

**К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СХЕМЫ
ЗАМЕЩЕНИЯ АСИНХРОННОГО ДВИГАТЕЛЯ С
ИНДУКЦИОННЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ В ЦЕПИ РОТОРА**

В. Г. Власов

(Рекомендована научным семинаром кафедр электрических машин
и общей электротехники)

Асинхронные двигатели с индукционным сопротивлением (ИС) в цепи ротора благодаря включению в цепь ротора нелинейного частото-зависимого сопротивления, изменяющего свою величину с изменением частоты тока ротора, и вынесению большей части потерь скольжения из объема машины, обладают повышенным по сравнению с нормальными короткозамкнутыми двигателями длительно-допустимым моментом при малых скоростях вращения [1].

Индукционное сопротивление представляет собой трансформатор, первичной обмоткой которого является катушка, уложенная внутри массивного стального диска. Индукционные диски крепятся на валу двигателя, а катушки присоединяются к выводам фазной обмотки ротора без скользящего контакта.

Одним из основных вопросов теории асинхронной машины с ИС в цепи ротора является определение эквивалентных электрических параметров массивных дисков, т. е. активных и реактивных сопротивлений, приведенных к обмотке статора и позволяющих, пользуясь схемой замещения, произвести полный расчет машины с определением ее основных характеристик.

При работе асинхронного двигателя с ИС в массивных дисках протекают сложные электромагнитные процессы, обусловленные изменением величины и частоты тока ротора.

Электромагнитная волна, созданная магнитодвижущей силой обмотки ИС, проникает в толщу массивного диска и порождает в нем вихревые токи, которые концентрируются на внутренней, обращенной к катушке поверхности диска.

При рассмотрении процессов, связанных с проникновением электромагнитной волны в ферромагнитное тело, исходными уравнениями являются уравнения Максвелла без учета токов смещения:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \gamma \mathbf{E} \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2)$$

где

$\mathbf{H}$ — напряженность магнитного поля;
 γ — удельная электрическая проводимость;
 $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля;
 $\mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H}$ — магнитная индукция;

μ — относительная магнитная проницаемость;

μ_0 — магнитная постоянная.

Решение уравнений (1) и (2) возможно лишь при предположении, что электрические (γ) и магнитные (μ) свойства среды не зависят от напряженностей электрического и магнитного полей. В действительности же магнитная проницаемость стальных магнитопроводов ИС сильно зависит от напряженности магнитного поля, величина которой убывает по мере удаления от поверхности магнитопровода в глубь его.

Поэтому, если амплитуда напряженности поля на поверхности диска имеет достаточно большое значение, то μ сначала растет по мере удаления от поверхности, достигает максимального значения, а затем убывает.

Однако задачу определения эквивалентных параметров ИС можно решить прямым путем, используя понятие комплексного магнитного сопротивления массивного магнитопровода [2].

Понятие и определение комплексного магнитного сопротивления массивного магнитопровода, подвергающегося воздействию периодической намагничивающей силы, основывается в работе Л. Р. Неймана на приближенном аналитическом решении процесса распространения электромагнитной волны в ферромагнитных телах.

Рассматривая комплексную магнитную проницаемость как определенную функцию, зависящую лишь от геометрической координаты x , определяющей расстояние от поверхности массивного сердечника, для случая хорошо выраженного поверхностного эффекта, Л. Р. Нейману удалось найти такую функцию $\mu = \varphi(x)$, которая позволила решить уравнения (1) и (2) и в то же время определяла связь $\mu = f(H)$, весьма близкую к действительной кривой намагничивания, аналитически выраженной им в виде,

$$B = K_1 \cdot H^{\frac{1}{m}}, \quad (3)$$

где K_1 — коэффициент, зависящий от материала;
 m — порядок параболы.

В результате были получены значения амплитуд первых гармоник напряженностей электрического и магнитного полей, а также среднее за период значение величины вектора Поинтинга как функций координаты x .

Вторым важным выводом из работы Л. Р. Неймана является заключение, что модуль комплексной магнитной проницаемости очень мало отличается от магнитной проницаемости, определяемой по основной кривой намагничивания.

Это обстоятельство дает возможность по известному действующему значению тока в индукторе (в нашем случае в катушке ИС) и, следовательно, по известному действующему значению напряженности магнитного поля на поверхности диска определить модуль комплексной магнитной проницаемости на поверхности, пользуясь основной кривой намагничивания.

Как показано в работе Л. Р. Неймана, решение уравнений (1) и (2) при принятом законе изменения $\mu = \varphi(x)$ весьма точно описывает явление распространения электромагнитной волны в массивном ферромагнитном теле во всей области, где напряженность магнитного поля имеет значительную величину.

Согласно теории [3] между комплексным магнитным сопротивлением сердечника (Z_m) и его полным эквивалентным электрическим сопротивлением (Z), приведенным к обмотке, намотанной на массивный сердечник, имеет место зависимость

$$Z = j \frac{1}{Z_m} \cdot \omega \cdot W^2_{ис}, \quad (4)$$

где ω — угловая частота,

$W_{ис}$ — число витков в обмотке ИС.

Согласно данным [2], комплексное магнитное сопротивление массивного магнитопровода, на который воздействует переменная м. д. с., определяется выражением

$$Z_m = (0,45 + j0,74) \cdot \frac{l_p}{U_p} \sqrt{-\frac{\omega \cdot \gamma}{\mu \cdot \mu_0}}, \quad (5)$$

где l_p — длина магнитопровода, равная для ИС периметру поперечного сечения внутренней полости сердечника;

U_p — периметр поперечного сечения магнитопровода. Для ИС $U_p = \pi \cdot D_{ср}$,

где $D_{ср}$ — средний диаметр внутренней полости сердечника.

Уравнение (5) учитывает непостоянство магнитной проницаемости материала по мере продвижения волны в глубь сердечника и потери на вихревые токи и гистерезис. Из (5) следует, что отношение составляющих комплексного магнитного сопротивления постоянно и равно:

$$\frac{R_m}{X_m} = 0,6.$$

На основании (4) и (5) можно записать выражения для полного эквивалентного электрического сопротивления магнитопровода индукционных дисков:

$$Z = (2,14 + j1,3) \frac{U_p}{l_p} \sqrt{\frac{\mu \cdot \mu_0 \cdot f_2}{\gamma}} W_{ис}^2, \quad (6)$$

где f_2 — частота тока ротора.

Полное эквивалентное электрическое сопротивление магнитопровода индукционных дисков, приведенное к обмотке статора, соответственно схеме замещения асинхронной машины с ИС, с учетом того, что $f_2 = f_1 \cdot s$, будет определяться как

$$Z'_{и.с} = \frac{Z_{и.с.}' \cdot s}{\sqrt{s}}, \quad (7)$$

где

$$Z_{и.с.}' \cdot s = K \cdot K_n \cdot W^2_{ис}, \quad (8)$$

Здесь
$$K = (2,14 + j1,3) \frac{U_n}{l_p} \cdot \sqrt{\frac{\mu \cdot \mu_0 \cdot f_1}{\gamma}}$$

$$K_n = \frac{m_1}{m_2} \left(\frac{W_1 \cdot K_{об1}}{W_2 \cdot K_{об2}} \right)^2 \quad \text{— коэффициент приведения;}$$

f_1 — частота тока статора.

Для удобства расчета и возможности определения эквивалентных параметров индукционных дисков, отличающихся геометрическими размерами и числом витков в катушке, введем понятие об единичном электрическом сопротивлении массивного сердечника.

Если положить, что $\frac{U_p}{l_p} = 1$ и $f_1 = 50$ гц, то единичное сопротивление массивного магнитопровода, отнесенное к одному витку, будет равно:

$$Z_{и.с.(1)} = 17,7 \sqrt{\frac{\mu \cdot \mu_0}{\gamma}}. \quad (9)$$

Подставляя в (9) значение μ из числа (3), как

$$\mu = K_1 \cdot H^{\frac{1-m}{m}}$$

и учитывая, что $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{ГН}}{\text{М}}$ и $\gamma = 6.5 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{ОМ} \cdot \text{М}}$ (для температуры 100°C), получим

$$Z_{\text{ис}(1)} \approx 8.5 \cdot 10^{-2} \cdot H^{-\frac{3}{7}}, \quad (10)$$

где H — напряженность магнитного поля в эрст. при $K_1 = 1100$ и $m = 7$.

Аналитическая кривая $Z_{\text{ис}(1)} = f(H)$ очень точно совпадает с опытной кривой, построенной на основании обработки большого количества экспериментальных данных (рис. 1.).

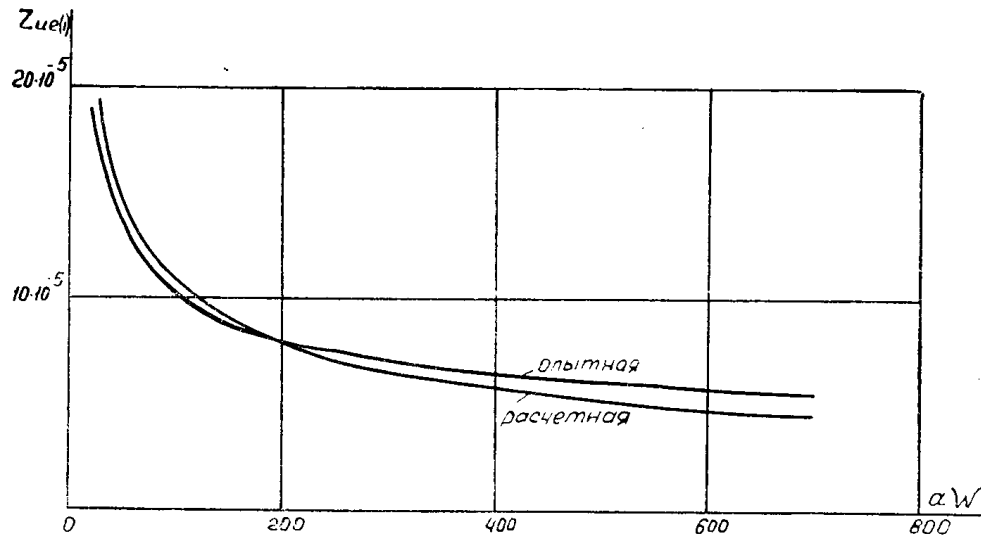


Рис. 1. Зависимость $Z_{\text{ис}(1)}$ от удельных ампервитков индукционного сопротивления

Для удобства применения в практических расчетах кривую $Z_{\text{ис}(1)}$ целесообразно перестроить в функции удельных ампервитков aW , учитывая, что

$$aW = 0.4\pi \cdot H,$$

$$\text{где } aW = \frac{I_{\text{ис}} W_{\text{ис}}}{l_p}, \quad (11)$$

$I_{\text{ис}}$ — ток катушки ИС, равный току ротора при соединении катушек ИС в «звезду».

Выражения (6) — (11) дают возможность по известному действующему значению тока в катушке ИС, а следовательно, действующему значению напряженности магнитного поля на поверхности сердечника определить полное эквивалентное электрическое сопротивление массивных дисков, приведенное к обмотке статора.

Так как ток ротора до определения параметров массивных дисков не известен, то приходится первоначально задаваться током ротора в интересующем нас режиме работы, определять удельные намагничивающие ампервитки, и по (10), либо по кривой $Z_{\text{ис}(1)} = f(aW)$, находить единичное электрическое сопротивление массивного сердечника, а затем уже определять:

$$Z_{и' .с. а} = Z_{и с. (1)} \cdot \frac{U_p}{I_p} \cdot W_{и с}^2 \cdot K_p. \quad (12)$$

Определив по (7) $Z_{ис}$, можно в итоге определить ток ротора асинхронного двигателя с ИС и сверить его с первоначально задаваемой величиной. При расхождении найденного тока ротора с заданным необходимо сделать пересчет на другое значение тока ротора.

Следует заметить, что, как видно из (5) и (6), коэффициент мощности ИС в больших пределах изменения скольжения (практически от ∞ до 0,2) остается постоянным и равным:

$$\cos \varphi_{ис} = 0,83.$$

Это подтверждается и экспериментальными данными.

По разработанной методике был проведен электромагнитный расчет взрывозащищенных асинхронных электродвигателей с ИС в цепи ротора ВАОИ с 4-го по 7-й габарит (модификации единой серии ВАО).

Экспериментальные исследования опытных образцов подтвердили правильность методики расчета параметров ИС.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Г. Власов, Л. Л. Антоновский. Дроссельный взрывобезопасный регулируемый электропривод с асинхронным электродвигателем с индукционным сопротивлением. Тр. института Гипронисэлектрохим, вып. I, Кемеровское книжное издательство, Кемерово, 1967.
2. Л. Р. Нейман. Поверхностный эффект в ферромагнитных телах. Госэнергоиздат, 1949.
3. Л. Р. Нейман, П. Л. Калантаров. Теоретические основы электро-техники. Ч. III, 1959.