TEMA 41

EL ALTERNADOR

41.1. CONSTITUCIÓN DEL ALTERNADOR.

Un alternador es un dispositivo que transforma energía mecánica en energía eléctrica alterna.

El alternador está constituido por:

☞ ***Inductor:*** Formado por un núcleo de hierro, sobre el que van arrolladas unas bobinas recorridas por una corriente continua. Es el encargado de crear el campo magnético inductor.

☞ ***Inducido*****:** Formado por los devanados en los que se induce una fuerza electromotriz alterna, al variar en ellos el flujo producido por el inductor.

Se denomina *magneto* al alternador en el que el sistema inductor está constituido por imanes permanentes.

41.2. CLASIFICACIÓN DE LOS ALTERNADORES.

Los alternadores se clasifican de la siguiente forma:

① **Homopolares y heteropolares**, según que los extremos de las bobinas pasen por los polos del mismo signo, o de signos contrarios.

② **Inducido móvil e inductor fijo, o viceversa,** de acuerdo con el elemento que se desplace.

③ **Monofásicos o polifásicos,** según las características de las fuerzas electromotrices inducidas.

④ **Con devanados en anillo o en tambor,** según la forma que tenga el inducido.

Los más usuales son:

❇ Heteropolares.

❇ Inducido fijo e inductor móvil.

❇ Devanado en tambor.

Las ventajas que presenta el inducido fijo son:

❶ Evitar las conexiones móviles (colector) con el circuito exterior en alterna.

❷ Alimentar el inductor mediante colector. Teniendo en cuenta que éste está constituido por núcleos macizos, con la consiguiente mayor resistencia mecánica que si fueran de chapas, como ocurre en el inducido.

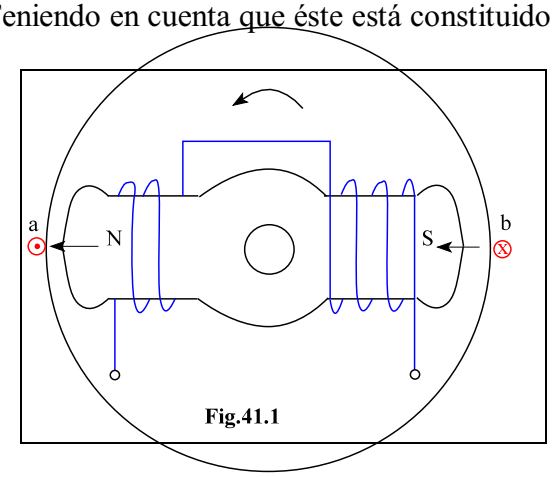


Fig.41.1

41.3. PRINCIPIO DEL ALTERNADOR.

En la Fig. 41.1 se representa un alternador constituido por un sistema inductor formado por un par de polos, que gira a una velocidad **N** (r.p.s), y un inducido constituido por una bobina formada por una sola espira con dos lados activos **a** y **b**.

La distribución de la inducción **B** en el entrehierro es alterna senoidal, como consecuencia del giro del sistema inductor. En los conductores activos de la espira del inducido se inducirá una fuerza electromotriz también senoidal.

Si el sistema inductor gira a **N** (r.p.s.), la onda que define la fuerza electromotriz en los extremos de **a** y **b** se repetirá **N** veces por segundo. Es decir, la frecuencia de la fuerza electromotriz inducida es:

$$f = N \qquad (41.1)$$

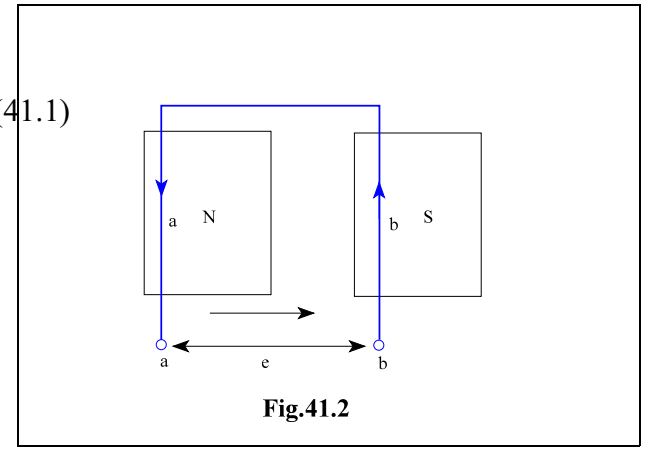


Fig.41.2

La Fig. 41.3 representa la onda correspondiente a la fuerza electromotriz inducida en el alternador.

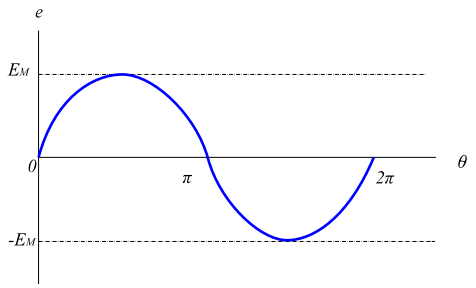


Fig.41.3

Supongamos que el sistema inductor tenga dos pares de polos, tal como se representa en la Fig.41.4, y el sistema inducido esté constituido por dos espiras **a-b** y **a'-b'**, conectadas en serie.

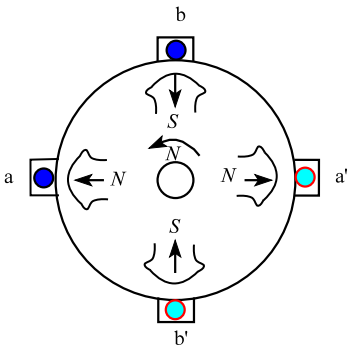


Fig.41.4

En cada conductor activo, la onda completa que define la fuerza electromotriz inducida se produce cuando ha sido barrido por un par de polos consecutivos. Es decir, se producen dos elongaciones en cada revolución del inductor, en este caso la frecuencia es:

$$f = 2N \qquad (41.2)$$

La Fig. 41.5 representa el sentido de circulación de la corriente en las espiras del alternador de la Fig.41.4.

En el caso de un alternador con **p** pares de polos, y que gira a **N** revoluciones por segundo (r.p.s), la frecuencia es:

$$f = pN \qquad (41.3)$$

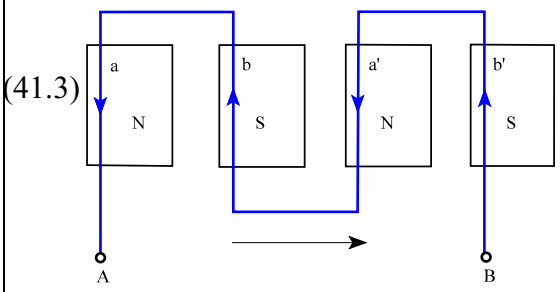


Fig.41.5

La expresión (41.3) es la fundamental de los alternadores, y determina el carácter síncrono de estas máquinas, ya que su frecuencia es directamente proporcional a la velocidad de la máquina[1].

Dos conductores activos separados por una distancia correspondiente a un par

[1]En el caso de pretender obtener una frecuencia de 50 Hz (que es la frecuencia industrial en España), con un alternador de dos pares de polos, la velocidad del alternador deberá ser:

N = f/p ; N = 50/2 = 25 rps <> 1500 rpm

de polos, producirán fuerzas electromotrices desfasadas **2π** radianes, mientras que el ángulo geométrico que forman en la periferia del inducido será **2π/p** rd.

Dicho de otra forma, dos conductores activos pertenecientes al inducido y separados un ángulo geométrico θ_g, producen fuerzas electromotrices desfasadas un ángulo eléctrico **θe**, siendo:

$$\theta e = \theta g.p \qquad (41.4)$$

Si la expresión (41.3) se multiplica por **2π**, resulta:

$$2\pi.f = 2\pi.N.p \quad ; \quad \omega = p.\Omega \qquad (41.5)$$

La expresión (41.5) nos dice que *la pulsación de la fuerza electromotriz inducida en un alternador es el producto del número de pares de polos del inductor por la velocidad angular del alternador.*

41.4. DEVANADOS DEL INDUCIDO DE UN ALTERNADOR.

Al contrario de lo que sucede en las dínamos, los devanados del inducido de los alternadores son abiertos, siendo sus extremos los terminales que alimentan el circuito exterior.

Los devanados del inducido de un alternador, en cuanto al paso polar se refieren, pueden ser:

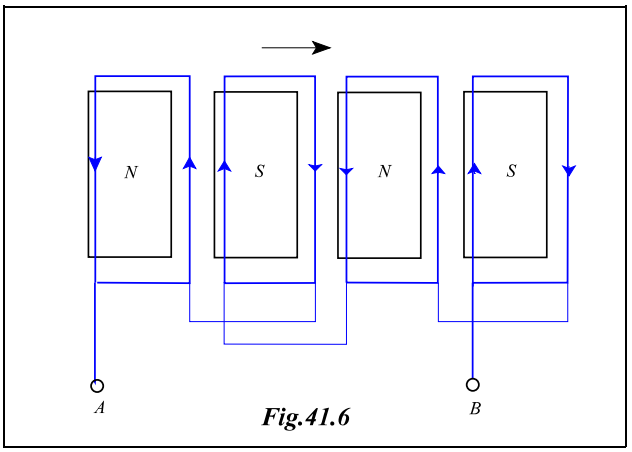


Fig.41.6

- ☞ Bobinas diametrales. Tiene un ancho igual al paso polar.
- ☞ Bobinas cortas. Tiene un ancho menor que el paso polar.
- ☞ Bobinas largas. Tiene un ancho mayor que el paso polar.

También se pueden clasificar en:

- ☞ Bobinas separadas.
- ☞ Bobinas concéntricas.
- ☞ Bobinas entrelazadas.

La Fig.41.6 representa un devanado constituido por bobinas separadas y cortas.

En la Fig.41.7 se ha representado un devanado de bobinas entrelazadas y diametrales.

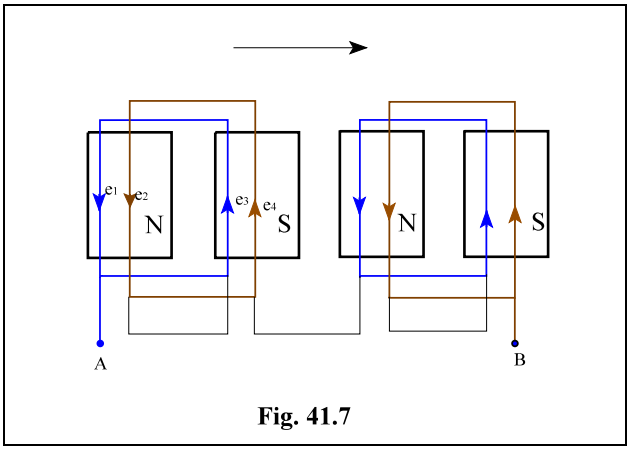


Fig. 41.7

Finalmente, en la Fig. 41.8 se ha representado un devanado de bobinas concéntricas; unas cortas y otras largas.

Entre los devanados de las Figs. 41.7 y 41.8 no existen diferencias eléctricas, ya en ambos se produce la misma fuerza electromotriz. En efecto, la fuerza electromotriz inducida entre los extremos **A** y **B** de ambos devanados es:

$$e = 2.(e_1 + e_2 + e_3 + e_4) \qquad (41.6)$$

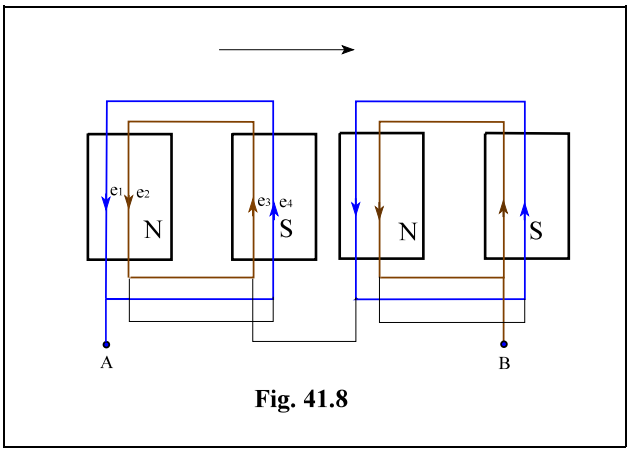


Fig. 41.8

La representación vectorial de la fuerza electromotriz **E**, está en la Fig. 41.9.

Para producir un sistema trifásico de fuerzas electromotrices, se precisan tres devanados independientes, iguales entre sí, y de tal manera que produzcan fuerzas electromotrices desfasadas **120º**.

La Fig. 41.10 representa el esquema rectangular de un devanado trifásico, correspondientes a dos pares de polos, formado con bobinas diametrales.

Los devanados independientes son:

A_1-B_1 ; A_2-B_2 y A_3-B_3.

Suponiendo que el devanado **A_1-B_1** induzca una fuerza electromotriz definida por la expresión(41.7).

$$e_1 = E_{01}.sen\,\omega t \qquad (41.7)$$

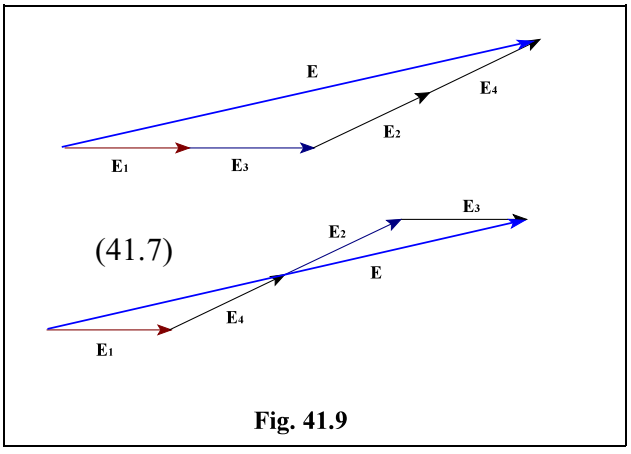


Fig. 41.9

El devanado $\mathbf{A_2}$-$\mathbf{B_2}$, inducirá una fuerza electromotriz definida por la expresión (41.8).

$$e_2 = E_{02}.sen(\omega t - \frac{2\pi}{3}) \qquad (41.8)$$

Por estar desfasados **2π/3** radianes. Este desfase de **2π/3**, se debe al ángulo eléctrico que existe entre $\mathbf{A_1}$ y $\mathbf{A_2}$, al estar distanciadas un tercio del doble paso polar, que como se ha visto equivale a 2π radianes eléctricos.

El devanado $\mathbf{A_3}$-$\mathbf{B_3}$, crea una fuerza electromotriz definida por (41.9).

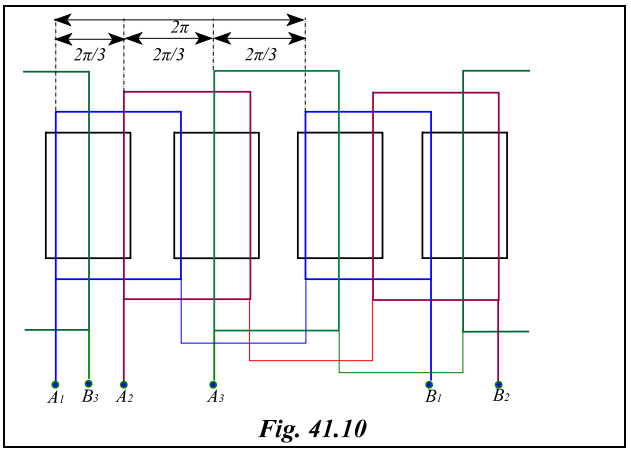


Fig. 41.10

$$e_3 = E_{03}.sen(\omega t - \frac{4\pi}{3}) \qquad (41.9)$$

Es decir, retrasada **2π/3** respecto a $\mathbf{A_2}$-$\mathbf{B_2}$ y con el mismo valor máximo que $\mathbf{e_1}$ y $\mathbf{e_2}$, por tratarse de tres devanados idénticos.

En definitiva, en los tres devanados se han inducido fuerzas electromotrices que forman un sistema trifásico equilibrado, y por tanto se trata de un alternador trifásico.

41.5 FUERZA ELECTROMOTRIZ DE UN ALTERNADOR.

Un conductor activo, cuando barre un flujo **Φ** de un polo inductor, induce una *fuerza electromotriz media*, durante el tiempo **T/2,** cuyo valor está dado por la expresión (41.10).

$$E_{mc} = \frac{\Phi}{\frac{T}{2}} = 2.\Phi.f = 2.\Phi.p.N \qquad (41.10)$$

Se define *factor de forma* de la onda $\mathbf{K_1}$, la relación entre el *valor eficaz* y el *valor medio*.

$$K_1 = \frac{E_c}{E_{mc}} \qquad (41.11)$$

Por tanto, el valor eficaz valdrá:

$$E_c = K_1.2.\Phi.p.N \qquad (41.12)$$

Si el devanado tuviese **n** conductores activos, y en todos las fuerzas electromotrices inducidas estuviesen en fase, el valor eficaz de la fuerza electromotriz resultante sería:

$$E'_c = n.E_c = n.K_1.2.\Phi.p.N \qquad (41.13)$$

Pero en realidad, las fuerzas electromotrices que se inducen en los **n** conductores no están en fase, por tanto, el valor eficaz de la fuerza electromotriz resultante será la suma compleja de las fuerzas electromotrices en dichos conductores.

Se denomina *factor de arrollamiento o de devanado*, al coeficiente $\mathbf{K_2}$, tal que:

$$K_2 = \frac{|\sum_{i=1}^{n} \overline{E_j}|}{\sum_{i=1}^{n} E_j} \qquad (41.14)$$

De forma que el valor real de la fuerza electromotriz será:

$$E = |\sum_{i=1}^{n} \overline{E_j}| = K_2 \sum_{i=1}^{n} E_j = K_2\, E'_c = 2.K_1.K_2.n.p.N.\Phi \qquad (41.15)$$

La constante

$$K = 2.K_1.K_2 \qquad (41.16)$$

se denomina *coeficiente de Kapp*.

La expresión general de la fuerza electromotriz de un alternador es:

$$E = K.n.N.p.\Phi \qquad (41.17)$$

a) Factor de forma.

Es debido a la forma de la onda que se produce. Si la onda producida por el generador fuese de naturaleza senoidal, el factor de forma sería:

$$K_1 = \frac{\pi}{2.\sqrt{2}} \approx 1{,}11 \qquad (41.18)$$

b) Factor de arrollamiento.

Supongamos que disponemos de un inducido con **q** ranuras por polo, y de ellas **q'** correspondientes a una fase. Se supone que las ranuras de la fase son contiguas. El ángulo eléctrico entre dos ranuras contiguas es **π/q**. Para el arrollamiento de una fase y por polo, el ángulo eléctrico será:

$$q'.\frac{\pi}{q} \qquad (41.19)$$

La fuerza electromotriz inducida en cada conductor está desfasada **π/q** respecto a las contiguas, por lo que para cada polo la suma de las fuerzas electromotrices de los **q'** conductores, por fase, es la cuerda del arco correspondiente al ángulo eléctrico **q'.π/q**, mientras que la suma algebraica es **q'** veces la cuerda del arco correspondiente al ángulo eléctrico **π/q**, según la Fig. 41.11

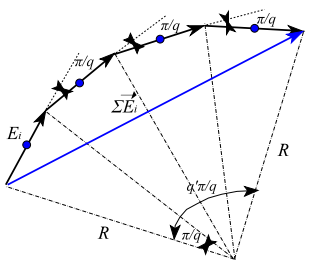


Fig.41.11

De la Fig. 41.11 se deduce que:

$$\left|\sum_{i=1}^{n} \overline{E_j}\right| = 2.R.sen\ (\frac{\pi.q'}{2.q})$$
$$\sum_{i=1}^{n} E_j = q'.2.R.sen\ (\frac{\pi}{2.q}) \qquad (41.20)$$

Por tanto el factor de arrollamiento es el cociente de las expresiones (41.20):

$$K_2 = \frac{sen\ (\frac{\pi.q'}{2.q})}{q'.\ sen\ (\frac{\pi}{2.q})} \qquad (41.21)$$

La expresión (41.21) sólo es válida en el supuesto de que las ranuras contiguas estén ocupadas por conductores activos correspondientes a la misma fase.

41.6. CAMPO GIRATORIO EN EL INDUCIDO DE UN ALTERNADOR.

Comenzamos por estudiar el caso de un alternador trifásico, por ser el más general, a partir del *teorema de Ferraris*.

41.6.1. SISTEMAS TRIFÁSICOS.

El Teorema de Ferraris dice que *un arrollamiento polifásico que tenga **p** pares de polos y esté recorrido por corrientes polifásicas equilibradas de pulsación **ω** produce **p** pares de polos ficticios que deslizan, con velocidad angular **ω/p**, a lo largo del arrollamiento sin sufrir modificaciones* [2].

Supongamos un alternador trifásico cuyo inductor tiene **p** pares de polos. Los tres devanados del inducido cuando alimentan una línea trifásica están recorridos por corrientes también trifásicas, y si se trata de un sistema receptor equilibrado, serán equilibradas. La Fig. 41.12 representa el devanado frente a un par de polos de un alternador trifásico.

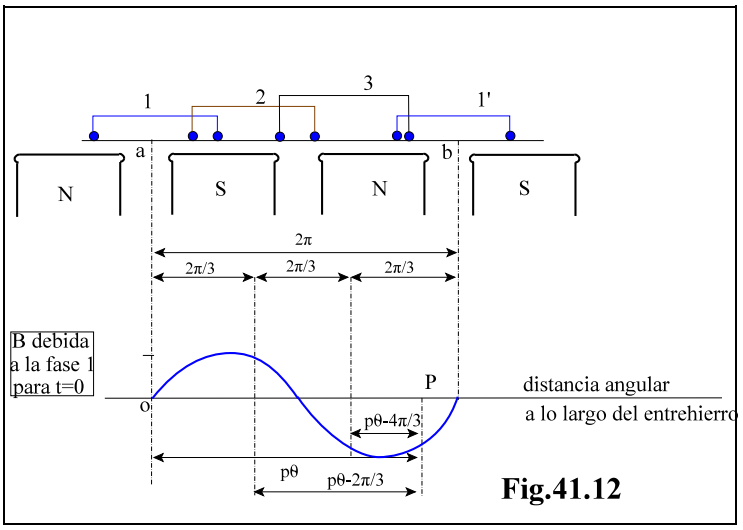


Fig.41.12

Tomando como origen de fases el instante en que la corriente se anula en la fase **1**, las expresiones instantáneas de las corrientes i_1, i_2 *e* i_3 en las fases **1**, **2** y **3**, respectivamente, son:

$$\left.\begin{aligned} i_1 &= I_m.sen\,\omega t \\ i_2 &= I_m.sen[\omega t - \frac{2\pi}{3}] \\ i_3 &= I_m.sen[\omega t - \frac{4\pi}{3}] \end{aligned}\right\} \qquad (41.22)$$

Estas corrientes crean, según el eje de las bobinas, inducciones cuyas expresiones son:

$$\left.\begin{aligned} B_1 &= B_m.sen\,\omega t \\ B_2 &= B_m.sen[\omega t - \frac{2\pi}{3}] \\ B_3 &= B_m.sen[\omega t - \frac{4\pi}{3}] \end{aligned}\right\} \qquad (41.23)$$

[2] Este supuesto implica que el reparto de las fuerzas magnetomotrices es senoidal, el entrehierro es constante, y las pérdidas en el hierro son despreciables.

Las inducciones de las bobinas tienen un reparto sinusoidal y la sinusoide que representa cada una de ellas tiene tantos períodos completos como intervalos polares dobles haya.

En la Fig.41.12 se ha representado la inducción producida por la corriente de la fase **1**. Las otras dos estarían desfasadas **2π/3** y **4π/3** ángulos eléctricos, respectivamente.

Si tomamos como origen de espacios el punto **O** sobre el eje de la bobina **1**, la inducción en el punto **P**, separado del **O** por el ángulo eléctrico **pθ**, es:

$$b_1 = B_1.sen(p\theta) = B_m.sen(\omega t).sen(p\theta) \qquad (41.24)$$

Tomando el mismo origen, las inducciones creadas en **P** por las bobinas **2** y **3** serán:

$$b_2 = B_2.sen(p\theta - 2\pi/3) = B_m.sen(\omega t - 2\pi/3).sen(p\theta - 2\pi/3) \qquad (41.25)$$

$$b_3 = B_3.sen(p\theta - 4\pi/3) = B_m.sen(\omega t - 4\pi/3).sen(p\theta - 4\pi/3) \qquad (41.26)$$

Como las inducciones de (41.24), (41.25) y (41.26) son radiales y tienen la misma dirección en el punto **P**, se suman. En consecuencia, en el instante **t**, la inducción **b** en el punto **P** valdrá:

$$b = b_1 + b_2 + b_3 \qquad (41.27)$$

Transformando los productos de senos de (41.24), (41.25) y (41.26) en diferencia de cosenos, se tiene:

$$b = \tfrac{1}{2}.B_m[\cos(\omega t - p\theta) - \cos(\omega t + p\theta)] + \tfrac{1}{2}.B_m[\cos(\omega t - p\theta) - \cos(\omega t + p\theta - 4\pi/3)] + \\ + \tfrac{1}{2}.B_m[\cos(\omega t - p\theta) - \cos(\omega t + p\theta - 8\pi/3)]$$

Los tres últimos términos de los paréntesis de (41.28) representan magnitudes senoidales, que teniendo el mismo valor máximo, están desfasadas **2π/3.** Su suma será nula, y por tanto (41.28) se reduce a:

$$b = \frac{3}{2}.B_m.\cos(\omega t - p\theta) \qquad (41.29)$$

Expresión que nos dice que la inducción resultante en el instante inicial y en el origen de espacios (t = 0; θ = 0) tiene un valor máximo. También tendrá este valor en los puntos sucesivos en los que se cumpla:

$$\omega t - p\theta = 0 \qquad (41.30)$$

O bien:

$$t = \frac{\text{ángulo girado por la inducción}}{\text{velocidad angular de la inducción}} = \frac{\theta}{\frac{\omega}{p}} \qquad (41.31)$$

D e

acuerdo con (41.31), su velocidad es **ω/p**.

Cada arco de la curva que representa la inducción en el entrehierro, se corresponde con un polo de imán. A este polo se le denomina *polo ficticio.*

Si en lugar de tres bobinas por cada doble paso polar, hubiésemos considerado **q** bobinas separadas regularmente entre sí por el ángulo eléctrico **2π/q** [3], la suma de los segundo términos en las expresiones $\mathbf{b_1, b_2, b_3, ..., b_q}$ hubiese sido nula, y se habría obtenido como expresión de la inducción resultante:

$$b = \frac{q}{2} B_m \cos(\omega.t - p.\theta) \qquad (41.32)$$

En efecto, las inducciones que producen en el punto **P** las **q** corrientes que circulan por los devanados del inducido son:

$$b_k = B_m.sen[\omega t - (k-1)\frac{2\pi}{q}].sen[p\theta - (k-1)\frac{2\pi}{q}] \qquad (41.33)$$

La inducción resultante en el punto **P** es:

$$b = \sum_{k=1}^{q} B_m.sen[\omega t - (k-1)\frac{2\pi}{q}].sen[p\theta - (k-1)\frac{2\pi}{q}] \qquad (41.34)$$

Desarrollando la expresión (41.34) se obtiene:

$$b = \sum_{k=1}^{q} \frac{1}{2}.B_m.[\cos(\omega t - p\theta) - \cos(\omega t + p\theta - 2.(k-1)\frac{2\pi}{q})] \qquad (41.35)$$

La ecuación (41.35) se puede expresar de la siguiente forma:

$$b = \sum_{k=1}^{q} \frac{1}{2}.B_m.\cos(\omega t - p\theta) - \sum_{k=1}^{q} \frac{1}{2}.B_m[\cos(\omega t + p\theta - (k-1)\frac{4\pi}{q}] \qquad (41.36)$$

O bien:

$$b = \frac{q}{2}.B_m.\cos(\omega t - p\theta) - \sum_{k=1}^{q} \frac{1}{2}.B_m[\cos(\omega t + p\theta - (k-1)\frac{4\pi}{q}] \qquad (41.37)$$

En la expresión (41.37) el segundo sumando es nulo. En efecto, cada término del segundo sumando, se puede sustituir por la operación de tomar las partes reales de los números complejos:

$$b_k = \Re[B_m.e^{j(\omega t+p\theta-(k-1).\frac{4\pi}{q})}] \qquad (41.38)$$

$\cdot(k=1,2,.....,q)$

[3] Sistema polifásico de *q* fases.

Por tanto, para que se cumpla (41.32), es preciso que:

$$\sum_{k=1}^{q} \Im[B_m.e^{j(\omega t+p\theta-(k-1).\frac{4\pi}{q})}] = \Im[\sum_{k=1}^{q} B_m.e^{j(\omega t+p\theta-(k-1).\frac{4\pi}{q})}] = 0 \qquad (41.39)$$

Pero (41.39) se cumplirá, si se verifica que la suma de los complejos es nula, es decir:

$$\sum_{k=1}^{q} B_m.e^{j(\omega t+p\theta-(k-1).\frac{4\pi}{q})} = 0 \qquad (41.40)$$

Ya que (41.39) es la suma de las partes reales de (41.40).

Si (41.40) se cumple para todo valor de **t**, se tendrá que cumplir para **t = 0**. Por tanto:

$$\sum_{k=1}^{q} B_m.e^{j(p\theta-(k-1)).\frac{4\pi}{q}} = 0 \qquad (41.41)$$

$$B_m.e^{jp\theta} \sum_{k=1}^{q} e^{-j(k-1).\frac{4\pi}{q}} = 0 \qquad (41.42)$$

Pero el sumatorio (41.42), es igual a la suma de los **q** primeros términos de una progresión geométrica de razón:

$$r = e^{-j.\frac{4\pi}{q}}$$

Su suma será:

$$\sum_{k=1}^{q} e^{-j(k-1).\frac{4\pi}{q}} = \frac{e^{-j(q-1).\frac{4\pi}{q}}.e^{-j\frac{4\pi}{q}} - 1}{e^{-j\frac{4\pi}{q}} - 1} = 0 \qquad (41.43)$$

Por tanto se cumple (41.32), y en consecuencia, cualquiera que sea el número de fases, existen **p** polos ficticios que se deslizan con velocidad **ω/p** a lo largo del arrollamiento. En definitiva, para cada par de polos del inductor se producen un par de polos ficticios.

41.6.2. SISTEMAS MONOFÁSICOS.

Si en el sistema trifásico anterior se suprimen las bobinas **2** y **3**, la inducción en el punto **P** es:

$$b = B_m.sen(\omega t).sen(p\theta) = \tfrac{1}{2}.B_m[\cos(\omega t - p\theta) - \cos(\omega t + p\theta)] \qquad (41.44)$$

La expresión (41.44) demuestra que la inducción en el punto **P** es la suma de las inducciones de dos conjuntos de **p** pares de polos ficticios de inducción máxima $\mathbf{B_m/2}$, con forma sinusoidal; uno que se desliza con velocidad angular **+ ω/p** y el otro con la velocidad **- ω/p**. De donde se

deduce el Teorema de Maurice Leblanc: *Un arrollamiento monofásico que tiene* ***p*** *pares de polos, recorridos por una corriente alterna sinusoidal de pulsación* ***ω****, crea dos conjuntos de* ***p*** *pares de polos ficticios idénticos, que se deslizan en sentidos contrarios con velocidad angular* ***ω/p****.*

En el caso particular de una sola bobina, recorrida por una corriente senoidal de pulsación **ω**, se puede sustituir el vector senoidal **b** (Fig. 41.13), que representa la inducción sobre su eje y dirigida según dicho eje, por dos vectores constantes $\mathbf{B_m/2}$ que giren en sentidos opuestos con la velocidad angular **ω**. En efecto, según (41.33)

$$b = \tfrac{1}{2}.Bm.\cos[\omega t - p\theta] - \tfrac{1}{2}.Bm.\cos[\omega t + p\theta] \qquad (41.45)$$

El valor del primer campo será $\mathbf{B_m/2}$, cuando se verifique:

$$\omega t - p\theta = 0 \quad ; \quad t = \frac{\theta}{\frac{\omega}{p}}$$

y el segundo será también $\mathbf{B_m/2}$ cuando se verifique:

$$\omega t + p\theta = 0 \quad ; \quad t = -\frac{\theta}{\frac{\omega}{p}}$$

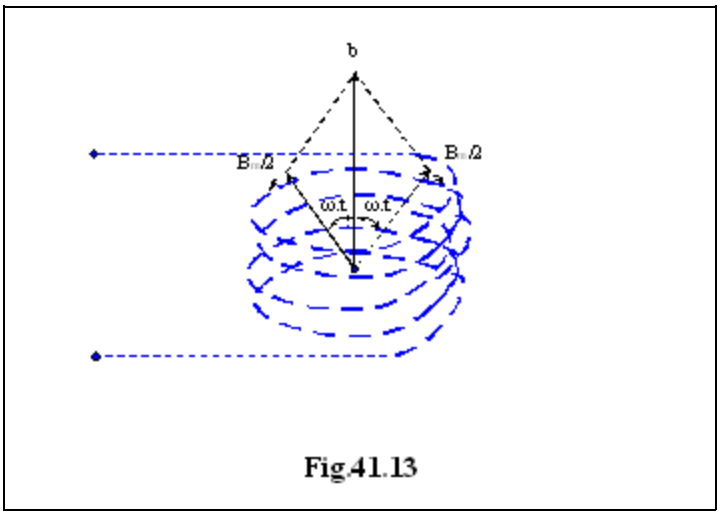


Fig.41.13

41.7. REACCIÓN DEL INDUCIDO.

Cuando una corriente eléctrica recorre el inducido de un alternador, el flujo útil por polo no es solamente el debido a la fuerza magnetomotriz del inductor. A esta acción se superpone la fuerza magnetomotriz del inducido, y el flujo útil es debido a la acción simultánea de las dos fuerzas magnetomotrices. Este fenómeno se conoce como *reacción magnética del inducido.*

La reacción del inducido depende del desfase entre polos ficticios y polos reales, en definitiva depende de la diferencia de fase propia del receptor.

El efecto de la fuerza magnetomotriz del inducido, que se representa por los polos ficticios, dependerá de la posición relativa de estos y de los reales. Se determina en los siguientes casos:

1. Circuito de consumo puramente resistivo (φ =0). Reacción transversal.

Consideremos una parte de un alternador bifásico (Fig.41.14) (una bobina por polo y por fase) en el instante en que la fuerza electromotriz es máxima en la fase **1** (los conductores activos $\mathbf{a_1}$-$\mathbf{b_1}$ cortan el máximo de flujo). Si el receptor es de tal naturaleza [4] que la corriente está en fase con la fuerza electromotriz y dicha corriente es máxima, los ejes de los polos ficticios coinciden con los ejes de las bobinas de la fase **1**.

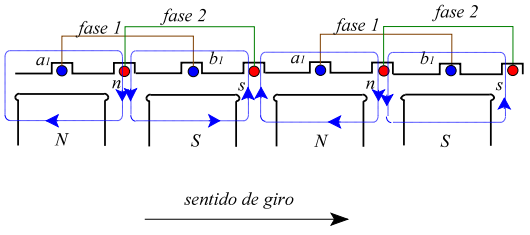


Fig.41.14

Es decir, los polos ficticios están intercalados entre los polos reales y a la mitad de distancia entre ellos.

Para determinar la polaridad basta que apliquemos la Ley de Lenz. Un polo **N** se adelanta hacia el eje de la bobina $\mathbf{a_1}$-$\mathbf{b_1}$; en consecuencia, para oponerse al aumento del flujo abrazado, esta bobina creará un polo **n** opuesto. En la Fig 41.14 se han representado los polos ficticios.

Si solo existiesen los polos ficticios, los flujos engendrados por éstos atravesarían transversalmente las aberturas polares. Esta es la razón por la que se dice que la reacción del inducido es *transversal*.

La fuerza magnetomotriz creada por el arrollamiento del inducido corta transversalmente a los polos reales (inductor) y de esta manera se produce un incremento de flujo en el extremo **a** del polo inductor y una disminución en el extremo **b**,(Fig.41.15)

Ahora bien, debido a que el circuito magnético está saturado, el incremento en el extremo **a**, es inferior a la disminución en el **b**.

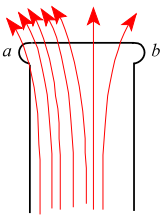


Fig.41.15

[4] El receptor tiene que tener además de resistencia algo de capacidad, para anular la inductancia del inducido del alternador.

2. Circuito de consumo puramente inductivo (φ = π/2). Reacción longitudinal sustractiva.

Si se trata de un circuito puramente inductivo, la corriente está retrasada **π/2** respecto a la fuerza electromotriz, es decir que alcanza su máximo valor un cuarto de período después del instante en que lo hace la fuerza electromotriz. Ahora bien, en un cuarto de período la rueda polar ha girado un ángulo igual al cuarto del doble paso polar, por tanto los polos reales se colocarán en el eje de los ficticios. La reacción del inducido, en consecuencia, es longitudinal, es decir, se ejerce en el mismo eje del flujo creado únicamente por el inductor.

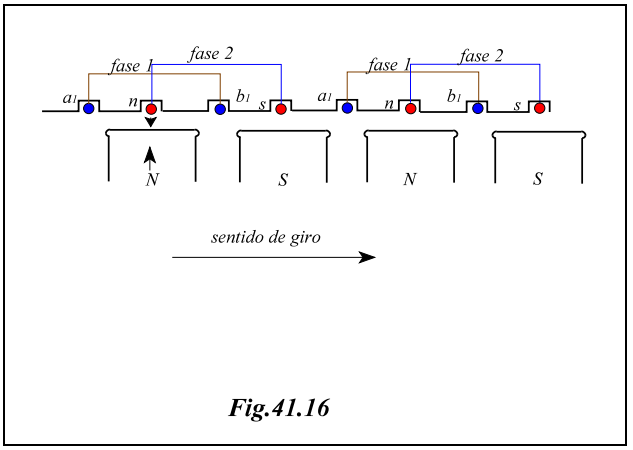


Fig.41.16

Los polos enfrentados serán del mismo nombre (Fig. 41.16)[5], por tanto, sus fuerzas magnetomotrices serán opuestas. La reacción del inducido es sustractiva; también recibe el nombre de desmagnetizante, ya que disminuye sensiblemente el flujo inductor.

3. Receptor dotado de capacidad pura (φ = - π/2). Reacción longitudinal aditiva.

Si se trata de un receptor capacitivo puro (Fig.41.17), la corriente está adelantada **π/2** respecto a la fuerza electromotriz, es decir que alcanza su máximo valor un cuarto de período antes del instante en que lo hace la fuerza electromotriz. Un razonamiento semejante al empleado en el caso anterior conduce a la siguiente conclusión: los polos reales se colocan en el eje de los polos ficticios, pero los polos situados enfrente son de signo contrario. Sus fuerzas magnetomotrices se suman. La reacción del inducido es longitudinal aditiva y recibe también el nombre de magnetizante, ya que los amperios vuelta del inducido aumentan el flujo del inductor.

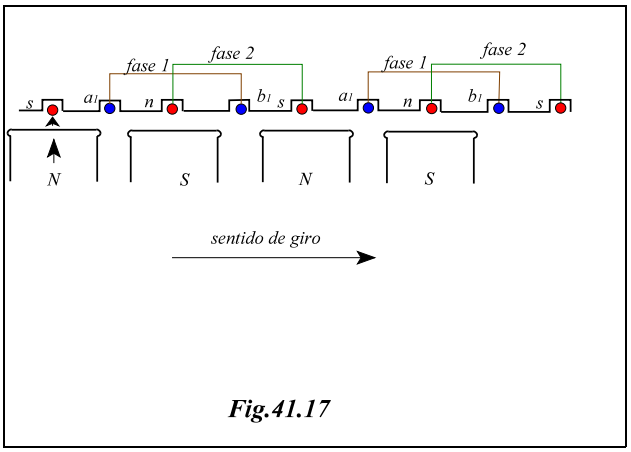


Fig.41.17

4. Receptor cualquiera (resistivo e inductivo).

En el caso de tratarse de un receptor que tenga resistencia e inductancia, los polos ficticios

[5] La figura se ha representado en el instante en que la corriente alcanza el valor máximo en el inductor, es decir cuando la rueda polar ha girado un ángulo igual al cuarto del doble paso polar desde que la fuerza electromotriz alcanzó el valor máximo.

estarán, en relación con los reales, desplazados un ángulo eléctrico comprendido entre **0** y **π/2**. Se producirá una fuerza magnetomotriz transversal debido a la componente activa de la intensidad y una fuerza magnetomotriz longitudinal sustractiva debida la componente reactiva de la intensidad. La situación está comprendida entre los dos casos anteriores.

El resultado es una disminución del flujo producido por cada polo.

41.8. CAÍDA DE TENSIÓN EN UN ALTERNADOR.

Manteniendo constante la velocidad del rotor en un alternador y para una misma corriente de excitación en vacío, existe una diferencia de potencial de valor $\mathbf{E_v}$. En carga, la diferencia de potencial es **U**. Se define caída de tensión para el régimen considerado, a la expresión:

$$\varepsilon = \frac{E_v - U}{E_v} \cdot 100 \qquad (41.46)$$

La medida de la caída de tensión para un régimen determinado consiste en dar al alternador en vacío y a velocidad normal, una excitación tal que se obtenga en bornes de salida la tensión normal, $\mathbf{E_v}$. A continuación se pone en marcha a la misma velocidad que en el ensayo anterior y con la misma excitación, y se mide la tensión de salida **U** para su régimen de carga $\mathbf{(I_2 . \cos \varphi_2)}$.

En este régimen la caída de tensión es $\mathbf{E_v - U}$.[6]

41.9. MEDIDA INDIRECTA DE LA CAÍDA DE TENSIÓN. DIAGRAMA DE BEHN-ESCHENBURG.

Para medir la caída de tensión de un alternador en un régimen dado existen varios métodos indirectos. Cada uno de ellos está basado en un diagrama, pero así como en el transformador sólo existía uno, en el alternador existen varios. Esto es debido a que en este tipo de máquinas hay que adoptar una o varias hipótesis de simplificación, y los diagramas difieren entre sí de acuerdo con la hipótesis considerada.

Entre los distintos diagramas vamos a comentar el de *Behn-Eschenburg.*

Vamos a designa por $\boldsymbol{\varphi_v}$ y $\boldsymbol{\varphi_a}$ los flujos que producirían la fuerza magnetomotriz del inductor y del inducido, respectivamente, si actuasen de forma sucesiva en los circuitos magnéticos del alternador. Si los circuitos magnéticos no están saturados, se puede aplicar que el flujo resultante $\boldsymbol{\varphi_c}$ en carga será:

[6] La medida directa de la caída de tensión es muy difícil de hacer, ya que al tamaño del alternador y del motor que lo alimenta, habría que sumar un receptor capaz de absorber toda la carga que es capaz de suministrar el alternador.

$$\vec{\varphi}_c = \vec{\varphi}_v + \vec{\varphi}_a \qquad (41.47)$$

La fuerza electromotriz resultante es igual a la suma de las fuerzas electromotrices que crean cada uno de estos flujos en el inducido. Por tanto, se verifica:

$$\vec{E}_c = \vec{E}_v + \vec{fem}\ debida\ a\ \varphi_a \qquad (41.48)$$

Siendo $\mathbf{E}_c$ la fuerza electromotriz del alternador en carga.

Ahora bien, la fuerza electromotriz inducida por la corriente que circula por el inducido, es una fuerza electromotriz de autoinducción, ya que proviene de un flujo engendrado por él mismo. Esta fuerza electromotriz la podemos asociar a una autoinducción **L**, tal que al ser recorrida por la corriente del inducido produzca un flujo igual al total debido a la fuerza magnetomotriz del inducido. En consecuencia, se verifica:

$$L = \frac{\varphi_a\ (Flujo\ total\ debido\ a\ la\ f.m.m.\ del\ inducido)}{I\ (Corriente\ en\ el\ inducido)}$$

En consecuencia la ecuación (41.48) se puede expresar como[7]:

$$\vec{E}_c = \vec{E}_v - j\omega L\vec{I} \qquad (41.49)$$

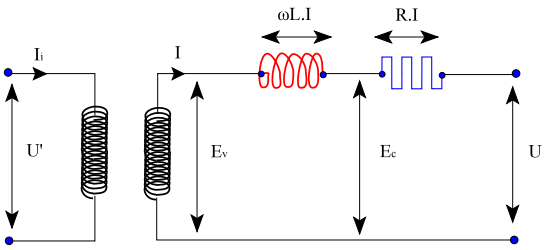


Fig. 41.18

La caída de tensión en el alternador es:

$$\vec{U} = \vec{E}_c - R\vec{I} = \vec{E}_v - j\omega L\vec{I} - R\vec{I} \qquad (41.50)$$

Siendo **R** la resistencia del inducido.

[7] El producto **Lω** se denomina *reactancia de Behn-Eschenburg*

En resumen, una corriente de excitación $\mathbf{I_i}$ produce, en un régimen de carga cualquiera, una fuerza electromotriz $\mathbf{E_v}$ en el inducido; en dicho circuito nace una corriente **I**, la cual provoca una caída de tensión **R.I** en la resistencia y una caída de tensión **ωL.I** debido al flujo que se produce en el propio inducido. Esta situación se ha representado en la Fig.41.18.

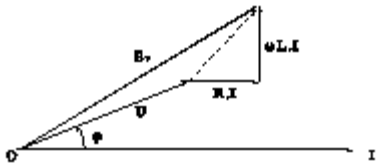


Fig. 41.19

El diagrama vectorial correspondiente al circuito de la Fig.41.18 se ha representado en la Fig.41.19.

Para construir el diagrama de Bhen-Eschenburg es necesario realizar dos ensayos:

a) En vacío.
b) En cortocircuito.

a) Ensayo en vacío.

Se aplican intensidades de excitación de forma creciente y se obtiene para cada una de ellas la correspondiente tensión de vacío. Al tener el inducido una resistencia pequeña y ser recorrido por una intensidad despreciable, la lectura del voltímetro coincide con el valor de la fuerza electromotriz.

La Fig.41.20 representa el circuito correspondiente a este ensayo.

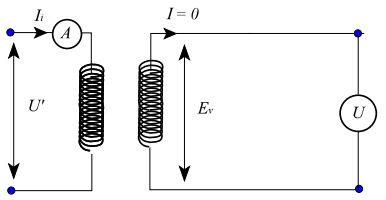


Fig. 41.20

De este ensayo se obtiene la curva característica en vacío $\mathbf{E_v\ (I_i)}$ Fig (41.22)**.** Para la intensidad **0**, existe un pequeño valor de la fuerza electromotriz que es debido al magnetismo remanente de los núcleos inductores.

b) Ensayo en cortocircuito.

Se aplican intensidades crecientes de excitación $\mathbf{I_{icc}}$ con una velocidad sensiblemente normal, obteniendo las lecturas correspondientes en el amperímetro que cortocircuita el inducido $\mathbf{I_{cc}}$, (Fig. 41.21).

La curva $\mathbf{I_{cc}(I_i)}$ obtenida en el diagrama de la Fig.41.22, recibe el nombre de *característica de cortocircuito*. Es casi una recta con una pequeña ordenada en el origen a causa del magnetismo remanente presente en los núcleos inductores.

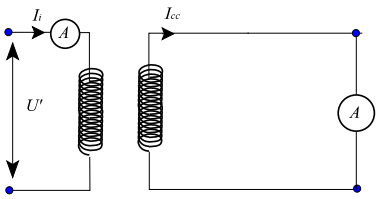


Fig. 41.21

En la Fig. 41.22 se observa que para un determinado valor de la corriente de excitación **OP**, los valores correspondientes son:

$$E_v = PB'$$
$$I_{cc} = PA'$$

Si en el diagrama de la Fig.41.19 hacemos **U=0**, se convierte en un triángulo rectángulo en el que se verifica que $\mathbf{E_v = E_{cc}}$, y la hipotenusa valdrá:

$$E_v = E_{cc} = I_{cc}.\sqrt{R^2 + (\omega L)^2} = I_{cc}.Z \qquad (41.51)$$

Siendo **Z** la *impedancia sincrónica*, que es la impedancia interna del alternador.

En la Fig.41.22, para un determinado valor de $\mathbf{I_i}$, se tiene:

$$OB = E_{cc} = f.e.m\ creada\ por\ I_i$$

$$OB = Z.I_{cc}$$

Pero:

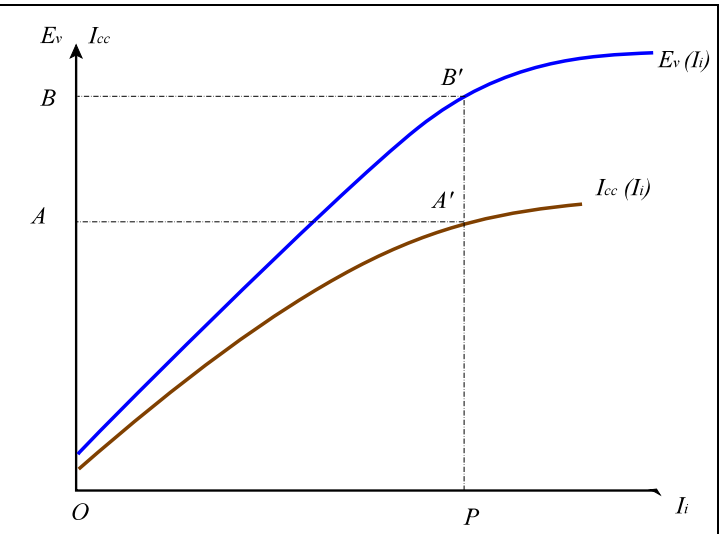


Fig. 41.22

$$Z = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2} = \frac{E_{cc}}{I_{cc}} = \frac{OB}{OA} \qquad (41.52)$$

De (41.52), una vez medida la resistencia **R** del inducido, se deduce el valor de la reactancia de Behn-Eschenburg **Lω**, para una excitación $\mathbf{I_i}$.