

UNIVERSIDAD DE CANTABRIA
DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA
ELÉCTRICA Y ENERGÉTICA

F.M.M. Y CAMPO
MAGNÉTICO EN EL
ENTREHIERRO DE LAS
MÁQUINAS ELÉCTRICAS
SIMÉTRICAS

Miguel Ángel Rodríguez Pozueta

F.M.M. Y CAMPO MAGNÉTICO EN EL ENTREHIERRO DE LAS MÁQUINAS ELÉCTRICAS SIMÉTRICAS

Miguel Ángel Rodríguez Pozueta

CAMPOS MAGNÉTICOS TOTAL, COMÚN Y DE DISPERSIÓN. FLUJO POR POLO

Es sabido que una máquina eléctrica rotativa consiste básicamente en un circuito magnético, formado por el estator, el rotor y un entrehierro, y varios devanados situados en el estator y en el rotor.

Cuando estos devanados están recorridos por corrientes se genera un campo magnético **total** que se puede descomponer en dos partes:

- El campo magnético **común**, también denominado **principal** o **magnetizante**, es el que transmite energía entre los dos órganos de la máquina (estator y rotor) y sus líneas de inducción recorren la totalidad del circuito magnético común de la máquina (es decir, cruzan dos veces el entrehierro y circulan por el estator y el rotor atravesando todos los devanados y actuando sobre todos ellos).
- Los campos magnéticos de **dispersión**, también denominados de **fugas**, que no transmiten energía e incluyen el resto de las líneas de inducción.

Se denomina **flujo por polo** Φ_M al flujo debido al campo magnético en el entrehierro que atraviesa a una espira de paso diametral colocada en la posición donde dicho flujo es máximo.

MÁQUINAS ELÉCTRICAS SIMÉTRICAS

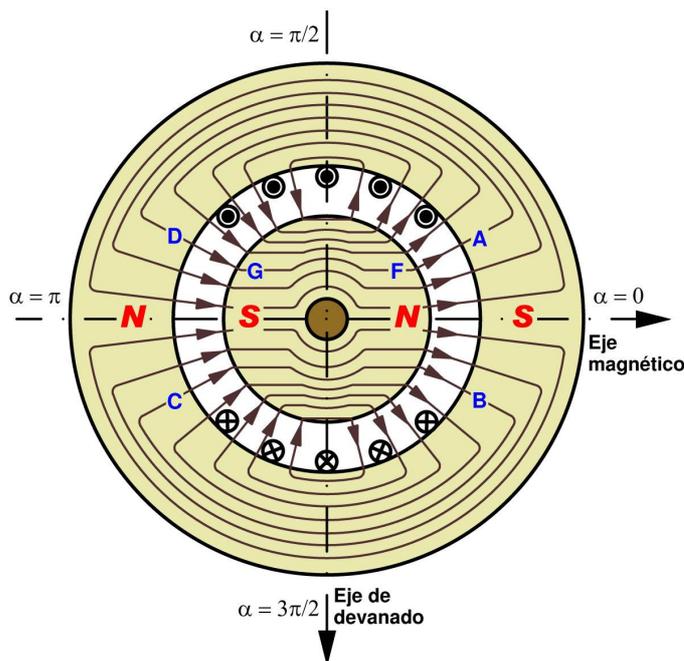


Fig. 1: Líneas de inducción magnética que atraviesan el entrehierro en una máquina simétrica, ideal, bipolar y sin polos salientes debidas a una fase.

La mayoría de las máquinas eléctricas son de construcción simétrica y a ellas se va a referir este texto.

En la Fig. 1 se muestra las líneas de campo magnético que atraviesan el entrehierro originadas por una fase de un devanado en una máquina con entrehierro uniforme.

En esta figura se observa que las líneas de este campo magnético cortan al entrehierro dos veces en dos posiciones simétricas respecto al eje de simetría de la distribución de corrientes de la fase, el cual denominaremos *eje de devanado*. A 90° eléctricos de este eje se encuentra el eje de simetría de la distribución en el entrehierro de las líneas de campo magnético creado por esta fase, el cual denominaremos *eje magnético* (Fig. 1). Como el reparto de corrientes y el campo magnético se repiten idénticamente en cada par de polos de la máquina, cada uno de estos pares de polos tiene sus respectivos ejes de devanado y magnético, desfasados entre sí 90° eléctricos.

Por otra parte, se puede aceptar sin cometer mucho error que estas líneas de campo tienen dirección radial en el entrehierro.

HIPÓTESIS SIMPLIFICATIVAS. MÁQUINA ELÉCTRICA IDEAL

Si se quisiera realizar el estudio del campo magnético en el entrehierro de una máquina eléctrica rotativa teniendo en cuenta todos los fenómenos que intervienen, éste sería muy complicado. Por esta razón se adoptan una serie de hipótesis simplificativas que facilitan este análisis al desprestigiar fenómenos poco importantes en la formación de su campo magnético.

En consecuencia, el estudio que se va a hacer versará sobre una máquina eléctrica ideal en la que se verifican estas hipótesis:

- a) Respecto a las piezas de hierro del circuito magnético se acepta lo siguiente:
 - a1) La permeabilidad del hierro es mucho mayor que la del aire y se la puede suponer de valor infinito. Por consiguiente, a la hora de calcular la inducción magnética de la máquina sólo hay que considerar la reluctancia del entrehierro.
 - a2) La inducción magnética carece de componente paralela al árbol de la máquina y la distribución de la inducción magnética es la misma en cualquier plano perpendicular al árbol de la máquina. Por tanto, bastará con estudiar la distribución de la inducción magnética en uno cualquiera de estos planos.
- b) Los conductores están distribuidos a ambos lados del entrehierro paralelamente al árbol de la máquina y su radio es despreciable. Por consiguiente, no se tiene en cuenta el efecto piel de estos conductores.
- c) Por lo que se refiere al entrehierro se supone lo siguiente:
 - c1) No se tienen en cuenta las posibles variaciones de entrehierro debidas a la existencia de dientes y ranuras. Entonces en las máquinas con rotor y estator cilíndricos se aceptará que el espesor δ del entrehierro es constante.

- c2) Las líneas de inducción se puede aceptar que tienen dirección radial en el entrehierro.
- c3) El campo magnético en el entrehierro no varía según la dirección radial y, por lo tanto, sólo varía en el espacio según la coordenada angular α , pudiendo ser también función del tiempo. En el caso de máquinas de corriente alterna se aceptará que el campo magnético del entrehierro varía de forma sinusoidal con la coordenada angular α , pues sólo se tendrá en cuenta el primer armónico de su distribución espacial.

FUERZA MAGNETOMOTRIZ DEL ENTREHIERRO \mathcal{F}

Cuando se explicó el Teorema de Ampère se denominó fuerza magnetomotriz (f.m.m.) a la circulación del vector excitación \vec{H} a lo largo de una línea cerrada ($\mathcal{F} = \oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l}$), la cual tiene un valor igual a las corrientes abrazadas por dicha línea cerrada. Por consiguiente, este concepto no está ligado a un punto del espacio, sino a un camino cerrado.

Sin embargo, sucede que por cada punto del entrehierro pasa una línea de inducción magnética, la cuál es cerrada y, además, corta al entrehierro dos veces. Si la máquina es simétrica, los lugares donde una línea de inducción corta al entrehierro ocupan dos posiciones simétricas respecto al eje de simetría de la distribución de corrientes que crean el campo magnético.

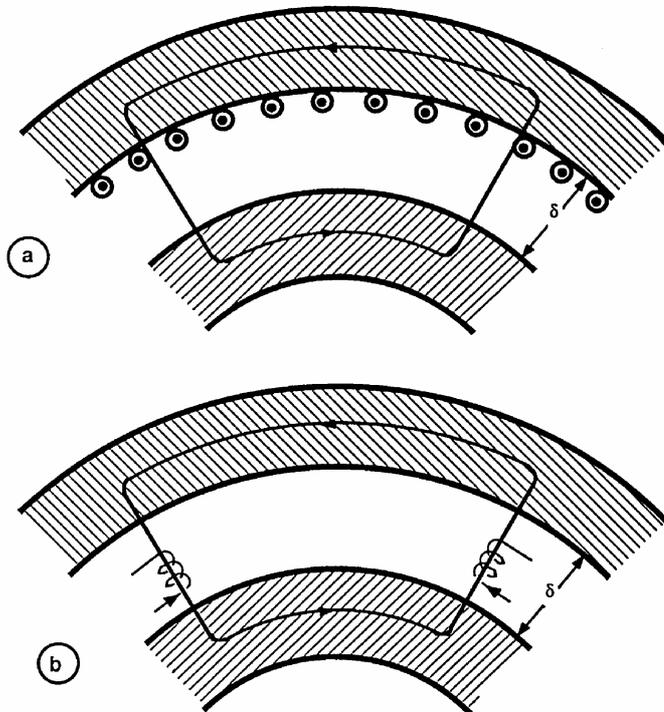


Fig. 2: Sustitución de las corrientes abrazadas por una línea de inducción magnética por dos solenoides equivalentes situados en el entrehierro

De una forma puramente convencional se puede suponer entonces que la f.m.m. de una línea de inducción magnética se concentra en las dos zonas de entrehierro que corta, convirtiéndose así en una función de la coordenada angular α . Esto significa el sustituir las

corrientes distribuidas a lo largo del entrehierro que abraza una línea de inducción por dos pequeños solenoides equivalentes situados en el entrehierro según se representa en la Fig. 2. Estos solenoides proporcionan la misma f.m.m. dentro de las líneas de inducción que las corrientes originales. Además, si la máquina es simétrica el reparto de la fuerza magnetomotriz en las dos zonas del entrehierro se hace a partes iguales; esto es, los dos solenoides equivalentes serán idénticos. Es preciso insistir que todo esto es simplemente una convención que resulta cómoda, pero que no quiere decir que realmente las corrientes abrazadas por una línea de inducción estén concentradas en las zonas de entrehierro por donde pasa.

Como consecuencia de lo anterior se define la f.m.m. en un punto del entrehierro de una máquina eléctrica simétrica (no necesariamente ideal) como la mitad de la f.m.m. de la línea de inducción magnética que pasa por el punto considerado. Por lo tanto, tiene un valor igual a la mitad de las corrientes abrazadas por la línea de inducción magnética que pasa por el punto considerado.

A partir de ahora, salvo mención expresa en contra, cuando se utilice el símbolo \mathcal{F} o se hable de fuerza magnetomotriz (f.m.m.) se supone implícitamente que se está haciendo mención de la f.m.m. del entrehierro.

La distribución de \mathcal{F} sólo depende de la distribución de corrientes a lo largo del entrehierro a que dan lugar los devanados de la máquina. Por lo tanto, no va a depender ni de la reluctancia de los núcleos magnéticos del rotor y del estator ni de la reluctancia del entrehierro; es decir, no estará influida por el valor del espesor δ del entrehierro.

Es preciso resaltar que, por consiguiente, siempre es posible aplicar el principio de superposición a las f.m.m.s.

En máquinas de entrehierro uniforme δ en las cuáles se acepta que la permeabilidad magnética de las piezas de hierro es infinita (hipótesis a1), se puede calcular el módulo de la inducción magnética en el entrehierro B para cada coordenada angular α a partir del valor de la f.m.m. en el entrehierro \mathcal{F} para dicha coordenada angular:

$$B(\alpha) = \frac{\mu_0}{\delta} \mathcal{F}(\alpha) \quad (1)$$

En la expresión (1) μ_0 es la permeabilidad magnética del vacío.

Como el cociente μ_0/δ es constante se tiene, según la relación (1), que en estas máquinas la inducción magnética B varía con la coordenada angular α de la misma manera que la f.m.m. \mathcal{F} . Es decir, las distribuciones espaciales de B y de \mathcal{F} a lo largo de la circunferencia del entrehierro tienen la misma forma cuando δ es constante.

Tanto la f.m.m. \mathcal{F} como la inducción B del entrehierro se considerarán positivas en las zonas del entrehierro donde las líneas de inducción del campo magnético se dirigen desde el rotor hacia el estator y negativas en las zonas donde las líneas de inducción se dirigen del estator al rotor.

F.M.M. DE UN DEVANADO MONOFÁSICO

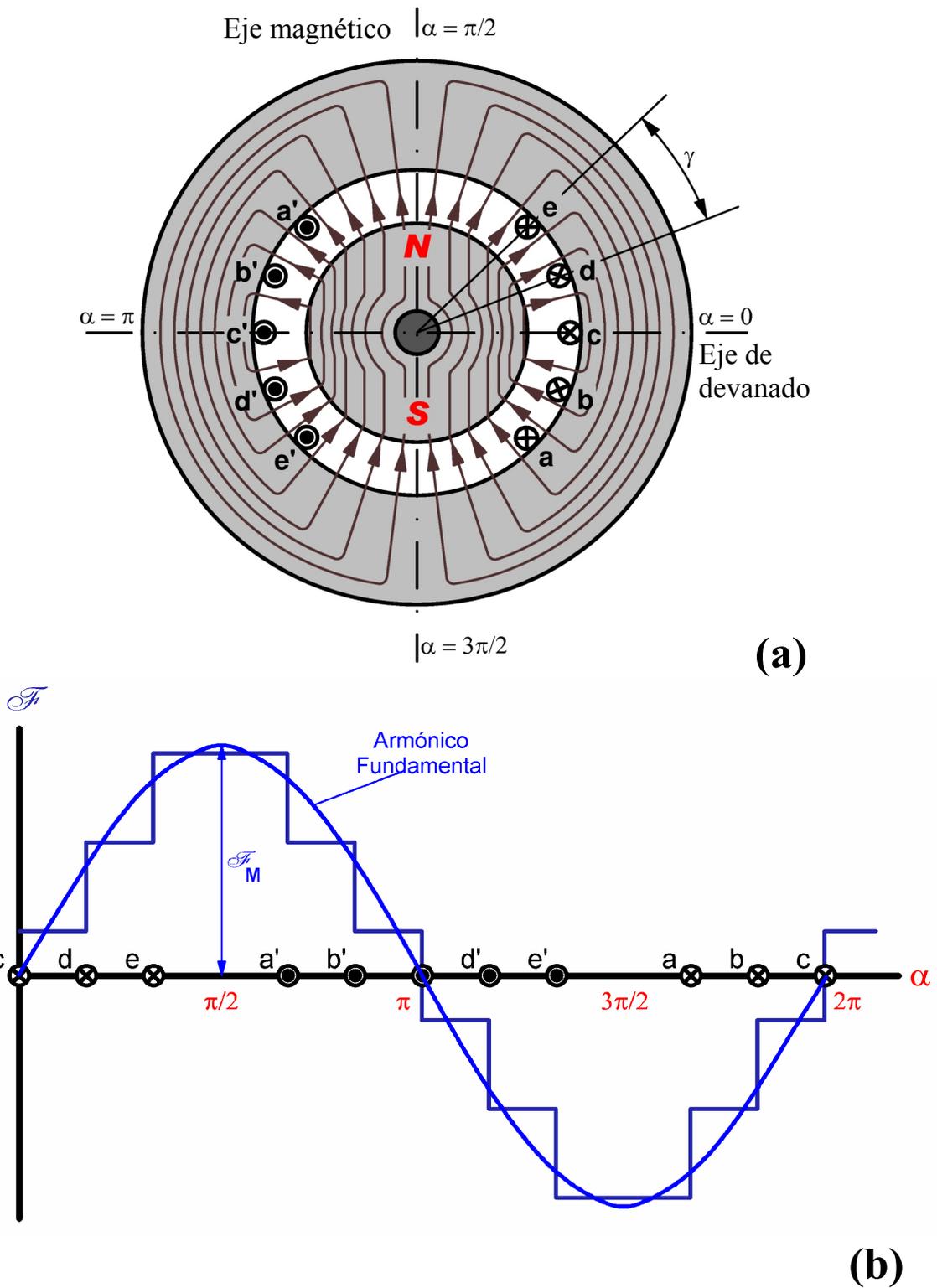


Fig. 3: F.m.m. de una fase con 5 bobinas distribuidas

En la Fig. 3 se ha representado una máquina bipolar con un devanado monofásico distribuido formado por 5 bobinas de paso diametral en serie. En esta figura se ha elegido el origen de coordenadas coincidente con el eje de devanado de esta fase.

Es evidente que el número de conductores abrazados por las líneas de inducción no va a ser siempre el mismo, ya que es mayor en el centro de un polo magnético que en sus extremos (ver la Fig. 1). Se obtiene una distribución espacial de la f.m.m. en el entrehierro de forma escalonada como la representada en la Fig. 3b.

Si se descompone esta distribución escalonada de f.m.m. en serie de Fourier, se puede demostrar que se obtienen resultados bastantes precisos en el análisis de máquinas de corriente alterna si se desprecian los armónicos superiores y se tiene en cuenta sólo el armónico fundamental o primer armónico (ver la Fig. 3b). Por lo tanto, se tiene que:

$$\mathcal{F}(\alpha) \approx \mathcal{F}_M \text{sen } \alpha \quad (2)$$

El valor máximo \mathcal{F}_M del armónico fundamental de la f.m.m. vale:

$$\mathcal{F}_M = \frac{4}{\pi} \xi_b \frac{N i}{2 p} \quad (3)$$

- p es el número de pares de polos
- N es el número de espiras efectivas en serie de la fase
- i es la corriente que circula por una fase
- ξ_b es el factor de bobinado de la fase

El factor de bobinado ξ_b (también denominado K o K_w en otros textos) es un coeficiente que depende de cómo está devanada la fase (depende del número de ranuras donde se alojan las bobinas de la fase, de la separación entre estas ranuras, del paso de bobina, etc.) y siempre es menor que 1.

En la expresión (3) la corriente i puede variar con el tiempo (por ejemplo, si se alimenta a la fase con corriente alterna). En este caso, la f.m.m. \mathcal{F} no sólo varía con la coordenada angular α , sino también con el tiempo.

En la expresión (2) la f.m.m aparece como una función del seno de la coordenada angular porque hasta ahora se ha supuesto que se toma el origen de coordenadas coincidente con el eje de devanado de la fase considerada.

En la Fig. 4 se ha representado una máquina con un devanado monofásico donde el origen de coordenadas se ha elegido de tal manera que el eje de devanado (E.D.) de la fase forma el ángulo eléctrico δ con el origen de coordenadas.

En este caso se tiene que:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(\alpha) &\approx \mathcal{F}_M \text{sen } (\alpha - \delta) = \\ &= \mathcal{F}_M \cos \left(\alpha - \delta - \frac{\pi}{2} \right) = \mathcal{F}_M \cos (\alpha - \rho) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\mathcal{F} \approx \mathcal{F}_M \text{sen } (\alpha - \delta) = \mathcal{F}_M \cos (\alpha - \rho)$$

$$(\rho = \delta + \pi / 2)$$

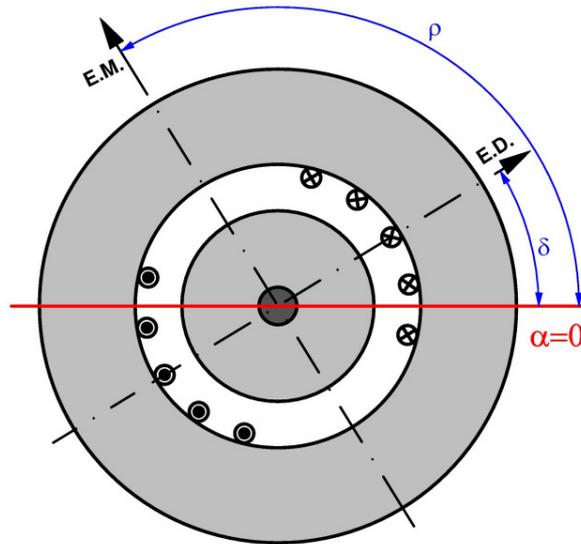


Fig. 4: Devanado monofásico cuyos ejes de simetría forman respectivamente los ángulos δ y ρ con el origen de coordenadas. (E.D.: Eje de devanado; E.M.: Eje magnético)

Es decir, a partir de ahora se colocará el origen de coordenadas donde resulte más cómodo en cada caso y se podrá representar la distribución espacial de la f.m.m. en el entrehierro como una función seno o como una función coseno, según sea más conveniente en cada caso.

F.M.M. DE UN DEVANADO MONOFÁSICO ALIMENTADO CON C.A.

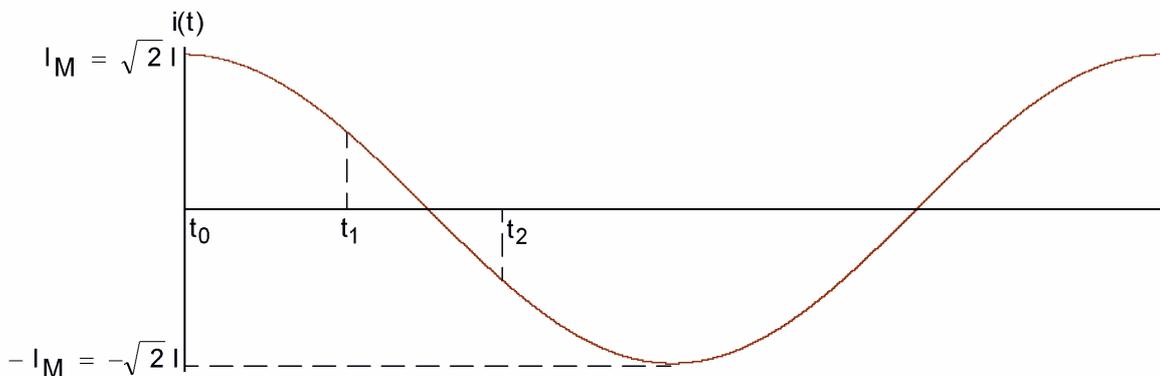


Fig. 5: Corriente alterna sinusoidal

Considérese un devanado monofásico como el de la Fig. 1 alimentado con la corriente alterna perfectamente sinusoidal representada en la Fig. 5.

Esta corriente viene dada por la siguiente expresión:

$$i = i(t) = I_M \cos(\omega t) = \sqrt{2} I \cos(\omega t) \quad (5)$$

donde I_M es el valor máximo de la corriente e I es su valor eficaz.

En la Fig. 1 se ha tomado el origen de coordenadas desfasado 90° con respecto al eje de devanado de la fase; es decir, coincidente con su eje magnético. Por consiguiente, la f.m.m. en el entrehierro generada por este devanado es así:

$$\mathcal{F}(\alpha, t) = \mathcal{F}_M(t) \cos \alpha \quad (6)$$

$$\mathcal{F}_M(t) = \frac{4}{\pi} \xi_b \frac{N}{2p} i(t) = \frac{4}{\pi} \xi_b \frac{N}{2p} [I_M \cos(\omega t)] \quad (7)$$

Esta f.m.m. es función de la coordenada angular α y del tiempo t .

De las relaciones (6) y (7) se deduce que:

$$\boxed{\mathcal{F}(\alpha, t) = \mathcal{F}_M \cos \alpha \cos(\omega t)} \quad (8)$$

$$\mathcal{F}_M = \frac{4}{\pi} \xi_b \frac{N \cdot I_M}{2p} = \frac{4}{\pi} \xi_b \frac{N \cdot \sqrt{2} I}{2p} = 0,9 \xi_b \frac{N \cdot I}{p} \quad (9)$$

Donde ahora \mathcal{F}_M es el máximo de los valores máximos en el espacio. Es decir, es a la vez el valor máximo en el espacio y en el tiempo.

Esta onda de f.m.m. es *pulsante*; es decir, es una distribución de f.m.m. que permanece inmóvil pero cuya amplitud varía con el tiempo (Fig. 6).

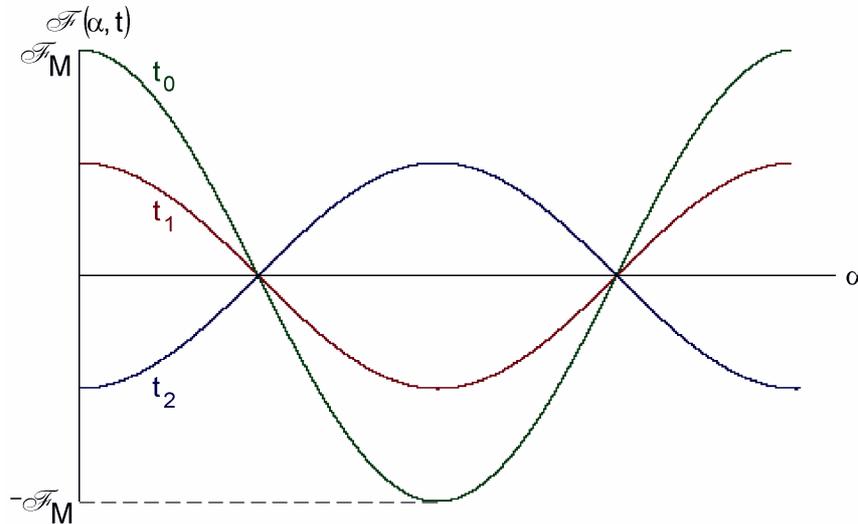


Fig. 6: F.m.m. pulsante

En la Fig. 6 se ha mostrado cómo es esta f.m.m. en los tres instantes de tiempo, t_0 , t_1 y t_2 , señalados en la Fig. 5. En la Fig. 6 se aprecia como esta onda pasa por cero siempre en los mismos puntos del entrehierro. Análogamente, esta f.m.m. alcanza sus valores máximos, positivos y negativos, en los mismos puntos del entrehierro, aunque estos valores máximos varían con el tiempo e, incluso, cambian de signo de un instante a otro.

F.M.M. DE UN DEVANADO POLIFÁSICO. TEOREMA DE FERRARIS

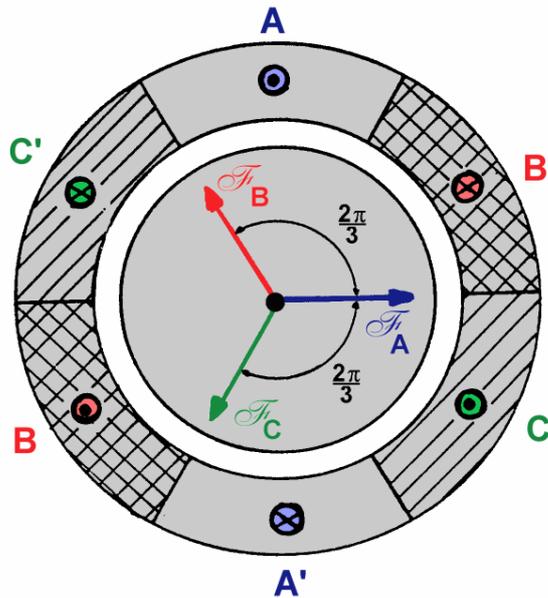


Fig. 7: Devanado trifásico

En la Fig. 7 se ha representado de forma esquemática una máquina eléctrica bipolar con un devanado trifásico. Este devanado consta de tres fases idénticas (A-A', B-B' y C-C') separadas entre sí un ángulo eléctrico de $2\pi/3$ radianes. Como se ha venido haciendo hasta ahora, se van a despreciar los armónicos superiores de la f.m.m. y sólo se considerará su armónico fundamental.

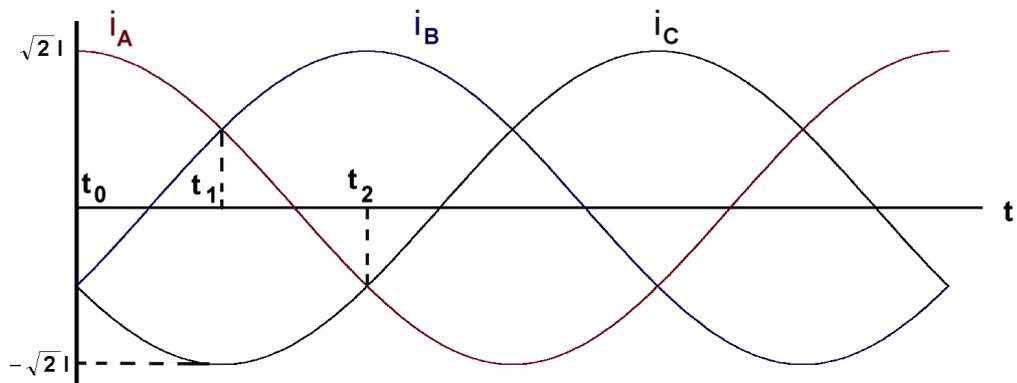


Fig. 8: Sistema trifásico equilibrado de corrientes

En la Fig. 8 se ha representado un sistema trifásico equilibrado de corrientes perfectamente sinusoidales de valor eficaz I:

$$\begin{aligned}
 i_A &= i_A(t) = \sqrt{2} I \cos(\omega t) \\
 i_B &= i_B(t) = \sqrt{2} I \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) \\
 i_C &= i_C(t) = \sqrt{2} I \cos\left(\omega t + \frac{2\pi}{3}\right)
 \end{aligned}
 \tag{10}$$

En la Fig. 7 el eje de devanado de la fase A está situado sobre el origen de coordenadas, por lo que esta fase origina una f.m.m. cuyo valor máximo se da en dicho origen de coordenadas. Las otras dos fases B y C darán lugar a f.m.m.s desfasadas $2\pi/3$ y $-2\pi/3$ radianes eléctricos con respecto a la de la fase A. Por lo tanto, si se alimentan con el sistema trifásico de corrientes de la Fig. 8 estas tres fases generan las siguientes fuerzas magnetomotrices en el entrehierro:

$$\begin{aligned}\mathcal{F}_A(\alpha, t) &= \mathcal{F}_M \cos(\alpha) \cos(\omega t) \\ \mathcal{F}_B(\alpha, t) &= \mathcal{F}_M \cos\left(\alpha - \frac{2\pi}{3}\right) \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) \\ \mathcal{F}_C(\alpha, t) &= \mathcal{F}_M \cos\left(\alpha + \frac{2\pi}{3}\right) \cos\left(\omega t + \frac{2\pi}{3}\right)\end{aligned}\quad (11)$$

En estas expresiones se observa que el valor máximo en el espacio y en el tiempo \mathcal{F}_M de la f.m.m. es igual para las tres fases, pues todas ellas son idénticas y están alimentadas con corrientes del mismo valor eficaz.

La f.m.m. total debida a la acción conjunta de las tres fases se puede obtener aplicando el principio de superposición a las f.m.m. de las fases. Así, sumando las tres f.m.m. que aparecen en las relaciones (11) y teniendo en cuenta esta propiedad trigonométrica:

$$\cos x \cos y = \frac{1}{2} [\cos(x - y) + \cos(x + y)] \quad (12)$$

se llega a la siguiente expresión:

$$\mathcal{F}(\alpha, t) = \frac{3}{2} \mathcal{F}_M \cos(\omega t - \alpha) = \frac{3}{2} \mathcal{F}_M \cos(\omega t - p \alpha_g) \quad (13)$$

En la Fig. 9 se ha representado la distribución espacial de la f.m.m. en el entrehierro dada por la relación (13) para los tres instantes, t_0 , t_1 y t_2 , indicados en la Fig. 8. Se observa que en los tres instantes la f.m.m. conserva el mismo valor máximo ($\frac{3}{2} \mathcal{F}_M$), pero de un instante a otro la onda espacial de f.m.m. se ha desplazado. También se puede apreciar que el desplazamiento de la onda de f.m.m. entre el instante t_0 y t_1 es el mismo que entre t_1 y t_2 . Como entre t_0 y t_1 hay el mismo incremento de tiempo que entre t_1 y t_2 , se deduce que la velocidad con que se mueve la f.m.m. a lo largo de la circunferencia del entrehierro es constante. En este caso se aprecia en la Fig. 9 que el sentido de giro de esta f.m.m. es positivo, pues esta onda se mueve en el sentido de aumento de la coordenada angular α . Es decir, la ecuación (13) representa una onda espacial de f.m.m. en el entrehierro que gira en sentido antihorario.

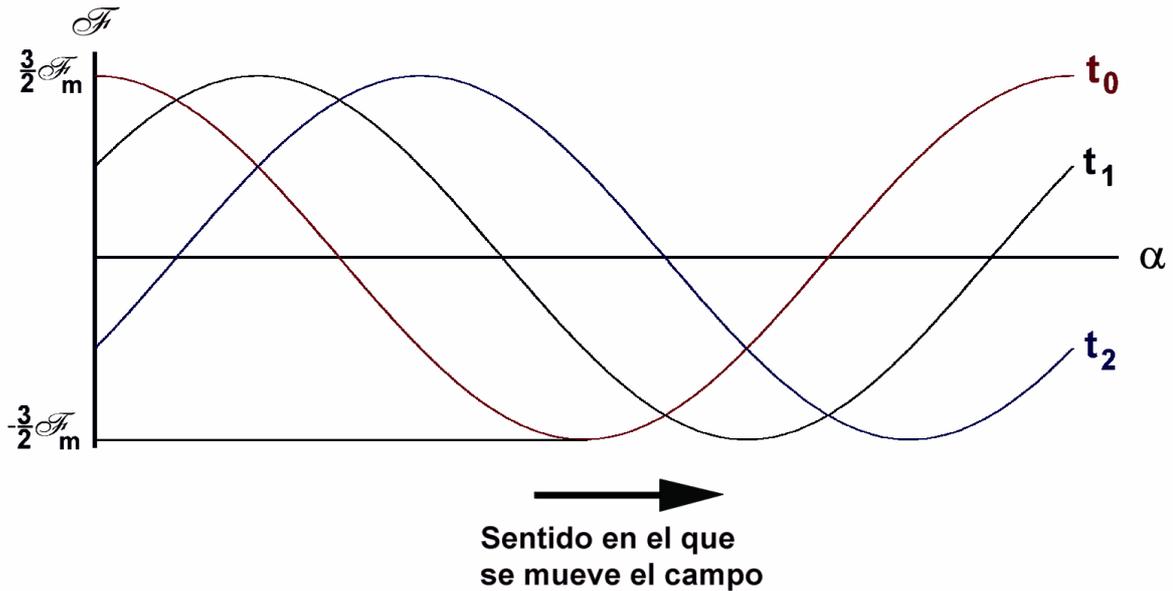


Fig. 9: Campo giratorio

De esto se deduce el **Teorema de Ferraris** para un devanado trifásico:

Si a un devanado trifásico equilibrado (formado por tres fases idénticas desfasadas entre sí en el espacio $2\pi/3$ radianes eléctricos) se lo alimenta con un sistema trifásico equilibrado de corrientes perfectamente sinusoidales (de igual valor eficaz y desfasadas entre sí $2\pi/3$ radianes en el tiempo) se obtiene una f.m.m. giratoria de amplitud constante (igual a $3/2$ del valor máximo \mathcal{F}_M en el espacio y en el tiempo de la f.m.m. generada por una sola fase) y velocidad constante.

El Teorema de Ferraris se puede generalizar a un devanado polifásico de cualquier número de fases m:

“Cuando un devanado polifásico, formado por m fases idénticas, tales que entre dos fases consecutivas hay una separación en el espacio de $2\pi/m$ radianes eléctricos, es alimentado por un sistema polifásico equilibrado de m corrientes, desfasadas en el tiempo $2\pi/m$ radianes, se genera en el entrehierro una f.m.m. que gira a velocidad constante y cuyo valor máximo es $m/2$ veces el valor máximo en el espacio y en el tiempo (\mathcal{F}_M) de la f.m.m. generada por una sola fase actuando aisladamente”.

Este teorema se puede aplicar a cualquier tipo de devanado polifásico equilibrado; es decir, a cualquier devanado equilibrado donde el número de fases m no sea igual a la unidad.

La velocidad de giro de la f.m.m. creada a partir del Teorema de Ferraris se denomina velocidad de sincronismo. Dependiendo de las unidades utilizadas para medir esta velocidad se tiene que:

- * Velocidad de sincronismo medida en *revoluciones por minuto* (r.p.m.):

$$n_1 = \frac{60 f}{p} \quad (14a)$$

- * Velocidad de sincronismo medida en *radianes eléctricos por segundo* (rad elec/s):

$$\omega_1 = 2 \pi f \quad (14b)$$

- * Velocidad de sincronismo medida en *radianes geométricos por segundo* (rad/s):

$$\Omega_1 = \frac{2 \pi f}{p} \quad (14c)$$

En estas expresiones p es el número de pares de polos del devanado y f es la frecuencia de las corrientes ($\omega = 2 \pi f$).

Nótese que cuando la velocidad de sincronismo se mide en radianes eléctricos por segundo (ω_1) su valor es igual al de la pulsación ω de las corrientes de las fases.

El Teorema de Ferraris es fundamental para comprender el funcionamiento de las máquinas eléctricas de c.a. polifásicas. Este teorema indica que mediante un devanado polifásico -que puede estar situado en el estator y, consecuentemente, estar inmóvil- se puede crear un campo magnético móvil en el entrehierro similar al que generaría un imán permanente que girara a la velocidad de sincronismo. Es fácil comprender que a partir de este teorema sea fácil el diseñar un motor en el que este campo giratorio mueva el rotor o un generador en el que el campo magnético móvil induzca f.e.m.s sobre el devanado inducido.

Obsérvese que en el enunciado del Teorema de Ferraris se habla de un sistema equilibrado de corrientes -no de tensiones- para generar la f.m.m. giratoria. Aunque para obtener este sistema equilibrado de corrientes se utilice un sistema de tensiones, son las corrientes las que generan la f.m.m. y son éstas las que hay que procurar que varíen en el tiempo de la forma más sinusoidal posible.

Otra observación interesante es que al combinar las f.m.m.s de tres fases, cada una de ellas con p pares de polos, para dar lugar a la f.m.m. giratoria, ésta tiene también p pares de polos. Es decir, los polos de las f.m.m.s de las tres fases no se suman cuando se genera la f.m.m. giratoria y el número de pares de polos p es el mismo para la f.m.m. de cada fase actuando individualmente y para la f.m.m. giratoria total.

En el devanado trifásico ($m = 3$) se aprecia que si se permutan las corrientes que alimentan a dos de las fases, por ejemplo i_B e i_C , y se realiza otra vez el desarrollo hecho anteriormente (ecuaciones (11) a (13)) se obtiene esta f.m.m.:

$$\mathcal{F}(\alpha, t) = \frac{3}{2} \mathcal{F}_M \cos(\omega t + \alpha) \quad (15)$$

la cual corresponde a una f.m.m. giratoria idéntica a la correspondiente a la ecuación (13), pero que gira en sentido contrario (horario). Por lo tanto, para invertir el sentido de giro de la f.m.m. giratoria generada por un devanado trifásico basta con permutar las corrientes de dos de las fases.

TEOREMA DE LEBLANC

En un apartado anterior se comprobó que un devanado monofásico alimentado con corriente alterna creaba la f.m.m. pulsante dada por la relación (8). Si a dicha relación se le aplica la propiedad trigonométrica (12) se llega a:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(\alpha, t) &= \mathcal{F}_M \cos \alpha \cos (\omega t) = \\ &= \left[\frac{\mathcal{F}_M}{2} \cos (\omega t + \alpha) \right] + \left[\frac{\mathcal{F}_M}{2} \cos (\omega t - \alpha) \right] \end{aligned}$$

$$\mathcal{F}(\alpha, t) = \left[\frac{\mathcal{F}_M}{2} \cos (\omega t + p \alpha_g) \right] + \left[\frac{\mathcal{F}_M}{2} \cos (\omega t - p \alpha_g) \right] \quad (16)$$

Es decir, en los bobinados monofásicos se verifica el **Teorema de Leblanc**:

“Un devanado monofásico alimentado con corriente alterna monofásica genera una f.m.m. pulsante en el entrehierro (cuyo valor máximo es \mathcal{F}_M), la cual puede descomponerse en dos campos giratorios de la misma amplitud ($\mathcal{F}_M/2$) y velocidades de giro de igual valor, pero de sentidos opuestos”.

Este teorema sirve para estudiar el comportamiento, entre otros, del motor asíncrono monofásico.

NOMENCLATURA:

	En este texto	En otros textos
Coordenada angular	α	θ
Espesor del entrehierro	δ	g
Factor de bobinado	ξ_b	K, K_w
Par	M	T
Tensión eléctrica	V	U
Velocidad en rad/s	Ω	ω_m