Формирование магнитного поля в машинах переменного тока

<u>Пульсирующая и вращающаяся волны индукции</u>

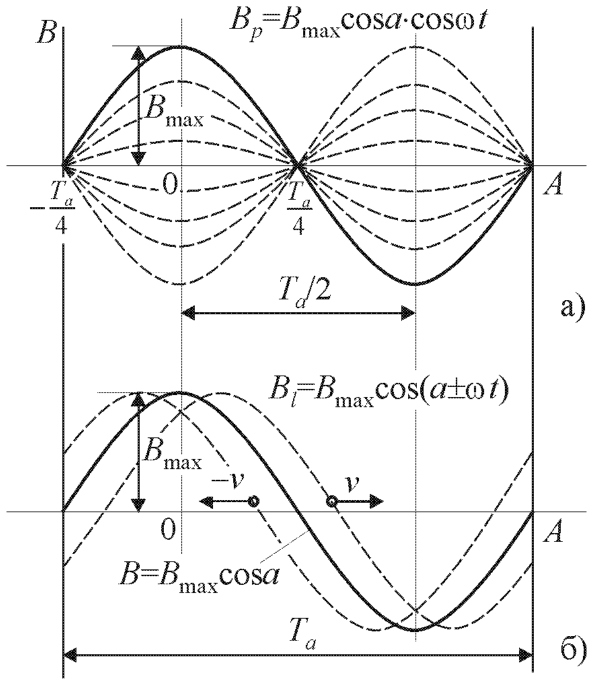

Рис.1. Пульсирующая (а) и бегущая (б) волны индукции

Пусть в пространстве сформировано магнитное поле, индукция которого B_p распределена вдоль оси $0A$ по закону косинуса $B_p = B_m(t)\cos a$, где $a = \frac{2\pi}{T_a}x$ – ордината точки на оси $0A$, выраженная в угловых единицах по отношению к периоду волны индукции T_a, а x – координата точки в линейных единицах. При этом амплитуда индукции $B_m(t)$, изменяется во времени по закону $B_m(t) = B_{\max}\cos\omega t$ с частотой ω. Тогда в пространстве образуется стоячая или <u>*пульсирующая волна*</u> с узлами и пучностями, расположенными на расстоянии $T_a/2$ друг от друга (рис. 1 а). Значение индукции в каждой точке будет изменяться во времени по косинусному закону с частотой ω и амплитудой $B_a = B_{\max}\cos a$, соответствующей расположению точки на оси $0A$.

Сформируем теперь магнитное поле так, чтобы в каждой точке пространства, расположенной на расстоянии a от начала координат, индукция изменялась во времени по закону $B_{l\mp} = B_{\max}\cos(a \pm \omega t)$*. Тогда значение индукции в каждой точке пространства будет изменяться также, как и в пульсирующей волне, т.е. по косинусному закону с частотой ω, но амплитуда колебаний будет одинаковой для всех точек и равной $B_{\max}$. Кроме того, на всем периоде T_a не будет ни одной точки, где амплитуда колебаний равна нулю. Этот эффект можно получить, если пространственную волну $B = B_{\max}\cos a$ смещать вдоль оси $0A$ со скоростью $v = \frac{dx}{dt} = \frac{da}{dt}\frac{T_a}{2\pi} = \mp\omega\frac{T_a}{2\pi} \Rightarrow \frac{da}{dt} = \mp\omega$. Действительно, если $\frac{da}{dt} = \mp\omega$, то $a = \int \mp\omega dt = \mp\omega t + C$ и $B_{l\mp} = B_{\max}\cos(a \pm \omega t) = B_{\max}\cos C = const$, т.е. для любой точки, движущейся со скоростью $\mp v$ вдоль оси $0A$, значение индукции будет постоянным. При этом положительный знак в выражении для индукции соответствует отрицательному направлению движения волны, а отрицательный – положительному. Такая волна индукции называется <u>*бегущей волной*</u> (рис. 1 б).

* Следует обратить внимание на то, что *a* является не начальной фазой, а координатой точки постоянно существующей в пространстве синусоидальной волны индукции, и изменение времени *t* приводит к смещению волны на величину ωt относительно этой точки.

Перейдём от линейных координат к круговым. Пусть величина T_a укладывается целое число раз z_p на длине окружности с радиусом R, по которой распределяется индукция магнитного поля, т.е. $T_a = 2\pi R / z_p$. Половина периода T_a соответствует одному полюсу магнитного поля и называется полюсным делением $\tau = T_a / 2$. Тогда $a = \dfrac{2\pi}{T_a} x = \dfrac{2\pi}{2\pi} z_p \dfrac{x}{R} = z_p \dfrac{x}{R} = z_p \alpha = \alpha_e$, где: $\alpha = x / R$ – угловая координата точки на окружности, выраженная в дуговых единицах (радианах), а $\alpha_e = z_p \alpha$ – угловая координата точки на периоде волны T_a. Период волны T_a соответствует полному циклу электромагнитных процессов во временной области, поэтому угловая мера α_e соответствует угловой мере фазового или временного угла и исчисляется в электрических градусах. Для электрических и пространственных единиц очевидно соотношение $1° эл = 1° \cdot z_p$. Отсюда угловая скорость кругового движения волны Ω равна

$$\frac{da}{dt} = \frac{d\alpha_e}{dt} = z_p \frac{d\alpha}{dt} = \mp\omega \Rightarrow \frac{d\alpha}{dt} = \Omega = \mp\omega / z_p,$$

т.е. она в z_p раз меньше частоты ω, с которой индукция изменяется во времени.

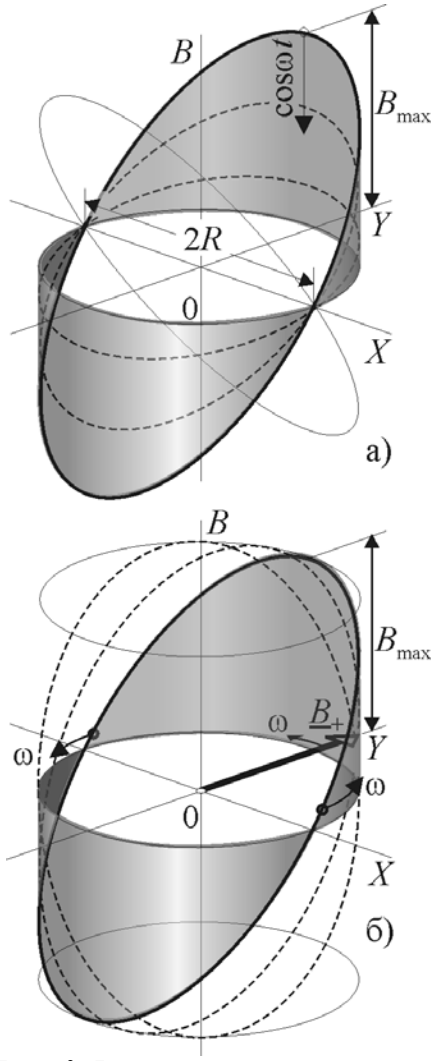

Рис. 2. Распределение индукции по окружности в пульсирующей (а) и вращающейся (б) волне при $z_p = 1$

С учётом рассмотренных соотношений, уравнения волн индукции в угловых координатах можно записать в виде:

$$B_p = B_{\max} \cos\alpha_e \cos\omega t = B_{\max} \cos(\alpha / z_p) \cos\omega t;$$

$$B_{l\mp} = B_{\max} \cos(\alpha_e \pm \omega t) = B_{\max} \cos(\alpha / z_p \pm \omega t).$$

Значит, в каждой точке окружности с координатой α и бегущей волной индукции её значение изменяется во времени по синусоидальному закону с фазовым сдвигом α / z_p, определяемым положением точки.

Синусоидальная волна индукции бегущая по окружности называется <u>*вращающейся волной*</u>, а магнитное поле с такой волной индукции – <u>*круговым вращающимся магнитным полем*</u>. Аналогично, магнитное поле образованное пульсирующей (стоячей) волной индукции называется <u>*пульсирующим магнитным полем*</u>.

Круговую волну индукции можно представить также в виде $B_{l\pm} = \mathrm{Re}\left[B_{\max} e^{j(\alpha_e \pm \omega t)} \right]$, т.е. в виде вещественной составляющей вектора индукции

$\underline{B}_{\pm} = B_{\max} e^{j(\alpha_e \pm \omega t)}$ ** с круговым годографом. Этот *вектор* можно считать *изображением индукции кругового вращающегося магнитного поля*. Вектор $\underline{B}_{\pm}$ длиной $B_{\max}$ вращается с угловой частотой $\pm\omega$ в плоскости перпендикулярной оси вращения и его направление в каждый момент времени указывает на точку соответствующую амплитуде бегущей волны (рис. 2). Значение индукции в любой точке окружности, по которой распределяется бегущая круговая волна $B_{l\pm}$, равна проекции вектора $\underline{B}_{\pm}$ на ось, проходящую через эту точку и начало координат.

Взаимные преобразования волн индукции

Преобразуя произведение косинусов, пульсирующую волну индукции можно представить разностью двух вращающихся волн –

$$B_p = B_{\max}\cos\alpha_e\cos\omega t = \frac{B_{\max}}{2}\cos(\alpha_e - \omega t) + \frac{B_{\max}}{2}\cos(\alpha_e + \omega t) + = B_{l+} + B_{l-}$$

т.е. волнами с половинной амплитудой и вращающимися в противоположных направлениях – прямом (B_{l+}) и обратном (B_{l-}).

В свою очередь, разложением косинуса суммы на произведения синуса и косинуса, вращающаяся волна может быть представлена двумя пульсирующими волнами –

$$B_{l\pm} = B_{\max}\cos(\alpha_e \mp \omega t) = B_{\max}\cos\alpha_e\cos\omega t \pm B_{\max}\sin\alpha_e\sin\omega t =$$
$$= B_{\max}\cos\alpha_e\cos\omega t \pm B_{\max}\cos(\alpha_e - \pi/2)\cos(\omega t - \pi/2) = B_{p1} \pm B_{p2}$$

с одинаковыми амплитудами и смещенными во времени и в пространстве на $\pi/2$. Электрические обмотки могут формировать только неподвижные или пульсирующие магнитные поля. Значит, вращающуюся волну можно получить с помощью двух обмоток, смещенных в пространстве на 90° эл. и питающихся токами одинаковой частоты и амплитуды, но смещенными по фазе на 90° эл.

Вращающуюся волну индукции можно получить также с помощью трёх пульсирующих волн, смещенных во времени и в пространстве на угол $2\pi/3$. Разложим каждую пульсирующую волну на две вращающиеся:

$$B_{A\,p} = B_{\max}\cos\alpha_e\cos\omega t =$$
$$= \frac{B_{\max}}{2}\cos(\alpha_e - \omega t) + \frac{B_{\max}}{2}\cos(\alpha_e + \omega t) = B_{Al+} + B_{Al-}$$
$$B_{B\,p} = B_{\max}\cos(\alpha_e - 2\pi/3)\cos(\omega t - 2\pi/3) =$$
$$= \frac{B_{\max}}{2}\cos(\alpha_e - \omega t) + \frac{B_{\max}}{2}\cos(\alpha_e + \omega t - 4\pi/3) = B_{Bl+} + B_{Bl-}$$
$$B_{C\,p} = B_{\max}\cos(\alpha_e + 2\pi/3)\cos(\omega t + 2\pi/3) =$$
$$= \frac{B_{\max}}{2}\cos(\alpha_e - \omega t) + \frac{B_{\max}}{2}\cos(\alpha_e + \omega t + 4\pi/3) = B_{Cl+} + B_{Cl-}$$

** В выражении для вектора индукции положительный знак соответствует положительному направлению вращения вектора

Сумма обратно вращающихся полей равна нулю $B_- = B_{Al-} + B_{Bl-} + B_{Cl-} = 0$ [***], т.к. они образуют симметричную трёхфазную систему, а сумма прямо вращающихся полей равна $B_+ = B_{Al+} + B_{Bl+} + B_{Cl+} = \frac{3}{2} B_{\max} \cos(\alpha_e - \omega t)$, т.е. она соответствует круговому магнитному полю, вращающемуся в положительном направлении, с амплитудой индукции в 1,5 раза больше амплитуды пульсирующих волн.

Аналогичными выкладками можно показать, что при сложении произвольного m числа пульсирующих полей вида $B_{pk} = B_{\max} \cos(\alpha_e - 2\pi k / m) \cdot \cos(\omega t - 2\pi k / m);\ k = 0,1 \ldots m-1$ в результате получается круговое вращающееся магнитное поле с амплитудой индукции равной $\frac{m}{2} B_{\max}$.

Рассмотрим теперь ситуацию, когда в пространстве одновременно формируются две круговых волны магнитного поля с противоположным направлением вращения и разными амплитудами. Их можно изобразить двумя векторами $\underline{B}_+ = B_{\max +} e^{j(\alpha_e + \omega t)} = B_{\max +} e^{j\omega t} e^{j\alpha_e}$ и $\underline{B}_- = B_{\max -} e^{j(\alpha_e - \omega t)} = B_{\max +} e^{-j\omega t} e^{j\alpha_e}$. Сумма векторов индукции равна

$$
\begin{aligned}
\underline{B} = \underline{B}_+ + \underline{B}_- &= e^{j\alpha_e} \left[B_{m+} e^{j\omega t} + B_{m-} e^{-j\omega t} \right] = \\
&= e^{j\alpha_e} \left\{ \begin{matrix} \left[B_{m+} \cos\omega t + B_{m-} \cos(-\omega t) \right] + \\ + j \left[B_{m+} \sin\omega t + B_{m-} \sin(-\omega t) \right] \end{matrix} \right\} = \\
&= e^{j\alpha_e} \left\{ \left[\left(B_{m+} + B_{m-} \right) \cos\omega t \right] + j \left[\left(B_{m+} - B_{m-} \right) \sin\omega t \right] \right\}
\end{aligned}
$$

Но выражение в фигурных скобках является параметрической формой уравнения эллипса с большой полуосью равной сумме амплитуд волн индукции прямого и обратного вращения (B_{m+} и B_{m-}) и малой полуосью равной разности этих амплитуд. Оператор $e^{j\alpha_e}$ осуществляет поворот эллипса на угол $\alpha_e = \alpha / z_p$ (рис. 3) относительно вещественной оси плоскости вращения, совмещая тем самым большую ось с угловой координатой точки α. Электрический угол ωt играет в уравнении эллипса роль угловой координаты, отсчитываемой от точки α. Таким образом, для всех точек окружности годограф вектора индукции результирующего магнитного поля будет эллиптическим и одинаковым с точностью до фазового сдвига $\alpha_e = \alpha / z_p$. Такое поле называют *эллиптическим*.

Если одна из составляющих эллиптического поля отсутствует, то оно становится круговым с соответствующим направлением вращения.

[***] Обозначим $\alpha_e + \omega t = \delta$. Тогда:

$$
\begin{aligned}
&\cos(\delta) + \cos(\delta - 4\pi/3) + \cos(\delta + 4\pi/3) = \\
&\quad = \cos\delta + \cos\delta\cos(2\pi/3) - \sin\delta\sin(2\pi/3) + \cos\delta\cos(-2\pi/3) - \sin\delta\sin(-2\pi/3) = \\
&\quad = \cos\delta\left[1 - 1/2 - 1/2\right] = 0
\end{aligned}
$$

При одинаковых амплитудах составляющих ($B_{m+} = B_{m-} = B_{\max}/2$) мнимая часть уравнения эллипса обращается в нуль, а вещественная часть суммы становится равной

$$\mathrm{Re}\left(\underline{B}_{+} + \underline{B}_{-}\right) = \left(B_{m+} + B_{m-}\right)\cos\omega t\cos\alpha_e = B_{\max}\cos\omega t\cos\alpha_e,$$

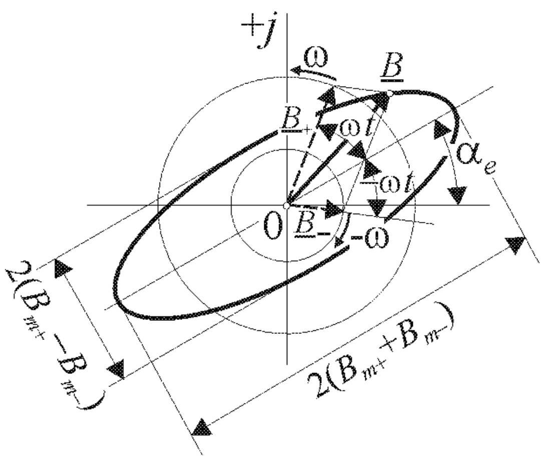

Рис.3. Годограф вектора индукции при эллиптическом поле

т.е. эллиптическое поле вырождается в пульсирующее с амплитудой, равной двойной амплитуде составляющих прямого и обратного вращения. Этот вывод полностью идентичен полученному ранее преобразованию пульсирующей волны в две круговые противоположного вращения с половинными амплитудами.

Таким образом, *круговые и пульсирующие поля можно рассматривать как частные случаи эллиптического поля, получаемые при различных соотношениях амплитуд составляющих полей прямого и обратного вращения*.

Отличительной особенностью эллиптического поля является неравномерность движения вектора $\underline{B}$. Мгновенное значение угла между вектором $\underline{B}$ и вещественной осью плоскости вращения γ равно сумме углов α_e и аргумента уравнения эллипса, т.е.

$$\gamma = \alpha_e + \mathrm{arctg}\left(\frac{B_{m+} - B_{m-}}{B_{m+} + B_{m-}}\mathrm{tg}\omega t\right) = \alpha_e + \mathrm{arctg}\left(k\cdot\mathrm{tg}\omega t\right),$$

где: $-1{,}0 \le k = \dfrac{B_{m+} - B_{m-}}{B_{m+} + B_{m-}} \le 1{,}0$ – коэффициент сжатия эллипса, равный отношению величин образующих малую и большую ось. Тогда угловая частота вращения равна

$$\frac{d\gamma}{dt} = \omega\ \frac{k}{\cos^2\omega t + k^2\sin^2\omega t}$$

или в относительных единицах

$$\frac{d\gamma}{dt}\bigg/\omega = \varpi = \frac{k}{\cos^2\omega t + k^2\sin^2\omega t}$$

При круговых полях прямого и обратного вращения $k = \pm 1$ и $\varpi = \pm 1$.

При пульсирующем поле $k = 0$ и $\varpi = 0$.

В общем случае $0 < |k| < 1{,}0$ величина скорости вращения зависит от текущего значения угла ωt, отсчитанного от большой оси эллипса. Для углов $\omega t = \pm n\pi\big|_{n=0,1\ldots\infty}$ относительная скорость вращения составляет $\varpi = \pm k = 0\big|_{k\to 0}$, а для $\omega t = \pi/2 \pm n\pi\big|_{n=0,1\ldots\infty}$ – $\varpi = \pm 1/k = \pm\infty\big|_{k\to 0}$. Полная картина распределения скорости вращения вектора индукции на двойном полюсном делении для $0{,}2 < k < 1{,}0$

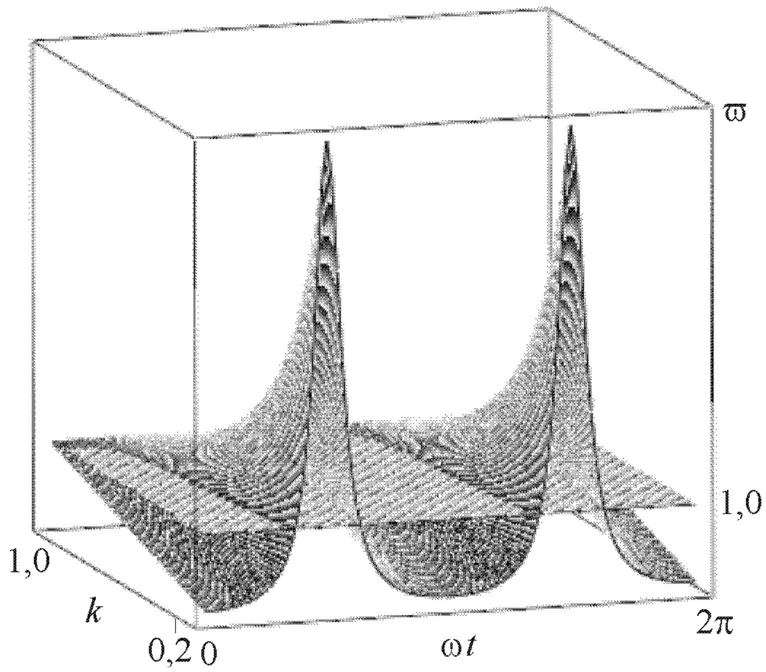

Рис. 4. Относительная скорость вращения вектора индукции эллиптического поля ϖ в разных положениях ($\alpha_e=\omega t$) и при различных коэффициентах сжатия k

приведена на рис. 4. Там же показана единичная плоскость, соответствующая равномерному движению вектора.

Магнитодвижущая сила обмоток переменного тока

Виды обмоток. Из приведённого выше анализа магнитных полей следует, что во всех случаях индукция должна распределяться между полюсами по синусоидальному закону. Однако поле в машинах создается обмотками, состоящими из витков, расположенных в пазах магнитопровода. Такая конструкция в принципе исключает возможность моногармонического распределения индукции, но с помощью ряда мероприятий, используемых при конструировании обмоток, можно снизить или исключить влияние высших гармоник на процесс преобразования энергии.

В общем случае многофазная обмотка располагается в пазах пакета магнитопровода. Число пазов Z конечно и каждая m-фазная обмотка, занимая некоторую часть пазов, распределяется по ним так, чтобы сформировать магнитное поле с z_p числом пар полюсов. Очевидно, что на одну фазу обмотки и на один полюс магнитного поля будет приходиться $q = Z/(2z_p m)$ пазов. Число q чаще всего бывает целым и в дальнейшем мы будем рассматривать только такие обмотки.

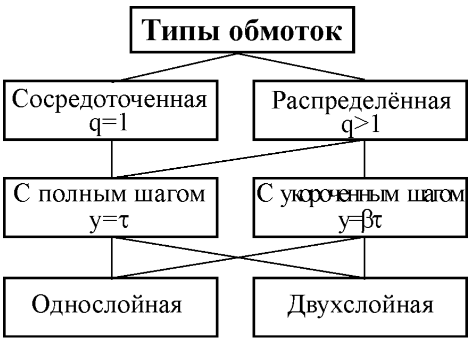

Рис. 5. Основные типы обмоток машин переменного тока

Часть окружности внутренней расточки статора или поверхности ротора, приходящаяся на один полюс магнитного поля машины называется полюсным делением τ. Эта величина может измеряться в линейных или угловых единицах, т.е.

$$\tau = \frac{\pi D}{2z_p} \text{ или } \tau = \frac{\pi}{z_p}.$$

Если число пазов на полюс и фазу $q = 1$, то обмотка располагается в двух пазах, расположенных под противоположными полюсами, и называется поэтому сосредоточенной. В противном случае она распределена между несколькими пазами и называется распределённой. Подавляющее большинство электрических машин имеют распределённые обмотки.

Распределённая обмотка состоит из нескольких групп соединённых последовательно витков. Каждая такая группа витков называется катушкой или секцией обмотки.

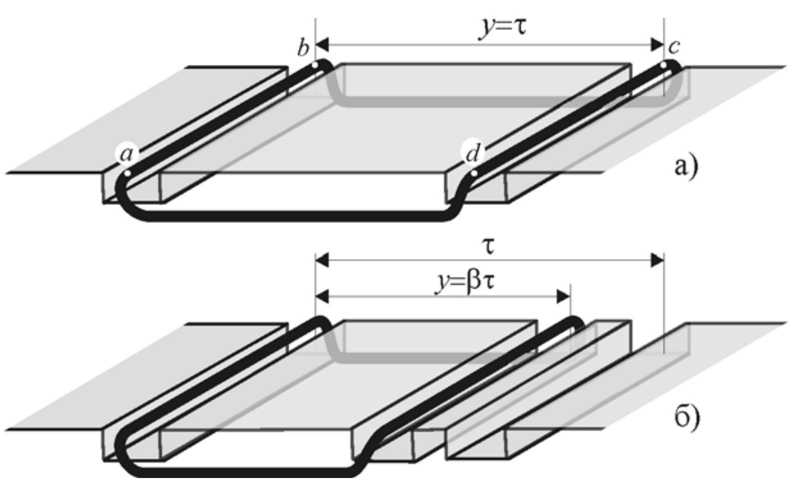

Рис. 6. Расположение катушки с полным (а) и укороченным шагом (б) в пазах

Части катушки, расположенные в пазах называются *пазовыми сторонами* (стороны *ab* и *cd* на рис. 6), а расположенные вне паза – *лобовыми частями* (стороны *bc* и *ad* на рис. 6).

Расстояние между пазовыми сторонами катушки y называется *шагом*. Если пазовые стороны расположены на расстоянии полюсного деления $y = \tau$, т.е. располагаются точно под противоположными полюсами магнитного поля, то такая катушка называется с *полным шагом* (рис. 6 а). Если это расстояние меньше, то шаг обмотки *укороченный* $y < \tau$ или в относительных единицах $\beta = y / \tau$ (рис. 6 б).

При некоторых схемах обмоток в каждом пазу магнитопровода могут находиться стороны разных катушек. В этом случае они располагаются одна над другой и образуют два слоя, а обмотки с такой конструкцией называются *двухслойными*.

<u>*МДС катушки*</u>. Рассмотрим поле, создаваемое катушкой с полным шагом (рис. 7).

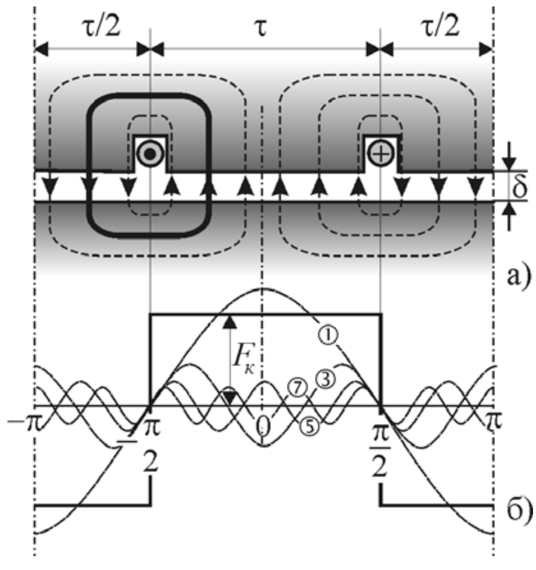

Рис. 7. Картина магнитного поля катушки с полным шагом

Связь между полным током катушки $w_к i_к$, где $w_к$ – число витков катушки, а $i_к$ – ток в ней, и напряжённостью поля H определяется законом полного тока:

$$w_к i_к = \oint \overline{H} d\overline{l}$$

причём интегрирование производится по любому замкнутому контуру, охватывающем катушку, например, по контуру, показанному на рис. 7 а) жирной линией.

Если принять, что для стали $\mu = \infty$, то в стали $H = 0$, а т.к. величина зазора δ существенно меньше τ, то можно считать, что магнитные линии пересекают зазор перпендикулярно. Поэтому

$$w_к i_к = \oint \overline{H} d\overline{l} = 2\delta H .$$

Отсюда

$$H = \frac{1}{\delta}\frac{w_к i_к}{2} \Rightarrow B = \mu_0 H = \frac{\mu_0}{\delta}\frac{w_к i_к}{2} = \lambda_\delta F_к,$$

где $\lambda_\delta = \frac{\mu_0}{\delta}$ – удельная проводимость зазора; $F_к = \frac{w_к i_к}{2}$ – МДС, необходимая для проведения магнитного потока через один воздушный зазор.

Следовательно, *при ненасыщенной стали и равномерном зазоре индукция линейно связана с МДС.*

Раскладывая МДС на пространственные гармоники, получим

$$F(t,\alpha) = F_{1m}\cos\alpha + F_{3m}\cos 3\alpha + \ldots + F_{\nu m}\cos\nu\alpha + \ldots$$

где $F_{\nu m} = \frac{4}{\nu\pi}F_к \sin\frac{\nu\pi}{2}$ –амплитуда ν-й гармоники, а $\sin\frac{\nu\pi}{2} = \pm 1$ – единичный коэффициент, обеспечивающий чередование знаков слагаемых (рис. 7 б).

При протекании по катушке синусоидального переменного тока $i_к = \sqrt{2} I_к \cos\omega t$ её МДС будет равна

$$F(t,\alpha) = \sum_{\nu=1}^{\infty} \sin\frac{\nu\pi}{2}\cdot\frac{4}{\nu\pi}\cdot\frac{\sqrt{2} I_к w_к}{2}\cos\omega t\cos\nu\alpha =$$

$$= \sum_{\nu=1}^{\infty} \sin\frac{\nu\pi}{2}\cdot\frac{0{,}9}{\nu}\cdot I_к w_к\cdot\cos\omega t\cdot\cos\nu\alpha$$

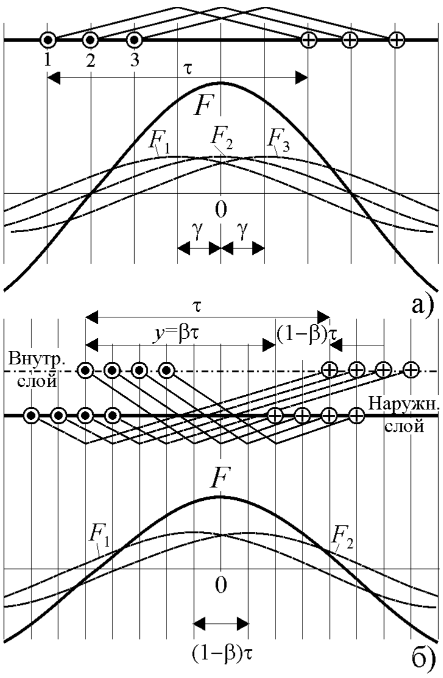

Рис. 8. МДС группы катушек с полным шагом (а) и с укороченным шагом (б)

Таким образом, МДС катушки представляет собой сумму пульсирующих волн нечётных гармоник с амплитудами $F_{m\nu} = 0{,}9 I_к w_к / \nu$.

Наличие высших гармоник в МДС создаёт дополнительные потери преобразования энергии машиной. Для их снижения обмотку распределяют по пазам, т.е. разделяют обмотку на отдельные катушки и укладывают их в разные пазы. Кроме того, укорачивают шаг катушек обмотки.

МДС группы катушек с полным шагом. Уложим три катушки с полным шагом в соседние пазы магнитопровода (рис. 8 а) и соединим их последовательно. Эти катушки образуют группу с числом пазов на полюс и фазу $q = 3$. Так как катушки одинаковы и питаются одним током, то амплитуды гармоник их МДС также будут одинаковыми. Но основные гармоники МДС окажутся смещёнными в пространстве на угол $\gamma = 2\pi z_p / Z$. За счёт этого сдвига сумма их амплитуд будет меньше утроенной амплитуды одной катушки F_{m1} – $F_{\Sigma p1} = F_{m1}\cos(-\gamma) + F_{m1} + F_{m1}\cos(\gamma) = F_{m1} + 2F_{m1}\cos\gamma = qk_{p1}F_{m1} < qF_{m1}$.

Для высших гармоник смещение в пространстве будет равно $\gamma_\nu = 2\pi z_p \nu / Z$, и если какая-либо гармоника образует при этом *m*-фазную систему, т.е. если

$\gamma_\nu = 2\pi / m$, то при суммировании МДС катушек компенсируют друг друга и эта гармоника будет полностью подавлена.

Уменьшение амплитуды ν-й гармоники МДС при суммировании учитывается коэффициентом распределения –

$$k_{p\nu} = \frac{\sin\dfrac{\nu\pi}{2m}}{q\sin\dfrac{\nu\pi}{2mq}},$$

где: m – число фаз обмотки, q – число пазов на полюс и фазу, т.е. число катушек в фазной обмотке.

При выборе параметров обмоток стремятся создать условия, при которых обеспечивается максимально возможное подавление высших гармоник, сохраняя при этом основную гармонику. Для основной гармоники коэффициент распределения обычно составляет 0,95…0,96.

<u>МДС группы катушек с укороченным шагом</u>.

В случае укороченного шага ($\beta < 1$) катушки группы распределяют по пазам таким образом, что активные стороны катушек, расположенные под разными полюсами, находятся в разных слоях (рис. 8 б). Так как все катушки соединены последовательно и по ним протекает одинаковый ток, то верхний и нижний слой образуют две подгруппы катушек с полным шагом и числом пазов на полюс и фазу $q = 4$, смещённые относительно центра распределения на угол $\pm(1-\beta)\pi/2$. Сумма амплитуд МДС первых гармоник этих подгрупп с учётом смещения равна

$$F_{\Sigma y1} = F_{m1}\cos\left[(1-\beta)\pi/2\right] + F_{m1}\cos\left[-(1-\beta)\pi/2\right] =$$
$$= 2F_{m1}\cos\left[(1-\beta)\pi/2\right] = 2F_{m1}\sin(\beta\pi/2) = 2k_{y1}F_{m1} < 2F_{m1}$$

где: $k_{y1} = \sin(\beta\pi/2)$ – коэффициент укорочения шага для основной гармоники.

Для высших гармоник коэффициент укорочения шага равен $k_{y\nu} = \sin(\nu\beta\pi/2)$. Этот коэффициент играет ту же роль, что и коэффициент распределения, т.е. позволяет уменьшить долю определенных гармонических составляющих в МДС катушечной группы.

Окончательно с учётом распределения катушек МДС основной гармоники можно выразить как $F_{\Sigma 1} = 2qF_{m1}k_{p1}k_{y1} = 2q\dfrac{4}{\pi}F_\kappa k_{p1}k_{y1} = \dfrac{4}{\pi}qw_\kappa k_{об1}i_\kappa$, где $k_{об1} = k_{p1}k_{y1}$ – обмоточный коэффициент для основной гармоники. Обмоточный коэффициент отражает влияние применения обоих способов коррекции спектра МДС.

Аналогично выражение для МДС произвольной гармоники будет иметь вид $F_{\Sigma\nu} = \dfrac{4}{\nu\pi}qw_\kappa k_{об\,\nu}i_\kappa$.

<u>МДС m-фазной обмотки</u>. Рассмотренные выше распределённые обмотки содержат q катушек, и формируют один из полюсов магнитного поля. Для формирования другого полюса используют вторую катушечную группу полностью идентичную первой и соединяют их последовательно. В случае формирования

магнитного поля с числом пар полюсов z_p число катушечных групп, входящих в последовательное соединение, возрастает в соответствующее число раз. Таким образом, в общем случае число витков, образующих фазную обмотку равно $w = 2z_p q w_к$. Учитывая это выражение, а также то, что во всех катушках протекает ток $i_к = \sqrt{2} I \cos\omega t$, получим выражение для МДС ν-й гармоники фазной обмотки

$$F_{ф\nu} = \frac{4}{\nu\pi} q w_к k_{об\,\nu} i_к = \frac{4}{\pi} \frac{q w_к z_p}{\nu z_p} k_{об\,\nu} \sqrt{2} I \cos\omega t =$$

$$= \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \frac{w k_{об\,\nu}}{\nu z_p} I \cos\omega t = 0,9 \frac{w k_{об\,\nu}}{\nu z_p} I \cos\omega t$$

Её амплитуда равна $F_{фm\nu} = 0,9 \frac{w k_{об\,\nu}}{\nu z_p} I$.

Полная МДС фазной обмотки с учётом пространственного распределения гармоник равна

$$F_{ф\nu}(t,\alpha) = \sum_{\nu=1}^{\infty} \sin\frac{\nu\pi}{2} \cdot 0,9 \frac{w k_{об\,\nu}}{\nu z_p} I \cos\omega t \cdot \cos\nu\alpha .$$

Из изложенного можно сделать следующие выводы:

1. фазная МДС представляет собой сумму основной и нечетных пространственных гармоник, неподвижных в пространстве;
2. амплитуда основной гармоники фазной МДС совпадает с осью обмотки;
3. амплитуды всех гармоник, составляющих фазную МДС, пульсируют во времени по тому же закону, что и питающий обмотку ток;
4. амплитуды гармоник обратно пропорциональны их порядку и линейно зависят от их обмоточных коэффициентов;
5. распределение и укорочение шага обмотки уменьшают амплитуду основной гармоники, но приближают форму кривой МДС к синусоиде.

При рассмотрении вопросов, связанных с преобразованием волн индукции, было показано, что сумма m фазных пульсирующих волн образует в пространстве круговое вращающееся магнитное поле с амплитудой бегущей волы в m раз больше, чем амплитуда пульсирующих волн. Следовательно, амплитуда основной гармоники МДС в машине с m-фазной обмоткой будет равна

$$F_1 = \frac{m\sqrt{2}}{\pi} \frac{w k_{об\,\nu}}{z_p} I = 0,45 \frac{m w k_{об\,\nu}}{z_p} I$$