

# ИНДУКТИВНЫЕ КОМПОНЕНТЫ ИСТОЧНИКОВ ПИТАНИЯ

## Введение

Большинство современных источников вторичного электропитания используют для хранения и передачи энергии магнитное поле. Соответственно, ключевым элементом источника питания можно считать некий индуктивный элемент – трансформатор (transformer) или дроссель (inductor). Заметим, что англоязычный термин гораздо более точен, в русском же языке используется термин «дроссель» исключительно как дань традиции. Часто используют такие термины как «катушка индуктивности» или просто «индуктивность», в дальнейшем будем использовать любой из этих терминов, помня, что все они обозначают одно и то же.

С одной стороны, индуктивные элементы источника питания являются их ядром, определяют большинство его энергетических характеристик, величины токов и напряжений, режимы работы других компонентов, а с другой – во многих случаях являются компонентами, которые требуется рассчитать и сконструировать самостоятельно. Да и стандартные, покупные изделия требуют хорошего понимания сути происходящих процессов – один и тот же компонент в схемах одинаковой мощности может оказаться как оптимальным, так и совершенно непригодным. Правило «или хороший, но дорогой, или похуже, но подешевле» здесь применимо далеко не всегда. Например. Можно взять замечательный стандартный полудюймовый дроссель (например, серии IHLP5050 от компании Vishay), и в понижающем конвертере он покажет великолепный результат, попытка же применить его в повышающем конвертере той же мощности закончится его перегревом.

Трансформаторы же вообще чаще всего приходится проектировать самостоятельно, и обилие взаимосвязанных физических, инженерных, технологических нюансов требует досконального понимания как протекающих в них процессов, так и знания характеристик и особенностей существующих материалов.

Здесь мы рассмотрим сначала основные физические процессы, характерные для индуктивностей и трансформаторов, свойства и особенности магнитных материалов, методику расчета потерь в индуктивных компонентах, вопросы потерь на вихревые токи.

## Теоретические основы

Энциклопедическое определение индуктивности *как коэффициента пропорциональности между электрическим током в контуре и магнитным потоком, создаваемым этим током через поверхность, краем которого является данный контур*, с инженерной точки зрения выглядит бесполезным и непонятным. Поэтому перефразируем данное выражение, и скажем, что индуктивность есть мера способности возбуждать ЭДС под воздействием изменяющегося магнитного поля. Чаще всего приходится иметь дело с магнитным полем в индуктивности, возбужденным протекающим по этой индуктивности током – строго говоря, данное явление носит название самоиндукции, но, как правило, термин индукция употребляется всегда, без уточнения каким именно магнитным полем была индуцирована ЭДС.

Итак, мы имеем проводящий контур площадью  $S_C$ , который пересекает магнитный поток  $\Phi$  (Рис. 1). Силовая характеристика магнитного потока называется магнитной индукцией  $B$ , и единица ее измерения – Тесла. Соответственно, магнитную индукцию можно представить как количество силовых линий магнитного потока, проходящих через контур:

$$B = \frac{\Phi}{S_C}$$

Закон Фарадея гласит, что напряжение, индуцированное в токопроводящем контуре площадью  $S_C$  под воздействием изменяющегося магнитного потока  $\Phi$ , есть:

$$V = \frac{d\Phi}{dt} = S_C \frac{dB}{dt}$$

Соответственно, для контура, состоящего из нескольких витков  $N$ , напряжения в каждом витке будут суммироваться, и итоговое напряжение будет:

$$V = N \cdot S_C \frac{dB}{dt}$$

Если мы замкнем контур на некое сопротивление, под воздействием напряжения  $V$  возникнет электрический ток  $I$ . Закон Ленца гласит, что направление этого тока будет таково, что возбуждаемый им магнитный поток  $\Phi'$  будет направлен против начального потока  $\Phi$ . Если же контур окажется короткозамкнутым, то суммарный магнитный поток  $\Phi + \Phi'$  будет равен нулю.

В соответствии с законом Ампера, суммарная магнитодвижущая сила  $F$  в замкнутом контуре равна току, пересекающему этот контур (Рис. 2).

$$I = \oint H dl$$

Соответственно, ток, протекающий в одном витке провода на магнитном сердечнике с длиной средней линии  $l_M$ , создаст однородное магнитное поле напряженностью:

$$H = \frac{I}{l_M}$$

Единица измерения напряженности магнитного поля – Ампер на метр:  $A/m$

Соотношение между напряженностью магнитного поля  $H$  и создаваемой им магнитной индукцией  $B$  зависит от характеристик среды, и характеризуется коэффициентом  $\mu$ . Для воздуха этот коэффициент есть:

$$\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ [Генри на метр]}$$

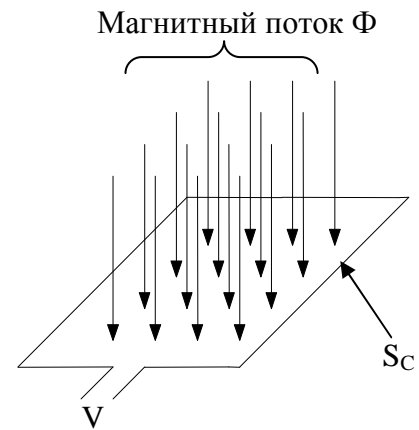


Рис. 1

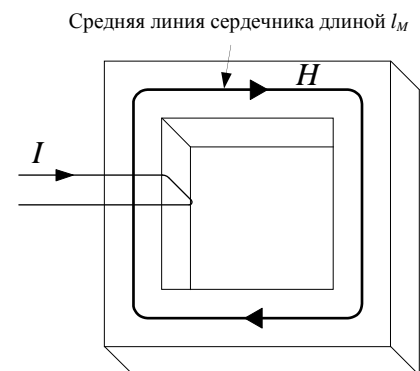


Рис. 2

И, соответственно,

$$B = \mu_0 H$$

А в любом другом материале:

$$B = \mu_r \mu_0 H$$

Величина  $\mu_r$  носит название относительной магнитной проницаемости, и показывает, во сколько раз магнитная проницаемость материала больше начальной магнитной проницаемости.

Если в материале, помещенном в магнитное поле, индукция возрастает относительно воздуха, т.е.  $\mu > 1$ , такие материалы называются ферромагнетиками, а график зависимости  $B$  от  $H$  – петлей гистерезиса.

Рассмотрим подробно такую кривую для распространенного феррита N87 при комнатной и при повышенной температуре (Рис. 3):

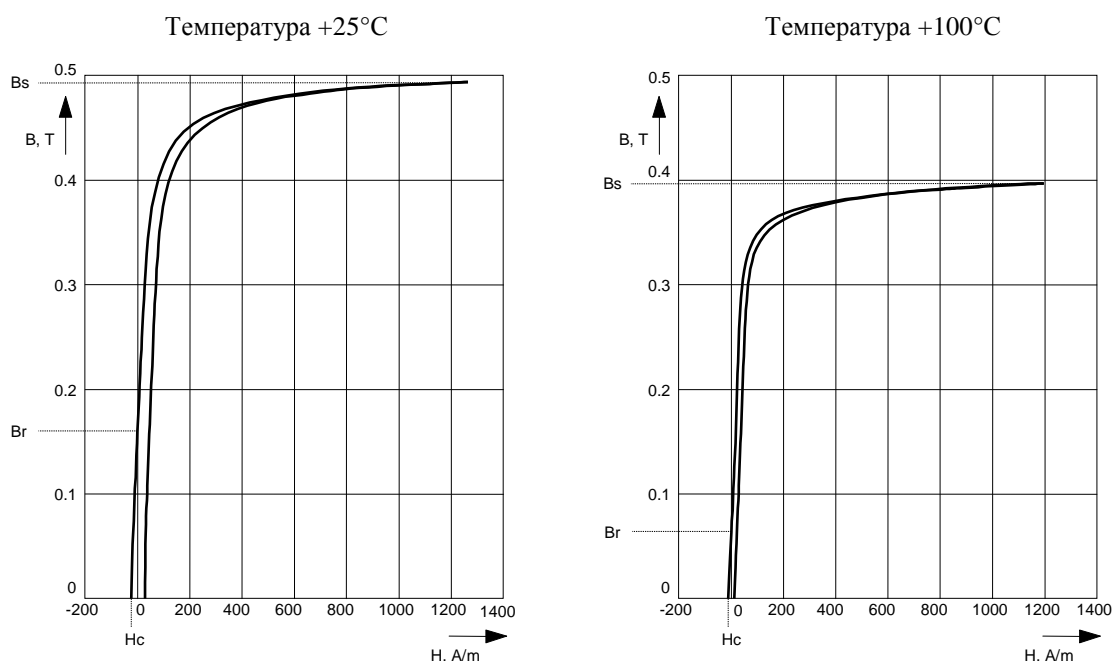


Рис. 3

Кривые приведены для области положительных индукций, в отрицательной области петля совершенно симметрична приведенной. При возрастании напряженности магнитного поля рабочая точка перемещается по правой части кривой, а при размагничивании – по левой. Как видим, индукция начинает возрастать лишь по достижении определенной напряженности магнитного поля  $H_c$ , так же и обратно – нулевая индукция достигается не при нулевой напряженности, а при  $H_c$ . Величина  $H_c$  называется коэрцитивной силой, и для феррита N87 составляет 21 А/м при комнатной температуре, и 13 А/м при температуре +100°C.

В области малых и средних индукций график практически линеен, и его наклон равен  $\mu_r$ . Именно на этот участок в подавляющем большинстве случаев и приходится диапазон рабочих индукций. При дальнейшем повышении напряженности магнитного поля магнитная проницаемость начинает быстро падать, это означает, что и индуктивность всего изделия также падает. Этот процесс носит название *насыщения магнитопровода*, и может служить ограничивающим фактором при разработке индуктивных компонентов. В спецификациях приводится значение индукции насыщения  $B_s$ , но как видим из приведенных графиков,

магнитная проницаемость при этом падает до катастрофических значений. Следует особое внимание обратить на тот факт, что при повышенной температуре индукция насыщения гораздо ниже, и видно, что максимально возможная рабочая индукция не превышает 0,35Т.

При понижении напряженности магнитного поля до нуля индукция тем не менее сохраняет некоторый свой уровень  $B_R$  – эта величина носит название *остаточной индукции*. Следующий такт намагничивания сердечника начнется не с нулевой индукции, а с  $B_R$ , то есть диапазон возможных размахов индукции оказывается не  $B_S$ , а  $B_S - B_R$ . Ситуация несколько облегчается тем, что с повышением температуры вместе с уменьшением значения индукции насыщения, также уменьшается и остаточная индукция.

Заметим, что одна из составляющих потерь в сердечнике, потери на перемагничивание, характеризуется площадью петли гистерезиса, по которой движется рабочая точка. С этой точки зрения наглядно видно, что потери в сердечнике серьезно падают с повышением рабочей температуры.

Итак, вспомним что индуктивность есть мера способности возбуждать ЭДС под воздействием изменяющегося магнитного поля:

$$V = N \cdot S_C \frac{dB}{dt}$$

Подставим вместо  $B$  его выражение через магнитное поле:

$$V = N \cdot S_C \frac{dH}{dt} \mu_r \mu_0$$

И вспомним, что  $H = \frac{I}{l_M}$  для одного витка, и соответственно  $H = N \frac{I}{l_M}$  для  $N$  витков.

Подставим выражение напряженности магнитного поля через ток в формулу возбуждения ЭДС:

$$V = (\mu_r \mu_0 \frac{N^2 S_C}{l_M}) \frac{dI}{dt}$$

Величина в скобках и есть индуктивность  $L$ :

$$L = \mu_r \mu_0 \frac{N^2 S_C}{l_M}$$

Соответственно – основная формула процессов в индуктивности:

$$V = L \frac{dI}{dt}$$

То есть если ток, протекающий через индуктивность  $L=IH$ , изменяется со скоростью  $IA$  за секунду, он индуцирует напряжение в  $IV$ .

Обратное тоже верно – если к индуктивности приложено напряжение  $V$ , то ток в ней изменяется в соответствии с:

$$\frac{dI}{dt} = \frac{V}{L}$$

Обратим внимание – чем меньше к индуктивности приложено напряжение, тем медленнее изменяется в ней ток. В пределе – если напряжение на индуктивности равно нулю (то есть индуктивность закорочена), то и ток в ней не изменяется. Чисто интуитивно это кажется абсурдом, но в идеальных условиях именно так и происходит. Достаточно вспомнить опыты со сверхпроводящим кольцом – однажды индуцированный в нем ток продолжает циркулировать неограниченное время. В обычных условиях ток быстро падает под действием падения напряжения от этого тока на ненулевом эквивалентном последовательном сопротивлении.

Рассмотрим следующую простую схему (рис. 4):

Замкнем на время  $t$  ключ SW1 при разомкнутом SW2. Ток через индуктивность  $I_L$  будет нарастать в соответствии с:  $\frac{dI}{dt} = \frac{V}{L}$  и ко времени  $t$  достигнет значения  $I_{MAX}$ .

Теперь разомкнем ключ SW1 и замкнем SW2. Ток  $I_L$  потечет через резистор R, по экспоненте спадая до нуля. Соответственно, на резисторе выделится некое количество тепла  $\Delta Q = I^2 R \Delta t$ . То есть в первом такте мы накопили в индуктивности энергию, и на втором такте рассеяли ее в резисторе в виде тепла. Очевидно, что количество энергии в первом и втором такте одно и то же.

Во втором такте ток через резистор:

$$I = \frac{V_L}{R} = \frac{L}{R} \frac{dI}{dt}$$

Подставив это значение тока  $I$  в формулу для количества тепла  $\Delta Q$  получим:

$$\Delta Q = L \cdot I \cdot \Delta I$$

Ток через резистор спадает от  $I_{MAX}$  до нуля, и что бы найти общее количество тепла  $Q$ , выполним интегрирование полученного выражения:

$$Q = \int_{I_{MAX}}^0 L \cdot I dI = \frac{L \cdot I_{MAX}^2}{2}$$

Таким образом энергия, запасаемая в индуктивности, есть:

$$A = \frac{L \cdot I^2}{2}$$

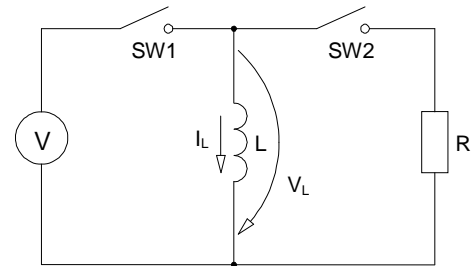


Рис. 4

## Магнитная схема

Рассмотрим участок длиной  $l$  магнитного сердечника с проницаемостью  $\mu$ , по которому течет магнитный поток  $\Phi$ . Магнитодвижущая сила на концах участка составит:

$$F = Hl$$

Поскольку  $H = \frac{B}{\mu}$  и  $B = \frac{\Phi}{S_c}$ , то:

$$F = \frac{B}{\mu} l = \Phi \cdot \left( \frac{l}{\mu * S_c} \right)$$

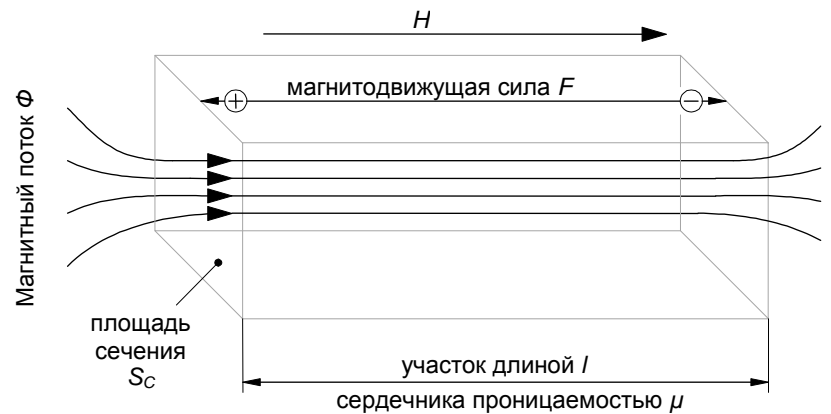


Рис. 5

Величина, выражаемая отношением в скобках, носит название *магнитное сопротивление*  $R_M$ .

Ценность данного подхода заключается в том, что мы можем провести аналогию между компонентами магнитной цепи, и цепи электрической – и применять хорошо известные методы анализа электрических цепей. В таблице приведено соответствие между характеристиками электрической и магнитной цепей:

Электрическая цепь	Магнитная цепь
Напряжение $V$	Магнитодвижущая сила $F$
Ток $I$	Магнитный поток $\Phi$
Сопротивление $R$	Магнитное сопротивление $R$

Рассмотрим получение магнитной схемы на примере простейшего дросселя на магнитном сердечнике:

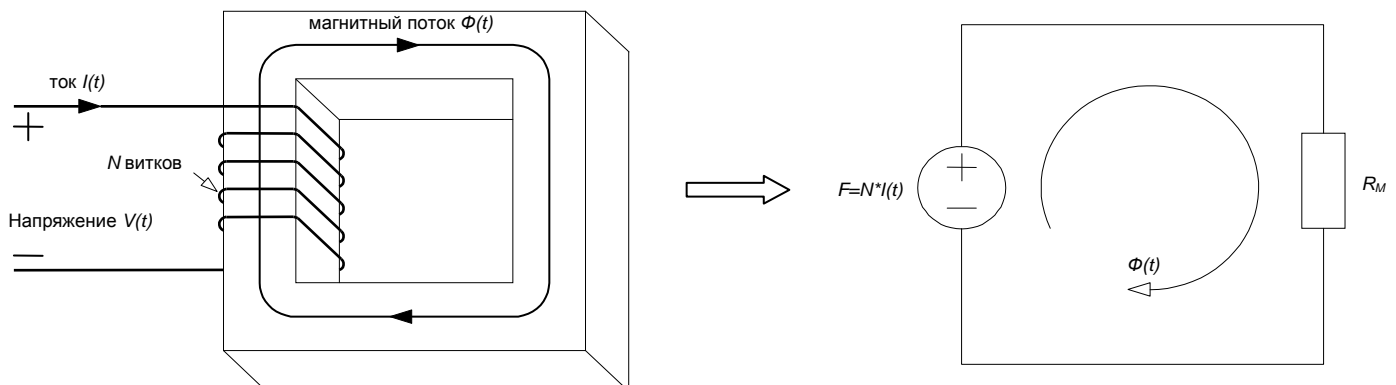


Рис. 6

Протекающий по обмотке из  $N$  витков переменный ток  $I(t)$  индуцирует магнитодвижущую силу  $F = N \cdot I(t)$ , на схеме обозначенный как источник напряжения на электрической схеме. В сердечнике с магнитной проницаемостью  $\mu_r$  с площадью поперечного сечения  $S_c$  и длиной

средней линии  $l_M$  течет магнитный поток  $\Phi(t)$ , на схеме обозначаемый как ток на схеме электрической. Магнитное сопротивление  $R_M$  аналогично обычному сопротивлению, так же находится как отношение магнитодвижущей силы к величине магнитного потока:

$$R_M = \frac{F}{\Phi} = \frac{l_M}{\mu_0 \mu_r S_C}$$

Соответственно:

$$F = N \cdot I(t) = \Phi \cdot R_M = B \cdot S_C \cdot R_M$$

Из закона Фарадея напряжение:

$$V(t) = N \frac{d\Phi}{dt} = N \frac{dF}{R_M dt} = \frac{N^2}{R_M} \frac{dI}{dt}$$

То есть индуктивность дросселя есть:

$$L = \frac{N^2}{R_M}$$

В дальнейшем мы будем широко использовать магнитные схемы для описания процессов в различных индуктивных компонентах.

Заметим, что аналогия между магнитными и электрическими схемами не имеет физического смысла, и является лишь удобным и понятным математическим инструментом. Тем не менее, многие привычные правила (например, правила Кирхгофа) вполне могут использоваться в магнитных схемах.

## **Ферромагнитные материалы**

Основным материалом для современных индуктивных компонентов являются магнитомягкие марганец-цинковые и никель-цинковые ферриты. Замечательные частотные свойства позволяют использовать их до частот в несколько мегагерц, низкие потери, широчайший ассортимент выпускаемых сердечников и низкая цена, и из недостатков можно отметить лишь небольшой диапазон рабочих индукций, не более 0,3 – 0,4Т, ограниченный индукцией насыщения. Но для современных преобразователей напряжения частоты преобразования чаще всего начинаются от ста килогерц, и в этом случае обычно рабочие индукции ограничиваются уже не насыщением, а потерями в материале. То есть и этот единственный недостаток в последнее время теряет свою актуальность.

Следующий по распространенности тип магнитопроводов – сердечники из различного вида порошковых материалов. Это сердечники на основе распыленного железа (IronPowder), молибден-пермаллоя (MPP), и прочие (у каждой фирмы, выпускающей сердечники из таких материалов, свои их торговые наименования). Такие материалы обладают гораздо более высокой индукцией насыщения (вплоть до 1,5Т), невысокой проницаемостью с величиной  $\mu$  обычно не превышающей полутысячи, приемлемыми потерями на частотах ниже сотни килогерц и более высокой по сравнению с ферритами ценой.

Для сравнения приведем таблицу со свойствами некоторых магнитных материалов, представленных на рынке.

Материал	Проницаемость $\mu$	Индукция насыщения, Т	Удельные потери при $B=0,1T$ , $mW/cm^3$		
			50kHz	100kHz	200kHz
Феррит N87 (Epcos)	2200	0.49	43	130	340
Материал 26 IronPowder (Micrometals)	75	1.38	2000	-	-
Материал 52 IronPowder (Micrometals)	75	1.4	1500	3400	-
Kool M $\mu$ 75 (Magnetics)	75	1	300	730	1800
MPP 125 (Magnetics)	125	0.8	210	600	1500
HighFlux 160 (Magnetics)	160	1.4	570	1500	-
Xflux (Magnetics)	60	1.6	600	2200	-

Как видно из таблицы, по уровню потерь ни один из материалов даже близко не может сравниться с ферритом. Но высокая индукция насыщения порошковых материалов и низкая их магнитная проницаемость гарантирует им свой сегмент рынка – это дроссели, работающие при высоком постоянном токе подмагничивания и относительно небольших амплитудах изменения индукции. Громадное количество стандартных, готовых и заказных дросселей изготавливаются в-основном на основе сердечников из порошковых материалов. Бело-желтые кольца, на которых намотаны выходные индуктивности компьютерных блоков питания – сердечники из материала 26 (распыленное железо) от компании Micrometals. Распространенные стандартные дроссели серии IHLP от компании Vishay – в них обмотка замонтирована в порошковый материал.

И, тем не менее, в случаях, когда невозможно применение готового дросселя, следует серьезно оценить, стоит ли делать дроссель на сердечнике из порошкового материала, или лучше использовать ферритовый сердечник с немагнитным зазором. Пожалуй, только необходимость выполнения немагнитного зазора и возможность увеличения потерь на вихревые токи при близком расположении толстых проводов к зазору при высоких пульсациях тока можно отнести к недостаткам такого решения. Все остальное – потери, цена, технологичность, доступность говорит в пользу использования ферритовых сердечников.

Поэтому рассмотрим чрезвычайно важный вопрос – как влияет немагнитный зазор на свойства магнитопровода.



## Немагнитный зазор

Построим магнитную схему для ферритового сердечника с зазором:

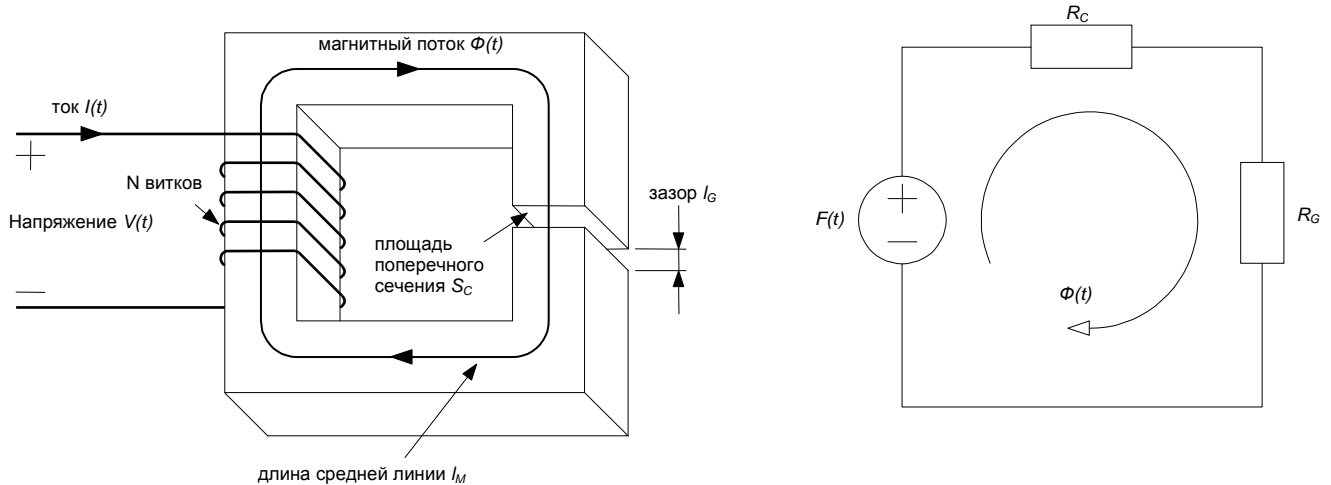


Рис. 7

Здесь  $R_C = \frac{l_C}{\mu_0 \mu_r S_C}$  - магнитное сопротивление сердечника, а  $R_G = \frac{l_G}{\mu_0 S_C}$  - соответственно

магнитное сопротивление зазора.

Составляем магнитное уравнение:

$$F = \Phi \cdot (R_C + R_G) = B \cdot S_C (R_C + R_G) = N \cdot I(t)$$

Соответственно, индуктивность будет:

$$L = \frac{N^2}{R_C + R_G} = \frac{N^2 \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot S_C}{l_C + l_G \cdot \mu_r}$$

Обратим внимание, что отношение  $\frac{l_C}{\mu_0 \mu_r}$  как минимум на полтора порядка меньше чем

отношение  $\frac{l_G}{\mu_r}$  - относительная проницаемость феррита составляет как минимум полторы тысячи, а отношение длины средней линии к зазору вряд ли будет меньше тридцати. То есть можно сказать, что  $R_C \ll R_G$ , и в подавляющем большинстве случаев магнитным сопротивлением сердечника можно пренебречь.

То есть с достаточной для инженерных применений точностью можно сказать, что индуктивность дросселя на сердечнике с зазором определяется исключительно величиной зазора, и не зависит ни от относительной магнитной проницаемости сердечника, ни от длины его средней линии:

$$L = \frac{N^2}{R_G} = \frac{N^2 \mu_0 S_C}{l_G}$$

Часто в качестве табличного значения указывают индуктивность одного витка  $A_L$  (это относится не только к ферритовым сердечникам с зазором, но и вообще к любым сердечникам). Такой величиной очень удобно манипулировать в расчетах – чтобы найти индуктивность, достаточно умножить ее на квадрат количества витков:

$$L = A_L \cdot N^2$$

Соответственно, для сердечника с зазором

$$A_L = \frac{\mu_0 \cdot S_C}{l_G}$$

Можно ожидать, что и отношение индукции в сердечнике к протекающему по обмотке току также будет зависеть исключительно от величины немагнитного зазора. Магнитное уравнение теперь выглядит как:

$$N \cdot I(t) = B \cdot S_C \cdot R_G$$

и:

$$B = \frac{N \cdot I}{S_C \cdot R_G} = \frac{N \cdot I \cdot \mu_0}{l_G}$$

Мы получили поразительный вывод – индукция в сердечнике не зависит от его геометрических размеров, и определяется исключительно количеством витков обмотки, током в ней и величиной немагнитного зазора. И для каждого феррита можно найти минимальную величину зазора для заданного произведения количества витков обмотки на величину тока в ней. Например, для наиболее распространенного сегодня феррита марки N87 максимально допустимую индукцию можно принять за 0,35 Т, и для гарантированной работы на линейном участке рабочих индукций (то есть без насыщения сердечника) должно выполняться соотношение:

$$l_G \geq \frac{N \cdot I_{MAX}}{280} \text{ [мм]}$$

Разумеется, величина  $I_{MAX}$  включает в себя как постоянную, так и переменную составляющую тока. Например, для понижающего преобразователя  $I_{MAX}$  есть сумма выходного тока и амплитуда пульсаций тока в выходном дросселе.

Эквивалентная магнитная проницаемость сердечника с зазором уменьшается с увеличением зазора, и составляет:

$$\mu_E = \frac{l_M}{l_G}$$

Соответственно, наклон петли уменьшается, и сердечник может уже работать при гораздо больших значениях напряженности магнитного поля без значительного увеличения индукции.

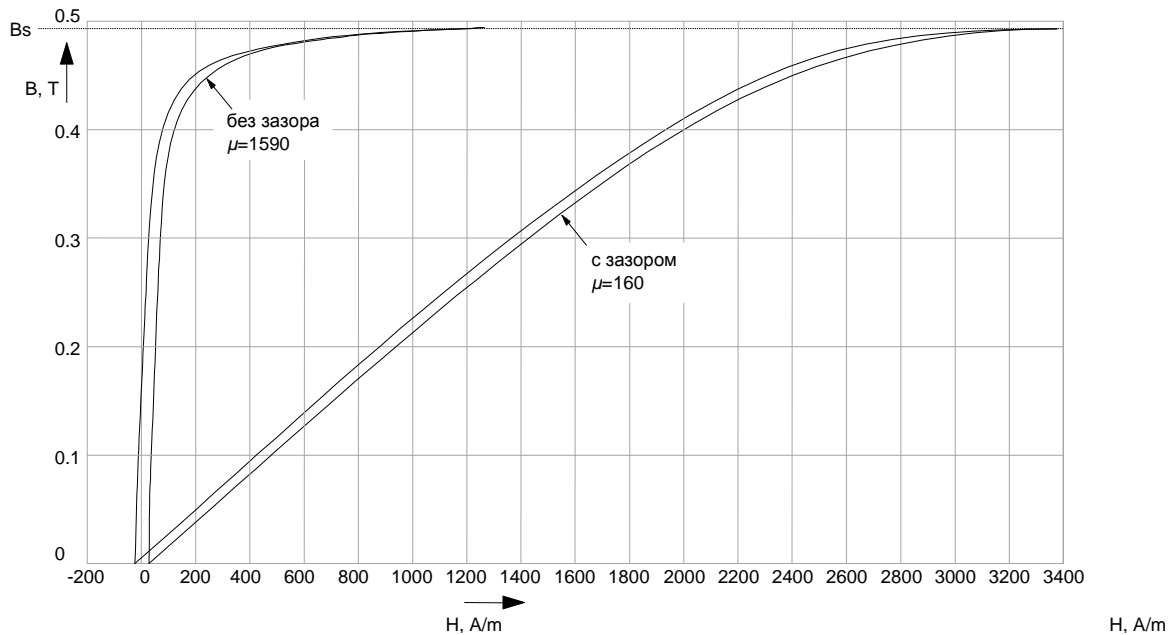


Рис. 8

И это чрезвычайно ценно когда нам надо получить магнитный элемент, работающий с большим током подмагничивания (то есть с большой постоянной составляющей тока). На рис.8 показана петля гистерезиса ферритового сердечника без зазора, и такого же сердечника с немагнитным зазором. Видно, что область безопасных индукций теперь соответствует более чем на порядок большим токам в обмотке.

Необходимо заметить, что все вышеприведенные расчеты достаточно приблизительны, и при больших зазорах точность их заметно падает. Серьезные производители в своей документации приводят как величины  $A_L$  и  $\mu_E$  для серийно выпускаемых сердечников с готовыми зазорами, так и коэффициенты формул для их расчета. Рассмотрим работу с ними на примере сердечника ETD59/31/22 из феррита марки N87 от компании Epcos.

Во первых, приводится таблица соответствия значений  $A_L$  и  $\mu_E$  сердечникам с зазорами 0,2мм, 1,0мм, 1,5мм и 2,0мм. Причем указано, что характеристики приведены для комбинации одной половинки сердечника с зазором, а другой - без зазора. То есть, комбинируя различные серийно выпускаемые половинки сердечников, можно получить целый ряд зазоров от 0,2мм до 4,0мм.

Далее, приводятся коэффициенты  $K1$ ,  $K2$ ,  $K3$  и  $K4$  для соответствующих формул. Первая формула дает соотношение между длиной зазора  $l_G$  и величиной  $A_L$  с использованием коэффициентов  $K1$  и  $K2$ :

$$l_G = \left( \frac{A_L}{K1} \right)^{\frac{1}{K2}}$$

Вторая пара коэффициентов дает соотношение между током в обмотке из 100 витков и величиной  $A_L$ , когда проницаемость сердечника падает на 10% от начальной, для температур +25°C и +100°C:

$$I_{MAX} = \left( \frac{0.9 \cdot A_L}{K3} \right)^{\frac{1}{K4}}$$

Интересно сравнить результаты, полученные при расчете по упрощенной формуле  $A_L = \frac{\mu_0 \cdot S_C}{l_G}$  с табличными значениями:

Зазор, мм	Значение $A_L$ , нН		
	табличное	посчитанное	ошибка
0,20	1588	2313	46%
1,00	508	463	-9%
1,50	381	308	-19%
2,00	311	231	-26%

Сразу видно, что ошибка при минимальном зазоре колоссальна – это связано с тем, что при малых зазорах уже ощутим вклад сокращенного нами магнитного сопротивления сердечника  $R_C$ . Расчет с учетом  $R_C$  даст значение  $A_L=1610$  – что практически совпадает с табличным (ошибка -1,4%). Но вот при больших зазорах ошибка уже не связана с упрощением формулы путем игнорирования  $R_C$ , и обусловлена физическими эффектами второго порядка.

Напряженность магнитного поля  $H = \frac{B}{\mu_0}$  в зазоре несоизмеримо больше, чем в самом сердечнике – можно сказать, что вся энергия магнитного поля сосредоточена именно в зазоре. «Выпячивание» же силовых линий из зазора приводит к тому, что в любом проводящем объекте, расположенном около зазора переменное магнитное поле индуцирует вихревые токи, что приводит к нагреву и лишним потерям.

Например, мы стянули Ш-образный сердечник металлическими скобами, проложив между внешними кернами пластмассовые вставки. В результате переменное магнитное поле, «выпячиваясь» из зазора возбуждает в металле стяжек вихревые токи, нагревающие участок стяжек напротив зазора (рис. 9)

Тот же эффект возникает и при зазоре, выполненном в центральном керне – но уже в близко расположенных к зазору витках обмотки, выполненной толстым проводом. Данный эффект особенно заметен в топологиях с большими пульсациями тока в дросселе – в-основном в повышающих конверторах и обратноходовых преобразователях, работающих в прерывистом режиме (DCM). В индукторах понижающих преобразователей и в выходных дросселях прямоходовых и двухтактных преобразователей пульсации тока невелики, и лишний нагрев может оказаться незамеченным.

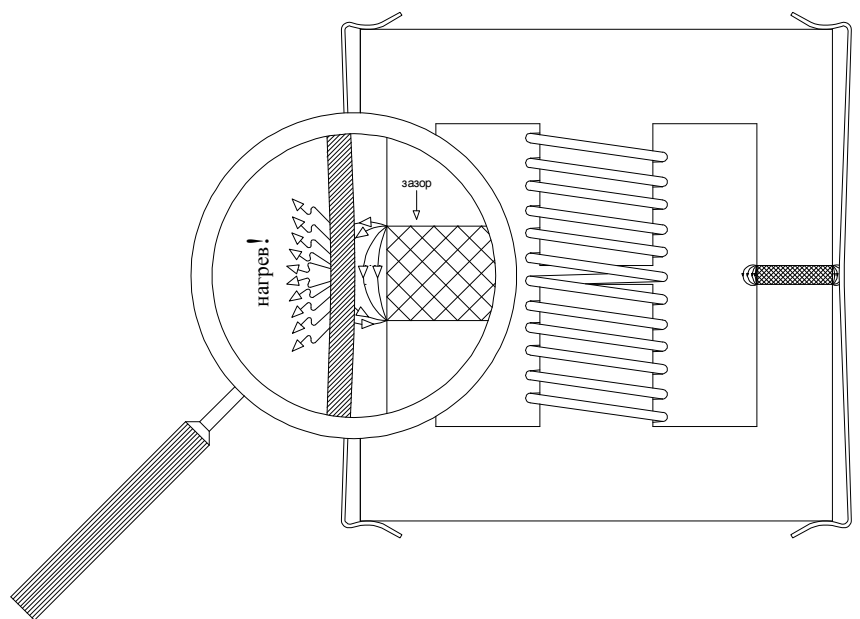


Рис. 9

Итак, подведем краткий итог, как влияет немагнитный зазор на свойства магнитного элемента:

- Снижается относительная индуктивность
- Повышается максимальный ток в обмотке без насыщения сердечника – на ферритовых магнитопроводах можно реализовывать дроссели, работающие с большими токами подмагничивания
- Индуктивность практически не зависит от свойств феррита, а зависит только от зазора
- Магнитное поле сконцентрировано в зазоре – появляется опасность наведения вихревых токов в близлежащих металлических объектах

## Потери

### Потери в сердечнике

Существует две составляющие потерь в магнитопроводе – потери на вихревые токи, и потери на перемагничивание (гистерезис). Обе эти составляющие целиком и полностью зависят от материала сердечника, мы не в состоянии изменить их баланс, поэтому всегда будем рассматривать их как одно целое.

В общем случае удельные потери в ферромагнитном материале нелинейно зависят от амплитуды  $\Delta B$  и частоты преобразования  $f$ :

$$P = k \cdot \Delta B^\alpha \cdot f^\beta$$

Коэффициенты  $k$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  не только уникальны для каждого материала, но еще и могут меняться от частоты, поэтому данная формула в различных своих вариациях используется лишь для расчета потерь в стандартных, серийно выпускаемых дросселях. Соответствующие коэффициенты в этом случае приводятся или в спецификации на дроссель, или в документации по применению.

Чаще всего для ферромагнитных материалов приводятся семейства кривых зависимости удельных потерь от частоты при нескольких значениях индукции, или зависимости потерь от индукции на фиксированной частоте. В этом случае для расчета потерь нам надо знать амплитуду пульсаций индукции  $\Delta B$  в индуктивности и количество витков.

Расчет начнем с определения максимального вольтсекундного интервала на индуктивности – на прямом или обратном ходу, как удобнее.

Приведем конкретный пример расчета потерь в сердечнике для синхронного понижающего конвертора.

Частота преобразования  $f$ , соответственно коэффициент заполнения:

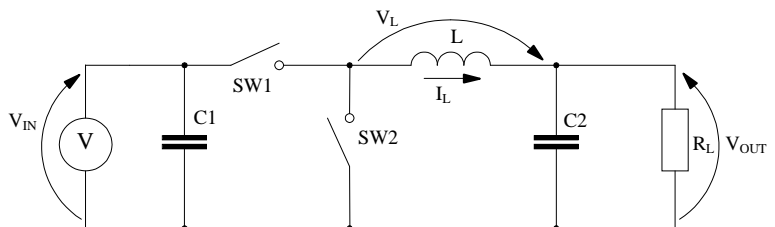


Рис. 10

$$D = \frac{t_{ON}}{T} = t_{ON} \cdot f$$

С другой стороны, для понижающего конвертера  $D = \frac{V_{OUT}}{V_{IN}}$

Приравнивая эти два выражения, получаем:

$$t_{ON} \cdot f = \frac{V_{OUT}}{V_{IN}}$$

И легко находится вольтсекундный интервал прямого хода:

$$V_{IN} \cdot t_{ON} = \frac{V_{OUT}}{f}$$

Размах пульсаций тока:

$$\Delta I = \frac{V_{IN} \cdot t_{ON}}{L}$$

Размах индукции:

$$\Delta B = \frac{V_{IN} \cdot t_{ON}}{N \cdot S_C}$$

Здесь  $L$  – индуктивность дросселя,  $S_C$  – площадь поперечного сечения его сердечника,  $N$  – количество витков.

Пусть нам надо посчитать потери для конвертора со следующими параметрами:

$$\begin{aligned} V_{IN} & - 12\text{VDC} \\ V_{OUT} & - 5\text{V} \\ I_{OUT} & - 10\text{A} \\ f & - 300\text{KHz} \end{aligned}$$

Вольтсекундный интервал:

$$V_{IN} \cdot t_{ON} = \frac{V_{OUT}}{f} = \frac{5\text{V}}{300\text{KHz}} = 16,7 \text{ [V} \cdot \mu\text{s]}$$

Размах пульсаций тока изначально примем за половину выходного тока, т.е. 5А, тогда индуктивность дросселя будет:

$$L = \frac{V_{IN} \cdot t_{ON}}{\Delta I} = \frac{V_{OUT}}{f \cdot \Delta I} = \frac{5\text{V}}{300\text{KHz} \cdot 5\text{A}} = 3.33 \mu\text{H}$$

Используем сердечник EFD15 из феррита N87 со стандартным зазором 0,34мм (две половинки со стандартным зазором 0,17мм),  $A_L=55$  нН, можно намотать максимум 6 витков для исключения насыщения, и получим индуктивность 2,44μН.

Площадь поперечного сечения EFD15 составляет 15mm<sup>2</sup>

Размах индукции составит:

$$\Delta B = \frac{V_{IN} \cdot t_{ON}}{N \cdot S_C} = \frac{16,7\text{V} \cdot \mu\text{s}}{6 \cdot 15\text{mm}^2} = 0,19 \text{ [T]}$$

В этой формуле микросекунды и миллиметры квадратные можно не приводить к единицам СИ – минус шестая степень в числителе и знаменателе сокращается.

Осталось по графику из спецификации на феррит N87 (рис. 11) найти удельные потери. Обратим внимание – мы получили **размах** индукции, а на графиках даются кривые для **амплитуды**, т.е. полученное значение индукции надо поделить на 2.

Проводим прямую от нашей частоты преобразования до пересечения с кривыми, соответствующими амплитуде индукции 100 мТ, и по оси ординат считываем значение удельных потерь для температур 25°C и 100°C. В нашем случае удельные потери составят 600 kW/m<sup>3</sup> и 390 kW/m<sup>3</sup> соответственно (единицы измерения крайне неудобные, удобно считать что 1 kW/m<sup>3</sup> = 1 mW/cm<sup>3</sup>). Осталось умножить полученные значения удельных потерь на объем сердечника – и получить искомую величину.

Итак, при комнатной температуре потери составят:

$$P_{C(+25)} = 600 \text{ mW} / \text{cm}^3 \cdot 0,51 \text{ cm}^3 = 306 \text{ [mW]}$$

А при температуре +100°C соответственно:

$$P_{C(+100)} = 390 \text{ mW} / \text{cm}^3 \cdot 0,51 \text{ cm}^3 = 200 \text{ [mW]}$$

Данный алгоритм расчета потерь в сердечнике универсален – потери в сердечниках любых импульсных дросселей и трансформаторов считаются одинаково. В разделе, посвященном использованию магнитных компонентов в различных топологиях преобразователей, мы затронем вопрос изменения индукции для каждого случая.

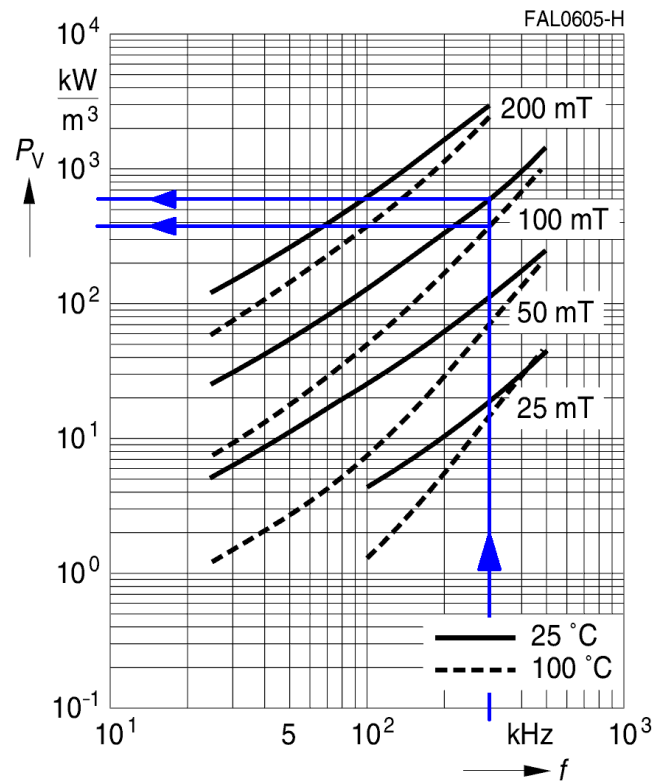


Рис. 11



## Потери в обмотке

Поскольку всегда в любом индуктивном элементе ток не постоянный, а или переменный, или пульсирующий, то есть несущий в себе переменную составляющую, то помимо обычных омических потерь неизбежно возникают дополнительные потери на вихревые токи. В результате формула потерь в обмотке выглядит следующим образом:

$$P_W = I_{DC}^2 \cdot R_{DC} + I_{RMS}^2 \cdot F_R \cdot R_{DC}$$

Здесь:

$I_{DC}$  - постоянная составляющая тока в обмотке

$I_{RMS}$  - среднеквадратичное значение переменной составляющей тока в обмотке

$R_{DC}$  - сопротивления провода постоянному току

$F_R$  - коэффициент, показывающий во сколько раз сопротивление провода

переменному току больше его сопротивления постоянному току  $F_R = \frac{R_{AC}}{R_{DC}}$

## Сопротивление постоянному току

Сначала рассмотрим порядок расчета сопротивления обмотки постоянному току. Считаем или замеряем длину одного витка, умножаем на количество витков и получаем общую длину провода обмотки. Тогда сопротивление обмотки будет:

$$R_{DC} = \rho \frac{l_W}{S_W}$$

Здесь  $l_W$  – длина провода,  $S_W$  – площадь его сечения,  $\rho$  – удельное сопротивление меди, равное  $0,0172 \Omega \cdot m$  (или, что удобнее,  $m\Omega \cdot mm$ ) при комнатной температуре  $20^\circ C$ , с температурным коэффициентом  $\alpha = 4 \cdot 10^{-3} K^{-1}$ .

Сопротивление провода при температуре  $t$ :

$$R_{DC(t)} = \rho \frac{l_W}{S_W} (1 + \alpha(t - 20^\circ C)) = R_{20^\circ C} (1 + \alpha(t - 20^\circ C))$$

Например, провод сечением  $2mm^2$  и длиной  $200mm$  будет иметь сопротивление при температуре  $20^\circ C$

$$R_{DC(+25)} = \rho \frac{l_W}{S_W} = 0,0172[m\Omega \cdot mm] * \frac{200[mm]}{2[mm^2]} = 1,72[m\Omega]$$

А при температур  $100^\circ C$  уже

$$R_{DC(+100)} = R_{DC(+25)} (1 + \alpha(t - 20^\circ C)) = 1,72[m\Omega] * (1 + 4 \cdot 10^{-3} [K^{-1}] (100^\circ C - 20^\circ C)) = 2,27[m\Omega]$$

## Скин - эффект и эффект близости

Протекающий по проводнику переменный ток  $I(t)$  создает в теле проводника магнитный поток  $\Phi(t)$ , который в свою очередь индуцирует циркулирующие (вихревые) токи. Причем

направление этих токов таково, что ближе к центру проводника они компенсируют изначальный ток  $I(t)$ , а ближе к краю проводника складываются с ним. Таким образом происходит перераспределение плотности тока по сечению проводника – плотность тока максимальна у его поверхности, и минимальна в центре.

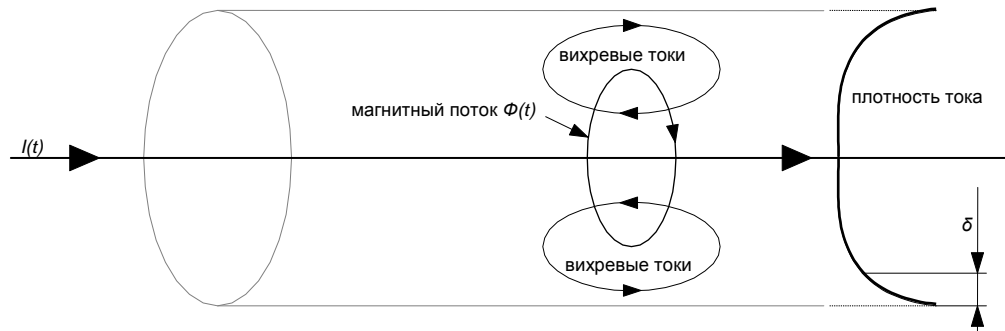


Рис. 12

Этот эффект носит название поверхностный, или скин-эффект. Расстояние от поверхности проводника до того места, где плотность тока снижается в  $\frac{1}{e}$  раз носит название глубины проникновения  $\delta$ , и зависит от частоты и материала проводника.

Для переменного синусоидального тока в медном проводнике при температуре  $+100^\circ\text{C}$

$$\delta = \frac{75}{\sqrt{f}} \text{ [mm]}$$

На ста килогерцах  $\delta=0,24\text{mm}$ , и всего  $0,075\text{mm}$  на одном мегагерце. На практике это означает, что сечение проводника, доступное для протекания переменного тока, резко снижается, то есть увеличивается эквивалентное сопротивление проводника  $R_{AC}$ .

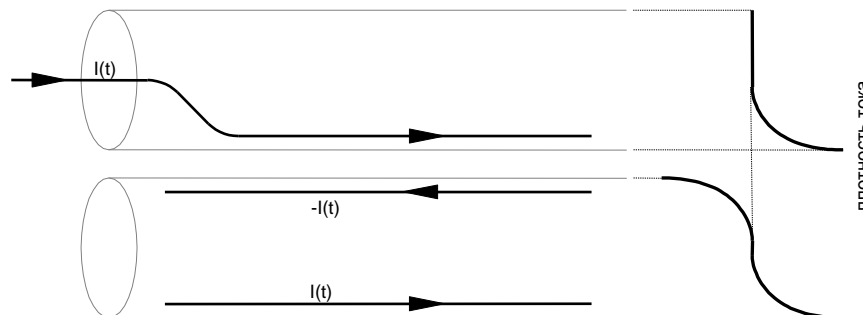


Рис. 13

Если рядом с проводником, по которому протекает переменный ток  $I(t)$  расположить еще один проводник, переменное магнитное поле изначального тока индуцирует во втором проводнике ток такой же по величине, но противоположный по направлению, магнитное поле сконцентрируется в зазоре между проводниками, и изначальный ток будет протекать по поверхности, максимально близкой ко второму проводнику. В свою очередь, на противоположной поверхности второго проводника возникнет ток, опять же равный  $I(t)$ , но уже текущий в том же направлении – поскольку сумма токов во втором проводнике должна быть равна нулю. Таким образом, плотности токов в проводниках распределятся как показано на рисунке – и это при том, что изначальное тока во втором проводнике не было вообще. Этот

эффект носит название эффект близости, или проксимити-эффект, и в индуктивных компонентах источников питания часто приводит к весьма и весьма ощутимым дополнительным потерям.

Теперь рассмотрим эффект вытеснения тока на поверхность и индуктивных компонентах. Обратим внимание, что все рассуждения справедливы для относительно толстого провода (относительно глубины проникновения тока на данной частоте).

В дросселе (рис. 14) магнитное поле сконцентрировано внутри обмотки, поэтому и плотность тока в обмотке будет максимальна на внутренней стороне

провода, а по внешней стороне ток практически не течет. На рисунке показано распределения токов (точки обозначают, что ток течет *на* нас, а крестик – *от* нас) в однообмоточном дросселе на сердечнике с небольшим  $\mu$ , без зазора. С зазором картинка будет гораздо хуже, впоследствии рассмотрим как вредит зазор обмотке из толстого провода.

В трансформаторе (рис. 15) суммарный магнитный поток в сердечнике близок к нулю (магнитная проницаемость ферритового сердечника без зазора велика, и током намагничивания пренебрегаем), и все магнитное поле сконцентрировано в промежутке между обмотками. Соответственно, ток в толстом проводнике «стягивается» к промежутку между обмотками, по внешней поверхности верхней обмотки и внутренней поверхности нижней обмотки ток не течет.

Теперь рассмотрим дроссель с одной обмоткой, уложенной в три слоя (рис. 16). По обмотке течет ток  $I$ . Поле с внешней стороны обмотки отсутствует, а за счет высокой частоты не может проникнуть вглубь толстого проводника. Поэтому магнитное поле с соответствующей магнитодвижущей силой  $F=N*I$  концентрируется между проводниками внешнего и второго слоя, индуцируя на внешней поверхности второго слоя ток, равный току  $I$  по величине, но направленный в противоположную сторону. Магнитное поле внутри проводника второго слоя отсутствует, магнитодвижущая сила  $F$  равна нулю, и по закону Фарадея суммарный циркулирующий ток также должен быть равен нулю. Это значит, что по внутренней поверхности второго слоя обмотки должен протекать индуцированный ток, равный  $I$ , складываясь с которым начальный ток создаст уже ток, равный  $2I$ . На внутреннем слое ситуация повторяется, только с током  $-2I$  на внешней поверхности – и, соответственно, с током  $3I$  на внутренней поверхности.

Видно, что увеличение слоев ведет к катастрофическому росту вихревых паразитных токов – и, соответственно, потерь. Точно такая же картина наблюдается в трансформаторе – только там максимальная напряженность поля (и максимальные

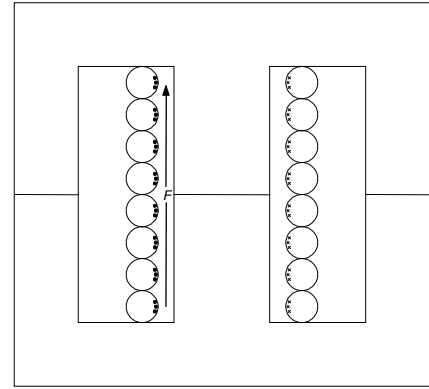


Рис. 14

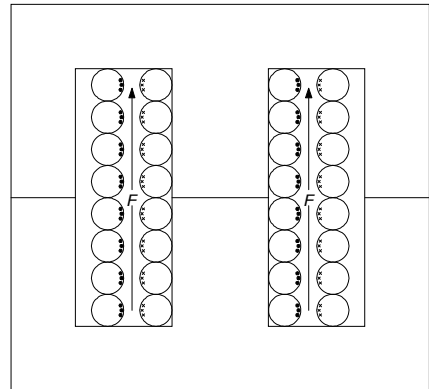


Рис. 15

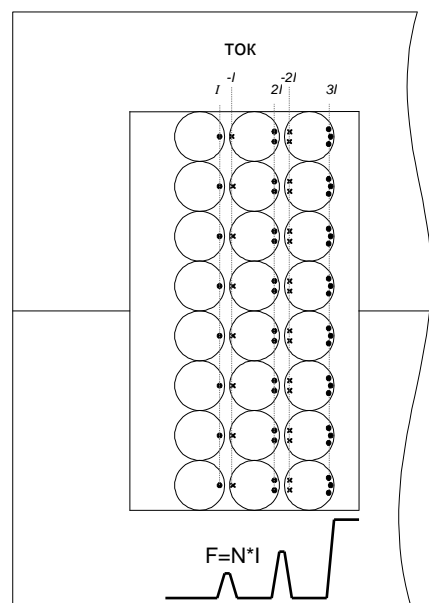


Рис. 16

потери на вихревые токи) будет находиться между соседними слоями двух обмоток. Но здесь существует замечательный способ снизить потери на вихревые токи – это чередование обмоток.

На рисунке 17 представлены два варианта намотки трансформатора из двух обмоток по два слоя каждая. Первый вариант – мотаем в два слоя первичную обмотку (P), и затем два слоя вторичной обмотки (S). Видно, что между соседними слоями двух обмоток напряженность магнитного поля высока, и возникают вихревые токи удвоенной величины относительно начального тока.

Второй вариант – с чередованием обмоток. Мотаем один слой первичной обмотки, затем два слоя вторичной обмотки, и наконец второй слой первичной. Теперь никаких дополнительных потерь на вихревые токи, связанных с эффектом близости, нет – только потери от скин-эффекта.

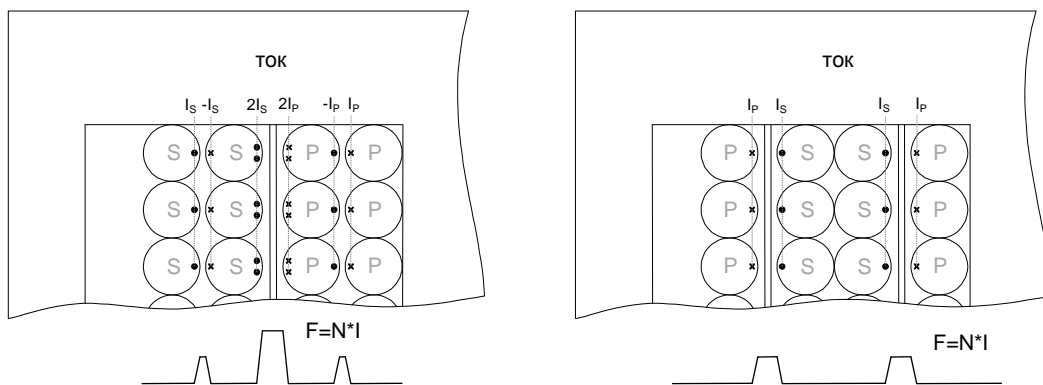


Рис. 17

Кроме того, чередование слоев чрезвычайно эффективно снижает индуктивность рассеяния – но вместе с тем увеличивает межобмоточную емкость, повышает трудоемкость и требует дополнительной площади окна под дополнительную изоляцию.

Необходимо заметить, что чередование слоев снижает потери на вихревые токи только в трансформаторах, когда магнитный поток в сердечнике скомпенсирован встречными токами в обмотках, и все поле сконцентрировано между обмотками. В случае многообмоточного дросселя (например, трансформатор обратного преобразователя) чередование слоев дает лишь снижение индуктивности рассеяния – но снижения потерь на вихревые токи ввиду вышеописанного эффекта ожидать не приходится.

Теперь надо попытаться ответить на очень важный вопрос – обмотка какой конфигурации будет оптимальной для каждого конкретного случая. Обмотка из одного очень толстого провода будет обладать низким сопротивлением постоянному току за счет большого сечения провода – но, возможно, потери от вихревых токов превысят этот выигрыш. Если же намотать обмотку из множества тонких проводников – суммарное сечение будет существенно меньше, чем у одного провода той же площади (за счет изоляции проводников и неполного заполнения сечения медью), и не факт, что выигрыш в потерях на скин-эффект и эффект близости перевесит дополнительные потери от увеличившегося сопротивления постоянному току. Поэтому необходимо выяснить, как повышается эффективное сопротивление проводника переменному току в зависимости от эффективной толщины слоя и количества слоев.

Чаще всего обмотки выполняются из круглого провода, и необходимо ввести такое понятие, как эффективная толщина слоя. Для одного слоя из круглого провода диаметром  $d$ , уложенного виток к витку, без зазоров между витками, эффективная толщина слоя будет:

$$\varphi = 0.83d$$

Если провода уложены с зазором  $s$  между витками, то в этом случае:

$$\varphi = 0.83 \cdot d \cdot \sqrt{\frac{d}{s}}$$

На рисунке 18 представлен ряд кривых зависимостей  $F_R$  (отношений сопротивления провода переменному и постоянному токам  $\frac{R_{AC}}{R_{DC}}$ ) от отношения эффективной толщины слоя к глубине проникновения ( $Q = \frac{\varphi}{\delta}$ ) при разном количестве слоев для синусоидальных воздействий. Эти зависимости носят название графиков Дауэлла (Dowell). На рисунке приведены графики Дауэлла для обмоток трансформатора с количеством слоев от 0,5 (т.е. при чередовании слоев) до 15.

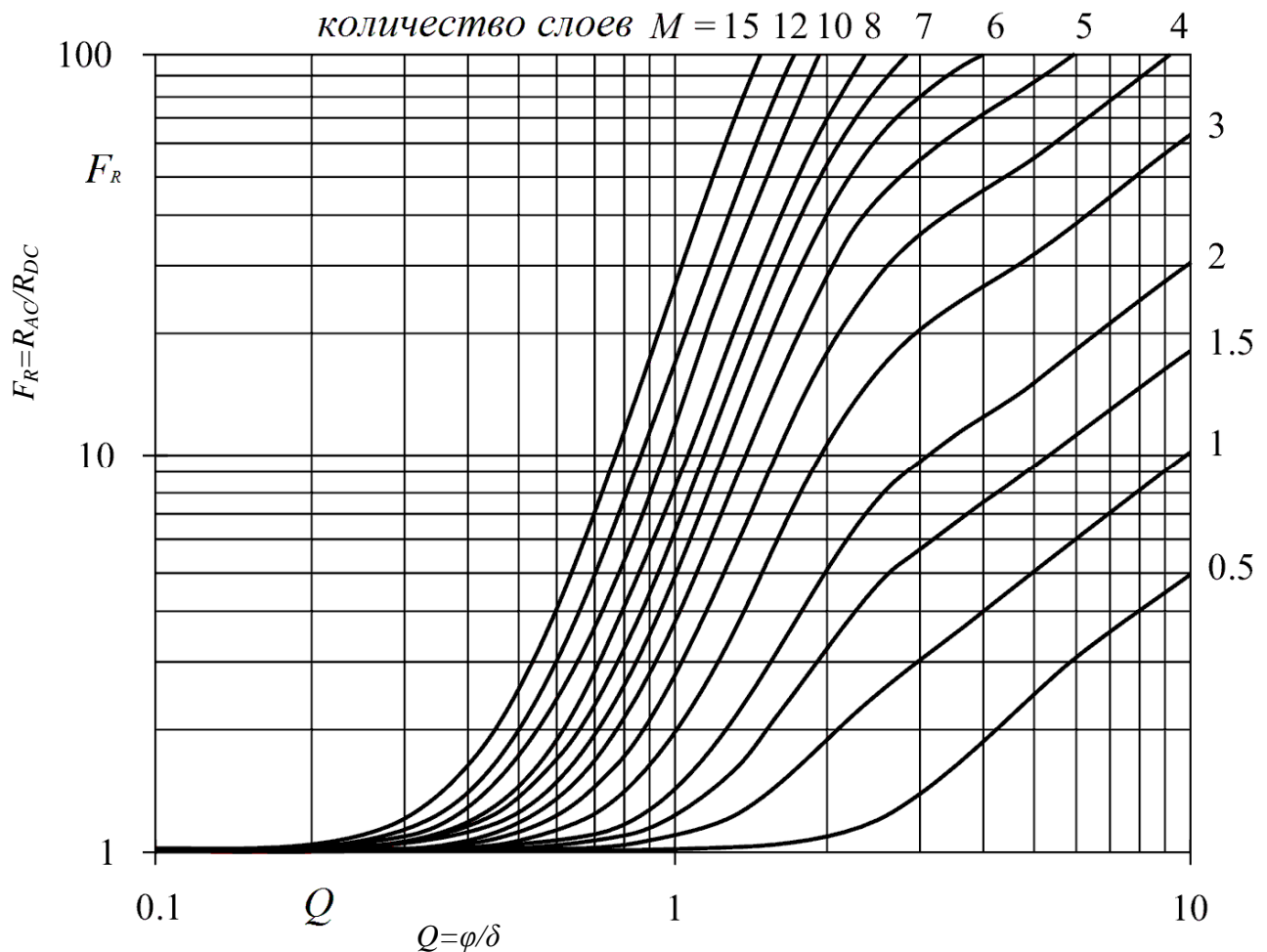


Рис. 18

Для примера рассмотрим обмотку трансформатора, работающего на частоте 100КHz. Глубина проникновения составит  $\delta = 0,24 \text{ мм}$ .

Допустим, мы намотали обмотку в один слой проводом  $\varnothing 0,8 \text{ мм}$ . Эффективная толщина слоя  $\varphi = 0,83 \cdot d = 0,83 \cdot 0,8 = 0,664 \text{ мм}$ , и величина  $Q$  составит  $Q = \frac{\varphi}{\delta} = \frac{0,664}{0,24} = 2,8$ . Теперь из графика

Дауэлла можно найти величину  $F_R$  – приблизительно 2,8. То есть сопротивления провода переменному току будет почти в три раза выше, чем постоянному.

Теперь возьмем тот же провод  $\varnothing 0,8\text{мм}$ , сложим его вдвое – и намотаем два слоя. То есть увеличим сечение обмотки в два раза. Теперь  $F_R$  уже будет в районе девяти! Мы увеличили сечение, в два раза уменьшили сопротивление постоянному току – и в три раза увеличили сопротивление току переменному. Поэтому в случае, когда через обмотку нашего трансформатора течет исключительно переменный ток, и суммарные потери в проводе возросли три раза!

Совершенно иная картина будет наблюдаться, если ток в обмотке трансформатора не переменный, а пульсирующий (например, в одноконтурной схеме). При увеличении сечения обмотки сопротивление постоянному току (постоянной составляющей пульсирующего тока) уменьшится в два раза, сопротивление переменному току (току пульсаций) увеличится в четыре раза – и уже от соотношения пульсаций и постоянной составляющей будет зависеть, выиграем мы в потерях или наоборот.

В дальнейшем, когда будем рассматривать индуктивные элементы в различных топологиях, увидим, в каких случаях превалирует постоянная составляющая тока, когда переменная, а когда существенны обе составляющие.

Обратим внимание на весьма существенный момент, который обычно выпадает из расчетов – и вполне может привести к некорректным с инженерной точки зрения результатам. Графики Дауэлла дают картину возрастания эквивалентного сопротивления провода переменному току для *синусоидального* воздействия, в то время как в большинстве топологий ток имеет не синусоидальную, а трапецеидальную, или треугольную форму. Поэтому для корректного расчета необходимо учитывать не только главную гармонику частоты преобразования, но и высшие гармоники тоже. Разумеется, расчет в этом случае становится невообразимо громоздким – так что приходится идти на компромисс.

Введем коэффициент  $F_H$  возрастания сопротивления проводника переменному току с учетом высших гармоник. То есть сопротивление проводника переменному току теперь выглядит следующим образом:

$$R_{AC} = R_{DC} \cdot F_R \cdot F_H$$

На рисунке 17 приведены три графика зависимости  $F_H$  от  $Q$  для переменного тока прямоугольной формы с коэффициентом заполнения  $D=0,5$ ,  $D=0,3$  и  $D=0,1$  соответственно.

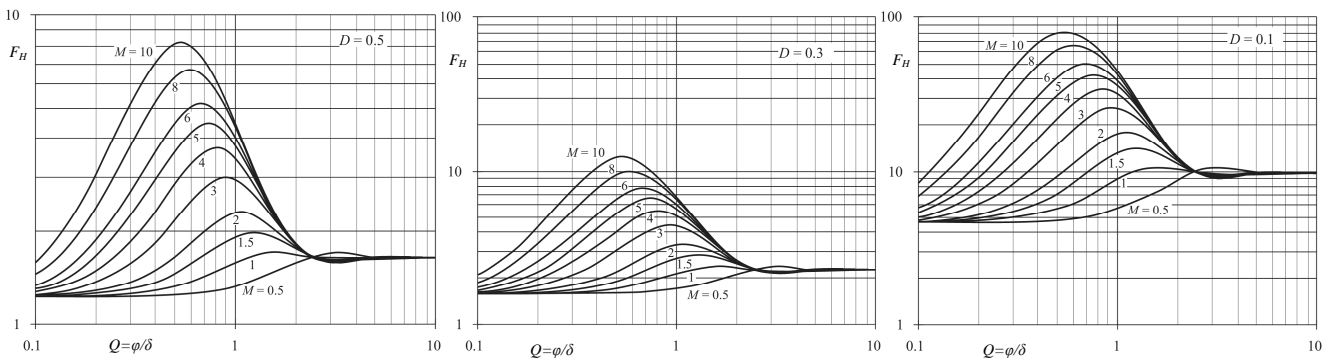


Рис. 17

Видно, что вклад высших гармоник наиболее существенен в диапазоне  $Q$  от 0,2 до 2. Это значит, что надо с осторожностью относиться к свивке относительно толстых проводов с целью получить самодельный литцендрат. Эквивалентное количество слоев при этом возрастает как корень квадратный от количества свиваемых проводников.

Вспомним наш пример с обмоткой трансформатора из провода  $\varnothing 0,8\text{мм}$ , уложенного в один слой – там коэффициент  $F_R$  был равен 2,8. Казалось бы, для частоты 100kHz можно взять провод  $\varnothing 0,2\text{мм}$ , свить из него «косичку» из 16 жил, получить сечение, эквивалентное проводу  $\varnothing 0,8\text{мм}$  – и забыть про потери на скин-эффект ( $Q$  при этом 0,7 и для четырех эквивалентных слоев  $F_R$  не сильно отличается от единицы). Но – если учесть высшие гармоники, то при  $D=0,5$  коэффициент  $F_H$  составит примерно 3,7, и суммарные потери на вихревые токи **превысят**

аналогичные потери на одиночном проводнике  $\varnothing 0,8\text{мм}$ ! А при меньших коэффициентах заполнения картина будет еще более безрадостной.

Подведем итог обсуждению проблемы потерь в проводниках на вихревые токи:

- лишь переменная составляющая протекающего через обмотку тока вызывает дополнительные потери на вихревые токи – в топологиях с большой постоянной составляющей тока имеет смысл подумать об обмотке из одного максимально толстого провода большого сечения
- потери резко возрастают при увеличении количества слоев – предпочтение отдается сердечникам с широким окном, где обмотку можно уложить в один слой
- чередование слоев – замечательный способ снижения потерь на вихревые токи (еще и индуктивность рассеяния резко снижается, но возрастает межобмоточная емкость). Но – действует только в трансформаторах, не в многообмоточных дросселях.
- высшие гармоники несинусоидальных токов приводят к дополнительным потерям на вихревые токи, и могут существенно повлиять на выбор оптимальной конструкции обмотки.
- «косичка» из относительно толстых проводов вполне может проигрывать по суммарным потерям одиночному проводнику даже того же сечения – стоит использовать литцентрат исключительно из тонких жил, диаметром как минимум в четыре раза меньше глубины проникновения

Теперь, когда мы рассмотрели все составляющие потерь в индуктивных компонентах, можно сделать некоторые выводы по оптимизации потерь. Как правило, при проектировании трансформаторов и дросселей приходится искать компромиссы между потерями в сердечнике, и потерями в проводах. Снижение потерь в сердечнике требует снижения индукции, то есть увеличения количества витков – что ведет к увеличению длины провода (уже увеличение его сопротивления), а что бы вместить дополнительные витки в окно магнитопровода, приходится или уменьшать сечения провода (соответственно, увеличение сопротивления постоянному току), или укладывать его в большее количество слоев (увеличение потерь на вихревые токи).

К сожалению, невозможно давать однозначные рекомендации по проектированию магнитных компонентов, всегда складывается множество факторов (энергетические, технологические, финансовые) – что превращает проектирование дросселей и, особенно, трансформаторов весьма и весьма творческим процессом

Часто можно встретить утверждение, что минимальные суммарные потери бывают при равенстве потерь в сердечнике, и в проводах. На самом деле это частный случай, и на практике далеко не самый распространенный. В любом случае, ориентироваться надо на единственное правило – суммарные потери должны быть минимальны.

Обратим внимание еще на один момент. Как видно из графиков потерь в сердечнике, с ростом температуры потери существенно снижаются, в то время как сопротивление меди наоборот возрастает. То есть с ростом температуры происходит перераспределение выделяемого тепла от сердечника к меди – в результате всегда оптимально при комнатной температуре иметь побольше потери в сердечнике, и поменьше в меди. Такой расклад приведет в выравниванию температуры магнитного элемента с прогревом, то есть с приближением к наиболее тяжелым режимам работы.