

Магнитные цепи с переменными намагничивающими силами

Основной частью таких цепей является обмотка, размещенная на ферромагнитном сердечнике. Через обмотку пропускается периодический переменный ток. Такие цепи используются в трансформаторах, электрических машинах переменного тока и магнитных усилителях. Наиболее простой пример такой цепи - катушка со стальным сердечником (рис.1.4,а). Периодический переменный ток катушки создаёт намагничивающую силу, обуславливающую появление переменного магнитного потока. Часть этого потока замыкается в основном по воздуху и носит название потока рассеяния Φ_p . Основная часть потока Φ замыкается по сердечнику и носит название основного или рабочего потока.

Представим реальную катушку в виде последовательного соединения двух катушек, первая из которых обладает индуктивностью L_p , обусловленной потоком рассеяния Φ_p и активным сопротивлением R , а вторая представляет собой идеализованную катушку с сердечником из ферромагнитного материала, обладающую числом витков w и нуле-

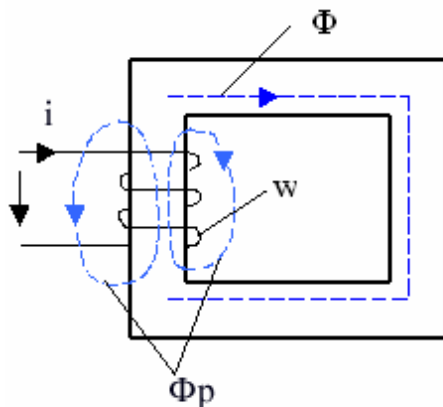


Рис.1.4,а

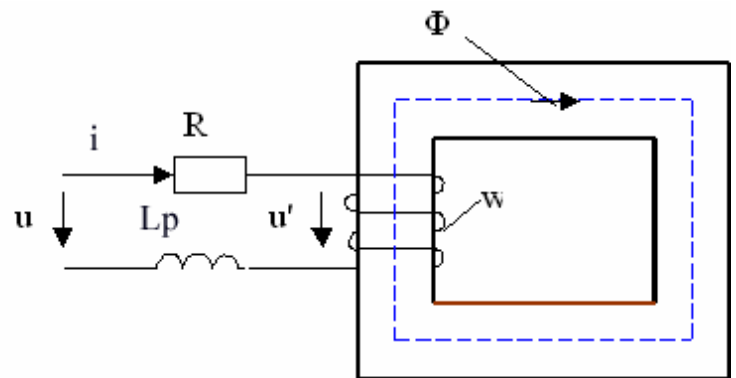


Рис.1.4,б

вым активным сопротивлением (рис.1.4б). Поток этой катушки замыкается только по сердечнику.

Таким образом, уравнение электрического состояния реальной катушки можно записать в виде

$$u = i \cdot R + L_p \frac{di}{dt} - e,$$

e - ЭДС, наводимая в обмотке основным потоком Φ ,

$$e = -\frac{d\psi}{dt}, \quad \psi = W \cdot \Phi.$$

Если пренебречь активными и реактивными потерями в катушке по сравнению с индуктированной ЭДС, то для идеализованной катушки уравнение электрического состояния примет вид

$$u = -e,$$

где u - напряжение на зажимах идеализованной катушки.

Между напряжением u и током i идеализованной катушки имеется нелинейная связь, обусловленная характеристиками ферромагнитного материала сердечника. Рассмотрим характеристики ферромагнитного материала сердечника в переменных магнитных полях.

Кривая 3 на рис.1.5 представляет первоначальную кривую намагничивания ферромаг-

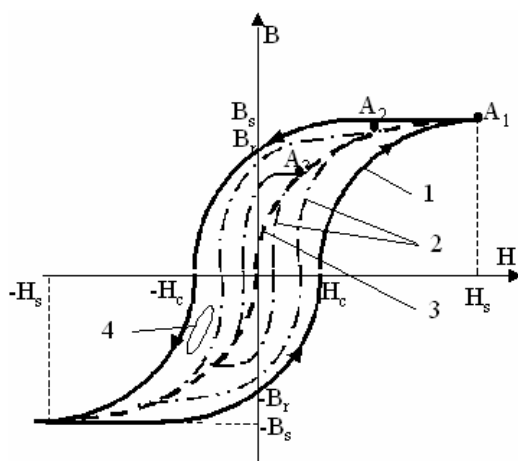


Рис.1.5

нитного материала. Если после первоначального намагничивания сердечника до насыщения (индукция B_s при напряженности H_s) снижать напряженность от $+H_s$ до 0, то индукция будет изменяться не по кривой 3, а по участку $A_1 B_r$ кривой I, проходящей выше. При $H=0$ материал остаётся намагниченным и поле в нем характеризуется остаточной индукцией B_r . Изменив направление тока в катушке, и следовательно знак напряженности магнитного поля H , начнём увеличивать H от 0 до значения $H=-H_s$. Индукция достигнет нулевого значения при значении напряженности поля $H=H_c$, называемой коэрцитивной силой, затем изменит свой знак и при $H=-H_s$ достигнет индукции насыщения $B=-B_s$. За полный цикл перемагничивания зависимость $B(H)$ описывает петлю I, называемую предельной петлёй магнитного гистерезиса. В зависимости от величины H_c на предельной петле ферромагнитные материалы делятся на магнито-мягкие ($H_c < 4 \text{ кА/м}$) и магнито-твердые ($H_c > 4 \text{ кА/м}$).

Форма петель зависит от химического состава материала, и технологии процесса изготовления. При возрастании H индукция изменяется по нижней части петли, при убывании - по верхней.

Если начать перемагничивание образца не из состояния насыщения (точка A_1 на рис. 1-5), а из состояний, характеризуемых меньшими значениями B и H (точки A_2 и A_3), то за полный цикл перемагничивания зависимости $B(H)$ опишут петли (кривые 2 и 4), располагающиеся внутри предельной петли. Кривая, проведенная через вершины всех петель, называемая основной кривой намагничивания, практически совпадает с первоначальной кривой намагничивания 3.

Несимметричная петля гистерезиса (кривая 4), полученная при неравных абсолютных значениях максимальной и минимальной напряженности H называется частным гистерезисным циклом.

Характеристики, представленные на рис.1.5 являются статическими кривыми намагничивания.

Динамической кривой намагничивания называется зависимость амплитуды магнитной индукции B_m от амплитуды напряженности магнитного поля H_m при определённой частоте в предположении, что эти величины синусоидальны. Для одного и того же материала сердечника с увеличением частоты перемагничивания динамические кривые намагничивания располагаются ниже и становятся более пологими, как показано на рис. 1.6.

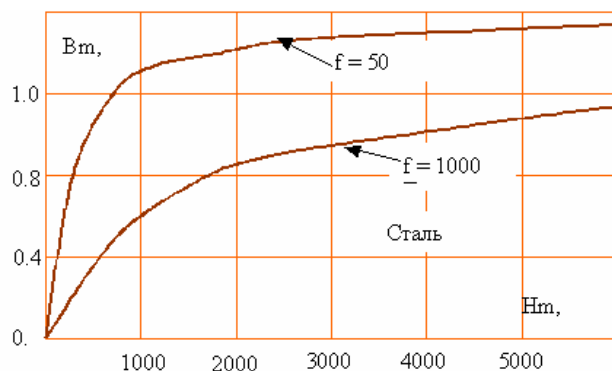


Рис.1.6

Эти кривые не отображают неоднозначности кривой $B(H)$.

Неоднозначная зависимость $B(H)$ характеризуется динамической петлёй гистерезиса. Ширина петли возрастает с увеличением частоты перемагничивания.

ПОТЕРИ В СТАЛИ.

При прохождении по обмотке возбуждения переменного тока магнитопровод намагничивается в течение первой четверти периода, размагничивается в следующую четверть, затем намагничивается в обратном направлении и т.д. На каждый цикл перемагничивания затрачивается энергия, пропорциональная площади петли гистерезиса, и энергия эта проявляется в нагреве перемагничиваемого образца. Мощность, соответствующая этой

энергии, называется потерями в стали, $P_{ст}$. При расчетах обычно пользуются удельными потерями в стали, измеряемыми в Вт/кг.

Удельные потери в стали состоят из потерь от гистерезиса (от перемагничивания) и динамических потерь, т.е.

$$P_{ст} = P_{г} + P_{дин.}$$

Удельные потери на гистерезис пропорциональны частоте перемагничивания и вычисляются по формуле

$$P_{г} = (\sigma_{г1} B_m + \sigma_{г2} B_m^2) \cdot f \quad \text{где}$$

где $\sigma_{г1}$ и $\sigma_{г2}$ - коэффициенты, зависящие от сорта материала, B_m - амплитуда магнитной индукции, f - частота перемагничивания.

Динамические потери в большинстве случаев отождествляются с потерями от вихревых токов. С физической точки зрения вихревые токи ничем не отличаются от токов, возникающих под действием ЭДС индукции в проводниках. Эти токи ввиду большого сечения и малого электрического сопротивления магнитопровода могут достигать больших величин. Они так же нагревают металлические массы, в которых возникают, что сопровождается потерей электрической энергии. Кроме этого, вихревые токи создают свой поток, который по правилу Ленца размагничивает основной магнитный поток. Для уменьшения вихревых токов в магнитопроводах, во-первых, уменьшают площадь контуров, охватываемых вихревыми токами и во-вторых, увеличивают электрическое сопротивление самого ферромагнитного материала. Для уменьшения площади контуров вихревых токов при частотах до 20 кГц магнитопроводы собирают из тонких листов электротехнической стали, изолированных лаком. Для увеличения удельного электрического сопротивления в материал магнитопровода добавляется (0.5-4.5)% кремния.

Удельные потери от вихревых токов пропорциональны квадрату частоты перемагничивания и вычисляются по формуле

$$P_{в} = \sigma_{в} B_m^2 f^2,$$

где $\sigma_{в}$ - коэффициент, зависящий от сорта стали и толщины листа. Следовательно, один из способов уменьшения удельных потерь от вихревых токов - уменьшение толщины листа. Однако чрезмерному уменьшению толщины листов набора препятствует увеличение удельных потерь от гистерезиса. Для различных частот существуют различные оптимальные толщины листов. При частотах порядка тысяч Гц и выше сказывается поверхностный эффект, в результате которого магнитная индукция не одинаково распределяется по сечению магнитопровода (она больше на периферии и меньше в центре сердечника). Поэтому на высоких частотах применяют сердечники из ферритов, обладающих большим удельным электрическим сопротивлением.

Переменный магнитный поток в катушке со стальным сердечником.

Зависимость магнитного потока в ферромагнитном сердечнике от намагничивающего тока изображается петлей гистерезиса или приближенной кривой намагничивания, следовательно эта зависимость нелинейна, что может существенно осложнять расчеты всех устройств переменного тока с ферромагнетиками. Однако магнитные потоки в большинстве случаев в машинах и аппаратах переменного тока изменяются во времени практически синусоидально. Как уже отмечалось ранее потери в катушке обычно малы и для анализа общего характера процесса ими можно пренебречь. Для идеализированной катушки имеем

$$u = -e = W \frac{d\Phi}{dt}.$$

Если катушка со стальным сердечником включена на синусоидальное напряжение, то получаем выражение

$$U_m \sin \omega t = W \frac{d\Phi}{dt}, \text{ откуда получим } d\Phi = \frac{U_m}{W} \sin \omega t dt, \text{ проинтегрируем}$$

$$\Phi = \frac{U_m}{W} \int \sin \omega t = -\frac{U \cdot \sqrt{2}}{W \cdot \omega} \cos \omega t + A = \frac{U \cdot \sqrt{2}}{W \cdot 2\pi f} \sin(\omega t - \frac{\pi}{2}) + A.$$

Постоянная интегрирования A изображает некоторый постоянный магнитный поток, который во время установившегося режима отсутствует. Следовательно $A=0$, а магнитный поток

$$\Phi = \frac{U}{4,44 \cdot f \cdot W} \sin(\omega t - \frac{\pi}{2}),$$

т.е. синусоидальное напряжение на зажимах катушки заставляет поток в сердечнике изменяться по синусоидальному закону, при этом поток отстает от напряжения по фазе на 90° .

$$\Phi = \Phi_m \sin(\omega t - \frac{\pi}{2}), \text{ где}$$

$$\Phi_m \approx \frac{U}{4,44 \cdot f \cdot W}.$$

Последнее выражение приближенной связывает действующее значение напряжения, амплитуду потока частоту и число витков катушки.

С достаточной степенью точности можем считать поток изменяющимся синусоидально, но вопроса о расчете амплитуды магнитного потока можем пока не касаться. Однако через эту амплитуду можно выразить действующее значение Э.Д.С., индуцируемой потоком в обмотке катушки:

$$e = -W \frac{d\Phi}{dt}.$$

Для упрощения записи начальную фазу потока положим равной нулю:

$\Phi = \Phi_m \sin \omega t$, следовательно, $e = -W \cdot \omega \cdot \Phi_m \cos \omega t = W \cdot \omega \cdot \Phi_m \sin(\omega t - \frac{\pi}{2})$, т.е. индуцируемая Э.Д.С. отстает по фазе от индуцирующего ее потока на угол 90° . В выражении Э.Д.С. функцией времени является только $\sin(\omega t - \frac{\pi}{2})$, положив его равным единице, получим амплитудное значение Э.Д.С.

$$E_m = W \cdot \omega \cdot \Phi_m;$$

действующее значение э.д.с.

$$E = \frac{E_m}{\sqrt{2}} = \frac{W \cdot \omega \cdot \Phi_m}{\sqrt{2}} = \frac{W \cdot 2\pi \cdot f \cdot \Phi_m}{\sqrt{2}} = 4,44 \cdot W \cdot f \cdot \Phi_m.$$

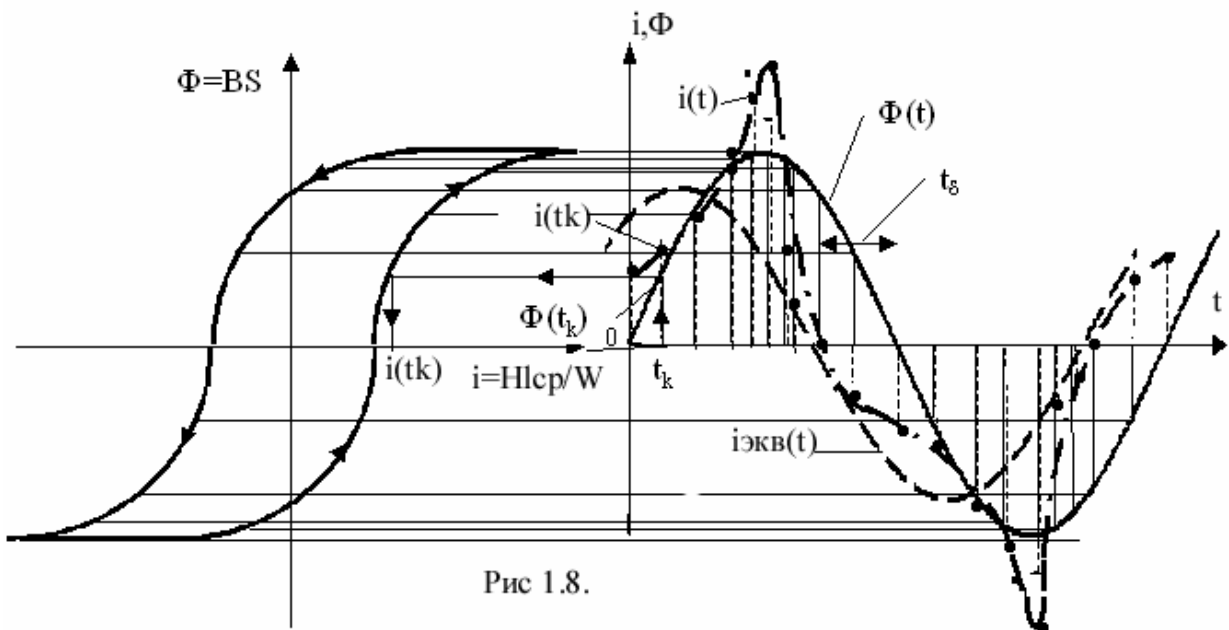
Это выражение используется для расчетов э.д.с. индуцируемой в обмотках трансформаторов, поэтому его часто называют уравнением трансформаторной э.д.с.

Переменный ток, намагничивающий сталь.

Синусоидальное напряжение на зажимах катушки вынуждает поток в ее сердечнике изменяться также синусоидально. Но синусоидальное изменение магнитного потока обуславливает изменение во времени намагничивающего тока по кривой существенно отступающей от синусоиды.

На одной плоскости строится динамическая петля гистерезиса и кривая магнитного потока $\Phi(t)$. Каждому мгновенному значению потока ϕ соответствует своё мгновенное значение тока i . Построением, выполненным на рис. 1.8 определена форма кривой тока катушки. Кривые мгновенных значений $\Phi(t)$, i совмещены на общей временной оси. Исследование полученной кривой показывает:

1. При синусоидальном напряжении на зажимах катушки, ток в катушке несинусои-



дален, что определяется нелинейным характером ветвей динамической петли гистерезиса.

2. Кривые потока в сердечнике и тока в катушке проходят через нулевые значения не одновременно, т.е. имеет место сдвиг по фазе между магнитным потоком и намагничивающим током (или между индукцией и напряженностью магнитного поля). Магнитный поток запаздывает по времени относительно намагничивающего тока. Это запаздывание тем больше, чем шире динамическая петля гистерезиса (чем больше потери в стали). Это характерная особенность процессов в катушке с ферромагнитным сердечником.

Несинусоидальность формы кривой тока в катушке сильно затрудняет количественный анализ процессов в электрических и магнитных цепях, поскольку нельзя использовать комплексный метод расчета (символический метод), пригодный лишь для расчета гармо-

тически - изменяющихся величин. Для приближенных расчетов несинусоидальный ток заменяют эквивалентным синусоидальным током. Частота изменения этого тока равна частоте первой гармоники несинусоидального тока, действующее значение - действующему значению соответствующего не синусоидального тока, а фазовый сдвиг между напряжением и током определяется известным соотношением

$$\cos\varphi = \frac{P}{UI},$$

где $P=P_C$, поскольку $R=0$.

Эквивалентный синусоидальный ток катушки должен иметь активную составляющую, т.к. перемагничивание сердечника сопровождается потерями энергии на гистерезис и вихревые токи, и реактивную составляющую, намагничивающую сердечник, т.е. создающую поток

$$\dot{I} = Ie^{j\delta} = I_a + jI_p$$

где δ - угол, называемый углом потерь (угол между вектором эквивалентного тока \dot{I} и вектором потока. Нетрудно видеть, что $\varphi + \delta = \pi/2$.

Если известны потери в стали $P_{ст}$, то активная и реактивная составляющие эквивалентного тока могут быть определены по формулам

$$I_a = I \cos\varphi = I \frac{P_{ст}}{UI} = \frac{P_{ст}}{U},$$

$$I_p = \sqrt{I^2 - I_a^2}.$$

Потери в стали могут быть определены либо экспериментально, либо с использованием удельных потерь, известных из справочных данных. В последнем случае $P_{ст} = P_{уд}(B_m)G$, где G - масса сердечника.

Уравнение электрического состояния и векторная диаграмма катушки со стальным сердечником.

Уравнение электрического состояния реальной катушки с учетом потоков рассеяния для мгновенных значений имеет вид

$$u = i \cdot R + L_p \frac{di}{dt} - e.$$

В комплексной форме уравнение имеет вид

$$\dot{U} = \dot{I} \cdot R + j\dot{I} \cdot \omega L_p - \dot{E} = -\dot{E} + \dot{I} \cdot \underline{Z}$$

где $\underline{Z} = R + j\omega \cdot L_p$ называется полным внутренним сопротивлением катушки.

Соотношения напряжения и тока в катушке со стальным сердечником наглядно иллюстрирует ее векторная диаграмма. В качестве исходного вектора такой диаграммы удобно взять вектор магнитного потока в сердечнике Φ_m (рис 1.9.)

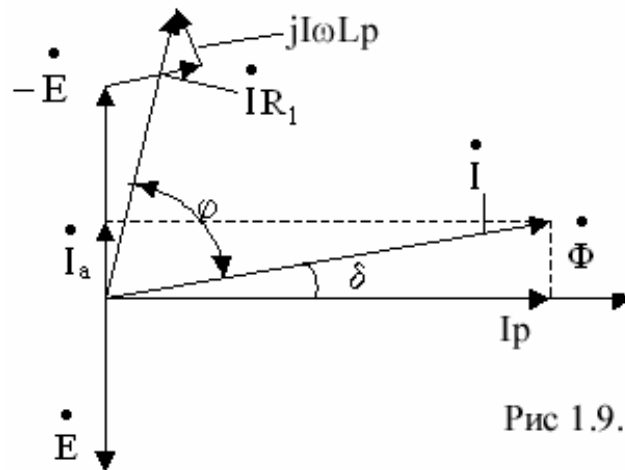


Рис 1.9.

Вектор намагничивающего тока \dot{I} опережает вектор потока Φ на угол магнитного запаздывания δ . Как уже отмечалось выше, мы рассматриваем в этом случае синусоидальный ток I , эквивалентный фактическому несинусоидальному намагничивающему току. Этот ток можно считать состоящим из тока I_p , возбуждающего магнитный поток Φ и совпадающий с ним по фазе, и тока I_a , обусловленного потерями в сердечнике катушки от гистерезиса и вихревых токов. Таким образом,

$$I = \sqrt{I_a^2 + I_p^2}.$$

По отношению к Φ вектор э.д.с. E , индуцируемой этим потоком, отстает от него на угол 90° .

Вектор напряжения U строим согласно уравнения

$$\dot{U} = \dot{I} \cdot R + j\dot{I} \cdot \omega L_p - \dot{E}$$

Строим вектор $(-E)$, прямо противоположный вектору E , к вектору $(-E)$ прибавляем вектор $I \cdot r$ активного падения напряжения в обмотке, параллельный вектору I . Затем к этой векторной сумме прибавляем еще вектор $I \cdot j\omega L_p$, опережающий на 90° вектор тока I , а следовательно, и вектор $I \cdot r$. Путем такого сложения векторов находим вектор U напряжения на зажимах катушки, опережающий на угол φ вектор ее тока.

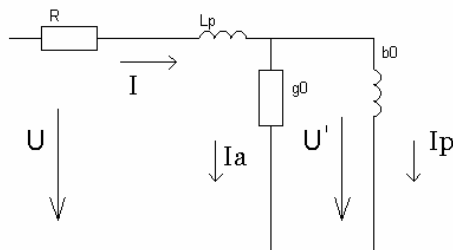


Рис.1.10

Для ряда расчетов удобно заменить катушку со стальным сердечником эквивалентной схемой (схемой замещения), состоящей из нескольких электрически соединенных элементов. Основанием для составления такой схемы служит уравнение катушки

$$\dot{U} = \dot{I} \cdot Z + (-\dot{E}) = \dot{I} \cdot Z + U',$$

где

$$\dot{I} = \dot{I}_a + \dot{I}_p$$

Можно рассматривать последние два уравнения как уравнения двух законов Кирхгофа для смешанного соединения, показанного на рис.1.10. Ток I проходит через участок

$$Z = R + j\omega L_p,$$

обладающий постоянными параметрами. Затем этот ток разветвляется по двум ветвям. Одна из них- ветвь собственно намагничивающего тока I_p - обладает лишь реактивной

проводимостью b_0 . Ко второй ветви отнесен ток I_a , обусловленной потерями в стали. Эта ветвь обладает только активной проводимостью g_0 . Параметры этих двух параллельных ветвей определяются на основании расчета тока I . Они зависят нелинейно от напряжения U' , т.е. от режима работы катушки.