распределение индукции приближается к равномерному.

На рис. 2, б представлен предельный случай распределения магнитного потока в анизотропной среде. Рассмотрен случай проникновения торцового потока в крайний зубец. Ширина пакета принимается $0,25$ высоты паза. Как видно из рисунка, поток так быстро затухает, что распределение напряженности располагается целиком в левой части. Хотя сопротивление поперек пакета сильно возрастает, распределение индук-

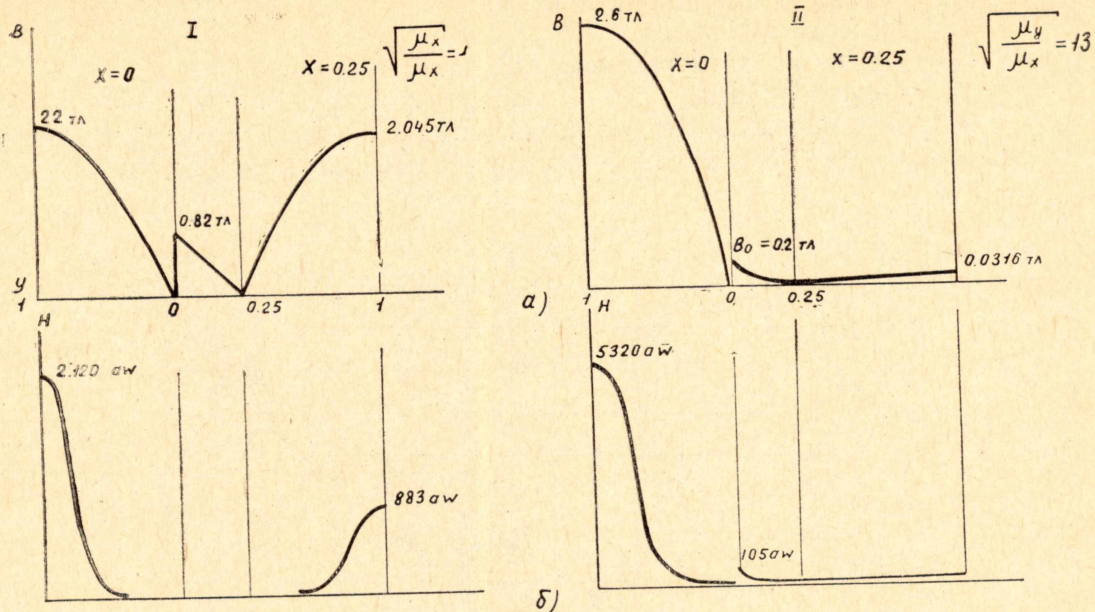


Рис. 2

ции при условии $\mu = \text{const}$ не является оправданным. Таким образом, быстрое затухание магнитного потока в аксиальном направлении машины может быть принято для случая ненасыщенной стали. В действительности распределение индукции должно носить более равномерный характер.

Эквивалентная глубина проникновения торцового потока может быть оценена следующим образом.

При $\mu = \text{const}$, для $b = 0,25$ от высоты паза потери от поперечного потока в зависимости от отношения $\sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}}$ приведены в табл. 1.

За единицу приняты потери при равномерном распределении индукции.

Таблица 1

$\sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}}$	1	2	5	9	13	17	20
P_x	$\frac{1}{6,25}$	$\frac{2}{6,6}$	$\frac{1}{8,95}$	$\frac{1}{14,2}$	$\frac{1}{20,6}$	$\frac{1}{27}$	$\frac{1}{32}$

Таким образом, при постоянстве магнитной проницаемости потери от торцового потока сосредотачиваются в узком эквивалентном слое. Насыщение стали приводит к более равномерному распределению индукции и к увеличению глубины проникновения магнитного потока. В дальнейшем будем принимать глубину проникновения равной $1/3$.

В этом случае формула для расчета потерь в зубцах крайнего пакета может быть представлена в виде

$$P_z = 0,14 \left(\frac{f}{50} \right)^2 \left(\frac{B}{10000} \right)^2 b_z \cdot b_p \cdot h \gamma \cdot z \cdot 0,93 \cdot 10^{-3}, \text{ (квт)},$$

где

- f — частота, *гц*;
- B — индукция, в *гауссах*;
- b_p — ширина пакета, *см*;

b_z — средняя ширина зубца, см;
 h — высота зубца, см;
 γ — удельная электропроводимость, м/ом, кв. мм;
 Z — число зубцов.

В данной формуле не учтены потери, связанные с продольными потоками, которые, как правило, составляют 20—25% общих потерь.

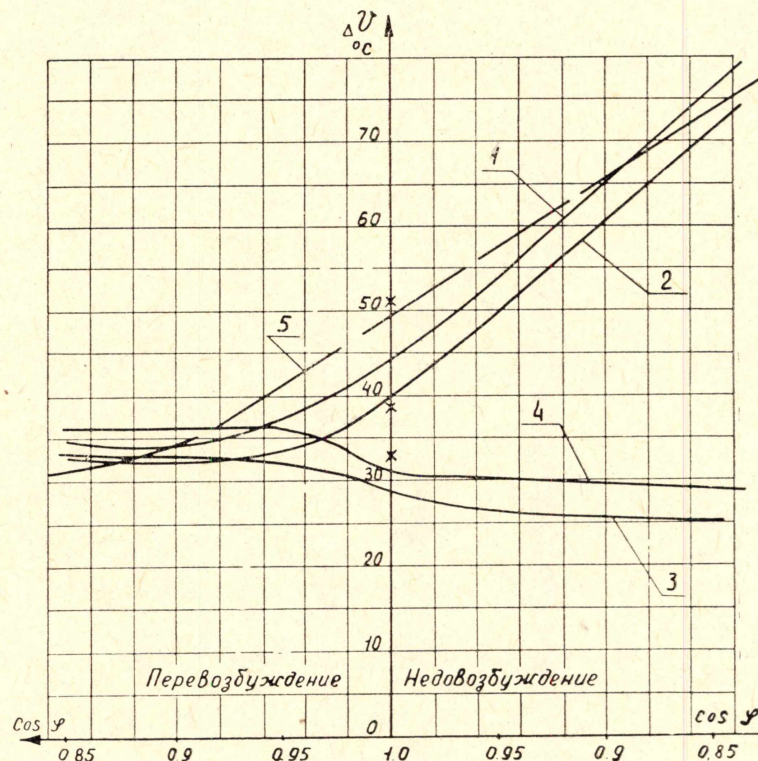


Рис. 3.

Наибольшие потери в крайних пакетах и элементах торцевой зоны следует ожидать при работе турбогенераторов в аномальных режимах (режим недовозбуждения, асинхронный режим), так как в этих режимах потоки взаимной индукции ротора и статора складываются [4, 5]. Особенно это будет сказываться у турбогенераторов с форсированным охлаждением, имеющих большие плотности токов и линейную нагрузку. На рис. 3. приведены кривые нагрева элементов торцевой зоны для турбогенератора ТВВ-165 в зависимости от $\cos \varphi$, определенные экспериментальным путем, и для сравнения приведена кривая, полученная по приведенной методике.

Выводы

1. Индукция, а следовательно, и магнитный поток стали статора зависят от магнитных свойств стали и геометрических размеров.

2. Потери в зубцах крайних пакетов от торцовых полей существенно повышают сумму потерь в крайних зубцах. Причем в ряде случаев они ограничивают нагрузку в асинхронных режимах и при недовозбуждении.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Вольдек. Основы методики расчета магнитных полей лобовых частей обмоток электрических машин. «Электричество», 1963, № 1.
2. Я. Б. Данилевич, Э. Г. Кашарский. Добавочные потери в электрических машинах. М.-Л., Госэнергоиздат, 1963.
3. Э. Г. Кашарский. К расчету добавочных потерь в обмотке статора турбогенератора. Сборник работ по вопросам электромеханики. Выпуск VI. Изд-во АН СССР, 1961.
4. Г. М. Хуторецкий, В. И. Косачевский. Работа турбогенераторов в режиме недовозбуждения. «Электротехника», 1968, № 2.
5. В. И. Косачевский, П. В. Ощурков, Г. М. Хуторецкий. Экспериментальное исследование магнитного поля в торцовой зоне турбогенератора. В сб.: «Исследование электромагнитных полей, параметров и потерь в мощных электрических машинах». «Наука», М.-Л., 1966.