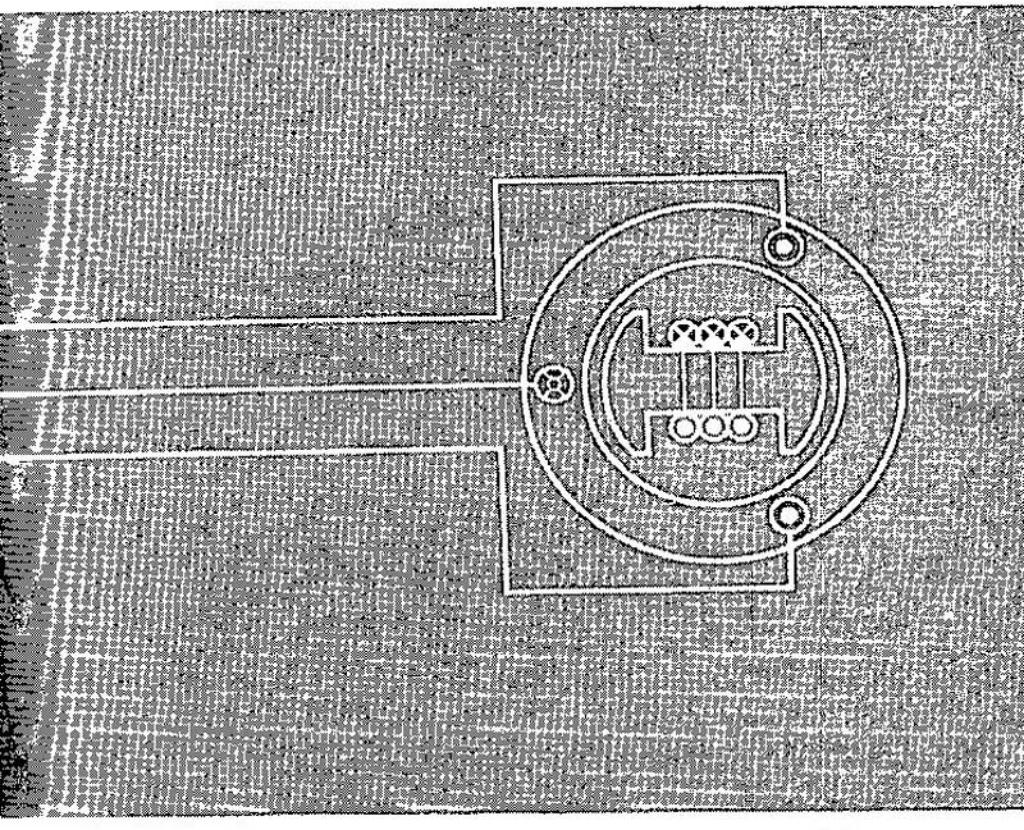


Apartado segundo

Máquinas sincrónicas



CAPÍTULO VIII

REACCIÓN DEL INDUCIDO DE UNA MÁQUINA SINCRONICA CON CARGA SIMÉTRICA

8-1. El fenómeno de la reacción del inducido de un alternador sincrónico polifásico con carga simétrica

Analicemos al principio la reacción del inducido y su efecto sobre el campo de excitación en un alternador sincrónico desde el punto de vista físico de los fenómenos que aquí ocurren.

La corriente del devanado del estator de una máquina sincrónica crea una f.m. cuya onda fundamental, llamada f.m. de reacción del inducido, gira sincrónicamente con el rotor. La f.m. de reacción del inducido influye sobre la f.m. creada por el devanado de excitación y puede amplificar o debilitar el campo de excitación de la máquina y también distorsionar el campo magnético de excitación.

En un alternador sincrónico el desplazamiento de la corriente del estator I con respecto a la f.e.m. E_0 , inducida en el devanado del estator por el flujo del devanado de excitación, puede estar dentro de los límites de $-\pi/2 \leq \psi \leq \pi/2$, donde ψ es el ángulo de desplazamiento en el tiempo entre la corriente del estator I y la f.e.m. E_0 . Analicemos al principio los casos límites en que $\psi = 0$, $\psi = \pi/2$ y $\psi = -\pi/2$.

En la fig. 8-1, *a* está representado el cuadro de distribución de las corrientes del estator y de los flujos de un alternador sincrónico cuando $\psi = 0$. Aquí se adopta que los polos del rotor giran en sentido de las agujas del reloj. El máximo de la onda fundamental del campo de excitación se encontrará en frente del centro de los polos y en estos mismos puntos se encontrarán también los conductores con la f.e.m. inducida máxima; cuando $\psi = 0$ aquí se encontrarán también los conductores con corriente máxima, así como se muestra en la fig. 8-1, *a*. En la fig. 8-1, *b* está representada la disposición mutua de la onda fundamental del campo de excitación (curva 2) y la onda fundamental de la reacción del inducido (curva 1). En este caso la f.m. de reacción del inducido, al igual que en una máquina de corriente continua con las escobillas dispuestas en el neutro, está dirigida en dirección perpendicular a la f.m. de los polos. Esto conduce a la deformación de la curva del campo y a la distribución disimétrica de la inducción por debajo de la zapata polar. La inducción por debajo de la arista posterior de la zapata polar aumenta en un poco, mientras que la de por debajo de la arista

anterior disminuye. El eje del campo resultante (curva 3), bajo la acción de la f.m. de reacción del inducido en el alternador, se desvía en dirección contraria a la rotación del rotor, lo cual corresponde a su desplazamiento en sentido del giro del campo del inducido en una máquina de corriente continua.

En la fig. 8-2, a se muestra el cuadro de la distribución de las corrientes y los flujos en el caso cuando $\psi = +\pi/2$, es decir, cuando

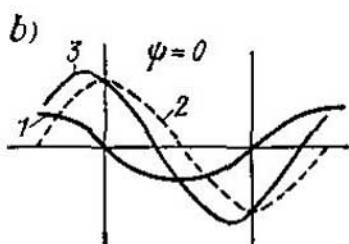
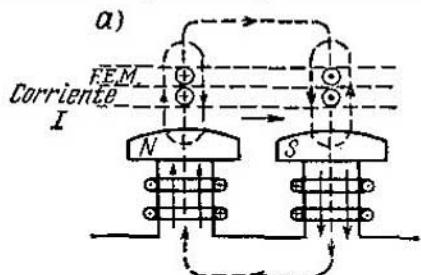


Fig. 8-1. Campo de reacción del inducido para $\psi = 0$

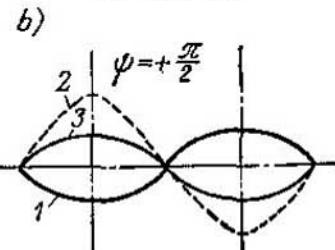
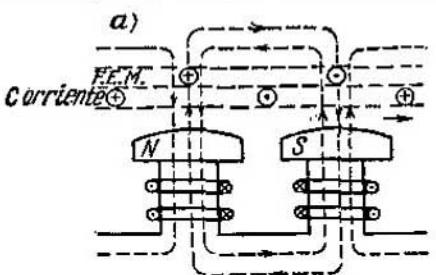


Fig. 8-2. Campo de reacción del inducido siendo $\psi = \pi/2$

la corriente de carga es puramente inductiva con respecto a la f.e.m. E_0 . En este caso, el máximo de las corrientes estará desplazado en el espacio del máximo de f.e.m., que coincide con el medio de los polos, en un ángulo de $\pi/2$ en sentido contrario a la rotación del rotor, ya que la onda fundamental de la reacción del inducido gira de manera sincrónica con los polos de excitación, y cuando $\psi = +\pi/2$ la onda de corriente se retrasa en fase de la onda de f.e.m. en un ángulo de $\psi = -\pi/2$. El campo, creado por la f.m. de reacción del inducido, estará dirigido al encuentro del flujo de excitación de los polos y por eso ejercerá sobre ellos una acción desmagnetizante.

En la fig. 8-3, a está representado el cuadro de la distribución de las corrientes y los flujos cuando $\psi = -\pi/2$, es decir, cuando la corriente de carga I es puramente capacitiva con respecto a la f.e.m. E_0 . En este caso el máximo de las corrientes estará desviado hacia la derecha del máximo de la f.e.m. que está, como antes, por debajo del medio de los polos, y por eso, la reacción del inducido ejercerá una acción magnetizante sobre el campo de excitación.

Cuando los valores de ψ son intermedios, por ejemplo, si $0 < \psi < \pi/2$, es decir, en el caso de carga mixta de carácter inductivo

(fig. 8-4, la onda sinusoidal del armónico fundamental de la f.m. de reacción del inducido se puede descomponer en dos componentes con las amplitudes $F_a \cos \psi$ y $F_a \sin \psi$, cuya suma geométrica es igual a la amplitud de la f.m. de la reacción del inducido F_a . En este caso el valor de $F_a = F_1$ se determina por la igualdad (4-36):

$$F_a = \frac{m \sqrt{2}}{\pi} \frac{\omega k_{\text{devl}}}{\rho} I.$$

La componente

$$F_{aq} = F_a \cos \psi \quad (8-1)$$

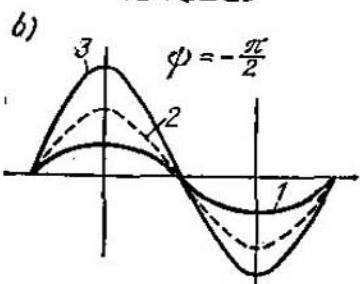
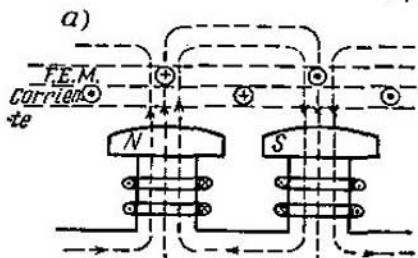


Fig. 8-3. Campo de reacción del inducido cuando $\psi = -\pi/2$

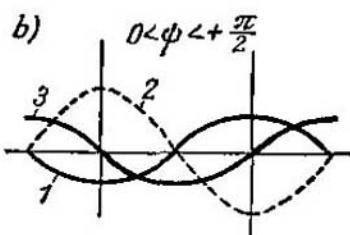
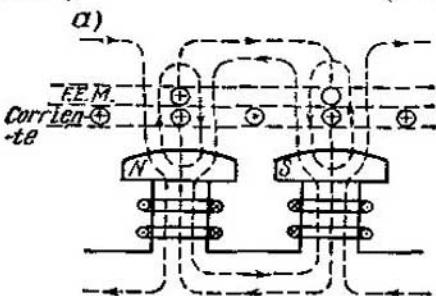


Fig. 8-4. Campo de reacción del inducido si $0 < \psi < \pi/2$

creará una reacción transversal del inducido análogamente al caso representado en la fig. 8-1, y la componente

$$F_{ad} = F_a \sin \psi \quad (8-2)$$

creará respectivamente la componente longitudinal desmagnetizante de la reacción del inducido análogamente al caso representado en la fig. 8-2. Asimismo cuando $0 > \psi > -\pi/2$ la f.m. de reacción del inducido F_a se descompone también en las componentes:

$$F_{aq} = F_a \cos \psi; \quad F_{ad} = F_a \sin \psi,$$

de las cuales la primera representa la componente transversal y la segunda la componente longitudinal de la reacción del inducido, que amplifica el campo de excitación análogamente al caso de la fig. 8-3. En la fig. 8-4, b la componente transversal de f.m. con

amplitud F_{aq} está representada por la curva 3, y la componente longitudinal de f.m. con la amplitud F_{ad} , por la curva 1.

La suma geométrica de las ondas fundamentales de las f.m. del devanado del inducido y del devanado de excitación es, en una máquina sincrónica, la f.m. que crea el flujo magnético resultante.

Al trazar los diagramas vectoriales de f.e.m. y f.m. es preciso conocer la magnitud de la f.m. de reacción del inducido que es equivalente a un cierto valor de la f.m. de excitación. El conocimiento de esta relación ofrece la posibilidad de utilizar para determinar el efecto de la f.m. de reacción del inducido la característica en vacío por cuyo eje de abscisas, como es sabido, está trazada la f.m. o la corriente del devanado de excitación que es proporcional a esta última. Al reducir la f.m. de reacción del inducido a la escala de la f.m. de excitación, hay que distinguir los casos para una máquina de polos interiores o de polos salientes.

8-2. Reacción del inducido de una máquina sincrónica de polos interiores

El devanado de excitación de una máquina de polos interiores está dispuesto en la mayor parte de la circunferencia del rotor que es la zona de los dientes pequeños, mientras que la otra parte, la menor, que no está devanada, es la zona del diente grande (fig. 8-5). Despreciando el efecto de las ranuras, que crean cierto escalonamiento en la curva de la f.m., se puede considerar que la f.m. de excitación está distribuida por la circunferencia del rotor cilíndrico con polos interiores según la ley del trapecio (fig. 8-5).

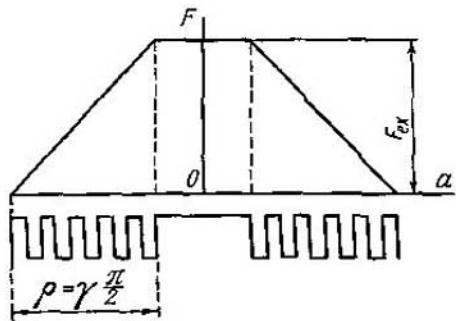


Fig. 8-5. F.m. del devanado de excitación de una máquina sincrónica de polos interiores

entre los límites $\gamma = 0,67 - 0,8$.

Designemos la coordenada angular espacial a lo largo del entre-hierro por a .

Descomponiendo la curva trapezoidal de la f.m. de excitación según la fig. 8-5 en una serie de Fourier, disponiendo el origen de las coordenadas en frente del centro del diente grande, obtenemos:

$$F = F_{ex,1} \cos a + F_{ex,3} \cos 3a + F_{ex,5} \cos 5a + \dots,$$

aquí la amplitud del v -ésimo armónico será igual a:

$$F_{ex,v} = \frac{2}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos v \, da = \frac{4}{\pi} \int_0^{\frac{(1-v)\pi}{2}} F_{ex} \cos v \, da + \\ + \frac{4}{\pi} \int_{\frac{(1-v)\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\frac{\pi}{2}-a}{\frac{\pi}{2}} F_{ex} \cos v \, da. \quad (8-3)$$

Integrando y teniendo en cuenta que v es un número impar, obtenemos:

$$F_{ex,v} = \frac{8}{\pi^2} \frac{F_{ex}}{\gamma} \frac{1}{v^2} \sin \frac{v\pi}{2} \sin v\gamma \frac{\pi}{2}. \quad (8-4)$$

En este caso F_{ex} es la f.m. del devanado de excitación por polo:

$$F_{ex} = w_{ex} i_{ex}, \quad (8-5)$$

donde i_{ex} es la corriente de excitación y w_{ex} es el número de espiras por polo.

De la expresión (8-4) para el armónico fundamental ($v=1$) obtenemos:

$$F_{ex,1} = \frac{8 \sin \frac{\gamma\pi}{2}}{\pi^2 \gamma} F_{ex} = k_f F_{ex}, \quad (8-6)$$

donde el factor

$$k_f = \frac{8 \sin \frac{\gamma\pi}{2}}{\pi^2 \gamma} \quad (8-7)$$

se llama *factor de forma del campo de excitación*, que determina la relación de la amplitud de la inducción de la onda fundamental del campo de excitación al valor máximo real de la inducción del campo de excitación.

La f.m. de excitación, siendo $i_{ex} = \text{const}$, es invariable en el tiempo, ya que el devanado de excitación se alimenta con corriente continua. El mínimo contenido relativo de armónicos resulta cuando $\gamma = 0,75$, por eso en los turboalternadores se tiende generalmente a elegir γ alrededor del valor indicado. Por ejemplo, cuando son veinticuatro las ranuras arrolladas y treinta y dos el número total de los pasos de ranura, que es característico para ciertos turboalternadores construidos por la fábrica "Electrosila", $\gamma = 24/32 = 0,75$.

Hallaremos la f.m. de excitación que crea un flujo de la onda fundamental igual al que crea la f.m. de reacción del inducido de una magnitud dada. Puesto que en un sistema magnético no saturado los flujos son proporcionales a las f.m. que los provocan, destacando la amplitud de la onda fundamental de la f.m. del devanado de excitación e igualándola a la amplitud de la onda fundamental de f.m. de la reacción del inducido, podemos determinar la expresión

para la f.m. de la reacción del inducido en la escala de la f.m. de excitación. La amplitud de la onda fundamental de la f.m. del devanado de excitación por polo se determina por la fórmula (8-6). Respectivamente la amplitud de la onda fundamental de la reacción del inducido de una máquina trifásica cuando la carga es simétrica con corriente de fase I es igual a:

$$F_a = \frac{m}{\pi} \frac{\sqrt{2}}{p} w k_{\text{dev}} I. \quad (8-8)$$

La magnitud de la f.m. de excitación $F_{\text{ex. equi}}$, equivalente a una magnitud dada de f.m. de reacción de inducido F_a , se puede determinar si en (8-5) se sustituye F_{ex} por la f.m. de excitación equivalente $F_{\text{ex. equi}}$ y si se determina esta magnitud de la igualdad de los armónicos fundamentales de f.m. por (8-6) y (8-8).

Así pues,

$$F_a = \frac{8 \operatorname{sen} \frac{\gamma \pi}{2}}{\pi^2 \gamma} F_{\text{ex. equi}} = k_f F_{\text{ex. equi}},$$

de donde para el coeficiente de reducción de la f.m. de reacción del inducido a la f.m. del devanado de excitación

$$k_a = F_{\text{ex. equi}} / F_a \quad (8-9)$$

obtenemos:

$$k_a = \frac{\pi^2 \gamma}{8 \operatorname{sen} \frac{\gamma \pi}{2}} = \frac{1}{k_f}. \quad (8-10)$$

Para cada máquina el coeficiente k_a representa una magnitud determinada y

$$F_{\text{ex. equi}} = k_a F_a = \frac{m}{\pi p} \sqrt{2} w k_{\text{dev}} k_a I. \quad (8-11)$$

Suponiendo que en (8-11) $F_{\text{ex. equi}} = \omega_{\text{ex}} i_{\text{ex. equi}}$, se puede también determinar la corriente de excitación $i_{\text{ex. equi}}$ equivalente a la corriente del inducido I .

Así pues, el coeficiente k_a permite expresar la f.m. del inducido en la escala de la f.m. de excitación y, por consiguiente, la característica en vacío permite determinar la dependencia del flujo de la reacción del inducido de la amplitud del armónico fundamental de la f.m. del inducido.

La dependencia del coeficiente k_a de γ está representada en la tabla 8-1. Para la relación más usada $\gamma = 0,75$

Tabla 8-1

γ	$\gamma \cdot 90^\circ$	k_a
0,6	54°	0,918
0,66	59,4°	0,943
0,7	63°	0,97
0,75	67,5°	1,0
0,8	72°	1,035

tenemos $k_a = 1$, y, por lo tanto, la amplitud de la onda fundamental de la reacción del inducido es igual al máximo de la f.m. de excitación equivalente (la altura de la curva trapezoidal).

El flujo de reacción del inducido induce en el devanado de éste la f.e.m. de reacción del inducido E_a que para $\mu = \text{const}$ es proporcional a la corriente del inducido I :

$$E_a = x_a I. \quad (8-12)$$

La magnitud x_a se llama inductancia de reacción del inducido de una máquina de polos interiores que según la relación (5-5) es igual a:

$$x_a = 2mf \frac{\mu_0 Dl}{k_b k_\mu \delta} \frac{\omega^2 k_{dev}^2}{p^2}. \quad (8-13)$$

8-3. Reacción del inducido de una máquina sincrónica de polos salientes. Teoría de dos reacciones [95, 98a]

En una máquina de polos salientes el entrehierro, incluso cuando el estator no tiene ranuras, no es constante a causa de la existencia de un gran espacio interpolar.

El armónico fundamental de la f.m. de reacción del inducido interactuando con el armónico fundamental de la f.m. del devanado de excitación, crea una f.m. resultante cuyo eje está desplazado en el alternador respecto al eje de los polos del rotor en sentido contrario a la rotación.

Puesto que el entrehierro, al ser simétrico con respecto al eje de los polos, se hace asimétrico con respecto al eje de la f.m. resultante, que está desviada del eje de los polos, entonces, la curva resultante del campo, obtenida como consecuencia de la f.m. resultante, será asimétrica y contendrá armónicos superiores de magnitud notable. Las formas del campo resultante y la amplitud de la onda fundamental de campo, con una misma amplitud de la f.m. resultante, variarán en función del ángulo ψ .

Para realizar el cálculo cuantitativo del efecto de la reacción del inducido en una máquina de polos salientes, este fenómeno se analiza de tal manera como si la f.m. de excitación y la f.m. de reacción creasen en la máquina flujos independientes que inducen en el devanado del estator f.e.m. independientes, lo cual facilita considerablemente el cálculo cuantitativo. Cuando el acero no está saturado es indiferente: determinar, al principio, por las componentes de la f.m. su resultante y el flujo resultante de la máquina, y por este flujo determinar la f.e.m., o bien, determinar los flujos de las componentes de la f.m., determinar por éstos las componentes de la f.e.m. y luego sumando geométricamente las componentes de la f.e.m. determinar la resultante. Se podría obtener una diferencia

si se introdujera en el análisis el cálculo del fenómeno de saturación del circuito magnético, pero como con los entrehierros relativamente grandes de las máquinas sincrónicas la saturación ejerce poco efecto, y puesto que su cálculo tropieza con grandísimas dificultades matemáticas, entonces, al estudiar la reacción del inducido este fenómeno se desprecia, teniéndolo en cuenta sólo indirectamente al trazar los diagramas de tensiones.

Para las tesis adoptadas, la onda fundamental del campo de la f.m. de excitación variará proporcionalmente a la amplitud de la onda fundamental de f.m. Todos los armónicos de la curva de campo varían también proporcionalmente a la amplitud de la onda fundamental de f.m. La amplitud de la onda fundamental del campo de reacción del inducido dependerá no sólo de la onda fundamental de f.m. de reacción del inducido, sino también del ángulo ψ . Los armónicos que se obtienen en la curva de campo de la reacción del inducido a causa de la asimetría del entrehierro dependerán también del ángulo ψ . Si, al igual que para una máquina de polos interiores, deseáramos determinar para todo el campo del inducido el coeficiente k_a , que permite expresar la f.m. de reacción del inducido en la escala de la f.m. de excitación, entonces, evidentemente, la magnitud de este coeficiente dependería del ángulo ψ , lo cual complicaría el análisis.

Al analizar este problema se utiliza la teoría de dos reacciones introducida por Blondel y que consiste en lo siguiente.

Después de destacar, por los métodos indicados, la onda fundamental de f.m. de reacción del inducido, la descomponemos en dos componentes por los ejes principales del sistema magnético de la máquina: el longitudinal, cuyo máximo coincide con el eje de los polos, y el transversal, cuyo máximo coincide con el centro del espacio interpolar. La amplitud de la componente de la onda fundamental de la reacción del inducido por el eje longitudinal y la amplitud de la componente por el eje transversal serán respectivamente iguales a:

$$F_{ad} = F_a \sin \psi \text{ y } F_{ag} = F_a \cos \psi.$$

Puesto que las componentes no cambian su posición con respecto al eje de los polos, se puede determinar para cada una de ellas los respectivos coeficientes: k_{ad} para el eje longitudinal y k_{ag} para el transversal, que permitirán expresar para cada una de estas componentes la f.m. de reacción del inducido en escala de la f.m. de excitación, lo mismo que en la máquina de polos interiores se determina el coeficiente k_a que es invariante para cualquier valor del ángulo ψ . En este caso la diferencia sólo consiste en que en el devanado del estator de la máquina de polos interiores sólo se analiza una f.e.m. total de la onda fundamental de reacción del inducido E_a , mientras que en la máquina de polos salientes se estudian dos f.e.m.: E_{ad} y E_{ag} de las reacciones longitudinal y transversal del inducido desfasadas en 90° . Como la forma del campo creada por una misma

onda fundamental de reacción del inducido, siendo $\psi = 0$ y $\psi = \pm \pi/2$ será diferente, entonces evidentemente, los coeficientes de reacción del inducido k_{ad} y k_{ag} para los ejes longitudinal y transversal también tendrán distintos valores. Realicemos el análisis de la reacción del inducido por ambos ejes.

A. Reacción del inducido por el eje longitudinal. En la fig. 8-6, a está representada la situación de la curva de onda fundamental

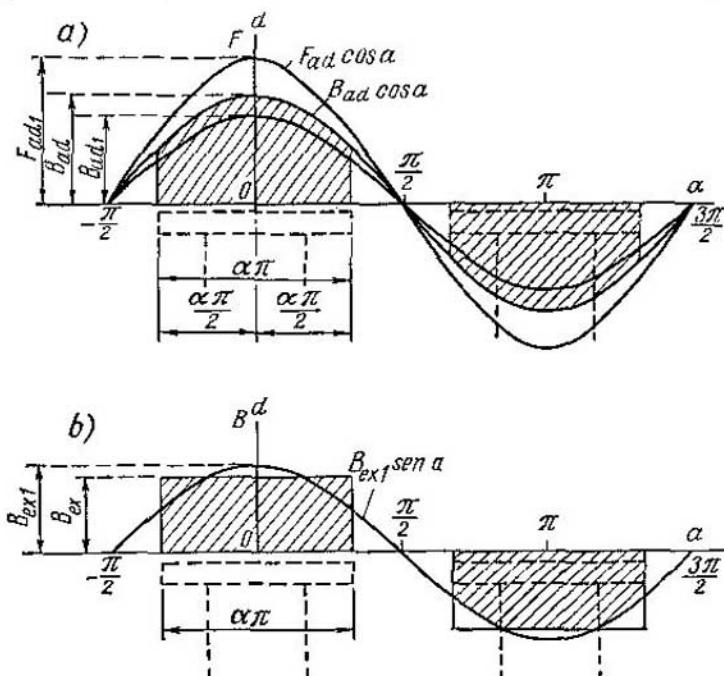


Fig. 8-6. F.m. y campo magnético de la reacción del inducido por el eje longitudinal y el devanado de excitación de una máquina sincrónica de polos salientes

de la reacción del inducido $F_{ad} \cos a = F_a \operatorname{sen} \psi \cos a$ con respecto al sistema polar siendo $\psi = \pm \pi/2$. La relación de la anchura de la zapata polar al paso polar, que es el coeficiente del arco polar, está designada por α . Las zonas rayadas corresponden a la inducción que se crea por la onda sinusoidal de la componente longitudinal de la reacción del inducido con la suposición de que a lo largo de la zapata polar el entrehierro es constante y muy pequeño: $\delta \approx 0$, lo cual permite despreciar los efectos de bordes, y la permeabilidad del material del circuito magnético es infinitamente grande. En este caso, despreciando la reluctancia del acero en el circuito magnético y también la permeancia del espacio en la zona entre los polos y las zapatillas polares (que es justo cuando los entrehierros son relativamente

mente pequeños), podemos considerar que la curva de inducción en el entrehierro tiene en la extensión de la zapata polar la misma forma que la curva de f.m. Como el campo pierde su forma sinusoidal, él inducirá en el devanado del estator una f.e.m. de armónicos no sólo fundamental sino también superiores. Hallaremos el coeficiente k_d que determina la reducción de la amplitud de la onda fundamental de campo con respecto a su valor cuando el entrehierro es uniforme, para lo cual determinaremos el armónico fundamental de campo, que está representado en la fig. 8-6, a en forma de zona rayada.

Si colocamos el origen de las coordenadas por debajo del centro del polo, así como se muestra en la fig. 8-6, a, entonces todos los términos de la descomposición que contienen senos desaparecen y quedan los términos que contienen cosenos. En este caso, para la amplitud del armónico fundamental de campo B_{ad1} obtendremos:

$$B_{ad1} = \frac{2}{\pi} \int_{-\frac{\alpha\pi}{2}}^{\frac{\alpha\pi}{2}} B \cos ad a = \frac{2}{\pi} \int_{-\frac{\alpha\pi}{2}}^{\frac{\alpha\pi}{2}} B_{ad} \cos^2 ad a,$$

puesto que en este caso la inducción B sólo se distingue del cero en el intervalo de $-\alpha\pi/2 \leq a \leq \alpha\pi/2$ donde es igual a $B_{ad} \cos a$, siendo B_{ad} el valor máximo de la inducción de la reacción longitudinal del inducido, es decir, el valor de B por debajo del centro de la zapata polar es igual a:

$$\begin{aligned} B_{ad1} &= \frac{B_{ad}}{\pi} \int_{-\frac{\alpha\pi}{2}}^{\frac{\alpha\pi}{2}} (1 + \cos 2a) da = \\ &= \frac{B_{ad}}{\pi} \left[a + \frac{\sin 2a}{2} \right] \Big|_{-\frac{\alpha\pi}{2}}^{\frac{\alpha\pi}{2}} = \frac{\alpha\pi + \sin \alpha\pi}{\pi} B_{ad}. \quad (8-14) \end{aligned}$$

El coeficiente

$$k_d = B_{ad1}/B_{ad}, \quad (8-15)$$

que determina el grado de reducción de la amplitud del armónico fundamental del campo de la reacción longitudinal del inducido a causa de la irregularidad del entrehierro, acondicionada por la existencia del espacio de aire entre los polos y las zapatas polares, se denomina *factor de forma del campo de la reacción longitudinal del inducido*. Según (8-14) y (8-15) siendo $\delta = \text{const} \approx 0$

$$k_d = \frac{\alpha\pi + \sin \alpha\pi}{\pi}. \quad (8-16)$$

La inducción máxima del campo de la reacción del inducido por el eje longitudinal, en el caso general, teniendo en cuenta la

dentadura del estator, será igual a:

$$B_{ad} = \frac{\mu_0}{k_\delta \delta} F_{ad}, \quad (8-17)$$

donde δ es la magnitud del entrehierro por debajo del centro de la zapata polar.

Determinemos ahora el armónico fundamental del campo creado por la f.m. de los polos. Si el entrehierro debajo de la zapata polar es regular y muy pequeño, entonces el campo de excitación tiene la forma de una curva rectangular cuya base es igual a $a\pi$ (fig. 8-6, b). Esta curva tiene un armónico fundamental cuya amplitud es igual a:

$$B_{ex1} = \frac{2}{\pi} \int_{-\frac{a\pi}{2}}^{\frac{a\pi}{2}} B_{ex} \cos ada = \frac{4}{\pi} \sin \frac{a\pi}{2} B_{ex}. \quad (8-18)$$

En el caso general, B_{ex} representa el valor máximo de la inducción del campo de excitación por debajo del centro de la zapata polar, y es igual a:

$$B_{ex} = \frac{\mu_0}{k_\delta \delta} F_{ex}. \quad (8-19)$$

La relación de la amplitud de la inducción de la onda fundamental del campo de excitación B_{ex1} al valor máximo de la inducción de este campo

$$k_f = B_{ex1}/B_{ex} \quad (8-20)$$

se denomina *factor de forma del campo de excitación*.

Con un entrehierro muy pequeño y uniforme por debajo de la zapata polar, según (8-18) este factor es igual a:

$$k_f = \frac{4}{\pi} \sin \frac{a\pi}{2}. \quad (8-21)$$

La f.m. del devanado de excitación $F_{ex,d}$, que es equivalente a la f.m. de reacción del inducido por el eje longitudinal F_{ad} , se determina por el enunciado de la igualdad de los armónicos fundamentales del campo magnético creados por estas f.m.:

$$\frac{\mu_0}{\delta k_\delta} F_{ex,d} k_f = \frac{\mu_0}{\delta k_\delta} F_{ad} k_d,$$

de donde

$$F_{ex,d} = \frac{k_d}{k_f} F_{ad} = k_{ad} F_{ad}.$$

El coeficiente

$$k_{ad} = k_d/k_f \quad (8-22)$$

se denomina *coeficiente de reducción de la f.m. de reacción del inducido por el eje longitudinal a la f.m. del devanado de excitación, o brevemente: coeficiente de reacción longitudinal*.

Siendo $\delta = \text{const} \approx 0$ según (8-16) y (8-21)

$$k_{ad} = \frac{\alpha\pi + \sin \alpha\pi}{4 \sin \frac{\alpha\pi}{2}}. \quad (8-23)$$

Los datos prácticos sobre los coeficientes introducidos más arriba se dan a continuación.

Si se conoce el valor de k_{ad} , la f.m. de excitación equivalente $F_{ex,d}$ se determina por la relación

$$F_{ex,d} = k_{ad} F_{ad} = \frac{m \sqrt{2}}{\pi} \frac{\omega k_{dav}}{\rho} k_{ad} I \sin \psi. \quad (8-24)$$

Sustituyendo aquí

$$F_{ex,d} = \omega_{ex} i_{ex,d}, \quad (8-25)$$

se puede también determinar la corriente de excitación $i_{ex,d}$, que es equivalente a la componente longitudinal de la corriente del estator $I_d = I \sin \psi$.

Del modo indicado, obtenemos:

$$i_{ex,d} = \frac{m \sqrt{2}}{\pi} \frac{\omega k_{dav}}{\rho \omega_{ex}} k_{ad} I_d. \quad (8-26)$$

La f.e.m. E_{ad} , inducida en el devanado del estator por la f.m. longitudinal de reacción del inducido F_{ad} , es la f.e.m. de auto-inducción de la fase del devanado del estator de este campo teniendo en cuenta la inducción mutua por parte de otras fases del estator. Cuando $\mu = \text{const}$ la f.e.m. E_{ad} es proporcional a F_{ad} y, por consiguiente, a la componente longitudinal de la corriente del estator I_d :

$$E_{ad} = x_{ad} I_d. \quad (8-27)$$

El factor de proporcionalidad x_{ad} es la inductancia de reacción del inducido por el eje longitudinal.

Puesto que a causa de la irregularidad del entrehierro de la máquina con polos salientes, acondicionada por la configuración de la zapata polar, el armónico fundamental del campo de la reacción del inducido por el eje longitudinal disminuye proporcionalmente a k_d , entonces la magnitud x_{ad} la determinamos multiplicando x_a según (8-13) por k_d :

$$x_{ad} = 2mf \frac{\mu_0 D l}{k_b k_\mu \delta} \frac{\omega^2 k_{dav}^2}{\rho^2} k_d. \quad (8-28)$$

La igualdad (8-28) revela claramente la dependencia de x_{ad} de los datos constructivos de la máquina.

B. Reacción del inducido por el eje transversal. Análogamente se puede analizar la reacción del inducido por el eje transversal. En la fig. 8-7 está representada la posición de la onda fundamental de la reacción transversal del inducido con la amplitud $F_{aq1} = F_a \cos \psi$.

que magnetiza transversalmente la máquina y que no entra en interacción directa con la f.m. de excitación. Los sectores rayados representan el campo creado por la reacción transversal del inducido con la suposición de que el entrehierro es en toda la extensión de la zapata polar regular e infinitamente pequeño ($\delta \approx 0$), y la permeabilidad del material del circuito magnético es infinitamente grande.

En estas condiciones la curva de inducción B varía en la extensión de la zapata polar con respecto al eje transversal q según la ley $B = B_{aq} \cos \alpha$ y con respecto al eje longitudinal d , según la

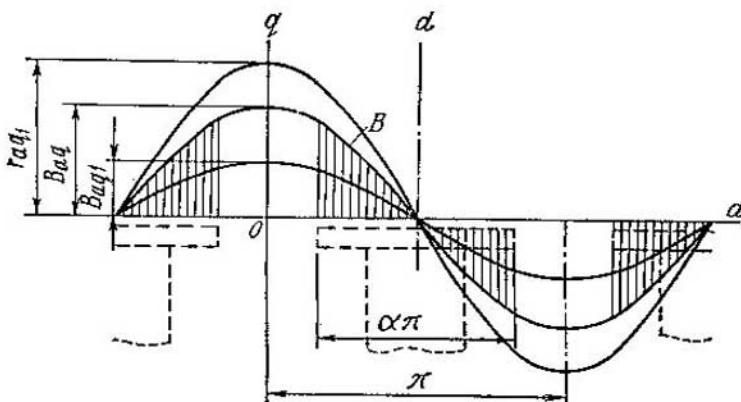


Fig. 8-7. F.m. y campo magnético de la reacción del inducido por el eje transversal de una máquina síncrona de polos salientes

ley $B = B_{aq} \sin \alpha$. En este caso B_{aq} representa el valor máximo de la inducción del campo de la reacción transversal en condición de que el entrehierro δ es uniforme por toda la circunferencia:

$$B_{aq} = \frac{\mu_0}{k_0 \delta} F_{aq}.$$

Designemos por k_q el factor de forma del campo de la reacción transversal:

$$k_q = B_{aq1}/B_{aq}, \quad (8-29)$$

donde B_{aq1} es la amplitud del armónico fundamental del campo magnético de la reacción transversal. El factor k_q determina el grado de reducción de B_{aq1} en comparación con B_{aq} a causa de la irregularidad del entrehierro provocada por la presencia del espacio de aire entre los polos.

La magnitud B_{aq1} para el caso en que $\delta = \text{const} \approx 0$ a lo largo de la zapata polar se determinará de acuerdo con la fig. 8-7, si se

cuenta la coordenada a a partir del eje d , por la expresión

$$B_{aq} = \frac{2}{\pi} \int_{-\frac{\alpha\pi}{2}}^{+\frac{\alpha\pi}{2}} B \sin ada = \frac{2}{\pi} \int_{-\frac{\alpha\pi}{2}}^{+\frac{\alpha\pi}{2}} B_{aq} \sin^2 ada = \\ = \frac{B_{aq}}{\pi} \int_{-\frac{\alpha\pi}{2}}^{+\frac{\alpha\pi}{2}} (1 - \cos 2a) da = \frac{B_{aq}}{\pi} \left[a - \frac{\sin 2a}{2} \right]_{-\frac{\alpha\pi}{2}}^{+\frac{\alpha\pi}{2}} = \frac{\alpha\pi - \sin \alpha\pi}{\pi} B_{aq}, \quad (8-30)$$

lo cual da los siguientes valores de k_q para el caso en que $\delta = \text{const} \approx 0$:

$$k_q = \frac{\alpha\pi - \sin \alpha\pi}{\pi}. \quad (8-31)$$

Determinemos la magnitud equivalente de la f.m. de excitación $F_{ex,q}$ que al accionar por el eje transversal cree el mismo armónico fundamental del campo que la magnitud de la f.m. de la reacción transversal F_{aq} dada. Según lo antedicho entre $F_{ex,q}$ y F_{aq} deberá observarse la dependencia

$$\frac{\mu_0}{k_\delta \delta} F_{ex,q} k_f = \frac{\mu_0}{k_\delta \delta} F_{aq} k_q, \quad (8-32)$$

donde k_f tiene el mismo valor que en la expresión (8-21) al analizar la reacción longitudinal del inducido.

De (8-32) determinamos:

$$F_{ex,q} = k_{aq} F_{aq}, \quad (8-33)$$

donde

$$k_{aq} = k_q / k_f \quad (8-34)$$

representa el factor de reducción de la f.m. de la reacción del inducido por el eje transversal a la f.m. del devanado de excitación o brevemente: factor de reacción transversal.

Siendo $\delta = \text{const} \approx 0$ según (8-21) y (8-31)

$$k_{aq} = \frac{\alpha\pi - \sin \alpha\pi}{4 \sin \frac{\alpha\pi}{2}}. \quad (8-35)$$

Cuando k_{aq} es conocido, la f.m. de excitación equivalente se determina por la relación

$$F_{ex,q} = k_{aq} F_{aq} = \frac{m\sqrt{2}}{\pi} \frac{w k_{dev}}{p} k_{aq} I \cos \psi. \quad (8-36)$$

Si sustituimos en (8-36)

$$F_{ex,q} = w_{ex} i_{ex,q}, \quad (8-37)$$

se puede determinar la corriente de excitación i_{aq} que es equivalente a la componente transversal de la corriente del inducido:

$$I_q = I \cos \psi. \quad (8-38)$$

El armónico fundamental de campo de la reacción transversal del inducido induce en su devanado una f.e.m. igual a:

$$E_{aq} = x_{aq} I_{aq}, \quad (8-39)$$

donde x_{aq} representa la inductancia de la reacción del inducido por el eje transversal.

La expresión para x_{aq} se puede obtener de (8-28) sustituyendo k_d por k_q y omitiendo el coeficiente de saturación k_μ , ya que los flujos de la reacción transversal del inducido, que se cierran a través de los grandes espacios de aire entre los polos, dependen muy poco de la saturación. Así pues,

$$x_{aq} = 2mf \frac{\mu_0 Dl}{k_b \delta} \frac{w^2 k_{dev}^2}{p^2} k_q. \quad (8-40)$$

C. Coeficiente de reacción del inducido. Los valores de los coeficientes k_d , k_q , k_{ad} , k_{uq} y k_f , para un entrehierro por debajo de la zapata polar uniforme y muy pequeño, calculados por (8-16), (8-31), (8-23), (8-35) y (8-21), están representados en la tabla 8-2. En esta tabla se ve que k_q y k_{uq} son respectivamente mucho menores que k_d y k_{ad} , y se hacen iguales sólo cuando $\alpha = 1$, es decir, en caso de que las zapatillas polares de los polos contiguos se empalmen entre sí.

Tabla 8-2

Factor	$\alpha = b/\tau$						
	0,4	0,5	0,6	0,667	0,7	0,8	1,0
k_d	0,703	0,918	0,913	0,943	0,958	0,987	1,000
k_q	0,097	0,182	0,287	0,391	0,442	0,613	1,000
k_f	0,749	0,900	1,032	1,104	1,135	1,212	1,275
k_{ad}	0,938	0,910	0,883	0,853	0,843	0,813	0,785
k_{uq}	0,129	0,202	0,288	0,354	0,389	0,505	0,785

En las máquinas reales el entrehierro de por debajo de la zapatilla polar tiene una magnitud determinada y para disminuir el efecto de la reacción del inducido se hace mucho mayor que en las máquinas asincrónas. Además, para conseguir una forma del campo de excitación lo más próxima posible a la sinusoidal, el entrehierro de por debajo de la zapatilla se hace no uniforme, sino de tal manera que vaya aumentando hacia las aristas de la zapatilla polar. En la práctica la forma de la zapatilla polar se traza con un radio un poco menor que el radio de mandrinado del estator. En este caso, la relación de la magnitud máxima del entrehierro δ_{\max} por debajo de la arista de la zapatilla a su magnitud δ por debajo del centro de la zapatilla se elige generalmente entre los límites de $\delta_{\max}/\delta = 1,5 - 2,0$.

Como resultado de esto surge también un flujo de reacción del inducido de notable magnitud en la zona del espacio entre los polos y la forma de las curvas de campo se distinguirán notablemente de las representadas en las figs. 8-6 y 8-7. En este caso la forma de las curvas de campo y la magnitud de los

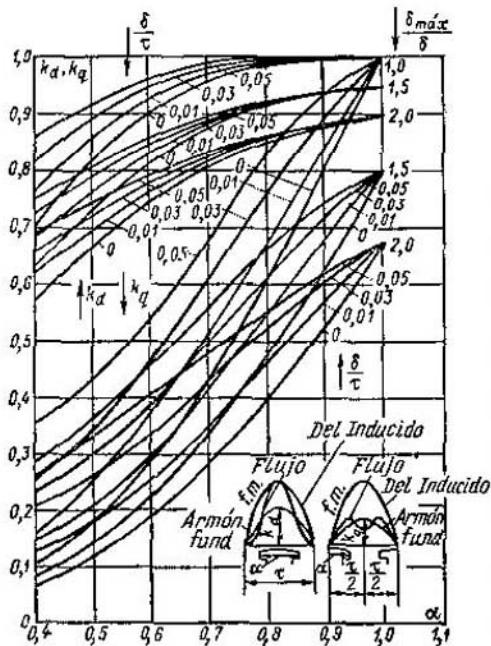


Fig. 8-8. Curvas para determinar los coeficientes k_d y k_q

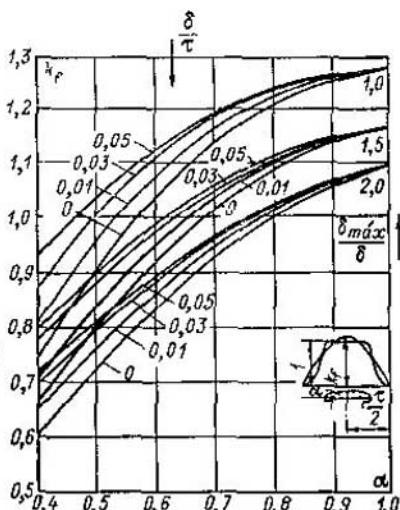


Fig. 8-9. Curvas para determinar el coeficiente k_f

respectivos coeficientes se establecen según los trazados gráficos de los campos en la zona del entrehierro de la máquina. En las figs. 8-8, 8-9, 8-10, 8-11 y 8-12 están representadas las curvas de los factores k_d , k_q , k_f , k_{ad} y k_{aq} en función de α obtenidas por M. P. Kostenko y B. E. Konik [116]. En las figs. 8-13 y 8-14 se dan las curvas para determinar los factores de forma del campo k_i y el factor del flujo del arco polar k_A . Las curvas se dan para diferentes relaciones de la magnitud del entrehierro por debajo del centro de la zapata polar δ al paso polar τ y para diferentes relaciones de δ al entrehierro máximo (en el borde de la zapata polar) δ_{\max} , incluso para un entrehierro uniforme a lo largo de la zapata polar ($\delta_{\max}/\delta = 1$).

D. Reducción de los parámetros del devanado de excitación al estator. Al analizar los procesos que ocurren en los transformadores se realiza la reducción del devanado secundario al primario (véase el tomo 1, cap. XIII) y en este caso los parámetros del

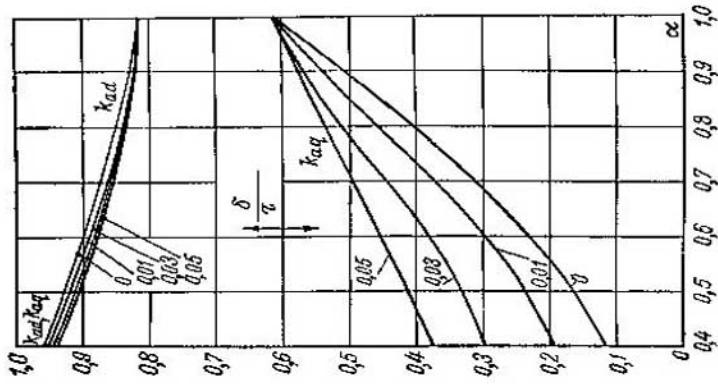


Fig. 8-12. Curvas para determinar los coeficientes k_{ad} y k_{aq} siendo $\delta_{\max}/\delta = 2,0$

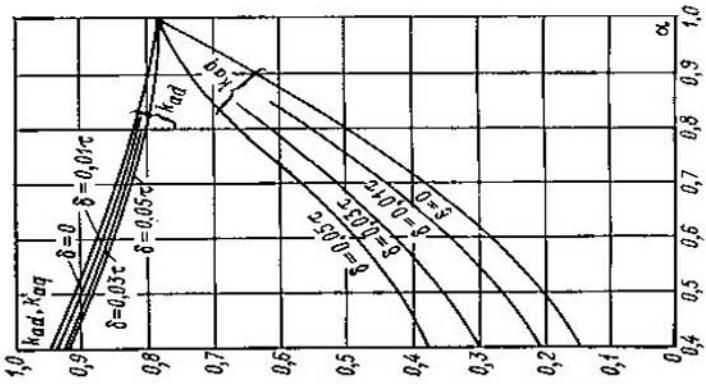


Fig. 8-11. Curvas para determinar los coeficientes k_{ad} y k_{aq} siendo $\delta_{\max}/\delta = 1,5$

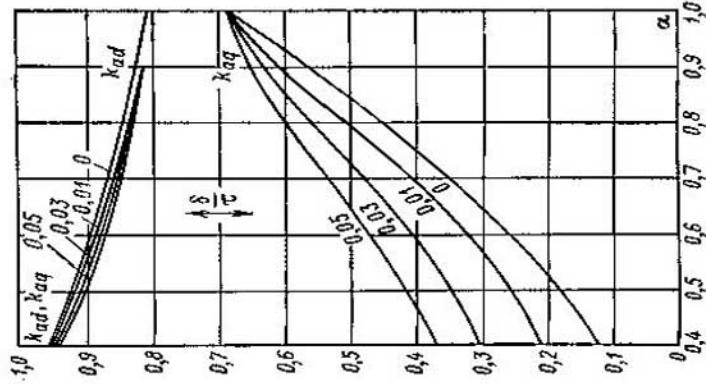


Fig. 8-10. Curvas para determinar los coeficientes k_{ad} y k_{aq} siendo $\delta_{\max}/\delta = 1,0$

devanado secundario reducido se obtienen multiplicando los parámetros reales del devanado secundario por el coeficiente de reducción k^2 . Al estudiar los distintos procesos transitorios de las máquinas sincrónicas, cuando el acoplamiento interinductivo de los devanados del estator y del rotor se revela lo mismo que entre los devanados de los transformadores, también se reducen los devanados del rotor de la máquina sincrónica al devanado del estator.

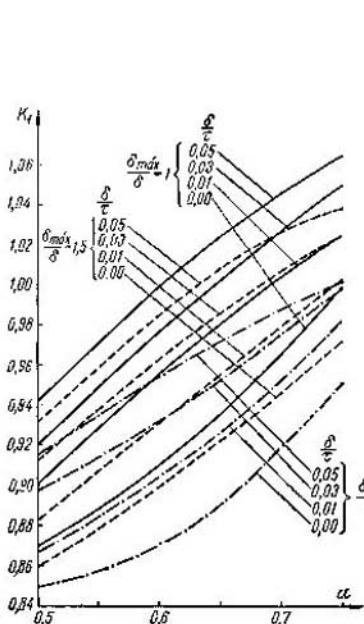


Fig. 8-13. Curvas para determinar el factor de forma del campo k_t .

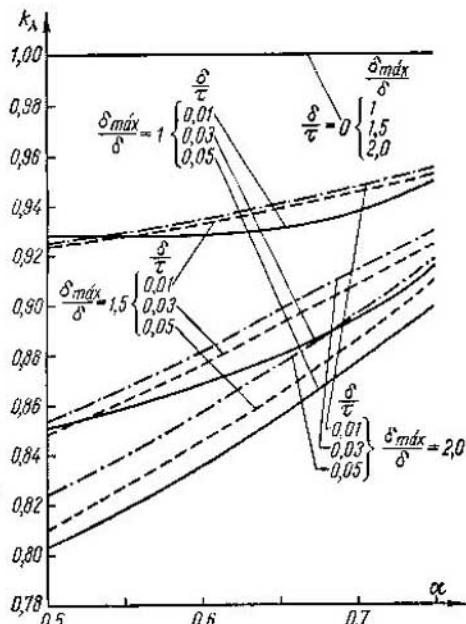


Fig. 8-14. Curvas para determinar el coeficiente de flujo del arco polar $k_\lambda = \Phi_r / \Phi$ (relación del flujo magnético, que entra en la zapata polar, al flujo magnético total)

Hallemos aquí el coeficiente de reducción de los parámetros del devanado de excitación al estator $k_{ex.est}$, partiendo de la igualdad de las pérdidas en los devanados reducido y real, lo cual, como fue establecido al estudiar los transformadores, se debe observar al reducir los devanados.

Las pérdidas en el devanado de excitación real son iguales a:

$$P_{ex} = i_{ex}^2 r_{ex}.$$

Al realizar la reducción, el devanado de excitación real se sustituye por un devanado, idéntico a un devanado de m fases del estator, por el cual circula una corriente de excitación reducida con un valor eficaz de $I_{d.equ}$ que es equivalente a la corriente de

excitación i_{ex} . Las pérdidas en el devanado reducido son:

$$p'_{ex} = mI_{d, equi}^2 r'_{ex},$$

donde r'_{ex} es la resistencia óhmica reducida del devanado de excitación. Igualando $p'_{ex} = p'_{ex}$, determinamos:

$$r'_{ex} = \frac{i_{ex}^2}{mI_{d, equi}^2} r_{ex} = k_{ex, est} r_{ex}, \quad (8-41)$$

donde el coeficiente delante de r_{ex}

$$k_{ex, est} = \frac{i_{ex}^2}{mI_{d, equi}^2}$$

es el coeficiente de reducción buscado.

La dependencia entre i_{ex} y $I_{d, equi}$ se determina por la igualdad (8-26), donde es necesario hacer $I_d = I_{d, equi}$. En este caso, para $k_{ex, est}$ obtenemos:

$$k_{ex, est} = \frac{2m}{\pi^2} \frac{\omega^2 k_{devi}^2}{\rho^2 \omega_{ex}^2} k_{ad}^2. \quad (8-42)$$

En los procesos transitorios hay que tener también en cuenta la inductancia L_{ex} (o la inductancia de dispersión x_{ex} del devanado de excitación), determinada por: a) los flujos de dispersión del devanado de excitación en el espacio interpolar análogamente a la ranura del estator; b) por los mismos flujos en las partes frontales del devanado de excitación y c) por los armónicos superiores de campo de excitación en el entrehierro. Las fórmulas para calcular L_{ex} y x_{ex} se dan en compendios especiales.

La reducción de los parámetros L_{ex} y x_{ex} al estator se realiza con el mismo coeficiente que la reducción de r_{ex} . Así pues, los valores reducidos de los parámetros del devanado de excitación serán:

$$r'_{ex} = k_{ex, est} r_{ex}; \quad L'_{ex} = k_{ex, est} L_{ex}; \quad x'_{ex} = k_{ex, est} x_{ex}. \quad (8-43)$$

Ejemplo. Un alternador hidráulico vertical trifásico de polos salientes tiene los siguientes datos: potencia $S = 71500$ kVA, $U_n = 13800$ V, $I_n = 2990$ A, $f = 50$ Hz, $\cos \varphi = 0,8$, $2p = 96$, $n = 62,5$ r. p. m., $Z_1 = 684$, $q_1 = 2 \frac{3}{8}$.

Datos constructivos: $D = 12,92$ m, longitud calculada del acero activo del estator $l = 1,5$ m, paso polar $\tau = 42,3$ cm, magnitud del entrehierro mínimo $\delta_{min} = 18,5$ mm, la relación $\delta_{max}/\delta_{min} = 1,54$, $\delta_{min}/\tau = 0,044$. El factor de entrehierro total $k_\delta = 1,16$; $\alpha = 0,733$. El coeficiente de saturación trabajando con carga nominal $k_\mu = 1,11$.

Datos del devanado: número de espiras conectadas en serie en una fase de devanado del estator $w_1 = 114$, el coeficiente resultante de devanado para el armónico fundamental es igual a:

$$k_{dev, 1} = k_{dis, 1} k_{red, 1} = 0,955 \cdot 0,982 = 0,937.$$

El número de espiras del devanado de excitación por polo $w_{ex} = 17,5$. Por las curvas de las figs. 8-8, 8-9, 8-11, para los valores de α , $\delta_{max}/\delta_{min}$ y δ_{min}/τ dados más arriba, determinamos los coeficientes de reacción del inducido:

$$k_d = 0,9; \quad k_q = 0,6 \quad y \quad k_f = 1,08$$

de donde

$$k_{ad} = k_d/k_f = 0,9/1,08 = 0,833; \quad k_{aq} = k_q/k_f = 0,6/1,08 = 0,555.$$

Cuando el circuito magnético no está saturado ($k_\mu = 1,0$), la resistencia de la reacción del inducido por el eje longitudinal se calcula por la fórmula (8-28):

$$x_{ad} = 2 \cdot 3 \cdot 50 \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 12,92 \cdot 1,5}{1,16 \cdot 0,0185} \cdot \frac{114^2 \cdot 0,937^2}{48^2} \cdot 0,9 = 1,52 \Omega.$$

Cuando el circuito magnético está saturado, esta misma resistencia (en régimen de funcionamiento nominal), siendo el coeficiente de saturación $k_\mu = 1,11$, será igual a:

$$x_{ad \text{ s}} = \frac{x_{ad}}{k_\mu} = \frac{1,52}{1,11} = 1,37 \Omega.$$

Según la fórmula (8-40) la resistencia de la reacción del inducido por el eje transversal es igual a:

$$x_{aq} = 2 \cdot 3 \cdot 50 \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 12,92 \cdot 1,5}{1,16 \cdot 0,0185} \cdot \frac{114^2 \cdot 0,937^2}{48^2} \cdot 0,6 = 1,01 \Omega.$$

La resistencia nominal, adoptada por unidad, es igual a:

$$Z_n = \frac{U_n}{\sqrt{3} \cdot I_n} = \frac{13800}{\sqrt{3} \cdot 2990} = 2,67 \Omega.$$

Valor de las inductancias en unidades relativas:

1) valor no saturado

$$x_{ad} = 1,52/2,67 = 0,57;$$

2) valor saturado

$$x_{ad \text{ s}} = 1,37/2,67 = 0,513;$$

3) valor

$$x_{aq} = 1,01/2,67 = 0,382.$$

Según los datos técnicos de la máquina, la inductancia de dispersión del devanado del estator en unidades relativas es igual a:

$$x_{aa} = 0,125.$$

Parámetros de los regímenes estables del alternador hidráulico de 71 500 kVA: para el eje longitudinal

$$x_{ad} = 0,57; \quad x_{aa} = 0,125;$$

$$x_d = 0,57 + 0,125 = 0,695;$$

para el eje transversal

$$x_{aq} = 0,382; \quad x_q = 0,382 + 0,125 = 0,507.$$

Según los datos técnicos de la máquina, las resistencias óhmicas de los devanados del estator y del rotor a 75°C serán:

$$r_a = 0,0125 \Omega; \quad r_{ex} = 0,228 \Omega.$$

La resistencia óhmica del devanado del estator en unidades relativas es igual a:

$$r_a = r_a/Z_n = 0,0125/2,67 = 0,00468.$$

Según la fórmula (8-43), la resistencia óhmica del devanado de excitación, reducida al devanado del estator, es igual a:

$$r'_{ex} = r_{ex} k_{ex, \text{est}} = 0,228 \cdot \frac{2 \cdot 3}{\pi^2} \cdot \frac{114^2 \cdot 0,937^2}{48^2 \cdot 17,5^2} \cdot 0,833^2 = 0,228 \cdot 0,0068 = 0,00155 \Omega,$$

y en unidades relativas

$$r'_{ex} = r_{ex}/Z_n = 0,00155/2,67 = 0,00058.$$

CAPÍTULO IX

DIAGRAMAS DE TENSIONES DE UN ALTERNADOR SINCRÓNICO TRIFÁSICO CON CARGA SIMÉTRICA

9-1. Observaciones preliminares

Para analizar las condiciones de funcionamiento de una máquina sincrónica el diagrama de tensiones tiene mucha importancia. Este diagrama permite determinar la variación en tantos por ciento de la tensión del alternador sincrónico, la elevación de la tensión en caso de caída de la carga y el descenso de la tensión al pasar de la marcha en vacío al funcionamiento de la máquina bajo carga. La resolución de estos problemas tiene mucha importancia para: a) el cálculo inicial de la máquina a fin de determinar la intensidad necesaria de la corriente de excitación en diferentes regímenes de funcionamiento y b) el ensayo de la máquina acabada a fin de establecer si la máquina corresponde a las especificaciones del suministro. Mediante el diagrama de tensiones se pueden determinar los regímenes de funcionamiento de la máquina sin tener que someterla directamente a la carga, lo cual representa, para las máquinas de considerable potencia, un problema bastante difícil.

El diagrama de tensiones permite obtener por medio del cálculo las principales características de funcionamiento de la máquina. Y por fin, utilizando este diagrama se puede determinar el ángulo de desviación (de desplazamiento) θ de la f.e.m. creada por el campo de excitación debido a la tensión en los bornes de la máquina. Al analizar los momentos y las potencias que desarrolla la máquina tanto en los regímenes estables como en los transitorios el ángulo θ desempeña un papel muy grande.

La diferencia geométrica entre la f.e.m. \dot{E}_0 , creada por el flujo de excitación, y la tensión U entre los bornes de la máquina sincrónica depende del efecto de la reacción del inducido y de las caídas de tensión en la resistencia óhmica e inductancia de dispersión del devanado del inducido.

Puesto que la reacción del inducido depende en sumo grado del tipo de construcción de la máquina (de polos salientes o de polos interiores), del carácter de la carga (inductiva, activa y capacitiva), y también del grado de su simetría (simétrica y asimétrica).

trica), todos estos factores deben tomarse debidamente en cuenta al trazar el diagrama de tensiones.

Hay que tener en cuenta que todas las f.e.m. y las tensiones que figuran como componentes en el diagrama de tensiones deben corresponder a su armónico fundamental; por lo tanto, todas las f.e.m. y las tensiones deben estar previamente descompuestas en armónicos y de éstos se debe destacar la onda fundamental. En el capítulo que trata sobre la reacción del inducido se hizo un análisis que permite obtener la onda fundamental de tensión, creada por las componentes del campo del inducido que giran de manera sincrónica con el rotor de la máquina.

En caso de recepción de una máquina nueva el diagrama vectorial se construye por los datos de su ensayo basándose en la característica en vacío y en cortocircuito.

La tensión en los bornes tiene lugar como resultado del efecto de los siguientes factores: a) la f.m. fundamental de los polos que crea el flujo Φ_0 , que induce la f.e.m. fundamental E_0 ; b) la f.m. longitudinal de reacción del inducido F_{ad} que es proporcional a la componente reactiva, con respecto a la f.e.m. E_0 de la corriente de carga I_a ; c) la f.m. transversal de reacción del inducido F_{aq} que es proporcional a la componente activa, con respecto a la f.e.m. E_0 , de la corriente I_q ; d) la f.e.m. de dispersión $E_{oa} = x_{oa}I$, que es proporcional a la corriente de carga I ; e) la caída de tensión en la resistencia óhmica del devanado del estator Ir_a . Puesto que cuando $I = I_n$ la caída de tensión Ir_a es menor del 1% de la tensión nominal, en la mayoría de los casos ésta puede ser despreciada.

El trazado del diagrama vectorial se puede realizar por dos métodos diferentes.

Por el primer método, cada f.m. se analiza como si existiera separadamente y crease su propio flujo magnético que crea su f.e.m. independiente. Así pues, en la máquina se obtienen cuatro flujos independientes y respectivamente cuatro f.e.m. creadas por ellos: a) el flujo de excitación Φ_0 y la f.e.m. fundamental \dot{E}_0 ; b) el flujo y la f.e.m. de la reacción longitudinal del inducido Φ_{ad} y \dot{E}_{ad} ; c) el flujo y la f.e.m. de la reacción transversal del inducido Φ_{aq} y \dot{E}_{aq} y d) el flujo y la f.e.m. de dispersión del devanado del inducido Φ_{oa} y \dot{E}_{oa} .

Si además, se toma en cuenta la caída activa de tensión que con el signo contrario se puede considerar formalmente como la f.e.m. $\dot{E}_r = -Ir_a$, entonces, la adición geométrica de las f.e.m. enumeradas más arriba da como resultado en magnitud y fase el vector de tensión en los bornes \dot{U} .

Puesto que la adición geométrica de los flujos y de las f.e.m. inducidas respectivamente por ellos, según el método de superposición sólo se admite cuando las resistencias magnéticas en todos los sectores del circuito magnético de la máquina son permanen-

tes, este método se puede aplicar directamente para las condiciones del circuito magnético no saturado de una máquina sincrónica. Al utilizar este método en una máquina con circuito magnético saturado hay que tener en cuenta las resistencias magnéticas reales, para el régimen de funcionamiento dado, de los sectores del circuito magnético considerándolas como constantes, ya que se analiza un régimen de funcionamiento dado. Los resultados así obtenidos son correctos, pero no obstante es difícil determinar el estado magnético real de la máquina.

Puesto que con este método se adicionan geométricamente las fuerzas electromotrices de la máquina sincrónica, el diagrama vectorial de tensiones, obtenido en este caso, se puede denominar diagrama de f. e. m.

Desde el punto de vista teórico este diagrama tiene una importancia metodológica muy grande, ya que permite tener en cuenta con la plenitud necesaria todo el conjunto de factores que determinan a fin de cuentas la tensión en los bornes del alternador sincrónico, aunque sea algo difícil para los cálculos y los ensayos. Por esta razón para toda una serie de fines prácticos el diagrama de f. e. m. adquiere diferentes formas más simples y cómodas.

Para el estudio analítico representa mayor interés el método de la teoría de dos reacciones de Blondel por el cual todos los flujos creados por la corriente de carga I , incluyendo el flujo de dispersión Φ_{sa} , se descomponen por los ejes longitudinal y transversal. Debido a esto se introducen los conceptos sobre las induc-
tancias de la máquina sincrónica por los ejes longitudinal y transversal x_d y x_q , que son unos de los parámetros principales de la máquina sincrónica que sirven para apreciar sus cualidades.

Por el segundo método se puede determinar al principio la f. m. resultante del alternador formada como resultado de la interacción de la f. m. de excitación y la f. m. de reacción del inducido y, determinando con ella el flujo resultante en el entrehierro Φ_δ , determinar la f. e. m. realmente inducida en la máquina E_δ . Sustituyendo geométricamente de esta f. e. m. la caída de tensión en la inductancia j/x_{sa} y en la resistencia óhmica j/r_a se puede determinar la tensión resultante en los bornes del alternador.

El diagrama de fuerzas magnetizantes y electromotrices obtenido en este caso se llama diagrama de Pothier.

Para el régimen de carga simétrica, suponiendo que los parámetros de todas las fases son iguales, podemos limitarnos con el trazado de un diagrama sólo para una fase.

Cabe señalar que los diagramas vectoriales trazados para el régimen de funcionamiento como generador de un alternador sincrónico se extiende fácilmente para los regímenes de su funcionamiento en calidad de motor sincrónico y de compensador sincrónico.

El diagrama más simple de tensiones se obtiene con la carga simétrica de un alternador sincrónico de polos interiores con sis-

tema magnético no saturado, por lo tanto, comenzaremos nuestro análisis precisamente con este caso.

9-2. Diagramas de f.e.m. y de Pothier de un alternador sincrónico trifásico de polos interiores

Tracemos el diagrama de f.e.m. de un alternador sincrónico de polos interiores al principio para una carga inductiva cuando $0 < \psi < 90^\circ$. Tracemos el vector de tensión en los bornes del alternador sobre la dirección positiva del eje de ordenadas (fig. 9-1, a)

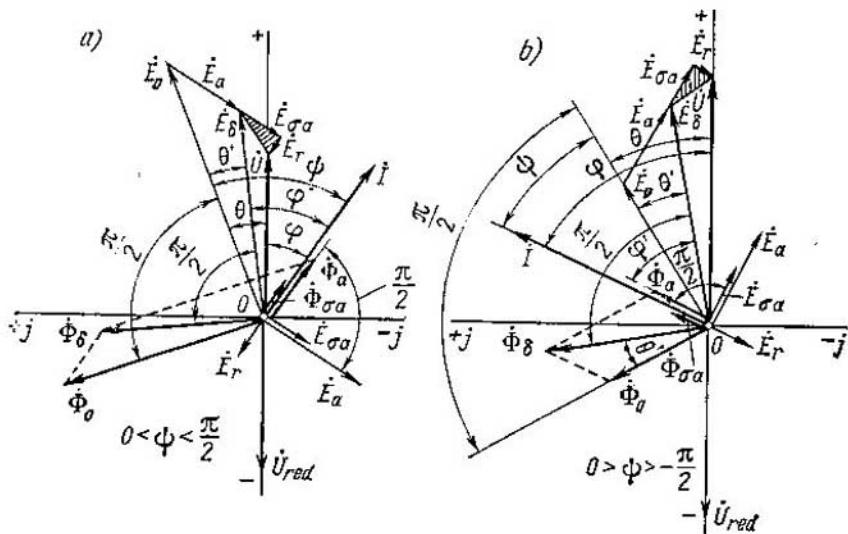


Fig. 9-1. Diagramas de f.e.m. de un alternador de polos interiores

y tracemos el vector de corriente \dot{I} , que está retrasado del vector de tensión \dot{U} en un ángulo φ . Luego tracemos el vector de f.e.m. E_a , creada por el flujo magnético de excitación Φ_o , que está adelantado del vector de corriente \dot{I} en un ángulo ψ . Según la regla general el vector de flujo $\dot{\Phi}_o$ está adelantado del vector de f.e.m. E_o en 90° .

La onda fundamental de la f.m. de reacción del inducido del alternador sincrónico F_a gira sincrónicamente con el rotor. Para el tipo de máquina con polos interiores se puede despreciar la diferencia de las permeancias por los ejes longitudinal y transversal y considerar que la f.m. F_a sólo crea la onda sinusoidal de flujo de reacción $\dot{\Phi}_a$. Este flujo está en acuerdo de fases con la corriente \dot{I} e induce en el devanado del estator una f.e.m. \dot{E}_a con un retardo de fase respecto a \dot{I} de 90° . Si x_a es la inductancia

de la reacción del inducido de una máquina de polos interiores, entonces $\dot{E}_a = -jIx_a$.

Adicionando geométricamente los vectores de los flujos Φ_0 y Φ_a y respectivamente los vectores de las f.e.m. \dot{E}_0 y \dot{E}_a , obtenemos: a) el vector del flujo resultante $\dot{\Phi}_\delta$ que existe realmente en el entrehierro del alternador y que determina la saturación de su circuito magnético, y b) el vector de la f.e.m. resultante en el devanado del estator E_δ que es proporcional al flujo $\dot{\Phi}_\delta$ y que está retrasada de éste en 90° .

Además del flujo de la reacción del inducido existe también el flujo de dispersión del devanado del estator $\dot{\Phi}_{aa}$, que, al igual que el flujo Φ_a , coincide en fase con la corriente I y que crea en el devanado del estator una f.e.m. de dispersión de la frecuencia fundamental $E_{aa} = -jIx_{aa}$ que está retrasada en fase de la corriente I en 90° . Aquí x_{aa} es la inductancia de dispersión del devanado del estator. Además, hay que tener en cuenta la f.e.m. $E_r = -Ir_a$ que está en oposición de fase con la corriente I , donde r_a representa la resistencia óhmica del devanado del estator.

Adicionando geométricamente los vectores de las f.e.m. E_0 , \dot{E}_a , \dot{E}_{aa} y E_r , o bien, que es lo mismo, los vectores de las f.e.m. \dot{E}_δ , \dot{E}_{aa} y \dot{E}_r , obtenemos el vector de tensión \dot{U} en los bornes del alternador. El ángulo φ , en el cual la corriente I está retrasada de la tensión \dot{U} , se determina por los parámetros de la red exterior en la cual está conectado el alternador. El vector de tensión de la red \dot{U}_{red} está dirigido en sentido contrario al vector de tensión del alternador \dot{U} .

En la fig. 9-1, b está trazado un diagrama de f.e.m. análogo para una carga capacitiva cuando la corriente I está adelantada de la f.e.m. E_0 en un ángulo $\psi < 0$, siendo $0 > \psi > -\pi/2$.

Comparando los diagramas de las figs. 9-1, a y 9-1, b se ve que cuando la carga es inductiva la reacción del inducido ejerce una acción desmagnetizante sobre el sistema de excitación y en caso de carga capacitativa, al contrario, la acción sobre este sistema es magnetizante. Por eso, en el primer caso tenemos que $\dot{\Phi}_\delta < \dot{\Phi}_0$, y en el segundo $\dot{\Phi}_\delta > \dot{\Phi}_0$. Puesto que generalmente $E_r < E_{aa}$, entonces, cuando la carga es capacitiva generalmente no sólo $\dot{U} > E_0$ sino que $\dot{U} > E_\delta$.

Al trazar los diagramas vectoriales de una máquina sincrónica generalmente en ellos no se representan las f.e.m. \dot{E}_a , \dot{E}_{aa} , \dot{E}_r , sino sus reciprocas que son las caídas de tensión inductivas y activas en los sectores dados del circuito, es decir,

$$-\dot{E}_a = jIx_a, \quad -\dot{E}_{aa} = jIx_{aa}, \quad -\dot{E}_r = Ir_a.$$

En este caso, en el diagrama de tensiones se da, evidentemente, la descomposición de la f.e.m. debida al flujo de excitación \dot{E}_0 en componentes que representan las caídas de tensión $j\dot{I}x_a$, $j\dot{I}x_{\sigma a}$ y $\dot{I}r_a$ y la tensión en los bornes del alternador \dot{U} . Por otra parte, en el diagrama de tensiones no se representan los flujos $\dot{\Phi}_0$, $\dot{\Phi}_a$ y $\dot{\Phi}_{\delta}$ sino las f.m. que los crean \dot{F}_0 , \dot{F}_a y \dot{F}_{δ} por lo cual se le puede atribuir el nombre de diagrama de Pothier. Así pues, la vista general de los diagramas de f.e.m. en las figs. 9-1, a y b

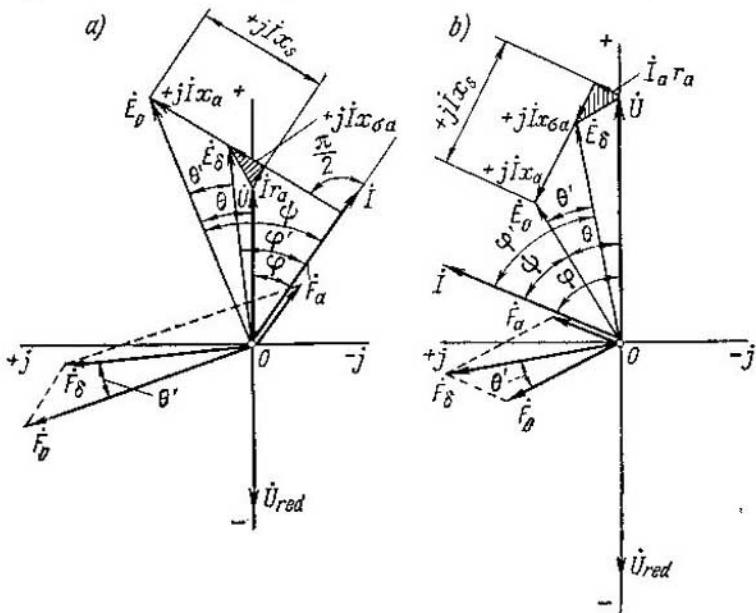


Fig. 9-2. Diagramas de Pothier de un alternador de polos interiores

para las corrientes retrasada y adelantada se transforman en las figs. 9-2, a y b en los respectivos diagramas de Pothier.

Los vectores de caída de tensión $j\dot{I}x_a$ y $j\dot{I}x_{\sigma a}$ en las figs. 9-2, a y b pueden ser sustituidos por un vector común de caída de tensión:

$$j\dot{I}x_a + j\dot{I}x_{\sigma a} = j\dot{I}x_{\sin},$$

donde la resistencia $x_{\sin} = x_a + x_{\sigma a}$ se llama resistencia sincrónica de una máquina de polos interiores.

Es interesante representarse la disposición recíproca en el espacio de las partes principales de la máquina, el estator y el rotor, y de los devanados instalados en ellos junto con las f.m. creadas por estos últimos. En la fig. 9-3, a está representada la posición del rotor para el momento de tiempo correspondiente al valor instantáneo de las corrientes (fig. 9-3, b). El ángulo ψ caracteriza la

desviación en el espacio de los conductores con una corriente máxima I de los conductores con una f. e. m. máxima E_0 situados frente al eje del polo. En este mismo ángulo ψ la corriente i está retrasada en el tiempo de la f. e. m. \dot{E}_0 . Si al vector de f. m. del devanado de excitación \dot{F}_0 adicionamos geométricamente el vector de f. m. del devanado del inducido \dot{F}_a obtendremos el vec-

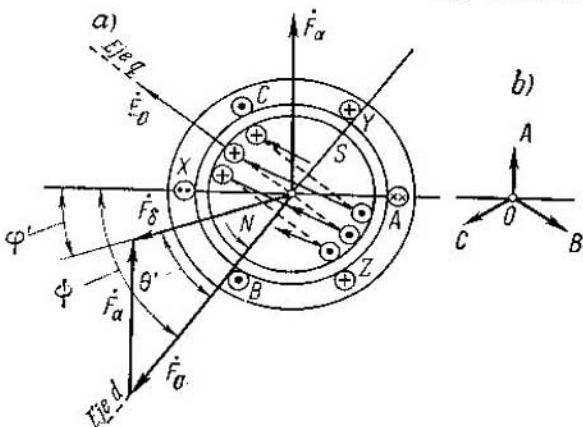


Fig. 9-3. Diagrama espacial de f.m. de un alternador de polos interiores

tor de f. m. resultante \dot{F}_δ , que está retrasado en el espacio del vector \dot{F}_0 en un mismo ángulo θ' , en el cual la f.e.m. \dot{E}_δ está retrasada en el tiempo de la f.e.m. \dot{E}_0 .

9-3. Diagrama de f.e.m. de un alternador sincrónico trifásico de polos salientes con carga simétrica (diagrama de A. Blondel) [95, 98a]

En una máquina de polos salientes la onda fundamental de f.m. de la reacción del inducido F_a , que gira de modo sincrónico con el rotor, crea, a causa de la irregularidad del entrehierro entre el rotor y el estator, un flujo magnético de reacción del inducido no sinusoidal que a su vez, induceá una f. e. m. de reacción del inducido no sinusoidal. Para introducir la f. e. m. de reacción del inducido en el diagrama de tensiones es necesario separar de ella la onda fundamental, lo cual se consigue, como se ha estudiado en el § 8-3, por medio del método basado en la teoría de las dos reacciones de Blondel. Según este método la onda fundamental de reacción del inducido se descompone en dos componentes: en las componentes de reacción longitudinal \dot{F}_{ad} y transversal \dot{F}_{aq} . Separando de los flujos creados por las reacciones longitudinal y transversal la onda fundamental, hallemos (véase el

§ 8-3), con ayuda de los factores de campo de la reacción del inducido k_{ad} y k_{aq} que son funciones determinadas de las relaciones geométricas del sistema polar, las f. m. de las reacciones del inducido longitudinal y transversal, equivalentes o reducidas al devanado de excitación:

$$\dot{E}'_{ad} = k_{ad}\dot{F}_a \sin \psi \quad \text{y} \quad \dot{E}'_{aq} = k_{aq}\dot{F}_a \cos \psi.$$

Estas componentes de la reacción del inducido \dot{F}'_{ad} y \dot{F}'_{aq} crearán los flujos de la onda fundamental $\dot{\Phi}'_{ad}$ y $\dot{\Phi}'_{aq}$ que inducirán las f. e. m. de la reacción del inducido por el eje longitudinal

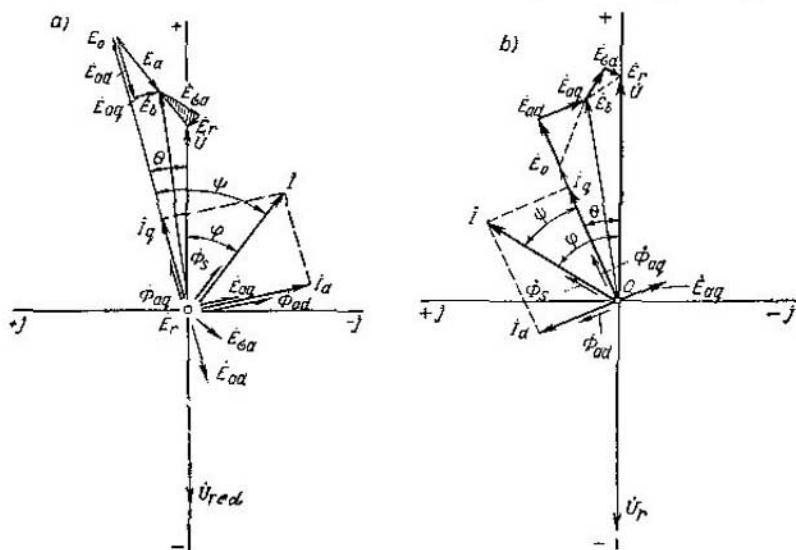


Fig. 9-4. Diagramas de f.e.m. de un alternador de polos salientes

\dot{E}_{ad} y por el eje transversal \dot{E}_{aq} que tienen la misma frecuencia que la onda fundamental.

Esta descomposición permite trazar el diagrama de tensiones para una máquina de polos salientes, en principio por el mismo método que para una máquina de polos interiores introduciendo en lugar de la f. e. m. total de reacción del inducido \dot{E}_a sus componentes \dot{E}_{aq} y \dot{E}_{ad} .

En la fig. 9-4, a está representado el diagrama de tensiones, trazado por dicho método, para la corriente retrasada ($0 < \psi < \pi/2$). Este diagrama se traza del modo siguiente. Se descompone la corriente I en la componente transversal $I_q = I \cos \psi$ activa con respecto a E_b , que coincide en dirección con el vector de f. e. m. E_b , y en la componente longitudinal $I_d = I \sin \psi$ reactiva con res-

pecto a \dot{E}_a , que está retrasada del vector de f.e.m. \dot{E}_a en 90° . La corriente I_q crea la f.m. \dot{F}_{aq} y el flujo Φ_{aq} de la reacción transversal del inducido, que coinciden en fase con la corriente I_q , y la corriente I_d crea la f.m. \dot{F}_{ad} y el flujo Φ_{ad} de la reacción longitudinal del inducido que coinciden en fase con la corriente I_d . Los flujos Φ_{aq} y Φ_{ad} inducen en el devanado del estator las f.e.m. \dot{E}_{aq} y \dot{E}_{ad} que tienen la frecuencia fundamental y que están retrasadas de los respectivos flujos Φ_{aq} y Φ_{ad} en 90° .

Cuando el circuito magnético no está saturado se puede considerar que

$$\dot{E}_{aq} \sim \Phi_{aq} \sim F_{aq} \sim I_q \quad \text{y} \quad \dot{E}_{ad} \sim \Phi_{ad} \sim F_{ad} \sim I_d.$$

En este caso las f.e.m. \dot{E}_{aq} y \dot{E}_{ad} se pueden expresar de la forma siguiente:

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}_{aq} &= -jI_q x_{aq} = -jI \cos \psi x_{aq}, \\ \dot{E}_{ad} &= -jI_d x_{ad} = -jI \sin \psi x_{ad}. \end{aligned} \right\} \quad (9-1)$$

Aquí x_{aq} y x_{ad} son las inductancias de la reacción del inducido por los ejes longitudinal y transversal.

Puesto que en una máquina de polos salientes los coeficientes de reacción del inducido k_{aq} y k_{ad} no son iguales entre sí (figs. 8-10, 8-11, 8-12), entonces

$$\frac{\dot{E}_{ad}}{\dot{E}_{aq}} = \frac{k_{ad} \sin \psi}{k_{aq} \cos \psi} = \frac{k_{ad}}{k_{aq}} \operatorname{tg} \psi.$$

Debido a esto la f.e.m. de reacción del inducido $\dot{E}_a = \sqrt{\dot{E}_{aq}^2 + \dot{E}_{ad}^2}$ y su vector se retrasa en fase de la corriente I en un ángulo diferente de 90° , mientras que para una máquina de polos interiores, donde $k_{aq} = k_{ad}$, la f.e.m. \dot{E}_a está retrasada de la corriente I exactamente en 90° (diagrama en la fig. 9-2, a, b).

Una vez trazados los vectores de f.e.m. $\dot{E}_{sa} = -jI x_{sa}$ y $\dot{E}_r = -jI r_a$ y adicionadas geométricamente las f.e.m. \dot{E}_a , \dot{E}_{ad} , \dot{E}_{aq} , \dot{E}_{aa} y \dot{E}_r , obtendremos el vector de tensión \dot{U} en los bornes del alternador que está adelantado del vector de corriente I en un ángulo ϕ (fig. 9-4, a).

Un diagrama análogo de f.e.m. para la corriente adelantada ($0 > \phi > -\pi/2$) está representado en la fig. 9-4, b.

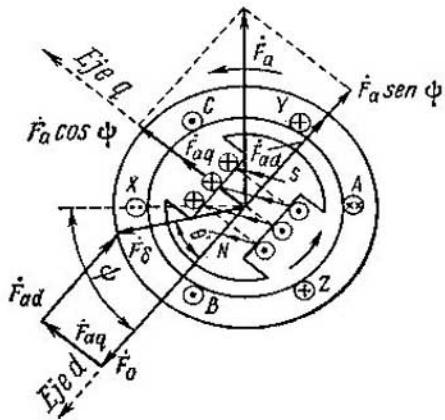


Fig. 9-5. Diagrama espacial de f.m. de un alternador de polos salientes

La disposición espacial del sistema polar y del sistema de las corrientes del estator con carga inductiva, tiene la forma representada en la fig. 9-5.

9-4. Diagrama modificado de f.e.m.

El diagrama de f.e.m. de la fig. 9-4, a, b se modifica generalmente de tal modo que en lugar de los vectores de f.e.m. E_{ad} , E_{aq} , E_{qa} y E_r , se introducen (fig. 9-6) las caídas de tensión:

$$-\dot{E}_{ad} = j\dot{I}_d x_{ad}; \quad -\dot{E}_{aq} = -j\dot{I}_q x_{aq}; \quad -\dot{E}_{qa} = j\dot{I} x_{qa}; \quad -\dot{E}_r = \dot{I} r_a.$$

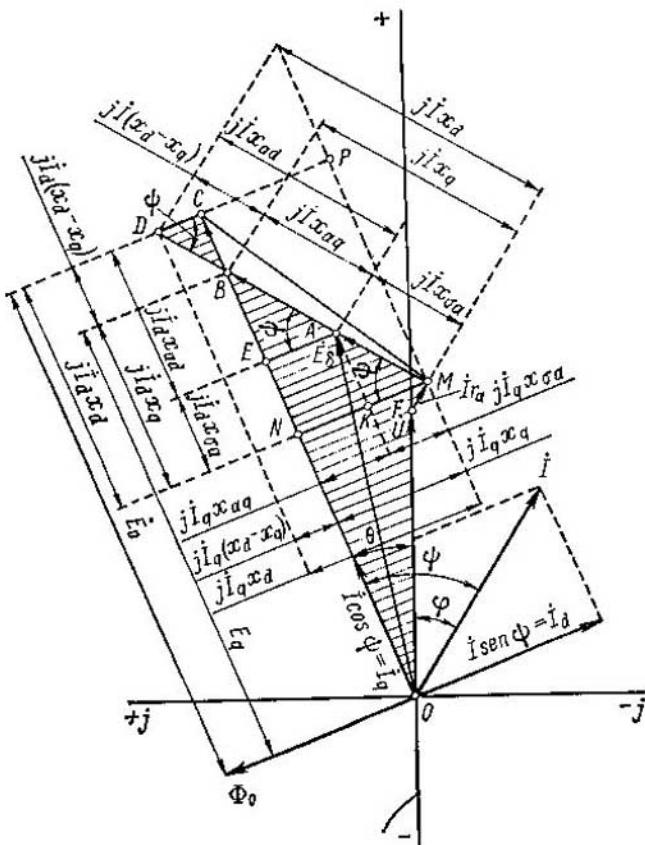


Fig. 9-6. Diagrama modificado de f.e.m. de un alternador de polos salientes

Para construir este diagrama trazamos el vector de tensión en los bornes del alternador U en la dirección positiva del eje de ordenadas y trazamos el vector de corriente \dot{I} bajo un ángulo φ al vector de tensión \dot{U} . Al vector de tensión $\overrightarrow{OF} = \dot{U}$ adicionamos

geométricamente el vector de caída activa de tensión $\overline{FM} = jI_r_a$ y el vector de caída inductiva de tensión de dispersión $\overline{MA} = jI_x_{aa}$; el cierre \overline{OA} de dichos vectores es el vector de la f.e.m. resultante \dot{E}_δ , creada por el flujo del entrehierro Φ_δ .

Supongamos que la dirección del vector de f.e.m. \dot{E}_o sea conocida, entonces también se conocerá el ángulo ψ entre el vector \dot{E}_o y el vector I . Bajando perpendiculares desde el extremo del vector de corriente I a la dirección del vector \dot{E}_o y a la dirección perpendicular a ésta, obtenemos la componente transversal de corriente $I_q = I \cos \psi$ y la componente longitudinal $I_d = I \sin \psi$. La perpendicular desde el extremo A del vector de f.e.m. \dot{E}_δ a la dirección del vector \dot{E}_o da la caída de tensión debida a la reacción transversal del inducido $\overline{EA} = jI_q x_{aq}$. Trazando desde el punto E la caída de tensión debida a la reacción longitudinal del inducido $\overline{CE} = jI_d x_{ad}$, obtenemos por su magnitud y dirección el vector total de f.e.m. debido al flujo de excitación $\overline{OC} = \dot{E}_o$.

Si a continuación descomponemos el vector de caída de tensión en la inductancia $\overline{AM} = jI_x_{aa}$ en las componentes que coincidan en dirección con la f.e.m. \dot{E}_o y con la dirección perpendicular a ésta:

$$\overline{AK} = jI_x_{aa} \operatorname{sen} \psi = jI_d x_{aa}; \quad \overline{KM} = jI_x_{aa} \cos \psi = jI_q x_{aa},$$

entonces

$$\overline{CN} = \overline{CE} + \overline{EN} = \overline{CE} + \overline{AK} = jI_d x_{ad} + jI_d x_{aa} = jI_d (x_{ad} + x_{aa}) = jI_d x_d.$$

Correspondientemente

$$\overline{NM} = \overline{NK} + \overline{KM} = \overline{EA} + \overline{KM} = jI_q x_{ad} + jI_q x_{aa} = jI_q (x_{ad} + x_{aa}) = jI_q x_q.$$

Las inductancias

$$x_d = x_{ad} + x_{aa} \quad y \quad x_q = x_{ad} + x_{aa}$$

llevan el nombre de inductancias sincrónicas de una máquina sincrónica de polos salientes por los ejes longitudinal y transversal respectivamente.

Los parámetros x_d y x_q tienen mucha importancia para analizar el funcionamiento de la máquina sincrónica.

A continuación, por el diagrama de la fig. 9-6 tenemos:

$$\overline{AB} = \frac{\overline{EA}}{\cos \psi} = \frac{jI_q x_{aq}}{\cos \psi} = jI_x_{aq}.$$

y

$$\overline{BE} = \overline{AB} \operatorname{sen} \psi = jI_x_{aq} \operatorname{sen} \psi = jI_d x_{aq}.$$

De aquí

$$\overline{CB} = \overline{CE} - \overline{BE} = jI_d x_{ad} - jI_d x_{aq} = jI_d (x_{ad} - x_{aq}) = jI_d (x_d - x_q).$$

Correspondientemente

$$\overline{BD} = \frac{\overline{CB}}{\operatorname{sen} \psi} = \frac{jI_d(x_d - x_q)}{\operatorname{sen} \psi} = \frac{jI \operatorname{sen} \psi (x_d - x_q)}{\operatorname{sen} \psi} = jI(x_d - x_q);$$

$$\overline{CD} = \overline{BD} \cos \psi = jI(x_d - x_q) \cos \psi = jI_q(x_d - x_q).$$

Para una máquina sincrónica de polos interiores $x_d - x_q = 0$ y entonces los segmentos de vectores

$$\overline{CB} = jI_d(x_d - x_q) = 0; \quad \overline{CD} = jI_q(x_d - x_q) = 0,$$

y, por consiguiente, en este caso el diagrama vectorial de la fig. 9-6 adquiere la forma del diagrama analizado anteriormente en la fig. 9-2, a.

9-5. Diagrama de f.e.m. en cortocircuito

El diagrama de f.e.m. en cortocircuito simétrico, es decir, trifásico estable (fig. 9-7, a) se obtiene del diagrama de la fig. 9-6 suponiendo en él la tensión $\dot{U} = 0$. La resistencia óhmica r_a es

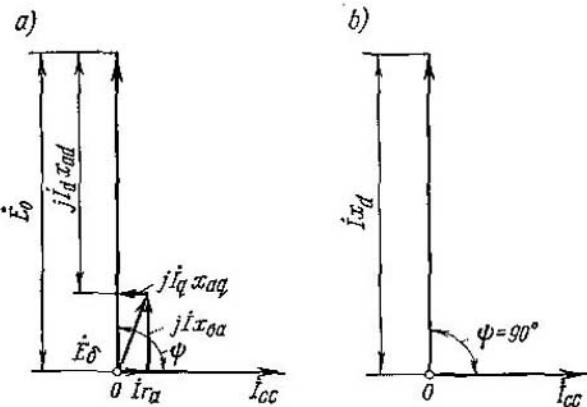


Fig. 9-7. Diagrama de f.e.m. en cortocircuito

considerablemente menor que las inductancias x_{oa} , x_{ad} y x_{aq} , y por eso puede ser despreciada. La componente transversal de corriente también es prácticamente igual a cero y en esencia toda la corriente de cortocircuito es longitudinal, es decir, $\Psi_{e.c.} \approx 90^\circ$ y $I_d = I_{c.c.}$. Por eso, en el diagrama de la fig. 9-7, a prácticamente tenemos $I_r_a \approx 0$ y $jI_q x_{aq} \approx 0$. Como resultado el diagrama de la fig. 9-7, a puede ser sustituido, sin que su exactitud sufra alteración alguna, por el diagrama de la fig. 9-7, b, de donde se ve que la intensidad de la corriente de cortocircuito $I_{c.c.}$ se determina por la magnitud de la f.e.m. E_0 , es decir, por la corriente de excitación y por la resistencia sincrónica por el eje longitudinal x_d :

$$I_{c.c.} \approx \frac{E_0}{x_{oa} + x_{ad}} = \frac{E_0}{x_d}. \quad (9-2)$$

Así pues, en cortocircuito, el flujo de reacción del inducido es totalmente desmagnetizante. Por cuanto la inductancia de dispersión x_{aa} es considerablemente menor que la resistencia sincrónica x_d , entonces la f.e.m. resultante E_δ , que según la fig. 9-7, a para $r_a=0$ es igual a $E_\delta = -ix_{aa}$, es pequeña en comparación con la f.e.m. E_0 . Por consiguiente, en cortocircuito, el flujo magnetizante resultante Φ_δ es muy pequeño y la máquina no está saturada. Por eso en la igualdad (9-2) figura el valor saturado de x_d .

En la fig. 9-8 está representada la característica en vacío $E_0=f(i_{ex})$ y la característica en cortocircuito trifásico $I_{c.c.}=f(i_{ex})$.

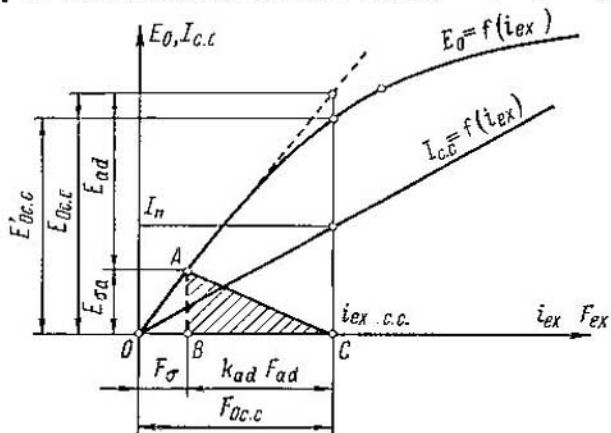


Fig. 9-8. Características en vacío y en cortocircuito

Si por la característica en cortocircuito tomamos la corriente de excitación $i_{ex.c.c.}$, correspondiente, por ejemplo, a la corriente nominal $I_{c.c.}=I_n$, entonces por la característica en vacío se puede hallar la f.e.m. $E_{oc.c.}$ inducida por esta corriente de excitación durante la marcha en vacío cuando la máquina está saturada en un grado determinado. La f.e.m. $E_{oc.c.}$, que corresponde a esta corriente de excitación en cortocircuito, se puede hallar en la prolongación de la parte rectilínea de la característica en vacío. A la corriente de excitación $i_{ex.c.c.}$ le corresponde la f.m. total de excitación $F_{oc.c.}$. Si de $F_{oc.c.}$ se sustrae la f.m. de reacción del inducido por el eje longitudinal F_{ad} reducida al devanado de excitación (véase el § 8-3) es decir, $k_{ad}F_{ad}$, entonces quedará la f.m. F_σ , que determina por la característica en vacío la f.e.m. de dispersión del devanado del estator E_{aa} . La f.e.m. de la reacción longitudinal del inducido E_{ad} se determinará como la diferencia de las f.e.m. $E_{oc.c.}$ y E_{aa} :

$$E_{ad} = E_{oc.c.} - E_{aa}$$

El triángulo ABC obtenido de las características en vacío y en cortocircuito que tiene los lados $AB=E_{aa}=ix_{aa}$ y $BC \sim F_{ad}$ se

denomina triángulo de cortocircuito o triángulo reactivo. Este triángulo tiene mucha importancia para trazar las características de la máquina sincrónica.

9-6. Resistencias de una máquina sincrónica en régimen de funcionamiento simétrico estable

Para determinar el concepto de estas resistencias nos dirigiremos a los cuadros físicos de la distribución del flujo magnético que corresponden al funcionamiento en vacío (fig. 9-9) y en cortocircuito trifásico estable de la máquina (fig. 9-10).

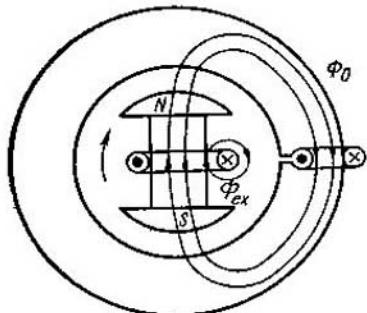


Fig. 9-9. Campo magnético de un alternador sincrónico en vacío

En estas figuras sólo se representa una fase, ya que se analiza un cortocircuito trifásico estable para el momento de tiempo en que la corriente en la fase trazada alcanza su máximo, es decir, cuando el flujo resultante de reacción del inducido se dispone por el eje de esta fase. Con líneas llenas están trazadas las líneas magnéticas del campo de los polos, y con líneas de trazo, las líneas magnéticas creadas por la corriente del estator.

Para simplificar, la fase en forma de un circuito que abarca el paquete de acero del estator solo por un lado, al igual que las líneas del flujo magnético.

En cortocircuito estable el flujo del devanado de excitación Φ_0 (fig. 9-10, a) induce en el devanado del estator la misma f.e.m. E_0

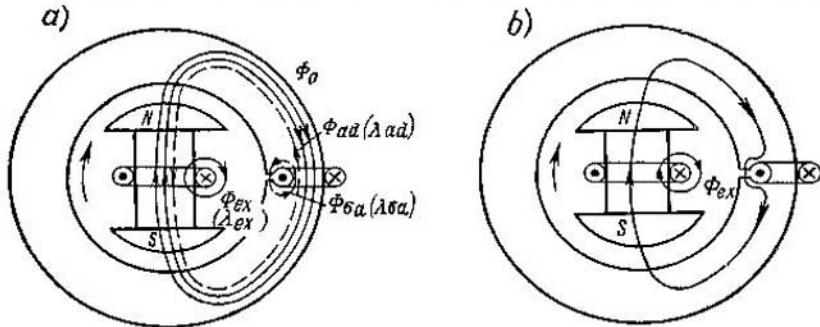


Fig. 9-10. Campo magnético de un alternador sincrónico en cortocircuito estable

que en vacío con la misma excitación y con falta de saturación.¹ Ya que en cortocircuito la tensión en los bornes de la máquina es igual a cero, entonces la f.e.m. E_0 debe estar equilibrada, despreciando la resistencia óhmica del devanado del inducido, por la

f.e.m. de reacción del inducido $-j\bar{I}_d x_{ad}$ y la f.e.m. de dispersión $-j\bar{I}_d x_{\sigma a}$, inducidas por el flujo de la reacción del inducido Φ_{ad} y el flujo de dispersión del devanado del estator $\Phi_{\sigma a}$, que son en suma iguales al flujo Φ_0 pero que están dirigidos en dirección contraria. Por consiguiente, $\dot{E}_0 - j\bar{I}_d x_{ad} - j\bar{I}_d x_{\sigma a} = 0$.

De otra manera, la f.e.m. E_0 es igual a la suma de las caídas de tensión en la inductancia longitudinal de la reacción del inducido x_{ad} y en la inductancia de dispersión $x_{\sigma a}$, es decir,

$$\dot{E}_0 = j\bar{I}_d x_{ad} + j\bar{I}_d x_{\sigma a} = j\bar{I}_d (x_{ad} + x_{\sigma a}) = j\bar{I}_d x_d, \quad (9-3)$$

donde x_d es la inductancia sincrónica longitudinal.

La relación (9-3) corresponde al diagrama de la fig. 9-7, b y a la expresión (9-2) obtenida de éste.

De acuerdo con la fig. 9-10, a, el flujo de reacción del inducido Φ_{ad} , al cual le corresponde la permeancia λ_{ad} , y el flujo de dispersión del estator $\Phi_{\sigma a}$ con la permeancia $\lambda_{\sigma a}$ existen como si pasaran independientemente por vías paralelas, y, por consiguiente, la permeancia λ_d para el flujo total creado por la corriente del estator, será igual a la suma de las permeancias de los flujos componentes, es decir

$$\lambda_d = \lambda_{ad} + \lambda_{\sigma a}.$$

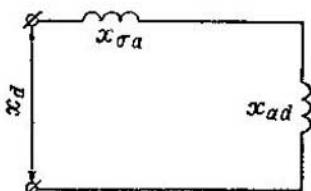


Fig. 9-11. Circuito equivalente de una máquina sincrónica en régimen estable por el eje longitudinal

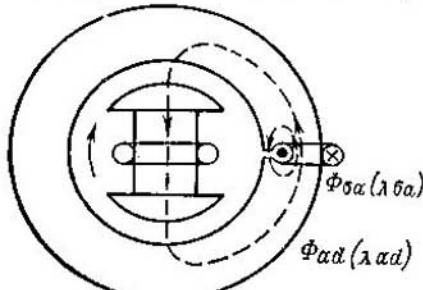


Fig. 9-12. Campo magnético de un alternador sincrónico para determinar experimentalmente la resistencia sincrónica por el eje longitudinal

Esta misma ley existe entre las inductancias que son proporcionales a las permeancias de los flujos respectivos:

$$x_d = x_{ad} + x_{\sigma a}.$$

El circuito equivalente de una máquina sincrónica por el eje longitudinal en régimen simétrico estable que corresponde a esta igualdad está representado en la fig. 9-11.

Y por fin en la fig. 9-10, b está representado el cuadro de los flujos resultantes para el caso de cortocircuito estable.

Para determinar la noción de inductancia sincrónica recurriremos al análisis del ensayo siguiente. Supongamos que el rotor no excitado de una máquina sincrónica se ha puesto en rotación a una velocidad sincrónica. Si en este caso al devanado del estator

se aplica una tensión trifásica simétrica de frecuencia nominal y de secuencia directa de fases, entonces por él fluirá una corriente I que forma campos magnéticos cerrados por los circuitos con permeancia λ_{ad} y λ_{aa} (fig. 9-12), si el eje de los polos coincide con el eje del campo de reacción del inducido. Estos campos magnéticos inducirán en el devanado del estator las f.e.m. $-jIx_{ad}$ y $-jIx_{aa}$ que equilibrarán la tensión aplicada, y por lo tanto,

$$\dot{U} - jIx_{ad} - jIx_{aa} = 0,$$

es decir, la tensión aplicada \dot{U} es igual a la suma de las caídas de tensión en la inductancia de reacción del inducido jIx_{ad} y en la inductancia de dispersión jIx_{aa} . Por esta razón

$$\dot{U} = jI(x_{ad} + x_{aa}) = jIx_a,$$

es decir

$$I = \frac{\dot{U}}{jx_a} = \frac{\dot{E}_0}{jx_a}.$$

Así pues, al conectar el devanado del estator bajo la tensión \dot{U} en él se establecerá una corriente igual a la corriente de cortocircuito estable con excitación, correspondiente a la f.e.m. $E_0 = \dot{U}$ en vacío.

Si en el experimento en cuestión el eje de los polos es perpendicular al eje del campo de reacción del inducido, entonces la máquina representará, con respecto a la tensión aplicada, una inductancia sincrónica transversal $x_{ag} + x_{aa} = x_g$. A esta resistencia le corresponde, análogamente a lo antedicho para la inductancia sincrónica longitudinal, el circuito equivalente de la fig. 9-13.

Conforme a lo antedicho se puede hacer la siguiente definición: la inductancia sincrónica es la resistencia que la máquina sincrónica, puesta en rotación a velocidad sincrónica con el rotor no excitado, opone a la tensión trifásica simétrica de frecuencia nominal aplicada al devanado del estator, y si el eje del campo resultante de reacción del inducido coincide con el eje de los polos, entonces ésta será una inductancia sincrónica longitudinal y si el eje del campo resultante de reacción del inducido es perpendicular al eje de los polos, será una inductancia sincrónica transversal.

La inductancia de dispersión x_{aa} es relativamente pequeña, y las inductancias sincrónicas dependen generalmente de las permeancias para el flujo de reacción del inducido por los respectivos ejes.

Para las máquinas de polos salientes la reluctancia de la f.m. longitudinal de reacción del inducido es menor que la f.m. trans-

versal de reacción del inducido, por lo tanto, para las máquinas de polos salientes $x_{ad} > x_{aq}$ y, por consiguiente, $x_d > x_q$.

Para las máquinas de polos interiores, conforme a los datos teóricos y experimentales, la reluctancia prácticamente no depende de la disposición del eje de la f.m. de reacción del inducido con respecto al campo fundamental de los polos, y por consiguiente, $x_{ad} = x_{aq}$ y $x_d = x_q$.

9-7. Determinación del aumento y de la caída de tensión por medio de los diagramas de tensión

Para resolver problemas prácticos a veces es preciso determinar la variación, en porcentajes, de la tensión cuando la carga disminuye desde su valor nominal hasta el cero, es decir, al pasar a la marcha en vacío conservando invariables la corriente de excitación y la velocidad de rotación:

$$\Delta U = \frac{E_0 - U_n}{U_n} 100, \text{ \%}$$

Generalmente los alternadores están predestinados para funcionar con carga inductiva y cuando cae la carga la tensión se elevará y ΔU resultará con el signo más. Si a las condiciones nominales les corresponde una carga capacitativa, entonces, con la caída de la carga se reducirá la tensión y ΔU resultará con el signo menos. En otros casos resulta necesario determinar la variación de la tensión cuando el alternador, que funciona en vacío con la tensión nominal U_n , se carga a una velocidad nominal hasta los valores nominales de la corriente y del $\cos\varphi$. En este caso

$$\Delta U = \frac{U - U_n}{U_n} 100, \text{ \%}$$

Si la carga es inductiva, entonces, caerá la tensión en los bornes y ΔU será de signo menos; cuando la carga es capacitativa, la tensión aumentará y ΔU tendrá el signo más.

Así pues, los términos "elevación" y "reducción de la tensión" tienen un carácter convencional y sólo son justos para la carga activa e inductiva. Cuando la carga es capacitativa el efecto de la reacción del inducido provoca en la máquina un aumento del flujo magnético resultante, lo cual produce la elevación de la tensión a medida que va aumentando la carga. En la mayoría de los casos en las máquinas sincrónicas la carga es activa e inductiva.

Antes las normas limitaban el porcentaje de caída de tensión en los alternadores (35—40%). Esto se explica porque en aquel tiempo los reguladores automáticos de la tensión no eran perfectos y la regulación de la tensión se realizaba generalmente a mano. Actualmente debido a la existencia de reguladores rápidos de alta perfección este problema prácticamente ha perdido su valor. No obstante, para evitar el deterioro del aislamiento la elevación de la tensión durante la caída de la carga no debe superar cierto

valor determinado. Por esta razón generalmente el aumento de la tensión está limitado por la magnitud del 50%, con una velocidad de rotación nominal y con una corriente de excitación correspondiente a los valores nominales de la tensión, de la corriente y del factor de potencia.

En la práctica se utilizan generalmente los diagramas de elevación de la tensión, mientras que los diagramas de reducción de la tensión tienen principalmente un interés teórico.

En resumen en la tabla 9-1 se exponen los datos del aumento del porcentaje de la tensión para diferentes tipos de máquinas sincrónicas.

Tabla 9-1

Tipo de alternador	Aumento de la tensión, en %		Multiplicidad de la corriente de cortocircuito estable con excitación en vacío
	$\cos \varphi = 1$	$\cos \varphi = 0,8$	
Trifásicos:			
de alta velocidad	8—15	18—31	2,0—1,4
de baja velocidad	9—13	18—25	2,5—2,0
turboalternadores	16—25	30—48	1,2—0,7
Alternadores monofásicos para alimentar ferrocarriles . . .	17—20	35—40	1,2—0,8

9-8. Determinación del cambio de la tensión por el diagrama de f.e.m. para una máquina de polos salientes por los datos calculados

A. Aumento de la tensión. Tracemos (fig. 9-14, a) el vector de corriente $OH = I$, y trazando bajo un ángulo φ con respecto a éste el vector de tensión y añadiéndole geométricamente los vectores Ir_a y jIx_{aq} obtenemos el vector de la f.e.m. \dot{E}_δ creada por el flujo resultante en el entrehierro Φ_δ . Sabiendo por los datos calculados la magnitud de la f.m. de reacción del inducido

$$F_a = \frac{m \sqrt{2}}{\pi} \frac{wh_{dev}}{p} I$$

y el coeficiente de reacción transversal k_{aq} , hallamos la magnitud

$$\frac{k_{aq} F_{aq}}{\cos \psi} = k_{aq} F_a,$$

donde $k_{aq} F_{aq}$ representa la f.m. de reacción transversal del inducido, reducida al devanado de excitación.

En el § 9-4 fue demostrado que el vector $\frac{I}{I_q} \dot{E}_{aq} = \frac{\dot{E}_{aq}}{\cos \psi} = -jIx_{aq}$ es proporcional a la f.e.m. transversal de la reacción del inducido \dot{E}_{aq} y coincide en dirección con esta f.e.m. que es

perpendicular al vector de f.e.m. \dot{E}_0 inducida por la corriente de excitación.

Puesto que el flujo de reacción transversal Φ_{aq} se cierra en los espacios de aire entre los polos, se puede considerar que para este flujo el circuito magnético no está saturado, y, por lo tanto, se puede hallar la magnitud de la f.e.m. $E_{aq} = \cos \psi$, correspondiente

a la f.m. $k_{aq}F_a$, por el sector inicial rectilíneo de la característica en vacío (fig. 9-14, b). Luego trazamos la magnitud hallada en la fig. 9-14, a en forma del segmento $AD = -E_{aq} \cos \psi$ en la prolon-

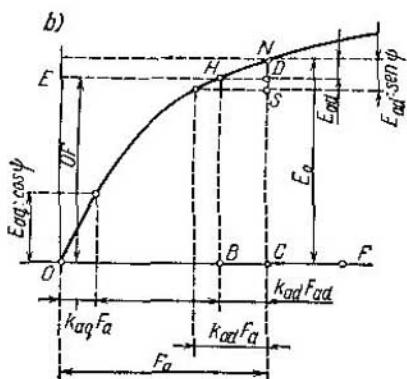
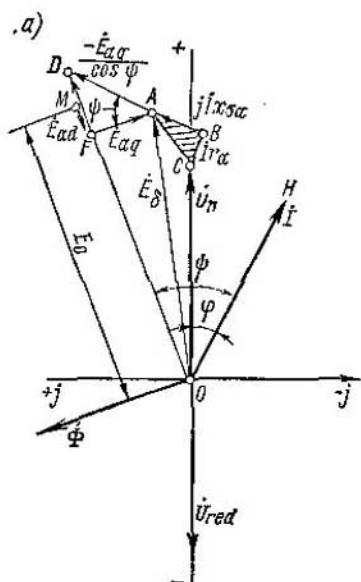


Fig. 9-14. Determinación del aumento de la tensión de un alternador de polos salientes por medio del diagrama de f.e.m. (a) y de la característica en vacío (b)

gación de la línea BA y unimos el punto D con el origen de las coordenadas O . La línea OD será la dirección del vector de f.e.m. de excitación E_0 , el ángulo entre ésta y el vector I representa el ángulo ψ , y la perpendicular AF bajada desde el punto A a OD , es la f.e.m. de la reacción transversal del inducido $\overline{FA} = \dot{E}_{aq} = -jI_q x_{aq}$. La f.m. de la reacción longitudinal puede ser determinada por los datos calculados según la magnitud hallada del ángulo ψ por la expresión

$$k_{ad}F_{ad} = k_{ad}F_a \sin \psi.$$

Determinando por la característica en vacío (fig. 9-14, b) la magnitud de la f.m. de excitación, igual al segmento OB y correspondiente a la magnitud de la tensión \overline{OF} en el diagrama de la fig. 9-14, a, y añadiendo a OB la magnitud de la f.m. correspondiente a la reacción longitudinal del inducido reducida al rotor $k_{ad}F_{ad} = BC$, determinamos el aumento de tensión $ND = E_{ad}$, correspondiente a esta reacción del inducido, que puede ser trazada en

el diagrama de la fig. 9-14, a desde el punto F . La f.e.m. total creada por el sistema de excitación en vacío, será igual a:

$$E_0 = CN.$$

Ahora el aumento de la tensión se determina por la relación

$$\Delta U = \frac{E_0 - U_n}{U_n} 100, \%$$

B. Reducción de la tensión. Para determinar la caída aproximada de la tensión supongamos que detrás del codo de la curva en vacío el incremento de la tensión es proporcional al incremento de la f.m. de excitación (fig. 9-14, b). La distancia OD (fig. 9-6) del final del vector $E_{ad} : \text{sen } \psi = AD$ es igual a $OC = E_0$ (fig. 9-6), debido a que el cateto CD es pequeño con respecto al cateto OC . Por la característica en vacío (fig. 9-14, b) hallamos la f.m. de excitación F_0 y sus- trayendo de ella la f.m. $k_{ad}F_{ad} : \text{sen } \psi = k_{ad}F_a$ determinamos el segmento di- ferenzial $NS = E_{ad} : \text{sen } \psi$.

Construimos el triángulo de caídas de tensión CBA con los lados $\overline{CB} = I_{ra}$ y $\overline{BA} = jI_{xa}$ (fig. 9-15) y bajo un ángulo φ a \overline{CB} trazamos la recta PQ que nos proporciona la dirección del vector \dot{U}_n . Prolongando la línea BA trazamos desde el punto A el segmento $AR = -E_{ad} : \text{sen } \psi$ y desde el punto R , con un radio igual a E_0 , marcamos la línea PQ en el punto O . Entonces \overline{OC} nos dará la tensión bus- cada \dot{U} y la caída de tensión será igual a:

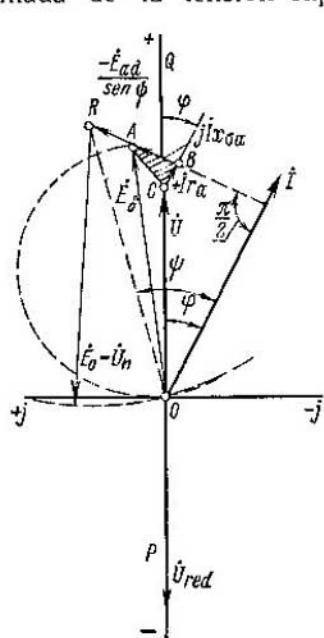
$$\Delta U = \frac{U - E_0}{E_0} 100 = \frac{U - U_n}{U_n} 100, \%$$

Fig. 9-15 Determinación de la caída de tensión de un al- ternerador de polos salientes

Para trazar con estos datos la parte restante del diagrama (fig. 9-15) se utiliza el mismo método que para el aumento de la tensión (fig. 9-14, a), puesto que ahora ya se conocen no sólo la dirección del vector de tensión \dot{U} sino también su magnitud $\dot{U} = \overline{OC}$.

9-9. Determinación del cambio de la tensión mediante el diagrama de Pothier

El diagrama de f.e.m. para una máquina sincrónica de polos interiores con circuito magnético no saturado, analizado en el § 9-2, parte de la existencia por separado de los flujos magnéticos debidos a los polos de excitación Φ_0 , del flujo de reacción del



inducido Φ_a y del flujo de dispersión Φ_{aa} , lo cual permite determinar por separado las f.e.m. inducidas por estos flujos E_u , E_a y E_{aa} y adicionarlas geométricamente.

Cuando el circuito magnético de una máquina sincrónica está saturado, las f.e.m. E_u y E_a ya no son proporcionales a las f.m. F_0 y F_a y por eso ya no puede admitirse su simple adición geométrica. En este caso es más exacto el método del diagrama de Pothier, por el cual se adicionan geométricamente no las f.e.m.,

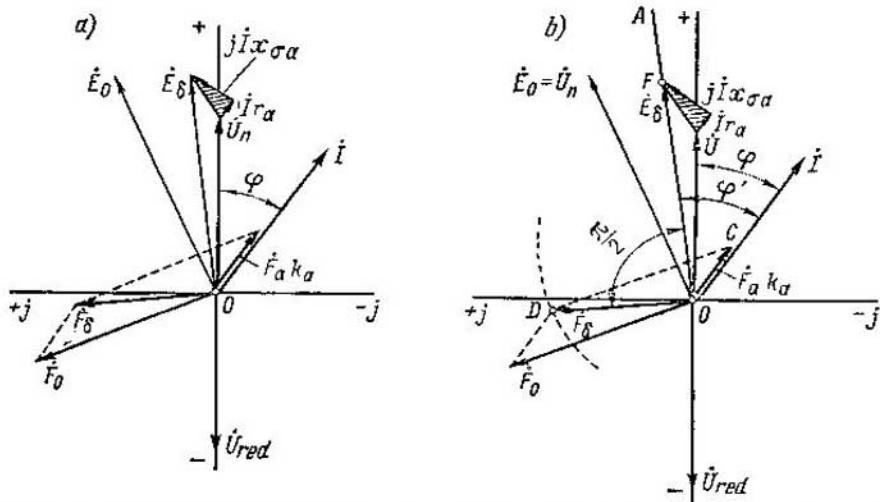


Fig. 9-16. Determinación del aumento y de la caída de tensión de un alternador de polos interiores con ayuda del diagrama de Pothier

sino las f.m. de los polos y del inducido y se determina la f.m. resultante F_δ por la cual, con auxilio de la característica en vacío, se halla la f.e.m. resultante E_δ . Después mediante la sustracción geométrica de las caídas de tensión $j\dot{x}_{aa}$ y $j\dot{r}_a$ se puede hallar la tensión en los bornes.

El diagrama de Pothier permite determinar el aumento y la caída de tensión tanto por los datos calculados como por los experimentales.

A. Aumento de la tensión. Se conoce: U , I , $\cos\varphi$, r_a y x_{aa} , es preciso determinar E_0 y ΔU .

Trazamos el vector de tensión \dot{U}_n bajo un ángulo φ al vector de corriente \dot{I} (fig. 9-16, a) y, adicionándole geométricamente las caídas de tensión $j\dot{x}_{aa}$ y $j\dot{r}_a$ obtenemos el vector de f.e.m. \dot{E}_δ debida al flujo resultante en el entrehierro Φ_δ . Por la característica en vacío hallamos la f.m. \dot{F}_δ , sustrayendo geométricamente de la cual la f.m. de reacción del inducido reducida al devanado de excitación $\dot{F}_a k_a$, obtenemos la f.m. de excitación \dot{F}_0 . Por la carac-

terística en vacío determinamos la f.e.m. E_0 correspondiente a la f.m. F_0 y después el aumento de la tensión

$$\Delta U = \frac{E_0 - U_n}{U_n} 100, \text{ \%}.$$

B. Reducción de la tensión. Se conoce: $E_0 = U_n$, I , $\cos\varphi$, r_a , x_{aa} y F_a , se necesita determinar U y ΔU .

Para determinar la caída de la tensión admitimos la relación aproximada de los ángulos $\varphi'/\varphi = 1,05$ (fig. 9-16, b).

Trazamos la línea OA bajo un ángulo de $\varphi' = 1,05\varphi$ a la dirección del vector de corriente I . La dirección del vector de f.m. \hat{F}_0 está adelantada de la dirección del vector \hat{E}_0 en un ángulo de $\pi/2$. Trazando el vector de f.m. de la reacción del inducido \hat{F}_{ak_a} en la dirección del vector I , trazamos desde el punto C un arco con un radio igual a la f.m. de excitación \hat{F}_0 , determinada de la característica en vacío por la magnitud de la tensión en vacío E_0 . El punto de intersección D del arco descrito con la línea OD determina en magnitud y dirección el vector resultante de f.m. \hat{F}_0 , que permite hallar por la característica en vacío el vector $\hat{E}_0 = \overline{OF}$. Sustrayendo geométricamente las caídas de tensión jIx_{aa} y jr_a , hallamos el vector de tensión \hat{U} , después de lo cual se puede hallar la caída de tensión

$$\Delta U = \frac{U - E_0}{E_0} 100 = \frac{U - U_n}{U_n} 100, \text{ \%}.$$

Si como resultado del trazado, la relación φ'/φ difiere de 1,05, se puede repetir el trazado partiendo del valor de la relación obtenida como resultado del trazado descrito cumplido como primera aproximación.

C. Trazado práctico del diagrama de Pothier [81]. Para trazar el diagrama de Pothier se deben conocer x_{aa} y F_{ak_a} . Cuando los datos característicos de la máquina son conocidos, por ejemplo, al proyectar una máquina, estas magnitudes se determinan por medio de cálculos, y al ensayar una máquina ya existente se determinan experimentalmente por la característica en vacío y por la característica en carga siendo $I = \text{const}$ y $\cos\varphi \approx 0$ (carga puramente inductiva) del modo siguiente.

Puesto que siendo $\cos\varphi = 0$ ($\varphi > 0$) toda la reacción del inducido es desmagnetizante para el sistema de excitación, entonces cuando $I = \text{const}$ se obtiene una misma magnitud de la f.m. desmagnetizante para todas las tensiones, comenzando desde $U = 0$, es decir, desde el punto que corresponde a la f.m. del devanado de excitación en cortocircuito para el mismo valor de la corriente (fig. 9-17, punto A). Al variar la excitación en el trazado de la característica en carga para $\cos\varphi \approx 0$ el vértice B del triángulo reactivo BAC (fig. 9-17) se desliza por la característica en vacío, mientras que el vértice A describe la característica en carga. Si con

una tensión nominal $U_n = KD$ se traza desde el punto D el segmento $DH = OA = F_{c.c.}$ determinado por la característica en cortocircuito para el valor dado de la corriente I , y se traza la línea HQ paralelamente al tramo rectilíneo inicial de la característica en vacío, entonces del trazado se verá que el segmento $OF = BC = E_{ca} = Ix_{ca}$, de donde

$$x_{ca} = QF/I \quad y \quad FD = CA = k_a F_a,$$

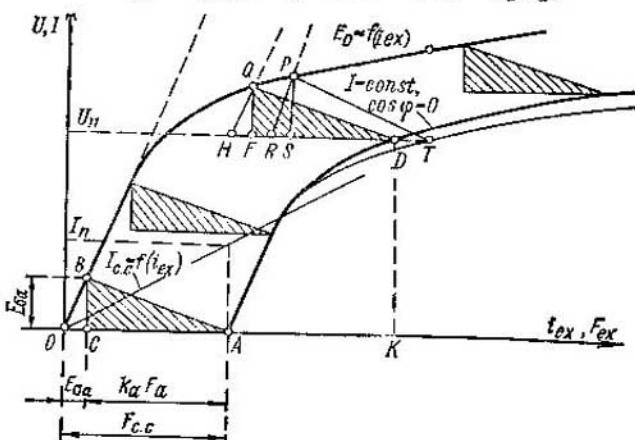


Fig. 9-17. Característica en carga inductiva de un alternador sincrónico

donde k_a es el coeficiente de reducción de la f.m. de la reacción de una máquina de polos interiores al devanado de excitación (véase el § 8-2).

El trazado práctico del diagrama de Pothier para determinar el aumento del voltaje se realiza haciendo coincidir este diagrama con la característica en vacío, del modo siguiente (fig. 9-18). Trazamos por el eje de ordenadas la magnitud de la tensión nominal U_n y bajo un ángulo φ a ésta dirigimos la corriente I . Adicionando geométricamente al vector U_n las caídas de tensión Ir_a y jIx_{ca} , obtenemos la f.e.m. E_δ debida al flujo resultante Φ_δ .

Traspasando la magnitud $E_\delta = AB$ al eje de ordenadas hallamos por la característica en vacío la f.m. resultante $F_\delta = OA$. Trazando el segmento $AC = k_a F_a$ bajo el ángulo $\varphi + \gamma = \varphi'$ a la línea AB , hallamos la f.m. resultante $F_{ex} = OC$. Llevando OC al eje de abscisas a la posición OD , determinaremos por la característica en vacío la f.e.m. E_0 , correspondiente al punto D , al reducir la carga. La diferencia $HG = HD - GD = E_0 - U_n = \Delta U$ da el incremento de tensión durante la caída de la carga, y el aumento relativo de la tensión es igual a:

$$\Delta U = \frac{E_0 - U_n}{U_n} 100 = \frac{HG}{DH} 100, \%$$

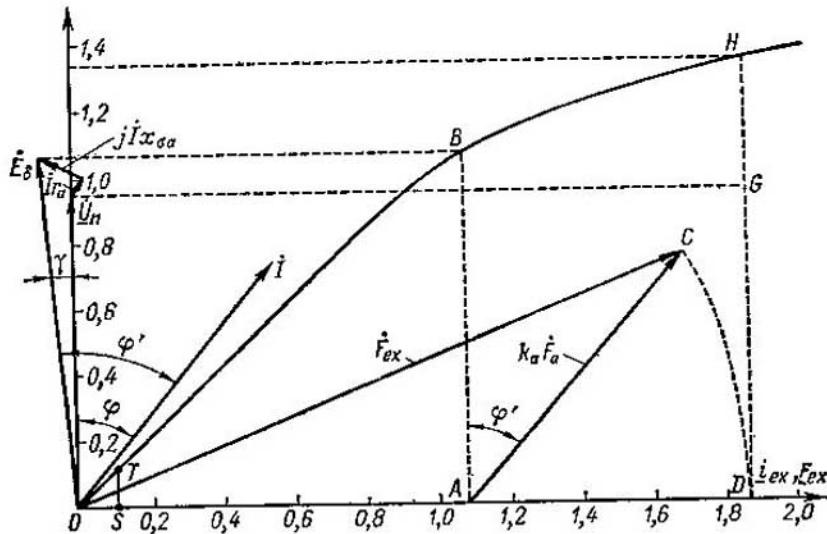


Fig. 9-18. Método práctico de trazado del diagrama de Pothier

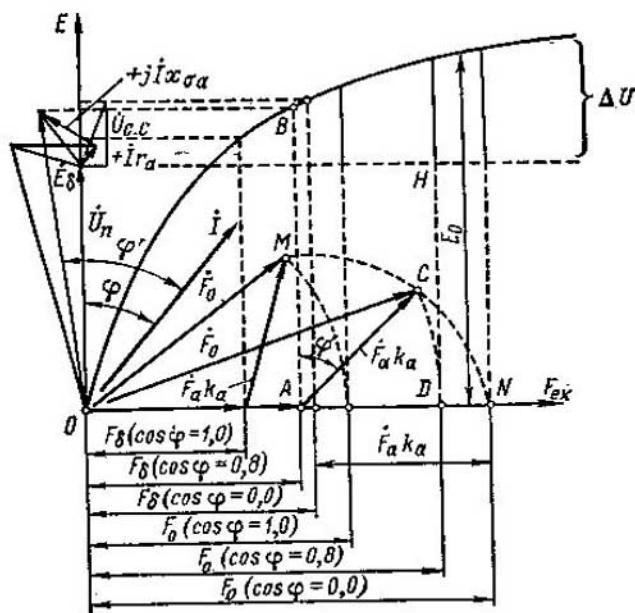


Fig. 9-19. Diagramas de Pothier para distintos valores del $\cos \varphi$

En la fig. 9-19 se da el trazado del diagrama de Pothier para distintos $\cos \varphi = 1,0; 0,8$ y $0,0$.

D. Aplicabilidad del diagrama de Pothier. El diagrama de Pothier teóricamente sólo es exacto para la máquina sincrónica de polos interiores, ya que en este caso no es necesario descomponer la reacción del inducido en las componentes transversal y longitudinal como en el diagrama de f.e.m. Pero la experiencia del empleo del método de Pothier para las máquinas de polos salientes demuestra que los resultados obtenidos son prácticamente bastante aceptables, por lo cual este diagrama se utiliza en la práctica no sólo

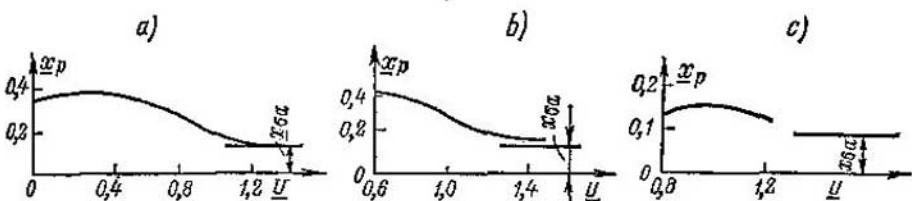


Fig. 9-20. Inductancia de Pothier en función de la saturación

para las máquinas de polos interiores sino también para las de polos salientes.

Al trazar el diagrama de Pothier por las magnitudes E_{sa} y F_a , determinadas por la característica en vacío y por la característica en carga para $\varphi \approx 0$ (fig. 9-17), hay que tener en cuenta que la característica en carga de una máquina de polos salientes trazada experimentalmente da para las tensiones dadas unos valores de la f.m. de excitación algo mayores que los obtenidos con el desplazamiento del vértice del triángulo reactivo por la característica en vacío. Esta divergencia se explica por el aumento de la reluctancia de los polos provocada por el acrecentamiento del flujo de dispersión del devanado de excitación con el aumento de la corriente de excitación. La fuerza electromotriz de dispersión $E_{sa} = PS$ (fig. 9-17), determinada por el método descrito más arriba por las características en vacío, en cortocircuito y por la característica en carga obtenida experimentalmente para $\varphi = 0$, trazada en la fig. 9-17 con línea fina, es mayor que su valor real $BC = E_{sa} = j/x_{sa}$. Correspondientemente la inductancia para trazar el diagrama de Pothier es igual a:

$$x_p = \frac{PS}{I} > \frac{BC}{I} = x_{sa}.$$

En las máquinas con una saturación de los polos relativamente grande y con una corriente de excitación de pequeña intensidad, x_p aumenta al principio con el crecimiento de i_{ex} y después disminuye (fig. 9-20, a). En la figura, por el eje de abscisas están trazadas no las corrientes i_{ex} , sino los valores de la tensión en unidades relativas, correspondientes a estas corrientes. En las

máquinas con polos poco saturados x_p disminuye repentinamente con el aumento de i_{ex} (fig. 9-20, b). Para un turboalternador se puede adoptar x_p prácticamente como constante (fig. 9-20, c), lo cual se explica por la poca dispersión del devanado de excitación. Teniendo en cuenta lo antedicho, la determinación de x_{aa} para las máquinas de polos salientes debe efectuarse para valores de i_{ex} correspondientes a (1,2—1,3) U_n por la característica en carga para $I = I_n$ y $\cos \varphi \approx 0$ (carga puramente inductiva), y para los turboalternadores, para el punto $U = U_n$ de la misma característica en carga.

9-10. Diagrama práctico simplificado (diagrama sueco)

El método de trazado del diagrama simplificado se desprende del método de trazado práctico del diagrama de Pothier (fig. 9-18). Por el trazado del último diagrama para diferentes $\cos \varphi$ (fig. 9-19)

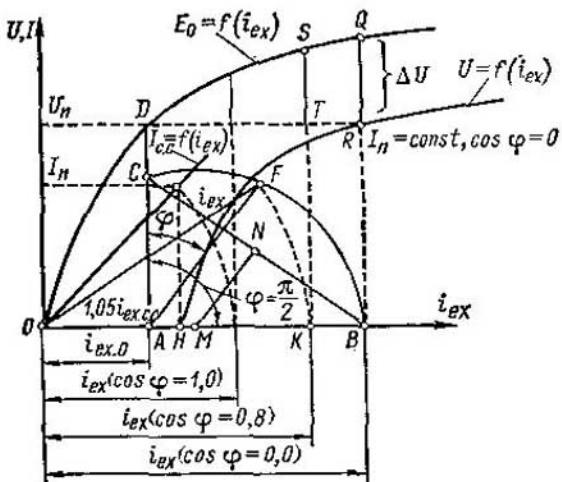


Fig. 9-21. Diagrama práctico simplificado de Pothier

se puede ver que el extremo del vector de f.m. de la reacción del inducido $\hat{F}_a k_a$ describe la curva MCN próxima a una circunferencia. Para determinar prácticamente el centro de esta circunferencia se puede realizar el siguiente trazado. Por la característica en vacío hallamos la corriente de excitación $i_{ex,0} = OA$, correspondiente a la tensión U_n , y por la característica en cortocircuito, la corriente de excitación $i_{ex,c.c.} = OH$, correspondiente a la corriente I_n (fig. 9-21). A continuación determinaremos la corriente de excitación $i_{ex} = OB$ por la característica en carga con $\cos \varphi \approx 0$ para la tensión U_n .

Trazando en la linea AD el segmento $AC = 1,05i_{\text{ex. c. c.}} = 1,05 OH$, unimos los puntos C y B por medio de una recta y desde el punto medio N del segmento CB bajamos una perpendicular hasta su intersección con el eje de abscisas en el punto M . Ahora, desde el centro M , con un radio igual a MB , describimos el arco de circunferencia CFB que representa el lugar geométrico de la magnitud de la corriente de excitación de los polos para distintos $\cos \varphi$. Trazando desde A una línea bajo un ángulo φ a la linea AD , obtenemos en el lugar de su intersección con el arco CFB el punto F ; entonces el segmento OF da la magnitud de la corriente de excitación para la carga de la máquina con la corriente I_n y con un $\cos \varphi$ dado. Marcando con el radio OF el eje de abscisas, determinamos para la magnitud hallada de la corriente de excitación $i_{\text{ex.}} = OK$, por la característica en vacío, la f.e.m. $E_0 = KS$.

La elevación de la tensión es igual a:

$$\Delta U = \frac{KS - BR}{BR} 100 = \frac{E_0 - U_n}{U_n} 100, \%$$

Para trazar el diagrama sueco para las máquinas de polos interiores del tipo de turboalternadores se recomienda trazar el segmento $AC = i_{\text{ex. c. c.}}$, ya que el aumento de la magnitud hasta un valor de $1,05i_{\text{ex. c. c.}}$ se debe a la consideración del aumento de la reluctancia de los polos de la máquina de polos salientes bajo el efecto de su dispersión, que en los turboalternadores de polos interiores resulta ser muy pequeña.

Ejemplo. Trazar el diagrama de Pothier para un alternador hidráulico de polos salientes de $S = 71500$ kVA, cuyos datos característicos se dan más arriba en el ejemplo del cap. VIII, funcionando con carga nominal, con un $\cos \varphi = 0,8$ nominal y con una potencia nominal $P_n = 57200$ kW. El trazado se efectúa en unidades relativas (unidad de tensión $E_n, \text{ fas} = 13800 / \sqrt{3} = 7980$ V y unidad de corriente $I_n = 2990$ A).

Más abajo en la fig. 11-2 está representada la característica en vacío de un alternador en unidades relativas:

A una unidad de corriente de excitación $i_{\text{ex. n}} = 868$ A le corresponde un punto en vacío con una tensión nominal de $U_n = 13800$ V.

La inductancia de dispersión del devanado del estator x_p teniendo en cuenta la dispersión un poco elevada del devanado de excitación de un alternador del tipo de polos salientes se determina mediante el cortocircuito y la característica en carga con $\cos \varphi = 0$ según el método mencionado en el § 9-9 p.C (fig. 9-17). La corriente de excitación por la característica en carga ($\cos \varphi \approx 0$) con $U = U_n$ es igual a 1590 A o en unidades relativas:

$$i_{\text{ex. cos } \varphi=0} = 1590/868 = 1,83.$$

Según los datos experimentales la corriente de excitación en cortocircuito trifásico con una corriente nominal en el devanado de estator $I_n = 2990$ A es igual a $i_{\text{ex. c. c.}} = 527$ A. Por consiguiente, la f.m. de cortocircuito en unidades relativas es igual a:

$$i_{\text{ex. c. c.}} = 527/868 = 0,61.$$

Marcando en la linea TH , paralela al eje de abscisas (fig. 9-22), a partir del punto T , para la tensión nominal, el segmento

$$TR = OA = i_{\text{ex. c. c.}} = 0,61$$

y trazando por el punto R una línea paralela al sector inicial de la característica en vacío, obtenemos en la intersección con esta característica el punto P . Trazando por este punto una recta paralela al eje de ordenadas hallamos en unidades relativas el segmento $PS = E_p = 0,15$. De aquí la inductancia del inducido, teniendo en cuenta la elevación de su valor a causa de los polos salientes, para la corriente nominal $I_n = 1,0$ resulta:

$$x_p = E_p = 0,15.$$

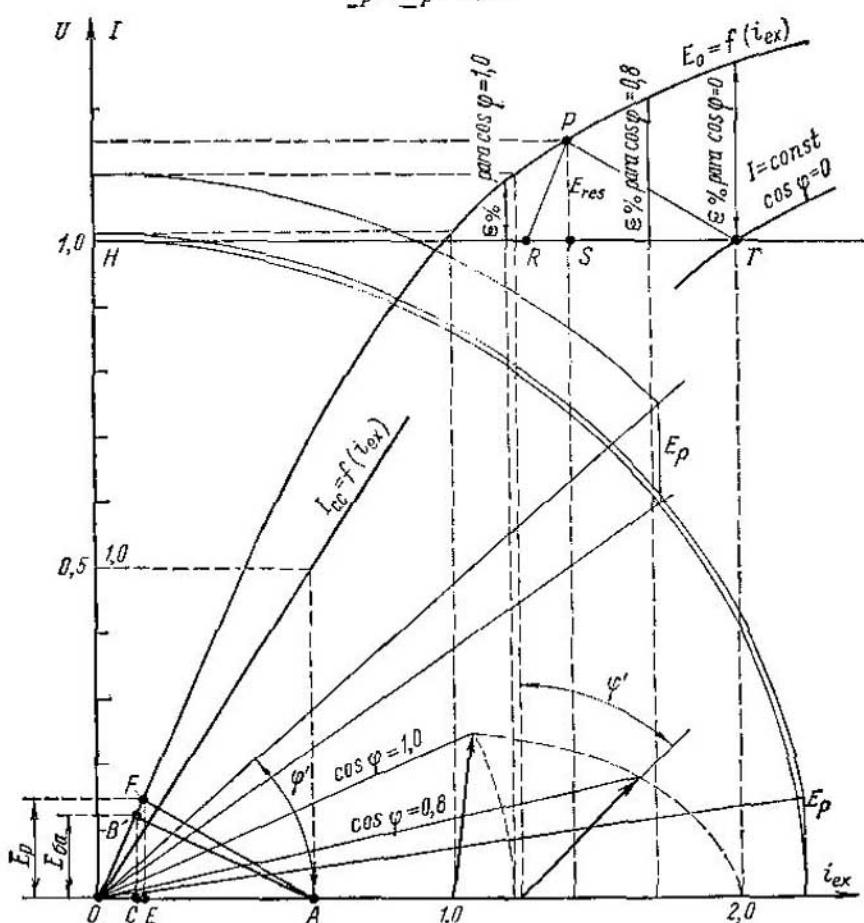


Fig. 9-22. Diagrama práctico de Pothier para un alternador hidráulico de $S = 71500 \text{ kVA}$, $2p = 96$

Por los datos dados y experimentales en la fig. 9-22 está trazado según el método analizado el diagrama de Pothier. La corriente de excitación, siendo la corriente nominal de carga $I_n = 2990 \text{ A}$ y $\cos \varphi = 0,8$, resultó ser en unidades relativas igual a $i_{ex,n} = 1,58$ o bien $i_{ex,n} = 1,58 \cdot 868 = 1370 \text{ A}$ y con un $\cos \varphi = 1,0$ la corriente relativa de excitación resultó ser igual a $i_{ex,n} = 1,26$ o $i_{ex,n} = 1,2 \cdot 868 = 1040 \text{ A}$. Por la característica en vacío el aumento del voltaje resulta ser igual a $\epsilon = 10\%$ con un $\cos \varphi = 1,0$; $\epsilon = 21\%$ con $\cos \varphi = 0,8$, y $\epsilon = 26,5\%$ para $\cos \varphi \approx 0$.

En la fig. 9-23, por el método descrito en el § 9-10, está trazado para este mismo alternador de 71 500 kVA el diagrama sueco simplificado correspondiente a la fig. 9-21. La comparación de los resultados de la determinación de la corriente de excitación para diferentes $\cos \varphi$ y para una misma corriente nominal $I_n = 2990 \text{ A}$ para el diagrama de Pothier y para el diagrama sueco con

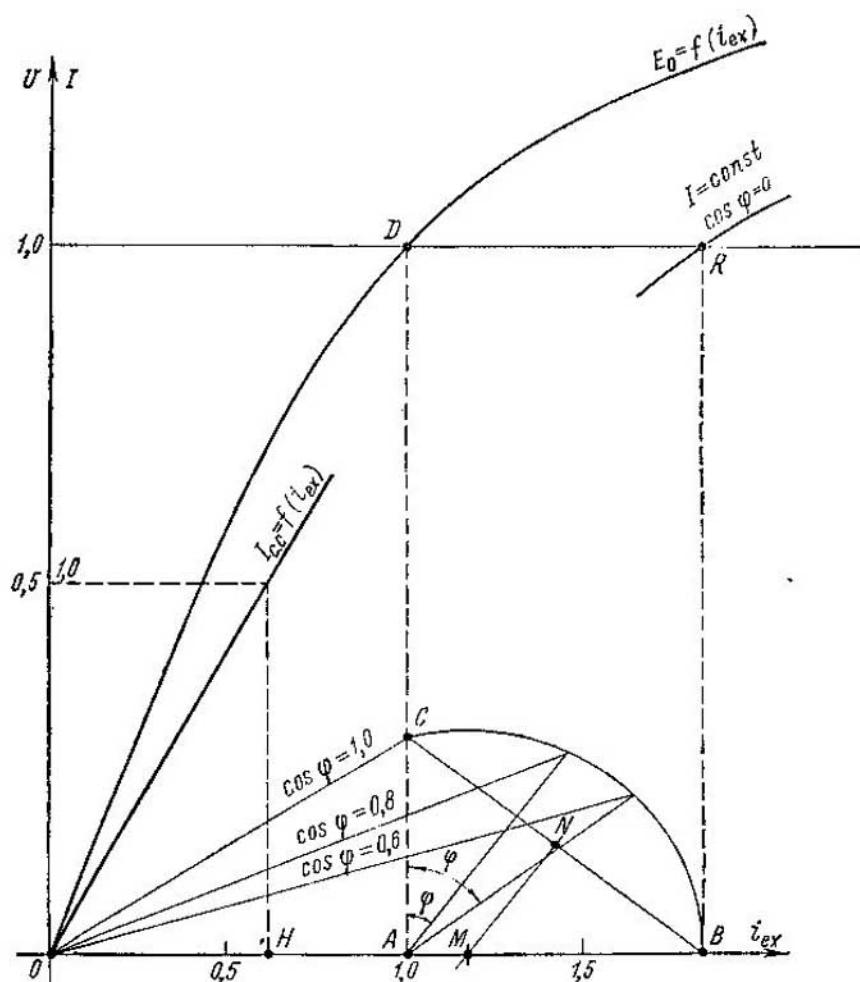


Fig. 9-23. Diagrama práctico simplificado (sueco) para un alternador hidráulico de $S=71\,500 \text{ kVA}$, $2p=96$

los datos experimentales para el mismo alternador se dan en la siguiente tabla donde la corriente de excitación está expresada en unidades relativas.

Cabe señalar la buena coincidencia de los datos obtenidos por el diagrama de Pothier y por el diagrama sueco con datos experimentales. Como el trazado del diagrama sueco es más fácil que el diagrama de Pothier hay que reconocer su gran valor práctico no sólo para las máquinas de polos interiores, sino también para las de polos salientes.

$\cos \varphi$	Datos		Datos experimentales
	por el diagrama de Potthier	por el diagrama sueco	
1,0	1,2	1,185	1,195
0,9	1,47	1,465	1,45
0,8	1,58	1,57	1,57
0,7	1,64	1,64	1,67
0,6	1,7	1,69	1,74
0,0	1,83	1,83	1,83

9.11. Determinación del cambio de la tensión por el diagrama simplificado de f.e.m.

A. Aumento de la tensión. Se conoce: $U = U_n$, I , $\cos \varphi$ y la resistencia sincrónica x_s . Es preciso hallar E_0 y ΔU .

Trazamos (fig. 9-24) el vector de corriente I , y bajo el ángulo $\varphi > 0$ a él trazamos el vector $U = U_n$. Desde el final del vector U trazamos el vector Ir_a , que coincide con la dirección del vector de corriente y , a continuación, desde el final del vector Ir_a trazamos el vector jIx_s adelantado en 90° con respecto al vector de corriente I . El vector de cierre representa la f.e.m. E_0 , tanto por su magnitud como por su fase. El aumento de la tensión es igual a:

$$\Delta U = \frac{OC - OA}{OA} 100 = \frac{E_0 - U_n}{U_n} 100, \%$$

B. Reducción de la tensión. Se conoce: $E_0 = U_n$, I , $\cos \varphi$, r_a y x_s . Es preciso determinar U y ΔU .

Trazamos el vector de corriente I (fig. 9-24) y bajo un ángulo φ a él trazamos la recta OK . En el origen de las coordenadas trazamos por debajo del eje de abscisas el triángulo $OA'B'$ con los lados $\overline{OB'} = jIx_s$ y $\overline{A'B'} = Ir_a$. A continuación, con un radio igual a U_n trazamos desde el punto A' un arco hasta la intersección con la linea OK en el punto A . El vector \overline{OA} representa la tensión buscada U , y la caída de tensión es igual a:

$$\Delta U = \frac{\overline{AA'} - \overline{OA}}{\overline{AA'}} 100 = \frac{U_n - U}{U_n} 100, \%$$

C. Aplicabilidad del diagrama simplificado de f.e.m. La particularidad del diagrama simplificado de f.e.m. consiste en que a) el efecto del flujo de la reacción del inducido Φ_a sobre el campo fundamental se calcula por la caída de tensión en la inductancia de la reacción del inducido x_a y b) la inductancia sincrónica x_s se determina por las características en vacío y en cortocircuito.

La exactitud del diagrama simplificado de f.e.m. depende del grado en que la resistencia x_s , determinada por el método ante-

dicho, corresponde a su valor en el régimen para el cual se efectúa el trazado del diagrama.

La que mayor interés práctico representa es la determinación del aumento de la tensión de un alternador, que funciona con $I = I_n$ y $\cos \varphi = 0,8$, cuando cae su carga. En este régimen la f.m. tiene una componente transversal considerable y una componente longitudinal relativamente pequeña, el sistema magnético está saturado. En el régimen de cortocircuito trifásico, de cuyo ensayo se determina x_s para trazar el diagrama, la f.m. F_a es totalmente longitudinal y el sistema magnético no está saturado. Es evidente que la reluctancia para una misma f.m. F_a en cortocircuito trifásico será considerablemente menor, mientras que la re-

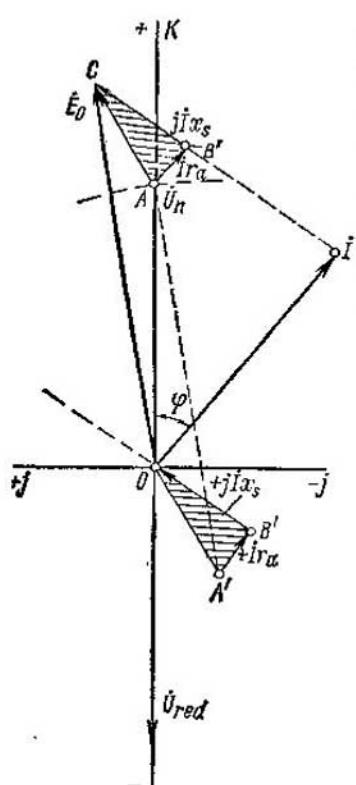


Fig. 9-24. Determinación del cambio de la tensión por el diagrama simplificado de f.e.m.

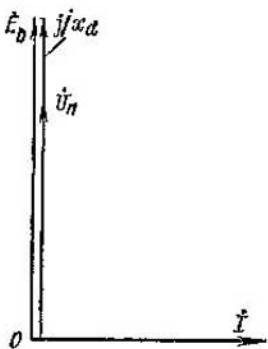


Fig. 9-25. Diagrama de f.e.m. con carga induciva

sistencia x_s es mayor que para una misma máquina en caso de su funcionamiento con $U = U_n$, $I = I_n$ y $\cos \varphi = 0,8$, además esta diferencia es para la máquina con polos salientes más considerable que para los turboalternadores. Por esta razón, para los turboalternadores el diagrama simplificado de f.e.m. proporciona un resultado más exacto que para las máquinas de polos salientes.

La completa coincidencia de los datos del diagrama de f.e.m. con los datos experimentales sólo tendrá lugar para los turboalternadores no saturados, es decir, para las máquinas que actualmente no se fabrican.

D. Diagrama simplificado de f.e.m. con la corrección especificativa de la sociedad norteamericana de ingenieros electricistas (AIEE). Las normas de la sociedad norteamericana de ingenieros electricistas

recomiendan tomar la magnitud de la caída de tensión Ix_s no por la parte rectilínea de la característica en vacío, sino como la diferencia de las tensiones $QB - BR = QR = Ix_s$ (fig. 9-21), obtenida para la corriente de excitación correspondiente a la tensión U_n por la característica en carga con $\cos \varphi = 0$ para la corriente I_n . La argumentación de este método es la circunstancia de que con $\cos \varphi \approx 0$ la caída de tensión, debida al efecto de la reacción del inducido y la dispersión del devanado del estator, se adiciona algebraicamente con la tensión (fig. 9-25).

9-12. Datos experimentales de la comparación de los diagramas de f.e.m.

Como ejemplo de comparación de los diagramas precipitados de tensión con los datos experimentales para las máquinas de polos salientes daremos los resultados de las pruebas de los principales alternadores de la central hidroeléctrica Vólyovskaya realizadas bajo la dirección del profesor V. A. Tolvinsky. Los datos principales del alternador construido por la fábrica "Elektrosila" son: $S_n = 8750$ kVA, $U_n = 11\ 000$ V, $I_n = 460$ A, $\cos \varphi = 0,8$, $n = 75$ r.p.m.

Los resultados de la determinación del aumento, en tantos por ciento, de la tensión por los diagramas de f.e.m. y por el ensayo, se dan en la tabla 9-2.

Según los datos de la tabla 9-2 se deduce que estos diagramas dan prácticamente unos resultados casi iguales y bien relacionados con los datos experimentales y, por lo tanto, deben considerarse prácticamente como equivalentes.

Tabla 9-2

Característica del régimen				Aumento de la tensión, en %				por prueba
carga, kW	tensión, V	corriente, A	$\cos \varphi$	do Pothier	simplificado con especificación	simplificado (sueco)		
7000	11 000	460	0,8	26,7	26,7	27,7	27,7	
8750	11 000	460	1,0	13,5	14,1	14,5	14,1	
7700	11 000	506	0,8	28,8	28,8	28,9	29,8	
9620	11 000	506	1,0	14,42	15,5	16,4	—	

CAPÍTULO X

ALTERNADOR SINCRÓNICO MONOFÁSICO

10-1. Reacción del inducido de un alternador monofásico

El alternador monofásico tiene un devanado del estator contorneado por corriente alterna monofásica, por lo cual se crea en él una onda pulsante de f.m. de la reacción del inducido. Según la regla general (véase el § 4-2) esta onda pulsante de f.m. se puede descomponer en dos componentes con la mitad de amplitud que giran en sentido contrario una respecto a otra. La onda de f.m. de rotación directa se mueve sincrónicamente con el rotor y entra en interacción con la f.m. del devanado de excitación absolutamente de la misma manera que en un alternador sincrónico polifásico, y la onda que gira en dirección inversa se mueve en sentido contrario al giro del rotor a una velocidad dos veces mayor que este último. Los devanados del rotor son con respecto a la f.m. sincrónica inversa devanados secundarios de un transformador, por eso en ellos se crean corrientes de frecuencia doble que blindan el campo que las origina.

Cuando el rotor tiene un devanado amortiguador completo, es decir, tanto por el eje longitudinal como por el transversal, el campo sincrónico inverso se extinguirá prácticamente lo mismo que se extingue el campo de inducción mutua en un transformador en cortocircuito. Pero si el rotor no tiene devanado amortiguador por el eje transversal y tiene por el eje longitudinal un devanado de excitación o bien, además de este último, otro amortiguador, entonces el flujo Φ_{2d} por el eje longitudinal se extinguirá y sólo quedará el flujo por el eje transversal Φ_{2q} . Si en el rotor todos los devanados están abiertos, entonces también para el rotor de polos interiores con entrehierro uniforme el campo sincrónico inverso no se extinguirá completamente e inducirá en el devanado del estator una f.e.m. de frecuencia fundamental.

Cuando en un rotor de polos interiores, con diferentes permeancias por los ejes longitudinal y transversal proporcionales a las inductancias, los devanados son abiertos, la permeancia para el campo sincrónico inverso variará según la ley:

$$\Lambda_2 = \frac{1}{2} k (x_d + x_q) - \frac{1}{2} k (x_d - x_q) \cos 2\omega t, \quad (10-1)$$

si siendo $t = 0$ el eje del devanado monofásico del estator coincide con el eje transversal de la máquina.

De la igualdad (10-1) se ve que la permeancia para el campo sincrónico inverso consta de dos partes, la primera de las cuales $\frac{1}{2} k(x_d + x_q)$ es constante y representa el valor de la permeancia media, y la segunda $-\frac{1}{2} k(x_d - x_q) \times \cos 2\omega t$ varía según la ley de la frecuencia doble y tiene una amplitud igual a la semidife-

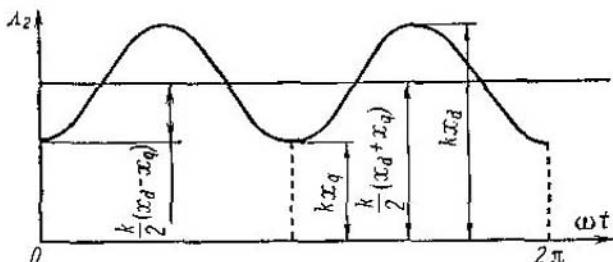


Fig. 10-1. Variación de la permeancia para el flujo del estator de un alternador sincrónico monofásico

rencia de las permeancias por los ejes longitudinal y transversal (fig. 10-1).

La variación del flujo creado por la f.m. sincrónica inversa en el circuito del devanado del estator transcurre según la ecuación, $\Phi_2 = \frac{1}{2} A_2 F_a \operatorname{sen} \omega t = \frac{1}{4} F_a k (x_d + x_q) \operatorname{sen} \omega t -$

$$\begin{aligned}
 & - \frac{1}{4} F_a k (x_d - x_q) \times \operatorname{sen} \omega t \cos 2\omega t = \\
 & = \Phi'_{2m} \operatorname{sen} \omega t - \Phi''_{2m} \operatorname{sen} \omega t \cos 2\omega t = \\
 & = \Phi'_{2m} \operatorname{sen} \omega t - \frac{1}{2} \Phi''_{2m} (\operatorname{sen} 3\omega t - \operatorname{sen} \omega t) = \\
 & = \left(\Phi'_{2m} + \frac{1}{2} \Phi''_{2m} \right) \operatorname{sen} \omega t - \frac{1}{2} \Phi''_{2m} \operatorname{sen} 3\omega t = \\
 & = \Phi_{2m} \operatorname{sen} \omega t - \frac{1}{2} \Phi''_{2m} \operatorname{sen} 3\omega t, \quad (10-2)
 \end{aligned}$$

donde

$$\Phi'_{2m} = \frac{1}{4} F_a k (x_d - x_q); \quad (10-3)$$

$$\Phi''_{2m} = \frac{1}{4} F_a k (x_d - x_q). \quad (10-4)$$

La ecuación (10-2) demuestra que en una máquina de polos salientes el campo sincrónico inverso induce en el devanado del estator una f.e.m. tanto de frecuencia fundamental como triple. En una máquina de polos interiores con los devanados del rotor abiertos $x_d = x_q$ y, por lo tanto, el flujo Φ'_{2m} y respectivamente el tercer armónico de f.e.m. desaparecen.

Cuando el devanado de excitación es cerrado y cuando el rotor no tiene devanado amortiguador

$$\Phi'_{2m} = \frac{1}{4} F_a k (x'_d + x'_q); \quad (10-5)$$

$$\Phi''_{2m} = \frac{1}{4} F_a k (x'_d - x'_q), \quad (10-6)$$

Cuando el devanado de excitación es cerrado y cuando el rotor tiene devanado amortiguador

$$\Phi'_{2m} = \frac{1}{4} F_a k (x''_d + x''_q); \quad (10-7)$$

$$\Phi''_{2m} = \frac{1}{4} F_a k (x''_d - x''_q). \quad (10-8)$$

Aquí x'_d y x''_d son las inductancias equivalentes por el eje longitudinal, y x'_q y x''_q las inductancias equivalentes por el eje transversal, que tienen en cuenta el acoplamiento por transformador del devanado del estator con los devanados del rotor cortocircuitados con respecto al campo sincrónico inverso. De la ecuación (10-8) se deduce que con un devanado amortiguador completo en el rotor, cuando $x''_q \approx x'_d$, desaparece el tercer armónico de f.e.m., pero cuando en el eje transversal no existe devanado amortiguador entonces $x''_q \neq x'_d$ (no existe devanado amortiguador por el eje longitudinal), o bien, $x''_q \neq x'_d$ (en el eje longitudinal existe devanado amortiguador), y, por lo tanto, aparece el tercer armónico de f.e.m.

El flujo Φ_{2d} , creado por la f.m. sincrónica inversa puede inducir en el devanado de excitación una tensión muy alta U_2 de doble frecuencia que puede representar un peligro para el aislamiento del devanado de excitación en caso de su interrupción o de su ruptura. La corriente de doble frecuencia i_2 sumándose con la corriente continua de excitación i_{ex} (fig. 10-2) eleva el valor eficaz de la corriente resultante en el devanado de excitación hasta la magnitud de

$$i = \sqrt{i_{ex}^2 + I_2^2},$$

donde I_2 es el valor eficaz de la corriente alterna i_2 .

Para eliminar estos fenómenos indeseables en las zapatas polares se coloca un devanado amortiguador que representa en sí circuitos cortocircuitados de pequeña resistencia que abarcan los polos en forma de espiras cortocircuitadas de cobre con una sección transversal bastante grande (fig. 10-3, a), o barras de cobre insertadas en ranuras especiales de las zapatas polares y acopladas por los extremos con tiras de cobre de gran sección transversal (fig. 10-3, b) en forma de jaula de ardilla. El efecto de estos devanados amortiguadores suele ser tan intenso que el devanado de excitación resulta estar prácticamente descargado de las corrientes de doble frecuencia, y además, en el caso de ruptura del circuito de excitación no surgen sobretensiones.

Los devanados amortiguadores representados en las figs. 10-3, a, b no ejercen una notable influencia sobre el flujo pulsante transversal Φ_{2q} y no conducen al exterminio del tercer armónico de f.e.m. en el devanado del estator. Para exterminar esta f.e.m. hay que conseguir por lo menos la igualdad aproximada de las resistencias equivalentes por ambos ejes, para lo cual es preciso unir las barras de la jaula de ardilla, insertadas en las zapatas polares, con anillos comunes de cierre (fig. 10-3, c) que junto con las barras forman una jaula de ardilla completa. En este caso, el campo

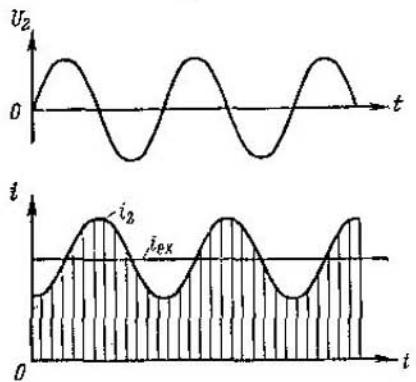


Fig. 10-2. Tensión y corriente inducidas en el devanado de excitación de un alternador sincrónico monofásico

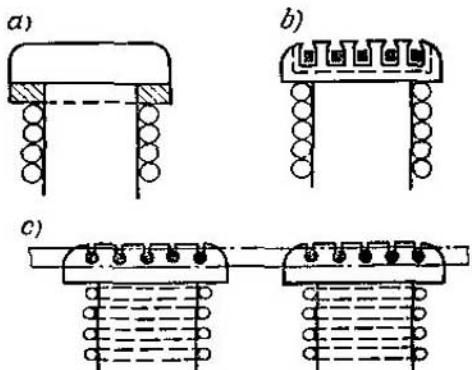


Fig. 10-3. Formas de devanados amortiguadores de un alternador sincrónico monofásico

pulsante longitudinal Φ_{2d} se extinguirá con el flujo creado por los circuitos en la superficie de la zapata polar, y el campo pulsante transversal Φ_{2q} , con el flujo creado por los circuitos formados por las barras en los polos contiguos.

En las máquinas de polos interiores del tipo de turboalternador el rotor representa generalmente un cuerpo pesado y las corrientes parásitas que en él se forman ejercen un efecto extinguidor tanto sobre el campo pulsante longitudinal como sobre el transversal.

10-2. Diagrama de tensiones de un alternador monofásico

El diagrama de tensiones para un alternador monofásico se traza del mismo modo que para un alternador trifásico, la magnitud de la f.m. de la reacción del inducido, o sea, su componente en rotación sincrónica, a causa de la existencia del devanado monofásico en el estator, tiene un valor reducido, en comparación con la f.m. de la reacción del inducido de un alternador trifásico, que por polo es igual a:

$$F_a = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{w k_{\text{dev}}}{\rho} I = 0,45 \frac{w k_{\text{dev}}}{\rho} I.$$

La caída inductiva de tensión en del devanado del estator de un alternador monofásico, que corresponde a la caída de tensión en la resistencia de dispersión de un alternador trifásico, obtiene un valor elevado, ya que, además de la caída inductiva Ix_{aa} en la resistencia de dispersión, hay que tener en cuenta también la f.e.m. debida al campo sincrónico inverso. Con jaula de ardilla completa el campo sincrónico inverso estará prácticamente extinguido y, por lo tanto, en este caso la caída inductiva de tensión será menor.

10-3. Comparación de la potencia total de un alternador sincrónico monofásico y trifásico

Si en un alternador trifásico con los devanados conectados en estrella desconectamos una fase y efectuamos la alimentación sólo por las dos fases restantes obtendremos un alternador monofásico sincrónico cuyo devanado de trabajo sólo ocupa dos tercios de las ranuras.

La potencia total de una máquina trifásica es igual a:

$$P_3 = 3U_f I = \sqrt{3} U_{lin} I.$$

Cuando dos fases trabajan en régimen monofásico

$$P_1 = \sqrt{3} U_f I = U_{lin} I.$$

La relación de las potencias

$$\frac{P_1}{P_3} = \frac{1}{\sqrt{3}} = 0,578.$$

En este caso, las pérdidas eléctricas en los devanados del estator, cuando $I_1 = I_a = I$, será entre sí como

$$\frac{2I^2 r_a}{3I^2 r_a} = \frac{2}{3} = 0,667.$$

Suponiendo que dado gálibo en ambos casos admite pérdidas iguales en los devanados del estator, entonces es admisible la relación de las corrientes

$$\frac{I_1}{I_a} = \sqrt{\frac{3}{2}} = 1,225,$$

y, por lo tanto, la relación de las potencias será igual a:

$$\frac{P_1}{P_3} = \frac{U_{lin} I_1}{\sqrt{3} U_{lin} I_a} = \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{3}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} = 0,707.$$

En este caso hay que tener en cuenta que en una máquina monofásica el devanado del estator tiene las partes frontales relativamente cortas, lo cual reduce la magnitud de la resistencia del

devanado del estator y reduce algo las pérdidas en él. Puesto que en el calentamiento de la máquina el papel principal lo desempeñan las pérdidas en la parte del devanado insertado en las ranuras, el acortamiento de la longitud de las partes frontales no ejercerá un efecto práctico sobre la potencia admisible de la máquina monofásica.

La intensidad de la corriente de excitación con un ángulo de defasaje $\varphi \neq 0$ en una máquina monofásica bajo carga será algo menor a causa de la magnitud disminuida de la reacción del inducido, pero la caída inductiva de tensión será un poco mayor.

CAPÍTULO XI

CARACTERÍSTICAS DE UN ALTERNADOR SÍNCRONICO

11-1. Sistema de unidades relativas

Al comparar las máquinas síncronas de diferentes tipos de construcción, de diferente tensión y potencia resulta más cómodo expresar las magnitudes principales y los parámetros no en unidades físicas sino en unidades relativas que pueden calcularse por sus valores en tantos por ciento o en fracciones de las magnitudes adoptadas por unidad. En el sistema de unidades relativas se adoptan por unidad las magnitudes siguientes:

1. Potencia nominal total de la máquina $P_n = mU_n I_n$.
2. Tensión nominal de fase en vacío $U_n = E_0$.
3. Corriente nominal de fase I_n .
4. Resistencia nominal

$$z_n = U_n / I_n = E_0 / I_n. \quad (11-1)$$

5. Velocidad angular nominal del rotor Ω_n , es decir, velocidad angular con frecuencia nominal.

6. Ángulo equivalente a un radián.

7. Tiempo durante el cual la fase de corriente y tensión con frecuencia nominal varía en un radián, o bien, que es lo mismo, cuando el campo giratorio con frecuencia nominal gira un radián (eléctrico).

Los valores indicados de la tensión, corriente y resistencia son unidades para las respectivas magnitudes del circuito del estator. Para el circuito de excitación las unidades se establecen del modo siguiente.

Se adopta por unidad de corriente del circuito de excitación la corriente de excitación $i_{ex,n}$, que crea en el entrehierro un flujo magnético de armónico fundamental de la misma magnitud que el flujo magnético creado por la corriente nominal del estator con carga simétrica en el caso cuando la reacción del inducido actúa totalmente por el eje longitudinal. Según la relación (8-26) la unidad de corriente de excitación será igual a:

$$i_{ex,n} = \frac{m}{\pi} \sqrt{2} \frac{\omega k_{dev}}{pw_{ex}} k_{ad} I_n. \quad (11-2)$$

Se adopta por unidad de tensión del circuito de excitación la tensión $u_{ex,n}$ determinada por la potencia nominal total P_n y por la unidad de corriente de excitación:

$$u_{ex,n} = \frac{P_n}{i_{ex,n}} = \frac{mU_n I_n}{i_{ex,n}}. \quad (11-3)$$

Basándose en las igualdades (11-2) y (11-3) tenemos también:

$$u_{ex,n} = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{p\omega_{ex}}{wk_{dev} k_{ad}} U_n. \quad (11-4)$$

La unidad de resistencia del circuito de excitación es igual a la relación entre las respectivas unidades de tensión y corriente:

$$z_{ex,n} = u_{ex,n}/i_{ex,n} \quad (11-5)$$

o bien, en virtud de las igualdades (11-1), (11-2) y (11-4):

$$z_{ex,n} = \frac{\pi^3}{2m} \frac{p^2 w_{ex}^2}{w^2 k_{dev}^2 k_{ad}^2} z_n. \quad (11-6)$$

De la comparación de las igualdades (8-42) y (11-6) también se deduce que

$$z_{ex,n} = \frac{z_n}{k_{ex,est}}, \quad (11-7)$$

es decir, los valores nominales o de unidad de las resistencias de los circuitos del estator y del rotor están ligados entre sí por el coeficiente de reducción de las resistencias del rotor.

Las designaciones literales de diferentes magnitudes, expresadas en unidades relativas, se subrayan con una línea.

Los diagramas de f.e.m., f.m. etc. también se pueden trazar en unidades relativas. Si, por ejemplo, el diagrama de f.e.m. de un alternador de polos salientes (véase la fig. 9-4) se traza en unidades relativas, entonces

$$\underline{U}_n = 1; \underline{E} = \frac{\underline{E}}{\underline{U}_n}; \underline{E}_\delta = \frac{\underline{E}_\delta}{\underline{U}_n}.$$

$$\underline{E}_{aq} = \frac{\underline{E}_{aq}}{\underline{U}_n}; \underline{E}_{ad} = \frac{\underline{E}_{ad}}{\underline{U}_n}.$$

Análogamente

$$\underline{I}_n = 1; \underline{I}_q = \frac{\underline{I}_q}{\underline{I}_n}; \underline{I}_d = \frac{\underline{I}_d}{\underline{I}_n}.$$

Para todas las inductancias

$$\underline{x} = \frac{\underline{x} I_n}{\underline{U}_n} = \frac{\underline{x}}{\underline{z}_n}.$$

Por ejemplo,

$$\underline{x}_d = \frac{\underline{x}_d}{\underline{z}_n}; \underline{x}_q = \frac{\underline{x}_q}{\underline{z}_n}.$$

Asimismo, la resistencia óhmica es igual a:

$$\underline{r}_a = \frac{\underline{r}_a I_n}{\underline{U}_n} = \frac{\underline{r}_a}{\underline{z}_n}.$$

En unidades relativas la inductancia de la reacción longitudinal del inducido x_{ad} es igual a:

$$x_{ad} = \frac{x_{ad}}{z_u} = x_{ad} = \frac{l_n}{E_0}.$$

Sustituyendo en esta fórmula el valor de x_{ad} de la ecuación (8-28), la magnitud de la corriente de la ecuación (8-8) y la magnitud de la f.e.m. E_0 de la ecuación (2-37), obtenemos para la inductancia relativa de la reacción longitudinal del inducido la expresión siguiente:

$$x_{ad} = \mu_0 \left(\frac{D}{p\delta'} \right) \left(\frac{F_{al}}{\Phi_1} \right) k_d. \quad (11-8a)$$

Teniendo en cuenta que la carga lineal por 1 cm de circunferencia del inducido es igual a:

$$A = \frac{2\pi w l}{\pi D}$$

y el flujo magnético del armónico fundamental es igual a:

$$\Phi_1 = B_{\delta_1} \frac{Dl}{p},$$

se puede obtener para la resistencia relativa la siguiente expresión:

$$x_{ad} = \mu_0 \left(\frac{D}{p\delta'} \right) \left(\frac{Ak_{dev1}}{\sqrt{2B_{\delta_1}}} \right) k_d \quad (11-8b)$$

Así pues, por las fórmulas (11-8a) y (11-8b) se puede sustituir

$$\frac{F_{al}}{\Phi_1} = \frac{Ak_{dev1}}{\sqrt{2B_{\delta_1}}}.$$

Como $\frac{D}{p} = \frac{2}{\pi} \tau$ y $\delta' = k_\delta \delta$, la expresión (11-8b) para la inductancia relativa se puede escribir de otra forma:

$$x_{ad} = \frac{\mu_0 \sqrt{2} k_d k_{dev1}}{\pi k_\delta} \left(\frac{\tau}{\delta} \frac{A}{B_{\delta_1}} \right), \quad (11-8c)$$

o bien, adoptando los valores medios para $k_d \approx 0,87$, $k_{dev1} \approx 0,91$, $k_\delta \approx 1,1$, obtenemos la siguiente expresión generalizada y aproximada para la inductancia relativa de la reacción longitudinal del inducido:

$$x_{ad} \approx 0,4 \left(\frac{\tau}{\delta} \frac{A}{B_{\delta_1}} \right). \quad (11-8d)$$

Correspondientemente para la inductancia de la reacción transversal del inducido

$$x_{aq} = x_{aq} \frac{l_n}{E_0} = \mu_0 \left(\frac{D}{p\delta'} \right) \left(\frac{F_{al}}{\Phi_1} \right) k_q = \mu_0 \left(\frac{D}{p\delta'} \right) \left(\frac{Ak_{dev1}}{\sqrt{2} B_{\delta_1}} \right) k_q. \quad (11-9a)$$

Si adoptamos que en término medio $k_q/k_d \approx 0,6$, obtenemos la expresión generalizada aproximativa para la reacción transversal

del inducido:

$$\underline{x}_{aa} \approx 0,24 \left(\frac{\tau}{\delta} \frac{A}{B_{\delta_1}} \right). \quad (11-9b)$$

Para el devanado del estator la inductancia relativa es igual a:

$$\underline{x}_{\sigma a} = x_{\sigma a} \frac{l_n}{E_0}.$$

Sustituyendo en esta expresión el valor de la inductancia $x_{\sigma a}$ de la fórmula (5-14) y el valor de la f.e.m. E_0 de la fórmula (2-37), y teniendo en cuenta que por la fórmula (8-8) el valor de la corriente

$$I_n = \frac{\pi \rho}{m \sqrt{2 w k_{\text{devl}}} F_a},$$

obtenemos para la inductancia relativa:

$$\underline{x}_{\sigma a} = \frac{2\pi \mu_0}{k_{\text{devl}}^2} \left(\frac{F_a l}{\Phi_1} \right) \frac{\lambda_{\text{est}}}{mq} = \frac{2\pi \mu_0}{k_{\text{devl}}} \left(\frac{A}{B_{\delta_1}} \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \frac{\lambda_{\text{est}}}{mq}, \quad (11-10)$$

donde

$$\lambda_{\text{est}} = \lambda_{\text{fan}} + q \lambda_{\text{fr}} \frac{l_{\text{fr}}}{l} + \lambda_{\text{am}}.$$

Para la inductancia relativa del devanado de excitación después de reducirlo al devanado del estator obtenemos correspondientemente en unidades relativas de estator la siguiente expresión:

$$\underline{x}_{\text{ex. est}} = \left(\frac{4}{\pi} \right)^2 \left(\frac{F_a l}{\Phi_1} \right) k_{ad}^2 2 \lambda_{\text{ex. est}} + \underline{x}_{\text{dif}} \quad (11-11a)$$

o bien

$$\underline{x}_{\text{ex. est}} = \left(\frac{4}{\pi} \right)^2 \left(\frac{Ak_{\text{devl}}}{\sqrt{2} B_{\delta_1}} \right) k_{ad}^2 2 \lambda_{\text{ex. est}} + \underline{x}_{\text{dif}} \quad (11-11b)$$

donde

$$\underline{x}_{\text{dif}} = \left(\frac{4}{\pi} k_{ad} k_f - 1 \right) \underline{x}_{ad}.$$

La permeancia de dispersión por 1 cm de longitud de la máquina se determina del modo siguiente [véase la fórmula (5-28)]:

$$\lambda_{\text{ex. est}} = 2 \left(\frac{h_{m1}}{3c_{m1}} + \frac{h_{m2}}{c_{m2}} + \frac{h_p}{c_p} + \frac{(l_q - l) + 0,5h_m + 0,125b_m}{2l_p} \right).$$

Para un sistema secundario cortocircuitado del tipo de jaula de ardilla, en el rotor de la máquina sincrónica

$$\begin{aligned} \underline{x}_{ds} &= 8\mu_0 \left(\frac{F_a l}{\Phi_1} \right) \frac{\lambda_d}{n_{\text{barr}}} = 8\mu_0 \left(\frac{Ak_{\text{devl}}}{B_{\delta_1} \sqrt{2}} \right) \frac{\lambda_d}{n_{\text{barr}}} = \\ &= 4\sqrt{2}\mu_0 \left(\frac{A}{B_{\delta_1}} \right) k_{\text{devl}} \frac{\lambda_d}{n_{\text{barr}}}, \end{aligned} \quad (11-12)$$

donde λ_d es la permeancia de dispersión que se determina lo mismo que para un motor asincrónico con jaula de ardilla, y n_{barr} es el número de barras amortiguadoras por paso polar.

11-2. Característica en vacío

La característica en vacío que da la relación $E_0 = f(i_{ex})$ se traza en las partes ascendente y descendente. El área limitada por estas curvas se determina por la magnitud de la histéresis del circuito magnético del rotor. Cuando se utiliza la característica en vacío para el trazado de los diagramas de tensión y otras características se recomienda tomar la parte descendente con el cero situado en el punto de intersección de la curva con el eje de abscisas (fig. 11-1, curva llena).

La característica en vacío, así como otras características del alternador sincrónico pueden ser trazadas en unidades relativas, con lo cual se consigue mejor calificación de las propiedades de la máquina.

No obstante, para trazar la característica en vacío generalmente por unidad de corriente se toma no la corriente de excitación $i_{ex,n}$ como fue determinado en el párrafo anterior, sino la corriente de excitación $i_{ex,0}$, que por su característica en vacío corresponde a la tensión nominal (fig. 11-1). La magnitud de la corriente de excitación con respecto a la corriente $i_{ex,0}$ la designaremos por $\underline{i}_{ex,0}$:

$$\underline{i}_{ex,0} = i_{ex}/i_{ex,0}$$

La elección de esta unidad de corriente de excitación para las características en vacío tiene la ventaja de que así las características en vacío de diferentes alternadores trazadas en semejantes unidades relativas se cruzan en un punto común:

$$E_0 = E_0/U_n = 1; \underline{i}_{ex,0} = 1.$$

En este caso es fácil comparar el grado de saturación de cada máquina.

Para calcular los sistemas eléctricos con un gran número de alternadores sincrónicos se parte de la característica normal en vacío obtenida como la característica media a base de una gran cantidad de máquinas experimentadas. Esta característica normal en vacío se expresa de la forma siguiente:

$$\begin{array}{cccccccc} \underline{i}_{ex,0} & \dots & 0,5 & 1,0 & 1,5 & 2,0 & 2,5 & 3,0 & 3,5 \\ U = E_0 & \dots & 0,58 & 1,0 & 1,21 & 1,33 & 1,40 & 1,46 & 1,51 \end{array}$$

y está representada también en la fig. 11-2 con la línea de trazo 3.

Cuando se traza la característica en vacío de una máquina sincrónica determinada esta característica se compara con la carac-

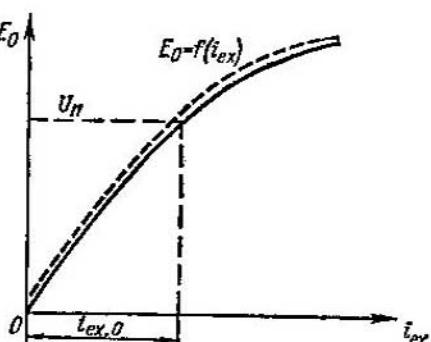


Fig. 11-1. Característica en vacío de un alternador sincrónico

terística normal. Por ejemplo, en la fig. 11-2 se dan las características en vacío para un turboalternador de 50 000 kW y un alternador hidráulico de 57 200 kW comparadas con la característica normal.

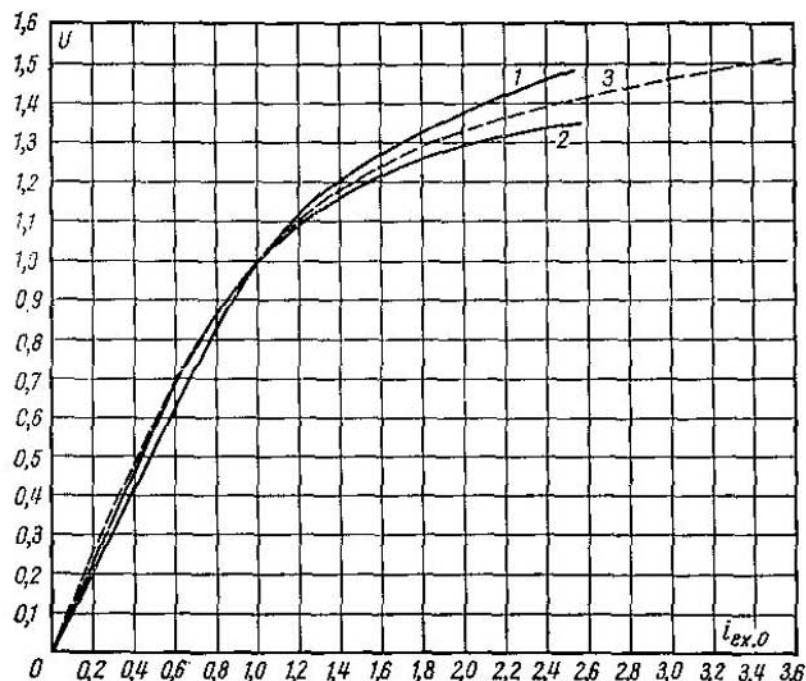


Fig. 11-2. Características en vacío (c.v.) en unidades relativas
1 — c.v. de un turboalternador de 50 000 kW, $2p=4$; 2 — c.v. de un alternador hidráulico de 57 200 kW, $2p=96$; 3 — c.v. normal

En esta figura se ve que las características de los alternadores reales, como suele ocurrir para la inmensa mayoría de máquinas de construcción normal, coinciden con la característica normal con bastante aproximación.

11-3. Características en cortocircuito

La característica en cortocircuito trifásico (fig. 11-3) nos proporciona la dependencia:

$$I_{c.c.} = f(i_{ex}) \text{ para } f = \text{const} \text{ y } U = 0.$$

La característica en cortocircuito junto con la característica en vacío permite determinar el triángulo reactivo (véase la fig. 9-17). Como el flujo resultante de la máquina Φ_0 , en caso de cortocircuito

cuito, sólo crea una f.e.m. pequeña E_8 que cubre la caída de tensión $r_a i + jx_{ad}i$ (véase la fig. 9-7), el sistema magnético de la máquina resulta no saturado y, por lo tanto, la característica en cortocircuito tiene carácter rectilíneo y sólo tiene curvatura cuando las magnitudes de la corriente exceden considerablemente de la corriente nominal I_n .

Las dependencias obtenidas durante los cortocircuitos trifásico y monofásico

$$I_{c.c.2} = f(i_{ex}); \quad I_{c.c.1} = f(i_{ex})$$

tienen también carácter rectilíneo, pero a causa de la reducción de la magnitud de la reacción del inducido la característica $I_{c.c.2} =$

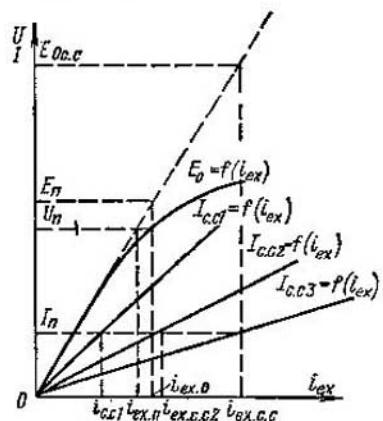


Fig. 11-3. Característica en cortocircuito de un alternador sincrónico

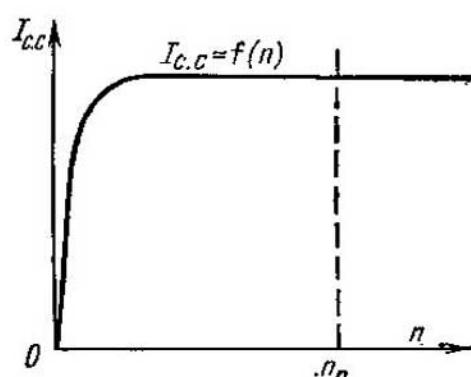


Fig. 11-4. Corriente de cortocircuito de un alternador sincrónico en función de la velocidad de rotación

$=f(i_{ex})$, pasa por encima de la característica $I_{c.c.2} = f(i_{ex})$, y la característica $I_{c.c.1} = f(i_{ex})$ pasa por encima de la característica $I_{c.c.2} = f(i_{ex})$ (fig. 11-3).

Al trazar las características en cortocircuito siendo la velocidad de rotación variable, la corriente de cortocircuito no dependerá prácticamente de la velocidad de rotación, ya que las inductancias y la f.e.m. inducida por el devanado de excitación varían proporcionalmente a la frecuencia y, por consiguiente, proporcionalmente a la velocidad de rotación, y por eso:

$$I_{c.c.} = \frac{E_0}{\sqrt{r_a^2 + x_d^2}} \approx \frac{E_0}{x_d} = \text{const.}$$

Sólo cuando las frecuencias son muy pequeñas, y cuando se hace notable el efecto de la resistencia óhmica r_a sobre la magnitud x_d , la característica $I_{c.c.} = f(n)$ da para $i_{ex} = \text{const}$ una curvatura que desciende cuando $n = 0$ hasta el valor de $I_{c.c.} = 0$ (fig. 11-4).

11-4 Relación de cortocircuito [r.c.c.]

Para la calificación de las propiedades de una máquina sincrónica tiene mucha importancia la relación entre la corriente de excitación $i_{ex} = i_{ex,0}$, que corresponde a la tensión nominal $E_0 = U_n$ por la característica en vacío, y la corriente de excitación $i_{ex,c.c.}$, que corresponde a la corriente nominal $I_{c.c.} = I_n$ por la característica en cortocircuito trifásico (fig. 11-3). Esta relación $i_{ex,0}/i_{ex,c.c.}$ lleva el nombre de relación de cortocircuito (abreviadamente r.c.c.) y caracteriza fundamentalmente la influencia de la reacción del inducido sobre el devanado de excitación de la máquina sincrónica.

Designemos la f.e.m., obtenida con la corriente de excitación $i_{ex} = i_{ex,0}$ por la prolongación de la parte rectilínea de la característica en vacío, con E_{rec} . Entonces (fig. 11-3)

$$r.c.c. = \frac{i_{ex,0}}{i_{ex,c.c.}} = \frac{E_{rec}}{E_{oc,c.}}$$

Pero $E_{oc,c.} = I_n x_d = I_n (x_{sa} + x_{ad})$, por eso:

$$\frac{E_{oc,c.}}{U_n} = \frac{x_d I_n}{U_n} = \frac{x_d}{z_n} = \underline{x_d}.$$

De aquí

$$r.c.c. = \frac{i_{ex,0}}{i_{ex,c.c.}} = \frac{E_{rec}}{E_{oc,c.}} \frac{U_n}{U_n} = \frac{E_{rec}}{U_n} \frac{1}{\underline{x_d}} = \frac{i_{ex,0}}{i_{ex,n}} \frac{1}{\underline{x_d}}. \quad (11-13)$$

Cuando el sistema magnético de la máquina sincrónica no está saturado,

$$i_{ex,n}/i_{ex,0} = 1,$$

y en este caso

$$r.c.c. = \frac{1}{\underline{x_d}}.$$

Así pues, para una máquina no saturada la r.c.c. es igual a la cantidad recíproca del valor relativo de la resistencia sincrónica por el eje longitudinal x_d . Cuando el circuito magnético está saturado, para determinar la r.c.c. hay que multiplicar esta magnitud por la relación de las magnitudes de la corriente magnetizante $i_{ex,0}/i_{ex,n}$, obtenidas de la característica en vacío para una tensión nominal por su parte saturada y rectilínea.

Para las máquinas sincrónicas de polos interiores del tipo de turboalternadores, la r.c.c. = 0,4—0,7. Para las máquinas sincrónicas de polos salientes del tipo de alternadores hidráulicos la r.c.c. = 1,0—1,4.

Las máquinas sincrónicas con pequeña r.c.c. dan, cuando oscila la carga, mayor variación de la tensión, son menos estables durante el funcionamiento en paralelo y tienen menor magnitud de corriente de carga cuando trabajan para la capacidad de la línea de transmisión abierta, pero en cambio son relativamente más baratas.

En las máquinas con r.c.c. pequeña la utilización de los materiales activos es mayor que en las de r.c.c. grande. El aumento de las dimensiones del entrehierro conduce al aumento de la r.c.c. y a la reducción de la resistencia sincrónica, lo cual mejora el funcionamiento en paralelo del alternador con otras centrales (especialmente cuando la línea de transmisión es larga) y hace más estable el funcionamiento del alternador cuando oscila la carga. Pero el aumento del entrehierro del alternador conduce al mismo tiempo al aumento de su masa y a la reducción de su empleo. Esto se explica por el hecho de que la variación del entrehierro cambia la resistencia magnética de la máquina, lo cual conduce a una variación casi proporcional de la corriente de excitación. Mientras tanto la corriente de excitación de cortocircuito varía poco, ya que la f.m. de excitación que supera la resistencia magnética del entrehierro compone una parte relativamente pequeña de la f.m. total del devanado de excitación en régimen de cortocircuito, que compensa con su parte considerable la f.m. de reacción del inducido.

Ejemplo. Determinar la relación de cortocircuito (r.c.c.) para un alternador hidráulico de polos salientes de $S = 71\,500 \text{ kVA}$, cuyos datos se dan más arriba en el ejemplo del cap. IX. La característica en vacío $E_0 = f(i_{ex})$ y la característica en cortocircuito nos permiten hallar la r.c.c. para este alternador hidráulico según el § 11-4. Prolongando la parte rectilínea de la característica en vacío (c.v.) (fig. 11-2), hallamos la corriente de excitación en unidades relativas $i_{ex,0} = 0,83$, correspondiente a la tensión nominal cuando la máquina no está saturada. Por la característica en cortocircuito en unidades relativas

$$i_{ex \text{ e. c.}} = 0,61.$$

Por consiguiente

$$\text{r.c.c.} = \frac{0,83}{0,61} = 1,36.$$

Aproximadamente

$$\text{r.c.c.} \approx \frac{1}{x_d} = \frac{1}{0,695} = 1,44.$$

11-5. Características en carga

Las características en carga dan la dependencia:

$$U = f(i_{ex}) \text{ para } I = \text{const}, f = \text{const} \text{ y } \cos \varphi = \text{const.}$$

El mayor valor práctico lo tiene la característica en carga cuando $\cos \varphi \approx 0$ y $\varphi \approx \pi/2 > 0$ (fig. 11-5), ya que ésta permite determinar la inductancia x_p para trazar el diagrama de Pothier.

Las características en carga para $\cos \varphi = 0,8$ ($\varphi > 0$) y $\cos \varphi = -1$ pasan por encima de las características para $\cos \varphi = 0$ y no son paralelas con respecto a la característica en vacío $E_0 = f(i_{ex})$. Las características para $\cos \varphi = 0,8$ y $\cos \varphi = 0$, pero estando la corriente adelantada ($\varphi < 0$), pasan por encima de la característica en vacío. En este caso la característica para $\cos \varphi = 0$ se puede

también obtener desplazando el triángulo reactivo por la característica en vacío pero con el triángulo dado vuelta, ya que en este caso la caída de tensión en la inductancia $+j/x_p$ provoca el aumento de la tensión, y la reacción del inducido produce acción magnetizante (fig. 11-5).

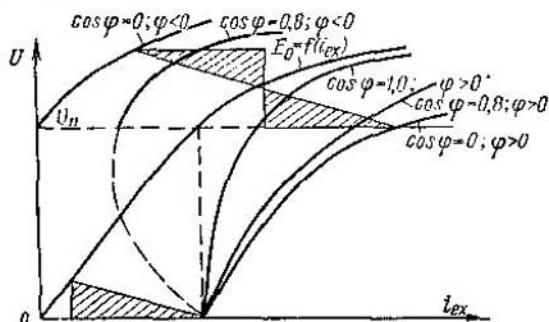


Fig. 11-5. Características en carga de un alternador sincrónico

11-6. Características exteriores

Las características exteriores dan la dependencia:

$$U = f(I) \text{ cuando } i_{ex} = \text{const}, f = \text{const} \text{ y } \cos \varphi = \text{const.}$$

Cuando la carga es inductiva $0 < \varphi < \pi/2$ la reacción del inducido y la caída de tensión $r_a I + jx_{sa} I$ provocan la reducción de la tensión, por lo cual la característica exterior tiene un carácter

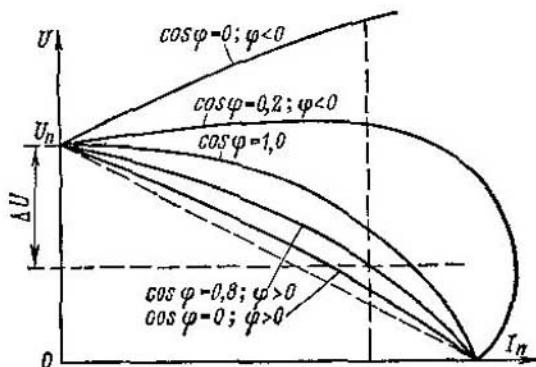


Fig. 11-6. Características exteriores de un alternador sincrónico

de caída brusca (fig. 11-6), creciendo la caída de tensión con la reducción del $\cos \varphi$. Cuando el $\cos \varphi$ está adelantado, a lo cual corresponde $0 > \varphi > \pi/2$, los factores indicados actúan hacia

el aumento de la tensión, por eso con la reducción del $\cos\varphi$ aumenta el crecimiento de la tensión. Cuando $U=0$ (cortocircuito) todas las características se cruzan en un mismo punto que corresponde al valor de la corriente de cortocircuito trifásico.

En las máquinas sincrónicas de polos interiores del tipo de turboalternadores la magnitud relativa de la reacción del inducido es generalmente mayor que en las de polos salientes (por ejemplo, alternadores hidráulicos), por eso la caída relativa de tensión en el caso de carga inductiva y el aumento de la tensión cuando la carga es capacitiva resultan ser mayores en el primer caso.

11-7. Características de regulación

Las características de regulación dan la siguiente relación:

$$i_{ex} = f(I) \text{ siendo } U = \text{const}, f = \text{const} \text{ y } \cos\varphi = \text{const.}$$

Para mantener la tensión $U = \text{const}$ cuando crece la carga inductiva se necesita el aumento de la corriente de excitación, y cuando la carga es capacitativa, la reducción de la corriente de excitación, como se deduce del análisis de las características exteriores. La reducción del $\cos\varphi$ exige respectivamente una mayor variación de la corriente de excitación, por eso las características de regulación para diferentes valores de $\cos\varphi = \text{const}$ tienen el carácter representado en la fig. 11-7.

11-8. Pérdidas y rendimiento de un alternador sincrónico

Todas las pérdidas que surgen en una máquina sincrónica se pueden dividir en dos grupos: a) pérdidas principales

y b) pérdidas adicionales. Las pérdidas principales son las pérdidas que surgen como resultado de los procesos electromagnéticos y mecánicos que ocurren en la máquina durante su funcionamiento. A estas pérdidas pertenecen: las pérdidas principales en el cobre del devanado del estator y en el cobre del devanado de excitación, pérdidas en el acero activo del estator, pérdidas por rozamiento en los cojinetes y escobillas de los anillos de contacto y las pérdidas por ventilación.

A las pérdidas adicionales pertenecen las pérdidas que surgen como resultado de los procesos secundarios de carácter electromag-

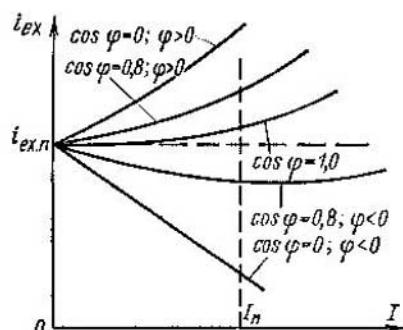


Fig. 11-7. Características de regulación de un alternador sincrónico

nético. Algunas de ellas surgen durante el funcionamiento de la máquina en vacío, otras aparecen bajo carga. Así, tenemos: a) las pérdidas adicionales en vacío y b) las pérdidas adicionales en cortocircuito. Estas pérdidas son provocadas por: a) los flujos de dispersión del estator, b) los armónicos superiores de f.m. del estator y del rotor y c) los dientes del estator y del rotor.

Las pérdidas adicionales surgen principalmente por los flujos de dispersión del estator. Estos flujos crean las pérdidas adicionales en: a) las partes frontal y de ranura del devanado del estator y b) todas las partes metálicas donde penetra el flujo de dispersión: en las pantallas, placas de presión, bandajes, etc.

Los armónicos superiores de f.m. crean pérdidas adicionales en la superficie del estator y del rotor, desplazándose con respecto a éstos a diferentes velocidades. Estas pérdidas, a causa del efecto de blindaje de las corrientes parásitas, no penetran muy profundamente en las partes metálicas y por eso se llaman superficiales.

Los armónicos dentales del campo magnético provocan en parte, a causa de las oscilaciones transversales del flujo, pérdidas superficiales en la superficie del estator y del rotor y, en parte, pérdidas por pulsación debidas a las oscilaciones longitudinales del flujo en el diente. Las pérdidas por pulsación son generalmente pequeñas en comparación con las superficiales.

Los medios para reducir las pérdidas adicionales son: a) la división, por la altura de la ranura, de los hilos conductores del devanado del estator en varios hilos conductores elementales y su transposición en la parte activa y a veces en la parte frontal del devanado; b) el montaje del devanado con la correspondiente reducción del paso y con las partes frontales dispuestas en cono; c) la fabricación de placas de presión, bandajes, etc. de acero amagnético; d) la estriadura del rotor en los turboalternadores.

El rendimiento de un alternador sincrónico se calcula por la fórmula:

$$\eta = 1 - \frac{\sum p}{P + \sum p},$$

donde P es la potencia útil y $\sum p$ es la suma de todas las pérdidas.

Según los datos de la fábrica "Elektrosila" el rendimiento de los turboalternadores con refrigeración por aire, que funcionan a plena carga y con un $\cos \varphi = 0,8$, es de 92—95% para los turboalternadores de 0,5—3 MW de potencia, y de 95—98% para los turboalternadores de 3,5—300 MW de potencia. El rendimiento de los turboalternadores con refrigeración por hidrógeno aumenta, a plena carga, aproximadamente en un 0,8%. El rendimiento de los alternadores hidráulicos es aproximadamente igual que el de los turboalternadores.

Más abajo se dan las distintas pérdidas y los valores del rendimiento de un alternador hidráulico de 20 MVA, 187 r.p.m., $\cos\varphi=0,8$ (tabla 11-1) y de un turboalternador de 25 MW, 3000 r.p.m. (tabla 11-2) con carga nominal.

Tabla 11-1

Pérdidas y rendimiento	Pérdidas en kW
Pérdidas mecánicas	125,7
Pérdidas en el acero (incluyendo las adicionales)	141,2
Pérdidas en el cobre:	
a) del estator	102
b) del rotor	101
Pérdidas adicionales en cortocircuito	58,1
Suma de pérdidas	528,0
Rendimiento en % a plena carga y $\cos\varphi=0,8$	96,8

Tabla 11-2

Pérdidas y rendimiento	Pérdidas en los turboalternadores de la serie vieja en kW	Pérdidas en los turboalternadores de la serie nueva en kW
Pérdidas por rozamiento del rotor contra el aire	150	102
Pérdidas por ventilación	200	100
Id. en los cojinetes	90	70
Id. en el acero	123	85
Id. en el cobre del estator	47	60
Id. en el cobre del rotor	72	90
Pérdidas adicionales en cortocircuito	74	74
Pérdidas adicionales en vacío	36	34
Suma de pérdidas	792	615
Rendimiento en % a plena carga	96,9	97,6

CAPÍTULO XII

FUNCIONAMIENTO PARALELO DE LAS MÁQUINAS SINCRÓNICAS

12-1. *Observaciones generales*

En las centrales modernas se instalan varios alternadores conectados en paralelo. Esto se explica por el hecho de que, por una parte, el diagrama de carga de la central oscila bruscamente tanto durante el día como para diferentes estaciones del año, por eso un alternador funcionaría con la máxima potencia de la instalación y con carga pequeña durante un tiempo prolongado y, por consiguiente, con un rendimiento reducido del alternador y de su motor primario. Por otra parte, las centrales modernas tienen a menudo una potencia tan grande que la construcción de un solo alternador con tan grande potencia sería difícil no sólo desde el punto de vista de su explotación sino también de su fabricación.

Con el fin de elevar la fiabilidad del suministro de energía eléctrica a los grandes centros industriales estos últimos son alimentados por varias centrales que funcionan para una red común. Esto tiene una serie de ventajas: a) se reduce la reserva que se instala en la central para los casos de avería o de reparaciones; b) surge la posibilidad de distribuir más racionalmente la carga entre las centrales a fin de elevar los índices económicos de todo el sistema energético; c) se consigue la utilización máxima de la energía hidráulica cuando funcionan en paralelo las centrales hidráulicas y de vapor, etc. Así aumenta aún más la cantidad de alternadores que funcionan en paralelo. No obstante, el funcionamiento fiable de los alternadores en paralelo exige el cumplimiento de una serie de requisitos.

Para el funcionamiento en paralelo de los alternadores sincrónicos a una red común todos ellos deben tener rigurosamente una misma frecuencia, es decir, tienen que girar sincrónicamente. Debido a que los motores mecánicos que ponen en rotación a los alternadores sincrónicos no poseen la capacidad de mantener exactamente una misma velocidad de rotación, entonces el funcionamiento sincrónico de varios alternadores sería imposible si en estas condiciones no se mantuvieran automáticamente por medio del así llamado momento de rotación sincronizador que surge durante el funcionamiento en paralelo. Durante el funcionamiento

en paralelo de los alternadores sincrónicos pueden surgir oscilaciones o balanceos correspondientes al desplazamiento angular del rotor en ciertos límites del paso polar. Uno de los problemas esenciales para el funcionamiento en paralelo es la operación de acoplamiento de un nuevo alternador a las barras de la central que alimentan la red, a las cuales ya estaban anteriormente conectados otros alternadores.

12-2. Conexión en paralelo de los alternadores sincrónicos

Para conectar en paralelo un alternador hay que observar ante todo las mismas condiciones que se exigen para conectar un nuevo generador de corriente continua a un sistema en funcionamiento, es decir, que en el instante de la conexión:

1) la fuerza electromotriz del alternador a conectar sea igual a la tensión de la red y que

2) la polaridad del alternador a conectar corresponda a la polaridad de la red.

Puesto que en el caso de corriente alterna la polaridad varía con la frecuencia de la red, entonces es preciso elegir la polaridad correspondiente para el instante de conexión del alternador.

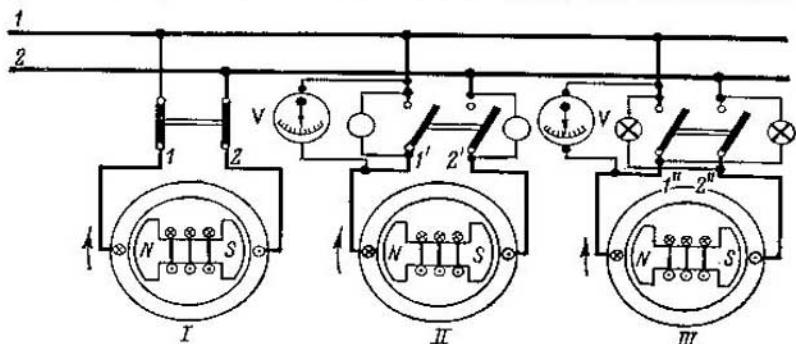


Fig. 12-1. Conexión en paralelo de alternadores sincrónicos monofásicos

Cuando la corriente es alterna hay que observar además la siguiente tercera exigencia:

3) las frecuencias de los sistemas que se conectan deben ser prácticamente iguales.

Para cumplir estas condiciones se utilizan sincronizadores especiales entre los cuales los más sencillos son las lámparas de fase. Para los alternadores monofásicos las lámparas pueden ser conectadas por dos métodos (fig. 12-1): al apagado (alternador II) y al encendido (alternador III). En la fig. 12-1 se representa el instante en que los rotores de los tres alternadores se hallan en idénticas condiciones con respecto al devanado del estator, por eso este momento es el correspondiente para conectar ambos alternadores (II y III) a las barras de la red a las cuales ya está conectado

el alternador sin carga I , ya que en este caso el valor instantáneo de la polaridad de las máquinas a conectar es el mismo. Para el alternador II situado en el circuito compuesto por el devanado del alternador I , por las lámparas de fase y por los devanados del alternador II ; la tensión del alternador I y la f.e.m. del alternador II actuarán en dirección contraria; la tensión en las lámparas de fase será igual a cero, y por eso se apagarán, mientras que para el alternador III , al contrario, las lámparas, a causa de su conexión en cruz, se hallarán bajo una tensión igual a la suma de la tensión del alternador I y de la f.e.m. del alternador III , y, por consiguiente, lucirán lo más vivamente.

El instante oportuno para la conexión en paralelo representado en la fig. 12-1 se elige de la manera siguiente. A los alternadores

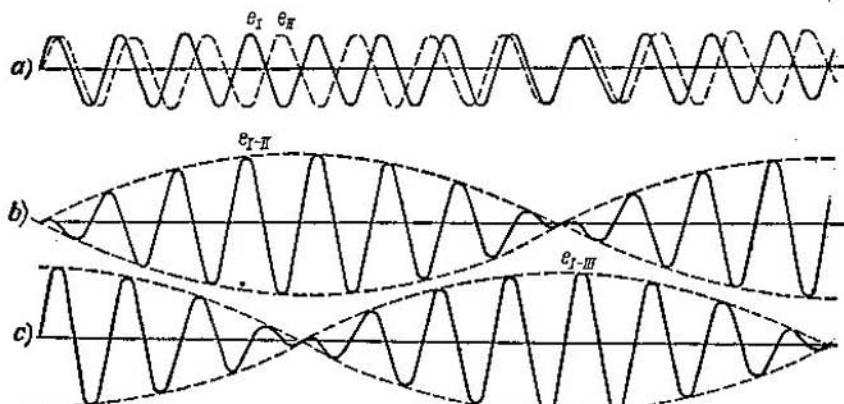


Fig. 12-2. Variación de la tensión en las lámparas durante la sincronización

a conectar se les da la frecuencia $f_2 = f_1 \pm \Delta f_1$. En este caso la tensión de la red se expresará por la curva sinusoidal e_I que tiene una frecuencia f_1 , la tensión del alternador a conectar se expresa por la curva sinusoidal e_{II} con una frecuencia f_2 (fig. 12-2, a), y la tensión de las lámparas de fase del alternador II , por la curva e_{I-II} que tiene el carácter de la curva de pulsación (fig. 12-2, b). En el instante en que las lámparas del alternador II lucen vivamente resultará el mayor desfase entre las f.e.m. e_I y e_{II} , y en el instante del apagado de las lámparas tendrá lugar la coincidencia de las fases de estas f.e.m. Para conectar las lámparas al encendido (para el alternador III) a la magnitud de la tensión máxima de batimiento e_{I-III} le corresponderá la coincidencia de fases de las f.e.m. e_I y e_{III} , lo cual indica también que ha llegado el instante favorable para la conexión del alternador III a las barras de la red (fig. 12-2, c).

Las lámparas de fase no indican exactamente la llegada del momento necesario para la conexión, puesto que las lámparas sólo

comienzan a lucir cuando la tensión alcanza la tercera parte de la tensión normal, por eso, para conectar las lámparas al apagado hay que conectar la máquina cuando comienza el periodo oscuro, aproximadamente en su mitad. Para conectar las lámparas al encendido tampoco se determina el periodo de conexión con bastante exactitud ya que en el trozo de la curva próximo al favorable

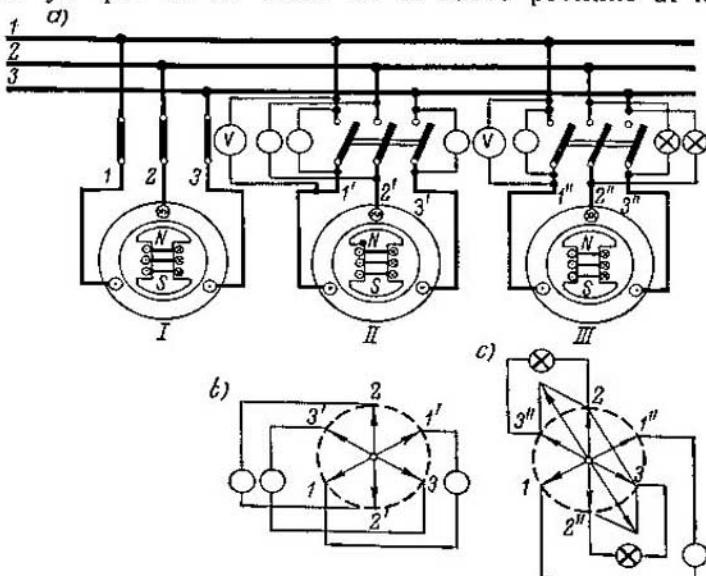


Fig. 12-3. Conexión en paralelo de alternadores sincrónicos trifásicos

para la conexión la variación de la f.e.m. de batimiento e_{I-III} tiene lugar por una curva muy suave. Proporciona mejores resultados la conexión en paralelo a los puntos de conexión, además de las lámparas de fase, de un voltímetro nulo con el punto cero en medio de la escala (fig. 12-1), ya que el paso de la aguja a través del cero determina con mayor exactitud, en comparación con las lámparas de fase, el momento favorable para la conexión.

La sincronización de las máquinas trifásicas se realiza en principio por el mismo método que para las máquinas monofásicas, con la sola diferencia de que aquí hay que disponer de tres lámparas de fase.

A las tres condiciones formuladas más arriba para la sincronización correcta, para una máquina trifásica hay que añadir otra condición más que consiste en lo siguiente:

4) *el orden de secuencia de las fases en los puntos que se conectan debe ser igual.*

En la fig. 12-3, a está representado el instante favorable para conectar los alternadores trifásicos II y III a las barras de la red a las cuales ya está conectado el alternador trifásico I. Las

lámparas de fase del alternador *II* están conectadas al apagado y, además, a los puntos que se conectan *1-1'* de la primera fase está conectado un voltímetro nulo. En la fig. 12-3, *b* están representados los diagramas de tensión de los alternadores *I* y *II* con respecto al circuito que comprende los devanados de estos alternadores y las lámparas de fase. La suma de los vectores, a cuyos extremos están conectadas convencionalmente las lámparas, da la tensión en los bornes de la respectiva lámpara. Por la fig. 12-3 *b*, se ve que la tensión resultante en cada lámpara será igual a cero y, por lo tanto, se deberán apagar, lo cual indica el momento propicio para la conexión del alternador *II*.

La lámpara de la primera fase del alternador *III* está conectada entre los puntos *1-1''* al apagado, y las lámparas de las fases segunda y tercera están conectadas en cruz entre los puntos *2-3''* y *3-2''*; por eso, como se ve en el diagrama de la fig. 12-3, *c*, para el alternador *III*, a estas lámparas se les aplicará la tensión de línea y lucirán vivamente, lo cual indica el momento favorable para la conexión del alternador *III*. Cuando las lámparas se conectan al apagado todas ellas se encenderán y se apagaran simultáneamente, y en este caso no existe de principio ninguna diferencia con respecto a la conexión del alternador monofásico *II* (fig. 12-1).

En el esquema de sincronización del alternador *III* (fig. 12-3.*a*) una lámpara está conectada a la primera fase y las otras dos en cruz. Esta conexión, con cierta diferencia de las frecuencias, como se deduce de la fig. 12-3, *b*, nos proporciona el encendido y apagado de las lámparas por turno, lo cual, al disponerlas en círculo, da la impresión de que gira un fuego. La frecuencia del encendido de las lámparas y, por consiguiente, la velocidad aparente del giro del fuego corresponderán a la diferencia entre las frecuencias de la red y del alternador a conectar. Si el alternador a conectar gira a una velocidad menor que la sincrónica, la luz girará en un sentido, y si la velocidad es mayor que la sincrónica el sentido del giro de la luz será contrario. Por consiguiente, según cuál sea el sentido de rotación de la luz circular se puede determinar la necesidad de aumentar o de disminuir la velocidad de rotación del alternador que se conecta para aproximarla al sincronismo, cosa que no puede indicar la conexión de las lámparas al apagado.

El instante correcto de la conexión se determina con mayor exactitud por medio de la lámpara de la primera fase conectada al apagado y con un voltímetro nulo conectado en paralelo a dicha lámpara.

Si con el esquema al apagado (fig. 12-3, *a*, *II*) la luz gira, entonces, es evidente que se ha obtenido realmente el esquema de la fig. 12-3, *a*, *III* como resultado de la conexión de las fases no correspondientes de la red y de la máquina a un mismo interruptor. En este caso hay que cambiar de sitio dos conductores cualesquiera que van desde la red o desde el alternador al interruptor, o bien, variar el sentido de rotación de la máquina. Antes de comenzar

La sincronización hay que asegurarse de que el orden de secuencia de las fases de la red y de la máquina es igual.

Las lámparas de sincronización de los alternadores sincrónicos que tienen una tensión superior a la admitida para las lámparas, se conectan a través de transformadores de tensión. Para los alternadores trifásicos hay que asegurarse de que los transformadores pertenecen a un mismo grupo, ya que si por casualidad el transformador de un alternador correspondiera al grupo $Y/Y-12$ y el de otro al grupo $Y/Y-6$, entonces, el apagado de las lámparas conectadas a los puntos a acoplar corresponderá no a la coincidencia de las tensiones, sino a su desfase en 180° . En este caso al conectar las lámparas al apagado tendrá lugar un salto de corriente correspondiente al cortocircuito instantáneo. Si de esta misma manera conectásemos el alternador a las barras, a las cuales ya están conectados otros varios alternadores, entonces durante la conexión podría ocurrir una avería muy seria debida a las causas siguientes.

Supongamos que a las barras fueron conectados cuatro alternadores iguales y que a éstos se conecta repentinamente un quinto alternador igual que los anteriores, pero con las lámparas conectadas erróneamente. En este caso la inductancia equivalente de los cuatro alternadores que funcionan en paralelo será igual a $0,25x$, y la del que se conecta x , donde x es la inductancia del alternador¹. La corriente de un alternador en caso de cortocircuito instantáneo es igual a:

$$I_{c.c} = E_0/x,$$

y cuando las lámparas están conectadas equivocadamente:

$$I'_{c.c} = \frac{E_0 + E_0}{x + 0,25} = 1,6 \frac{E_0}{x} = 1,6 I_{c.c}.$$

Ahora los esfuerzos en las partes frontales calculados para la corriente $I_{c.c}$ crecerán en $1,6^2 \approx 2,5$ veces, lo cual puede conducir al deterioro de la máquina. Pero si a las barras sólo estuviera conectado un alternador, entonces

$$I''_{c.c} = \frac{2E_0}{2x} = \frac{E_0}{x} = I_{c.c},$$

es decir, en este caso tendría lugar una elevación brusca de la corriente, equivalente a la corriente de cortocircuito instantáneo del propio alternador, y como los esfuerzos en las partes frontales deben estar calculados para estas condiciones, entonces no tendría lugar el deterioro de los devanados.

En las centrales eléctricas modernas se utilizan aparatos de sincronización más perfectos. Cuando la sincronización no es automática el giro de la luz de las lámparas se sustituye por el giro

¹ Cuando el rotor no tiene devanado amortiguador la inductancia x es la inductancia transitoria x_d , y cuando tiene devanado amortiguador, es la resistencia supertransitoria x'_d .

de la aguja de un sincronoscopio especial que funciona a base de la diferencia de las frecuencias de la red y del alternador que se conecta. La aguja giratoria permite establecer con mayor exactitud el momento de sincronismo. Conjuntamente con el voltímetro nulo y con el frecuencímetro doble, que indica en dos escalas paralelas la frecuencia de la red y la frecuencia del alternador a conectar, el aparato da una seguridad completa sobre la sincronización.

También existen aparatos automáticos de sincronización que ejecutan automáticamente el proceso de sincronización y la conexión del alternador sin la participación del operador.

La utilización de aparatos de sincronización automáticos que realizan la conexión del alternador con una coincidencia bastante exacta de las fases de la tensión de la red y del alternador a conectar conduce a menudo a que el proceso de sincronización se prolonga demasiado, puesto que el régimen de funcionamiento de la red varía, especialmente durante el funcionamiento defectuoso del sistema, cuando precisamente es muy trascendental la conexión rápida de los alternadores de reserva a la red.

Ultimamente en la URSS, a fin de evitar los esquemas complicados de la sincronización automática y de aumentar la rapidez y la seguridad de la sincronización, se utiliza la así llamada auto-sincronización de los alternadores, con la cual el alternador no excitado se pone en rotación a una velocidad aproximadamente igual a la sincrónica, se conecta a la red con una resistencia óhmica adicional en el circuito del devanado de excitación y luego se suministra la corriente de excitación. En este caso, el alternador excitado entra de por sí mismo en sincronismo al igual que un motor sincrónico durante el arranque asincrónico. El devanado de excitación se cierra previamente a través de una resistencia adicional para disminuir el salto de corriente del estator, ya que el flujo de la reacción del inducido, aumentando al conectar el alternador a la red desde cero hasta cierta magnitud, induce corriente en el circuito cerrado de excitación, debido a lo cual el proceso es análogo a la conexión a la red de un transformador con el circuito secundario cerrado. En calidad de resistencia adicional en el circuito de excitación se utiliza la resistencia de extinción del campo, que tiene la función siguiente.

En caso de cortocircuitos entre las espiras y entre las fases, el alternador se desconecta de la red, al mismo tiempo es necesario exterminar rápidamente el campo magnético de excitación para limitar la prolongación del efecto destructivo de la corriente de cortocircuito en el devanado del estator. No obstante, la desconexión de la corriente de excitación con algún aparato rápido es inadmisible puesto que con la desaparición rápida del flujo magnético de excitación se inducirán en el devanado de excitación del alternador unas f.e.m. grandes y peligrosas para el aislamiento. Por esta razón, el devanado de excitación se shunta con una resistencia 5—10 veces mayor que la resistencia del devanado de excitación, después

de lo cual se desconecta el excitador. En este caso la corriente en el devanado de excitación se extinguirá hasta el cero con cierta constante de tiempo, y el campo de excitación se "extingue". La conexión del estator de un alternador con autosincronización a la red cuando el circuito de excitación está abierto es inadmisible, ya que en este caso en el devanado de excitación se induce una f.e.m. muy grande que es capaz de deteriorar el aislamiento.

12-3. Características angulares de una máquina sincrónica

La potencia de una máquina sincrónica se expresa por medio de magnitudes eléctricas medidas en los bornes del estator de la máquina mediante la relación conocida:

$$P = mUI \cos \varphi.$$

Al analizar los problemas relacionados con el trabajo en paralelo de las máquinas con la red, es decir, con otras máquinas sincrónicas, es más cómodo expresar la potencia por medio de las magnitudes que caracterizan la acción de los factores exteriores, con respecto al devanado del estator, sobre el régimen de su funcionamiento. Estas magnitudes son: a) la tensión de la red U ; b) la f.e.m. E_0 inducida por la corriente de excitación en el devanado del estator; c) el ángulo θ entre los vectores \dot{U} y \dot{E}_0 , determinado por la posición angular del rotor con respecto al flujo magnético giratorio resultante del estator. Estas magnitudes determinan completamente el régimen de funcionamiento del devanado del estator, debido a lo cual la potencia P también se deberá determinar únicamente por los parámetros de la máquina E_0 , U y θ :

$$P = f(E_0, U, \theta). \quad (12-1)$$

Cuando $U = \text{const}$, $f = \text{const}$ (red de potencia infinita) y $E_0 = \text{const}$ (excitación constante) la potencia P de la máquina sólo depende del ángulo θ , y, en este caso, $P = f(\theta)$ se llama característica angular de la máquina sincrónica.

En los sistemas energéticos modernos las resistencias óhmicas de los devanados del estator de las máquinas sincrónicas y de las líneas son en general considerablemente menores que sus inductancias y su efecto sobre los regímenes de funcionamiento de los alternadores y de la red es pequeño. Por eso, al principio determinemos la relación (12-1) despreciando las resistencias óhmicas.

El diagrama vectorial de tensiones de un alternador de polos salientes con una resistencia óhmica del estator $r_a = 0$ está representado en la fig. 12-4. Proyectando las tensiones y las f.e.m. sobre las direcciones de los ejes q y d , obtenemos:

$$\dot{E}_0 = \dot{U} \cos \theta + j_d x_d; \quad (12-2)$$

$$0 = \dot{U} \sin \theta - j_q x_q, \quad (12-3)$$

de donde

$$I_d = \frac{\dot{E}_0 - \dot{U} \cos \theta}{x_d}; \quad (12-4)$$

$$I_q = \frac{\dot{U} \sin \theta}{x_q}. \quad (12-5)$$

Admitiendo el plano del diagrama de la fig. 12-4 por plano complejo, se puede escribir:

$$\dot{U} = \dot{U} \cos \theta - j \dot{U} \sin \theta; \quad (12-6)$$

$$\dot{I} = I_q + j I_d. \quad (12-7)$$

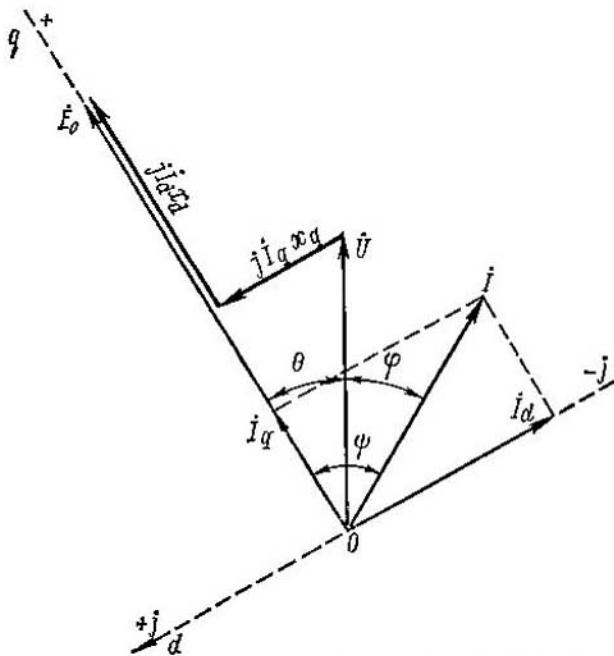


Fig. 12-4. Diagrama de tensiones de un alternador sincrónico de polos salientes

El complejo de potencia del alternador es igual a:

$$\dot{P}\varphi = m \dot{U} \dot{I}, \quad (12-8)$$

donde \dot{U} es el complejo conjugado de la tensión \dot{U} .

Sustituyendo en la igualdad (12-8) los valores de \dot{U} y \dot{I} de las igualdades (12-6) y (12-7), obtenemos:

$$\begin{aligned} \dot{P}\varphi &= m (\dot{U} \cos \theta + j \dot{U} \sin \theta) (I_q - j I_d) = \\ &= m (\dot{U} I_q \cos \theta + \dot{U} I_d \sin \theta) - j m (\dot{U} I_d \cos \theta - \dot{U} I_q \sin \theta). \end{aligned} \quad (12-9)$$

La parte real de P_ϕ determina la potencia activa de la máquina:

$$P = m(U I_q \cos \theta + U I_d \operatorname{sen} \theta). \quad (12-10)$$

Sustituyendo en la igualdad (12-10) los valores de I_d y I_q , obtenemos la relación buscada:

$$P = \frac{mE_0U}{x_d} \operatorname{sen} \theta + \frac{mU^2}{x_q} \operatorname{sen} \theta \cos \theta - \frac{mU^2}{x_d} \operatorname{sen} \theta \cos \theta$$

o definitivamente

$$P = \frac{mE_0U}{x_d} \operatorname{sen} \theta + \frac{mU^2}{2} \left(\frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d} \right) \operatorname{sen} 2\theta. \quad (12-11)$$

El primer término de la expresión (12-11)

$$P_e = \frac{mE_0U}{x_d} \operatorname{sen} \theta \quad (12-12)$$

determina la componente fundamental de la potencia del alternador, que depende tanto de la tensión de la red U como de la corriente de excitación o de la f.e.m. E_0 , y el segundo término

$$P_u = \frac{mU^2}{2} \left(\frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d} \right) \operatorname{sen} 2\theta \quad (12-13)$$

determina la componente suplementaria de la potencia reactiva, que no depende de la corriente de excitación de la máquina.

Cuando no hay excitación ($E_0 = 0$) el alternador de polos salientes ($x_d \neq x_q$) puede desarrollar una potencia P_u puesto que en estas condiciones el alternador es capaz de girar sincrónicamente y desarrollar un momento giratorio, ya que el flujo de la reacción del inducido tiende a pasar a través del rotor por el camino de menor resistencia magnética, es decir, por el eje longitudinal. El análisis más detallado de este régimen de funcionamiento se da en el § 12-6. En una máquina de polos interiores $x_d = x_q$, por eso $P_u = 0$ y

$$P = \frac{mE_0U}{x_d} \operatorname{sen} \theta. \quad (12-14)$$

En la fig. 12-5 están representadas ambas componentes P_e , P_u y la potencia resultante P de un alternador de polos salientes en función del ángulo θ cuando $E_0 = \text{const}$ y $U = \text{const}$. En este caso se ha adoptado que los parámetros x_d y x_q son constantes. Con res-

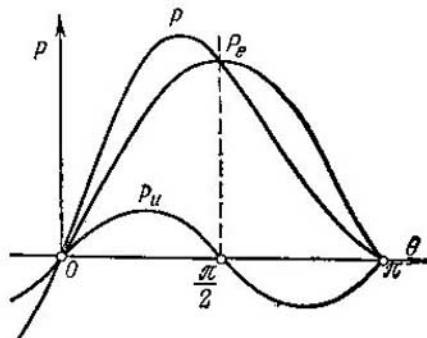


Fig. 12-5. Característica angular de potencia de un alternador sincrónico de polos salientes con $r_a=0$

pecto a x_d esto no es completamente correcto, ya que la saturación del circuito magnético varía también cuando cambia el régimen de funcionamiento de la máquina, pero esta variación no se tomará en cuenta.

La potencia máxima de un alternador de polos interiores se consigue cuando el ángulo $\theta = \pi/2$. Bajo el efecto del término P_a el máximo de potencia de un alternador de polos salientes se desplaza un poco hacia el lado de los valores del ángulo $\theta < \pi/2$ y varía algo también la magnitud de la potencia máxima.

Introduciendo en el análisis los valores negativos del ángulo θ y los valores $\theta > \pi$ la curva de potencia P representa una curva periódica con secciones positivas y negativas de P . Las secciones con P positivas ($0 < \theta < \pi$, $2\pi < \theta < 3\pi$, etc.) corresponden a los regímenes de funcionamiento como generador, mientras que las secciones con P negativas ($-\pi < \theta < 0$, $\pi < \theta < 2\pi$, etc.) corresponden a los regímenes de funcionamiento como motor. En este caso los regímenes con ángulos θ que se distinguen en el ángulo 2π y sus múltiplos son equivalentes. Cuando el rotor gira a una velocidad no sincrónica el ángulo θ varía continuamente (por ejemplo, cuando el rotor gira a una velocidad mayor que la sincrónica el ángulo θ crece continuamente) y la máquina pasa consecutivamente del régimen de alternador al régimen de motor y viceversa.

La potencia transmitida por vía electromagnética desde el rotor del alternador sincrónico al estator a través del campo magnético del entrehierro se denomina potencia electromagnética. Una parte, generalmente pequeña, de esta potencia se gasta en cubrir las pérdidas en el acero del alternador, y la parte restante se convierte en potencia eléctrica del devanado del estator. En adelante, por potencia electromagnética se sobreentenderá sólo la parte que se convierte en potencia eléctrica del devanado del estator, y que designaremos con $P_{e.m.}$. Si adoptamos, lo mismo que habíamos hecho para deducir la fórmula (12-11), que la resistencia óhmica del devanado de estator es igual a cero y que, por consiguiente, en él no hay pérdidas, entonces la potencia electromagnética $P_{e.m.}$ será igual a la potencia P que suministra el alternador a la red:

$$P_{e.m.} = \frac{mE_0U}{x_d} \operatorname{sen} \theta + \frac{mU^2}{2} \left(\frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d} \right) \operatorname{sen} 2\theta. \quad (12-15)$$

Durante la carga del alternador sobre su rotor actúa como freno el momento electromagnético $M_{e.m.}$ cuya magnitud se determina por la potencia electromagnética $P_{e.m.}$ y por la velocidad angular mecánica de rotación del rotor Ω :

$$M_{e.m.} = \frac{P_{e.m.}}{\Omega} = \frac{mE_0U}{\Omega x_d} \operatorname{sen} \theta + \frac{mU^2}{2\Omega} \left(\frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d} \right) \operatorname{sen} 2\theta. \quad (12-16)$$

En régimen de motor el momento $M_{e.m.}$ cambia de signo y actúa sobre el rotor en el sentido de rotación del último, siendo motor.

En una máquina sincrónica de polos salientes el momento $M_{e.m.}$ tiene también dos componentes:

$$M_{e.m.} = M_{e.m.e} + M_{e.m.u}, \quad (12-17)$$

donde el momento fundamental

$$M_{e.m.e} = \frac{mE_0U}{\Omega x_d} \sin \theta \quad (12-18)$$

se determina tanto por la magnitud de la f.e.m. de excitación E_0 , como por la tensión U ; y el momento adicional, paramétrico

$$M_{e.m.u} = \frac{mU^2}{2\Omega} \left(\frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d} \right) \sin 2\theta \quad (12-19)$$

sólo depende de la tensión y también existe en las máquinas sincrónicas no excitadas ($E_0 = 0$).

Y por fin hay que señalar que en las fórmulas expuestas, por U se puede entender no sólo la tensión en los bornes de la máquina, sino también la tensión en cualquier punto de la línea, mediante la cual la máquina está conectada a la red; pero en este caso en lugar de x_d y x_q hay que poner $x_d + x_l$ y $x_q + x_l$, donde x_l es la inductancia de la línea hasta el punto analizado con tensión U .

Para los cálculos prácticos es más cómodo elegir tal punto de la línea o de la red donde la tensión U se puede considerar como constante: $U = \text{const}$, lo cual siempre es posible si la potencia del alternador en cuestión es pequeña en comparación con la potencia de todos los alternadores que alimentan la red dada.

En ciertos casos (por ejemplo, al estudiar los momentos amortiguadores de la máquina sincrónica en el caso de tambaleos, etc.) también representa interés la determinación del efecto de las resistencias óhmicas de los circuitos del estator sobre las características angulares de potencia. Analicemos este problema para una máquina de polos interiores ($x_d = x_q$).

En la fig. 12-6 está representado el diagrama de tensiones de un alternador de polos interiores. Proyectando la f.e.m. y las tensiones sobre los ejes q y d , obtenemos:

$$\begin{aligned} E_0 &= U \cos \theta + I_q r_a + I_d x_d; \\ 0 &= U \sin \theta + I_d r_a - I_q x_d, \end{aligned}$$

de donde hallaremos

$$I_d = \frac{(E_0 - U \cos \theta) x_d - U r_a \sin \theta}{z_d^2}; \quad (12-20)$$

$$I_q = \frac{(E_0 - U \cos \theta) r_a + U x_d \sin \theta}{z_d^2}, \quad (12-21)$$

donde

$$z_d^2 = r_a^2 + x_d^2. \quad (12-22)$$

Sustituyendo I_d y I_q por las igualdades (12-20) y (12-21) en la expresión (12-10), obtenemos:

$$P = \frac{mU}{z_d} \frac{E_0(r_a \cos \theta + x_d \sin \theta) - Ur_a}{z_d}.$$

Designando

$$r_a/z_d = \operatorname{sen} \alpha; \quad x_d/z_d = \cos \alpha, \quad (12-23)$$

para la potencia útil, de salida a la red, definitivamente tenemos:

$$P = \frac{mU}{z_d} [E_0 \operatorname{sen}(\theta + \alpha) - U \operatorname{sen} \alpha]. \quad (12-24)$$

El valor de la potencia electromagnética se determina según la fig. 12-6 por la f.e.m. E_0 y por la corriente I_q :

$$P_{e.m.} = mE_0 I_q$$

o bien, sustituyendo el valor de I_q según la igualdad (12-21) y teniendo

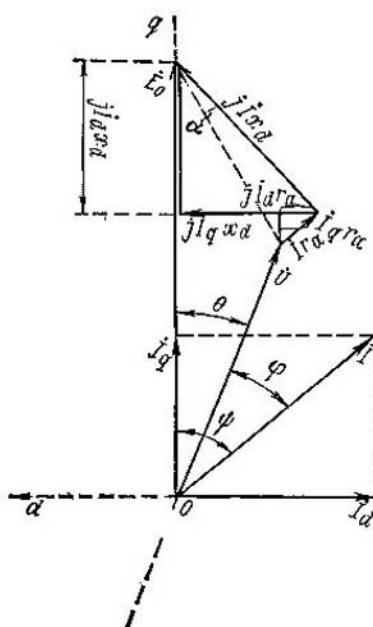


Fig. 12-6. Diagrama de tensiones de un alternador sincrónico de polos interiores

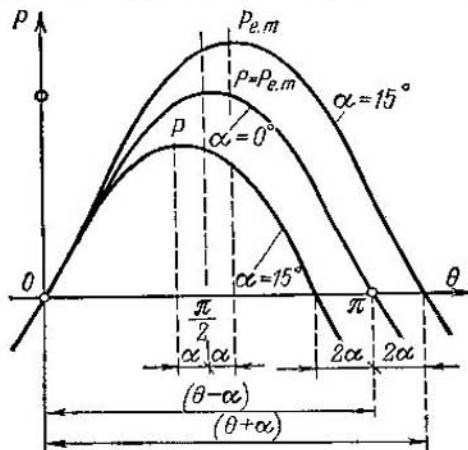


Fig. 12-7. Características angulares de potencia de un alternador sincrónico de polos interiores con $r_a \neq 0$

en cuenta la relación (12-23), obtenemos:

$$P_{e.m.} = \frac{mE_0}{z_d} [E_0 \operatorname{sen} \alpha + U \operatorname{sen}(\theta - \alpha)]. \quad (12-25)$$

En la fig. 12-7 están representadas las características angulares de un alternador de polos interiores con $E_0 = U = \text{const}$ para $\alpha = 15^\circ$ y $\alpha = 0$.

12-4. Capacidad de sobrecarga estática de una máquina sincrónica durante su funcionamiento en paralelo en un sistema eléctrico

A. Capacidad de sobrecarga estática. En las condiciones reales de funcionamiento de un alternador sincrónico para una red cualquiera su carga nunca permanece rigurosamente constante, sino que está sometida a cambios continuos a causa de las conexiones y desconexiones de diferentes receptores, del cambio de su carga y por otras muchas causas. Al cambiar el régimen de funcionamiento de la máquina sincrónica en ella ocurren diferentes procesos transitorios. Por ejemplo, cuando varía la componente longitudinal de la corriente del estator cambia el flujo de la reacción longitudinal del inducido, como resultado de lo cual se induce una corriente adicional en el devanado de excitación y también en el devanado amortiguador si éste existe. Estas corrientes adicionales provocarán el cambio de los flujos magnéticos, de los momentos electromagnéticos y de la potencia eléctrica de la máquina en comparación con sus valores en funcionamiento estable siendo iguales los valores de la tensión U , del ángulo θ y de la tensión de excitación.

Aquí sólo se tendrán en cuenta los cambios del régimen de funcionamiento del alternador que se realizan muy despacio, así que los procesos transitorios indicados pueden despreciarse. Entonces se puede considerar que el cambio de la potencia del alternador ocurre según las dependencias obtenidas en el párrafo anterior. Estos regímenes de funcionamiento son estáticos y a las características angulares que les corresponden las llamaremos estáticas.

Analicemos las condiciones del funcionamiento en paralelo de un alternador con excitación invariable ($E_0 = \text{const}$) con una red de infinita potencia ($U = \text{const}$, $f = \text{const}$). Para mayor simplicidad tendremos en cuenta una máquina de polos interiores ($x_g = x_d$), y las particularidades concernientes a la máquina de polos salientes las analizaremos separadamente.

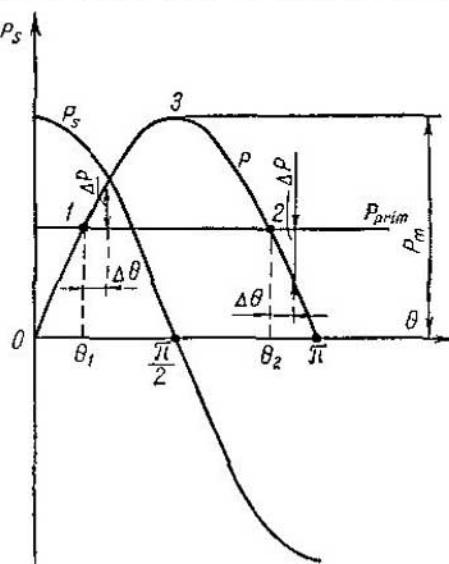


Fig. 12-8. Para la determinación de la capacidad de sobrecarga estática de un alternador sincrónico

En la fig. 12-8 está representada la característica angular de un alternador de polos interiores cuando $E_0 = \text{const}$, $U = \text{const}$ y $f = \text{const}$.

La potencia desarrollada por el motor primario (turbina de vapor o hidráulica) en el árbol, excluyendo las pérdidas mecánicas y las pérdidas en el acero, la designaremos con P_{prim} . Por cuanto despreciamos las pérdidas en el circuito del estator, entonces, en régimen de funcionamiento estable, la potencia eléctrica P del alternador de salida a la red, será también igual a P_{prim} . La potencia del motor primario P_{prim} no depende del ángulo θ y, por lo tanto, se representa en la fig. 12-8 con una recta horizontal. La intersección de la recta P_{prim} y la curva P (fig. 12-8) determina dos regímenes posibles de funcionamiento estable correspondientes a los puntos 1 y 2, sin embargo, sólo el régimen correspondiente al punto 1 es estable.

Efectivamente, si como resultado de las oscilaciones inevitables del régimen de funcionamiento el rotor del alternador adquiere cierta aceleración y el ángulo θ crece en una magnitud pequeña $\Delta\theta$, entonces en el punto 1 a esta variación del ángulo le corresponderá un incremento positivo de la potencia del alternador ΔP , y en este caso la turbina conservará su potencia. El alternador entregará a la red una potencia más grande que la recibida de la turbina, por eso el rotor frenará, el ángulo θ disminuirá y el alternador volverá de nuevo al régimen de funcionamiento que corresponde al punto 1. Por el contrario, en el punto 2 al incremento positivo $\Delta\theta$ le corresponde un incremento negativo de la potencia $-\Delta P$, el ángulo θ crecerá aún más y el alternador se desincronizará.

Así pues, en estas condiciones el criterio de funcionamiento estable será la observación de la condición:

$$\Delta P / \Delta\theta > 0$$

o bien, pasando al límite,

$$\frac{dP}{d\theta} > 0. \quad (12-26)$$

Si se analizan los incrementos negativos del ángulo θ , se ve claramente que conseguiremos los mismos resultados.

En la fig. 12-8 la rama ascendente de la curva ($0 < \theta < \pi/2$) corresponde a los regímenes de funcionamiento estables, y la rama descendente ($\pi/2 < \theta < \pi$), a los regímenes de funcionamiento variables del alternador de polos interiores con $U = \text{const}$ y $E_0 = \text{const}$. En este caso el ángulo $\theta = \pi/2$ y la potencia

$$P_{\text{máx}} = \frac{mE_0U}{x_d}$$

(12-27)

corresponden al límite de capacidad de sobrecarga estática (estabilidad) de la máquina de polos interiores (punto 3 en la fig. 12-8).

Para la máquina de polos salientes la potencia máxima P_{\max} y respectivamente el límite de estabilidad estática se consiguen con el ángulo $\theta < \pi/2$ (véase la fig. 12-5).

La relación

$$k_s = P_{\max}/P_n \quad (12-28)$$

se denomina capacidad de sobrecarga de una máquina sincrónica o factor de capacidad de sobrecarga estática.

Para las máquinas de polos interiores

$$k_s \approx \frac{1}{\sin \theta_n}, \quad (12-29)$$

donde θ_n es el valor del ángulo θ en régimen de funcionamiento nominal, que para los turboalternadores es generalmente igual a $\theta_n = 25 - 30^\circ$, a lo cual corresponde $k_s \approx 2,0$.

Según la igualdad (12-27) la potencia límite del alternador depende de E_0 , U y x_d . La tensión U se determina por el régimen de funcionamiento de la red y debe conservarse en lo posible constante. La f.e.m. E_0 (véase las figs. 12-4, 12-6) se determina en el régimen de funcionamiento dado por la tensión U y por los parámetros de la máquina. No obstante, cuando la variación de los parámetros es relativamente grande, E_0 varía no tan considerablemente. Por eso la potencia límite o la capacidad de sobrecarga de una máquina dada es tanto mayor cuanto menor es su resistencia por el eje longitudinal x_d o cuanto mayor es la r.c.c. Con respecto a la igualdad (12-29) esto se deduce por el hecho de que con la reducción de x_d disminuye el ángulo θ_n que corresponde al régimen nominal. Sin embargo, la disminución de x_d y correspondientemente el aumento de la capacidad de sobrecarga está ligado con la necesidad de aumentar las dimensiones exteriores de la máquina (véase el § 11-4) y su encarecimiento.

B. Potencia sincronizante y momento sincronizador. Para una pequeña desviación dada del régimen estable $\Delta\theta$, el desequilibrio de potencia ΔP , que determina el regreso de la máquina al régimen de partida, será tanto mayor cuanto más abrupto sea el ascenso de la curva P con la variación del ángulo θ , es decir, cuanto mayor sea la derivada:

$$P_s = \frac{dP}{d\theta}. \quad (12-30)$$

La magnitud P_s la denominaremos *factor de potencia sincronizante*, y la magnitud

$$\Delta P = \frac{dP}{d\theta} \Delta\theta = P_s \Delta\theta \quad (12-31)$$

potencia sincronizante.

Para una máquina de polos interiores, según la igualdad (12-14), el factor de potencia sincronizante es igual a:

$$P_s = \frac{mE_0 U}{x_d} \cos \theta, \quad (12-32)$$

y para una máquina de polos salientes, según la relación (12-11), es igual a:

$$P_s = \frac{mE_0U}{x_d} \cos \theta + mU^2 \left(\frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d} \right) \cos 2\theta. \quad (12-33)$$

La curva del factor de potencia sincronizante $P_s = f(\theta)$ para un alternador de polos interiores está representada en la fig. 12-8.

A la potencia sincronizante ΔP , que es igual al desequilibrio de las potencias del alternador y de la turbina, le corresponde el momento sincronizador que actúa sobre el rotor del alternador

$$\Delta M = \frac{\Delta P}{\Omega} = \frac{P_s}{\Omega} \Delta \theta, \quad (12-34)$$

determinado por la diferencia del momento electromagnético del alternador y del momento de rotación de la turbina. A la magnitud

$$M_s = P_s / \Omega \quad (12-35)$$

la llamaremos *factor de momento sincronizador*.

Para una máquina de polos interiores

$$M_s = \frac{mE_0U}{\Omega x_d} \cos \theta, \quad (12-36)$$

y para una máquina de polos salientes

$$M_s = \frac{mE_0U}{\Omega x_d} \cos \theta + \frac{mU^2}{\Omega} \left(\frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d} \right) \cos 2\theta. \quad (12-37)$$

El factor de potencia sincronizante P_s y el factor de momento sincronizador M_s son positivos para las zonas estables de funcionamiento y negativos para las inestables. Por lo tanto, el criterio de estabilidad estática se puede escribir no sólo en forma de la desigualdad (12-26), sino también de la forma siguiente:

$$P_s > 0 \text{ ó } M_s > 0.$$

Los factores P_s y M_s también se pueden considerar como magnitudes que caracterizan el grado de estabilidad estática de la máquina: cuanto mayores sean P_s y M_s , tanto mayores serán las fuerzas que intentan volver el rotor del alternador al régimen de funcionamiento estable inicial. En el margen de estabilidad estática $P_s = M_s = 0$.

Ejemplo. En el alternador hidráulico ya analizado anteriormente (véanse los cap. VIII y IX) como ejemplo con $P_n = 57\,200 \text{ kW}$, $x_d = 0,695$ y $x_q = 0,507$, la f.e.m. en unidades relativas, cuando la carga es nominal, según el diagrama de Pothier, cuando $\cos \varphi = 0,8$, es igual a $E_0 = i_{ex,n} = 1,58$ (régimen no saturado) y $\theta = 16^\circ 40'$. Con estos datos y con una tensión nominal en los bornes $U_n = 1,0$ la potencia electromagnética en unidades relativas, según la fórmula (12-15), será igual a:

$$\begin{aligned} P_{e.m.} &= \frac{3 \cdot 1,58 \cdot 1,0}{0,695} \sin 16^\circ 40' + \frac{3 \cdot 1,0^2}{2} \left(\frac{1}{0,507} - \frac{1}{0,695} \right) \sin 2 \cdot 16^\circ 40' = \\ &= 6,82 \cdot 0,287 + 0,795 \cdot 0,55 = 1,96 + 0,44 = 2,4. \end{aligned}$$

La potencia nominal del alternador, en unidades relativas, es igual a:

$$P_n = 3 \cdot 1,0 \cdot 1,0 \cdot 0,8 = 2,4.$$

El factor de potencia sincronizante, siendo $\theta = 16^\circ 40'$, según la fórmula (12-33), es igual a:

$$\underline{P}_s = \frac{3 \cdot 1,58 \cdot 1,0}{0,695} \cos 16^\circ 40' + 3 \cdot 1,0^2 \left(\frac{1}{0,507} - \frac{1}{0,695} \right) \cos 2 \cdot 16^\circ 40' = \\ = 6,82 \cdot 0,96 + 1,59 \cdot 0,835 = 6,53 + 1,33 = 7,86,$$

de donde

$$\frac{\underline{P}_s}{P_n} = \frac{7,86}{2,4} = 3,28.$$

12-5. Regímenes de funcionamiento como generador y como motor. Sobreexcitación y subexcitación de una máquina sincrónica

La máquina sincrónica, al igual que todas las máquinas eléctricas giratorias, se caracteriza por su reversibilidad y cuando trabaja en paralelo con la red puede pasar del régimen de funcionamiento como generador al régimen de motor y viceversa. El cambio de los regímenes está relacionado con la variación del ángulo θ y correspondientemente del ángulo ψ .

En las figs. 12-9, 12-10 y 12-11 están dados los diagramas simplificados de tensiones para una máquina de polos interiores sin pérdidas en el devanado del estator.

Con la variación del ángulo ψ entre los límites $-\pi/2 < \psi < \pi/2$ (fig. 12-9, a y b) la máquina sincrónica funciona en régimen de generador. Con la variación del ángulo ψ entre los límites $\pi/2 < \psi < \pi$ y $-\pi/2 > \psi > -\pi$ (fig. 12-10, a y b) la potencia electromagnética $P_{e.m}$ cambia de signo y la máquina funciona como motor. Y por fin, cuando $\psi = \pi/2$ y $\psi = -\pi/2$, es decir, para los valores límites del ángulo ψ , siendo el $\cos \varphi = 0$, la potencia $P_{e.m} = 0$ y la máquina funciona con respecto a la red como si fuera una inductancia o capacidad equivalente, lo cual corresponde al régimen de trabajo de un compensador sincrónico (fig. 12-11, a y b).

Al analizar el régimen de funcionamiento como generador de una máquina eléctrica tanto de corriente continua como de alterna

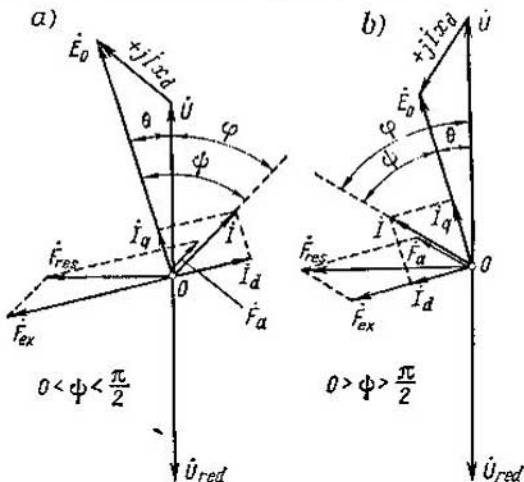


Fig. 12-9. Diagramas de tensiones simplificados de un alternador sincrónico sobreexcitado (a) y subexcitado (b)

es preferible partir de su f.e.m. E_0 , descomponiendo la f.e.m. en las componentes que equilibrarán, por una parte, la caída de tensión

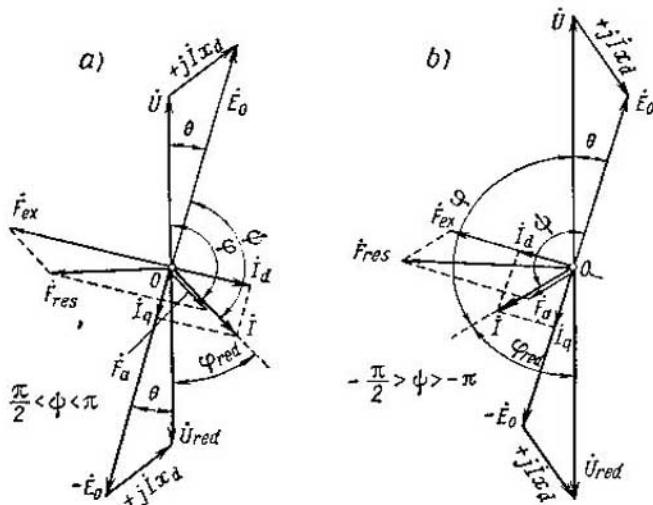


Fig. 12-10. Diagramas de tensiones simplificados de un motor sincrónico sobre-excitado (a) y subexcitado (b)

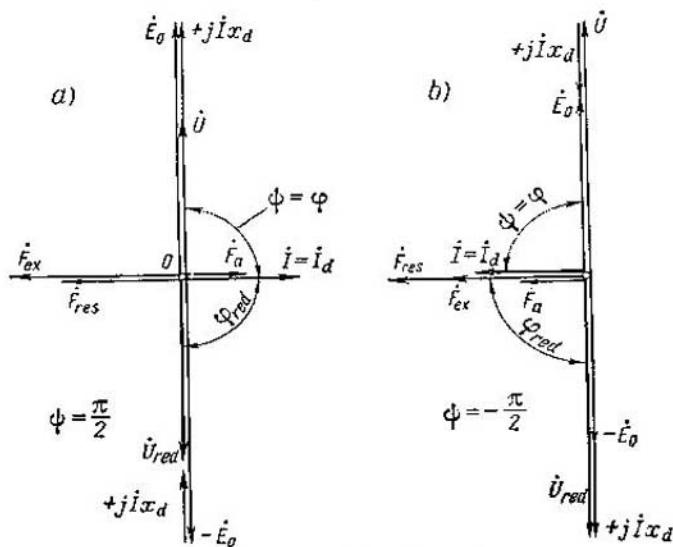


Fig. 12-11. Diagramas vectoriales simplificados de un compensador sincrónico sobreexcitado (a) y subexcitado (b)

y, por otra, la tensión de la red U_{red} . Al analizar el régimen de motor es más conveniente partir de la tensión de la red U_{red}

aplicada al motor y descomponerla en las componentes que equilibran la caída de tensión y la f.c.e.m. E_0 .

Con semejante interpretación, por ejemplo, para una máquina de corriente continua con excitación en derivación, que funciona en paralelo con la red, para el régimen de generador escribimos las ecuaciones:

$$E_0 = U_{\text{red}} + r_a I_a \quad \text{y} \quad I_a = \frac{E_0 - U_{\text{red}}}{r_a}.$$

En una máquina de corriente continua, el régimen de generador resulta cuando $E_0 > U_{\text{red}}$. Cuando $E_0 < U_{\text{red}}$ la máquina pasa al régimen de motor:

$$I_a = \frac{-U_{\text{red}} - (-E_0)}{r_a} = \frac{-U_{\text{red}} + E_0}{r_a}.$$

Asimismo, al analizar una máquina sincrónica de polos interiores que funciona en paralelo con la red, despreciando la caída de tensión en la resistencia óhmica, para el régimen de generador partimos de la f.e.m. E_0 , descomponiéndola en las componentes $jI_x a$ y \dot{U} (fig. 12-9, a y b) y para el régimen de motor, de la tensión de la red U_{red} , descomponiéndola en las componentes $jI_x a$ y $(-\dot{E}_0)$ (fig. 12-10, a y b). Cuando funciona en régimen de compensador sincrónico, la máquina representa un motor sincrónico descargado y, en este caso, también hay que partir de la tensión de la red U_{red} , descomponiéndola en las componentes $jI_x a$ y $(-\dot{E}_0)$ (fig. 12-11, a y b).

Según lo que se haya adoptado como magnitud inicial: la f.e.m. \dot{E}_0 ó la tensión de la red U_{red} se determinará el $\cos\varphi$ para el régimen de generador por la desviación de la corriente I en el ángulo φ (fig. 12-9, a y b) con respecto a la tensión del generador \dot{U} , y para el régimen de funcionamiento como motor y como compensador sincrónico, por el desplazamiento de la corriente I en el ángulo φ_{red} respecto a la tensión de la red U_{red} (figs. 12-10, a y b y 12-11, a y b).

Del análisis de los diagramas de tensión se ve que la máquina sincrónica funciona como generador cuando la dirección de I_q coincide con la de \dot{E}_0 , como motor, cuando I_q es de sentido contrario a \dot{E}_0 , y como compensador sincrónico cuando I es prácticamente perpendicular a \dot{E}_0 .

Según cual sea la magnitud de la corriente de excitación la máquina sincrónica ejerce sobre la red un efecto inductivo o capacitivo, es decir, al mismo tiempo que consume o suministra potencia activa a la red, la máquina se porta con respecto a la red lo mismo que una inductancia o una capacidad.

Si el vector de corriente I está dirigido al encuentro del vector de tensión de la red U_{red} (fig. 12-12, a, régimen de genera-

dor) o está en acuerdo de fases con este mismo (fig. 12-12, b, régimen de motor), entonces la máquina sincrónica no ejerce efecto inductivo o capacitivo sobre la red. Si el vector de corriente \vec{I} tiene una componente adelantada en fase con respecto al vector de tensión de la red \vec{U}_{red} (figs. 12-9, a; 12-10, a; 12-11, a), entonces la máquina sincrónica ejerce efecto capacitivo sobre la red, entregando a la red la potencia reactiva consumida por los motores asincrónicos, transformadores, etc. En este caso la máquina

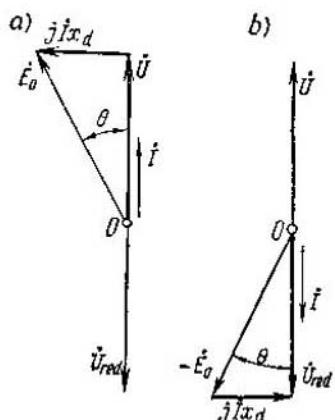


Fig. 12-12. Diagramas vectoriales simplificados de un alternador sincrónico (a) y de un motor (b) siendo $\varphi = 0$

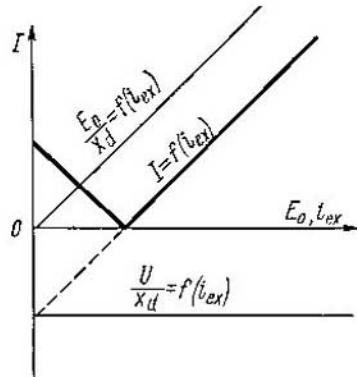


Fig. 12-13. Determinación de la dependencia de la corriente del estator I de un alternador sincrónico de la corriente de excitación i_{ex} en vacío

síncronica tiene un sistema magnético sobreexcitado independientemente de si funciona como generador o como motor.

Si la componente del vector de corriente \vec{I} está retrasada con respecto al vector de tensión de la red \vec{U}_{red} entonces ella ejercerá sobre la máquina sincrónica efecto inductivo, independientemente de su funcionamiento como generador o como motor (figs. 12-9, b; 12-10, b; 12-11, b). En este caso la máquina estará subexcitada y consumirá de la red la potencia reactiva y la corriente que crea la reacción del inducido que magnetiza suplementariamente su sistema magnético.

Al conectar en paralelo dos alternadores sincrónicos que funcionan en vacío, no circulará entre ellos la corriente igualadora sólo en tal caso cuando sus f.e.m., creadas por el flujo de excitación, son iguales: $\dot{E}_{01} = \dot{E}_{02} = \dot{U}$. Si aumentamos ahora la excitación de una máquina y disminuimos la excitación de la otra, por ejemplo, si hacemos $\dot{E}_{01} > \dot{E}_{02}$, entonces la tensión en los bornes comunes de estas dos máquinas, si son del mismo tipo, será igual

a la semisuma de las f.e.m. \dot{E}_{01} y \dot{E}_{02} :

$$\dot{U} = \frac{\dot{E}_{01} + \dot{E}_{02}}{2}$$

y entre ellas fluirá una corriente reactiva que creará la reacción del inducido que premagnetiza el sistema magnético de la máquina subexcitada con $E_0 < U$ y que desmagnetiza la máquina sobreexcitada con $E_0 > U$. El diagrama de tensiones para una máquina sobreexcitada tendrá la forma de la fig. 12-11, a y para una máquina subexcitada la de la fig. 12-11, b.

En este caso la magnitud de la corriente reactiva indicada será igual a:

$$I = \frac{E_0 - U}{x_d},$$

aquí el signo positivo de la corriente I indica sobre su retardo en 90° de la tensión del alternador U , y el signo negativo, sobre su avance en 90° . Con respecto a la tensión de la red U_{red} la fase de la corriente será invertida. Si trazamos (fig. 12-13) por el eje de abscisas la f.e.m. E_0 o la corriente de excitación i_{ex} , con el sistema magnético no saturado, y por el eje de ordenadas el valor eficaz de la corriente I , entonces la dependencia $I = f(E_0)$ o $I = f(i_{\text{ex}})$ representará dos rectas que se cortan.

Así pues, durante el funcionamiento en paralelo de las máquinas sincrónicas la variación de la excitación de cada una de ellas sólo provoca la aparición de la corriente reactiva igualadora y no conduce a la variación de la potencia activa, como ocurre durante el trabajo en paralelo de las máquinas de corriente continua. Para variar la carga o para hacer pasar una máquina sincrónica del régimen de funcionamiento como motor al régimen de funcionamiento como generador hay que variar el ángulo θ , como se deduce de las ecuaciones (12-11) y (12-14), cosa que se puede conseguir sólo actuando sobre el motor primario. Por ejemplo, para aumentar la potencia de un alternador es necesario aumentar la potencia del motor primario que pone en rotación la máquina sincrónica, es decir, aumentar el momento en el árbol del motor primario intensificando la alimentación de vapor o de agua de la turbina que pone en rotación al alternador.

Analicemos ahora las condiciones de funcionamiento en paralelo de un alternador sincrónico con una red que tiene $U_{\text{red}} = \text{const}$, siendo constante la carga del alternador, es decir, siendo constante la magnitud de la potencia aplicada a él ($P = \text{const}$), suponiendo en este caso, para simplificar, que $r_a \approx 0$.

Tracemos por el eje vertical la tensión del alternador y perpendicularmente a ésta, hacia la izquierda, la f.m. resultante F_{res} , igual a la suma geométrica de la f.m. de excitación y la f.m. de reacción del inducido. Entonces el diagrama de tensiones aproximado (fig. 12-9, a), para una corriente retrasada, tendrá la forma

representada en la fig. 12-14. Ya que siendo $U = \text{const}$ y $P = \text{const}$ de la ecuación $P = mUI \cos \varphi = \text{const}$ se deduce que $I \cos \varphi = \text{const}$, entonces, por consiguiente, variando la corriente de excitación, el final del vector de corriente se deslizará por la recta AB , paralela al eje de abscisas. Asimismo, el vector de f.m. del devanado del inducido \vec{F}_a , que es proporcional al vector de corriente I , se deslizará por la recta paralela a AB y al eje de abscisas.

Cuando $U = \text{const}$ se puede considerar que la magnitud y la dirección de los vectores del flujo resultante Φ_{res} y de la f.m. resultante \vec{F}_{res} permanecerán en el diagrama (fig. 12-14) invariables. El vector de cierre \vec{EH} , entre los finales de los vectores \vec{F}_a

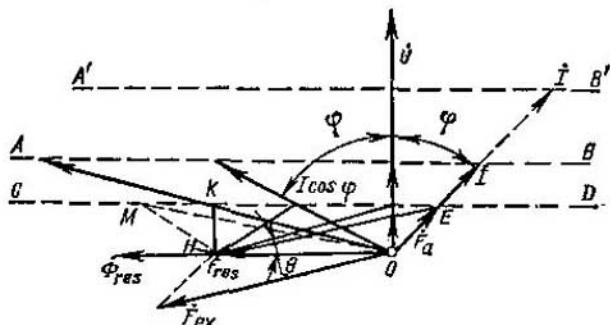


Fig. 12-14. Para la determinación de la dependencia de la corriente del estator I de un alternador sincrónico de la corriente de excitación i_{ex} bajo carga

y F_{res} , representará el vector de f.m. del sistema de excitación \vec{F}_{ex} . Por eso, es evidente, que al variar la corriente de excitación i_{ex} variará proporcionalmente a ella el vector \vec{F}_{ex} y el final E del vector \vec{F}_a comenzará a deslizarse por la recta CD . Como se deduce del diagrama en la fig. 12-14 y de la ecuación (12-24), el ángulo θ entre los vectores \vec{F}_{res} y \vec{F}_{ex} , disminuirá con el aumento de la excitación y crecerá con la reducción de la excitación. El valor límite posible del ángulo θ es igual a $\pi/2$, después del cual la máquina se desincroniza. Por eso el punto K es el margen de funcionamiento estable, y el punto M ya se encuentra en la zona inestable de funcionamiento de la máquina sincrónica.

Cuando la carga constante es mayor se obtiene un nuevo diagrama con la línea $A'B'$ situada más arriba de la línea AB (fig. 12-14).

El diagrama de la fig. 12-14 permite trazar la curva de la dependencia $I = f(i_{\text{ex}})$ que tiene forma de U y la curva $\cos \varphi = f(i_{\text{ex}})$, para $P = \text{const}$ y $U = \text{const}$. Puesto que en la fig. 12-14 a cada carga le corresponde su propia línea AB , entonces para cada carga se obtiene su propia curva en forma de U. En la fig. 12-15 se dan las curvas en forma de U de $I = f(i_{\text{ex}})$ para el funcionamiento en

vacio (curva A), para la mitad de la carga (curva B) y para plena carga (curva C), y las respectivas curvas a , b y c para $\cos \varphi = f(i_{ex})$. Como se deduce del trazado en la fig. 12-13 la curva A para el funcionamiento en vacío tiene la forma de dos rectas que se cortan. La curva de rayas corresponde al margen de funcionamiento estable de la máquina en el sistema.

En el caso cuando la máquina sincrónica funciona con $P = \text{const}$ y $U_{\text{red}} = \text{const}$ en régimen de motor, al construir el diagrama hay que partir de la tensión en los bornes U_{red} . En la fig. 12-16 está

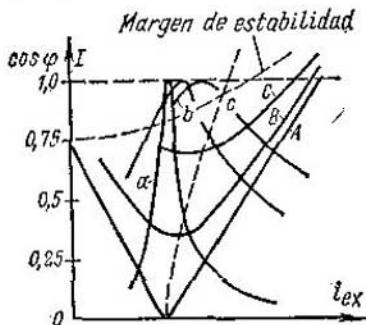


Fig. 12-15. Curvas en forma de U de un alternador sincrónico

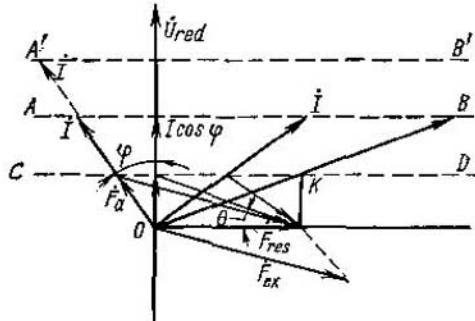


Fig. 12-16. Para la determinación de la dependencia de la corriente del estator I de un motor sincrónico de la corriente de excitación i_{ex}

trazado el diagrama correspondiente al diagrama de tensiones de la fig. 12-10, a. En este caso en el diagrama simplificado los vectores del flujo resultante $\dot{\Phi}_{\text{res}}$ y de la f.m. resultante F_{res} están retrasados en 90° del vector de tensión \dot{U}_{red} . Para el motor las curvas en forma de U tienen el mismo carácter que para el generador con la sola diferencia de que cuando el motor está sobreexcitado resultan corrientes adelantadas y cuando está subexcitado, retrasadas, mientras que para un generador sobreexcitado las corrientes resultaron retrasadas y para un generador subexcitado, adelantadas. Esto se explica porque para un alternador se calcula el desplazamiento de la corriente respecto a la tensión del alternador \dot{U} , y para un motor, respecto a la tensión de la red $\dot{U}_{\text{red}} = -\dot{U}$.

12-6. Diagramas de corriente de las máquinas sincrónicas

A. Ecuación del diagrama de corriente. Al variar el régimen de funcionamiento de una máquina sincrónica varía la magnitud y la fase de la corriente del devanado del estator I con respecto a la tensión en los bornes U . Siendo los parámetros de la máquina (x_d , x_q , r_a) constantes, entonces para $U = \text{const}$ y $E_0 = \text{const}$, el

final del vector de corriente \vec{I} , al variar la carga o el ángulo θ , se desplaza por cierta curva que llamaremos *diagrama de corriente*. En el caso más simple el diagrama de corriente representa una circunferencia y se denomina *diagrama circular de corriente*. Por ejemplo, al analizar el diagrama de tensiones de una máquina de polos interiores (véase la fig. 12-9) se ve que cuando la posición del vector \vec{U} es invariable y cuando el vector de magnitud constante E_0 gira un ángulo de 2π el final del vector j/x_d describe una circunferencia, y por consiguiente, siendo $x_d = \text{const}$, el extremo del vector de corriente \vec{I} también describe una circunferencia.

El diagrama de corriente permite tener una idea clara sobre la dependencia que existe entre las magnitudes que caracterizan el funcionamiento de la máquina sincrónica.

Analicemos el trazado de los diagramas de corriente de una máquina sincrónica partiendo del régimen de motor y, para simplificar, supongamos que la resistencia óhmica del devanado del estator es igual a cero.

En la fig. 12-17 está representado el diagrama de tensiones de un motor de polos salientes sobreexcitado cuando $r_a = 0$. Del diagrama hallamos las siguientes expresiones para las magnitudes de las componentes longitudinal y transversal de corriente del estator:

$$I_d = \frac{U_{\text{red}} \cos \theta - E_0}{x_d}; \quad (12-38)$$

$$I_q = \frac{U_{\text{red}} \sin \theta}{x_q}. \quad (12-39)$$

Fig. 12-17. Diagrama de tensiones de un motor sincrónico de polos salientes

Las expresiones (12-38) y (12-39) corresponden a las expresiones (12-4) y (12-5) obtenidas para el régimen de generador.

Hagamos coincidir el plano del diagrama de la fig. 12-17 con el plano complejo poniendo el eje de las cifras reales sobre la dirección del vector de tensión de la red \vec{U}_{red} . Entonces, de acuerdo con la fig. 12-17 el valor de la corriente del estator se puede escribir de la forma siguiente:

$$\vec{I} = I_q e^{-i\theta} + I_d e^{j\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right)}. \quad (12-40)$$

Sustituyendo en la igualdad (12-40) los valores de I_d y I_q de las igualdades (12-38) y (12-39) y teniendo en cuenta las relaciones

conocidas:

$$\begin{aligned}\sin \theta &= \frac{e^{j\theta} - e^{-j\theta}}{2j} = \frac{1}{2} e^{-j\pi/2} (e^{j\theta} - e^{-j\theta}); \\ -\cos \theta &= -\frac{e^{j\theta} + e^{-j\theta}}{2} = \frac{1}{2} e^{-j\pi} (e^{j\theta} + e^{-j\theta}),\end{aligned}$$

obtenemos:

$$\begin{aligned}I &= \frac{U_{\text{red}}}{2x_q} e^{-j\left(\frac{\pi}{2} + \theta\right)} (e^{j\theta} - e^{-j\theta}) + \frac{U_{\text{red}}}{2x_d} e^{-j\left(\frac{\pi}{2} + \theta\right)} (e^{j\theta} + e^{-j\theta}) + \\ &\quad + \frac{E_0}{x_d} e^{j\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right)} = \frac{U_{\text{red}}}{2} \left(\frac{1}{x_q} + \frac{1}{x_d} \right) e^{-j\left(\frac{\pi}{2}\right)} + \\ &\quad + \frac{U_{\text{red}}}{2} \left(-\frac{1}{x_q} + \frac{1}{x_d} \right) e^{-j\left(\frac{\pi}{2} + 2\theta\right)} + \frac{E_0}{x_d} e^{j\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right)} \quad (12-41)\end{aligned}$$

o bien,

$$\dot{I} = \dot{M} + \dot{R}_u e^{-j\omega t} + \dot{R}_e e^{-j\theta}, \quad (12-42)$$

donde

$$\dot{M} = \frac{U_{\text{red}}}{2} \left(\frac{1}{x_d} + \frac{1}{x_q} \right) e^{-j\frac{\pi}{2}}, \quad (12-43)$$

$$\dot{R}_u = \frac{U_{\text{red}}}{2} \left(\frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d} \right) e^{j\frac{\pi}{2}}; \quad (12-44)$$

$$\dot{R}_e = \frac{E_0}{x_d} e^{j\frac{\pi}{2}}. \quad (12-45)$$

La expresión (12-42) representa la ecuación buscada del diagrama de corriente, según la cual, siendo $\dot{U}_{\text{red}} = \text{const}$ y $E_0 = \text{const}$, la magnitud y la dirección del vector de corriente se determinan por la magnitud del ángulo θ .

B. Máquina de polos interiores. En una máquina de polos interiores $x_q = x_d$ y, por lo tanto, $R_u = 0$ y

$$\dot{I} = \dot{M} + \dot{R}_e e^{-j\theta}, \quad (12-46)$$

donde

$$\dot{M} = \frac{U_{\text{red}}}{x_d} e^{-j\frac{\pi}{2}}, \quad \dot{R}_e = \frac{E_0}{x_d} e^{j\frac{\pi}{2}}. \quad (12-47)$$

De la ecuación (12-46) se deduce que al variar θ entre los límites de 0 hasta 2π el final del vector de corriente describe una circunferencia, además, el vector \dot{M} determina el centro de esta circunferencia y $R_e = E_0/x_d$ es la magnitud del radio vector. Así pues, el diámetro de la circunferencia es proporcional a la magnitud de la f.e.m. creada por la corriente de excitación.

Los diagramas circulares de corriente de una máquina de polos interiores para diferentes valores de E_0 están representados en la

fig. 12-18. La zona $0 < \theta < \pi$ corresponde al régimen de funcionamiento como motor, y la zona $\pi < \theta < 2\pi$, al régimen de funcionamiento como generador. La componente activa de la corriente, es decir, la longitud de la perpendicular trazada desde un punto de la circunferencia al eje de los números imaginarios, es proporcional a la potencia P en los bornes de la máquina, y debido a la condición adoptada, también a la potencia electromagnética $P_{e.m.} = P$. Si designamos la escala de corriente con m_i , en A/cm, entonces la escala de potencia de una máquina trifásica será igual a:

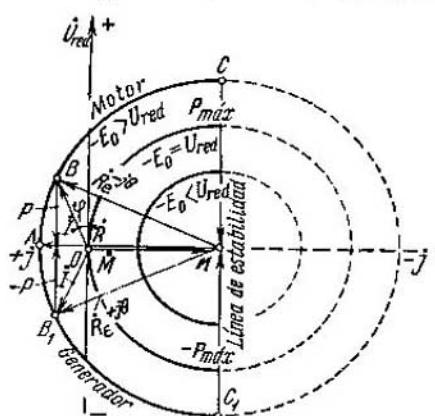


Fig. 12-18. Diagrama circular de corriente de una máquina sincrónica de polos interiores

máquina sincrónica de reacción. En el § 12-3 ya fue aclarado que esta máquina es capaz de desarrollar potencia activa. La máquina de reacción puede funcionar tanto en régimen de generador como en régimen de motor. Gracias a su simple construcción los motores de reacción de poca potencia, desde varios vatios hasta centenas de vatios, se utilizan mucho en la práctica, en diferentes mecanismos de automatización y telemecánica, en esquema de señalización, en el cine sonoro, etc.

Los motores de reacción se ponen en marcha por el método de arranque asincrónico. En este caso el momento de rotación se desarrolla a cuenta de las corrientes inducidas en el rotor pesado del motor. El motor se lleva a sincronismo a cuenta del momento reactivo que surge a causa de que el campo magnético giratorio tiende a mantener el rotor en rotación en la posición en que la resistencia magnética al flujo magnético es mínima. A esto corresponde la rotación sincrónica del rotor con el campo y cuando el eje de los polos coincide con el eje del flujo magnético. Durante la carga del motor el eje de los polos se desvía del eje del flujo del estator hacia el lado del retardo. Esto está ilustrado en la fig. 12-19, b, c, donde están también convencionalmente representados los polos N y S del campo giratorio del estator. En una máquina con rotor cilíndrico

$$m_p = 3U_{\text{red}} m_i, \text{ en W/cm.}$$

Los sectores de las circunferencias representadas con linea de trazos representan la zona de los regímenes inestables.

Por el diagrama de la fig. 12-18 se ve, en particular, que el motor puede exigir de la red una corriente capacitiva (entregar a la red corriente inductiva) sólo con tal excitación cuando $E_0 > U_{\text{red}}$.

C. Máquina de reacción. A una máquina sincrónica de polos salientes que funciona sin excitación ($E_0 = 0$) se la suele llamar

(fig. 12-19, a) no surge momento reactivo, ya que la posición del rotor con respecto al campo del estator es indiferente.

El campo magnético de una máquina de reacción sólo se crea a cuenta del flujo magnético de la reacción del inducido, de donde procede el nombre de la máquina. Así pues, la máquina, para crear su campo magnético, consume de la red corriente reactiva (en retardo de fase) y funciona con bajo $\cos \varphi$.

En la fig. 12-20 está representado el diagrama vectorial de un motor de reacción.

En una máquina de reacción $E_0 = 0$ y correspondientemente, según la igualdad (12-45), $R_e = 0$. Por eso la ecuación (12-42) del

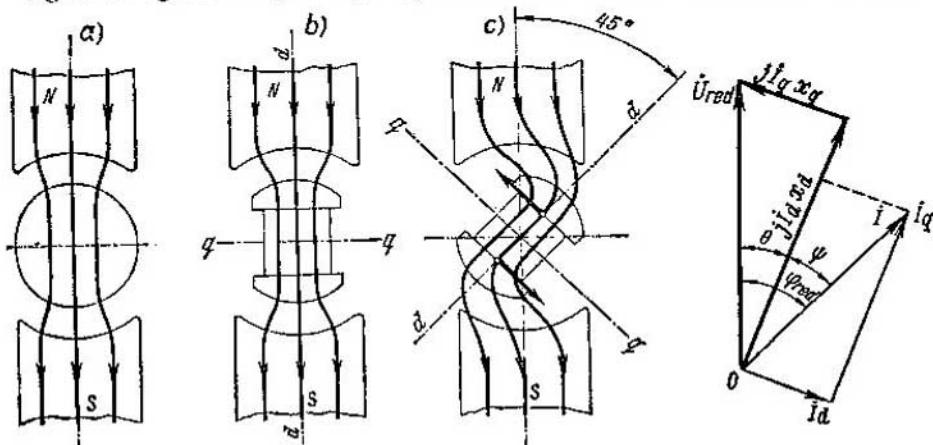


Fig. 12-19. Modelo de funcionamiento de una máquina sincrónica de reacción

Fig. 12-20. Diagrama de tensiones de un motor sincrónico de reacción

diagrama de corriente adquiere la forma siguiente:

$$\dot{I} = \dot{M} + \dot{R}_n e^{j\omega t}. \quad (12-48)$$

De acuerdo con la ecuación (12-48) el diagrama de corriente de una máquina de reacción representa una circunferencia, y la circunferencia completa corresponde a la variación de θ desde 0 hasta π ; la variación de θ desde π hasta 2π corresponde a una circunferencia exactamente igual que está superpuesta sobre la primera. Físicamente esto se explica porque los polos de una máquina de reacción adquieren una polaridad determinada sólo bajo el efecto del campo del estator y, por lo tanto, el giro del rotor a 180 grados eléctricos con respecto a este campo no cambia el régimen de funcionamiento de la máquina.

En la fig. 12-21 está representado el diagrama circular de una máquina de reacción para el caso en que $x_d : x_q = 2$. En este diagrama las potencias se determinan exactamente igual que por el diagrama de la fig. 12-18.

La potencia máxima de una máquina de reacción es proporcional al radio de la circunferencia R_u , es decir, según la igualdad (12-44) es tanto mayor, cuanto mayor es la relación $x_d:x_q$. En los motores de reacción se tiende a llevar esta relación hasta el valor de $x_d:x_q \approx 5$.

Para este fin el rotor se monta de chapas de acero entre las cuales se colocan piezas insertadas amagnéticas, por ejemplo,

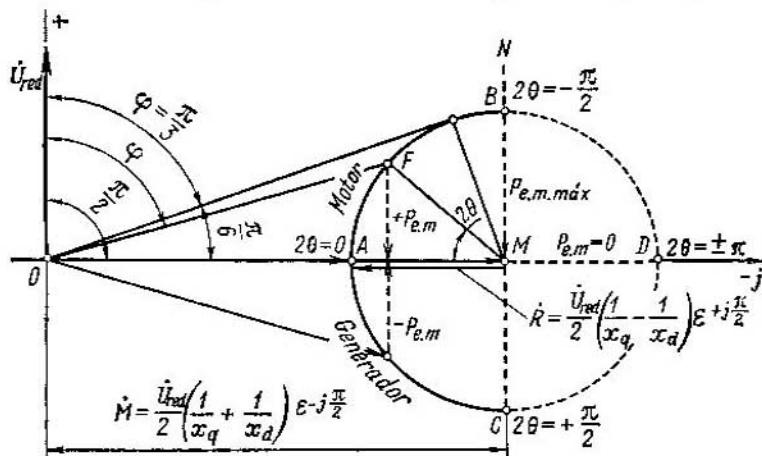


Fig. 12-21. Diagrama circular de corriente de una máquina sincrónica de reacción

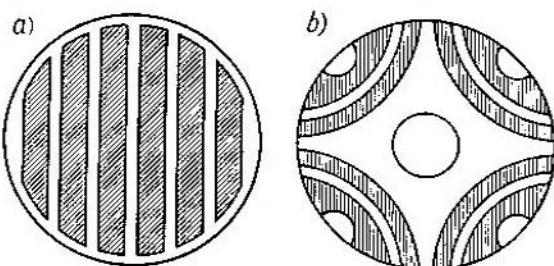


Fig. 12-22. Construcciones del rotor de una máquina sincrónica de reacción
a — para $2p = 2$; b — para $2p = 4$

aluminio (fig. 12-22). Con una carga dada, el $\cos\phi$ de un motor de reacción es tanto mayor, cuanto mayor es la relación $x_d:x_q$.

La corriente en vacío de un motor de reacción es igual a:

$$I_0 \approx U_{red}/x_d.$$

Para las máquinas ordinarias de polos salientes, hablando en general, el régimen reactivo es anormal. Pero si $x_d > 1$ y con $U_{red} = U_n$ esta máquina puede soportar en régimen reactivo, cuando $I = I_n$, una carga activa determinada. Este régimen puede surgir en una máquina de polos salientes poco cargada cuando se pierde la excitación.

En la práctica se utilizan también motores de reacción monofásicos, que se pueden poner en marcha por el método de arranque asincrónico lo mismo que los motores asincrónicos de capacitor (véase el § 25-4).

D. Máquina de polos salientes. Para una máquina excitada de polos salientes se conservan todos los términos de la ecuación (12-42)

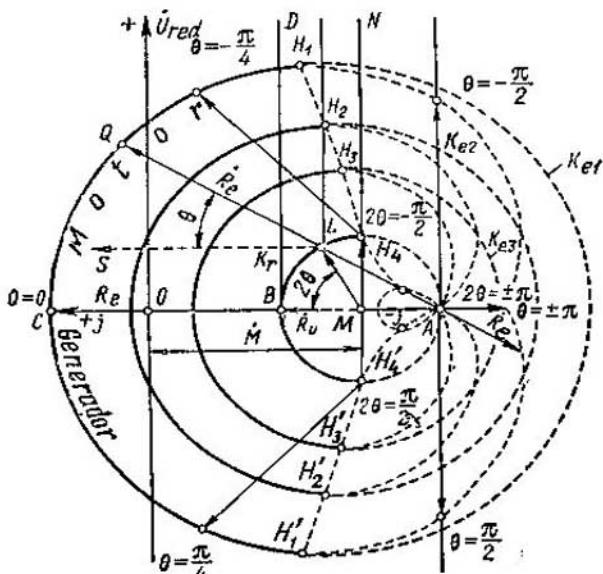


Fig. 12-23. Diagrama de corriente de una máquina sincrónica de polos salientes

y el diagrama de corriente adquiere la forma de una curva complicada como una voluta de Pascal. El trazado de este diagrama se puede efectuar del modo siguiente (fig. 12-23).

Dirigimos el vector de tensión U_{red} por el eje vertical y trazamos a la derecha de éste, bajo un ángulo $\pi/2$ el vector del centro M .

La máquina de polos salientes cuando no tiene excitación ($E_g = 0$) se convierte en máquina de reacción y la ecuación (12-42) se transforma en la igualdad (12-48).

Trazando a partir de la dirección vertical MN bajo un ángulo $\pi/2$ hacia la izquierda el vector R_n , obtenemos el punto B que corresponde a la posición del final del vector de corriente cuando $2\theta = 0$. Describiendo con el radio R_u la circunferencia K_r , obtenemos el diagrama circular de una máquina de polos salientes que funciona en régimen de máquina de reacción.

Trazando ahora desde la dirección vertical bajo un ángulo de $\pi/2$ hacia la izquierda el vector R_e obtenemos el punto C de la posición del vector de corriente de una máquina de polos salientes excitada con $\theta = 0$.

Al pasar la máquina al régimen de motor con un ángulo θ determinado, el radio vector $R_u e^{-i\theta}$ girará desde la posición horizontal MB un ángulo de 20 en sentido contrario a las agujas del reloj y ocupará la posición ML , mientras que el radio vector $R_e e^{-i\theta}$ girará también en sentido contrario a las agujas del reloj desde la dirección horizontal LS un ángulo 0 y ocupará la posición LQ . El punto Q es precisamente el que determina la posición del final del vector de corriente para el valor dado de θ . De aquí se desprende el siguiente método para trazar el diagrama: los puntos L del círculo K , de una máquina de reacción, que corresponden a diferentes valores de θ , se unen por una recta con el punto A de este círculo que corresponde al ángulo $20 = \pm \pi$, y en la prolongación de estas rectas se trazan las magnitudes del radio vector $R_e = LQ$.

La parte del diagrama de corriente dispuesta por encima del eje de abscisas, corresponde al régimen de motor, y la dispuesta más abajo de este eje, al régimen de generador.

En la fig. 12-23 están representados tres diagramas de corriente, correspondientes a diferentes valores de la f.e.m. E_0 .

Cuando la excitación disminuye el diagrama de corriente se estrecha y cuando $R_e < 2R_u$, dentro del círculo K , aparece la segunda rama, la interior, de la voluta de Pascal.

La potencia P en los bornes de la máquina y la potencia electromagnética $P_{e.m.} = P$ se determinan por el diagrama de la fig. 12-23 lo mismo que por los diagramas de las figs. 12-18, 12-21, es decir, por la magnitud de la perpendicular bajada desde un punto dado del diagrama al eje de abscisas. En este caso la escala de potencia m_p es también igual a $m_p = 3U_{red}m_i$.

Si unimos los puntos $H_1, H_2, H_3, H_4, H'_4, H'_3, H'_2$ y H'_1 , dispuestos en los diagramas de corriente para diferentes valores de E_0 y correspondientes a los valores máximos de la componente activa de la corriente y de la potencia, con una curva suave, ésta representará la línea de estabilidad, y a la derecha de ésta se aposentarán los regímenes inestables. En la zona de funcionamiento estable los sectores de los diagramas de corriente se distinguen poco de las circunferencias K_{e1}, K_{e2}, K_{e3} .

CAPÍTULO XIII

MOTOR Y COMPENSADOR SÍNCRONICOS

13-1. Noción física sobre el régimen de motor de una máquina síncronica

En el capítulo XII durante el análisis del funcionamiento paralelo de una máquina síncronica con la red fue establecida la posibilidad del paso de la máquina del régimen de generador al régimen de motor cambiando el signo del ángulo θ entre el vector de f.e.m. \dot{E}_0 y el vector de tensión \dot{U} . Cuando la máquina síncronica funciona en régimen de generador la unidad conductora es el rotor y la unidad esclava es el flujo resultante del entrehierro en la superficie del estator, que gira de manera síncrona con el rotor, por lo cual el eje del flujo del rotor adelanta al eje del flujo Φ_δ en un ángulo θ' , igual al ángulo de retraso de la f.e.m. interior \dot{E}_δ , inducida por el flujo resultante Φ_δ , debido a la f.e.m. \dot{E}_0 , inducida por el flujo de excitación (véase la fig. 9-1). Durante la carga el ángulo θ' se diferencia del ángulo θ entre la f.e.m. de excitación \dot{E}_0 y la tensión \dot{U} en una pequeña magnitud determinada por la caída de tensión en la resistencia óhmica y en la inductancia de dispersión del estator. Como consecuencia de esto, durante la carga, las líneas magnéticas en el entrehierro no están dirigidas de manera radial y los polos magnéticos imaginarios del estator están desplazados con respecto a los polos del rotor, así como se muestra para el régimen de generador en la fig. 13-1, a.

Si reducimos poco a poco la potencia mecánica aplicada al árbol del alternador desde un motor primario, el ángulo θ y junto con éste el ángulo θ' comenzarán a disminuir como resultado de lo cual comenzará a reducirse la potencia de salida del alternador a la red a la que está conectado.

Cuando el ángulo θ y junto con éste el ángulo θ' se hacen iguales a cero (fig. 13-1, b) el alternador se descarga totalmente y desde el motor primario se aplica al alternador la potencia necesaria para cubrir las pérdidas durante su funcionamiento en vacío. Si ahora desconectamos completamente el motor primario del árbol del alternador, entonces, en este caso, el ángulo θ' se hará negativo, puesto que el rotor comenzará a retrasarse un poco del flujo del estator,

pero la máquina continuará girando sincrónicamente con el flujo resultante Φ_0 . En este caso las pérdidas en vacío de la máquina sincrónica se cubrirán por la energía eléctrica que llega de la red y la máquina funcionará en régimen de marcha en vacío de motor sincrónico. Por consiguiente, en este caso, la unidad conductora será el flujo del estator y la unidad esclava, el rotor. Si cargamos ahora el árbol de la máquina sincrónica con un par de frenado de carga en aumento progresivo, el ángulo θ' , que se ha convertido en negativo, crecerá y respectivamente aumentará la potencia mecánica desarrollada por el motor y la potencia eléctrica consumida por éste desde la red a través del estator (fig. 13-1, c).

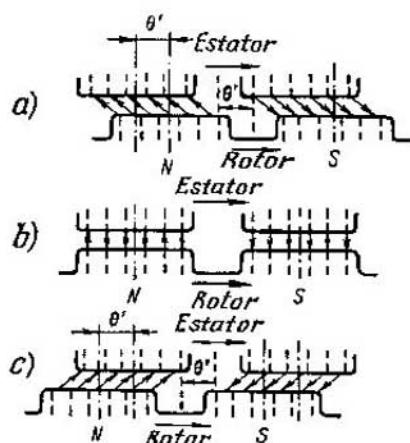


Fig. 13-1. Máquina sincrónica en los regímenes de funcionamiento:
a—de generador; b—en vacío; c—
de motor

Así pues, si en régimen de generador la máquina sincrónica transformaba la potencia mecánica recibida del motor primario en potencia eléctrica entregada a la red primaria, conectada al devanado del estator, en el régimen de motor, al contrario, la máquina sincrónica transforma la energía eléctrica recibida de la red primaria en potencia mecánica consumida por la máquina operadora, acoplada al árbol de la máquina sincrónica, conservando en ambos casos la

velocidad sincrónica, determinada por la frecuencia de la red. La potencia límite con la que el motor sincrónico puede funcionar sin desincronizarse se determina, lo mismo que para el alternador, por la capacidad límite de sobrecarga.

El arranque de los motores sincrónicos y su sincronización con la red de alimentación es un problema muy serio y difícil.

13-2. Potencias y momentos de un motor sincrónico

Sea P_1 la potencia eléctrica aplicada al motor desde la red. Una parte de esta potencia se gasta en cubrir las pérdidas en el cobre $p_{\text{cob.est}}$ y en el acero $p_{\text{ac.est}}$ del estator, la parte restante la constituye la potencia electromagnética $P_{e.m}$ transmitida desde el estator al rotor. Por consiguiente,

$$P_{e.m} = P_1 - p_{\text{cob.est}} - p_{\text{ac.est}} \quad (13-1)$$

La potencia $P_{e.m}$, excluyendo las pérdidas mecánicas por rozamiento y por ventilación p_{mec} y las pérdidas adicionales en la superficie de las zarpas polares p_{ad} , se convierte en el árbol del motor

en potencia útil P_2 :

$$P_2 = P_{e.m} - p_{mec} - p_{ad} = P_t - p_{cob.est} - p_{ac.est} - p_{mec} - p_{ad}. \quad (13-2)$$

Si el excitador está montado en el mismo árbol que el motor, entonces la potencia útil en el árbol del grupo motor-excitador disminuirá además en el valor de la potencia que consume el excitador.

El momento electromagnético del motor es igual a:

$$M_{e.m} = P_{e.m}/\Omega_s, \quad (13-3)$$

donde $\Omega_s = 2\pi n$ es la velocidad angular sincrónica de rotación del rotor.

Puesto que el paso del régimen de funcionamiento como generador al régimen de funcionamiento como motor se debe, como se ha señalado antes, al cambio del signo del ángulo entre el vector de f.e.m. E_0 y el vector de tensión U_{red} , entonces las expresiones para las potencias y los momentos del régimen de motor de una máquina sincrónica se pueden obtener de las expresiones correspondientes para el generador sustituyendo en ellas los valores negativos correspondientes del ángulo 0 . No obstante, en este caso, las potencias y el momento para el régimen de motor resultan ser negativos, ya que al deducir estas fórmulas la potencia del régimen de generador fue adoptada como positiva.

Precisamente el cambio de signo de la potencia indica sobre el cambio de la dirección del flujo de energía y sobre el correspondiente cambio del régimen. No obstante las operaciones con potencias y momentos negativos son incómodas y por eso al estudiar los motores sincrónicos las potencias y los momentos del régimen de motor se toman positivos. Entonces, para obtener la expresión necesaria para la potencia o para el momento del motor es preciso sustituir en la expresión respectiva del régimen de generador θ por $-\theta$, y cambiar el signo de toda la parte derecha de la expresión, aceptando en este caso el ángulo θ para el régimen de motor como positivo.

Así pues, de las relaciones (12-24) y (12-25) para un alternador de polos interiores, obtenemos para la potencia eléctrica P_t en los bornes del estator de un motor de polos interiores:

$$P_t = \frac{mU_{red}}{z_d} [E_0 \operatorname{sen}(\theta - \alpha) + U_{red} \operatorname{sen} \alpha] \quad (13-4)$$

y para su potencia electromagnética $P_{e.m}$:

$$P_{e.m} = \frac{mE_0}{z_d} [U_{red} \operatorname{sen}(\theta + \alpha) - E_0 \operatorname{sen} \alpha]. \quad (13-5)$$

Al trazar los diagramas de f.e.m. de las máquinas sincrónicas no se tienen en cuenta las pérdidas en el acero y las pérdidas adicionales, debido a lo cual éstas tampoco se toman en consideración en las expresiones para las potencias eléctrica y electromagnética, cosa que debe considerarse al utilizar estas expresiones.

Para un motor sincrónico de polos salientes, despreciando las pérdidas en el cobre de los devanados del estator, en virtud de la fórmula (12-11), obtenemos:

$$P_1 = P_{e.m.} = \frac{mE_0 U_{red}}{x_d} \sin \theta + \frac{mU_{red}^2}{2} \left(\frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d} \right) \sin 2\theta. \quad (13-6)$$

Tomando en consideración las pérdidas en el cobre del estator de un motor sincrónico de polos salientes, basándose en las fórmulas (13-4) y (13-5), tenemos:

$$P_1 = \frac{mU_{red}}{z_q} [E_q \sin(\theta - \alpha) + U_{red} \sin \alpha]; \quad (13-7)$$

$$P_{e.m.} = \frac{mE_q}{z_q} [U_{red} \sin(\theta + \alpha) - E_q \sin \alpha], \quad (13-8)$$

donde

$$E_q = E_0 - I_d (x_d - x_q) \quad (13-9)$$

representa la f.e.m. equivalente de una máquina sincrónica de polos salientes, analizándola como una máquina de polos interiores con una resistencia sincrónica x_s igual a la resistencia x_q de la máquina de polos salientes en cuestión (véase la fig. 9-6, donde $E_q = OB$, y también la fig. 13-2, a, b).

Asimismo, para el factor de potencia sincronizante de un motor sincrónico de polos interiores, teniendo en cuenta las pérdidas en el cobre del estator, a base de las fórmulas (12-25) para un generador, tenemos:

$$P_s = \frac{dP_{e.m.}}{d\theta} = \frac{mE_0 U_{red}}{z_d} \cos(\theta + \alpha) \quad (13-10)$$

y para un motor de polos salientes

$$P_s = \frac{mE_q U_{red}}{z_q} \cos(\theta + \alpha). \quad (13-11)$$

Para un motor de polos salientes, despreciando las pérdidas en el cobre del estator, obtenemos:

$$P_s = \frac{mE_q U_{red}}{x_q} \cos \theta + mU_{red}^2 \left(\frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d} \right) \cos 2\theta. \quad (13-12)$$

13-3. Diagrama de tensiones de un motor sincrónico

Basándose en el diagrama de f.e.m. para una máquina sincrónica de polos salientes (fig. 9-6) no es difícil de trazar el diagrama de f.e.m. para los motores sincrónicos de polos salientes. En este caso, sólo existe la diferencia de que en el diagrama de f.e.m. de un motor sincrónico se traza no el vector de tensión de la máquina sincrónica \hat{U} con la cual la máquina actúa sobre la red y que es la componente de f.e.m. E_0 , sino el vector de tensión de la red \hat{U}_{red} dirigido en sentido contrario, con la cual la red actúa sobre

la máquina. El vector de tensión de la red \dot{U}_{red} se descompone en las componentes de caída de tensión, como resultado de lo cual en el diagrama se obtiene el vector $-\dot{E}_o$, dirigido en sentido contrario al vector de f.e.m. debido al flujo de excitación \dot{E}_o y que es la componente de la tensión de la red, que equilibra la f.e.m. \dot{E}_o . En este caso los vectores \dot{E}_o y \dot{U} , generalmente, no se muestran en el diagrama.

En la fig. 13-2,a viene dado el diagrama vectorial para un motor sincrónico con una corriente de carga \dot{i} , retrasada en un

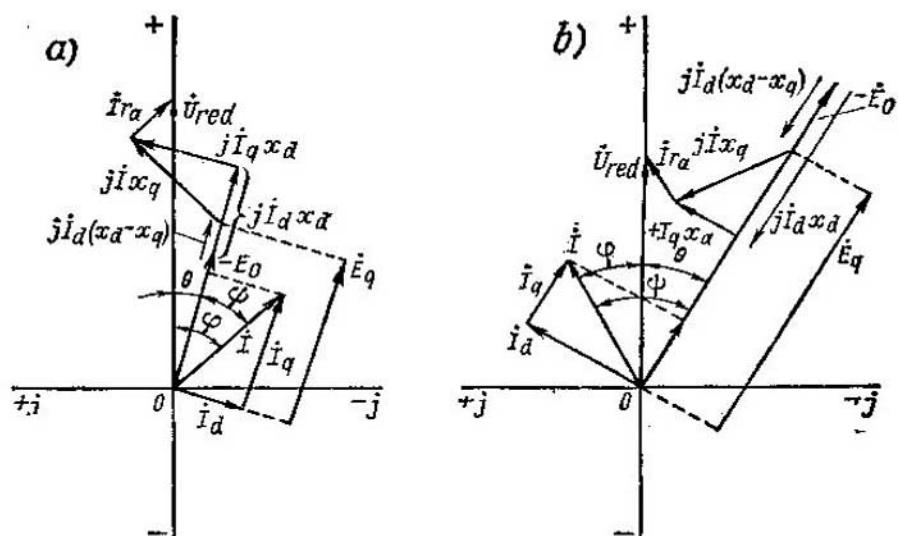


Fig. 13-2. Diagramas de tensiones de un motor sincrónico subexcitado (a) y sobreexcitado (b)

ángulo φ del vector de la tensión aplicada \dot{U}_{red} , con la cual el motor está subexcitado y que crea con respecto a la tensión de la red \dot{U}_{red} la componente inductiva de corriente $\dot{i} \sin \varphi$. Así pues, el motor subexcitado consume de la red corriente inductiva y la correspondiente potencia reactiva.

En la fig. 13-2,b viene dado el diagrama correspondiente para la corriente de carga \dot{i} , adelantada del vector de la tensión aplicada \dot{U}_{red} en un ángulo φ , con la cual el motor está, por el contrario, sobreexcitado y crea con respecto a la tensión de la red \dot{U}_{red} la componente capacitativa de corriente $\dot{i} \sin \varphi$. Por consiguiente, el motor sobreexcitado consume de la red corriente adelantada y entrega a la red la potencia reactiva.

13-4. Funcionamiento de un motor sincrónico alimentado por una red potente

Analicemos el trabajo de un motor sincrónico alimentado por una red potente ($U_{\text{red}} = \text{const}$, $f = \text{const}$) con la condición de que la carga en el árbol del motor permanece invariable ($M = \text{const}$) y se varía la corriente de excitación del motor ($i_{\text{ex}} = \text{var}$).

En estas condiciones el funcionamiento del motor sincrónico puede ser analizado análogamente al correspondiente régimen de un alternador sincrónico basándose en el diagrama vectorial simplificado, en el cual, despreciando la resistencia óhmica del devanado del estator, se puede admitir que el vector de la tensión aplicada \dot{U}_{red} es igual de magnitud y contrario de fase al vector de f.e.m. \dot{E}_{res} debida al flujo resultante Φ_{res} creado por la acción conjunta de las f.e.m. del estator y del rotor.

Como $U_{\text{red}} = \text{const}$, entonces correspondientemente se admite que $E_{\text{res}} = \text{const}$ y $\Phi_{\text{res}} = \text{const}$, y puesto que $M = \text{const}$ y correspondientemente $P_1 = mU_{\text{red}}I \cos \varphi = \text{const}$, entonces, por consiguiente, $I_a = I \cos \varphi = \text{const}$.

El diagrama vectorial simplificado del motor, trazado como el diagrama del generador de la fig. 12-16, está representado en la fig. 13-3, donde el flujo de reacción del inducido $\dot{\Phi}_a$ es proporcional a la corriente del inducido I y el flujo de excitación $\dot{\Phi}_{\text{ex}}$

es proporcional a la corriente de excitación i_{ex} . En este caso, por la fig. 13-3 para diferentes valores de I y de $\cos \varphi$ se pueden hallar los valores correspondientes de i_{ex} y trazar la relación $I = f(i_{\text{ex}})$ y $\cos \varphi = f(i_{\text{ex}})$ para la magnitud dada del par de carga M y correspondientemente para la magnitud dada de $I_a = I \cos \varphi$. El trazado se puede repetir para diferentes valores de M desde la marcha en vacío hasta plena carga. Lo mismo que para un alternador, las curvas tienen carácter en forma de U. Cuando el motor está sobreexcitado se obtienen corrientes adelantadas con respecto a la tensión de la red, y cuando está subexcitado, retrasadas, mientras que con respecto a la tensión del propio motor,

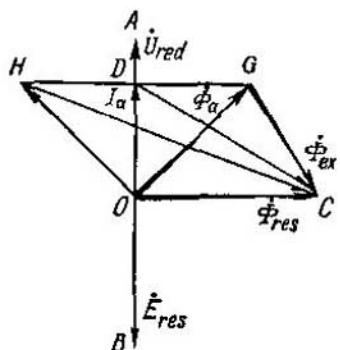


Fig. 13-3 Diagrama de tensiones simplificado de un motor sincrónico con $M = \text{const}$ y $i_{\text{ex}} = \text{var}$

al contrario, cuando está sobreexcitado funciona con corriente retrasada y cuando está subexcitado, con corriente adelantada. En este caso todo es exactamente igual que en un alternador. La diferencia sólo consiste en que para un alternador el cálculo del desfase de la corriente se efectúa habitualmente a partir del vector de tensión \dot{U} del propio alternador, mientras que para el motor

se efectúa, generalmente, a partir del vector de tensión de la red U_{red} que es de dirección contraria.

De lo antedicho se deduce que el motor sincrónico se puede considerar como un alternador de corriente reactiva, inductiva con respecto a la tensión de la red cuando el motor está subexcitado y capacitiva cuando está sobreexcitado.

Esta última particularidad de los motores es muy valiosa y se utiliza actualmente mucho en la industria. Como los motores asincrónicos, que son receptores de energía eléctrica muy difundidos, funcionan con un $\cos \varphi$ retrasado, entonces al montar en paralelo con ellos motores sincrónicos sobreexcitados se puede compensar la componente de corriente retrasada $I_a \sin \varphi_a$, provocada por el funcionamiento de los motores asincrónicos, con la componente adelantada $I_s \sin \varphi_s$, obtenida durante el trabajo de los motores sincrónicos.

Si como resultado

$$I_a \sin \varphi_a = I_s \sin \varphi_s,$$

entonces el sistema energético que alimenta a los motores se descargará completamente de las corrientes reactivas y funcionará en régimen óptimo con $\cos \varphi = 1$.

Cabe señalar además, que como la potencia electromagnética del motor sincrónico es igual a:

$$P_{\text{e.m.}} = \frac{mE_0 U_{\text{red}}}{x_d} \sin \theta,$$

entonces, cuando está sobreexcitado a causa del crecimiento de E_0 el motor tendrá una potencia P_{max} engrandecida y, por consiguiente, una capacidad de sobrecarga también engrandecida. No obstante, hay que señalar que el motor tendrá mayor magnitud de corriente del estator, por eso los motores destinados para funcionar en estado sobreexcitado son correspondientemente un poco más pesados y más caros y su rendimiento es un poco menor que el de los motores predestinados para funcionar con $\cos \varphi = 1$. Puesto que los motores, con las dimensiones exteriores dadas, según las condiciones del calentamiento, cuando están sobreexcitados conservan aproximadamente su potencia total $P = mU_{\text{red}}I$, entonces, su potencia útil $P_2 = \eta mU_{\text{red}}I \cos \varphi$ resulta un poco disminuida.

Los motores sincrónicos modernos de serie se fabrican para regímenes de funcionamiento nominales con $\cos \varphi = 1$ y con $\cos \varphi = 0,8$ (adelantado).

13-5. Características de funcionamiento de un motor sincrónico

Cuando un motor sincrónico funciona alimentado por una red con $U_{\text{red}} = \text{const}$ y $f = \text{const}$ y con excitación permanente sus características de funcionamiento, que representan la dependencia de la potencia primaria P_1 , la corriente del estator I , el rendimiento

η y el factor de potencia $\cos\varphi$ de la potencia útil en el árbol P_s , tienen la forma ilustrada en la fig. 13-4, donde está representado el caso cuando durante la marcha en vacío el $\cos\varphi=1$. Con el crecimiento de la carga, siendo $I_{ex}=\text{const}$, el $\cos\varphi$ se reduce un poco. El rendimiento del motor crece hasta cierta magnitud máxima y luego comienza a disminuir. Durante la marcha en vacío, siendo el $\cos\varphi=1$, la corriente es muy pequeña y corresponde a las pérdidas en vacío; con el aumento de la carga la corriente crece en dependencia casi rectilínea.

En la fig. 13-5 están representadas las características de $\cos\varphi=f\left(\frac{P_2}{P_n}\right)$ para diferentes valores de $\cos\varphi$ y funcionamiento

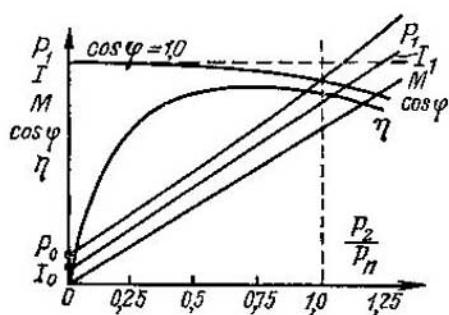


Fig. 13-4. Características de funcionamiento de un motor sincrónico

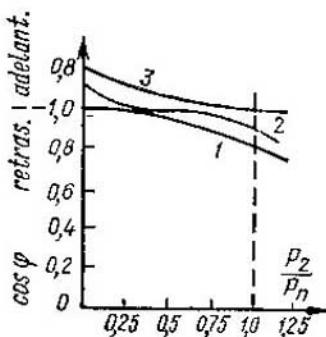


Fig. 13-5. Características del $\cos\varphi = f\left(\frac{P_2}{P_n}\right)$ para diferentes valores de la corriente de excitación

en vacío. El régimen del motor sincrónico se puede regular variando la corriente de excitación de tal modo que el motor tenga un $\cos\varphi=1$ para la carga deseada. La curva 1 de la fig. 13-5 corresponde al $\cos\varphi=1$ durante la marcha en vacío, la curva 2 corresponde al $\cos\varphi=1$ cuando $P_s/P_n=0,5$ y la curva 3, al $\cos\varphi=1$ para $P_s/P_n=1,0$. Cuanto mayor es la excitación del motor sincrónico tanto mayor resulta la magnitud de la corriente adelantada en vacío y con tanta mayor carga se consigue el $\cos\varphi=1$.

La capacidad de sobrecarga de un motor sincrónico, lo mismo que para un alternador sincrónico, despreciando la componente del momento, provocada por el hecho de que la construcción es de polos salientes, es igual a:

$$k_s = \frac{1}{\operatorname{sen} \theta_n}.$$

En los motores modernos, siendo la carga nominal, $\theta_n=20-30^\circ$, por consiguiente, $k_s=2-3$.

13-6. Métodos de arranque de un motor sincrónico

A. Arranque por medio de un motor auxiliar. El motor sincrónico y el compensador sincrónico, que es en esencia un motor sincrónico que funciona en vacío en régimen sobreexcitado, se pueden conectar a la red por medio de dispositivos de sincronización por los mismos métodos que un alternador sincrónico. Para ello la máquina deberá tener en un mismo árbol un motor de arranque especial que lo pueda acelerar hasta la velocidad sincrónica con la que se puede efectuar la sincronización de la máquina con la red. En calidad de motor auxiliar se utilizan últimamente motores asincrónicos con una potencia relativamente pequeña por el mismo número de polos que en una máquina sincrónica. Por medio de estos motores la máquina sincrónica se pone en rotación a una velocidad casi sincrónica, después de lo cual se conecta en paralelo por el método de autosincronización. Antes para este fin se utilizaba también un motor asincrónico con un par de polos menos que la máquina sincrónica. Por eso el motor la podía acelerar a una velocidad aún más alta que la sincrónica. Si después de esto se desconectaba de la red el motor auxiliar, el grupo se desaceleraba pasando suavemente por la velocidad sincrónica, lo cual permitía efectuar en el momento necesario la conexión de la máquina sincrónica a la red.

Un inconveniente de este método consiste en la imposibilidad de poner en marcha el motor bajo carga, ya que no es racional utilizar motores de arranque de gran potencia, que encarecen y complican la instalación. Por esta razón este método se sigue utilizando principalmente en los grupos convertidores que transforman la corriente alterna en corriente continua y para los cuales se puede realizar el arranque con una máquina de corriente continua utilizando un generador para el arranque en régimen de motor y también para los compensadores sincrónicos potentes.

B. Arranque por frecuencia. El motor sincrónico puede ponerse en marcha por el método de arranque por frecuencia, cuando la frecuencia de la tensión aplicada al motor durante el arranque varía suavemente desde el cero hasta el valor nominal. En este caso el motor gira sincrónicamente durante todo el período de arranque.

Para efectuar el arranque por este método el motor se alimenta desde un alternador sincrónico independiente, cuya velocidad se varía con auxilio de un motor primario desde el cero hasta la nominal. Por este método de arranque es imposible efectuar la excitación del generador y del motor con sus propios excitadores montados en el árbol, puesto que con velocidades pequeñas éstos no se autoexcitan.

Para que el motor comience a girar sincrónicamente desde la velocidad nula, las corrientes de excitación del generador y del motor deben estar debidamente reguladas y la elevación de la

frecuencia no debe ser muy rápida. El estudio de este problema demuestra que en el periodo inicial de arranque el generador debe tener, en lo posible, una corriente de excitación grande, mientras que el motor debe tener tal corriente de excitación que cuando las velocidades sean sincrónicas la f.e.m. del motor debida a la corriente de excitación sea aproximadamente dos veces menor que la f.e.m. del generador. Con el aumento de la velocidad de rotación es necesario aumentar la corriente de excitación del motor.

El arranque por frecuencia de los motores sincrónicos se utiliza en instalaciones especiales.

C. Arranque asíncrono. Reglamentos principales. Un motor sincrónico con jaula de arranque en el rotor (véase el § 1-5) se puede poner en marcha en calidad de un motor asíncrono en cortocircuito. Actualmente el arranque asíncrono es el método principal de arranque de los motores sincrónicos.

Para efectuar el arranque asíncrono el devanado de excitación del motor sincrónico debe estar en cortocircuito o cerrado en una resistencia óhmica, cuya magnitud debe ser aproximadamente diez veces mayor que la magnitud de la resistencia óhmica del propio devanado de excitación. Si durante el arranque del motor el devanado de excitación estuviera abierto, entonces en sus bornes, debido al gran número de espiras del devanado de excitación, se induciría una tensión tan grande que podría conducir a la rotura del aislamiento.

En el caso de arranque asíncrono el devanado del estator del motor sincrónico se conecta a la red de corriente alterna, en el motor surge un momento de rotación (véase el § 1-8) que desarrolla una velocidad próxima a la sincrónica; el motor gira como si fuera un motor asíncrono con cierto resbalamiento o velocidad retrasada con respecto a la velocidad del campo magnético giratorio. Si ahora se conecta corriente continua al devanado de excitación, entonces, la existencia de polos de polaridad invariable provocará fuertes oscilaciones periódicas de la velocidad del rotor con respecto a su velocidad media, como resultado de lo cual no sólo se alcanzará en ciertos momentos la velocidad sincrónica, sino que también breves excesos de ésta.

Una vez alcanzada esta velocidad, el motor, después de varias oscilaciones atenuadas alrededor de la velocidad sincrónica, se lleva a sincronismo. Cuanto menos cargado esté el motor, tanto menor será su resbalamiento con respecto a la velocidad sincrónica y tanto más fácil alcanzará el sincronismo durante dichas oscilaciones. Los motores de polos salientes durante la marcha en vacío y cuando la carga es pequeña, se llevan, a menudo, a sincronismo incluso sin excitación, sólo a cuenta del momento reactivo. Cuando el motor está cargado, por el contrario, el resbalamiento crece y el motor se lleva a sincronismo con mayor dificultad, por eso existe el par de frenado límite determinado por el así llamado

momento de rotación de entrada del motor, con el cual el motor es capaz de sincronizarse.

Así pues, para un motor sincrónico, puesto en marcha como motor asíncrono, son característicos los tres siguientes momentos de rotación:

1) el par motor de arranque o simplemente par de arranque M_{arr} , desarrollado por el motor en estado inmóvil (resbalamiento $s=1$);

2) el par motor de entrada o simplemente par de entrada M_{ent} , bajo el cual se entiende el momento asíncrono desarrollado por el motor cuando la velocidad es igual al 95% de la sincrónica (resbalamiento $s=0,05$);

3) par motor máximo o de vuelco M_m que corresponde a la potencia máxima del motor con velocidad sincrónica y con tensión y excitación nominales, al exceder del cual el motor se desincroniza.

De acuerdo con lo antedicho en el § 1-10 el par motor de un motor asíncrono puede ser expresado de la siguiente forma simplificada:

$$M = \frac{kE_2 sr_2}{r_2^2 + (sx_2)^2}.$$

Hacemos recordar que en esta fórmula k es el factor de proporcionalidad, E_2 es la f.e.m. del rotor cuando $s=1$; s es el resbalamiento; r_2 y x_2 son las resistencias óhmica e inductiva de dispersión del rotor inmóvil.

Para un resbalamiento de $s=1$ tenemos un par de arranque igual a:

$$M_{arr} = \frac{kE_2 r_2}{r_2^2 + x_2^2}.$$

El par máximo (de vuelco) se obtiene cuando el resbalamiento es igual a $s=r_2/x_2$ y se expresa de la forma siguiente:

$$M_m = \frac{kE_2}{2x_2}.$$

En el § 20-3 se da una expresión más exacta para el momento M_m de una máquina asíncrona.

Así pues, la magnitud del par máximo no depende del valor de la resistencia óhmica del devanado de arranque r_2 , de éste sólo depende el valor del resbalamiento $s=s_m$ con el cual la magnitud del par motor se hace máxima.

En la fig. 13-6 están representadas las funciones $M=f(s)$ para $x_2=\text{const}$ y diferentes valores de la resistencia óhmica del rotor: $r_2' < r_2'' < r_2'''$.

Para $r_2=x_2$ (curva 3 en la fig. 13-6) el par de arranque ($s=1$) se hace igual al momento máximo.

En dependencia de las condiciones de funcionamiento y el destino del accionamiento se exigen diferentes magnitudes de los momentos (pares) de arranque y de entrada.

Para un accionamiento con un par de resistencia que crece con el aumento de la velocidad, el momento inicial que se exige no es

grande, mientras que el momento de entrada debe ser considerablemente mayor. Por ejemplo, para los ventiladores,

$$M_{arr} = (0,2 - 0,25) M_n; \quad M_{ent} = M_n.$$

Para un accionamiento de gran rozamiento y de pequeña velocidad, debida al gran peso del accionamiento, se necesita un valor elevado del par de arranque, pero como el motor puede ser llevado a sincronismo durante la marcha en vacío del accionamiento, entonces el par de entrada puede tener un valor reducido. Por ejemplo, para un laminador continuo no regulable

$$M_{ent} = (0,5 - 1,0) M_n; \quad M_{ent} \approx 0,4 M_n.$$

Puesto que, generalmente, para un alto valor del par de entrada M_{ent} se necesita un valor reducido del par de arranque M_{arr}

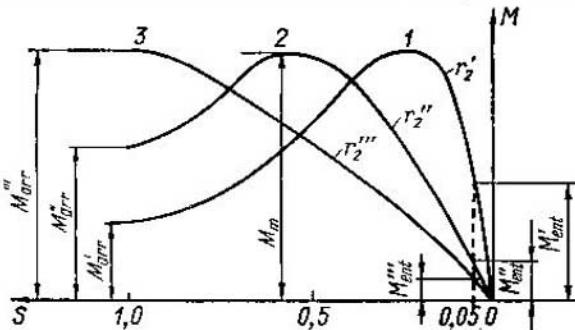


Fig. 13-6. Curvas de los pares motores del devanado de arranque de un motor sincrónico

y, por el contrario, para un gran valor del par de arranque M_{arr} se necesita un valor reducido del par de entrada M_{ent} , entonces la variación de las relaciones indicadas se puede conseguir eligiendo el material de la jaula de arranque.

Para obtener altos valores de los pares de arranque se exige una magnitud elevada de la resistencia óhmica de la jaula de arranque y una capacidad calorífica suficiente de la misma, para lo cual ésta se hace de latón, de bronce de aluminio u otras aleaciones semejantes. Puesto que en este caso, a causa de la elevada resistencia de la jaula de arranque, se obtiene una elevada magnitud del resbalamiento s_m , la magnitud del par de entrada se reduce y el motor se lleva a sincronismo con mayor dificultad. Por el contrario, si la jaula de arranque se hace de cobre rojo de pequeña resistencia, entonces el motor tendrá un momento de arranque reducido y un pequeño resbalamiento durante el funcionamiento en régimen asincrónico con velocidad de rotación estable, por lo cual se elevará la magnitud del momento de entrada. El carácter de la dependencia del momento asincrónico de la jaula de arranque del

Magnitudes	Número de polos $2p$						
	4	6	8	10	12	14	16
$P, \text{ kW}$	360	285	220	182	148	115	93
$\frac{I_{\text{arr}}}{I_{\text{n}}}$	5	5,2	5,1	4,6	4,0	3,9	3,8
$\frac{M_{\text{arr}}}{M_{\text{n}}}$	2	2,3	2,4	2,6	1,8	1,4	1,3
$\frac{M_{\text{ent}}}{M_{\text{n}}}$	0,72	0,9	0,85	0,8	0,75	0,78	0,8
$\frac{M_m}{M_{\text{n}}}$	2,05	2,2	2,25	2,25	2,3	2,5	2,5

resbalamiento s está representado en la fig. 13-6, para el primer caso en forma de la curva 2, y para el segundo, en forma de la curva 1.

En la tabla 13-1 se dan los datos característicos de los motores sincrónicos construidos por la fábrica "Elektrosila" con las dimensiones exteriores del tipo 14, para diferente número de polos, para una tensión de 3000 V y un $\cos\varphi=0,8$ (corriente adelantada) con el arranque del motor por la tensión total de la red.

Si se desea disminuir la magnitud de la corriente de arranque, entonces es preciso reducir la tensión en los bornes del motor durante el arranque. En este caso la magnitud de la corriente de arranque en el motor se reduce proporcionalmente a la tensión en sus bornes, y la magnitud del par de arranque se reduce proporcionalmente al cuadrado de la tensión (véase el § 20-6).

13-7. Particularidades del proceso de arranque asincrónico de los motores sincrónicos

Estudiemos más detalladamente el aspecto físico del proceso de arranque de un motor y de su sincronización, teniendo en cuenta la presencia del devanado de excitación cerrado y la asimetría del devanado de arranque debida a que el rotor es de polos salientes.

A. Momento uniaxial durante el arranque asincrónico. Un motor sincrónico trifásico con devanado de excitación cerrado y sin devanado de arranque representa, en lo que se refiere al arranque, un motor con devanado primario trifásico y con devanado secundario monofásico. Este último crea un campo pulsante monofásico que,

por la regla general, puede ser descompuesto en campos giratorios directo e inverso con respecto al sistema del rotor.

El campo pulsante del rotor, que tiene una frecuencia igual a $f_2 = sf_1$, crea un campo que gira en el sentido de rotación del rotor, y otro campo que gira en sentido contrario a la rotación del rotor. La velocidad de cada uno de estos campos con respecto al rotor es igual a $n_1 - n$, donde n_1 es la velocidad de rotación del campo del estator y n es la velocidad de rotación del rotor.

El primer campo tiene con respecto al devanado inmóvil del estator una velocidad de rotación igual a:

$$n_{\text{dir}} = n + (n_1 - n) = n_1;$$

es decir, este campo gira sincrónicamente con el campo creado por el devanado del estator a todas las velocidades de rotación del rotor.

El segundo campo tiene con respecto al devanado inmóvil del estator una velocidad de rotación igual a:

$$n_{\text{inv}} = n - (n_1 - n) = 2n - n_1 = 2n_1(1 - s) - n_1 = n_1(1 - 2s).$$

Este campo crea en el devanado del estator una corriente que tiene una frecuencia igual a:

$$f' = pn_{\text{inv}} = pn_1(1 - 2s) = f_1(1 - 2s),$$

cuando $s = 0,5$ la frecuencia $f' = 0$.

Así pues, siendo la velocidad de rotación del rotor igual a la mitad de velocidad de rotación del campo, surge un campo sincrónico inverso que es inmóvil con respecto al devanado del estator, es decir, con una frecuencia igual a $f' = 0$.

Pero si el rotor tiene una velocidad algo menor de $n_1/2$, entonces en el devanado del rotor se induce una corriente con una frecuencia igual a:

$$f_2 > f_1/2,$$

y, por lo tanto, el campo giratorio sincrónico inverso creado por esta corriente girará con respecto al devanado del estator en sentido contrario a la rotación del rotor y del campo giratorio fundamental. Por el contrario, si la velocidad de rotación del rotor es algo mayor que $n_1/2$, entonces $f_2 < f_1/2$ y el campo sincrónico inverso girará en el sentido de rotación del rotor y del campo giratorio fundamental. Si en ambos casos la velocidad de rotación del rotor n se diferencia en un poco de la mitad de la velocidad sincrónica $n_1/2$, entonces en el devanado del estator se inducirán corrientes de poca frecuencia que al entrar en interacción con el campo sincrónico inverso del rotor crearán un par motor asincrónico adicional bastante notable.

En el primer caso, cuando $n < n_1/2$, este momento adicional arrastrará el motor en el sentido de rotación del rotor y, por lo tanto, tendrá carácter de par motor, y en el segundo caso, cuando $n > n_1/2$ este momento actuará en sentido contrario a la rotación

del rotor y tendrá carácter de par de frenado. Siendo $n = n_1/2$ el campo sincrónico inverso se hace inmóvil con respecto al devanado del estator; en éste no se inducen corrientes adicionales y los momentos adicionales desaparecen.

El momento de rotación creado por el campo directo del devanado de excitación es motor para todos los resbalamientos desde $s=1$ hasta $s=0$. No obstante, la magnitud de este momento en la zona de $s=0,5$ también disminuye mucho, ya que en este caso el campo inverso del devanado de excitación no se amortigua por las corrientes adicionales del estator, por lo cual la inductancia resultante del devanado de excitación cuando $s=0,5$ es grande y las corrientes en él disminuyen.

Como resultado, la dependencia del par motor adicional del devanado de excitación M_{ad} del resbalamiento tiene la forma representada en la fig. 13-7, a. A causa del carácter del par motor

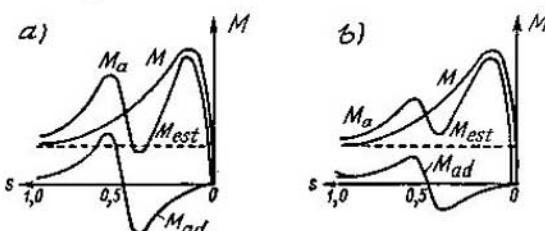


Fig. 13-7. Curvas de los momentos de rotación de un motor sincrónico para el arranque asincrónico con el devanado de excitación cortocircuitado (a) y cerrado por medio de una resistencia (b)

del devanado de excitación, el rotor de un motor sin devanado de arranque no podría desarrollar mayor velocidad que la mitad de la velocidad sincrónica aun durante el arranque sin carga. Lo expuesto lleva el nombre de fenómeno de conexión uniaxial.

Cuando existe el devanado de arranque y cuando el devanado de excitación está cortocircuitado la conexión uniaxial se manifiesta desfigurando considerablemente la curva del momento resultante M_a (fig. 13-7, a). Cuando el par de frenado estático en el árbol M_{est} es grande, el motor tampoco puede desarrollar una velocidad superior a la mitad de la velocidad sincrónica. Por otra parte, el arranque del motor con el devanado de excitación abierto es inadmisible debido a la inducción de grandes f.e.m. en el devanado de excitación que pueden causar el deterioro del aislamiento del devanado de excitación, de los anillos de contacto, etc., y puede ser peligroso para el personal de servicio. Por eso para el arranque del motor con cargas considerables (por ejemplo cuando $M_{est} > 0,35M_n$) es preciso cerrar el devanado de excitación durante el tiempo del arranque por medio de una resistencia adicional. Para este fin se puede utilizar la resistencia de atenuación del campo si se dispone de ella (véase el § 12-2).

Al intercalar una resistencia adicional en el circuito del devanado de excitación se reduce la magnitud de la corriente inducida en éste y disminuye la influencia del momento del devanado de excitación. La experiencia demuestra que con una resistencia adicional cinco-diez veces mayor que la resistencia del devanado de excitación el fenómeno de conexión uniaxial se debilita tanto que prácticamente se excluye el peligro del "atrapo" del motor cerca de la velocidad $n \approx n_1/2$. En la fig. 13-7, b se dan las curvas de los momentos para el caso de conexión de una resistencia adicional al circuito de excitación. En este caso el momento del devanado de excitación M_{ad} disminuye y el momento resultante M_a en la zona peligrosa resulta ser mayor que el momento de resistencia en el árbol M_{est} , por lo cual el motor puede perfectamente acelerarse hasta una velocidad próxima a la sincrónica.

La caída en la curva del par motor M , representada en la fig. 13-7 también se debe a la asimetría del devanado de arranque del motor de polos salientes, puesto que a causa de esta asimetría las corrientes del devanado de arranque crean también un campo magnético que tiene una componente que gira en sentido contrario. No obstante, si las barras del devanado de arranque están cerradas con anillos sin cortes, entonces este campo y su efecto son relativamente pequeños.

B. Sincronización del motor durante el arranque asincrónico. Analicemos ahora el proceso de sincronización del motor. Bajo el efecto del momento asincrónico, el motor, durante el arranque bajo carga, alcanza aproximadamente el 95% de la velocidad sincrónica y luego gira con un resbalamiento de $s \approx 0,05$ retrasándose de la velocidad del campo giratorio.

Supongamos al principio que el motor no está excitado por corriente continua. El campo magnético se puede representar en forma de un sistema de polos de imanes permanentes que giran con velocidad sincrónica. En el instante en que los ejes de los polos salientes del rotor coinciden con los ejes del campo giratorio sólo tiene lugar su atracción radial. Como la máquina tiene siempre un número par de polos, entonces todos los esfuerzos radiales se equilibran entre sí y por eso, en este caso, no se obtiene ningún efecto resultante (fig. 13-8, a).

Supongamos ahora que los polos del rotor están retrasados un poco de los polos del campo giratorio, como resultado de lo cual se obtiene un esfuerzo de atracción no radial entre los polos. Este esfuerzo puede ser descompuesto en las componentes radial y tangencial (fig. 13-8, b). La primera estará equilibrada y no dará efecto alguno, mientras que la componente tangencial, que actúa en el sentido de rotación del rotor, le comunicará a éste cierta aceleración adicional positiva elevando su velocidad de rotación. Si a causa de las diferentes velocidades de rotación del campo y del rotor los polos del rotor resultan estar un poco adelantados de los polos del campo giratorio (fig. 13-8, c), entonces, descom-

poniendo en este caso el esfuerzo de atracción entre los polos en las componentes radial y tangencial obtendremos que la última actuará en sentido contrario a la rotación del rotor y por eso provocará la aparición de una aceleración negativa que disminuye la velocidad de rotación del rotor.

Así pues, a la velocidad media del rotor se superpondrán los cambios positivos y negativos de su velocidad de rotación que

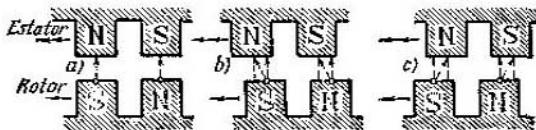


Fig. 13-8. Para la aclaración del proceso de sincronización de un motor síncrono no excitado

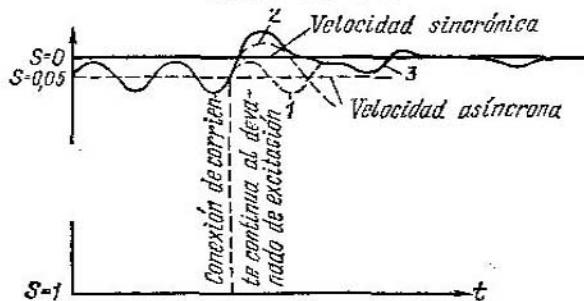


Fig. 13-9. Resbalamiento de un motor síncrono en función del tiempo de arranque, en el caso cuando no tiene lugar la sincronización

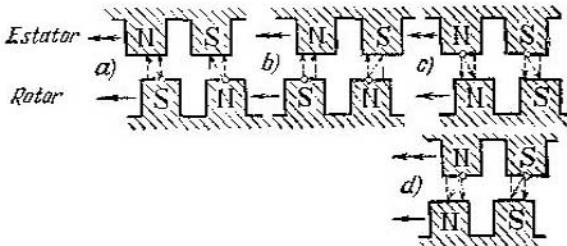


Fig. 13-10. Para la aclaración del proceso de sincronización de un motor síncrono excitado

provocan la oscilación de la velocidad del rotor bajo el efecto del momento reactivo que aparece a causa de la existencia del sistema de polos salientes en el rotor (fig. 13-9, curva 1).

Si ahora suministramos corriente al devanado de excitación (fig. 13-10), entonces los polos del rotor recibirán una polaridad determinada y el proceso de oscilaciones transcurrirá de una forma un poco distinta. En este caso la elevación de la velocidad sólo tendrá lugar cuando los polos retrasados del rotor tengan una

polaridad opuesta con respecto a los polos adelantados del campo giratorio (fig. 13-10, a), y cuando estos polos tienen igual polaridad tendrá lugar su repulsión y deceleración del giro del rotor (fig. 13-10, c). Asimismo, si los polos del rotor están adelantados de los polos del campo giratorio, entonces cuando los polos del campo y del rotor son opuestos tendrá lugar su atracción y disminución de la velocidad del rotor (fig. 13-10, b), y cuando los polos son del mismo signo tendrá lugar su repulsión y elevación de la velocidad (fig. 13-10, d).

La periodicidad del número de impulsos de aceleración y deceleración, cuando existe excitación, será dos veces menor que cuando

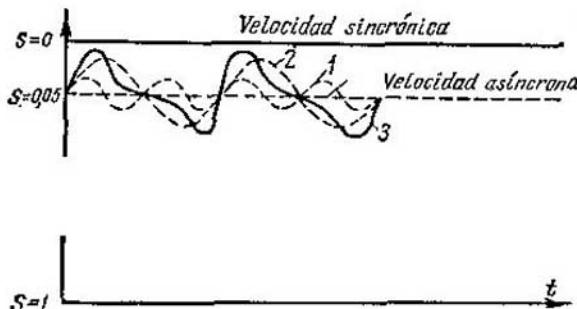


Fig. 13-11. Deslizamiento de un motor sincrónico en función del tiempo de arranque, para el arranque asincrónico con sincronización

no existe excitación, por eso el periodo de oscilaciones T será dos veces mayor (fig. 13-9, curva 3) que en el primer caso (fig. 13-9, curva 1). A causa del impulso de mayor duración y mayor fuerza, la elevación y disminución de la velocidad serán más considerables que en el primer caso, por eso, al oscilar alrededor de la velocidad asincrónica media, la máquina tendrá más posibilidades de alcanzar en ciertos instantes la velocidad sincrónica y aun de superarla. La curva resultante de la velocidad, cuando los polos son salientes (fig. 13-9, curva 2), tiene oscilaciones de mayor amplitud que en el sistema de polos interiores, por eso en el primer caso la máquina excitada se lleva a sincronismo más fácilmente que en el segundo caso.

Si con estas oscilaciones la velocidad del rotor excede a la sincrónica, entonces, más tarde, cuando éste se desacelera y pasa por la velocidad sincrónica, comenzará a actuar el momento sincronizador que mantiene el motor en sincronismo. En este caso se obtienen oscilaciones de amortiguamiento rápido (fig. 13-11). Una vez amortiguadas las oscilaciones el motor funciona en sincronismo, con elevada estabilidad, ya que el momento máximo M_m de estos motores sincrónicos, como se muestra en la tabla 13-1 es considerablemente mayor que el momento de entrada M_{ent} .

C. Dinámica de la sincronización de un motor. Analicemos más detalladamente la dinámica del proceso de sincronización del rotor de un motor. Estudiemos al principio los momentos de rotación que actúan sobre el rotor.

Desde el instante en que se aplica la corriente de excitación, al final del arranque, comienza a actuar el momento electromagnético $M_{e.m}$ debido a la interacción del flujo de excitación con la corriente del estator. Este momento se determina por la expresión (12-16). En este caso se debe tener en cuenta que el rotor gira asincrónicamente y por lo tanto el ángulo θ entre los vectores de la f.e.m E_0 y la tensión U varía continuamente. Para simplificar, analizaremos un motor sincrónico de polos interiores. Entonces, la expresión del momento $M_{e.m}$ se puede escribir de la forma siguiente:

$$M_{e.m} = M_m \sin \theta.$$

Además, en el período de arranque, sobre el rotor, puesto que gira asincrónicamente con el campo magnético del estator, actúa el momento asincrónico M_a (fig. 13-7) analizado más arriba, que depende del resbalamiento s . Cuando $s=0$, el ángulo $\theta=\text{const}$, y al contrario, cuanto mayor es s tanto más rápidamente varía θ . Por eso s es proporcional a $d\theta/dt$ y como, siendo pequeños los resbalamientos s , el momento M_a varía casi proporcionalmente a s (fig. 13-7), entonces la expresión para este momento se puede escribir de la forma siguiente:

$$M_a = K_a \frac{d\theta}{dt}.$$

Sobre el rotor actúa también el momento estático de frenado del accionamiento M_o , que depende generalmente de la velocidad de rotación, pero en el caso en cuestión se puede considerar como constante, ya que desde el instante del suministro de la corriente de excitación ($s \approx 0,05$) la velocidad del motor ya varía insignificantemente.

La magnitud

$$M_f = M_{e.m} + M_a - M_o$$

representa el momento de rotación excesivo, o dinámico, que determina la variación de la velocidad del rotor y que es proporcional a la aceleración del rotor o $d^2\theta/dt^2$.

Analicemos ahora el proceso de sincronización del motor con auxilio de la fig. 13-12.

En la fig. 13-12, a la curva del momento $M_{e.m} = M_m \sin \theta$ está representada por la sinusoida f . Si el momento estático $M_{est} = \text{const} = OA$ entonces se puede representar por la recta AB paralela al eje de abscisas. Adoptamos esta recta

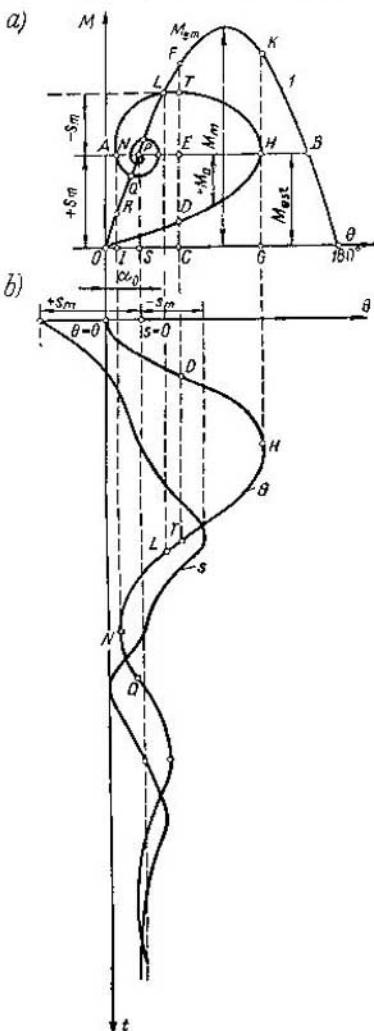


Fig. 13-12. Proceso de sincronización de un motor sincrónico con carga moderada en el árbol

como eje, por debajo del cual trazaremos los momentos asincrónos positivos M_a , y por encima, los negativos.

Supongamos que antes de conectar la corriente continua al devanado de excitación el motor tiene cierto deslizamiento constante s , desarrollando el momento asincrono constante M_a que equilibra el momento estático de resistencia en el árbol $M_{est} = OA$. La conexión de la corriente continua puede ocurrir en el momento de tiempo $t=0$ correspondiente a cualquier posición instantánea del rotor con respecto al eje del flujo resultante. Para simplificar los argumentos, analicemos el momento de tiempo más favorable para la conexión: cuando coinciden los ejes mencionados, es decir, cuando $\theta=0$. En estas condiciones siendo $t=0$ el momento electromagnético $M_{e.m} = M_m = \sin \theta = 0$, y en el instante inicial el rotor del motor no adquiere aceleración. Pero, como el motor no gira en sincronismo, sino con un resbalamiento de $s \neq 0$, en los instantes ulteriores el rotor comienza a retrasarse poco a poco del flujo resultante Φ_0 , aumentando correspondientemente el ángulo θ , lo cual conduce a la aparición del momento electromagnético $M_{e.m} > 0$. Por ejemplo, cuando el ángulo $\theta = OC$, el momento $M_{e.m} = CF$. El momento electromagnético elevado provocará el aumento de la velocidad del motor, lo cual conducirá a la reducción del resbalamiento y correspondientemente a la disminución del momento asincrono. Por esta razón el momento M_a , que siendo $\theta=0$ tiene el valor de AO , ahora siendo $\theta = OC$ será igual a $ED < AO$. El momento excesivo que surge como resultado de esto $M_f = FD = M_{e.m} + M_a - M_{est} = CF + ED - CE$ le comunicará al rotor cierta aceleración y el resbalamiento s disminuirá aún más.

Este proceso continuará hasta que el motor no alcance la velocidad sincrónica en el punto H siendo $\theta = OG$, en el cual el momento electromagnético $M_{e.m} = GK$, el momento asincrono $M_a = 0$ y $M_f = HK$. Como en este punto el momento excesivo HK sigue siendo positivo éste continúa acelerando el rotor, por eso la velocidad del rotor sobrepasará luego a la velocidad sincrónica y comenzará a girar con mayor rapidez que el flujo resultante Φ_0 . Debido a esto el ángulo θ comenzará a disminuir y el resbalamiento s y el momento asincrono se harán negativos, por lo cual el momento asincrono del generador comenzará a ejercer una acción de frenado sobre el movimiento del rotor.

Cuando el rotor regresa a la posición en que el ángulo θ se hace de nuevo igual a OC , el momento electromagnético $M_{e.m} = CF$, el momento asincrono $M_a = ET$ y el momento excesivo $M_f = CF - ET - CE = FT$ todavía actúa como acelerador hasta que en el punto L de la curva del momento electromagnético, siendo el ángulo $\theta = OS$, no se consiga el equilibrio de los momentos y el momento excesivo no se haga igual a cero. No obstante, en este punto, por cuanto el rotor tiene cierto resbalamiento negativo, el ángulo θ continuará reduciéndose hasta que en el punto N el rotor no alcance de nuevo la velocidad sincrónica. Evidentemente, en este punto el momento asincrono se hará de nuevo igual a cero, pero como ahora el momento electromagnético se hace igual a IR , es decir, se hace menor que el momento estático M_{est} , entonces el momento diferencial NR , actuando como freno, comienza a aumentar de nuevo el ángulo θ hasta que en el punto Q los momentos se equilibraran.

Repetiendo a continuación estos razonamientos se puede obtener la curva espiral $ODHTLNQ$ (fig. 13-12) que termina en el punto P , donde se equilibran los momentos electromagnético y estático, pero ya con una velocidad sincrónica del rotor y con el momento asincrono $M_a = 0$. En este caso, el proceso de arranque y de sincronización del motor finaliza y el motor gira en sincronismo con el flujo resultante Φ_0 . En la fig. 13-12, b están representadas las curvas del ángulo θ y del deslizamiento s en función del tiempo t , aquí en la curva s están marcados los puntos D, H, T, \dots que corresponden a los puntos de la espiral (fig. 13-12, a).

Con el aumento del momento estático se hace también mayor el resbalamiento con el que funciona el motor no excitado. Por esta razón conectando la corriente de excitación en el instante más favorable (cuando $\theta=0$) el motor obtendrá menor resbalamiento negativo, acelerando su marcha por la curva $ODHLN$ (fig. 13-13). Si la conexión de la corriente de excitación se efectúa con cierto adelantamiento, por ejemplo, con un ángulo $\theta = -60^\circ$, entonces en este

caso, en los instantes iniciales el momento electromagnético $M_{e,m}$ tiene signo contrario, por lo cual al principio el desplazamiento crecerá y el motor acelerando su marcha por la curva $O'E'C'H'L'$ (fig. 13-13) puede ya no alcanzar la velocidad sincrónica y efectuará oscilaciones en régimen asincrónico por la curva representada en la fig. 13-9 (curva β).

13-8. Métodos de arranque asincrónico

Actualmente el método principal de arranque de los motores sincrónicos es el asincrónico. Los motores de polos salientes fabricados en grandes series van dotados de un devanado de arranque en el rotor y están calculados para el arranque directo desde la tensión total de la red. El arranque directo se realiza en todos los lugares donde éste es admisible desde el punto de vista del efecto de las corrientes de arranque sobre la red y la caída de tensión en ésta, así como desde el punto de vista del calentamiento del motor durante su arranque. En la mayoría de los casos los motores de varias centenas de kilovatios de potencia y, a menudo, los motores de mil kilovatios y de más alta potencia se ponen en marcha por la tensión total de la red.

De acuerdo con la tendencia general de simplificar cada vez más la operación del arranque de los motores sincrónicos, últimamente en la URSS se utiliza cada vez más el arranque de éstos por el método de autosincronización con un excitador conectado y dispuesto en el árbol del motor o que se pone en marcha simultáneamente, si está separado del motor. La experiencia demuestra que con un momento estático de resistencia en el árbol hasta el valor de $M_{est} = (0,25 - 0,35) M_n$ el fenómeno de la conexión uniaxial no obstaculiza el arranque normal. En este caso, el devanado de excitación se conecta directamente al inducido del excitador, que en el proceso de arranque se autoexcita y asegura la sincronización del motor al final del proceso. Cuando el arranque se efectúa bajo una carga grande en el circuito del devanado de excitación del motor sincrónico se intercala una resistencia óhmica (se utiliza la resistencia de atenuación del campo, si ésta existe, véase el § 12-2); al alcanzar una velocidad próxima a la sincrónica, el devanado de excitación se conecta al inducido del excitador.

Cuando se necesita reducir la tensión que se aplica al motor durante el arranque, se utiliza el arranque por medio de un reactor o de un autotransformador conectados entre la red y el motor.

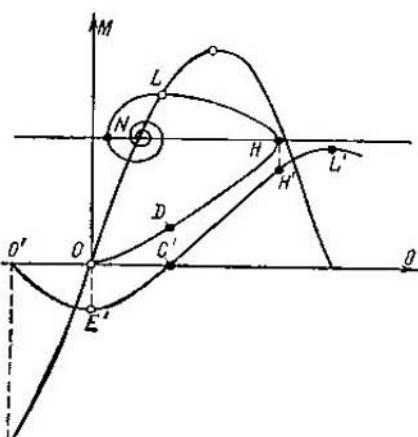


Fig. 13-13. Proceso de sincronización de un motor sincrónico con gran carga en el árbol

Los motores sincrónicos de polos interiores con rotor pesado sólo se utilizan para altas velocidades de rotación de 3000 r.p.m. y estos motores no necesitan devanado amortiguador especial, cuyo papel lo desempeña el rotor pesado.

El arranque asincrónico de los motores asincrónicos de polos interiores con rotor pesado transcurre en condiciones más difíciles ya que las corrientes inducidas en el rotor pesado fluyen por la capa fina superficial del rotor, provocando un calentamiento local considerable. Por eso durante el arranque de los motores de polos interiores se recurre más a menudo a la reducción de la tensión con la correspondiente prolongación del tiempo de arranque, puesto que en este caso el campo de temperatura del rotor es más uniforme.

Como se muestra en la tabla 13-1 la multiplicidad de la corriente de arranque I_{arr}/I_n para el arranque directo de los motores sincrónicos, lo mismo que para el arranque de los motores asincrónicos, es del orden de 4—5. En este caso, cuando no se necesitan grandes momentos de arranque, la multiplicidad de la corriente puede ser reducida por medio de dispositivos de arranque que reducen la tensión en los bornes del motor durante el arranque, a saber: un autotransformador, un reactor o estos dos dispositivos juntos.

El arranque por medio de un autotransformador se realiza según el circuito de la fig. 13-14. En este caso al principio se conectan los interruptores 1 y 3, el conmutador 2 se pone en la posición *a*; al alcanzar una velocidad próxima a la sincrónica el conmutador 2 se traspasa a la posición *b* y se conecta la excitación, luego se desconecta el interruptor 3.

En el circuito de la fig. 13-14 la resistencia R está conectada al circuito de excitación para el arranque asincrónico, estando el excitador desconectado, y limita la manifestación de la conexión uniaxial.

Designémos con I_{arr} la magnitud de la corriente de arranque del motor en el caso de su conexión directa a la red y con $I_{arr.mot}$ en caso de su conexión a través de un autotransformador. Designemos asimismo con $I_{arr.red}$ la corriente de arranque del devanado primario del autotransformador.

En el caso de arranque directo las corrientes del motor y de la red serán iguales, ya que la tensión del motor U_{mot} es igual a la tensión de la red U_{red} :

$$I_{arr} = U_{red}/z_c$$

donde z_c es la impedancia del motor durante el arranque.

Para el arranque con ayuda de un autotransformador, cuya tensión secundaria es igual a U_{mot} , tenemos:

$$I_{arr.mot} = \frac{U_{mot}}{z_c} = I_{arr} \frac{U_{mot}}{U_{red}}$$

Para determinar la corriente de arranque de la red se puede partir de la igualdad de las potencias de los circuitos primario

y secundario del autotransformador, despreciando la caída de tensión y las pérdidas en éste:

$$I_{\text{arr. red}} U_{\text{red}} \approx I_{\text{arr. mot}} U_{\text{mot}},$$

de donde

$$I_{\text{arr. red}} \approx I_{\text{arr. mot}} \frac{U_{\text{mot}}}{U_{\text{red}}} = I_{\text{arr.}} \left(\frac{U_{\text{mot}}}{U_{\text{red}}} \right)^2.$$

El momento de rotación durante el arranque con auxilio de un autotransformador $M_{\text{arr. mot}}$ se reducirá proporcionalmente al cuadrado de la tensión aplicada.

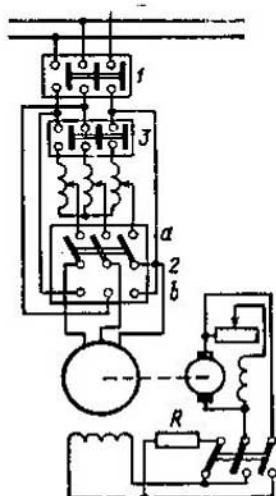


Fig. 13-14. Arranque de un motor sincrónico con ayuda de un autotransformador

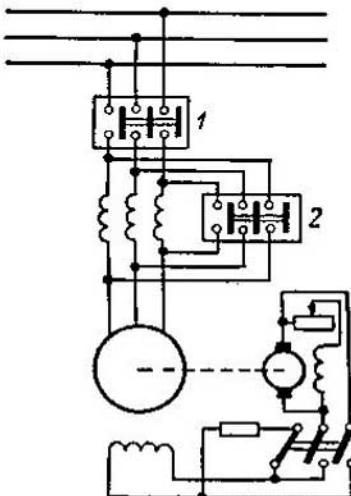


Fig. 13-15. Arranque de un motor sincrónico con auxilio de un reactor

Proporcionalmente a la tensión disminuirán tanto la corriente del motor como su flujo magnético, y, por lo tanto,

$$M_{\text{arr. mot}} = M_{\text{arr.}} \left(\frac{U_{\text{mot}}}{U_{\text{red}}} \right)^2.$$

Así pues, durante el arranque con auxilio de un autotransformador el par de arranque del motor y el par de arranque de la red disminuyen proporcionalmente al cuadrado de la tensión $(U_{\text{mot}}/U_{\text{red}})^2$, mientras que la corriente de arranque en el propio motor se reduce proporcionalmente al primer grado de la tensión.

Durante el arranque con ayuda de un reactor (fig. 13-15) la tensión en los bornes del motor U_{mot} se reduce a causa de la caída de tensión en el reactor, y la corriente de arranque del motor es igual a:

$$I_{\text{arr. mot}} = I_{\text{arr.}} \frac{U_{\text{mot}}}{U_{\text{red}}}.$$

Como a través del motor y del reactor pasa una misma corriente, entonces

$$I_{\text{arr. red}} = I_{\text{arr. mot}} = I_{\text{arr}} \frac{U_{\text{mot}}}{U_{\text{red}}}.$$

El par de arranque del motor disminuye proporcionalmente a U_{mot}^2 , por eso

$$M_{\text{arr. mot}} = M_{\text{arr}} \left(\frac{U_{\text{mot}}}{U_{\text{red}}} \right)^2.$$

Así pues, en el caso de arranque con ayuda de un reactor el par de arranque se reduce proporcionalmente al cuadrado de la tensión $(U_{\text{mot}}/U_{\text{red}})^2$, la corriente de arranque del motor también se reduce proporcionalmente a $U_{\text{mot}}/U_{\text{red}}$, y no proporcionalmente a $(U_{\text{mot}}/U_{\text{red}})^2$, lo mismo que en el caso del arranque con auxilio de un autotransformador.

El arranque de un motor asincrónico con ayuda de un reactor es más simple y más barato, pero da grandes multiplicidades de la corriente de arranque en la red.

El arranque del motor sincrónico según el circuito combinado (fig. 13-16) se

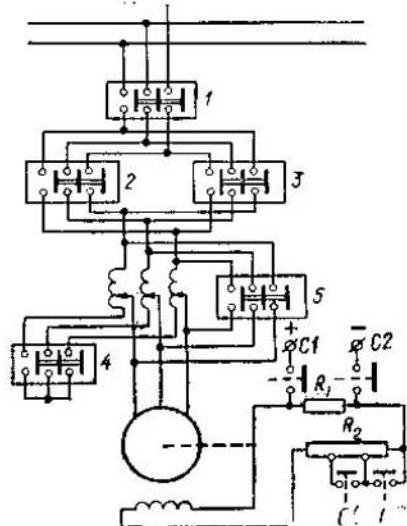


Fig. 13-16. Circuito de arranque multiescalonado de un motor sincrónico de gran potencia con auxilio de un autotransformador

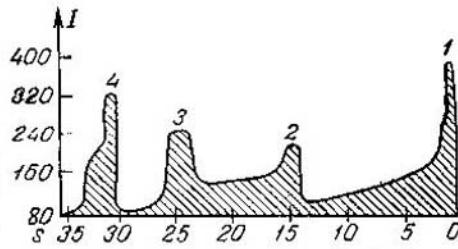


Fig. 13-17. Curva de variación de la corriente del estator de un motor sincrónico de 3000 kW de potencia, 83,7 r.p.m. puesto en marcha según el circuito de la fig. 13-16

utiliza para los motores de gran potencia y en el caso de difíciles condiciones de arranque. En la fig. 13-16 está representado el circuito para un motor reversible. Según este circuito el arranque del motor sincrónico se realiza en dos etapas, en la primera etapa se utiliza un autotransformador, y en la segunda, un reactor. Al usar este circuito para el arranque del motor, la sucesión de las operaciones es la siguiente: al principio se cierra con el interruptor 4 el punto cero del autotransformador, después de lo cual se cierra el interruptor 1 y uno de los interruptores 2 ó 3, según el sentido deseado de rotación del motor (el interruptor 2 cambia de sitio las dos fases extremas con respecto al interruptor 3). En este caso el motor obtiene a través del autotransformador alrededor del 30% de la tensión nominal. En esta etapa de arranque todos los contactores C1, C2, C3, C4 del circuito de excitación están abiertos, por eso el devanado de excitación resulta estar cerrado en ambas resistencias R1 y R2 que en este caso desempeñan el papel de resistencias limitadoras de corriente. Después de que el

motor alcanza el 50—75% de la velocidad sincrónica un relé especial de frecuencia desconecta el punto cero del autotransformador mediante el interruptor 4, y el autotransformador comienza a funcionar como reactor, que permite obtener en el motor la segunda etapa de tensión: cerca del 70% de la nominal. Con este circuito de arranque el motor alcanza el 95% de la velocidad sincrónica, después de lo cual un relé especial de poca frecuencia, conectado en el circuito de excitación del motor, conecta los contactores C3 y C4 que shuntan una parte de la resistencia R2 y los contactores C1 y C2 que conectan en la red de excitación la corriente continua, como resultado de esto el motor obtiene una excitación elevada, en comparación con la del régimen nominal, y se lleva a sincronismo. Después de esto se cierra el interruptor 5, que aplica al motor la tensión total de la red, y se desconecta el contactor C4, como resultado de lo cual aumenta la resistencia del circuito de excitación y se establece la corriente de excitación correspondiente al régimen nominal.

En la fig. 13-17 se da la curva de variación de la corriente de un motor sincrónico de 3000 kW, 88,7 r.p.m., trazada por un aparato automático registrador con el método de arranque en cuestión. El primer incremento brusco de la corriente I corresponde a la conexión a través de un autotransformador a una tensión de 0,32 U_{red} , el segundo incremento 2, a la conexión a una tensión de 0,7 U_{red} , el tercer incremento 3, a la conexión de la corriente de excitación por los contactores C1 y C2, y el cuarto incremento 4, a la commutación a la tensión total de la red. En el circuito (fig. 13-16) sólo el interruptor 1 debe tomarse para la potencia de ruptura total, pero también se puede pasar sin el interruptor 1, entonces los interruptores 2 y 3 deben elegirse para la potencia de ruptura total. Los motores irreversibles no necesitan los interruptores 2 y 3. La ventaja del arranque por el circuito combinado, en comparación con el descrito anteriormente según el circuito de la fig. 13-14, consiste en que el paso de una etapa de tensión a otra se efectúa sin interrupción de la corriente, lo cual tiene mucha importancia para los motores de gran potencia.

Ejemplo. Determinar las inductancias y las resistencias óhmicas de los devanados para un motor sincrónico trifásico con $2p=6$, $P_n=225$ kW, $S=310$ kVA, $I_n=59,5$ A, $\cos \varphi$ (adelantado)=0,8; $U=3000$ V, $\eta=0,91$, $\alpha=0,722$.

El motor tiene un estator con los siguientes datos, que son análogos a los datos del motor asincrónico trifásico mencionado en el ejemplo del cap. II: $D_a=730$ mm, $D=525$ mm, $t_0=364$ mm, $n_{\text{an}} \times b_{\text{an}}=6 \times 10 = 60$ mm, $l=364 - 1 \cdot 2 \cdot 60 = 334$ mm, $q_1=5$, $Z_1=90$, $k_{\text{dev}}=0,957 \cdot 0,951=0,91$, $\delta=2,6$ mm, $\sum \lambda_1=3,59$.

El número de conductores por ranura es $7 \times 2 = 14$, el número de espiras por fase es igual a:

$$w_1 = \frac{90 \cdot 14}{2 \cdot 3} = 210.$$

La inductancia del devanado del estator es igual a:

$$x_1 = 4n \cdot 50 \cdot 1,26 \cdot 10^{-8} \frac{33,4 \cdot 210^2}{3,5} \cdot 3,59 = 2,78 \Omega;$$

$$\tau = 276 \text{ mm};$$

$$A = \frac{I_n w_1 2m}{\pi D} = \frac{59,5 \cdot 210 \cdot 6}{\pi \cdot 52,5} = 433 \text{ A/cm};$$

$$B_{01} = \frac{U_{tp}}{4,44 f \cdot D l w_1 k_{\text{dev}} 1} = \frac{4,44 \cdot 50 \cdot 0,525 \cdot 0,334 \cdot 210 \cdot 0,91}{4,44 \cdot 50 \cdot 0,525 \cdot 0,334 \cdot 210 \cdot 0,91} = 0,7 \text{ T} = 7000 \text{ Gs};$$

$$z_n = \frac{U_t}{I_n} = \frac{1730}{59,5} = 29,1 \Omega.$$

Por la fórmula (8-28)

$$x_{ad} = 2mf \frac{\mu_0 D l w_1^2 k_{\text{dev}}^2}{k_\delta k_\mu \delta \mu^2} k_d = 2 \cdot 3 \cdot 50 \cdot \frac{1,26 \cdot 10^{-8} \cdot 52,5 \cdot 33,4 \cdot 210^2 \cdot 0,91^2}{1,25 \cdot 1,11 \cdot 0,26 \cdot 3^2} 0,9 = 66 \Omega;$$

$$k_\delta = 1,25; \quad k_\mu = 1,11;$$

$$\frac{\delta}{\tau} = \frac{2,6}{276} = 0,0098 \approx 0,01; \quad \frac{\delta_{\max}}{\delta} = 1,5.$$

Por las curvas de la fig. 8-8 y de la fig. 8-11 para $\alpha = 0,722$:

$$k_d = 0,9, \quad k_q = 0,44, \quad k_{ad} = 0,83, \quad k_{aq} = 0,45;$$

$$x_{aq} = x_{ad} \frac{k_q}{k_d} = 66 \cdot \frac{0,44}{0,9} = 32,2\Omega,$$

$$x_{ad} = \frac{x_{ad}}{z_n} = \frac{66}{29,1} = 2,28, \quad x_{aq} = \frac{x_{aq}}{z_n} = \frac{32,2}{29,1} = 1,1;$$

$$\lambda_{ex,s} = 2 \left[\frac{h_{m1}}{3c_{m1}} + \frac{h_{m2}}{c_{m2}} + \frac{h_{mp}}{c_p} + \frac{(l_p - l_0) + 0,5h_m + 0,125b_m}{2l_p} \right];$$

$$h_{m1} = 70 \text{ mm}, \quad h_{m2} = 8 \text{ mm}, \quad h_{mp} = 12 \text{ mm};$$

$$c_{m1} = 90 \text{ mm}, \quad c_{m2} = 140 \text{ mm}; \quad c_p = 70 \text{ mm};$$

$$(l_p - l_0) = 374 - 364 = 10 \text{ mm}, \quad b_m = 114 \text{ mm},$$

$$\lambda_{ex,s} = 1,13.$$

Por la fórmula (11-11b)

$$\underline{x}_{ex,s} = \left(\frac{4}{\pi} \right)^2 \left(\frac{433}{V^2} \cdot \frac{0,91}{7000} \right) 0,83^2 \cdot 2 \cdot 1,13 + \left(\frac{4}{\pi} \cdot 0,83 \cdot 1,0 - 1 \right) 2,28 = \\ = 0,101 + 0,129 = 0,23; \\ x_{ex,s} = 0,23 \cdot 29,1 = 6,7\Omega.$$

Según la fórmula (11-12)

$$\underline{x}_{ds} = 8 \cdot 1,26 \cdot 10^{-6} \left(\frac{433 \cdot 10^3 \cdot 0,91}{V^2 \cdot 0,7} \right) \frac{1}{6} \cdot 1,91 = 0,128,$$

donde $\lambda_d = 1,91$. Entonces,

$$\underline{x}_{ds} = 0,128 \cdot 29,1 = 3,73\Omega$$

$$\underline{x}_{qs} = 0,75 \cdot \underline{x}_{ds} = 0,75 \cdot 0,128 = 0,096;$$

$$x_{qs} = 0,096 \cdot 29,1 = 2,79\Omega.$$

La resistencia óhmica de una fase del devanado del estator a 75°C es igual a:

$$r_1 = 0,61 \cdot 1,24 = 0,755\Omega.$$

La resistencia óhmica del devanado de excitación cuando la temperatura es igual a 75°C , con un número de espiras por polo $w_{ex} = 42,5$, con una sección transversal $q_{ex} = 36,2 \text{ mm}^2$ y con la longitud de una espira $l_{esp} = 1103 \text{ mm}$, para $2p = 6$ es igual a:

$$r_{ex \ 75^\circ\text{C}} = 0,0217 \frac{42,5 \cdot 6 \cdot 1,103}{36,2} = 0,166\Omega.$$

La resistencia de descarga se elige diez veces mayor que la resistencia del propio devanado de excitación, por eso

$$r_{ex,d} = 0,166 \cdot (1 + 10) = 1,82\Omega.$$

La resistencia óhmica del devanado de excitación reducida al sistema del estator, por la fórmula (8-42), es igual a:

$$r'_{ex} = r_{ex,d} k_{ex,est} = r_{ex,d} \frac{2m}{n^2} \frac{w_1^2 k_{dev}^2}{p^2 w_{ex}^2} k_{ad}^2 = 1,82 \cdot 2 \cdot 3 \left(\frac{210 \cdot 0,91 \cdot 0,83}{\pi \cdot 3 \cdot 42,5} \right)^2 = 1,56\Omega.$$

13-9. Compensador sincrónico

El motor sincrónico que funciona sin carga y que consume con respecto a la tensión de la red una corriente reactiva adelantada o retrasada (en adelanto o en retraso de fase), lleva el nombre

de compensador sincrónico. Esta máquina se utiliza para mejorar el $\cos\varphi$ y para regular la tensión de las líneas de transmisión y de las redes.

Para mejorar el factor de potencia el compensador sincrónico funciona en régimen sobreexcitado y por eso consume de la red una corriente capacitativa que compensa la corriente retrasada de los motores asincrónicos y de los transformadores. Esto permite descargar las líneas de alimentación de las corrientes inductivas retrasadas, lo cual disminuye las pérdidas en la red y mejora la utilización de los alternadores sincrónicos de las centrales eléctricas.

En la transmisión de la energía por líneas de gran extensión surgen dificultades para mantener la constancia de la tensión en

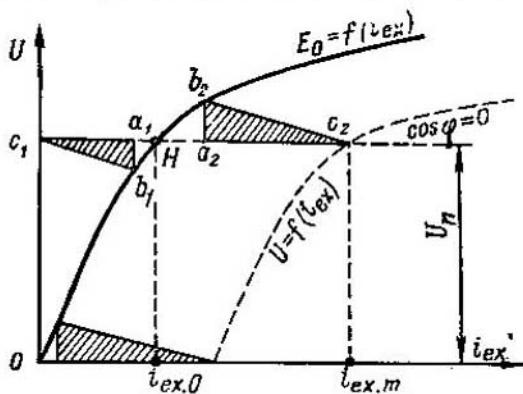


Fig. 13-18. Determinación de los valores máximos de la corriente adelantada y retrasada de un compensador sincrónico

los extremos receptores de las líneas. Cuando las cargas inductivas son grandes la tensión en los consumidores resulta considerablemente menor que la tensión de los alternadores; por el contrario, cuando las cargas son pequeñas, bajo el efecto de las resistencias capacitativas de las líneas la tensión en los consumidores puede incluso elevarse en comparación con la tensión de los alternadores. El compensador sincrónico, que funciona con grandes cargas en régimen sobreexcitado, y con pequeñas cargas en régimen subexcitado, permite mantener invariable la tensión en los extremos receptores de las líneas. Para mantener la constancia de la tensión se emplean reguladores de tensión rápidos que influyen sobre la corriente de excitación del compensador. La magnitud de la corriente máxima posible adelantada o retrasada puede ser determinada por la característica en vacío del compensador y por los datos del triángulo de cortocircuito (fig. 13-18). La corriente retrasada máxima posible I_{L_n} , consumida de la red por el compensador se obtiene con el valor nulo de la corriente de excitación. En este caso el triángulo

ocupa la posición $a_1 b_1 c_1$, por encima de la característica en vacío. En régimen sobreexcitado el triángulo ocupa la posición $a_2 b_2 c_2$, por debajo de la característica en vacío. En este caso la magnitud máxima de la corriente reactiva I_{Cn} puede ser mayor que en el régimen subexcitado puesto que sólo estará limitada por el calentamiento de las partes activas del compensador. Puesto que cuando se consume de la red corriente adelantada la corriente de excitación es mayor que cuando se consume corriente retrasada, entonces las condiciones de calentamiento del compensador son también más difíciles cuando la corriente es adelantada. Por esta razón la potencia del régimen sobreexcitado se considera como potencia nominal del compensador.

De la fig. 13-18 se deduce que

$$\frac{I_{Cn}}{I_{Ln}} = \frac{a_2 c_2}{a_1 c_1} = \frac{b_2 c_2}{b_1 c_1} \approx \frac{c_2 H}{H c_1} = \frac{i_{ex, m} - i_{ex, 0}}{i_{ex, 0}}.$$

Puesto que con $i_{ex} = 0$ es también $E_0 = 0$, entonces

$$U_n = x_d I_{Ln},$$

donde x_d es la resistencia sincrónica por el eje longitudinal.

De las relaciones expuestas determinamos:

$$I_{Ln} = \frac{U_n}{x_d};$$

$$I_{Cn} = \frac{U_n}{x_d} \left(\frac{i_{ex, m}}{i_{ex, 0}} - 1 \right) = \frac{U_n}{x_d} (\vartheta_n - 1),$$

donde $\vartheta_n = i_{ex, n}/i_{ex, 0}$ es la multiplicidad de la corriente máxima de excitación a la corriente de excitación con la cual la corriente del estator es mínima.

Por consiguiente,

$$I_{Cn} + I_{Ln} = U_n \frac{\vartheta_n}{x_d}.$$

En el compensador sincrónico generalmente

$$\frac{I_{Ln}}{I_{Cn}} = \gamma_n = 0,5$$

y, por consiguiente,

$$I_{Cn} + I_{Ln} = U_n \frac{\vartheta_n}{x_d} = 1,5 I_{Cn}.$$

Si según las condiciones de funcionamiento de la línea de transmisión de energía eléctrica se exige tener $\gamma_n > 0,5$, entonces es necesario reducir x_d , lo cual se puede conseguir aumentando el entrehierro. No obstante, la última circunstancia influye sobre ϑ_n/x_d en casi el mismo grado que sobre x_d , debido a lo cual la relación ϑ_n/x_d con el aumento del entrehierro permanece casi invariable, es decir,

$$I_{Cn} + I_{Ln} = U_n \frac{\vartheta_n}{x_d} \approx \text{const.}$$

Por consiguiente, el aumento de γ_n variando el entrehierro (con la misma f.m. máxima posible del devanado de excitación) tiene como resultado la reducción de I_{Cn} , es decir, la reducción de la utilización del compensador. Por otra parte, la reducción de γ_n más abajo de 0,5 conduce al aumento de las pérdidas superficiales en las zapatas polares del compensador. La experiencia demuestra que el valor $\gamma_n = 0,5$ es el más ventajoso tanto con respecto a las pérdidas como en lo referente al precio del compensador. Estos compensadores llevan el nombre de compensadores estandartizados.

Puesto que el óptimo de la curva de la dependencia de estas condiciones de γ_n tiene un carácter suave, entonces, teniendo en cuenta las necesidades de las redes eléctricas se pueden construir compensadores con $\gamma_n = 0,6$, sin aumentar casi su precio. Para la serie de compensadores sincrónicos construidos en la URSS γ_n se halla entre los límites de 0,5—0,66.

Si al utilizar los compensadores estandartizados ($\gamma_n = I_{Ln}/I_{Cn} = 0,5$) se desea obtener, para un valor dado de la corriente adelantada I_{Cn} , el valor de las corrientes retrasadas $I_n > I_{Ln} = \gamma_n I_{Cn} = 0,5 I_{Cn}$, entonces, evidentemente, se deberá emplear un compensador de k veces mayor potencia, y su coeficiente de utilización será igual a:

$$k = \frac{I_{Ln}}{I_L} = \frac{I_{Ln} I_{Cn}}{I_{Cn} I_L} = \frac{\gamma_n}{\gamma},$$

donde $\gamma = I_L/I_{Cn}$ es la relación deseada de las corrientes retrasada y adelantada.

El coeficiente de utilización k de los compensadores estandartizados para diferentes γ tiene los valores siguientes:

γ	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
k	1,0	0,833	0,715	0,625	0,555	0,500

Es evidente que con los valores bajos de k el empleo de los compensadores estandartizados para $\gamma > 0,5$ no es racional.

Actualmente para regular la tensión en las redes ya no se utilizan casi los compensadores sincrónicos, puesto que para elevar la tensión de la red hay que subexcitar el compensador, debido a lo cual empeora el factor de potencia de la red, por eso para este fin se utilizan transformadores con regulación de la tensión bajo carga.

En las empresas que utilizan corriente inductiva de gran intensidad suele ser conveniente utilizar motores sincrónicos que funcionen con sobreexcitación.

Los datos principales de los compensadores sincrónicos modernos fabricados en la URSS se dan en la tabla 13-2.

Tabla 13-2

Tipo de compensador	Potencia nominal con corriente adelantada, MVA	Tensión, kV	Velocidad de rotación, r.p.m.	Pérdidas con potencia nominal, kW	Peso, t		Datos de excitación			Corriente de arranque que $I_{arr}/I_n = U_{arr}/U_n$
					fotor	total	corriente, A	tensión, V		
Con refrigeración por aire										
KC 10000—6	10	6,3	1000	250	12,6	38,5	590	70	4,5	
KC 15000—6	15	6,6	1000	330	17,5	49	560	105	6,0	
KC 30000—11	30	10,5	750	613	44,5	100	600	170	5,4	
Con refrigeración por hidrógeno										
KCB 50000—11	50	11	750	750	46	145	1150	150	4,0	
KCB 100000—11	100	11	750	1300	77	220	1350	230	5,2	
KCB 160000—15	160	15,75	750	—	108	310	—	—	—	

Para poner en marcha los compensadores sincrónicos se utilizan los mismos métodos que para los motores sincrónicos. El arranque de un compensador en comparación con el arranque de los motores sincrónicos transcurre en condiciones más fáciles debido a la falta de carga mecánica. Para facilitar las condiciones del arranque y disminuir las corrientes de arranque de los compensadores sincrónicos de gran potencia éstos van provistos de bombas de aceite por medio de las cuales se bombea aceite a los cojinetes antes del arranque. Las corrientes de arranque, según las exigencias de la red, constituyen generalmente el 30—100% de la corriente nominal y pueden reducirse hasta el 20% bombeando aceite en los cojinetes. El tiempo de arranque de los compensadores es generalmente de 20 a 60 s.

Debido a la magnitud reducida del entrehierro, el compensador sincrónico es una máquina sincrónica comparativamente ligera y barata con pérdidas relativamente pequeñas (tabla 13-2).

Los compensadores sincrónicos de gran potencia (50—200 MVA) tienen refrigeración por hidrógeno y se instalan al aire libre.

Para las máquinas de mayor potencia se utiliza la refrigeración por agua. Actualmente la firma ASEA ha construido un compensador sincrónico de 345 MVA, 18 kV, 900 r.p.m., 60 Hz con enfriamiento completo por agua. En la URSS, en la fábrica "Ural-eletrotiazhmas" se está construyendo un compensador sincrónico con enfriamiento por agua de semejante construcción con una potencia de 350 MVA con 750 r.p.m.

CAPÍTULO XIV

REGIMENES DE FUNCIONAMIENTO ASIMÉTRICOS ESTABLES DE UN ALTERNADOR SINCRÓNICO TRIFÁSICO

14-1. Observaciones generales

La carga asimétrica de un alternador sincrónico trifásico surge cuando los receptores monofásicos de carga están distribuidos en la red de alimentación irregularmente, lo cual conduce a la distribución asimétrica de las corrientes por algunos devanados de las fases del estator del alternador. Lo mismo que en el caso de carga asimétrica de un transformador trifásico, en el caso general, cuando el alternador tiene el neutro puesto a tierra, las corrientes asimétricas en las fases del devanado del estator pueden estar compuestas de todas las tres componentes simétricas: de las secuencias de fase directa (positiva) I_1 , inversa (negativa) I_2 y de cero I_0 .

Al transmitir la energía eléctrica por intermedio de un transformador y de una línea de transmisión, la puesta a tierra del neutro se realiza prácticamente en el lado de alta tensión de línea del transformador, y el neutro del propio alternador se pone a tierra a través de una resistencia óhmica relativamente grande determinada por las condiciones de protección del alternador. En este caso las componentes homopolares de corriente que surgen en la línea en los casos de contactos unipolares y contactos bipolares al neutro, sólo se cortocircuitarán en la línea y en los transformadores y no podrán penetrar en el circuito del alternador donde prácticamente sólo pueden fluir corrientes de secuencias de fase directa e inversa.

La carga asimétrica se puede crear por receptores monofásicos de potencia relativamente grande de carácter específico, como, por ejemplo, los hornos eléctricos monofásicos y ferrocarriles eléctricos monofásicos, pero en este caso, distribuyendo respectivamente los receptores monofásicos por fases, se puede conseguir que la asimetría resultante de la carga en los alternadores sea relativamente pequeña.

Según el Standard de Estado de la URSS 183-66 para las máquinas eléctricas, el sistema trifásico de corrientes se considera prácticamente simétrico cuando después de su descomposición en sistemas de corrientes de secuencias directa e inversa resulta que

la magnitud de la corriente de secuencia inversa no supera el 5% de la magnitud de las corrientes de secuencia directa. De acuerdo con este mismo Standard para los turboalternadores se admite una carga disimétrica de larga duración con una diferencia de las corrientes en algunas fases de hasta el 10% y para los demás alternadores y compensadores sincrónicos con una diferencia de las corrientes en las fases de hasta el 20%; las corrientes en las fases no deben superar el valor nominal. A la diferencia de corrientes en las fases de 10—20% le corresponde la magnitud máxima de las corrientes de secuencia inversa aproximadamente de 6—12%. En comparación con las normas fabriles vigentes en la URSS, el Standard 183-66 admite para los alternadores de polos salientes una carga disimétrica 2—2,5 veces mayor. Esto responde hasta cierto grado a las exigencias de las organizaciones de servicio sobre el aumento de las cargas disimétricas admisibles, que se deben al deseo de elevar la seguridad del trabajo de los sistemas energéticos y la alimentación de los consumidores utilizando los regímenes de fases incompletas (trabajo de las líneas de transmisión por dos fases o por dos fases más tierra) cuando es necesario realizar reparaciones en una fase de la línea. Cuando el transformador tiene el neutro puesto a tierra la desconexión de una fase de la línea ya proporciona alrededor del 17% de corriente de secuencia inversa, pero cuando el neutro está aislado la disimetría resulta ser aun mayor.

La presencia de la disimetría que determina las corrientes de secuencia de fase inversa del orden de 10—15% y mayores conduce a una notable disimetría de las tensiones, lo cual se refleja desfavorablemente en el funcionamiento de los motores asincrónicos trifásicos en los cuales surge un campo giratorio inverso que ejerce efecto de freno sobre el movimiento del rotor. Por otra parte, la existencia de notables corrientes de secuencia inversa en el devanado del estator del alternador sincrónico provoca pérdidas notables en el devanado de excitación, en las zapatas polares de los alternadores de polos salientes y en el cuerpo del rotor de los turboalternadores, lo cual reduce el rendimiento del alternador. Para los turboalternadores modernos con rotores pesados, en los cuales los devanados de excitación ya tienen en regímenes simétricos calentamientos que sólo son admisibles para las clases más altas del aislamiento del devanado del rotor, la presencia de corrientes de secuencia inversa conduce, ante todo, a la necesidad de tener que reducir en cierta cantidad su potencia. La presencia de notables corrientes de secuencia inversa en los alternadores hidráulicos que no tienen devanados amortiguadores conduce a la aparición de ruido y de vibraciones que pueden influir desfavorablemente sobre la resistencia mecánica de las juntas soldadas que son numerosas en las partes constructivas de los alternadores hidráulicos modernos, por lo cual surge la necesidad de montar devanados amortiguadores de potencia bastante grande.

Durante el análisis de los fenómenos que tienen lugar en los casos de cargas disímétricas y de cortocircuitos de una máquina sincrónica, es más cómodo utilizar el método de las componentes simétricas, descomponiendo las f.e.m., las tensiones y las corrientes en tres componentes simétricas: de secuencia de fase directa, inversa y de cero. Cada uno de estos sistemas se caracteriza por sus parámetros, es decir, por las inductancias (x_1 , x_2 , x_0), por las resistencias óhmicas (r_1 , r_2 , r_0) y por las impedancias (z_1 , z_2 , z_0) de la respectiva secuencia. En los alternadores sincrónicos modernos de potencia bastante grande las magnitudes de las resistencias óhmicas, con respecto a las inductancias, son muy pequeñas, por eso, en la mayoría de los casos, z_1 , z_2 y z_0 se pueden sustituir prácticamente por las inductancias x_1 , x_2 y x_0 , y las resistencias óhmicas r_1 , r_2 y r_0 , en esencia, sólo se tienen en cuenta para determinar las respectivas constantes de tiempo (véase el t. I, cap. XIX).

En este curso la tarea principal consiste en aclarar el sentido físico de los parámetros indicados y los métodos para su determinación experimental, ya que su cálculo es un problema de cursos especiales. Los principales trabajos de investigación científica y de interpretación física de los parámetros de las máquinas de corriente alterna por el método de las componentes simétricas son los realizados por L. A. Lomonósova, E. A. Pal, D. A. Gorodski y M. P. Kostenko.

14-2. Resistencias de una máquina sincrónica para corrientes de diferentes secuencias

A. Inductancia y resistencia óhmica de secuencia directa. El sistema de corrientes de secuencia de fase directa crea en una máquina sincrónica trifásica una f.m. de inducido, cuyo armónico fundamental gira en sincronismo con el rotor y, por lo tanto, no induce en sus devanados ninguna f.e.m., lo cual corresponde al funcionamiento de un alternador en régimen de carga simétrica trifásica o en régimen de cortocircuito estable trifásico. De aquí se deduce que la inductancia de secuencia de fase directa x_1 es igual al valor de la inductancia sincrónica longitudinal x_d o de la transversal x_q , según el carácter de la carga y la posición angular de la f.m. de reacción con respecto al rotor. En particular, en el caso de cortocircuito simétrico estable, cuando la reacción del inducido actúa por el eje longitudinal ($r_a \approx 0$), la inductancia de secuencia directa es igual al valor no saturado de la resistencia sincrónica longitudinal x_d .

La resistencia óhmica de secuencia directa es igual a la resistencia óhmica del devanado del estator.

B. Inductancia y resistencia óhmica de secuencia negativa. Para determinar la noción de la inductancia de secuencia negativa x_2 analicemos las condiciones de funcionamiento de una má-

quina sincrónica cuando su rotor está puesto en rotación a velocidad sincrónica, estando el devanado de excitación cortocircuitado aparte del excitador, y cuando al devanado del estator está aplicada una tensión simétrica de frecuencia nominal pero de secuencia negativa (fig. 14-1). En este caso, por el devanado del estator circulará la corriente I_2 , que es la corriente de secuencia negativa.

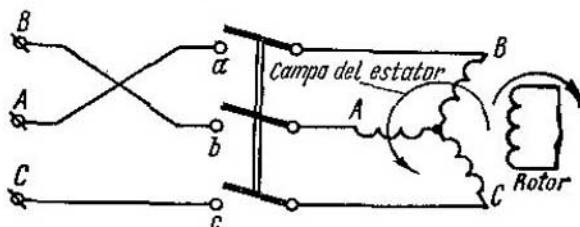


Fig. 14-1. Circuito de ensayo con corrientes de secuencia inversa en el devanado del estator de una máquina sincrónica

La f. m. del estator debida a las corrientes de secuencia negativa I_2 , crea un campo que gira, con respecto al rotor, a doble velocidad en sentido contrario a la dirección de rotación del rotor. En este caso el devanado del estator del alternador sincrónico se puede considerar como devanado primario del transformador, mientras que el rotor, incluyendo su devanado de excitación, los devanados amortiguadores, las zapatillas polares y los núcleos polares se consideran como devanados secundarios cortocircuitados del transformador. La circunstancia de que en un transformador estático ordinario el campo, formado por las f. m. primaria y secundaria, es inmóvil en el espacio, mientras que en un alternador sincrónico éste gira con respecto al estator a velocidad sincrónica y con respecto al rotor a una velocidad sincrónica doble, no infringe el principio de la interacción transformadora de los circuitos del estator y del rotor.¹¹

El efecto del campo sincrónico inverso sobre el sistema de devanados del rotor será distinto que el efecto del campo sincrónico de la reacción del inducido. Mientras este último es inmóvil con respecto al campo de excitación de los polos y forma junto con éste un flujo resultante, que también gira en sincronismo con el rotor y que determina la f. e. m. resultante de secuencia directa de la máquina sincrónica, el campo sincrónico inverso induce en los devanados del rotor corrientes de doble frecuencia, que impiden la penetración de este campo en el sistema de circuitos del rotor. Debido a esto el campo sincrónico inverso se convierte fundamentalmente en el entrehierro en flujo de dispersión de los devanados

¹¹ Este régimen es equivalente al régimen de frenado de un motor asincrónico trifásico, cuyo rotor gira a velocidad sincrónica en sentido contrario al campo (resbalamiento $s=2$).

de cierto transformador cortocircuitado. Designemos la inductancia de dispersión del rotor, debida al campo sincrónico inverso, reducida al sistema del estator, con $x'_{\sigma ex}$, la inductancia de dispersión de los devanados del estator, con $x_{\sigma a}$, y la inductancia de inducción mutua a través del entrehierro, igual a la resistencia de reacción del inducido (estator), al reducir los parámetros del rotor al sistema del estator, con x_a .

La inductancia x_2 de una máquina sincrónica de polos salientes no es constante y depende de la posición instantánea del eje de los polos con respecto al sistema inmóvil de los devanados del estator, ya que la inductancia de dispersión del rotor y las inductancias de inducción mutua por los ejes longitudinal (x_{ad}) y transversal (x_{aq}) del rotor de la máquina sincrónica de polos salientes en el caso general no son iguales.

Despreciando la influencia de las resistencias óhmicas del estator y del rotor que son relativamente pequeñas, obtenemos, lo mismo que para un transformador estático, para la máquina sincrónica sin devanado amortiguador en el rotor, una inductancia en cortocircuito resultante para el instante en que el eje del campo sincrónico inverso del inducido coincide con el eje de los polos:

$$x_{2d} = x_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{x_{ad}} + \frac{1}{x'_{\sigma ex}}} = x_{\sigma a} + \frac{x_{ad} x'_{\sigma ex}}{x_{ad} + x'_{\sigma ex}} = \\ = x_{\sigma a} + \frac{x'_{\sigma ex}}{\sigma_{2ex}} \approx x_{\sigma a} + x'_{\sigma ex}, \quad (14-1)$$

donde el factor de dispersión del circuito secundario

$$\sigma_{2ex} = 1 + \frac{x'_{\sigma ex}}{x_{ad}} \approx 1,$$

y en el instante en que el eje del campo sincrónico inverso es perpendicular al eje de los polos y coincide con el eje transversal:

$$x_{2q} = x_{\sigma a} + x_{aq}. \quad (14-2)$$

El valor medio de las inductancias x_{2d} y x_{2q} se adopta igual al valor medio de la inductancia de secuencia negativa:

$$x_2 = \frac{1}{2} (x_{2d} + x_{2q}) = x_{\sigma a} = \frac{x'_{\sigma ex}}{2\sigma_{2ex}} + \frac{1}{2} x_{aq}; \quad (14-3)$$

Para una máquina sincrónica con devanados amortiguadores por los ejes longitudinal y transversal, para el instante en que el eje del campo sincrónico inverso del inducido coincide con el eje de los polos, tenemos:

$$x_{2d} = x_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{x_{ad}} + \frac{1}{x'_{\sigma ex}} + \frac{1}{x'_{\sigma am. d}}} = x''_d, \quad (14-4)$$

y para el instante cuando el eje del campo sincrónico inverso coincide con el eje transversal:

$$x_{2q} = x_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{x_{aq}} + \frac{1}{x_{\sigma am, q}}} = x_q''. \quad (14-5)$$

Las inductancias de dispersión de los devanados amortiguadores $x'_{\sigma am, d}$ y $x'_{\sigma am, q}$ son generalmente pequeñas con respecto a $x_{\sigma a}$, $x'_{\sigma ex}$, x_{ad} y x_{aq} , por eso, en primera aproximación, cuando existen devanados amortiguadores:

$$x_{2d} \approx x_{\sigma a} + x'_{\sigma am, d} \approx x_{\sigma a}; \quad x_{2q} \approx x_{\sigma a} + x'_{\sigma am, q} \approx x_{\sigma a},$$

y, por consiguiente, en este caso, aproximadamente:

$$x_2 = \frac{1}{2} (x'_{2d} + x_{2q}) \approx x_{\sigma a}.$$

Si no existe la atenuación del campo sincrónico inverso (el rotor está hecho de chapas de acero, el devanado de excitación está abierto o conectado a una resistencia muy grande, no existen devanados amortiguadores) y la reluctancia del entrehierro es invariable (máquina de polos interiores, $x_{ad} \approx x_{aq}$), entonces el campo sincrónico inverso del inducido tendrá la misma magnitud que el campo sincrónico de la reacción del inducido cuando la máquina funciona en calidad de alternador trifásico, y, por lo tanto, $x_2 = x_d$.

Así pues, en el caso general, x_2 puede hallarse dentro de los límites $x_{\sigma a} < x_2 < x_d$.

La resistencia óhmica de secuencia negativa r_2 , correspondiente al acoplamiento por transformador de los circuitos del estator y del rotor a través del campo sincrónico inverso, lo mismo que para el transformador, es prácticamente igual a la suma de las resistencias óhmicas de los circuitos del rotor; para las resistencias óhmicas de los circuitos del rotor debe tenerse en cuenta, lo mismo que para una máquina asincrónica, el resbalamiento del rotor con respecto al campo sincrónico inverso, igual a $2-s$. En este caso hay que señalar que cuando existen devanados amortiguadores se puede despreciar la resistencia óhmica del devanado de excitación r_{ex} , ya que, por una parte, la resistencia óhmica del devanado de excitación es considerablemente menor que la resistencia óhmica de los devanados amortiguadores, y, por otra parte, la inductancia del devanado de excitación es, por el contrario, considerablemente mayor.

Así pues, cuando hay devanado amortiguador, adoptando sus resistencias por los ejes longitudinal y transversal iguales a ($r_{am, d} = r_{am, q} = r_{am}$), tenemos:

$$r_2 \approx r_a + \frac{r'_{am}}{2-s}, \quad (14-6)$$

y cuando el rotor gira a velocidad sincrónica ($s = 0$)

$$r_2 = r_a + \frac{r'_{am}}{2} \quad (14-7)$$

y cuando está inmóvil ($s = 1$)

$$r_2 \approx r_a + r'_{am}. \quad (14-8)$$

Cuando faltan los devanados amortiguadores, siendo $s = 0$

$$r_{2d} \approx r_a + \frac{r'_{ex}}{2}; \quad r_{2q} \approx r_a,$$

y el valor medio de la resistencia óhmica de secuencia negativa

$$r_2 = \frac{1}{2} (r_{2d} + r_{2q}) \approx r_a + \frac{r'_{ex}}{4};$$

pero como $r'_{ex}/4$ es notablemente menor que r_a , entonces aproximadamente se puede admitir para este caso que $r_2 \approx r_a$.

Señalemos que r'_{ex} y r'_{am} representan los valores de las resistencias de los devanados de excitación y amortiguador reducidos al devanado del estator.

Las resistencias de secuencia negativa se puede determinar con mayor facilidad experimentalmente determinando con antelación las así llamadas resistencias supertransitorias \tilde{z}_d , \tilde{z}_q , \tilde{r}_d y \tilde{r}_q por el

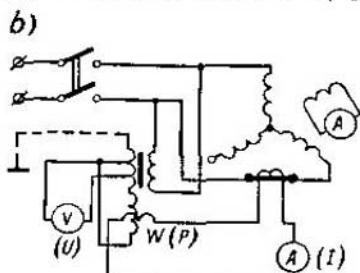
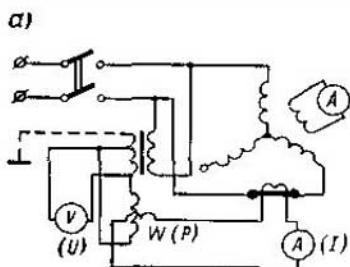


Fig. 14-2. Circuito de experimentos con la alimentación de dos fases para determinar las resistencias de supertransición longitudinales (a) y transversales (b) estando el rotor inmóvil

método de alimentación de dos fases del devanado del estator desde un circuito monofásico cuando la máquina está inmóvil y el devanado de excitación cortocircuitado (fig. 14-2). Durante este experimento por el devanado del estator se hace pasar una corriente del orden de $I \approx 0,25 I_n$ de frecuencia normal y se mantiene una tensión constante en los bornes con diferentes posiciones angulares del rotor. En este caso la máquina sincrónica funciona en régimen de transformador estático con el circuito secundario cortocircuitado, en el cual los acoplamientos por transformador de los circuitos primario y secundario variarán con el giro del rotor.

Cuando la tensión en los bornes es constante la corriente del estator no permanece constante, sino que alcanza su valor máximo cuando el eje del devanado de excitación coincide con el eje del

flujo resultante del devanado del estator, es decir, cuando el ángulo entre estos ejes $\gamma = 0$ (fig. 14-2, a), y alcanza su valor mínimo cuando estos ejes son perpendiculares, es decir, cuando $\gamma = 90^\circ$ (fig. 14-2, b). Aunque el efecto de blindaje de los circuitos del rotor se manifiesta también cuando $\gamma = 90^\circ$, pero, como con $\gamma = 0$ este efecto es mayor, entonces, en este caso, la corriente crece en comparación con su valor cuando $\gamma = 90^\circ$. La corriente en el devanado de excitación será correspondientemente máxima cuando $\gamma = 0$ y mínima cuando $\gamma = 90^\circ$. Para estos experimentos los parámetros se calculan, lo mismo que para el caso de un transformador en cortocircuito, por los valores de fase de la tensión, de la corriente y de la potencia:

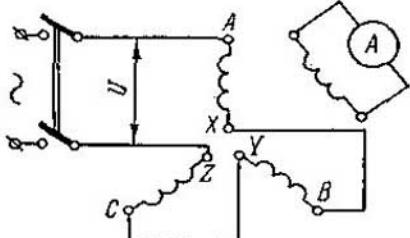


Fig. 14-3. Circuito de un experimento con corrientes de secuencia de cero en el devanado del estator de una máquina sincrónica

devanado de excitación cortocircuitado, y si aplicamos al devanado del estator, cuyas tres fases están conectadas en serie (fig. 14-3), una tensión monofásica de frecuencia nominal, entonces por los devanados de las tres fases pasará una misma corriente de igual magnitud y fase, que de acuerdo con la determinación será una corriente de secuencia de cero I_0 . La tensión U_0 aplicada a los devanados, despreciando la resistencia $3r_a = 3r_d$ de los devanados del estator por ser relativamente insignificante, se equilibrará por la suma de las f.e.m. de secuencia de cero de las tres fases del devanado y, por consiguiente,

$$U_0 \approx 3I_0x_0,$$

de donde

$$x_0 \approx \frac{U_0}{3I_0}.$$

Para el sistema de secuencia de cero las corrientes en todas las fases del devanado del estator de la máquina son de iguales magnitudes y coinciden en fase, por eso los armónicos fundamentales de f.m. de las tres fases que están desplazados a 120 grados eléctricos en el espacio no forman un campo magnético giratorio, sino que se compensan completamente entre sí de tal modo que su campo resultante de armónico fundamental se hace igual a cero. Por consiguiente, los armónicos fundamentales de f.m. de las co-

$$z_d'' = \frac{U}{2I_{\max}}, \quad z_q'' = \frac{U}{2I_{\min}},$$

$$r_d'' = \frac{P_d}{2I_{\max}^2}, \quad r_q'' = \frac{P_q}{2I_{\min}^2},$$

$$x_d'' = \sqrt{z_d''^2 - r_d''^2}, \quad x_q'' = \sqrt{z_q''^2 - r_q''^2},$$

$$x_2 = \frac{1}{2}(x_d'' + x_q''), \quad r_2 = \frac{1}{2}(r_d'' + r_q'').$$

C. Inductancia y resistencia óhmica de secuencia de cero. Si ponemos en rotación el rotor de una máquina sincrónica estando el

rrientes de secuencia de cero no pueden crear campos de la reacción del inducido, y sólo provocan campos de dispersión del devanado del estator. Análogamente, las f.m. de los armónicos de los órdenes 5, 7, 11, 13, etc. de las tres fases también se equilibran mutuamente. Los terceros armónicos de f.m. de las corrientes de secuencia de cero de las tres fases se suman entre sí y, en posiciones determinadas del rotor (fig. 14-4, a), crean flujos pequeños que se embragan con su devanado de excitación y que, cuando la velocidad del rotor es sincrónica, inducen en el devanado de excitación f.e.m.

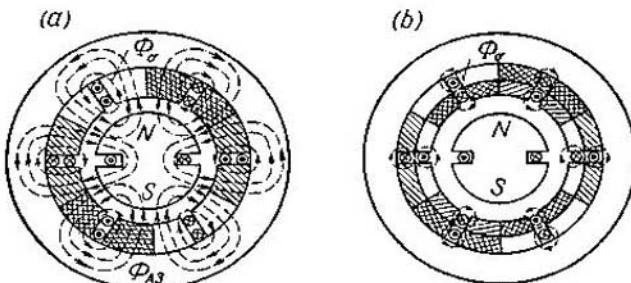


Fig. 14-4. Distribución de los flujos y las corrientes de secuencia de cero en una máquina sincrónica con devanado de paso entero (a) y corto (b)

de frecuencia duplicada y cuadruplicada. Lo mismo ocurre con las f.m. de los armónicos múltiples de tres. Puesto que en la máquina sincrónica el entrehierro es bastante grande, los flujos de los armónicos múltiples de tres son relativamente pequeños y la inducción mutua de estos con los circuitos del rotor no representa notable importancia.

La distribución de las corrientes de secuencia de cero y de los flujos creados por ellas para un devanado del estator de paso entero se representa en la fig. 14-4, a. En este caso la distribución de los campos de dispersión en las partes de ranura del devanado resulta ser prácticamente igual que para las corrientes de secuencia directa, por eso la componente de la inductancia de secuencia de cero, que corresponde a la dispersión en las ranuras, resulta ser igual a la misma componente de inductancia de dispersión del devanado del estator. En los devanados de dos capas de paso reducido hasta $2/3 \tau$, las corrientes de secuencia de cero en los conductores de las capas superior e inferior fluyen en direcciones contrarias (fig. 14-4, b), por eso los campos de dispersión en las partes de ranura del devanado, y también en la zona del entrehierro se hacen muy pequeños y x_0 se reduce hasta una magnitud muy pequeña que corresponde prácticamente a los campos de dispersión de las partes frontales del devanado.

En el caso general x_0 se encuentra entre los límites de $0 < x_0 < x_{\sigma a}$, donde $x_{\sigma a}$ es la resistencia de dispersión de los devanados del estator.

En conclusión hay que señalar que x_0 no depende prácticamente de la saturación del circuito magnético principal de la máquina ni del régimen de funcionamiento de ésta.

Como fue señalado más arriba, las corrientes de secuencia de cero no crean prácticamente flujos que forman acoplamientos por transformador con los devanados del rotor. Por esta razón la resistencia óhmica de secuencia de cero r_0 se puede aceptar igual a la resistencia óhmica del devanado del estator r_a y, por consiguiente, también igual a la resistencia óhmica de secuencia directa: $r_0 = r_1 = r_a$.

14-3. Cortocircuitos disimétricos estables de un alternador sincrónico trifásico

Los cortocircuitos disimétricos suelen ocurrir a menudo en las redes conectadas a las máquinas sincrónicas, por lo cual el estudio de estos regímenes tiene una importancia práctica muy grande. Más abajo se analizan los casos más simples cuando el cortocircuito tiene lugar en los bornes de un alternador sincrónico que trabaja para una red independiente en régimen de marcha en vacío. Si el cortocircuito ocurre en la red, entonces a las resistencias x_{ad} y x_{0a} del alternador basta con añadir las resistencias de la línea de transmisión hasta el punto de cortocircuito para las correspondientes secuencias de la corriente. El método de las componentes simétricas aplicado para el análisis de los regímenes disimétricos de una máquina sincrónica trifásica, lo mismo que para los transformadores (véase el t. I, cap. XIX), permite determinar la dependencia analítica entre las tensiones de fase y las corrientes \dot{U}_a , \dot{U}_b , \dot{U}_c , \dot{I}_a , \dot{I}_b , \dot{I}_c , entre sus componentes simétricas \dot{U}_1 , \dot{U}_2 , \dot{U}_0 , \dot{I}_1 , \dot{I}_2 , \dot{I}_0 y la f.e.m. de la máquina sincrónica, que se considera construida simétricamente tanto con respecto a la distribución geométrica de los devanados de fase, como con respecto al número de espiras de cada uno de estos devanados. Debido a que en este caso las f.e.m. de fase componen un sistema simétrico de vectores de secuencia directa, al descomponer este sistema en las componentes simétricas sólo queda el sistema de f.e.m. de secuencia directa y, de este modo:

$$\dot{E}_1 = \dot{E}_a; \quad \dot{E}_2 = \dot{E}_b = \dot{E}_0 = 0.$$

Según el método de las componentes simétricas, la relación entre las f.e.m. y las corrientes puede ser escrita, en el caso general, en forma del siguiente sistema de nueve ecuaciones:

$\left. \begin{array}{l} \dot{I}_a = \dot{I}_0 + \dot{I}_1 + \dot{I}_2; \\ \dot{I}_b = \dot{I}_0 + \alpha^2 \dot{I}_1 + \alpha \dot{I}_2; \\ \dot{I}_c = \dot{I}_0 + \alpha \dot{I}_1 + \alpha^2 \dot{I}_2; \end{array} \right\}$	(14-9)
---	--------

$$\left. \begin{array}{l} \dot{U}_a = \dot{U}_0 + \dot{U}_1 + \dot{U}_2; \\ \dot{U}_b = \dot{U}_0 + \alpha^2 \dot{U}_1 + \alpha \dot{U}_2; \\ \dot{U}_c = \dot{U}_0 + \alpha \dot{U}_1 + \alpha^2 \dot{U}_2; \end{array} \right\} \quad (14-10)$$

$$\left. \begin{array}{l} \dot{E}_0 = Z_0 \dot{I}_0 + \dot{U}_0 = 0; \\ \dot{E}_1 = Z_1 \dot{I}_1 + \dot{U}_1 = \dot{E}_a; \\ \dot{E}_2 = Z_2 \dot{I}_2 + \dot{U}_2 = 0, \end{array} \right\} \quad (14-11)$$

donde con α se designa el operador de giro del vector a 120° :

$$\alpha = e^{+i\frac{2\pi}{3}} = e^{-i\frac{4\pi}{3}} = -0,5 + j\frac{\sqrt{3}}{2}.$$

Asimismo

$$\alpha^2 = -0,5 - j\frac{\sqrt{3}}{2};$$

$$1 + \alpha + \alpha^2 = 0;$$

$$\alpha - \alpha^2 = j\sqrt{3}; \quad \alpha^{3n} = 1;$$

$$\alpha^{3n+1} = \alpha; \quad \alpha^{3n+2} = \alpha^2,$$

A las nueve ecuaciones (14-9), (14-10) y (14-11) se añaden tres ecuaciones más, que se desprenden de las condiciones específicas del propio problema, que permite resolver las doce ecuaciones con doce variables en las cuales las magnitudes conocidas son E_a , Z_0 , Z_1 y Z_2 .

A. Cortocircuito entre dos fases. Como fue indicado anteriormente este caso representa mayor interés cuando el alternador sincrónico funciona para una línea de transmisión a través de un transformador. Los alternadores sincrónicos perciben toda clase de cortocircuitos disímétricos de la línea de transmisión como cortocircuitos bifásicos.

Durante el cortocircuito entre las fases B y C (fig. 14-5, a), tenemos:

$$U_b = U_c, \quad I_a = 0, \quad I_b + I_c = 0.$$

Sumando el sistema de ecuaciones (14-9), obtenemos $\dot{I}_0 = 0$. De la primera ecuación del sistema (14-9) hallamos después de esto que $\dot{I}_1 + \dot{I}_2 = 0$, y de la primera ecuación del sistema (14-11) obtenemos $\dot{U}_0 = 0$.

Tomando la diferencia de las ecuaciones segunda y tercera del sistema (14-10) obtenemos $\dot{U}_1 = \dot{U}_2$. Tomando la diferencia de la segunda y tercera ecuaciones del sistema (14-11) obtenemos $(Z_1 + Z_2) \dot{I}_1 = \dot{E}_a$, de donde para las corrientes de secuencias directa

e inversa hallamos:

$$I_1 = -I_2 = \frac{\dot{E}_a}{Z_1 + Z_2}. \quad (14-12)$$

Sustituyendo en la segunda ecuación del sistema (14-11) I_1 de (14-12), obtenemos:

$$\frac{Z_2 \dot{E}_a}{Z_1 + Z_2} + \dot{U}_1 = \dot{E}_a,$$

de donde hallamos las tensiones de secuencias directa e inversa:

$$\dot{U}_1 = \dot{U}_2 = \frac{Z_2 \dot{E}_a}{Z_1 + Z_2}.$$

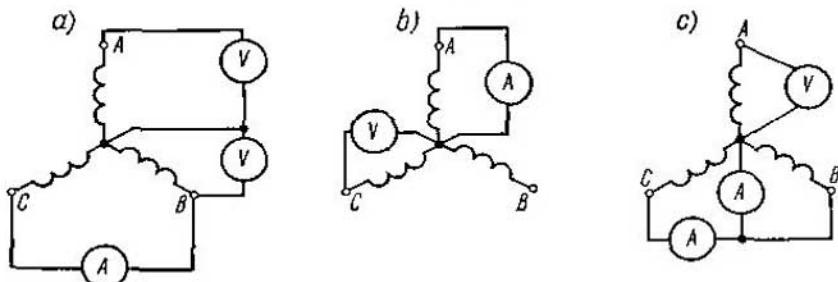


Fig. 14-5. Cortocircuitos disimétricos de un alternador sincrónico trifásico: a—cortocircuito de dos fases; b—cortocircuito de una fase; c—cortocircuito de dos fases al neutro

Sustituyendo en (14-9) y (14-10) los valores obtenidos para las componentes simétricas de las corrientes y tensiones, tenemos:

$$\begin{aligned} I_b &= -I_c = (\alpha^2 - \alpha) \frac{\dot{E}_a}{Z_1 + Z_2} = -j \sqrt{3} \frac{\dot{E}_a}{Z_1 + Z_2}; \quad (14-13) \\ \dot{U}_a &= 2 \frac{Z_2 \dot{E}_a}{Z_1 + Z_2}; \quad \dot{U}_b = \dot{U}_c = (\alpha^2 + \alpha) \frac{Z_2 \dot{E}_a}{Z_1 + Z_2} = -\frac{Z_2 \dot{E}_a}{Z_1 + Z_2}. \end{aligned}$$

Expresando \dot{U}_a , \dot{U}_b y \dot{U}_c por la diferencia de las respectivas f.e.m. y caídas de tensión debidas a las componentes simétricas de las corrientes, determinamos:

$$\dot{U}_a = \dot{E}_a - \dot{E}_a + 2 \frac{Z_2 \dot{E}_a}{Z_1 + Z_2} = \dot{E}_a - \frac{(Z_1 - Z_2) \dot{E}_a}{Z_1 + Z_2},$$

de donde para la fase A y análogamente para las fases B y C, obtenemos:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_a &= \dot{E}_a - Z_1 I_{a1} - Z_2 I_{a2}; \\ \dot{U}_b &= \dot{E}_b - Z_1 I_{b1} - Z_2 I_{b2}; \\ \dot{U}_c &= \dot{E}_c - Z_1 I_{c1} - Z_2 I_{c2}, \end{aligned} \right\} \quad (14-14)$$

aquí,

$$\begin{aligned} I_{a1} &= I_1, & I_{a2} &= I_2, & I_{b1} &= \alpha^2 I_1, \\ I_{b2} &= \alpha I_2, & I_{c1} &= \alpha I_1, & I_{c2} &= \alpha^2 I_2. \end{aligned}$$

En virtud de (14-13) el valor absoluto de la corriente de cortocircuito resulta ser igual a:

$$I_{c.c.} = \frac{\sqrt{3}E_a}{|Z_1 + Z_2|}. \quad (14-15)$$

En la fig. 14-6 se da el diagrama vectorial aproximado para el cortocircuito entre dos fases, despreciando las resistencias óhmicas.

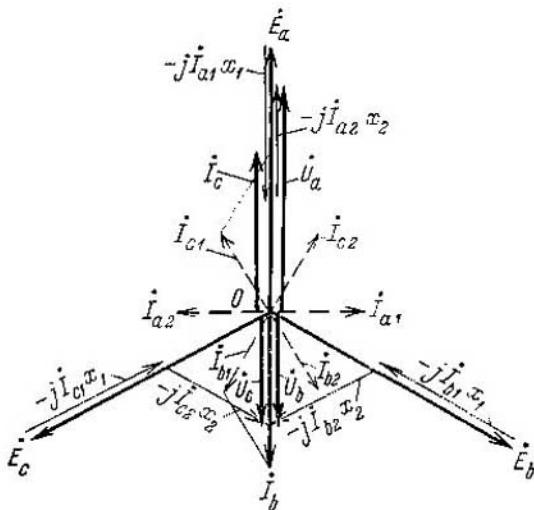


Fig. 14-6. Diagrama de tensiones de un alternador sincrónico en cortocircuito de dos fases

B. Cortocircuito de una fase. Para el cortocircuito de la fase A (fig. 14-5, b) obtenemos las siguientes ecuaciones suplementarias:

$$I_b = I_c = 0 \text{ y } U_a = 0.$$

Sumando el sistema (14-9), obtenemos $I_a = 3I_0$. Tomando luego la diferencia de las ecuaciones segunda y tercera del sistema (14-9), hallamos $I_1 = I_2$. Entonces, de la primera ecuación del sistema (14-9), obtenemos:

$$I_0 = I_1 = I_2 = \frac{1}{3} I_a.$$

Sumando ahora el sistema (14-11), obtenemos:

$$I_0 (Z_0 + Z_1 + Z_2) = E_a,$$

de donde

$$I_0 = I_1 = I_2 = \frac{E_a}{Z_0 + Z_1 + Z_2}. \quad (14-16)$$

Del sistema (14-11) se puede determinar:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_0 &= -Z_0 \dot{I}_0 = -\frac{Z_0 \dot{E}_a}{Z_0 + Z_1 + Z_2}; \\ \dot{U}_1 &= \dot{E}_a - Z_1 \dot{I}_1 = \frac{(Z_0 + Z_2) \dot{E}_a}{Z_0 + Z_1 + Z_2}; \\ \dot{U}_2 &= -Z_2 \dot{I}_2 = -\frac{Z_2 \dot{E}_a}{Z_0 + Z_1 + Z_2}. \end{aligned} \right\} \quad (14-17)$$

Sustituyendo en (14-9) y (14-10) los valores obtenidos de las componentes simétricas de las corrientes y las tensiones, tenemos:

$$\begin{aligned} \dot{I}_a &= \frac{3\dot{E}_a}{Z_0 + Z_1 + Z_2}; \quad \dot{I}_b = \dot{I}_c = 0; \\ \dot{U}_b &= [(\alpha^2 - 1) Z_0 + (\alpha^2 - \alpha) Z_2] \frac{\dot{E}_a}{Z_0 + Z_1 + Z_2}; \\ \dot{U}_c &= [(\alpha - 1) Z_0 - (\alpha^2 - \alpha) Z_2] \frac{\dot{E}_a}{Z_0 + Z_1 + Z_2} = 0. \end{aligned} \quad (14-18)$$

Expresando \dot{U}_a , \dot{U}_b y \dot{U}_c por la diferencia de las respectivas f.e.m. y caídas de tensión debidas a las componentes simétricas de las corrientes, obtenemos para la fase A:

$$\dot{U}_a = \dot{E}_a - (Z_0 + Z_1 + Z_2) \frac{\dot{E}_a}{Z_0 + Z_1 + Z_2} = 0,$$

de donde para la tensión de la fase A y análogamente para las tensiones de las otras fases obtenemos:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_a &= \dot{E}_a - Z_1 \dot{I}_{a1} - Z_2 \dot{I}_{a2} - Z_0 \dot{I}_{a0}; \\ \dot{U}_b &= \dot{E}_b - Z_1 \dot{I}_{b1} - Z_2 \dot{I}_{b2} - Z_0 \dot{I}_{b0}; \\ \dot{U}_c &= \dot{E}_c - Z_1 \dot{I}_{c1} - Z_2 \dot{I}_{c2} - Z_0 \dot{I}_{c0}. \end{aligned} \right\} \quad (14-19)$$

Según (14-18), el valor absoluto de la corriente de cortocircuito será igual a:

$$I_{c.c.} = \frac{3\dot{E}_a}{|Z_0 + Z_1 + Z_2|}. \quad (14-20)$$

En la fig. 14-7 se da el diagrama vectorial aproximado para el cortocircuito de una fase, despreciando las resistencias óhmicas.

C. Cortocircuito de dos fases al neutro. Para el cortocircuito de las fases B y C al neutro (fig. 14-5, c) tenemos las ecuaciones suplementarias siguientes:

$$\dot{I}_a = 0, \quad \dot{U}_b = \dot{U}_c = 0.$$

Resolviendo luego el problema análogamente a los dos casos de cortocircuito analizados anteriormente, partiendo de los sistemas de ecuaciones (14-9), (14-10) y (14-11), obtenemos los siguientes

valores de las componentes simétricas de tensión y de corriente:

$$\dot{U}_0 = \dot{U}_1 = \dot{U}_2 = \frac{Z_0 Z_2 \dot{E}_a}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0}, \quad (14-21)$$

$$\left. \begin{aligned} I_0 &= -\frac{\dot{U}_0}{Z_0} = -\frac{Z_2 \dot{E}_a}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0}; \\ I_1 &= \frac{\dot{E}_a - \dot{U}_1}{Z_1} = \frac{(Z_2 + Z_0) \dot{E}_a}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0}; \\ I_2 &= -\frac{\dot{U}_2}{Z_2} = -\frac{Z_0 \dot{E}_a}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0}. \end{aligned} \right\} \quad (14-22)$$

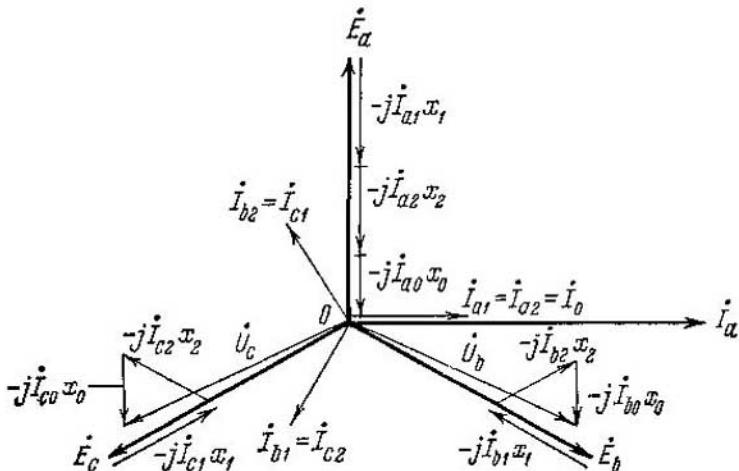


Fig. 14-7. Diagrama de tensiones de un alternador sincrónico en cortocircuito de una fase

Sustituyendo en (14-9) y (14-10) los valores de las componentes simétricas de corriente y de tensión, obtenemos para las corrientes y tensiones de fase:

$$\left. \begin{aligned} I_b &= [(\alpha^2 - 1) Z_2 + (\alpha^2 - \alpha) Z_0] \frac{\dot{E}_a}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0}; \\ I_c &= [(\alpha - 1) Z_2 - (\alpha^2 - \alpha) Z_0] \frac{\dot{E}_a}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0}; \end{aligned} \right\} \quad (14-23)$$

$$\dot{U}_a = \frac{3 Z_0 Z_2 \dot{E}_a}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0}. \quad (14-24)$$

Expresando \dot{U}_a , \dot{U}_b y \dot{U}_c por la diferencia de las respectivas f.e.m. y caídas de tensión, debidas a las componentes simétricas de las corrientes, obtenemos:

$$\dot{U}_a = \dot{E}_a - \frac{\dot{E}_a}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0} (Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 - 2 Z_2 Z_0),$$

de donde para la fase A y, análogamente, para las otras fases:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_a &= E_a - Z_1 I_{a1} - Z_2 I_{a2} - Z_0 I_{a0}; \\ \dot{U}_b &= E_b - Z_1 I_{b1} - Z_2 I_{b2} - Z_0 I_{b0}; \\ \dot{U}_c &= E_c - Z_1 I_{c1} - Z_2 I_{c2} - Z_0 I_{c0}. \end{aligned} \right\} \quad (14-25)$$

El valor absoluto de la corriente de cortocircuito en una fase, siendo iguales los argumentos Z_2 y Z_0 , es igual a:

$$I_{c.c.} = \frac{\sqrt{3} \sqrt{|Z_2^2 + Z_0 Z_2 + Z_0^2| E_a}}{|Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0|}. \quad (14-26)$$

El diagrama vectorial aproximado de corrientes y tensiones para un cortocircuito de dos fases al neutro, despreciando las resistencias óhmicas, está representado en la fig. 14-8.

El valor de las corrientes para diferentes clases de cortocircuitos se dan en la tabla 14-1, donde la corriente en el hilo neutro está designada por $I_{c.c.z}$.

Puesto que las resistencias óhmicas de los circuitos, en comparación con las reactancias, son generalmente pequeñas, entonces en lugar de las impedancias Z se pueden tomar, sin error notable, las inductancias jx .

Tabla 14-1

Corriente	Cortocircuito			
	trifásico	bifásico	monofásico	bifásico al neutro
i_1	$\frac{E_a}{Z_1}$	$\frac{E_a}{Z_1 + Z_2}$	$\frac{E_a}{Z_0 + Z_1 + Z_2}$	$\frac{(Z_0 + Z_2) E_a}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0}$
i_2	0	$-\frac{E_a}{Z_1 + Z_2}$	$\frac{E_a}{Z_0 + Z_1 + Z_2}$	$-\frac{Z_0 E_a}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0}$
i_0	0	0	$\frac{E_a}{Z_0 + Z_1 + Z_2}$	$-\frac{Z_2 E_a}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0}$
$i_{c.c.z}$	0	0	$\frac{3 E_a}{Z_0 + Z_1 + Z_2}$	$-\frac{3 Z_2 E_a}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0}$
$i_{c.c.}$	$\frac{E_a}{ Z_1 }$	$\frac{\sqrt{3} E_a}{ Z_1 + Z_2 }$	$\frac{3 E_a}{ Z_0 + Z_1 + Z_2 }$	$\frac{\sqrt{3} \sqrt{ Z_2^2 + Z_2 Z_0 + Z_0^2 E_a}}{ Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0 }$

Ejemplo. Determinar los valores de las corrientes de los cortocircuitos simétricos y disimétricos para el alternador hidráulico estudiado en el cap. VIII, con $P_n = 57\,200$ kW y tensión nominal ($U_n = 1$), despreciando las resistencias óhmicas r_1 , r_2 y r_0 . Las magnitudes de las inductancias relativas del alternador son: $x_1 = x_d = 0,695$; $x_2 = 0,215$ y $x_0 = 0,054$. Segun la tabla 14-1 las magnitudes de las corrientes de cortocircuito son:

para el cortocircuito trifásico

$$I_{c.c.3} = \frac{1}{x_1} = \frac{1}{0,695} = 1,44;$$

para el bifásico

$$I_{c.c.2} = \frac{\sqrt{3}}{x_1 + x_2} = \frac{\sqrt{3}}{0,695 + 0,215} = 1,91;$$

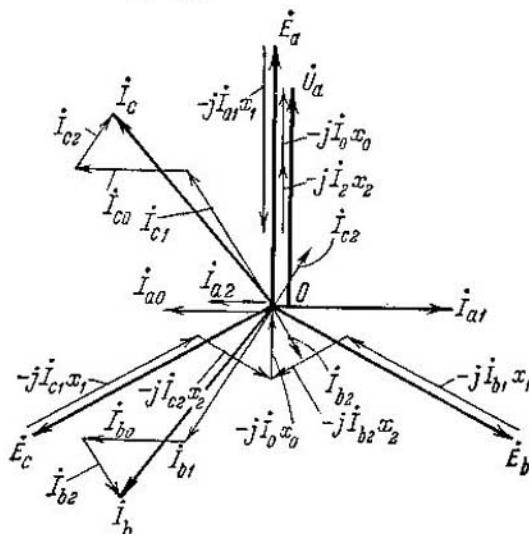


Fig. 14-8. Diagrama de tensiones de un alternador sincrónico en cortocircuito de dos fases al neutro

para el monofásico

$$I_{c.c.1} = \frac{3}{x_1 + x_2 + x_0} = \frac{3}{0,695 + 0,215 + 0,054} = 3,12;$$

para el bifásico al neutro

$$I_{c.c.} = \frac{\sqrt{3} \sqrt{x_2^2 + x_2 x_0 + x_0^2}}{x_1 x_2 + x_1 x_0 + x_2 x_0} = \frac{\sqrt{3} \sqrt{0,215^2 + 0,215 \cdot 0,054 + 0,054^2}}{0,695 \cdot 0,215 + 0,965 \cdot 0,054 + 0,215 \cdot 0,054} = \\ = \sqrt{3} \frac{0,243}{0,2036} = 2,08.$$

14-4. Diagramas de tensiones para los casos de cortocircuito

A. Diagrama de tensiones para el caso de cortocircuito de dos fases (fig. 14-6). Para el caso de cortocircuito entre las fases *B* y *C*, admitiendo que $r_a = 0$, según (14-12) y (14-14), obtenemos:

$$I_0 = 0, \quad I_{a1} = -I_{a2} = -i \frac{E_a}{x_1 + x_2}; \quad (14-27)$$

$$\left. \begin{aligned} U_a &= E_a - jx_1 I_{a1} - jx_2 I_{a2}, \\ U_b &= E_b - jx_1 I_{b1} - jx_2 I_{b2}, \\ U_c &= E_c - jx_1 I_{c1} - jx_2 I_{c2}. \end{aligned} \right\} \quad (14-28)$$

Una vez construido el sistema simétrico de las f.e.m. \dot{E}_a , \dot{E}_b y \dot{E}_c (fig. 14-6), trazamos los vectores: $\dot{I}_1 = \dot{I}_{a1}$ retrasado y $\dot{I}_2 = -\dot{I}_{a2}$ adelantado en 90° con respecto a la f.e.m. E_a . Luego trazamos los sistemas de los vectores de las corrientes de secuencia directa de las tres fases \dot{I}_{a1} , \dot{I}_{b1} , \dot{I}_{c1} y de secuencia inversa \dot{I}_{a2} , \dot{I}_{b2} y \dot{I}_{c2} . Los vectores \dot{U}_a , \dot{U}_b y \dot{U}_c se trazan según las ecuaciones (14-28). Los vectores de las corrientes de fase se trazan por las ecuaciones:

$$\dot{I}_a = \dot{I}_{a1} + \dot{I}_{a2}, \quad \dot{I}_b = \dot{I}_{b1} + \dot{I}_{b2},$$

B. Diagrama de tensiones para el caso de cortocircuito de una fase (fig. 14-7). Para el caso de cortocircuito de la fase A , suponiendo que $r_a \approx 0$, de acuerdo con (14-16) y (14-19), obtenemos:

$$\dot{I}_{a1} = \dot{I}_{a2} = \dot{I}_{a0} = -j \frac{\dot{E}_a}{x_0 + x_1 + x_2}; \quad (14-29)$$

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_a &= \dot{E}_a - j\dot{I}_{a1}x_1 - j\dot{I}_{a2}x_2 - j\dot{I}_{a0}x_0; \\ \dot{U}_b &= \dot{E}_b - j\dot{I}_{b1}x_1 - j\dot{I}_{b2}x_2 - j\dot{I}_{b0}x_0; \\ \dot{U}_c &= \dot{E}_c - j\dot{I}_{c1}x_1 - j\dot{I}_{c2}x_2 - j\dot{I}_{c0}x_0. \end{aligned} \right\} \quad (14-30)$$

Una vez trazado el sistema simétrico de las f.e.m. \dot{E}_a , \dot{E}_b y \dot{E}_c (fig. 14-7), trazamos los vectores $\dot{I}_{a1} = \dot{I}_{a2} = \dot{I}_{a0}$, que están retrasados de \dot{E}_a en 90° . Luego trazamos los sistemas de vectores de las corrientes de secuencia directa \dot{I}_{a1} , \dot{I}_{b1} y \dot{I}_{c1} , de secuencia inversa \dot{I}_{a2} , \dot{I}_{b2} y \dot{I}_{c2} y de secuencia de cero $\dot{I}_{a0} = \dot{I}_{b0} = \dot{I}_{c0}$, y también los vectores \dot{U}_a , \dot{U}_b y \dot{U}_c por las ecuaciones (14-30). El vector de la corriente de fase \dot{I}_a se traza según la ecuación

$$\dot{I}_a = \dot{I}_{a0} + \dot{I}_{a1} + \dot{I}_{a2}.$$

C. Diagrama de tensiones para el caso de cortocircuito de dos fases al neutro (fig. 14-8). Para el caso de cortocircuito de las fases B y C al neutro, suponiendo que $r_a = 0$, según (14-22), obtenemos:

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_{a1} &= -j \frac{(x_2 + x_0)\dot{E}_a}{x_1x_2 + x_1x_0 + x_2x_0}; \\ \dot{I}_{a2} &= j \frac{x_0\dot{E}_a}{x_1x_2 + x_1x_0 + x_2x_0}; \\ \dot{I}_{a0} &= j \frac{x_2\dot{E}_a}{x_1x_2 + x_1x_0 + x_2x_0}; \end{aligned} \right\} \quad (14-31)$$

\dot{U}_a , \dot{U}_b y \dot{U}_c se determinan de las ecuaciones (14-25) sustituyendo Z por jx .

Una vez trazado el sistema simétrico de los vectores E_a , \dot{E}_b y \dot{E}_c (fig. 14-8), trazamos los vectores: \dot{I}_{a2} que está retrasado de \dot{E}_a

y \dot{I}_{a2} , \dot{I}_{a0} que están adelantados de \dot{E}_a en 90° . Luego trazamos el sistema de vectores de las corrientes de secuencia directa \dot{I}_{a1} , \dot{I}_{b1} y \dot{I}_{c1} y de secuencia inversa \dot{I}_{a2} , \dot{I}_{b2} y \dot{I}_{c2} . Los vectores \dot{U}_a , \dot{U}_b y \dot{U}_c se trazan de acuerdo con las ecuaciones (14-25). Los vectores de las corrientes de fase se trazan por las ecuaciones $\dot{I}_b = \dot{I}_{b0} + \dot{I}_{b1} + \dot{I}_{b2}$ y $\dot{I}_c = \dot{I}_{c0} + \dot{I}_{c1} + \dot{I}_{c2}$.

14-5. Diagramas de tensiones en el caso de carga disimétrica

Analicemos las condiciones más reales de funcionamiento de un alternador de polos interiores ($x_d = x_q = x_1$) sin el neutro puesto a tierra. En este caso el sistema de vectores disimétricos de corriente se descompone en dos sistemas simétricos de vectores de corrientes de secuencia directa e inversa, aquí no existe el sistema de secuencia de cero, por no existir la corriente que pasa por la toma de tierra del neutro. El sistema de corrientes de secuencia directa inducirá en el devanado del estator una f.e.m. $-j\dot{I}_1x_1$ que está retrasada en el tiempo 90° del vector de corriente \dot{I}_1 de la fase dada. El sistema de corrientes de secuencia inversa inducirá una f.e.m. $-j\dot{I}_2x_2$ que está retrasada en el tiempo 90° del vector de corriente \dot{I}_2 de la misma fase.

Como el orden de secuencia de los vectores de corriente \dot{I}_1 y \dot{I}_2 es mutuamente contrario, entonces debido a ésto los ángulos de desviación entre los vectores de las componentes simétricas de las corrientes de fase α_a , α_b y α_c son diferentes en todas las fases (fig. 14-9). Como resultado, aunque las amplitudes de las f.e.m. $j\dot{I}_1x_1$ y $j\dot{I}_2x_2$ son iguales en todas las fases, sus sumas geométricas resultan ser diferentes para cada fase y, por eso los ángulos de desviación resultantes θ_a , θ_b y θ_c , entre los vectores de tensión \dot{U}_a , \dot{U}_b , \dot{U}_c y los vectores de f.e.m. \dot{E}_a , \dot{E}_b , \dot{E}_c son también diferentes para cada fase. Así pues, es necesario trazar el diagrama de tensiones separadamente para cada fase. Un trazado semejante se representa en la fig. 14-10.

En estas construcciones para cada fase se toman como vectores de partida los vectores de corriente \dot{I}_{a1} , \dot{I}_{b1} y \dot{I}_{c1} . Las f.e.m. \dot{E}_a , \dot{E}_b y \dot{E}_c son de igual magnitud y están desviadas de los vectores

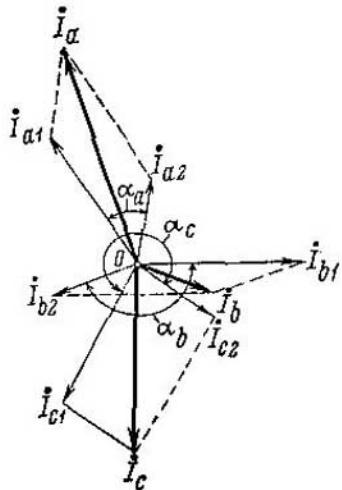


Fig. 14-9. Descomposición de un sistema disimétrico de corrientes de un alternador sincrónico sin el neutro puesto a tierra en componentes de corriente de secuencias directa e inversa

de corriente de secuencia directa en los mismos ángulos $\psi_{a1} = \psi_{b1} = \psi_{c1}$. Por esta razón las f.e.m. $-j\dot{I}_{a1}x_1$, $-j\dot{I}_{b1}x_1$ y $-j\dot{I}_{c1}x_1$ son de igual magnitud y tienen el mismo desfase con respecto a las f.e.m. E_a , E_b y E_c . En el diagrama de la fig. 14-10 se ve que las f.e.m. enumeradas ocupan en todos los diagramas exactamente la misma posición con respecto a los vectores de partida de corriente \dot{I}_{a1} , \dot{I}_{b1} y \dot{I}_{c1} .

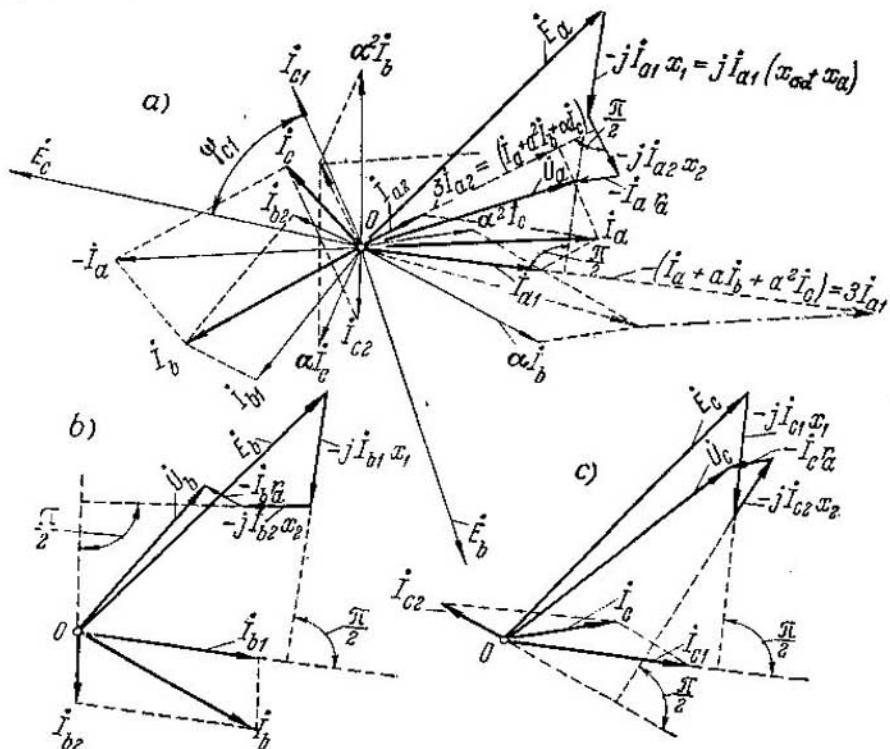


Fig. 14-10. Diagramas vectoriales de tres fases con carga disimétrica de un alternador sincrónico con el neutro puesto a tierra

A continuación orientando en cada diagrama, lo mismo que en la fig. 14-9, los vectores \dot{I}_{a2} , \dot{I}_{b2} y \dot{I}_{c2} y los vectores \dot{I}_a , \dot{I}_b y \dot{I}_c , se ve que estos sistemas de vectores están dispuestos en cada diagrama de diferente modo con respecto a los vectores de secuencia directa. Las corrientes de secuencia inversa crearán en cada fase las f.e.m. $-j\dot{I}_{a2}x_2$, $-j\dot{I}_{b2}x_2$ y $-j\dot{I}_{c2}x_2$ que están retrasadas en el tiempo de estas corrientes en 90° . Los vectores de f.e.m. $-\dot{I}_{ar_a}$, $-\dot{I}_{br_b}$, $-\dot{I}_{cr_c}$ están dirigidos en contra de los vectores de corriente

i_a , i_b y i_c . Sumando las f.e.m. inducidas en cada fase hallamos las tensiones en los bornes \dot{U}_a , \dot{U}_b y \dot{U}_c .

Los tres diagramas de la fig. 14-10 se pueden reunir en un diagrama común según el método de V. A. Tolvinsky [103]. En este caso no hace falta trazar los diagramas de tensiones separadamente para cada fase, sino que se puede trazar un solo diagrama combinado (fig. 14-11). Para ello, una vez trazado el diagrama de tensiones para una de las fases, por ejemplo, el diagrama de la fig. 14-10, a para la fase A, trazamos desde el origen O los vectores de corriente \dot{i}_{ba} y \dot{i}_{ca} . Como se ve por el diagrama de la fig. 14-11 con este trazado el orden de las corrientes \dot{i}_{a2} , \dot{i}_{b2} y \dot{i}_{c2} resulta ser no de secuencia inversa, sino de secuencia directa. Las f.e.m.

$-j\dot{i}_{a2}x_2$, $-j\dot{i}_{b2}x_2$ y $-j\dot{i}_{c2}x_2$ están desplazadas en el diagrama a 120° una de otra también en orden de secuencia directa. Para trazar la dirección de las corrientes resultantes \dot{i}_a , \dot{i}_b y \dot{i}_c en el diagrama combinado de la fig. 14-11 es necesario sumar geométricamente al vector combinado inicial de corriente \dot{i}_1 los vectores de corriente \dot{i}_{a2} , \dot{i}_{b2} y \dot{i}_{c2} . Uniendo los extremos de los vectores $-\dot{i}_{a2}r_a$, $-\dot{i}_{b2}r_a$ y $-\dot{i}_{c2}r_a$ con el origen de las coordenadas O obtenemos las tensiones \dot{U}_a , \dot{U}_b , \dot{U}_c y sus ángulos de desviación θ_a , θ_b y θ_c debidos a las respectivas f.e.m. \dot{E}_a , \dot{E}_b y \dot{E}_c .

El diagrama de la fig. 14-11 permite trazar el diagrama resultante real de los vectores de corriente y de f.e.m. (fig. 14-12). Para ello trazamos el diagrama de las f.e.m. \dot{E}_a , \dot{E}_b y \dot{E}_c de igual magnitud que están desplazadas entre sí a 120° . Luego, partiendo del diagrama de la fig. 14-11 trazamos el sistema de los vectores de las corrientes \dot{i}_a , \dot{i}_b y \dot{i}_c , desviadas de las respectivas f.e.m. \dot{E}_a , \dot{E}_b y \dot{E}_c en los ángulos φ_a , φ_b y φ_c , y el sistema de los vectores de las tensiones \dot{U}_a , \dot{U}_b y \dot{U}_c desviadas de las respectivas f.e.m. \dot{E}_a , \dot{E}_b y \dot{E}_c en los ángulos θ_a , θ_b y θ_c . Es fácil de ver que la estrella simétrica de las f.e.m. de excitación \dot{E}_a , \dot{E}_b y \dot{E}_c , correspondiente a la marcha en vacío, bajo el efecto de la carga disimétrica se convierte en la estrella disimétrica de las tensiones \dot{U}_a , \dot{U}_b y \dot{U}_c . Los respectivos ángulos de retardo φ_a , φ_b y φ_c de

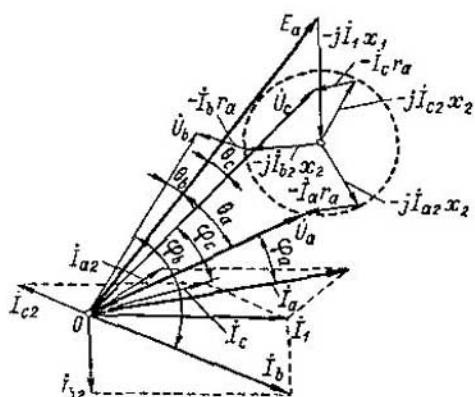


Fig. 14-11. Diagrama vectorial combinado con carga disimétrica de un alternador sincrónico sin el neutro puesto a tierra

las corrientes resultantes debidas a los vectores de tensión, son diferentes para todas las fases.

En el caso más general de una carga disimétrica, cuando existiendo un campo giratorio inverso por los devanados circularán corrientes en coincidencia de fase provocadas por la puesta a tierra de una de las fases estando el neutro del alternador puesto a tierra, los diagramas de tensiones se pueden trazar en principio por el mismo método. En este caso el sistema disimétrico de las corrientes i_a , i_b y i_c se descompone en tres sistemas simétricos de corrientes de secuencias: directa, inversa y de cero. A continuación

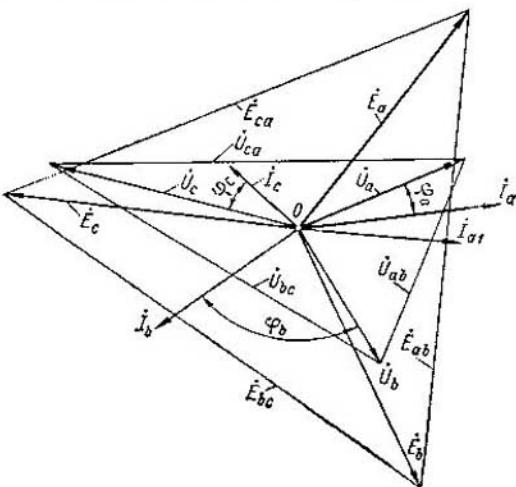


Fig. 14-12. Diagrama vectorial real de un alternador sincrónico con carga disimétrica, correspondiente al diagrama combinado de la fig. 14-11.

se deben trazar los vectores de f.e.m. separadamente para las corrientes de cada secuencia. Es evidente, que en este caso el diagrama de la fig. 14-10 sólo se complicará por la adición de las f.e.m. $-jI_{a0}x_0$, $-jI_{b0}x_0$ y $-jI_{c0}x_0$ que están en el tiempo retrasadas de fase en 90° con respecto a los respectivos vectores de las corrientes I_{a0} , I_{b0} y I_{c0} .

En el diagrama combinado, trazado por el método de V. A. Tolvinsky los vectores de secuencia de cero se dispondrán en orden de secuencia inversa.

14-6. Trazado de los triángulos de cortocircuito para los cortocircuitos estables de un alternador teniendo en cuenta la saturación del circuito magnético

Durante un cortocircuito trifásico el circuito magnético de la máquina, como fue demostrado más arriba, no está prácticamente

saturado. Durante los cortocircuitos monofásico y bifásico la magnitud relativa de la corriente de secuencia directa, que crea una reacción desmagnetizante del inducido, es menor y por eso el circuito magnético de la máquina en cierto grado puede estar saturado, especialmente cuando el cortocircuito ocurre en la línea, por lo cual la magnitud de la corriente de cortocircuito disminuye.

Como se indicaba más arriba la saturación del circuito magnético principal influye muy poco sobre la magnitud de las inductancias de dispersión $x_{\sigma a}$, de secuencia de cero x_0 y de secuencia inversa x_2 , sin embargo influye considerablemente sobre la magnitud de la resistencia de reacción del inducido x_{ad} , y, por lo tanto, también sobre la magnitud de la inductancia de secuencia directa $x_1 = x_d = x_{\sigma a} + x_{ad}$. En las expresiones obtenidas más arriba para las corrientes de cortocircuitos disimétricos la magnitud de la resistencia x_1 a causa de esto se hace algo indeterminada, lo cual dificulta la obtención de valores lo bastante exactos de las corrientes de cortocircuito por estas expresiones. Cuando se necesita especificar las magnitudes de las corrientes de los cortocircuitos disimétricos, esta dificultad se puede evitar por el método analizado más abajo basado en la característica en vacío que refleja la saturación del circuito magnético.

Las relaciones cuantitativas que se dan más abajo en el texto y en las figuras para el cortocircuito monofásico, se han obtenido en suposición que el neutro del alternador está puesto a tierra herméticamente. En la práctica el neutro se pone a tierra generalmente a través de una resistencia grande y la corriente del alternador, en el caso de cortocircuito monofásico, disminuye considerablemente.

Para ciertas magnitudes de las inductancias del alternador de secuencias directa, inversa y de cero, se pueden trazar los triángulos de cortocircuito para los cortocircuitos bifásico y monofásico por el mismo método que para el cortocircuito trifásico (fig. 14-13). Cuando las corrientes de cortocircuito en una fase $I_{c.c.}$ son iguales, las relaciones de las f.m. de reacción del inducido, creadas por la componente simétrica de la corriente de secuencia directa, en

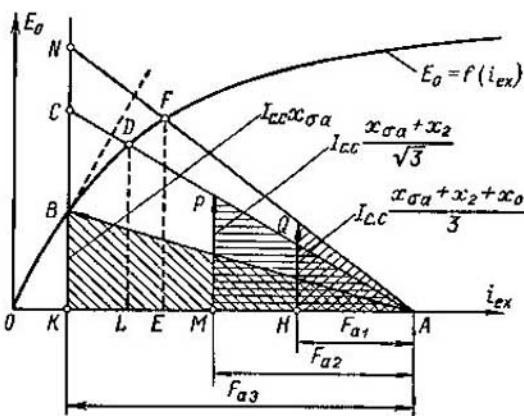


Fig. 14-13. Triángulos de cortocircuito trifásico, bifásico y monofásico

los tres casos serán iguales a:

$$F_{a3}:F_{a2}:F_{a1} = \frac{3}{2} \cdot \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \frac{wk_{dev}}{p} I_{c.c.} : \frac{2}{2} \cdot \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \times \\ \times \frac{wk_{dev}}{p} I_{c.c.} : \frac{1}{2} \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \frac{wk_{dev}}{p} I_{c.c.} = 3:\sqrt{3}:1. \quad (14-32)$$

Aquí despreciaremos las resistencias óhmicas de los devanados. Entonces la f.e.m. interior E_0 , inducida en el devanado del estator por el flujo resultante debido a la corriente de excitación y la reacción del inducido (debida a la corriente de secuencia directa), igual a

$$E_0 = E_a - x_{ad}I_1 = E_a - x_{ad}I_{c.c.}$$

para un cortocircuito trifásico será igual a:

$$E_0 = x_{aa}I_{c.c.}$$

para un cortocircuito bifásico, según (14-12) y (14-15), será igual a:

$$E_0 = \frac{x_{aa} + x_2}{\sqrt{3}} I_{c.c.}$$

y, por fin, para un cortocircuito monofásico, según (14-16) y (14-20), será igual a:

$$E_0 = \frac{x_{aa} + x_2 + x_0}{3} I_{c.c.}$$

Así pues para una misma corriente $I_{c.c.}$, los triángulos de cortocircuito BKA , PMA y QHA tendrán para los tres casos la forma representada en la fig. 14-13.

Si durante los cortocircuitos bifásico y monofásico se da al alternador la misma excitación que para el cortocircuito trifásico, entonces la f.m. de la reacción y la f.e.m. de dispersión deberán aumentar de tal modo que el punto P del vértice del triángulo de cortocircuito bifásico pase al punto D , situado en la intersección de la característica en vacío con la prolongación de la línea AP , y el punto Q del vértice del triángulo de cortocircuito para el cortocircuito monofásico pase al punto F , situado en la intersección de la característica en vacío y la prolongación de la línea AQ .

Si durante el cortocircuito bifásico el triángulo de cortocircuito PMA se hiciera igual al CKA , entonces, en este caso, la corriente de cortocircuito debería crecer en comparación con la corriente para el cortocircuito trifásico en la relación de $\sqrt{3}:1$, pero si este mismo triángulo PMA para el cortocircuito bifásico se hace igual al DLA , entonces, correspondientemente, la corriente sólo crecerá en la relación de $\sqrt{3} \frac{LA}{KA}$. Igualmente, si para un cortocircuito monofásico el triángulo de cortocircuito QHA fuera igual al NKA , entonces la corriente crecería en comparación con la corriente para el cortocircuito trifásico en la relación de $3:1$. Si

el triángulo de cortocircuito se hace igual al FEA , entonces la corriente crecerá sólo en la razón de $3\frac{EA}{KA}$.

Así pues, cuando las corrientes de excitación son iguales, las corrientes de cortocircuito serán entre sí en los tres casos como

$$1:\sqrt{3}\frac{AL}{KA}:3\frac{EA}{KA}.$$

Para los turboalternadores con una dispersión total del 10%, esta relación será igual a $1:1,57:2,73$. Para los alternadores de pequeña velocidad con una dispersión del 30% esta relación será igual a $1:1,33:2,3$. En los cálculos previos se puede admitir por término medio la relación de las corrientes para los cortocircuitos prolongados de $1:1,5:2,5$. La proporción exacta se puede establecer por el método descrito más arriba por la característica en vacío y por los triángulos de cortocircuito.

Si el cortocircuito tiene lugar no en los bornes del propio alternador, sino en la línea, entonces, en este caso, para trazar el triángulo de cortocircuito su lado vertical deberá ser aumentado en la magnitud de la caída de tensión en la reactancia de la linea. En este caso hay que tener en cuenta que de acuerdo con el análisis realizado más arriba para los cortocircuitos disímétricos, en caso de cortocircuitos en la linea, a cada una de las resistencias x_0 , x_1 y x_2 de la propia máquina es preciso añadir las resistencias de las respectivas secuencias de la linea de transmisión.

Para las líneas las resistencias de secuencias directa e inversa son iguales a: $x_{11}=x_{12}=x_1$, mientras que la resistencia de secuencia de cero x_{10} es menor que las dos primeras. Así pues, si, por ejemplo, para un cortocircuito bifásico en los bornes del alternador la f.e.m. interior es igual a:

$$E_\delta = \frac{x_{0a} + x_2}{\sqrt{3}} I,$$

entonces para un cortocircuito bifásico en la linea, ésta será igual a:

$$E_\delta = \left(\frac{x_{0a} + x_2}{\sqrt{3}} + \frac{2x_1}{\sqrt{3}} \right) I.$$

En la fig. 14-14 están representados los trazados correspondientes para el caso de cortocircuito en la linea. Evidentemente, durante un cortocircuito trifásico en la linea la corriente se reducirá en la relación de CB/AB (fig. 14-14, a), para un cortocircuito bifásico, en la relación de EB/DB (fig. 14-14, b) y para un cortocircuito monofásico, en la relación de HB/FB (fig. 14-14, c).

Si en un alternador sincrónico ocurre el cortocircuito de una espira o de una parte del devanado, entonces a causa de la acción desmagnetizante muy pequeña de la f.m. de la reacción del indu-

cido de esta parte del devanado, la f.e.m. inducida se equilibra principalmente por la f.e.m. de los campos de dispersión. Puesto que la magnitud de la f.e.m. debida a los campos de dispersión, siendo el valor de la corriente nominal, representa una parte relativamente pequeña de toda la f.e.m. debida al flujo de excita-

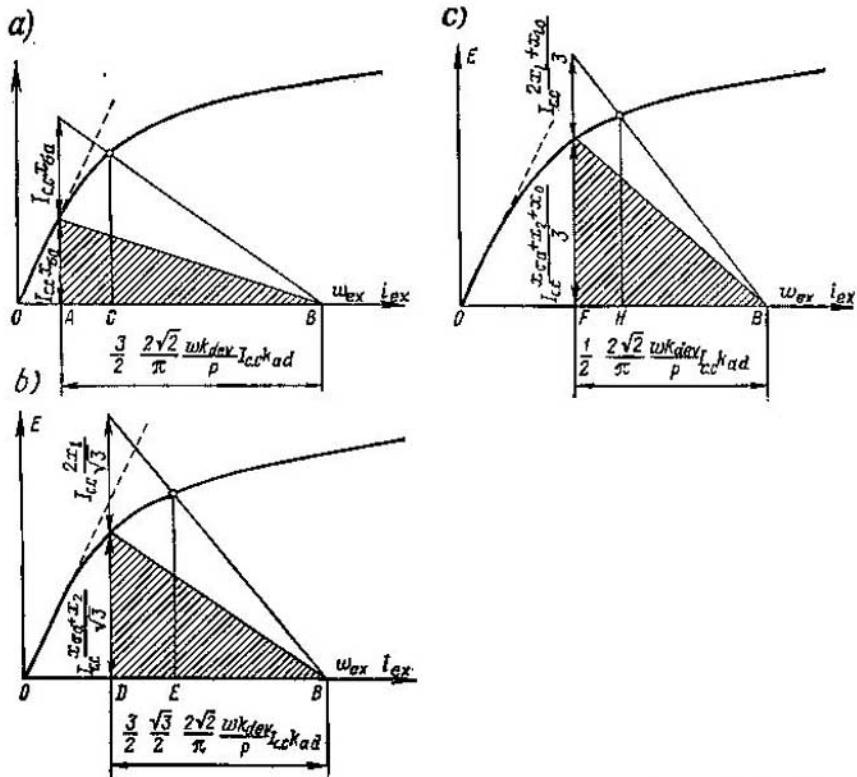


Fig. 14-14. Trazado del triángulo de cortocircuito para los cortocircuitos:
a—trifásico, b—bifásico, c—monofásico

ción (12—20%), entonces la corriente deberá crecer muy fuertemente hasta que no se equilibren estas f.e.m. En este caso el efecto térmico de la corriente en la espira cortocircuitada se hace excesivamente grande, por lo cual el aislamiento se deteriora fácilmente y tiene lugar el cortocircuito de la sección cortocircuitada a la masa de la máquina.

CAPÍTULO XV

CORTOCIRCUITO INSTANTÁNEO DE UNA MÁQUINA SÍNCRONICA

15-1. Carácter físico del cortocircuito instantáneo

El cortocircuito instantáneo en el circuito de los devanados del estator de una máquina síncronica representa, a pesar de su duración relativamente pequeña, un proceso bastante pesado tanto para la propia máquina, como para los aparatos relacionados con ella, línea de transmisión y redes, puesto que los saltos de corriente que surgen durante el cortocircuito instantáneo pueden superar los valores nominales de las corrientes en 10—15 veces.

El proceso de cortocircuito instantáneo se diferencia sustancialmente del cortocircuito estacionario. Durante el cortocircuito estacionario simétrico la f.m. de la reacción del inducido tiene una amplitud constante con el tiempo y, girando sincrónicamente con el rotor, no induce corrientes en los devanados del rotor. En el caso de cortocircuito instantáneo las corrientes del estator varían por su magnitud, a causa de lo cual varía también el flujo de la reacción del inducido, induciendo corrientes en los devanados del rotor, que influyen a su vez en las corrientes del estator. La existencia de semejantes acoplamientos por transformadores entre el estator y el rotor hace que el proceso de cortocircuito instantáneo sea bastante complicado.

Aquí nos limitaremos primero al análisis del así llamado cortocircuito instantáneo simétrico a marcha en vacío, cuando en el generador síncronico excitado y que trabaja en vacío tiene lugar simultáneamente el cortocircuito en todas las fases del devanado del estator en los bornes de salida. Consideraremos el instante de cortocircuito como origen de referencia del tiempo ($t = 0$).

Por cuanto el número de fases de una máquina multifásica no varia el cuadro de principio del proceso de cortocircuito instantáneo, examinemos este proceso en el ejemplo de la máquina síncronica elemental de corriente bifásica y de polos no salientes que, además del arrollamiento de excitación en el eje longitudinal, cortocircuitado al excitador, lleva en el rotor un devanado amortiguador cortocircuitado en el eje longitudinal, cuyos parámetros r_{am} y L_{am} son los mismos que en el devanado de excitación. Para mayor evidencia, así como se hizo para las máquinas de corriente

continua, en el estator se coloca no un arrollamiento de tambor, sino un arrollamiento anular bifásico. Supongamos que en el instante inicial del cortocircuito $t = 0$ (fig. 15-1) en el eje longitudinal del rotor se encuentra el eje de la fase $A - A'$, y en el eje transversal está situado el eje de la fase $B - B'$, como resultado de lo cual la f.e.m. en la fase $B - B'$ tiene para $t = 0$ su valor máximo, mientras que en la fase $A - A'$ la f.e.m. es igual a cero. El devanado

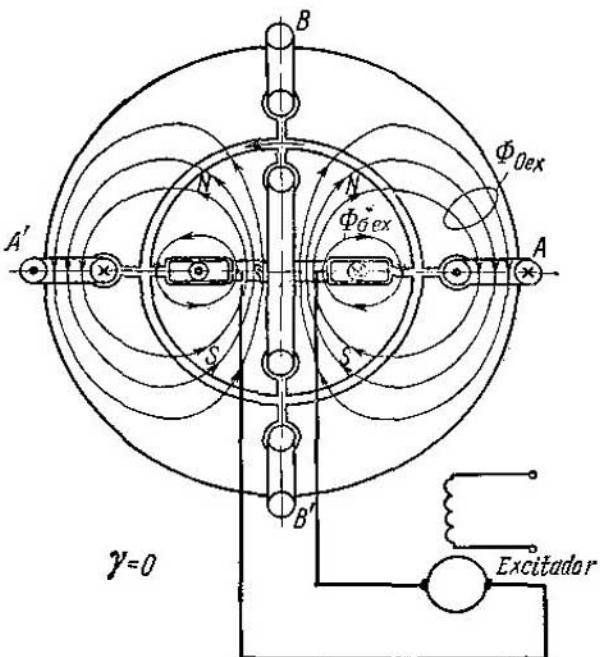


Fig. 15-1. Representación de los flujos de una máquina síncrona en el instante inicial del cortocircuito instantáneo

de excitación crea el flujo magnético útil $\Phi_{0, ex}$ embragado totalmente en el instante $t = 0$ con la fase $A - A'$, mientras que el flujo magnético en el circuito del devanado de la fase $B - B'$ es igual a cero¹. Además, el devanado de excitación tiene el flujo de dispersión $\Phi_{0, ex}$ que embraga solamente con el devanado de excitación.

Al girar el rotor 90° eléctricos de la posición inicial del cortocircuito, la disposición recíproca de los arrollamientos del estator y del rotor tendrá la forma representada en la fig. 15-2, a. En este caso el flujo magnético útil de excitación $\Phi_{0, ex}$ resultará des-

¹ En el caso general es más correcto hablar de flujos embragados, pero en los ejemplos elegidos con arrollamientos de una sola espira en el estator y rotor los flujos embragados en la fig. 15-1 y otras son iguales a los flujos, por lo tanto, en estas condiciones se puede hablar de flujos.

conectado del arrollamiento de fase $A-A'$ del estator y acoplado al arrollamiento de fase $B-B'$.

Supongamos primero que las resistencias activas de los arrollamientos del estator y del devanado de excitación sean iguales a cero, es decir, los arrollamientos representan circuitos eléctricos

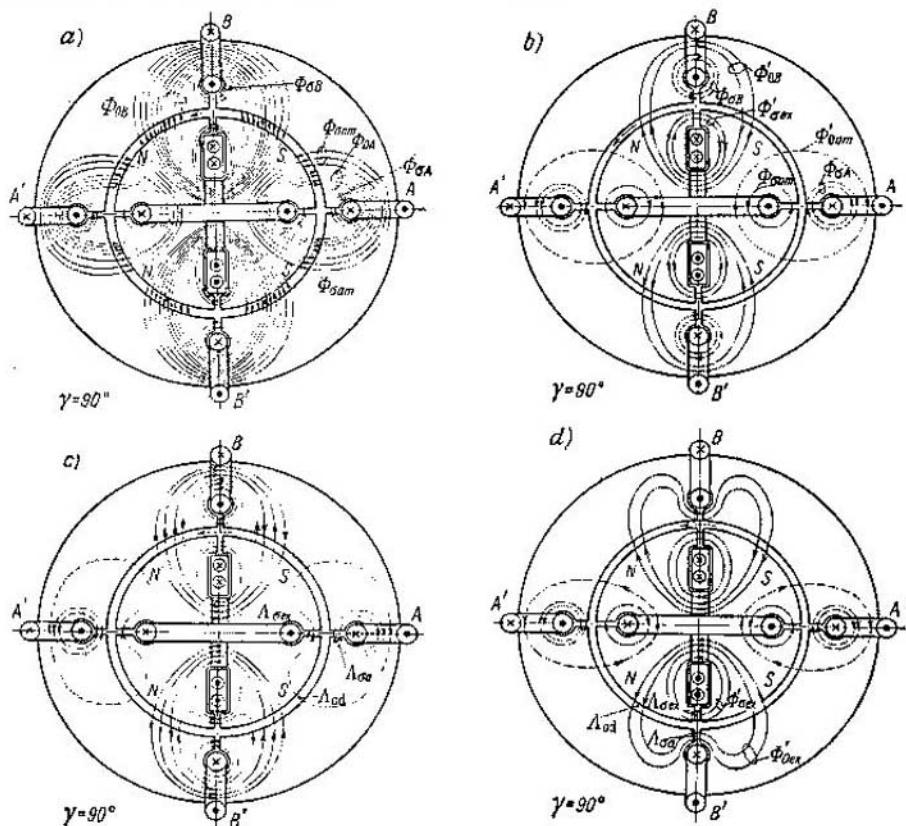


Fig. 15-2. Representación de los flujos de una máquina sincrónica al cabo de un cuarto de período después del comienzo del cortocircuito instantáneo

superconductores. Puesto que los flujos embragados de los circuitos superconductores deben permanecer invariables en cualesquiera condiciones, entonces al girar el rotor, en los arrollamientos del estator y del rotor deben inducirse tales corrientes que los flujos embragados resultantes de todos los arrollamientos sean iguales que en el momento inicial del cortocircuito (fig. 15-1).

En virtud de esto, al girar el rotor un ángulo $\gamma = 90^\circ$ (fig. 15-2, a) desde la posición inicial siendo $t = 0$, en los devanados de fase $A-A'$ se induce corriente de tal sentido, que el flujo creado por esta $\Phi_{BA} + \Phi_{A'A}$, representado en la fig. 15-2, a con líneas de trazo, pasa por el contorno de la fase $A-A'$ en la misma dirección que

el flujo de los polos en la fig. 15-1. En este caso, sin embargo, por cuanto el flujo $\Phi_{\sigma A}$ embraga también con el arrollamiento amortiguador, en este último se induce también corriente de tal sentido, que el flujo creado por ésta $\Phi_{\sigma \text{ am}} + \Phi_{\sigma \text{ am}}$ representado en la fig. 15-2, a con líneas llenas, actúa en dirección opuesta al flujo de la fase $A-A'$. Como resultado en los arrollamientos de la fase $A-A'$ y en el arrollamiento amortiguador surgen tales corrientes, que los flujos embragados de estos arrollamientos al girar el rotor (fig. 15-2, a) deben ser los mismos que para $t=0$ (fig. 15-1).

Del mismo modo la penetración del flujo de excitación en el circuito de la fase $B-B'$ provoca la aparición de corriente en ésta, que crea el flujo $\Phi_{\sigma B} + \Phi_{\sigma B}$ dirigido en sentido contrario al del flujo de los polos. Puesto que en este caso el flujo $\Phi_{\sigma B}$, que pasa por el rotor, embraga con el devanado de excitación, en este último se induce corriente adicional que impide la disminución del flujo embragado de este devanado. Como resultado en los devanados de la fase $B-B'$ y en el devanado de excitación también existirán tales corrientes, que sus flujos embragados al girar el rotor (fig. 15-2, a) serán iguales que para $t=0$ (fig. 15-1).

En la fig. 15-2, a por los trayectos magnéticos de inducción mutua a través del estator y el rotor deben pasar las líneas de fuerza magnética de distintas direcciones que producen f.m. opuestas en el estator y el rotor, como resultado de lo cual se obtiene el cuadro resultante de los campos, mostrado en la fig. 15-2, b. Como es fácil de ver, los flujos embragados de todos los devanados resultan iguales que en el instante inicial (fig. 15-1). Por cuanto a causa del aumento de la corriente en el devanado de excitación aumenta correspondientemente su flujo de dispersión en comparación con su magnitud en el instante inicial $t=0$ (fig. 15-1):

$$\Phi'_{\sigma \text{ ex}} > \Phi_{\sigma \text{ ex}},$$

entonces disminuye correspondientemente el flujo de inducción mutua:

$$\Phi'_{0 \text{ ex}} < \Phi_{0 \text{ ex}}.$$

No obstante, se puede construir el cuadro equivalente de los flujos (fig. 15-2, c), en el que los flujos, embragados directamente con el devanado de excitación, en el instante $\gamma = \omega t = \pi/2$ serán absolutamente iguales que en el instante inicial $t=0$, pero aparecerá un flujo suplementario embragado con el devanado del estator $B-B'$ que pasa consecutivamente por el entrehierro y luego por los trayectos de dispersión del sistema de excitación. Correspondientemente pueden ser representados también los flujos embragados con los devanados de la fase $A-A'$, que pueden tener absolutamente el mismo carácter que los flujos de la fase $B-B'$.

Designemos las permeancias del contorno de inducción mutua por Λ_{ad} , las de los contornos de dispersión de los devanados del estator, por $\Lambda_{\sigma \text{ a}}$, y las de los devanados del rotor (de excitación

y amortiguador, tomados iguales), por $\Lambda_{\sigma ex}$. Estas permeancias corresponden a las permeancias de los respectivos espacios de aire (fig. 15-2, c).

De acuerdo con la fig. 15-2, c, el flujo embragado con los devanados de la fase $A-A'$ es igual a la suma de dos componentes, una de las cuales pasa por el trayecto de permeancia $\Lambda_{\sigma a}$, y la otra, sucesivamente por los trayectos de permeancias Λ_{ad} y $\Lambda_{\sigma ex}$. Teniendo en cuenta que al calcular la permeancia equivalente las permeancias de los contornos en paralelo se adicionan, y en los contornos en serie se adicionan las magnitudes de las resistencias magnéticas inversas a las permeancias, hallaremos que la admittance para todos los flujos de inducción mutua y de dispersión, embragados con los devanados del estator, será:

$$\Lambda'_d = \Lambda_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{\Lambda_{ad}} + \frac{1}{\Lambda_{\sigma ex}}} = \Lambda_{\sigma a} + \frac{\Lambda_{\sigma ex} \Lambda_{ad}}{\Lambda_{\sigma ex} + \Lambda_{ad}}.$$

Dado que la suma de los flujos que embragan en la fig. 15-2, c sólo con el devanado del estator debe ser igual al flujo útil $\Phi_{0, ex}$, que penetra en el devanado $A-A'$ en el instante $\omega t = 0$, la corriente en los devanados del estator $A-A'$ y $B-B'$, para el número de espiras por fase adoptado $w_a = 1$, será:

$$i_a = \frac{\Phi_{0, ex}}{\Lambda'_d w_a} = \frac{\Phi_{0, ex}}{\Lambda'_d}.$$

El cuadro de los flujos embragados en la fig. 15-2, b da la posibilidad de construir también el cuadro equivalente de los flujos embragados con los devanados del rotor (fig. 15-2, d).

La permeancia equivalente para el flujo del devanado de excitación en el instante inicial (fig. 15-1) es

$$\Lambda_{0, ex} = \Lambda_{\sigma ex} + \Lambda_{ad},$$

y en el instante $\omega t = \pi/2$ (fig. 15-2, d) es

$$\Lambda'_{0, ex} = \Lambda_{\sigma ex} + \frac{\Lambda_{ad} \Lambda_{\sigma a}}{\Lambda_{ad} + \Lambda_{\sigma a}},$$

puesto que el flujo de dispersión $\Phi'_{\sigma ex}$, al que le corresponde la permeancia $\Lambda'_{\sigma ex}$, se adiciona con el flujo $\Phi'_{0, ex}$, suplantado en el trayecto del flujo de dispersión del devanado del estator, y se determina como la suma de las resistencias magnéticas correspondientes a las permeancias Λ_{ad} y $\Lambda_{\sigma a}$.

Por cuanto los flujos embragados resultantes para las figs. 15-1 y 15-2, d son iguales a $\Phi_{0, ex} + \Phi'_{\sigma ex} = \Phi'_{0, ex} + \Phi'_{\sigma ex}$, las respectivas corrientes de excitación, siendo $w_{ex} = 1$, serán:

$$i_{ex} = \frac{\Phi_{0, ex} + \Phi'_{\sigma ex}}{\Lambda_{0, ex} w_{ex}} = \frac{\Phi_{0, ex} + \Phi'_{\sigma ex}}{\Lambda_{0, ex}},$$

y

$$i'_{ex} = \frac{\Phi'_{0, ex} + \Phi'_{\sigma ex}}{\Lambda'_{0, ex} w_{ex}} = \frac{\Phi'_{0, ex} + \Phi'_{\sigma ex}}{\Lambda'_{0, ex}},$$

de donde

$$i'_{ex} = \frac{\Lambda_{0, ex}}{\Lambda'_{0, ex}} i_{ex},$$

y el salto suplementario de corriente en el devanado de excitación en el instante $\omega t = \pi/2$ en comparación con su magnitud en el instante $t = 0$ será:

$$\Delta i'_{ex} = i'_{ex} - i_{ex} = \frac{\Lambda_{0, ex} - \Lambda'_{0, ex}}{\Lambda'_{0, ex}} i_{ex} = \frac{\Lambda_{ad}^2}{\Lambda_{\sigma ex} \Lambda_{ad} + \Lambda_{ad} \Lambda_{\sigma a} + \Lambda_{\sigma a} \Lambda_{\sigma ex}} i_{ex}.$$

Tomando en consideración la relación entre $\Phi_{0, ex}$ y $\Phi_{\sigma ex}$ en la fig. 15-1, supongamos que $\Lambda_{ad} = 3$ y $\Lambda_{\sigma ex} = 1$. Entonces, de acuerdo con las relaciones entre $\Phi_{\sigma A}$ y Φ_{0A} según la fig. 15-2, a

$$\Lambda_{\sigma a} = \frac{\Phi_{\sigma A}}{\Phi_{0A}} \Lambda_{ad} = \frac{1}{2} \cdot 3 = \frac{3}{2}.$$

Sustituyendo estos valores de las permeancias en la expresión para $\Delta i'_{ex}$, obtenemos:

$$\Delta i'_{ex} = i_{ex},$$

es decir, en este caso, en un cuarto de vuelta del rotor la corriente de excitación aumenta el doble.

Examinemos por el mismo método el cuadro de distribución de los flujos embragados y las corrientes para el siguiente instante $\omega t = \pi$, cuando el rotor y el flujo de excitación enlazado con éste giran un ángulo $\gamma = 180^\circ$ a partir de la posición inicial ($t = 0$).

En este caso el flujo del rotor penetra en los contornos de los devanados del estator $A - A'$ en sentido contrario, pero como los flujos embragados con estos devanados deben permanecer iguales a los flujos embragados en el instante inicial $t = 0$ (fig. 15-1), entonces, evidentemente, alrededor de los devanados del estator debe surgir un flujo embragado dos veces mayor que en el instante $\omega t = \pi/2$ (fig. 15-2, c), y el cuadro general de los flujos embragados toma la forma representada en la fig. 15-3, a. Para poder aumentar dos veces los flujos embragados, obviamente, en estos devanados en el instante $\omega t = \pi$ debe aumentar también dos veces la corriente en comparación con el instante antecedente $\omega t = \pi/2$. Por el contrario, en los devanados de la fase $B - B'$ en este instante la corriente es igual a cero, puesto que ellos resultan coaxiales con respecto al devanado de excitación y al flujo útil $\Phi_{0, ex}$ creado por éste.

El cuadro de flujos embragados de la fig. 15-3, a puede ser reducido al cuadro de flujos embragados enlazados con el devanado de excitación (fig. 15-3, b).

En este caso el flujo $\Phi_{0, ex}$, de acuerdo con la fig. 15-3, b, ocupa sólo una cuarta parte de la sección del flujo de dispersión del estator, por lo cual la conductibilidad resultante del flujo de ex-

citación es

$$\Lambda_0''_{\text{ex}} = \Lambda_{\sigma \text{ ex}} + \frac{\Lambda_{ad} \frac{1}{4} \Lambda_{\sigma a}}{\Lambda_{ad} + \frac{1}{4} \Lambda_{\sigma a}},$$

y el salto de corriente de excitación con respecto a su magnitud en el instante $t=0$ es

$$\Delta i''_{\text{ex}} = \frac{\Lambda_0'_{\text{ex}} - \Lambda_0''_{\text{ex}}}{\Lambda_0'_{\text{ex}}} i_{\text{ex}} = \frac{\Lambda_{ad}^2}{\Lambda_{\sigma \text{ ex}} \Lambda_{ad} + \frac{1}{4} \Lambda_{ad} \Lambda_{\sigma a} + \frac{1}{4} \Lambda_{\sigma a} \Lambda_{\sigma \text{ ex}}} i_{\text{ex}}.$$

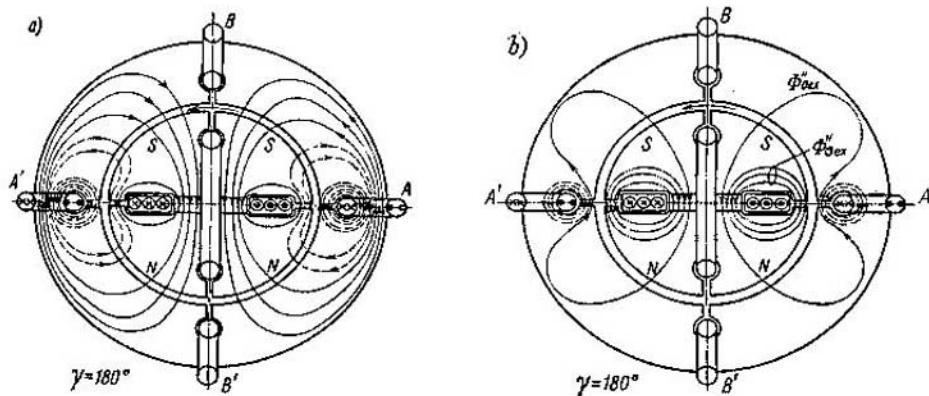


Fig. 15-3. Representación de los flujos magnéticos de una máquina sincrónica al cabo de un semiperíodo después del comienzo del cortocircuito instantáneo

Sustituyendo en esta expresión los valores de las permeancias, obtendremos:

$$\Delta i''_{\text{ex}} = 2i_{\text{ex}},$$

es decir, para el instante $\omega t = \pi$ el valor de la corriente de excitación será tres veces mayor.

Del mismo modo pueden ser construidos los cuadros equivalentes de los flujos embragados para los devanados de las fases $B-B'$ y $A-A'$ del estator (fig. 15-4, a) y para los devanados del rotor (fig. 15-4, b) en el siguiente instante $\omega t = 3\pi/2$.

El cuadro de los flujos embragados de los devanados de excitación y de los devanados de la fase $B-B'$ del estator para el instante $\omega t = 3\pi/2$ resulta idéntico al cuadro de los flujos embragados para el instante $\omega t = \pi/2$ (fig. 15-2, c), pero los flujos embragados y las corrientes en los devanados de la fase $B-B'$ cambian de signo, por cuanto cambia en un ángulo de 180° la dirección del flujo de excitación.

Los flujos embragados y las corrientes en los devanados para el instante $\omega t = 2\pi$, correspondiente al giro del rotor un ángulo de 360° a partir de la posición inicial, son los mismos que en la

posición inicial del rotor en el instante $t = 0$. Así mismo, cuando las resistencias óhmicas de los devanados son iguales a cero, se obtienen cuadros idénticos de distribución de las corrientes y los flujos embragados para los instantes:

$$\omega t = \frac{\pi}{2}, \frac{5\pi}{2}, \frac{9\pi}{2}, \dots; \quad \omega t = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots;$$

$$\omega t = \frac{3\pi}{2}, \frac{7\pi}{2}, \frac{11\pi}{2}, \dots$$

La dependencia de las corrientes en los devanados de fase del estator, en los devanados de excitación y en el devanado amortiguador del rotor para los instantes correspondientes a distintas

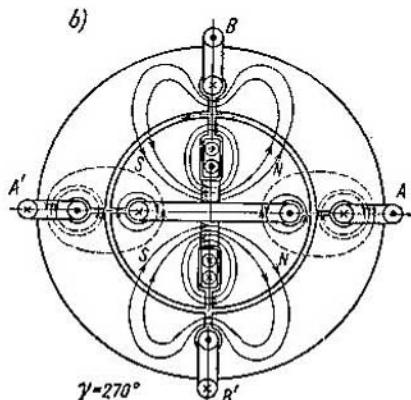
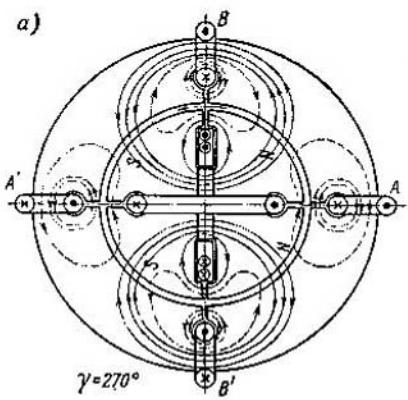


Fig. 15-4. Representación de los flujos magnéticos de una máquina sincrónica al cabo de tres cuartos de período después del comienzo del cortocircuito instantáneo

posiciones angulares del rotor después del instante inicial del cortocircuito instantáneo $t = 0$, se puede expresar en forma de curvas representadas en la fig. 15-5. En la fig. 15-5, a vienen dadas las curvas de f.e.m. e_A y corriente i_A en el devanado de la fase $A - A'$ que corresponden a los cuadros de los flujos embragados y corrientes en las figs. 15-1, 15-2, b, 15-3, a y 15-4, a. De estas curvas está claro que la corriente i_A puede ser descompuesta en dos componentes: la componente aperiódica i_{Aa} y la periódica simétrica i_{As} que está desviada 90° de la f.e.m. e_A inducida en este devanado por el flujo de inducción mutua $\Phi_{\theta, ex}$.

Las curvas de la fig. 15-5, a corresponden a la conexión del contorno con autoinducción L y resistencia óhmica $r = 0$ a la fuente de f.e.m. sinusoidal e_A , que pasa en el instante inicial $t = 0$ por el valor cero y que es igual a

$$e_A = E_m \operatorname{sen}(\omega t + \psi) = L \frac{di_A}{dt},$$

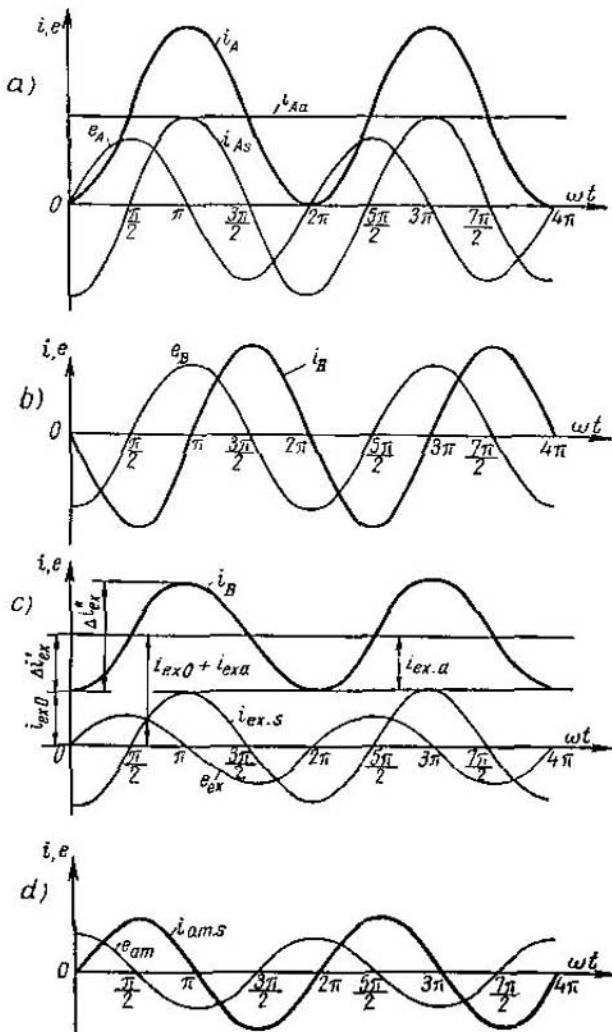


Fig. 15-5. Curvas de variación de las corrientes de los devanados del estator y el rotor de una máquina sincrónica durante el cortocircuito instantáneo en el caso en que no existe amortiguamiento

lo que da la siguiente expresión para la corriente:

$$i_A = \frac{1}{L} \int_0^t E_m \operatorname{sen}(\omega t + \psi) dt = -\frac{E_m}{\omega L} \cos(\omega t + \psi) + \frac{E_m}{\omega L} \cos \psi,$$

donde en el instante considerado $\psi = 0$.

Las curvas de la fig. 15-5, b dan la f.e.m. e_B y la corriente i_B del devanado de la fase $B-B'$ en el caso cuando la f.e.m.

pasa en el instante inicial por el máximo negativo, cosa que se obtiene si la fase inicial es $\psi = -\pi/2$. En este caso la corriente es

$$i_B = \frac{E_m}{\omega L} \sin \omega t.$$

En la fig. 15-5, c está representada la curva de variación de la corriente de excitación i_{ex} , que corresponde a las figs. 15-1, 15-2, b, 15-3, b y 15-4, b.

La corriente de excitación resultante i_{ex} puede ser descompuesta en las tres componentes siguientes:

1) corriente de excitación inicial $i_{ex,0}$ que existe en el instante $t=0$ y creada a cuenta de la f.e.m. del excitador;

2) componente aperiódica $i_{ex,a}$ que es igual al salto complementario de la corriente de excitación $\Delta i'_{ex}$ en los instantes $\omega t = \pi/2$ y $\omega t = 3\pi/2$.

3) componente periódica simétrica de la corriente de excitación $i_{ex,s}$ con la amplitud

$$I_{ex,s,m} = \Delta i'_{ex}.$$

La desviación máxima de la corriente de excitación del valor inicial $i_{ex,0}$ resulta igual a

$$2I_{ex,s,m} = \Delta i''_{ex}.$$

Así pues, la corriente resultante es

$$i_{ex} = i_{ex,0} + i_{ex,a} + i_{ex,s}.$$

Por cuanto los devanados del estator y del rotor son circuitos acoplados del transformador rotatorio, se puede considerar que la componente constante de la corriente de excitación $i_{ex,0} + i_{ex,a} = i_{ex,0} + \Delta i'_{ex}$ induce en los devanados de fase del estator $A-A'$ y $B-B'$ corrientes periódicas de cortocircuito i_{As} y i_{Bs} , y la componente aperiódica de los devanados del estator i_{As} induce en el devanado de excitación la corriente periódica $i_{ex,s}$.

En la fig. 15-5, d están representadas la curva de variación de la corriente del devanado amortiguador $i_{am,s}$, dispuesta por el eje transversal, y la curva de f.e.m. e_{am} inducida en el devanado amortiguador por la corriente aperiódica del estator.

En el caso considerado la componente aperiódica de la corriente en el estator, cuya magnitud es igual a la amplitud de la componente periódica de la corriente del estator, apareció de la fase $A-A'$, puesto que en el instante inicial del cortocircuito el devanado de excitación creaba con esta fase el máximo flujo embragado y la f.e.m. inducida en él era igual a cero. En la fase $B-B'$ apareció sólo la componente periódica de la corriente i_{Bs} , ya que en el instante inicial del cortocircuito el flujo embragado de esta fase era igual a cero y la f.e.m. e_B tenía su valor máximo.

Si es otra la disposición mutua de los devanados del estator y del rotor en el instante inicial del cortocircuito la componente aperiódica de la corriente puede aparecer solamente en la fase

$B-B'$ o bien tanto en la fase $A-A'$, como en la fase $B-B'$. Si se toman en consideración las resistencias óhmicas de los devanados las componentes aperiódicas de las corrientes en el estator y en el rotor, como se muestra más abajo, no permanecen invariables, sino que se amortiguan gradualmente en función de determinadas constantes de tiempo.

15-2. *Flujos embragados de los devanados del estator y el rotor de una máquina sincrónica [85, 99 a]*

El análisis cuantitativo del proceso de cortocircuito instantáneo requiere establecer la dependencia entre los flujos embragados y las corrientes de los devanados de la máquina y su disposición mutua.

La dependencia de los flujos embragados de los devanados del estator y del rotor de la variación de la posición angular se puede expresar analíticamente partiendo de las tesis siguientes.

En la fig. 15-6 se muestra la posición mutua de los devanados del rotor y del estator de una máquina sincrónica de dos fases y de polos no salientes para el instante t , cuando el eje longitudinal del rotor gira un ángulo γ a partir del eje de la fase $A-A'$. Como dirección positiva del eje longitudinal se ha tomado la dirección del flujo principal de excitación del rotor. La dirección positiva del eje transversal del rotor está avanzada 90° respecto del eje longitudinal del rotor. Como dirección positiva de los ejes de los devanados del estator se ha tomado las direcciones de los flujos creados por los devanados al pasar la corriente del origen de éstos a su final. Para simplicidad de los razonamientos los números de espiras de los circuitos del rotor se consideran reducidos al número de espiras de los devanados de fase del estator $w_{ex}=w_{am}=w_a$.

El flujo embragado de la fase $A-A'$ del estator, creado por la f.m. del rotor, se obtendrá proyectando de acuerdo con a fig. 15-6 los flujos de los devanados excitador y amortiguador, que actúan por los ejes d y q , sobre el eje de la fase $A-A'$:

$$\Psi_{A \text{ rot}} = k\Lambda_{ad} w_a^2 i_{ex} \cos \gamma - k\Lambda_{aq} w_a^2 i_{am} \sin \gamma.$$

Correspondientemente, el flujo embragado de la fase $B-B'$ con los flujos del rotor es

$$\Psi_{B \text{ rot}} = k\Lambda_{ad} w_a^2 i_{ex} \sin \gamma + k\Lambda_{aq} w_a^2 i_{am} \cos \gamma.$$

Aquí $\gamma = \omega t + \gamma_0$ representa el ángulo, variable con el tiempo, entre las direcciones positivas del eje longitudinal del rotor y el eje de la fase $A-A'$ del devanado del estator; Λ_{ad} y Λ_{aq} son las permeancias de los circuitos de inducción mutua de los ejes longitudinal y transversal del rotor, que para una máquina sincrónica de polos no salientes se toman iguales una a la otra; k es el coeficiente de proporcionalidad; γ_0 determina la posición angular del rotor, elegida como inicial.

Las corrientes i_A e i_B de las fases del estator crean en las direcciones positivas de los ejes longitudinal y transversal del rotor fuerzas magnetizantes iguales a:

$$F_d = kw_a \left[i_A \cos \gamma + i_B \cos \left(\frac{\pi}{2} - \gamma \right) \right] = kw_a (i_A \cos \gamma + i_B \sin \gamma);$$

$$F_q = kw_a \left[-i_A \sin \gamma + i_B \sin \left(\frac{\pi}{2} - \gamma \right) \right] = kw_a (-i_A \sin \gamma + i_B \cos \gamma).$$

El flujo embragado de la fase $A-A'$, creado por la f.m. de los devanados del estator es:

$$\Psi_{A \text{ est}} = k\Lambda_{ad} w_a^2 \cos \gamma (i_A \cos \gamma + i_B \sin \gamma) + k\Lambda_{aq} w_a^2 \sin \gamma (-i_A \sin \gamma + i_B \cos \gamma),$$

donde $\Lambda_d = \Lambda_{da} + \Lambda_{qa}$ y $\Lambda_q = \Lambda_{qa} - \Lambda_{da}$ son las admitancias del estator por los ejes longitudinal y transversal.

Análogamente, el flujo embragado de la fase $B - B'$, condicionado por la f.m. del estator es:

$$\Psi_{B,\text{est}} = k\Lambda_d w_a^2 \sin \gamma (i_A \cos \gamma + i_B \sin \gamma) - \\ - k\Lambda_q w_a^2 \cos \gamma (i_A \sin \gamma - i_B \cos \gamma).$$

A continuación, para mayor sencillez, tendremos en cuenta una máquina sincrónica de polos no salientes.

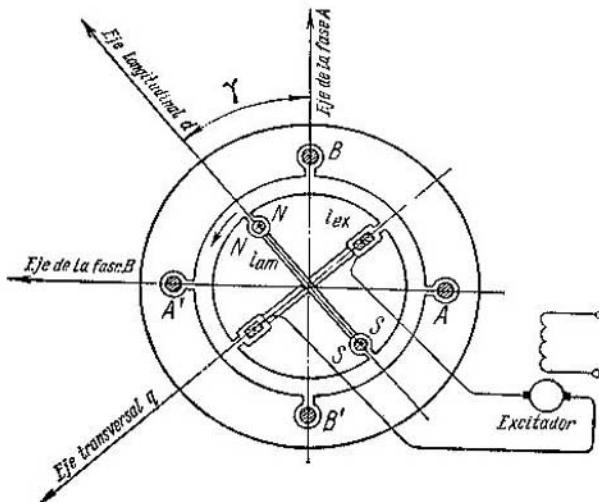


Fig. 15-6. Posición recíproca de los devanados del estator y el rotor y los ejes de un generador sincrónico para un instante arbitrario

Para una máquina de polos no salientes $\Lambda_d = \Lambda_q = \Lambda_a$, y, por lo tanto,

$$\Psi_{A,\text{est}} = k\Lambda_d w_a^2 i_A$$

y correspondientemente para la fase $B - B'$

$$\Psi_{B,\text{est}} = k\Lambda_d w_a^2 i_B.$$

Los flujos magnéticos totales de las fases $A - A'$ y $B - B'$ embragados con todos los flujos creados por las f.m. del estator y el rotor, para una máquina de polos no salientes, serán:

$$\Psi_A = \Psi_{A,\text{rot}} + \Psi_{A,\text{est}} = k\Lambda_{ad} w_a^2 (i_{ex} \cos \gamma - i_{am} \sin \gamma) + k\Lambda_d w_a^2 i_A; \quad (15-1)$$

$$\Psi_B = \Psi_{B,\text{rot}} + \Psi_{B,\text{est}} = k\Lambda_{ad} w_a^2 (i_{ex} \sin \gamma + i_{am} \cos \gamma) + k\Lambda_d w_a^2 i_B. \quad (15-2)$$

Correspondientemente, las expresiones para los flujos embragados de los circuitos del rotor por sus ejes longitudinal y transversal, debidos a la f.m. de los devanados del estator, de acuerdo con la fig. 15-6, tienen la forma siguiente:

$$\Psi_{d,\text{est}} = k w_a^2 \Lambda_{ad} (i_A \cos \gamma + i_B \sin \gamma);$$

$$\Psi_{q,\text{est}} = k w_a^2 \Lambda_{ad} (-i_A \sin \gamma + i_B \cos \gamma).$$

Los flujos embragados de los circuitos del rotor, debidos a los flujos del rotor, que se cierran al estator, así como a los flujos de dispersión de los deva-

nados del rotor son:

$$\Psi'_{d,ex} = k\omega_a^2 (\Lambda_{ad} + \Lambda_{\sigma ex}) i_{ex};$$

$$\Psi'_{q,am} = k\omega_a^2 (\Lambda_{aq} + \Lambda_{\sigma am}) i_{am}.$$

Tomando $\Lambda_{\sigma ex} \approx \Lambda_{\sigma am}$ y designando $\Lambda_{ad} + \Lambda_{\sigma ex} \approx \Lambda_{ag} + \Lambda_{\sigma am} \approx \Lambda_{ex}$, para los flujos magnéticos totales del rotor obtenemos las expresiones siguientes

$$\Psi_{d,ex} = \Psi'_{d,ex} + \Psi_{d,est} = k\omega_a^2 \Lambda_{ex} i_{ex} + k\omega_a^2 \Lambda_{ad} (i_A \cos \gamma + i_B \sin \gamma); \quad (15-3)$$

$$\Psi_{q,am} = \Psi'_{q,am} + \Psi_{q,est} = k\omega_a^2 \Lambda_{ex} i_{am} + k\omega_a^2 \Lambda_{ad} (-i_A \sin \gamma + i_B \cos \gamma). \quad (15-4)$$

Si para el instante $t=0$ se acepta como posición angular inicial del eje d del rotor respecto del eje de la fase $A-A'$ el ángulo γ_0 , entonces, sustituyendo en la expresión para los flujos magnéticos totales de los devanados del estator y del rotor $\gamma = \omega t + \gamma_0$, se obtienen las siguientes expresiones de los flujos embragados en función del tiempo:

a) para los devanados del estator

$$\Psi_A = k\Lambda_{ad}\omega_a^2 [i_{ex} \cos(\omega t + \gamma_0) - i_{am} \sin(\omega t + \gamma_0)] + k\Lambda_d\omega_a^2 i_A; \quad (15-5)$$

$$\Psi_B = k\Lambda_{ad}\omega_a^2 [i_{ex} \sin(\omega t + \gamma_0) + i_{am} \cos(\omega t + \gamma_0)] + k\Lambda_d\omega_a^2 i_B; \quad (15-6)$$

b) para los devanados del rotor

$$\Psi_{d,ex} = k\Lambda_{ex}\omega_a^2 i_{ex} + k\Lambda_{ad}\omega_a^2 [i_A \cos(\omega t + \gamma_0) + i_B \sin(\omega t + \gamma_0)]; \quad (15-7)$$

$$\Psi_{q,am} = k\Lambda_{ex}\omega_a^2 i_{am} + k\Lambda_{ad}\omega_a^2 [-i_A \sin(\omega t + \gamma_0) + i_B \cos(\omega t + \gamma_0)]. \quad (15-8)$$

Los coeficientes de las ecuaciones (15-5), (15-6), (15-7) y (15-8) representan las inductancias e inductancias mutuas, a saber:

a) inductancia de la fase del estator

$$L_d = k\Lambda_d\omega_a^2; \quad (15-9)$$

b) inductancia de los devanados de excitación y amortiguador

$$L_{ex} = L_{am} = k\Lambda_{ex}\omega_a^2; \quad (15-10)$$

c) inductancia mutua entre el estator y el rotor para $\omega_a = \omega_{ex}$

$$M_{ad} = k\Lambda_{ad}\omega_a^2. \quad (15-11)$$

Además, designaremos en (15-5) y (15-6):

$$i_{A,rot} = i_{ex} \cos(\omega t + \gamma_0) - i_{am} \sin(\omega t + \gamma_0); \quad (15-12)$$

$$i_{B,rot} = i_{ex} \sin(\omega t + \gamma_0) + i_{am} \cos(\omega t + \gamma_0), \quad (15-13)$$

con la particularidad de que a la magnitud $i_{A,rot}$ se le puede llamar corriente equivalente del rotor respecto de la fase $A-A'$, y a $i_{B,rot}$, lo mismo con respecto a la fase $B-B'$.

Teniendo en cuenta estas designaciones, los flujos embragados del estator según (15-5) y (15-6) se pueden escribir en la forma siguiente:

$$\Psi_A = M_{ad} i_{A,rot} + L_d i_A; \quad (15-14)$$

$$\Psi_B = M_{ad} i_{B,rot} + L_d i_B. \quad (15-15)$$

De forma análoga, las ecuaciones (15-7) y (15-8) para los flujos embragados del rotor se pueden escribir así:

$$\Psi_{d,ex} = L_{ex} i_{ex} + M_{ad} i_{ad}; \quad (15-16)$$

$$\Psi_{q,am} = L_{ex} i_{am} + M_{ad} i_{aq}, \quad (15-17)$$

donde

$$i_{ad} = i_A \cos(\omega t + \gamma_0) + i_B \sin(\omega t + \gamma_0) \quad (15-18)$$

y

$$i_{aq} = -i_A \sin(\omega t + \gamma_0) + i_B \cos(\omega t + \gamma_0) \quad (15-19)$$

representan respectivamente las corrientes equivalentes del estator por los ejes d y q del rotor.

Las expresiones obtenidas para los flujos embragados son válidas para cualesquier regímenes de funcionamiento de la máquina indiferentemente de cómo dependan las corrientes del estator y del rotor del tiempo.

De las ecuaciones (15-14) y (15-15) y de las ecuaciones (15-16) y (15-17) se desprende que al examinar los flujos magnéticos totales del sistema del estator, las corrientes equivalentes del rotor $i_{A,\text{rot}}$ y $i_{B,\text{rot}}$, así como las corrientes reales del estator i_A y i_B , son funciones sinusoidales del tiempo con amplitudes iguales a i_{ex} y i_{am} . Por esta razón, las ecuaciones diferenciales del sistema del estator pueden ser reducidas a las ecuaciones de un transformador estático con corrientes del estator i_A y i_B y corrientes equivalentes del rotor $i_{A,\text{rot}}$ y $i_{B,\text{rot}}$.

Del mismo modo, las ecuaciones diferenciales del sistema del rotor pueden ser también reducidas a las ecuaciones de un transformador estático con corrientes reales del rotor i_{ex} y i_{am} y corrientes equivalentes del estator i_{ad} y i_{aq} .

15-3. Investigación analítica del proceso de cortocircuito instantáneo

Durante el estudio analítico del proceso de cortocircuito consideraremos que los parámetros del devanado de excitación y del devanado amortiguador se han reducido al devanado del estator, sin indicar este hecho con símbolos especiales.

Durante el proceso de cortocircuito las f.e.m. en los circuitos de los devanados del estator se crean sólo a cuenta de la variación de los flujos embragados Ψ_A y Ψ_B . Si en este caso tomamos las resistencias óhmicas de los devanados del estator y del rotor iguales a cero, entonces la f.e.m. resultante de la fase $A-A'$ deberá ser igual a cero:

$$-\frac{d\Psi_A}{dt} = 0,$$

lo que de acuerdo con (15-14) da:

$$L_d \frac{di_A}{dt} + M_{ad} \frac{di_{A,\text{rot}}}{dt} = 0. \quad (15-20)$$

La corriente del devanado de excitación i_{ex} se puede representar en forma de la suma:

$$i_{\text{ex}} = i_{\text{ex},0} + \Delta i_{\text{ex}},$$

donde $i_{\text{ex},0}$ es la componente invariable de la corriente de excitación, es decir, la corriente de excitación en vacío, creada a cuenta de la f.e.m. del excitador, y Δi_{ex} es la corriente inducida por las corrientes en los devanados del estator.

Entonces, de acuerdo con (15-12), el segundo término de la ecuación (15-20) contiene el sumando

$$-\omega M_{ad} i_{\text{ex},0} \sin(\omega t + \gamma_0) = -E_{0m} \sin(\omega t + \gamma_0), \quad (15-21)$$

que representa la f.e.m. del devanado del estator en vacío para la fase inicial $\psi = \gamma_0$.

Considerando en lo sucesivo que la corriente $i_{A,\text{rot}}$ ya no contiene la componente correspondiente a $i_{\text{ex},0}$, la ecuación del circuito del estator (15-20) se puede escribir en la forma definitiva:

$$L_d \frac{di_A}{dt} + M_{ad} \frac{di_{A,\text{rot}}}{dt} = E_{0m} \sin(\omega t + \psi). \quad (15-22)$$

De acuerdo con (15-22), y como se desprende del análisis físico del proceso realizado más arriba, el cortocircuito instantáneo de una máquina sincrónica excitada en marcha en vacío con tensión en los terminales $e_0 = E_{0m} \sin(\omega t + \psi)$ es equivalente a la conexión instantánea de la misma máquina, pero no excitada, a la red exterior que en el instante de conexión tiene la misma tensión por su magnitud y fase $E_{0m} \sin(\omega t + \psi)$. En este caso, la diferencia consiste sólo en que en el último caso la corriente del devanado de excitación no contendrá la componente en vacío, condicionada por el excitador.

La ecuación (15-22) determina la variación de la corriente del estator durante el proceso de cortocircuito, no obstante contiene dos incógnitas, y para su resolución nos valemos además de la ecuación para el circuito equivalente del rotor:

$$L_{\text{ex}} \frac{di_{A,\text{rot}}}{dt} + M_{ad} \frac{di_A}{dt} = 0. \quad (15-23)$$

Determinando de la ecuación (15-23) $di_{A,\text{rot}}/dt$ y sustituyendo su valor en la ecuación (15-22) obtenemos la siguiente ecuación diferencial de primer grado:

$$\left(L_d - \frac{M_{ad}^2}{L_{\text{ex}}} \right) \frac{di_A}{dt} = L'_d \frac{di_A}{dt} + E_{0m} \sin(\omega t + \psi), \quad (15-24)$$

de donde, teniendo en cuenta que para $t = 0$ tenemos que $i_A = 0$, obtendremos:

$$i_A = \frac{1}{L'_d} \int E_{0m} \sin(\omega t + \psi) dt + C = -\frac{E_{0m}}{\omega L'_d} \cos(\omega t + \psi) + \frac{E_{0m}}{\omega L'_d} \cos \psi = i_{A,s} + i_{A,a}. \quad (15-25)$$

Aquí

$$\begin{aligned} L'_d &= L_d - \frac{M_{ad}^2}{L_{\text{ex}}} = (M_{ad} + L_{\sigma a}) - \frac{M_{ad}^2}{M_{ad} + L_{\sigma \text{ex}}} = \\ &= L_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{M_{ad}} + \frac{1}{L_{\sigma \text{ex}}}} \end{aligned} \quad (15-26)$$

representa una magnitud equivalente a la inductancia de dispersión del devanado del estator teniendo en cuenta sus acoplamientos por transformador con los circuitos del rotor, con la particularidad de que $L_{\sigma a}$ y $L_{\sigma \text{ex}}$ son respectivamente las inductancias de dispersión del devanado del estator y del devanado de excitación del rotor.

La inductancia que figura en la ecuación (15-25).

$$x'_d = \omega L'_d$$

se denomina *resistencia de transición del devanado del estator por el eje longitudinal*. Es evidente que esta resistencia es menor que la resistencia sincrónica por el eje longitudinal

$$x_d = \omega L_d.$$

Para la fase inicial $\psi=0$ la corriente en la fase A resulta igual a

$$i = -\frac{E_{0m}}{\omega L'_d} \cos \omega t + \frac{E_{0m}}{\omega L'_d} = i_s + i_a \quad (15-27)$$

y contiene la magnitud máxima de la componente aperiódica i_a , mientras que para $\psi=\pi/2$ queda sólo la corriente de la componente periódica

$$i = -\frac{E_{0m}}{\omega L'_d} \sin \omega t = i_s, \quad (15-28)$$

que corresponde a la corriente de la fase B-B' en el caso examinado en la fig. 15-5.

De la misma manera se puede determinar la corriente $i_{A\text{rot}}$ de la ecuación

$$\left(\frac{L_d L_{\text{ex}}}{M_{ad}} - M_{ad} \right) \frac{di_{A\text{rot}}}{dt} = L'_{\text{ex}} \frac{di_{A\text{rot}}}{dt} = -E_{0m} \sin(\omega t + \psi), \quad (15-29)$$

obtenida de las ecuaciones (15-22) y (15-23) eliminando de ellas i_A . Resolviendo la ecuación (15-29) obtendremos:

$$i_{A\text{rot}} = \frac{E_{0m}}{\omega L'_{\text{ex}}} \cos(\omega t + \psi) - \frac{L_m}{\omega L'_{\text{ex}}} \cos \psi, \quad (15-30)$$

donde

$$L'_{\text{ex}} = \frac{L_d L_{\text{ex}} M_{ad}^2}{M_{ad}}. \quad (15-31)$$

Para la fase inicial $\psi=0$ hallamos la corriente equivalente $i_{A\text{rot}}$ que crea la f.m. de los circuitos del rotor por el eje de la fase A-A':

$$i_{A\text{rot}} = \frac{E_{0m}}{\omega L'_{\text{ex}}} \cos \omega t - \frac{E_{0m}}{\omega L'_{\text{ex}}} = i_{A\text{rot}, s} + i_{A\text{rot}, a}.$$

Sustituyendo en (15-30) $\psi=-\pi/2$, hallamos para el mismo caso de cortocircuito la corriente equivalente $i_{B\text{rot}}$ que crea la f.m. del rotor por el eje de la fase B:

$$i_{B\text{rot}} = \frac{E_{0m}}{\omega L'_{\text{ex}}} \sin \omega t = i_{B\text{rot}, s}.$$

Las corrientes reales de los devanados del rotor pueden ser halladas de las ecuaciones (15-12) y (15-13) si se resuelven con respecto a i_{ex} y i_{am} y se sustituyen en ellas los valores obtenidos de

$i_{A\text{rot}}$ y $i_{B\text{rot}}$, suponiendo que $\gamma_0 = 0$:

$$i_{\text{ex}} = i_{A\text{rot}} \cos \omega t + i_{B\text{rot}} \sin \omega t = -\frac{E_{0m}}{\omega L'_{\text{ex}}} \cos \omega t + \frac{E_{0m}}{\omega L'_{\text{ex}}} = i_{\text{ex}, s} + i_{\text{ex}, a}; \quad (15-32)$$

$$i_{\text{am}} = -i_{A\text{rot}} \sin \omega t + i_{B\text{rot}} \cos \omega t = -\frac{E_{0m}}{\omega L'_{\text{ex}}} \sin \omega t = I_{\text{am}, sm} \sin \omega t = i_{\text{am}, s}. \quad (15-33)$$

Los valores obtenidos de i_{ex} y $i_{\text{am}, s}$ corresponden a las curvas de la fig. 15-5, a excepción de que el valor obtenido de i_{ex} no contiene la componente $i_{\text{ex}, 0}$ creada por el excitador.

Hasta ahora las resistencias óhmicas del estator y el rotor se tomaban iguales a cero. Si se tiene en cuenta primero la resistencia óhmica r_a de los devanados del estator, entonces en el miembro izquierdo de la ecuación diferencial (15-24) es necesario añadir el término $r_a i_A$, luego de lo cual dicha ecuación adquiere la forma:

$$L'_d \frac{di_A}{dt} + r_a i_A = E_{0m} \sin(\omega t + \psi), \quad (15-34)$$

y puesto que para $t = 0$ tenemos que $i_A = 0$, su solución será:

$$i_A = \frac{E_{0m}}{\sqrt{r_a^2 + \omega^2 L_d'^2}} \sin(\omega t + \psi - \varphi') - \frac{E_{0m} e^{-\frac{t}{T_a}}}{\sqrt{r_a^2 + \omega^2 L_d'^2}} \sin(\psi - \varphi'), \quad (15-35)$$

donde

$$\varphi' = \arctg \frac{\omega L_d'}{r_a} \quad (15-36)$$

y la constante de tiempo es

$$T_a = L_d'/r_a. \quad (15-37)$$

De aquí se desprende que si existe resistencia óhmica en el devanado del estator, la componente aperiódica de la corriente de cortocircuito ya no permanecerá constante, sino que se amortiguará con la constante de tiempo T_a .

De la misma manera, si se tiene en cuenta en la ecuación diferencial del circuito del rotor (15-29) la resistencia óhmica del devanado de excitación, y la resistencia del devanado del estator se considera igual a cero, entonces la ecuación (15-29) adquiere la forma siguiente:

$$L'_{\text{ex}} \frac{di_{A\text{rot}}}{dt} + r_{\text{ex}} i_{A\text{rot}} = -E_{0m} \sin(\omega t + \psi), \quad (15-38)$$

cuya solución nos conducirá a la expresión siguiente:

$$i_{A\text{rot}} = -\frac{E_{0m}}{\sqrt{r_{\text{ex}}^2 + \omega^2 L'_{\text{ex}}^2}} \sin(\omega t + \psi - \varphi'') + \frac{E_{0m} e^{-\frac{t}{T'_a}}}{\sqrt{r_{\text{ex}}^2 + \omega^2 L'_{\text{ex}}^2}} \sin(\psi - \varphi''), \quad (15-39)$$

donde

$$\varphi'' = \arctg \frac{\omega L'_e}{r_{ex}} \quad (15-40)$$

y la constante de tiempo es

$$T'_d = L'_e / r_{ex}. \quad (15-41)$$

Así pues, la componente aperiódica de la corriente en el devanado de excitación tampoco permanecerá constante, sino que se amortiguará con la constante de tiempo T'_d . Las inductancias equivalentes L'_d y L'_e prácticamente se diferencian poco una de la otra, por eso la diferencia de las magnitudes T_a y T'_d depende fundamentalmente de la diferencia entre los valores relativos de las resistencias óhmicas r_a y r_{ex} . En las máquinas sincrónicas r_a suele ser habitualmente de 5 a 10 veces mayor que r_{ex} , por eso también la constante de tiempo T'_d resulta notablemente mayor que T_a .

Las componentes periódicas de la corriente de los devanados del estator son proporcionales a la suma de la componente constante de la corriente de excitación i_{exo} , creada por el excitador, y la componente aperiódica de la corriente de excitación i_{exa} , o sea, a $i_{exo} + i_{exa}$, puesto que las corrientes periódicas del estator se inducen por las corrientes de dirección constante del rotor. Dado que la componente de la corriente de excitación i_{exa} se amortigua con la constante de tiempo T'_d , desde el punto de vista físico está claro que también la parte correspondiente de la corriente periódica del estator, la así llamada *componente de transición*, se amortigua con la misma constante de tiempo. Correspondientemente, las corrientes periódicas del rotor, creadas por la corriente aperiódica del estator, se amortiguan con la constante de tiempo T_a .

Para tener en cuenta la influencia que ejercen las resistencias óhmicas de los devanados del rotor en la amortiguación de la corriente periódica del estator, y las resistencias óhmicas del estator en la amortiguación de las corrientes periódicas del rotor es necesario resolver el sistema de ecuaciones diferenciales (15-22) y (15-23) añadiendo en los primeros miembros de estas últimas los términos r_{aiA} y $r_{exiA\text{rot}}$. No obstante, en este caso es relativamente difícil obtener una solución absolutamente exacta. Para las relaciones reales entre los parámetros prácticamente se pueden obtener resultados lo suficientemente exactos del modo siguiente.

De acuerdo con lo dicho para la determinación de la corriente del estator, teniendo en cuenta la amortiguación de su componente de transición, la amplitud de la f.e.m. en vacío E_{om} se puede representar en forma de dos componentes, una de las cuales E'_{om} es proporcional a la componente constante de la corriente de excitación i_{exo} y no varía con el tiempo, y la otra con la amplitud en el instante inicial E''_{om} es proporcional a la corriente aperiódica del devanado de excitación i_{exa} y se amortigua con la constante

de tiempo T_d' . Además,

$$\begin{aligned} E_{0m}' + E_{0m}'' &= E_{0m}; \\ E_{0m}' = \frac{i_{ex0}}{i_{ex0} + i_{exa}} E_{0m} &= \frac{i_d}{i_d'} E_{0m}; \\ E_{0m}'' = \frac{i_{ex} - i_{ex0}}{i_{ex0} + i_{exa}} E_{0m} &= \frac{i_d' - i_d}{i_d'} E_{0m} = \frac{x_d - x_d'}{x_d} E_{0m}, \end{aligned}$$

puesto que a la corriente de excitación en vacío i_{ex0} le corresponde la corriente permanente, proporcional a la primera, de cortocircuito del estator I_d (valor eficaz):

$$I_d = \frac{E_{0m}}{\sqrt{2}\omega L_d} = \frac{E_{0m}}{\sqrt{2}x_d}, \quad (15-42)$$

y a la corriente de excitación total en el instante inicial del cortocircuito $i = i_{ex0} + i_{exa}$ le corresponde la corriente periódica inicial, proporcional a la primera, de cortocircuito del estator I_d' (valor eficaz), igual a

$$I_d' = \frac{E_{0m}}{\sqrt{2}\omega L_d'} = \frac{E_{0m}}{\sqrt{2}x_d'}. \quad (15-43)$$

Así pues, las ecuaciones para la determinación de la corriente del estator pueden ser escritas en la forma siguiente:

$$\left. \begin{aligned} L_d \frac{di_A}{dt} + M_{ad} \frac{di_{A\text{rot}}}{dt} + r_a i_A &= \left(E_{0m}' + E_{0m}'' e^{-\frac{t}{T_d'}} \right) \sin(\omega t + \varphi); \\ L_{ex} \frac{di_{A\text{rot}}}{dt} + M_{ad} \frac{di_A}{dt} + r_{ex} i_{A\text{rot}} &\approx L_{ex} \frac{di_{A\text{rot}}}{dt} + M_{ad} \frac{di_A}{dt} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (15-44)$$

Cabe señalar que si se desprecia en la segunda ecuación el término $r_{ex} i_{A\text{rot}}$ se puede obtener, al resolver los sistemas de dos ecuaciones, una ecuación resultante no del segundo grado, sino del primer grado, lo que facilita la resolución de las ecuaciones reflejándose muy poco en la exactitud de los resultados obtenidos. La resolución del sistema de estas ecuaciones para la corriente del estator con las simplificaciones indicadas más arriba, nos da:

$$i_A = \frac{E_{0m}' + E_{0m}'' e^{-\frac{t}{T_d'}}}{\sqrt{r_a^2 + \omega^2 L_d'^2}} \cdot \sin(\omega t + \psi - \varphi') - \frac{E_{0m}'' e^{-\frac{t}{T_d'}}}{\sqrt{r_a^2 + \omega^2 L_d'^2}} \sin(\psi - \varphi'). \quad (15-45)$$

Si se elige el momento de comienzo del cortocircuito $t = 0$ de tal modo que para la fase $A \rightarrow A'$ sea $\psi = 0$, entonces para $\varphi' \approx \pi/2$ tendremos que $\psi - \varphi' \approx -\pi/2$ y para la fase $B \rightarrow B'$ se puede hacer uso de la ecuación (15-45) siendo $\psi - \varphi' = -\pi$. Entonces las ecuaciones de las corrientes para estas fases adquieren la forma

siguiente:

$$i_A = -\frac{E'_m + E''_{0m}e^{-\frac{t}{T'_d}}}{z_d} \cos \omega t + \frac{E''_{0m}e^{-\frac{t}{T_a}}}{z_d} = i_{As} + i_{Aa}; \quad (15-46)$$

$$i_B = \frac{E'_m + E''_{0m}e^{-\frac{t}{T'_d}}}{z_d} \sin \omega t = i_{Bs}. \quad (15-47)$$

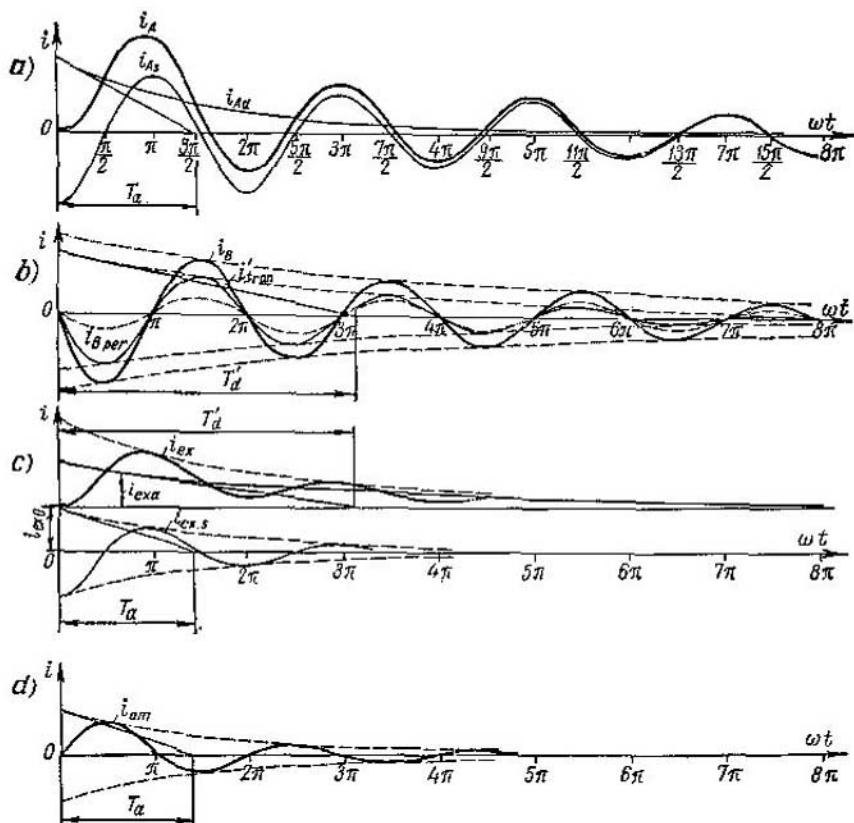


Fig. 15-7 Curvas de variación de las corrientes de los devanados del estator y el rotor de una máquina sincrónica durante el cortocircuito instantáneo en el caso en que existe amortiguamiento

Semejantemente, la ecuación para la corriente de excitación sin componente constante, por cuanto en este caso su componente periódica se amortiguará con la constante de tiempo T_a , y la componente aperiódica, con la constante de tiempo T'_d , tendrá la forma siguiente:

$$i_{ex} = -\frac{E''_{0m}e^{-\frac{t}{T_a}}}{z_{ex}} \cos \omega t + \frac{E''_{0m}e^{-\frac{t}{T'_d}}}{z_{ex}}. \quad (15-48)$$

En las ecuaciones (15-46), (15-47) y (15-48) se ha designado:

$$z'_d = \sqrt{r_d^2 + \omega^2 L_d^2} \text{ y } z'_{ex} = \sqrt{r_{ex}^2 + \omega^2 L_{ex}^2}. \quad (15-49)$$

Las resistencias óhmicas r_d y r_{ex} son muy pequeñas en comparación con las inductancias

$$x'_d = \omega L_d \text{ y } x'_{ex} = \omega L_{ex}, \quad (15-50)$$

por lo cual se puede aceptar que $z'_d \approx x'_d$ y $z'_{ex} \approx x'_{ex}$.

La resistencia x'_d se denomina *resistencia de transición del estator por el eje longitudinal*, y la x'_{ex} , *resistencia de transición del devanado de excitación*.

En la fig. 15-7 vienen representadas las curvas de variación de las corrientes del estator i_A y i_B y de la corriente de excitación i_{ex} para el caso examinado.

La componente periódica de la corriente de la fase *B* está descompuesta en la fig. 15-7 en dos componentes: la corriente permanente de cortocircuito i_{Bper} y la componente de transición i_{tran} que se amortigua con la constante de tiempo T'_d .

15-4. Cortocircuito instantáneo de una máquina sincrónica de polos no salientes con devanados amortiguadores por los ejes longitudinal y transversal

En el precedente estudio del cortocircuito instantáneo se tomó el caso cuando el devanado amortiguador existía sólo por el eje transversal, con la particularidad de que sus parámetros (inductancias y resistencia óhmica reducidas) eran iguales a los parámetros del sistema de excitación. En realidad el devanado amortiguador se hace no sólo por el eje transversal, sino también por el longitudinal, siendo su inductancia reducida en las máquinas de alta velocidad algo menor, y su resistencia óhmica reducida, por el contrario, considerablemente mayor que en el devanado de excitación.

Las ecuaciones diferenciales de los acoplamientos por transformador de los circuitos del estator y del rotor para el eje longitudinal, en este caso, si se toma en consideración la resistencia óhmica del devanado amortiguador por medio de la componente de la f.e.m. en el circuito del estator, que se amortigua con la constante de tiempo $T'_d = L_{am}/r_{am}$ y se desprecia la resistencia óhmica del devanado de excitación, adquieren la forma siguiente:

$$\left. \begin{aligned} L_d \frac{di_A}{dt} + M_{ad} \frac{di_{exA}}{dt} + M_{ad} \frac{di_{amA}}{dt} + r_d i_A &= \\ &= \left(E_{om}''' + E_{om}^IV e^{-\frac{t}{T'_d}} \right) \sin(\omega t + \psi); \\ L_{ex} \frac{di_{exA}}{dt} + M_{ad} \frac{di_A}{dt} + M_{ad} \frac{di_{amA}}{dt} &\approx 0; \\ L_{am} \frac{di_{amA}}{dt} + M_{ad} \frac{di_A}{dt} + M_{ad} \frac{di_{exA}}{dt} &\approx 0, \end{aligned} \right\} \quad (15-51)$$

donde i_{exA} y i_{amA} son las corrientes equivalentes de los devanados de excitación y amortiguador del rotor en rotación, reducidas al sistema inmóvil de circuitos del estator.

Eliminando i_{exA} y i_{amA} de la ecuación (15-51), obtenemos:

$$L_d'' \frac{di_A}{dt} + r_a i_A = \left(E_{0m}'' + E_{0m}^V e^{-\frac{t}{T_a}} \right) \sin(\omega t + \psi), \quad (15-52)$$

donde L_d'' es la inductancia equivalente de dispersión del devanado del estator por el eje longitudinal teniendo en cuenta el efecto de blindaje del devanado de excitación y del devanado amortiguador, que es igual a:

$$\begin{aligned} L_d'' &= (L_d - M_{ad}) + \frac{M_{ad}(L_{ex} - M_{ad})(L_{am} - M_{ad})}{L_{ex}L_{am} - M_{ad}^2} = \\ &= (L_d - M_{ad}) + \frac{1}{\frac{1}{M_{ad}} + \frac{1}{L_{ex} - M_{ad}} + \frac{1}{L_{am} - M_{ad}}} = \\ &= L_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{M_{ad}} + \frac{1}{L_{\sigma ex}} + \frac{1}{L_{\sigma am}}}. \end{aligned} \quad (15-53)$$

Despejando i_A en la ecuación (15-52) hallamos:

$$i_A = \frac{E_{0m}'' + E_{0m}^V e^{-\frac{t}{T_a}}}{\sqrt{\frac{r_a^2}{r_a^2 + \omega^2 L_d''^2}}} \sin(\omega t + \psi - \varphi'') - \frac{E_{0m} e^{-\frac{t}{T_a}}}{\sqrt{\frac{r_a^2}{r_a^2 + \omega^2 L_d''^2}}} \sin(\psi - \varphi'') = i_A'' + i_A'a. \quad (15-54)$$

Aquí T_a es la constante de tiempo de amortiguación de la corriente aperiódica del estator en presencia de devanado amortiguador por el eje longitudinal, igual a:

$$T_a = L_d''/r_a, \quad (15-55)$$

y T_d'' es la constante de tiempo de amortiguación de la corriente aperiódica del devanado amortiguador y la respectiva componente de la corriente periódica del devanado del estator, igual a:

$$T_d'' = L_{am}'/r_{am}. \quad (15-56)$$

En este caso, L_{am}' es la inductancia equivalente de dispersión del devanado amortiguador por el eje longitudinal, igual a:

$$\begin{aligned} L_{am}' &= (L_{am} - M_{ad}) + \frac{1}{\frac{1}{M_{ad}} + \frac{1}{L_{ex} - M_{ad}} + \frac{1}{L_d - M_{ad}}} = \\ &= L_{\sigma am} + \frac{1}{\frac{1}{M_{ad}} + \frac{1}{L_{\sigma ex}} + \frac{1}{L_{\sigma am}}}. \end{aligned} \quad (15-57)$$

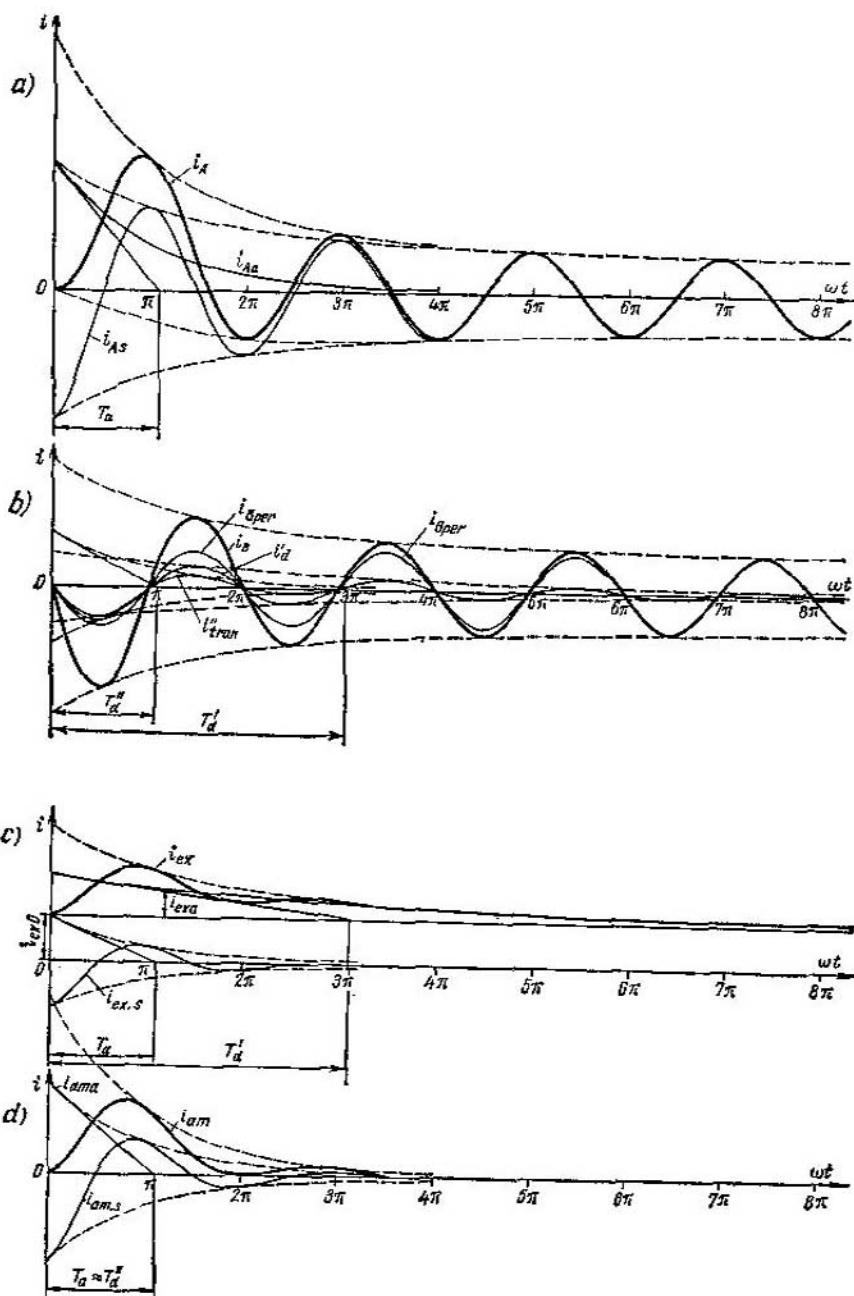


Fig. 15-8. Curvas de las corrientes de cortocircuito y sus componentes

Si existen devanados amortiguadores por los ejes longitudinal y transversal, en el instante inicial del cortocircuito tiene lugar un salto más alto de las corrientes de cortocircuito en los devanados del estator y en el devanado amortiguador del rotor en comparación con el caso en que no existe devanado amortiguador por el eje longitudinal, a causa de que $L_d'' < L_d$.

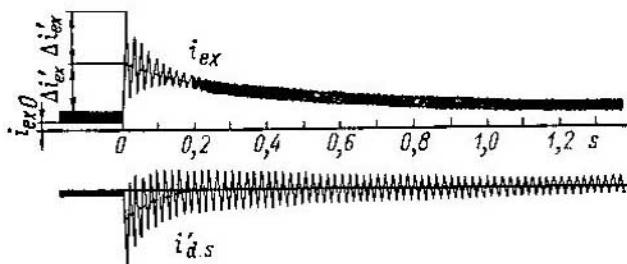


Fig. 15-9. Oscilogramas de las corrientes del estator y el rotor durante el cortocircuito instantáneo de un generador sincrónico sin devanado amortiguador en el rotor

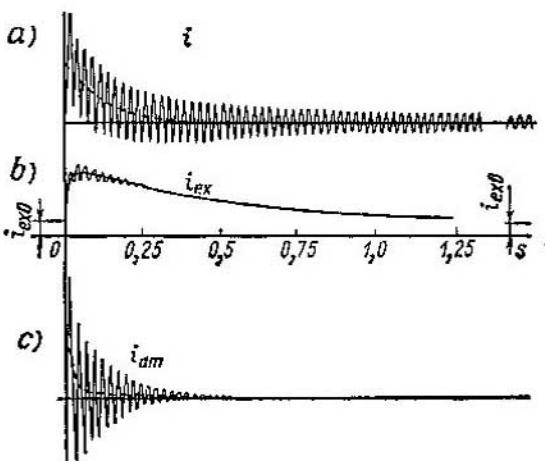


Fig. 15-10. Oscilogramas de las corrientes de los devanados del estator, de excitación y amortiguador en el régimen de cortocircuito instantáneo

No obstante, dado que la resistencia óhmica relativa del devanado amortiguador r_{am} es considerablemente mayor que la resistencia del devanado de excitación r_{ex} , la constante de tiempo $T_d'' < T_d'$, por lo cual el salto de las corrientes en el devanado amortiguador se amortigua con bastante rapidez. Después de esto tiene lugar una amortiguación más lenta de las corrientes en el devanado de excitación con la constante de tiempo T_d' , que corresponde al proceso de cortocircuito instantáneo examinado más arriba, cuando no existe devanado amortiguador.

En correspondencia con esto, la corriente periódica del estator contiene la así llamada componente supertransitoria i''_{tran} , que corresponde a la corriente aperiódica del devanado amortiguador i'_{ama} y que se amortigua con la constante de tiempo T_d' , y la componente transitoria i_{tran} , que corresponde a la corriente aperiódica del devanado de excitación i_{exa} y que se amortigua con la constante de tiempo T_d .

En la fig. 15-8 están representadas las curvas de corrientes de cortocircuito para el caso en que existe devanado amortiguador por el eje longitudinal. Las constantes de tiempo T_d y T_d' son habitualmente próximas por su magnitud, y en la fig. 15-8 se han tomado iguales entre sí.

En las figs. 15-9 y 15-10 se dan los oscilogramas de las corrientes de cortocircuito instantáneo para un generador con devanado amortiguador y sin él.

15-5. Circuitos equivalentes para las inductancias de una máquina sincrónica en el régimen de cortocircuito instantáneo

Partiendo de la expresión para la inductancia

$$x = \omega L = \omega k \Lambda \omega^2,$$

se puede ver que, siendo constante la frecuencia $f = \omega/2\pi$, la inductancia x es proporcional a la inductancia L y correspondientemente a la permeancia Λ . Si se expresa la inductancia x en unidades relativas, entonces

$$\underline{x} = \frac{x/x_n}{E_n} = \frac{x}{x_n} = \frac{L}{L_n} = \underline{L} = \frac{\Lambda}{\Lambda_n} = \underline{\Lambda}, \quad (15-58)$$

es decir, en unidades relativas las inductancias \underline{x} se hacen iguales a la inductancia relativa \underline{L} y a la permeancia relativa $\underline{\Lambda}$. De aquí se desprende que los circuitos equivalentes para las inductancias relativas pueden ser simultáneamente los circuitos equivalentes para las inductancias y las permeancias con la diferencia de que en unidades físicas, entre \underline{x} , \underline{L} y $\underline{\Lambda}$ existe proporcionalidad directa, y en unidades relativas, entre las magnitudes \underline{x} , \underline{L} y $\underline{\Lambda}$ se puede poner el signo de igualdad.

Si la inductancia L y la resistencia óhmica r están expresadas en unidades físicas del sistema SI, entonces la relación entre estas magnitudes L/r es la constante de tiempo T en segundos. Si estas magnitudes están expresadas en unidades relativas, entonces la relación L/r es la constante de tiempo $T = \omega T$ en radianos, donde el tiempo \bar{T} está expresado en segundos.

Así pues, las expresiones obtenidas para la permeancia y la reactancia en el régimen de cortocircuito para el caso en que existe sólo el devanado de excitación por el eje longitudinal tienen la

forma siguiente:

$$\Lambda'_d = \Lambda_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{\Lambda_{ad}} + \frac{1}{\Lambda_{\sigma ex}}}; \quad L'_d = L_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{M_{ad}} + \frac{1}{L_{\sigma ex}}},$$

lo que ofrece la posibilidad de escribir la expresión correspondiente para la inductancia transitoria por el eje longitudinal:

$$x'_d = \omega L'_d = x_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{x_{ad}} + \frac{1}{x_{\sigma ex}}} = x_{\sigma a} + \frac{x_{ad} x_{\sigma ex}}{x_{ad} + x_{\sigma ex}} \quad (15-59a)$$

y trazar el circuito equivalente para x'_d (fig. 15-11). De semejante manera, para el cortocircuito instantáneo en el caso en que por

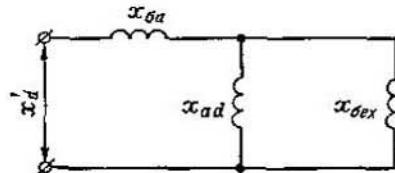


Fig. 15-11. Circuito equivalente para la inductancia transitoria por el eje longitudinal

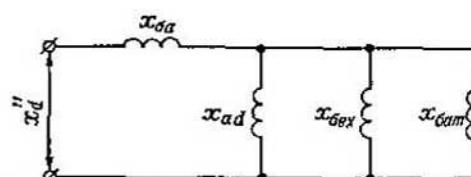


Fig. 15-12. Circuito equivalente para la resistencia supertransitoria por el eje longitudinal

el eje longitudinal del rotor existen dos devanados (de excitación y amortiguador) se obtienen las siguientes expresiones:

$$\Lambda''_d = \Lambda_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{\Lambda_{ad}} + \frac{1}{\Lambda_{\sigma ex}} + \frac{1}{\Lambda_{\sigma am}}};$$

$$L''_d = L_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{M_{ad}} + \frac{1}{L_{\sigma ex}} + \frac{1}{L_{\sigma am}}},$$

lo que ofrece la posibilidad de escribir la expresión para la inductancia supertransitoria por el eje longitudinal:

$$x''_d = \omega L''_d = x_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{x_{ad}} + \frac{1}{x_{\sigma ex}} + \frac{1}{x_{\sigma am}}} \quad (15-59b)$$

y trazar el circuito equivalente para x''_d (fig. 15-12).

Para el caso de devanado abierto del estator $L_{\sigma a} = \infty$ y de inductancia equivalente de dispersión del devanado amortiguador por el eje longitudinal

$$L_{\text{amg}} = L_{\sigma am} + \frac{1}{\frac{1}{M_{ad}} + \frac{1}{L_{\sigma ex}}}.$$

Los circuitos equivalentes para las inductancias transitoria y supertransitoria del devanado amortiguador para los casos de devanado abierto y cerrado del estator por el eje longitudinal vienen dados en las figs. 15-13 y 15-14. Las resistencias del rotor

en estos circuitos están reducidas al sistema del estator y están expresadas en unidades relativas del estator (véase el § 11-1).

Estos circuitos permiten escribir las expresiones para las inductancias transitoria y supertransitoria del devanado amortiguador:

$$x'_{am} = x_{\sigma am} + \frac{1}{\frac{1}{x_{ad}} + \frac{1}{x_{\sigma ex}}} = x_{\sigma am} + \frac{x_{ad}x_{\sigma ex}}{x_{\sigma ex} + x_{ad}}; \quad (15-59c)$$

$$x''_{am} = x_{\sigma am} + \frac{1}{\frac{1}{x_{ad}} + \frac{1}{x_{\sigma ex}} + \frac{1}{x_{\sigma a}}} = x_{\sigma am} + \frac{x_{ad}x_{\sigma ex}x_{\sigma a}}{x_{\sigma ex}x_{\sigma a} + x_{ad}x_{\sigma a} + x_{ad}x_{\sigma ex}}. \quad (15-59d)$$

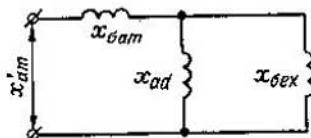


Fig. 15-13. Circuito equivalente para la inductancia transitoria del devanado amortiguador por el eje longitudinal

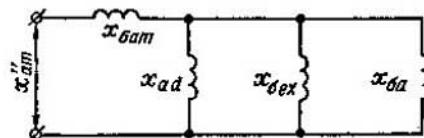


Fig. 15-14. Circuito equivalente para la inductancia supertransitoria del devanado amortiguador por el eje longitudinal

De las expresiones (15-59a), (15-59b), (15-59c) y (15-59d) obtenemos:

$$\frac{x'_{am}}{x'_d} = \frac{x_{\sigma am}x_{\sigma ex} + x_{\sigma am}x_{ad} + x_{ad}x_{\sigma ex}}{x_{\sigma a}x_{ad} + x_{\sigma a}x_{\sigma ex} + x_{ad}x_{\sigma ex}} = \frac{x''_{am}}{x''_d},$$

de donde

$$x'_{am} = x''_{am} \frac{x'_d}{x''_d}.$$

Ejemplo. La inductancia de dispersión del devanado de excitación, según los datos característicos de la máquina, en unidades relativas es $x_{\sigma ex} = 0,239$ y la inductancia de dispersión del devanado amortiguador en unidades relativas es $x_{\sigma am} = 0,172$. La inductancia total del sistema de excitación es

$$x_{ex} = x_{ad} + x_{\sigma ex} = 0,57 + 0,239 = 0,809.$$

Los parámetros de los regímenes transitorios y supertransitorios por el eje longitudinal (figs. 15-11 y 15-12) según los circuitos equivalentes del devanado del estator son:

$$x'_d = x_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{x_{ad}} + \frac{1}{x_{\sigma ex}}} = 0,125 + \frac{1}{\frac{1}{0,57} + \frac{1}{0,239}} = 0,293;$$

$$x''_d = x_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{x_{ad}} + \frac{1}{x_{\sigma ex}} + \frac{1}{x_{\sigma am}}} = 0,125 + \frac{1}{\frac{1}{0,57} + \frac{1}{0,239} + \frac{1}{0,172}} = 0,211.$$

Los parámetros de los regímenes transitorios por el eje longitudinal según el circuito equivalente del devanado de excitación [véase la fórmula (15-61)] son:

$$x'_{ex} = x_{\sigma ex} + \frac{1}{\frac{1}{x_{ad}} + \frac{1}{x_{\sigma a}}} = 0,239 + \frac{1}{\frac{1}{0,57} + \frac{1}{0,125}} = 0,341.$$

Los parámetros de los regímenes supertransitorios por el eje longitudinal según el circuito equivalente del devanado amortiguador son respectivamente:

$$\underline{x}_{\sigma am}'' = \underline{x}_{\sigma am} + \frac{1}{\frac{1}{\underline{x}_{ad}} + \frac{1}{\underline{x}_{\sigma a}} + \frac{1}{\underline{x}_{\sigma ex}}} = 0,172 + \frac{1}{\frac{1}{0,57} + \frac{1}{0,125} + \frac{1}{0,239}} = 0,244.$$

15-6. Constante de tiempo del cortocircuito polifásico simétrico

La constante de tiempo T_d' introducida más arriba es la constante de tiempo del devanado de excitación con los devanados del estator cerrados.

Si se cortocircuita el devanado de excitación, cuando los devanados del estator están cerrados y no existe devanado amortiguador por el eje longitudinal, entonces la corriente del devanado de excitación $i_{ex} = i_{ex0}$ disminuye hasta cero según la ley determinada por la ecuación

$$L_{ex} \frac{di_{ex}}{dt} + r_{ex} i_{ex} = 0.$$

La solución de esta ecuación para los datos iniciales $t=0$, $i_{ex} = i_{ex0}$ es

$$i_{ex} = i_{ex0} e^{-\frac{t}{T_{d0}}},$$

donde

$$T_{d0} = \frac{L_{ex}}{r_{ex}} = \frac{X_{ex}}{\omega r_{ex}} \quad (15-60)$$

es la constante de tiempo del devanado de excitación, estando abierto el devanado del estator. La constante de tiempo del devanado de excitación, estando cerrado el devanado del estator, T_d' se puede expresar aproximadamente por medio de la constante de tiempo T_{d0} :

$$T_d' = \frac{x_{ex}'}{\omega r_{ex}} = \frac{x_{ex}'}{X_{ex}} T_{d0}.$$

La resistencia X_{ex} para el devanado de excitación reducido al estator es:

$$X_{ex} = x_{\sigma ex} + x_{ad}.$$

Cuando el devanado del estator está cortocircuitado, el flujo magnético principal de excitación se desaloja en el camino del flujo de dispersión del devanado del estator, como se ve en la fig. 15-2, d, y entonces la permeancia equivalente del devanado de excitación es:

$$\Lambda_{ex}' = \Lambda_{\sigma ex} + \frac{\Lambda_{ad} \Lambda_{\sigma a}}{\Lambda_{ad} + \Lambda_{\sigma a}},$$

puesto que de acuerdo con la fig. 15-2, d las reluctancias correspondientes a las permeanacias $\Lambda_{\sigma a}$ y Λ_{ad} están acopladas en serie.

La inductancia equivalente del devanado de excitación x'_{ex} correspondiente a la permeancia Λ'_{ex} es:

$$x'_{ex} = x_{\sigma ex} + \frac{x_{ad}x_{\sigma a}}{x_{ad} + x_{\sigma a}}. \quad (15-61)$$

Sobre la base de las expresiones expuestas para x'_{ex} y X_{ex} su relación será:

$$\begin{aligned} \frac{x'_{ex}}{X_{ex}} &= \frac{x_{\sigma ex} + \frac{x_{ad}x_{\sigma a}}{x_{ad} + x_{\sigma a}}}{x_{\sigma ex} + x_{ad}} = \frac{x_{ad}x_{\sigma ex} + x_{\sigma a}x_{\sigma ex} + x_{ad}x_{\sigma a}}{(x_{\sigma ex} + x_{ad})(x_{\sigma a} + x_{ad})} = \\ &= \frac{x_{\sigma a} + \frac{x_{\sigma ex}x_{ad}}{x_{\sigma ex} + x_{ad}}}{x_{\sigma a} - x_{ad}} = \frac{x'_d}{x_d}. \end{aligned}$$

Sobre la base del resultado obtenido la constante de tiempo del devanado de excitación, estando cerrado el estator, T'_d se expresa por medio de la constante de tiempo, estando abierto el estator, T_{d0} de la manera siguiente:

$$T'_d = \frac{x'_d}{x_d} T_{d0}. \quad (15-62)$$

La constante de tiempo de la corriente supertransitoria, estando cerrado el estator, es:

$$T''_d = \frac{x''_{am}}{\omega r_{am}}. \quad (15-63a)$$

El valor de T''_d , a causa de que es bastante grande la resistencia óhmica del devanado amortiguador, es bastante pequeño; habitualmente para los turbogeneradores se puede aceptar aproximadamente

$$T''_d \approx \frac{1}{8} T'_d. \quad (15-63b)$$

Ejemplo. Los parámetros del generador hidráulico examinado en el cap. VIII con una potencia $P_n = 57200 \text{ kW}$ en unidades relativas son: $x_L = x_d = 0,695$; $x'_d = 0,293$; $x''_d = 0,211$; $x = 0,215$; $x'_{ex} = 0,341$; $X_{ex} = 0,809$; $x''_{am} = 0,244$; $r_a = 0,00468$; $r_{ex} = 0,00058$; $r_{am} = 0,0154$.

Las constantes de tiempo de los regímenes transitorios, correspondientes a estos parámetros, son:

1) Constante de tiempo del devanado de excitación estando abierto el devanado del estator

$$T_{d0} = \frac{X_{ex}}{\omega r_{ex}} = \frac{0,809}{314 \cdot 0,00058} = 4,43 \text{ s} \quad [\text{fórmula (15-60)}];$$

2) Constante de tiempo del régimen transitorio del devanado de excitación

$$T'_d = \frac{x'_{ex}}{\omega r_{ex}} = \frac{0,341}{314 \cdot 0,00058} = 1,88 \text{ s},$$

o bien

$$T_d' = \frac{x_d'}{x_d} T_{d0} = \frac{0,293}{0,695} 4,43 = 1,87 \text{ s [fórmula (15-62)]};$$

3) Constante de tiempo del régimen supertransitorio del devanado amortiguador

$$T_d'' = \frac{x_{am}'}{\omega r_{am}} = \frac{0,244}{314 \cdot 0,0154} = 0,0503 \text{ s [fórmula (15-63a)]};$$

4) Constante de tiempo de la componente aperiódica de la corriente del devanado del estator

$$T_a = \frac{x_2}{\omega r_a} = \frac{0,215}{314 \cdot 0,00468} = 0,146 \text{ s [fórmula, véase § 15-7].}$$

La corriente de choque de cortocircuito, de acuerdo con la fórmula (15-67), es

$$i_{ch} = \frac{1,8 \cdot 1,05 \sqrt{2} U_n}{x_d''} = \frac{1,8 \cdot 1,05 \sqrt{2} \cdot 1,0}{0,211} = 12,7.$$

15-7. Cortocircuito instantáneo de una máquina sincrónica polifásica de polos salientes

Para una máquina sincrónica de polos salientes la inductancia sincrónica transversal x_q no es igual a la inductancia longitudinal x_d .

Examinemos el tipo más simple de máquina sincrónica de dos fases con un devanado de excitación por el eje longitudinal, sin devanados amortiguadores.

Durante el cortocírcuito instantáneo de esta máquina la magnitud de la componente aperiódica de la corriente en el devanado del estator, al girar el rotor 90° , variará, puesto que en uno de los casos frente a la fase considerada se encontrará el eje longitudinal y luego el transversal.

En el primer caso la magnitud inicial de la corriente aperiódica será

$$I_{adm} = \frac{E_{0m}}{x_d'},$$

y en el segundo

$$I_{aqm} = \frac{E_{0m}}{x_q'} = \frac{E_{0m}}{x_q},$$

el valor medio de la corriente aperiódica, siendo $t = 0$, es

$$I_{amedm} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{x_d'} + \frac{1}{x_q} \right) E_{0m}.$$

Si se supone que la variación de la permeancia respecto de su valor medio al pasar del eje longitudinal al transversal tiene lugar según la función sinusoidal de la frecuencia doble, entonces

$$i_a = \frac{1}{2} E_{0m} \left[\left(\frac{1}{x_d'} + \frac{1}{x_q} \right) \cos 2\psi + \left(\frac{1}{x_d'} - \frac{1}{x_q} \right) \cos 2(\omega t + \psi) \right] e^{-\frac{t}{T_a}}. \quad (15-64)$$

La magnitud

$$\frac{2}{\frac{1}{x_d'} + \frac{1}{x_q}} = \frac{2x_d' x_q}{x_d' + x_q} = x_2 \quad (15-65)$$

representa la inductancia a la corriente de fases de secuencia invertida, correspondiente al régimen de marcha asincrónica de una máquina sincrónica.

Conociendo el valor de x_2 , es posible determinar la constante de tiempo de la componente aperiódica de la corriente del devanado del estator por la fórmula

$$T_a = \frac{x_2}{\omega r_a} .$$

En lo que concierne a la corriente periódica de cortocircuito la construcción de polos salientes no aporta ninguna particularidad.

15-8. Corrientes total, de choque y eficaz de cortocircuito simétrico polifásico

Las relaciones obtenidas más arriba permiten escribir las expresiones para la corriente total de cortocircuito del devanado del estator. En este caso, como se hace habitualmente, en las impedancias se puede menospreciar las componentes activas en comparación con las reactivas. La expresión para la corriente se escribe admitiendo que el cortocircuito instantáneo sucede en el régimen de marcha en vacío con tensión nominal en los bornes. Para mayor simplicidad las relaciones se escriben para las máquinas sincrónicas de polos no salientes.

La corriente de cortocircuito a tensión nominal es

$$I_{c.c.} = \frac{E_n}{x} = I_n \frac{1}{x} .$$

Por consiguiente, la amplitud de la corriente permanente de cortocircuito será

$$I_{sm0} = I_{nm} \frac{1}{x_d} .$$

La amplitud de la corriente inicial simétrica transitoria de cortocircuito es

$$I'_{smi} = I_{nm} \frac{1}{x_d'} ,$$

y la amplitud de la corriente inicial simétrica supertransitoria de cortocircuito es

$$I''_{sm0} = I_{nm} \frac{1}{x_d''} .$$

El valor máximo de la corriente aperiódica inicial de cortocircuito es

$$I''_{a_m} = I''_{m_0} = I_{nm} \frac{1}{x_d''}.$$

Al amortiguarse la corriente de cortocircuito su componente periódica resultante se descompone en tres partes:

$$i_{c.c.s} = i_s + (i'_s - i_s) + (i''_s - i'_s).$$

La componente transitoria $i'_{tran} = i'_s - i_s$ se amortigua con la constante de tiempo T'_d , la componente supertransitoria $i''_{tran} = i''_s - i'_s$ se amortigua con la constante de tiempo T''_d , i_s representa la corriente permanente de cortocircuito. La componente aperiódica i_a se amortigua con la constante de tiempo T_a . Por consiguiente, la ecuación para la corriente resultante de cortocircuito puede ser escrita en la forma siguiente:

$$\begin{aligned} i_{c.c.} &= i_s + (i'_{s0} - i_{s0}) e^{-\frac{t}{T'_d}} + (i''_{s0} - i_{s0}) e^{-\frac{t}{T''_d}} + i_{a0} e^{-\frac{t}{T_a}} = \\ &= I_{nm} \left[\frac{1}{x_d} \cos(\omega t + \psi) + \left(\frac{1}{x_d'} - \frac{1}{x_d} \right) e^{-\frac{t}{T'_d}} \cos(\omega t + \psi) + \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{1}{x_d''} - \frac{1}{x_d'} \right) e^{-\frac{t}{T''_d}} \cos(\omega t + \psi) - \frac{1}{x_d''} e^{-\frac{t}{T_a}} \cos \psi \right]. \quad (15-66) \end{aligned}$$

De acuerdo con el Estándar de Estado de la URSS 183-66 se llama corriente de choque de cortocircuito el máximo valor instantáneo, posible para la excitación dada de la máquina en rotación, de la corriente del estator, que se obtiene durante el cortocircuito instantáneo de todos los bornes lineales de la máquina. La magnitud de la corriente de choque de cortocircuito determina el nivel de los esfuerzos mecánicos en los devanados y en el árbol de la máquina durante el cortocircuito.

En el caso más favorable el valor inicial de la corriente aperiódica es igual al valor inicial de la corriente periódica E_m/x_d'' , y el salto máximo de la corriente se obtiene al cabo de medio período. Si no existiera amortiguación la corriente de choque sería igual a $2E_m/x_d''$.

En la práctica la corriente de choque de cortocircuito se calcula por la fórmula

$$i_{ch} \approx \frac{1.8 \cdot 1.05 \sqrt{2} U_n}{x_d''}, \quad (15-67)$$

donde U_n es la tensión de fase nominal; 1,8 es el valor medio del así llamado coeficiente de choque que tiene en cuenta la magnitud de la amortiguación de la corriente en el curso de un semiperíodo. En este caso se supone que el cortocircuito sucede en el régimen de marcha en vacío, y el factor 1,05 tiene en cuenta la posibilidad del funcionamiento de la máquina con una tensión de $1,05U_n$.

Los Estándares en vigor de la Unión Soviética no limitan la magnitud de la corriente de choque, sin embargo, todo generador debe soportar la corriente de choque de cortocircuito a una tensión en vacío igual a 105% de la nominal. En la práctica la magnitud de la corriente de choque puede alcanzar un valor 15 veces mayor que la amplitud de la corriente nominal.

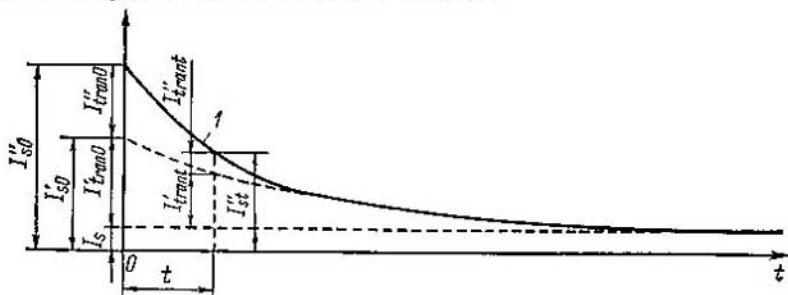


Fig. 15-15. Curvas de amortiguamiento de los valores eficaces de la corriente periódica de cortocircuito instantáneo de una máquina sincrónica

Dado que la corriente periódica es corriente alterna decreciente, entonces para ésta se puede determinar por vía habitual la corriente eficaz en cualquier instante, igual a

$$I''_{st} = I_s + (I''_{so} - I_s) e^{-\frac{t}{T_d}} + (I''_{so} - I'_so) e^{-\frac{t}{T_d}} = \\ = I_s + I'_{transo} e^{-\frac{t}{T_d}} + I''_{transo} e^{-\frac{t}{T_d}}. \quad (15-68)$$

Aquí: $I''_{so} = E_0/x_d''$ es el valor eficaz inicial de la corriente supertransitoria; $I'_so = E_0/x_d'$ es el valor eficaz inicial de la corriente transitoria sin tener en cuenta la componente supertransitoria; $I'_{transo} = I''_{so} - I'_so$ y $I''_{transo} = I''_{so} - I_s$ son los valores eficaces iniciales de las componentes supertransitoria y transitoria de la corriente periódica; I_s es el valor eficaz de la corriente permanente de cortocircuito.

El amortiguamiento del valor eficaz de la corriente periódica resultante viene representado en la fig. 15-15 con la curva 1. Es evidente que las ordenadas de la curva en la fig. 15-15 son $\sqrt{2}$ veces menores que las de la curva envolvente de la fig. 15-8, b.

El valor eficaz inicial de la corriente resultante de cortocircuito I''_0 es igual a la raíz cuadrada de la suma de los cuadrados del valor eficaz inicial de la componente periódica de la corriente I''_{so} y el valor inicial de la componente aperiódica I''_{amo} , es decir:

$$I''_0 = \sqrt{I''_{so}^2 + I''_{amo}^2} = \sqrt{I''_{so}^2 + I''_{so}^2} = \sqrt{I''_{so}^2 + (\sqrt{2} I''_{so})^2} = 1,73 I''_{so}. \quad (15-69)$$

La corriente I''_0 es mayor que el valor eficaz inicial de la componente periódica de la corriente I''_{so} en $I''_{ao} = 0,73 I''_{so}$.

Tipo de máquina sincrónica	\underline{x}_d (valores no saturados)	\underline{x}_q (a corriente nominal)	\underline{x}'_d (a tensión nominal)	\underline{x}''_d (a tensión nominal)	\underline{x}_s (a corriente nominal)	\underline{x}_0^* (a corriente nominal)
Turbogeneradores bipolares	1,10 0,95-1,45	1,07 0,92-1,42	0,155 0,12-0,21	0,090 0,07-0,14	-	0,015- -0,08
Turbogeneradores de cuatro polos	1,1 1,00-1,45	1,08 0,97-1,42	0,23 0,20-0,28	0,15 0,12-0,17	-	0,015- -0,14
Generadores sincrónicos con devanado amortiguador	1,15 0,60-1,45	0,75 0,40-1,00	0,37 0,20-0,50	0,24 0,13-0,35	0,24 0,13-0,35	0,02-0,20
Generadores sincrónicos sin devanado amortiguador	1,15 0,60-1,45	0,75 0,40-1,00	0,35 0,20-0,45	0,32 0,30-0,41	0,55 0,30-0,70	0,04-0,25
Motores sincrónicos	1,8 1,50-2,20	1,15 0,95-1,40	0,40 0,30-0,60	0,25 0,18-0,38	0,24 0,17-0,37	0,02-0,15

* x_0 varía fuertemente con la variación del paso del devanado, por lo cual los valores

** r_2' varía fuertemente en dependencia de la resistencia ohmica del devanado amortiguador.

*** r_a y r_{a0} dependen de la potencia de las máquinas. Las magnitudes límites vienen dadas del estator a la corriente continua, y r_a es su resistencia ohmica.

La diferencia entre el valor eficaz de la corriente total I_0'' y el valor eficaz de la corriente periódica I_{s0}'' se amortiguará con la constante de tiempo T_a y se representará con la expresión

$$I_{at}'' = I_{a0}'' e^{-\frac{t}{T_a}} = 0,73 I_{trans}'' e^{-\frac{t}{T_a}}. \quad (15-70)$$

El valor eficaz de la corriente total, por lo tanto, será

$$I_t'' = I_{st}'' + I_{at}'' = I_s + I_{trans}'' e^{-\frac{t}{T_d}} + I_{trans}'' e^{-\frac{t}{T_d}} + 0,73 I_{s0}'' e^{-\frac{t}{T_a}}. \quad (15-71)$$

El amortiguamiento del valor eficaz de la corriente total se muestra en la fig. 15-16 con la curva 1. La curva 2 en esta figura representa el amortiguamiento de la componente aperiódica de la corriente, y la curva 3, el amortiguamiento del valor eficaz de la componente periódica de la corriente.

La ecuación para el valor eficaz de la corriente de cortocircuito a una tensión en vacío igual a $U = U_n$ tendrá en unidades relativas la forma siguiente:

$$I_t'' = \frac{1}{x_d} + \left(\frac{1}{x_d} - \frac{1}{x_d} \right) e^{-\frac{t}{T_d}} + \left(\frac{1}{x_d} - \frac{1}{x_d} \right) e^{-\frac{t}{T_d}} + 0,73 \frac{1}{x_d} e^{-\frac{t}{T_a}}. \quad (15-72)$$

$\frac{x_p}{x_d}$ (inductan- cia de Pothier)	r_2^{**}	r_d^{***}	\underline{f}_{d0}^{***}	T_{d0}	T'_d	T''_d	T_d
0,09	0,025 - -0,04	0,003 - -0,008	0,0015 - -0,005	4,4 2,8 - 6,2	0,6 0,35 - 0,90	0,035 0,02 - 0,05	0,09 0,04 - 0,15
0,07 - 0,14							
0,17	0,03 - -0,045	0,003 - -0,008	0,0015 - -0,005	6,2 4,0 - 9,2	1,3 0,9 - 1,8	0,035 0,02 - 0,05	0,2 0,15 - 0,35
0,12 - 0,24							
0,32	0,012 - -0,20	0,003 - -0,015	0,003 - -0,020	5,6 1,5 - 9,5	1,8 0,5 - 3,3	0,055 0,01 - 0,05	0,15 0,03 - 0,25
0,17 - 0,40							
0,31	0,03 - -0,045	0,003 - -0,010	0,003 - -0,020	6,6 3,0 - 10,5	2,0 1,0 - 3,3	-	0,30 0,1 - 0,5
0,17 - 0,38							
0,34	0,025 - -0,07	0,004 - -0,010	0,002 - -0,015	9,0 6,0 - 11,5	2,0 1,2 - 2,8	0,035 0,02 - 0,05	0,17 0,1 - 0,3
0,23 - 0,45							

medios pueden ser dados aproximadamente: x_d varía en los límites de $0,1x_d''$ a $0,7x_d''$,
guador.
dadas para las máquinas desde 500 hasta 50 000 kVA. Aquí f_{d0} es la resistencia del deva-

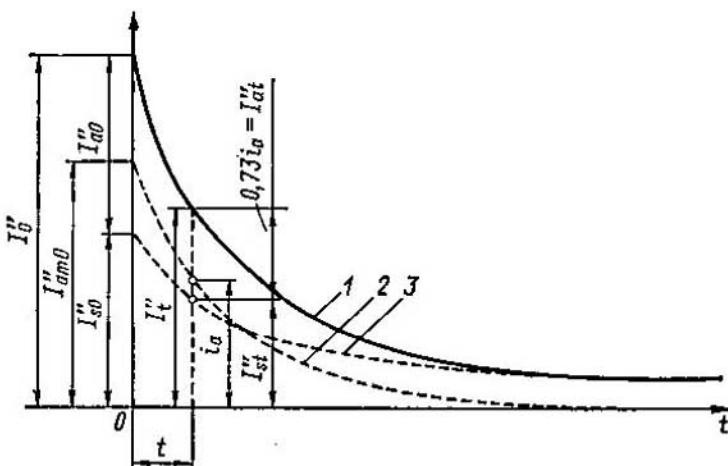


Fig. 15-16. Curvas de amortiguamiento de los valores eficaces de la corriente total de cortocircuito y sus componentes

Esta ecuación se obtiene sustituyendo en (15-71)

$$I_s = \frac{U_n}{x_d}, \quad I'_{\text{transo}} = U_n \left(\frac{1}{x_d'} - \frac{1}{x_d} \right),$$

$$I''_{\text{transo}} = U_n \left(\frac{1}{x_d''} - \frac{1}{x_d'} \right), \quad I''_{s0} = \frac{U_n}{x_d''},$$

donde

$$x_d = \frac{x_d U_n}{I_n}, \quad x'_d = \frac{\dot{x}_d U_n}{I_n}, \quad x''_d = \frac{\ddot{x}_d U_n}{I_n},$$

y dividiendo todos los términos de esta ecuación entre I_n .

Los parámetros típicos de las máquinas sincrónicas, necesarios para el cálculo de las corrientes de cortocircuito, se aportan en la tabla 15-1. Las inductancias vienen dadas en unidades relativas, las constantes de tiempo en segundos. Las magnitudes superiores dan los valores medios, las magnitudes inferiores representan los valores límites inferiores y superiores.

15-9. Cortocircuito asimétrico instantáneo de una máquina sincrónica

A. Aspecto físico del fenómeno. Examinemos el proceso inicial del cortocircuito bifásico y monofásico, despreciando el amortiguamiento de las corrientes en los devanados del estator y del rotor.

Supongamos que el cortocircuito tuvo lugar en el instante en que el eje del devanado equivalente del estator se encontraba en

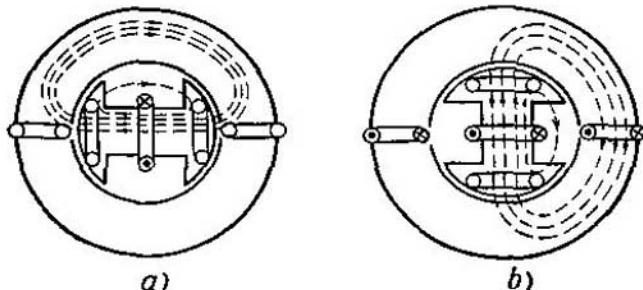


Fig. 15-17. Posición reciproca de los devanados del estator y el rotor durante el cortocircuito instantáneo: *a*—en el caso en que no existe corriente aperiódica del estator y *b*—en el caso en que existe

posición perpendicular al eje longitudinal del rotor (fig. 15-17, *a*), lo que corresponderá al surgimiento de una sola corriente periódica en el devanado del estator. La inductancia mutua equivalente M de los devanados del estator y el rotor no será constante, como en el caso de cortocircuito polifásico, sino que variará proporcionalmente a $\sin \omega t$:

$$M = k \Lambda_{ad} w_a w_{ex} \sin \omega t.$$

Al girar el rotor a partir de la posición inicial un ángulo $\pi/2$ la inductancia mutua alcanza su máximo; por esta razón, siendo constante el valor inicial del flujo Φ_0 , en esta posición del rotor surge el máximo salto de corriente, igual en el devanado

del estator a E_0/x'_d y en el devanado de excitación a

$$\Delta i_{ex} \approx \frac{x_d - x'_d}{x_q} i_{ex0},$$

que bajará hasta el valor

$$\Delta i_{ex} = \frac{x_q - x'_q}{x'_q} i_{ex0} \approx 0,$$

cuando el rotor gire un ángulo π a partir de la posición inicial, etc.

Como resultado, si en el devanado del estator existe sólo la componente periódica de corriente, en el devanado de excitación surgirá, a diferencia del cortocircuito polifásico, una componente adicional variable de la corriente de excitación, cuyos valores de cresta alcanzarán los valores de la componente adicional continua durante el cortocircuito polifásico. Como se ve de las curvas de las corrientes del estator y del devanado de excitación (fig. 15-18, a),

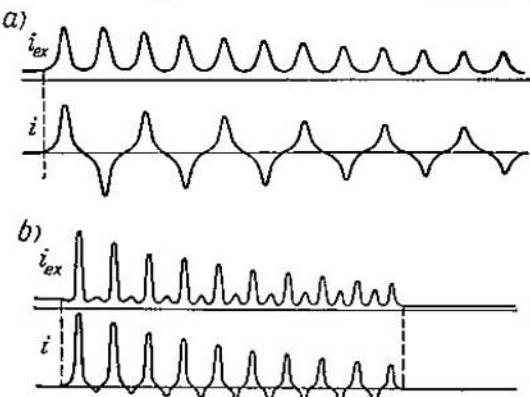


Fig. 15-18. Oscilogramas de las corrientes de cortocircuito instantáneo bifásico:
a—en el caso en que no existe corriente aperiódica del estator y b—en el caso en que ésta existe

en este caso las componentes periódicas de las corrientes de ambos devanados contendrán una cantidad considerable de armónicos. La aparición de estos armónicos se explica fácilmente por el hecho de que la f.m. pulsatoria del devanado del estator crea no sólo un campo giratorio sincrónico directo, sino también un campo giratorio inverso, el cual si no existe un sistema amortiguador total en el rotor crea corriente de doble frecuencia en el devanado de excitación y corriente de tercer armónico en el devanado del estator. Estas corrientes a su vez provocan la aparición en el devanado de excitación de una serie de armónicos pares de corriente y de una serie de armónicos impares en el devanado del estator. A causa de que en el devanado de excitación existe re-

sistencia los flujos en la máquina comienzan a amortiguarse y correspondientemente comienzan a amortiguarse las corrientes en el devanado del estator, como se ve en el oscilograma del cortocircuito bifásico de la fig. 15-18, a.

Si el cortocircuito instantáneo bifásico o monofásico comienza en el instante en que el eje del devanado equivalente del estator coincide con el eje del devanado de excitación (fig. 15-17, b), entonces en este caso la inductancia mutua máxima de estos devanados tendrá lugar en el instante inicial y en los instantes correspondientes al giro del rotor un ángulo $2k\pi$ a partir de esta posición, donde k es un número entero.

En este caso en el devanado del estator surgirá también la componente aperiódica de corriente; por esta razón los máximos saltos iniciales de corriente, despreciando las resistencias óhmicas, serán dos veces mayores (fig. 15-18, b) que en el caso en que existe sólo la corriente periódica de cortocircuito (fig. 15-18, a). La componente aperiódica de la corriente del estator provocará la aparición de armónicos impares de corriente en el devanado de excitación y de armónicos pares de corriente en el devanado del estator, como resultado de lo cual todo el proceso de variación de las corrientes tendrá la forma representada en la fig. 15-18, b. De estas curvas se ve que después del amortiguamiento de la componente aperiódica de la corriente ambos procesos de amortiguamiento de las corrientes comienzan a adquirir el mismo carácter que en el caso de cortocircuito simétrico. Una vez finalizado el proceso de amortiguamiento de las corrientes y que la máquina pasa al régimen de cortocircuito estacionario en el devanado de excitación quedan armónicos pares de corriente notablemente expresados, como se puede ver en los oscilogramas de la fig. 15-18, a y b.

Si existe devanado amortiguador total en el rotor o si el rotor es macizo, como en las máquinas periódicas tipo turbogeneradores, el campo sincrónico inverso está prácticamente amortiguado; por eso los armónicos de la corriente del devanado del estator desaparecen y el proceso comienza a tener el mismo carácter que en el caso de cortocircuito polifásico. En este caso disminuyen algo las magnitudes de las componentes alternativas de la corriente de excitación.

En el caso de cortocircuito instantáneo monofásico y bifásico de una máquina trifásica, así como durante el cortocircuito de una máquina monofásica, la multiplicidad del valor inicial de la corriente dependerá de la magnitud de la componente aperiódica de la corriente. Si el cortocircuito instantáneo sucede en el instante en que la f.e.m. del devanado de la máquina pasa por el cero, entonces surge la máxima posible componente aperiódica de la corriente, por lo cual se obtiene el máximo posible salto de la corriente inicial de cortocircuito instantáneo. Por el contrario, si el devanado se cortocircuita en el instante en que su f.e.m. pasó

por el máximo, la componente aperiódica de la corriente se hace igual a cero, por eso comienza inmediatamente el régimen periódico en el que el salto de la corriente inicial de cortocircuito instantáneo es el mínimo posible.

En el cortocircuito monofásico el devanado del estator crea fuerza magnetizante pulsatoria, por eso se origina no sólo campo sincrónico, sino también campo sincrónico inverso del inducido, que a su vez crea en los devanados del rotor corrientes de doble frecuencia.

B. Relaciones fundamentales. En el caso de cortocircuito monofásico o bifásico los valores eficaces iniciales de las corrientes se calculan por fórmulas análogas a las fórmulas para las corrientes permanentes de cortocircuitos asimétricos, sólo que en ellas $x_1 = x_d$ se sustituye por medio de x'_d (o respectivamente por medio de x''_d), mientras que x_2 y x_0 son prácticamente iguales tanto para los regímenes transitorios como para los estacionarios.

Esto se explica por que los flujos del estator de secuencias negativa y cero, a diferencia del flujo de secuencia positiva, entran en interacción por transformador con los devanados del rotor ya en el régimen estacionario, por lo cual en que concierne a la aparición y la acción de estos flujos no hay diferencia esencial entre los regímenes estacionario y transitorio.

Así pues, para los valores eficaces fijos e iniciales de las corrientes de cortocircuito bifásico, siendo $E_0 = U_n$, tenemos:

$$\left. \begin{aligned} I_{s2} &= \frac{\sqrt{3}E_0}{x_d + x_2} = \frac{\sqrt{3}I_n}{x_d + x_2}; \\ I'_{s02} &= \frac{\sqrt{3}E_0}{x_d + x_2} = \frac{\sqrt{3}I_n}{x'_d + x_2}; \\ I''_{s02} &= \frac{\sqrt{3}E_0}{x_d + x_2} = \frac{\sqrt{3}I_n}{x''_d + x_2} \end{aligned} \right\} \quad (15-73)$$

y correspondientemente para el cortocircuito monofásico:

$$\left. \begin{aligned} I_{s1} &= \frac{3E_0}{x_d + x_2 + x_0} = \frac{3I_n}{x_d + x_2 + x_0}; \\ I'_{s01} &= \frac{3E_0}{x_d + x_2 + x_0} = \frac{3I_n}{x'_d + x_2 + x_0}; \\ I''_{s01} &= \frac{3E_0}{x_d + x_2 + x_0} = \frac{3I_n}{x''_d + x_2 + x_0}. \end{aligned} \right\} \quad (15-74)$$

Para el valor medio cuadrático de la corriente de cortocircuito instantáneo se puede escribir en forma general la siguiente ecuación:

$$I_{vt}^2 = I_{sv}^2 + (I'_{s0v} - I_{sv})^2 e^{-\frac{t}{T_{dv}}} + (I''_{s0v} - I'_{s0v})^2 e^{-\frac{t}{T''_{dv}}} + I''_{d0v}^2 e^{-\frac{t}{T_{dv}}}. \quad (15-75)$$

donde v representa un índice que caracteriza el cortocircuito; en el cortocircuito trifásico $v=3$, en el bifásico $v=2$, y en el monofásico $v=1$. Las constantes de tiempo T'_{ds} , T'_{dv} y T'_{av} se sustituyen en esta ecuación según sea la naturaleza del cortocircuito.

Las constantes de tiempo de la componente supertransitoria de la corriente pueden ser tomadas iguales para todos los tipos de cortocircuitos:

$$T'_{ds} = T'_{dv} = T'_{av} \approx \frac{1}{8} T'_d$$

Las constantes de tiempo de amortiguamiento de la componente transitoria de la corriente son:

$$\left. \begin{aligned} T'_{d3} &= T'_d = \frac{x'_d}{x_d} T_{d0}; \\ T'_{d2} &= \frac{x'_d + x_2}{x_d + x_2} T_{d0}; \\ T'_{d1} &= \frac{x'_d + x_2 + x_0}{x_d + x_2 + x_0} T_{d0}. \end{aligned} \right\} \quad (15-76)$$

Las constantes de tiempo de amortiguamiento de la componente aperiódica de la corriente son:

$$\left. \begin{aligned} T_{a3} &= T_{a2} = \frac{x_2}{\omega r_a}; \\ T_{a1} &= \frac{2x_2 + x_0}{3\omega r_a}. \end{aligned} \right\} \quad (15-77)$$

Ejemplo. Determinemos por las fórmulas (15-76) y (15-77) las constantes de tiempo para los distintos tipos de cortocircuitos instantáneos en los bornes en marcha en vacío para el generador hidráulico de una potencia $P_n=57200$ kW examinado por nosotros en calidad de ejemplo, teniendo en cuenta las magnitudes de las inductancias relativas obtenidas anteriormente: $x_1=x_d=0,695$;

$$x'_d = 0,291; x_2 = 0,215; x_0 = 0,054; r_a = 0,00468.$$

Obtendremos:

$$T'_{d3} = T'_d = \frac{x'_d}{x_d} T_{d0} = \frac{0,291}{0,695} 4,43 = 1,87 \text{ s};$$

$$T'_{d2} = \frac{x'_d + x_2}{x_1 + x_2} T_{d0} = \frac{0,291 + 0,215}{0,695 + 0,215} 4,43 = 2,46 \text{ s};$$

$$T'_{d1} = \frac{x'_d + x_2 + x_0}{x_1 + x_2 + x_0} T_{d0} = \frac{0,291 + 0,215 + 0,054}{0,695 + 0,215 + 0,054} 4,43 = 2,57 \text{ s};$$

$$T_{a3} = T_{a2} = \frac{x_2}{\omega r_a} = \frac{0,215}{314 \cdot 0,00468} = 0,146 \text{ s};$$

$$T_{a1} = \frac{2x_2 + x_0}{3\omega r_a} = \frac{2 \cdot 0,215 + 0,054}{3 \cdot 314 \cdot 0,00468} = 0,11 \text{ s}.$$

CAPÍTULO XVI

OSCILACIONES DE LAS MÁQUINAS SINCRÓNICAS

16-1. Cuadro físico general de las oscilaciones

Una máquina sincrónica acoplada a una red potente de tensión constante y frecuencia estrictamente fija posee la capacidad de oscilar alrededor de su velocidad media de rotación al perturbarse la igualdad entre el momento de rotación M , aplicado a su árbol, y el momento electromagnético M_{em} , desarrollado por ella.

Siendo constante la velocidad angular $\Omega = \text{const}$, el momento de rotación mecánico M , aplicado al árbol de la máquina sincrónica, se equilibra con el momento electromagnético M_{em} , por lo cual, en este caso, la ecuación de equilibrio de los momentos tiene la forma simple siguiente:

$$M = M_{em}.$$

Si por cualquier causa se perturba esta igualdad de los momentos y $M \neq M_{em}$, entonces el equilibrio de los momentos se alcanza a cuenta del momento dinámico

$$M_J = J \frac{d\Omega}{dt},$$

que surge como resultado de la variación de la velocidad angular de la máquina:

$$M = M_{em} + M_J = M_{em} + J \frac{d\Omega}{dt}, \quad (16-1)$$

donde J es el momento de inercia de las piezas en rotación de la máquina sincrónica.

Supongamos, por ejemplo, que varió repentinamente el momento de rotación del motor de accionamiento de un generador periódico en el que a la carga inicial le correspondía un determinado ángulo de desviación θ' del vector de f. e. m. E_a del vector de tensión \dot{U} (punto a en la fig. 16-1, a).

Si se desprecian las pérdidas en el cobre del estator, el momento electromagnético será:

$$M_{em} = \frac{P_{em}}{\Omega} = \frac{mE_a l}{\Omega x_d} \sin \theta,$$

donde $\Omega = \omega/p$ es la velocidad angular mecánica de rotación del rotor del generador.

Al aumentar el momento de rotación desde M' hasta M'' deberá aumentar, al pasar a una nueva posición de equilibrio, el momento electromagnético de M'_{em} a M''_{em} , para lo cual, permaneciendo invariable la excitación ($E_0 = \text{const}$), debe variar el ángulo desde θ' hasta θ'' . Si el sistema del rotor de la máquina sincrónica no tuviera inercia y energía cinética, entonces el rotor pasaría instantáneamente a una nueva posición angular y se establecería de repente un nuevo estado de equilibrio entre el momento aplicado y el electromagnético $M'' = M''_{em}$. No obstante, a causa de que el sistema en rotación del rotor posee un momento de inercia J determinado, la variación del ángulo sucederá con cierta aceleración variable de acuerdo con la ecuación

$$M'' = M_{em} + M_J = \frac{mE_0U}{\Omega x_d} \sin \theta + \frac{J}{p} \frac{d\omega}{dt},$$

si se menosprecia la influencia de las corrientes adicionales inducidas en los devanados en el proceso de oscilación al variar el ángulo θ .

El rotor, que adquiere la aceleración angular $d\Omega/dt = d\omega/pdt$, comienza poco a poco a aumentar su velocidad angular Ω , como resultado de lo cual varía el ángulo de desviación θ del vector \vec{E} respecto al vector \vec{U} . Cuando θ se hace igual a $\theta'' = \theta_{med}$ (punto *b* en la fig. 16-1, *a*), se establecerá el equilibrio entre los momentos $M'' = M''_{em} = M''_{em, med}$; pero puesto que en el período de transición del ángulo θ' al ángulo θ'' el rotor ha acumulado cierto margen de energía cinética adicional igual a $J(\Omega''^2 - \Omega'^2)/2$, y la velocidad angular del rotor Ω se hace mayor que la velocidad sincrónica Ω_s , la variación del ángulo θ no cesa, sino que continúa, debido a lo cual de nuevo se perturbará la igualdad entre los momentos M y M_{em} .

Ahora $M_{em} > M''$ y la aceleración $d\Omega/dt$ se hace negativa. Por eso la velocidad angular Ω comienza a disminuir gradualmente hasta que el rotor no alcance su velocidad sincrónica Ω_s para el nuevo valor del ángulo $\theta = \theta'''$ (punto *c* en la fig. 16-1, *a*) y el nuevo valor del momento electromagnético M'''_{em} correspondiente a este ángulo. No obstante, en el punto *c* (fig. 16-1, *a*) los momentos resultan desequilibrados: $M'''_{em} > M''$, la aceleración sigue siendo negativa y el rotor continúa desacelerándose. Por esta razón, la velocidad del rotor se hace menor que la sincrónica y al mismo tiempo comienza a disminuir el ángulo θ hasta que no se establezca de nuevo el estado de equilibrio de los momentos $M'' = M_{em}$ en el punto *b* (fig. 16-1, *a*). En este caso, la velocidad del rotor será menor que la sincrónica, a causa de lo cual el ángulo θ continúa disminuyendo y el momento electromagnético del generador varía por el tramo de la curva de la fig. 16-1, *a*

del punto b hacia el punto a . Aquí $M'_{em} < M''$, pero dado que el rotor adquiere aceleración positiva su velocidad comenzará a aumentar y en el punto a alcanzará a la sincrónica, es decir, el sistema vuelve a la posición inicial examinada más arriba.

Obviamente, el proceso a continuación comenzará a repetirse con la misma sucesión, si las fuerzas amortiguadoras no provocan

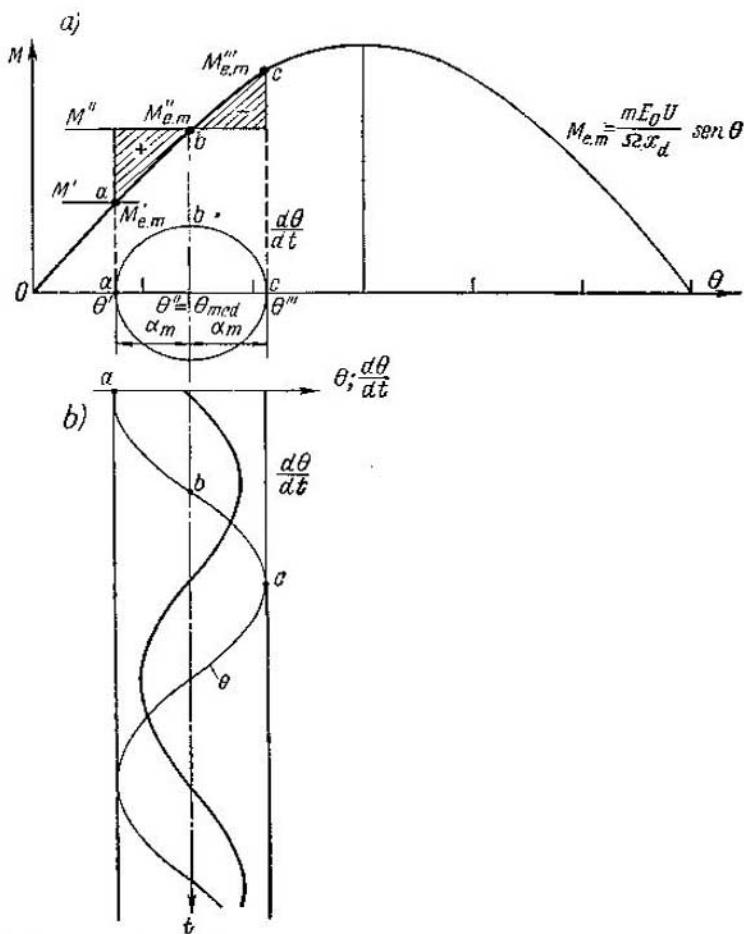


Fig. 16-1. Proceso de oscilaciones no amortiguadas del rotor de una máquina sincrónica

el decaimiento del proceso de oscilación. Si se amortiguan las oscilaciones, pasado cierto intervalo de tiempo el sistema alcanzará la posición de equilibrio definitiva cuando $M'' = M'_{em}$ y $\theta = \theta'$.

En la fig. 16-1, b se muestra la variación del ángulo θ y la velocidad relativa $d\theta/dt$ en función del tiempo.

Señalemos que la máquina sincrónica puede ser desequilibrada no sólo por la variación instantánea del momento aplicado al árbol, sino también por una serie de causas. A estas últimas pertenecen, por ejemplo, la variación instantánea de los parámetros de la red exterior, desconexión de una sección de la línea en paralelo de la línea que enlaza la máquina sincrónica con el sistema de potencia, o la conexión de esta sección a este último; el cortocircuito en la línea y su ulterior desconexión; la conexión insuficientemente precisa del generador a la red durante su sincronización, etc.

La expresión para el momento electromagnético durante las oscilaciones puede ser representada en la forma siguiente:

$$M_{em} = \frac{mE_0U}{\Omega x_d} \operatorname{sen}(\theta_{med} + \alpha) = \frac{mE_0U}{\Omega x_d} \operatorname{sen}\theta_{med} \cos\alpha + \\ + \frac{mE_0U}{\Omega_{med}x_d} \cos\theta_{med} \operatorname{sen}\alpha, \quad (16-2)$$

donde α es la desviación del ángulo θ de su valor medio θ_{med} .

Si las variaciones del ángulo θ son relativamente pequeñas ($\alpha < 20^\circ$), entonces se puede, sin un error notable sustituir $\cos\alpha \approx 1$, $\operatorname{sen}\alpha \approx \alpha$ y $\Omega \approx \Omega_{med}$. Entonces

$$M_{em} \approx \frac{mE_0U}{\Omega_{med}x_d} \operatorname{sen}\theta_{med} + \frac{mE_0U}{\Omega_{med}x_d} \cos\theta_{med} \alpha \approx \\ \approx M_{em.med} + M_{s.des} \alpha = M_{em.med} + M_s, \quad (16-3)$$

donde

$$M_{em.med} = \frac{mE_0U}{\Omega_{med}x_d} \operatorname{sen}\theta_{med}$$

es el momento electromagnético medio, equilibrado por el momento en el árbol M , y $M_{s.des} \alpha$ es el momento adicional desequilibrado en el árbol, o el así llamado momento sincronizador M_s . Bajo la acción de este momento el rotor adquiere aceleración, que tiende a llevarlo a la posición en la que el momento en el árbol M'' y el momento electromagnético M''_{em} se equilibren mutuamente (punto b en la fig. 16-1, a), cosa que corresponde al régimen sincrónico normal de funcionamiento.

El coeficiente

$$M_{s.des} = \frac{mE_0U}{\Omega_{med}x_d} \cos\theta_{med} \quad (16-4)$$

se llama *coeficiente de momento sincronizador*.

Si se supone que la máquina sincrónica funciona a velocidad sincrónica, entonces, en este caso, durante las oscilaciones se semeja al péndulo de un reloj, en el que la rigidez del resorte F es equivalente al coeficiente de momento sincronizador $M_{s.des}$, y el ángulo de torsión del resorte de la posición cero α corresponde al ángulo de desviación θ de la f.e.m. E_0 respecto de la tensión de la red U .

En la fig. 16-2, a semejante péndulo se muestra en la posición cuando el resorte tiene tensión positiva y el ángulo $\alpha > 0$, lo que corresponde al punto *c* en la fig. 16-1, *a*. En la fig. 16-2, *b* el péndulo pasa su posición de equilibrio (punto *b* en la fig. 16-1). Disponiendo de la energía cinética acumulada $J\Omega^2/2$ él pasa la posición de equilibrio con aceleración nula y a velocidad máxima, lo que le ofrece la oportunidad de llegar a la posición representada en la fig. 16-2, *c* (punto *a* en la fig. 16-1) cuando su velocidad se hace igual a cero, luego de lo cual el péndulo comienza a moverse en dirección contraria.

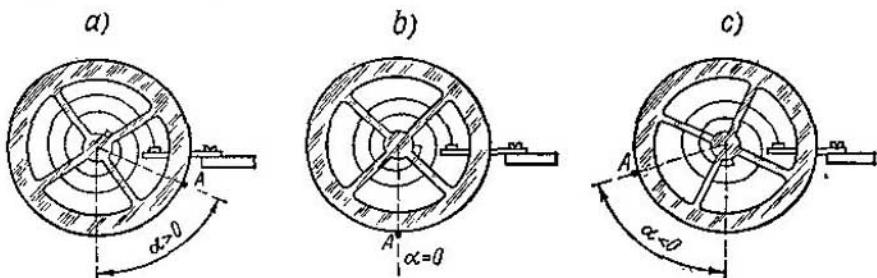


Fig. 16-2. Oscilaciones del péndulo mecánico del mecanismo de reloj

Si durante el movimiento del péndulo no existieran las fuerzas amortiguadoras, entonces, una vez desviado a la posición representada en la fig. 16-2, *a*, continuaría oscilando infinitamente largo tiempo con una misma amplitud de oscilaciones, con una determinada frecuencia de oscilaciones propias Ω_0 , directamente proporcional a $\sqrt{F/J}$. No obstante, la existencia de fuerzas amortiguadoras en forma de rozamiento en los cojinetes y con el aire, etc., proporcionales a la velocidad y que, por lo tanto, poseen su valor máximo al pasar el péndulo por la posición de equilibrio, conduce a la disminución gradual de la amplitud de las oscilaciones hasta que el péndulo no alcance la posición de equilibrio. Por el contrario, si existen fuerzas de forzamiento que actúan en resonancia con la amplitud de oscilaciones propias del péndulo, la amplitud de oscilaciones puede aumentar.

En el caso en que el rotor de la máquina sincrónica oscila alrededor de su velocidad sincrónica, las principales fuerzas amortiguadoras, que amortiguan estas oscilaciones, son los momentos de rotación provocados por las corrientes inducidas durante las oscilaciones en las barras del devanado amortiguador cortocircuitado o en el cuerpo macizo del rotor del turbogenerador, así como en el devanado de excitación.

En el régimen simétrico normal de funcionamiento, cuando el rotor de la máquina sincrónica polifásica gira a velocidad sincrónica junto con el campo giratorio, en las barras del devanado amortiguador no surge la f.e.m. e_{am} y las corrientes i_{am} . Pero al oscilar el rotor alrededor de la velocidad sincrónica en estas barras surgen f.e.m. y corrientes de baja frecuencia que corresponde a la frecuencia de oscilaciones propias de la máquina sincrónica (del orden de 0,5 a 1,5 Hz). Por cuanto las oscilaciones del rotor tienen carácter sinusoidal, el valor máximo de la f.e.m. e_{am} se alcanza cuando la velocidad relativa de oscilación da/dt es máxima, es

decir, cuando el rotor pasa por la posición de equilibrio. Dado que la frecuencia de la f.e.m. e_{am} y de la corriente i_{am} es bastante pequeña, mientras que la resistencia óhmica del devanado amortiguador es considerable, el retardo de fase de la corriente con relación a la tensión no es muy grande y, por esta razón, se puede aceptar que la corriente i_{am} coincide en fase con la f.e.m. e_{am} . Las corrientes i_{am} interaccionando con el flujo resultante de la máquina Φ_o , que gira a velocidad sincrónica, crean fuerzas amortiguadoras que actúan en oposición respecto al movimiento relativo del rotor y que crean por esta razón el momento amortiguador

$$M_{am} = K_{am} \frac{d\alpha}{dt}, \quad (16-5)$$

que amortigua las oscilaciones a semejanza del rozamiento en el péndulo.

Las corrientes inducidas en las piezas macizas metálicas del rotor y en el devanado de excitación actúan de modo semejante y aportan su parte en el momento amortiguador total M_{am} . Las corrientes con frecuencia de oscilaciones se inducen también por el flujo de excitación en el devanado del estator y como resultado de su interacción con el campo del rotor sobre este último actúa además una componente del momento amortiguador. Si existe devanado amortiguador en las máquinas periódicas y en los turbogeneradores con rotor macizo la influencia de las corrientes de frecuencia de oscilaciones propias en el devanado de excitación y en el devanado del estator es relativamente pequeña y, en primera aproximación, se puede despreciar. Señalemos que el coeficiente K_{am} en la fórmula (16-5) se llama *coeficiente o factor de momento amortiguador*.

Al girar el rotor con una velocidad estrictamente sincrónica sus ejes son inmóviles respecto al flujo resultante Φ_o y respecto al flujo de la reacción del inducido Φ_a . Por eso las oscilaciones del rotor con relación al flujo del espacio de aire Φ_o , que gira sincrónicamente, es equivalente a la oscilación del rotor respecto de las f.m. y flujos fijos del estator, lo que equivale a la circulación de corrientes continuas en el estator.

En la fig. 16-3 se dan semejantes cuadros de los flujos y las corrientes para un generador sincrónico sobreexcitado que funciona en paralelo con la red en el régimen de marcha en vacío ($\theta=0$).

En la fig. 16-3 se muestran cuatro posiciones del rotor en el proceso de oscilaciones; las figs. 16-3, b y d corresponden a la posición de equilibrio, la fig. 16-3, a, a la máxima desviación del rotor de la posición de equilibrio hacia la izquierda, y la fig. 16-3, c, a la máxima desviación del rotor de la posición de equilibrio hacia la derecha. Para establecer analogía, en la parte inferior de la figura se muestran las correspondientes posiciones del péndulo convencional. El devanado de excitación con la corriente i_{ex} crea en la posición de equilibrio el flujo Φ_o orientado verticalmente hacia abajo. El devanado del estator en la figura es bifásico con un defasaje de 90° . La corriente continua convencional en el sentido indicado circula sólo en la fase A y origina el flujo desmagnetizante de la reacción del inducido Φ_a , dirigido verticalmente hacia arriba, lo que corresponde al régimen de marcha en vacío de la máquina sobre-

saturada (véase la fig. 12-II, a). En la fase *B* la corriente está retardada 90° de la corriente en la fase *A* y por eso su corriente continua convencional es igual a cero. En el rotor se muestran dos circuitos amortiguadores: uno por el eje longitudinal y otro por el transversal. Al oscilar el rotor, el devanado amortiguador

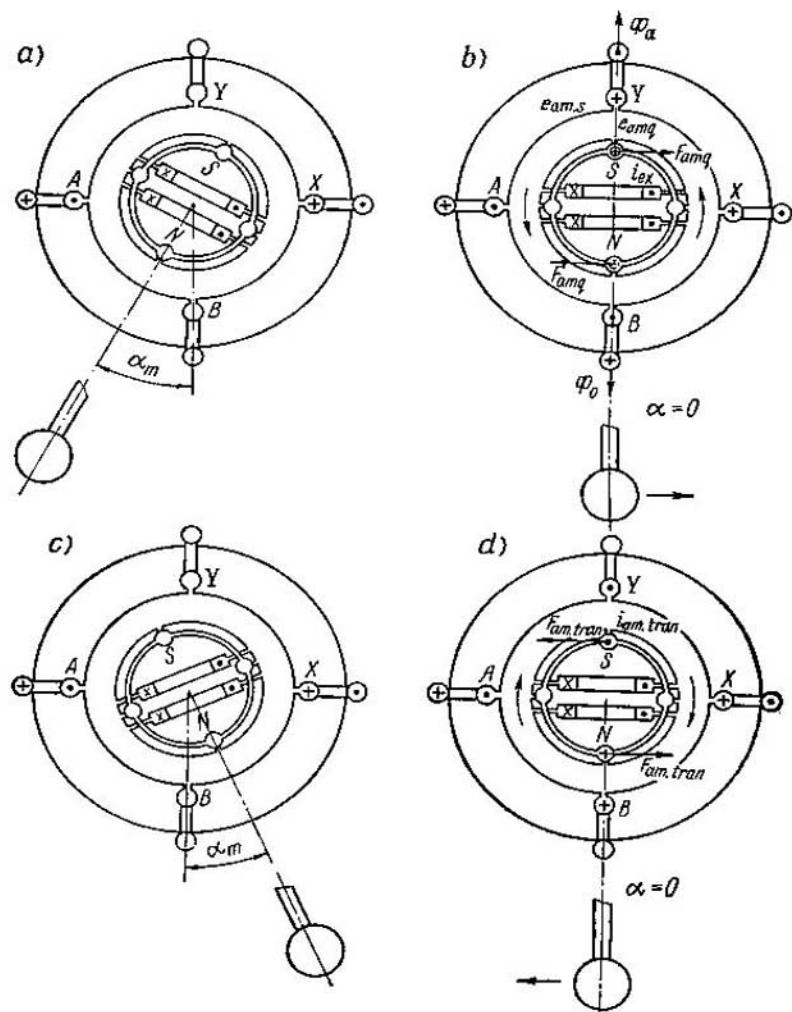


Fig. 16-3. Representación física de las oscilaciones del rotor

tiguador se desplaza respecto al campo del inducido, orientado de arriba abajo, y el flujo del devanado de excitación se desvía respecto de los devanados del estator. Las direcciones de las corrientes de frecuencia de oscilaciones, inducidas en este caso en los devanados indicados, pueden ser determinadas por la regla de la palma de la mano derecha, y las direcciones de los esfuerzos que surgen a continuación, por la regla de la palma de la mano izquierda.

Del examen de la fig. 16-3 se puede ver que al moverse el rotor de la posición representada en la fig. 16-3, a en sentido contrario a las agujas del reloj en las barras del devanado amortiguador transversal se inducen por el campo del estator las f.e.m. e_{amq} , las direcciones de las cuales en la fig. 16-3, b, correspondiente a la amplitud de estas fuerzas electromotrices, están designadas con una cruz y un punto. Las corrientes del devanado amortiguador transversal

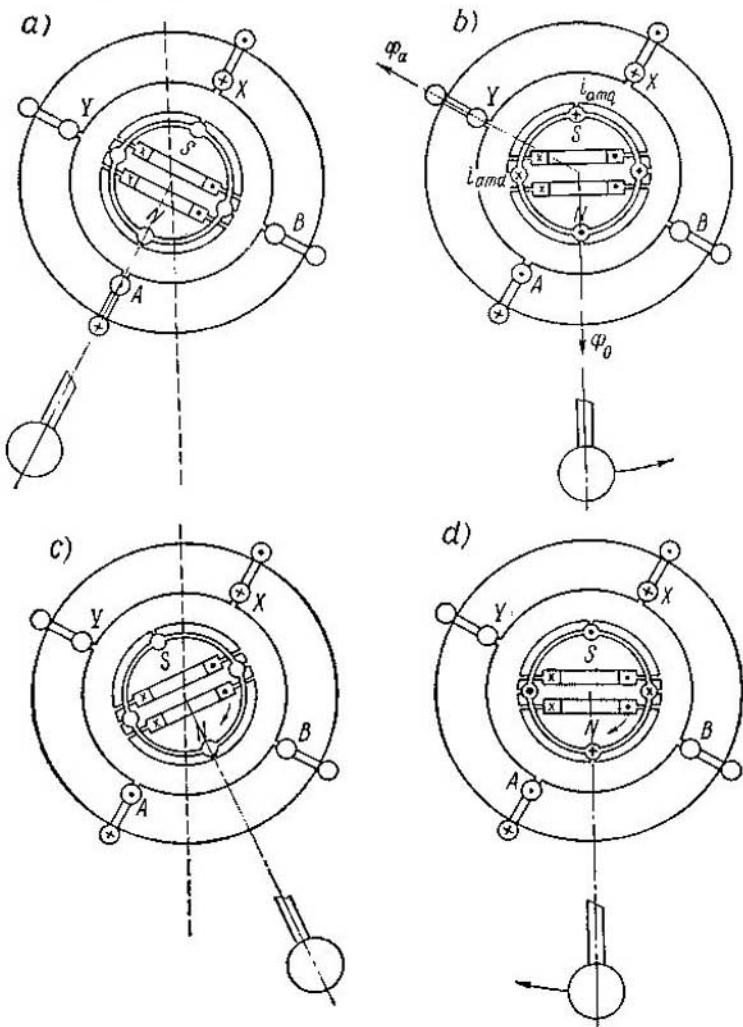


Fig. 16-4. Representación física de las oscilaciones del rotor de un generador sincrónico para el caso de carga puramente activa

sal i_{amq} prácticamente coinciden en fase con las f.e.m. e_{amq} . Al interaccionar estas corrientes con el campo del estator surgen los esfuerzos F_{amq} que crean un momento dirigido en sentido contrario a movimiento del rotor (fig. 16-3, b). Al pasar de vuelta el rotor de la otra posición extrema (fig. 16-3, c) por la

misma posición de equilibrio (fig. 16-3, d) las corrientes i_{am} en el devanado amortiguador transversal cambiarán su signo por el contrario y crearán un momento de rotación dirigido también en sentido contrario al movimiento del rotor.

En ambos casos, como se puede ver en la fig. 16-3, b y d, el momento creado M_{am} actúa de modo amortiguador sobre las oscilaciones que surgen en el rotor alrededor de su velocidad sincrónica. El momento amortiguador $M_{am} = -K_{am} \cdot da/dt$ se considera en este caso positivo.

La influencia del devanado amortiguador transversal y el devanado de excitación en las oscilaciones en el régimen de marcha en vacío ideal ($\theta = 0$) se reduce, en el caso de oscilaciones de baja frecuencia, prácticamente a cero, puesto que en este caso, como se ve en la fig. 16-3, las f.e.m. inducidas en ellos por el campo del estator son insignificantes.

Las direcciones de las fuerzas electromotrices con frecuencia de oscilaciones $e_{am,s}$ inducidas en la fase B del estator al adquirir el rotor movimiento relativo debido al flujo de excitación, también se representan en la fig. 16-3, b y d con cruces y puntos. En estas posiciones del rotor los valores de las f.e.m. $e_{am,s}$ en la fase son iguales a los de la amplitud. Si las corrientes con frecuencia de deslizamiento en el devanado del estator $i_{am,s}$ coinciden de fase con las f.e.m. $e_{am,s}$ y, por lo tanto, tienen en cualquier instante una misma dirección que estas últimas, entonces, como se puede ver en la fig. 16-3, b y d, la interacción de estas corrientes con el flujo o la corriente de excitación crea un momento amortiguador positivo que amortigua las oscilaciones. El efecto de las corrientes inducidas por el flujo de excitación en la fase A (fig. 16-3) es insignificante. En realidad la resistencia óhmica de los devanados del estator es relativamente pequeña en comparación con la inductancia, por eso las corrientes $i_{am,s}$ están considerablemente retardadas de las f.e.m. $e_{am,s}$ y la componente del momento amortiguador creada por el devanado del estator no es muy grande.

En la fig. 16-4 se muestran las oscilaciones de una máquina sincrónica cuando ésta funciona en el régimen de generador con carga activa en la posición de equilibrio (fig. 16-4, b y d) y con un ángulo $\psi \approx 30^\circ$ (fig. 12-9, a). En la fig. 16-4, b se muestran las direcciones de los ejes del flujo de excitación Φ_a y de la reacción del inducido Φ_a . Como se ve en el dibujo, en este caso es más efectiva la acción del devanado amortiguador longitudinal en el que se inducen corrientes de alta intensidad (i_{am}). También es más eficaz, en comparación con el caso mostrado en la fig. 16-3, el efecto amortiguador del devanado de excitación.

El valor total del momento amortiguador de una máquina sincrónica depende, pues, tanto de los datos constructivos de la máquina, como del régimen de funcionamiento. Las fórmulas de cálculo para el coeficiente de momento amortiguador total K_{am} se dan en manuales especiales. Señalemos también que, como demuestran las investigaciones especiales, el coeficiente de momento amortiguador K_{am} al funcionar una máquina sincrónica sobresaturada en el régimen de marcha en vacío puede hacerse negativo si la resistencia óhmica del circuito del estator es lo suficientemente grande. En este caso surgen oscilaciones espontáneas del rotor de la máquina sincrónica, que pueden conducir a que la máquina pierda su sincronismo.

16-2. Oscilaciones forzadas de una máquina sincrónica

Las oscilaciones de una máquina sincrónica pueden surgir, por ejemplo, bajo la acción de los momentos de rotación exteriores aplicados al árbol por parte del motor primario del generador o por parte de la máquina operadora en el caso de funcionamiento como motor.

Si el generador sincrónico se pone en marcha con ayuda de un motor con marcha irregular, por ejemplo, de una máquina de vapor, un motor a petróleo, etc., entonces surgen oscilaciones forzadas que

provocan la variación de la potencia electromagnética del generador. Las oscilaciones forzadas pueden surgir tanto durante el funcionamiento del generador solo, como en el caso de su funcionamiento conjunto con la red. En este último caso las oscilaciones forzadas superponiéndose a las oscilaciones libres pueden crear una resonancia de oscilaciones peligrosa por sus consecuencias, como resultado de lo cual la máquina puede desincronizarse.

En el motor sincrónico pueden tener lugar, por analogía con el generador sincrónico, oscilaciones libres y forzadas. Las últimas surgen, por ejemplo, al emplear los motores sincrónicos para el accionamiento de los compresores de émbolo.

Los motores primarios de los generadores se dividen en a) motores de marcha regular y b) motores de marcha irregular. A los primeros pertenecen las turbinas de vapor e hidráulicas, a los segundos, toda clase de máquinas de émbolo: máquinas de vapor, motores de combustión interna, motores de gas; la máquina operadora con marcha irregular de los motores sincrónicos puede ser, por ejemplo, el compresor de émbolo.

Fig. 16-5. Curva de los momentos de rotación de una máquina a vapor de doble efecto

Los motores y las máquinas de trabajo (máquinas operadoras) con marcha regular tienen momento de rotación o de frenado que permanece constante en el curso de una revolución del árbol, mientras que en el caso de marcha irregular la magnitud del momento varía periódicamente según una ley determinada.

En la fig. 16-5 viene representada la curva aproximada de momentos para una máquina de vapor en tandem. El momento de rotación en el curso de una revolución varía dos veces entre sus valores máximo y mínimo. A cuenta de la energía cinética de las piezas en rotación tiene lugar cierta igualación de la potencia entregada por el generador a la red. Si en un sector dado del ángulo de giro del rotor existe potencia aplicada excesiva (área A), entonces parte de ella se transforma en energía cinética de las masas en rotación que a continuación, en el período de desaceleración de la rotación del rotor, se consume en el mantenimiento de su velocidad, cuando la energía suministrada se hace menor que la consumida (área B).

La relación

$$\Delta = \frac{\Omega_{\max} - \Omega_{\min}}{\Omega_{\text{med}}}$$

se llama grado de irregularidad de marcha. La curva de momentos puede ser descompuesta en la componente continua, igual al valor medio del momento, y armónicos. Para la curva de la fig. 16-5 esta descomposición tiene la forma siguiente:

$$\frac{M}{M_{\text{med}}} = 1 + 0,142 \cos(\Omega_{\text{med}} t + 123^\circ) + 0,865 \cos(2\Omega_{\text{med}} t + 194^\circ) + \\ + 0,132 \cos(3\Omega_{\text{med}} t + 195^\circ) + \dots,$$

donde Ω_{med} es la velocidad angular media del rotor. El valor máximo de la amplitud en este caso lo tiene el segundo armónico, puesto que en la máquina en tandem se obtienen dos impulsos fundamentales en una revolución. En la fig. 16-5 se muestran también las curvas de las tres primeras componentes armónicas del momento, como eje de abscisas para las cuales sirve la línea del momento medio M_{med} .

En la forma general la ecuación para el momento de rotación puede ser representada así:

$$M = M_{\text{med}} + \sum_{v=1}^{v=\infty} M_{vm} \cos(v\Omega_{\text{med}} t + \psi_v), \quad (16-6)$$

donde v es el orden del armónico, y M_{vm} es su amplitud.

El armónico de mayor amplitud y, por lo tanto, que mayor influencia ejerce en el funcionamiento de la máquina es el armónico de momento con frecuencia determinada por el número de tiempos de trabajo, o impulsos, N_u en una vuelta del árbol, que depende del tipo de motor o de máquina operadora. En los motores de gas de cuatro tiempos y simple efecto $N_u = 1/2$, en los de dos cilindros $N_u = 1$, en los de cuatro cilindros $N_u = 2$; en los motores de gas de dos tiempos y de doble efecto: en los de dos cilindros $N_u = 2$ ó 4, y en los de tres cilindros $N_u = 6$, etc.

Cada armónico de momento de rotación provoca oscilaciones forzadas de la velocidad de las piezas en rotación alrededor de su valor medio con una frecuencia igual a la frecuencia del armónico dado. La frecuencia de oscilaciones forzadas provocadas por el armónico fundamental de momento, así como el período de estas oscilaciones, se determinan por las igualdades:

$$f_1 = nN_u, \quad T = 1/f_1,$$

donde n es la velocidad de rotación en revoluciones por segundo.

16-3. Oscilaciones propias y forzadas de un generador sincrónico que trabaja en paralelo con la red de potencia infinita

De acuerdo con lo dicho más arriba, durante las oscilaciones de una máquina sincrónica que trabaja en paralelo con una red de gran potencia, en el caso general el momento exterior M apli-

cado al árbol de la máquina equilibra los momentos interiores siguientes:

1) el momento electromagnético, que para un generador periódico es igual a

$$M_{em} = \frac{mE_0U}{\Omega x_d} \operatorname{sen} \theta_{med};$$

2) el momento de inercia

$$M_J = \frac{J}{p} \frac{d\omega}{dt} = \frac{J}{p} \frac{d^2(\theta_{med} + \alpha)}{dt^2} = \frac{J}{p} \frac{d^2\alpha}{dt^2};$$

3) el momento sincronizador M_s , que en el caso de pequeñas oscilaciones es proporcional a la desviación α del ángulo θ de su valor medio θ_{med} :

$$M_s = M_{s, des} \alpha;$$

4) el momento amortiguador M_{am} , que en el caso de oscilaciones pequeñas es proporcional a la velocidad de variación del ángulo α :

$$M_{am} = K_{am} \frac{d\alpha}{dt}.$$

Por lo tanto, la ecuación de movimiento del rotor tiene la forma siguiente:

$$M = M_{em} + M_J + M_s + M_{am}.$$

Si el momento de rotación del motor primario es irregular, entonces la ecuación de los momentos para el generador sincrónico que trabaja en paralelo con la red adquiere la forma siguiente:

$$M_{em} + \frac{J}{p} \frac{d^2\alpha}{dt^2} + K_{am} \frac{d\alpha}{dt} + M_{s, des} \alpha = M_{med} + \sum_{v=1}^{v=\infty} M_{vm} \cos(v\Omega_{med} t + \psi_v). \quad (16-7)$$

Si se consideran sólo las variaciones de la velocidad a las cuales no le da tiempo a reaccionar al regulador de velocidad del motor primario, entonces durante una vuelta del árbol el momento medio M_{med} permanece constante y equilibra el momento electromagnético M_{em} . A causa de esto la ecuación para los momentos excesivos toma la forma:

$$\frac{J}{p} \frac{d^2\alpha}{dt^2} + K_{am} \frac{d\alpha}{dt} + M_{s, des} \alpha = \sum_{v=1}^{v=\infty} M_{vm} \cos(v\Omega_{med} t + \psi_v). \quad (16-8)$$

Esta ecuación por su forma es análoga a la ecuación para las corrientes en el circuito con conexión en serie de L , C y r alimentado desde la red con una tensión compuesta de una serie,

de armónicos:

$$L \frac{di}{dt} + ri + \frac{1}{C} \int i dt = \sum_{v=1}^{v=\infty} E_{vm} \sin(v\omega t + \psi_v), \quad (16-9)$$

donde ω es la frecuencia angular del primer armónico.

Diferenciando la última ecuación con relación a t , obtenemos:

$$L \frac{d^2i}{dt^2} + r \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} i = \sum_{v=1}^{v=\infty} v\omega E_{vm} \cos(v\omega t + \psi_v). \quad (16-10)$$

Puesto que las ecuaciones (16-8) y (16-10) son análogas, entonces α , J/p , $M_{s, des}$, K_{am} , M_{vm} en (16-8) corresponden a i , L , $1/C$, r , $v\omega E_{vm}$ en (16-10).

La solución de las ecuaciones (16-8) y (16-10) consta de la solución particular para el régimen estacionario tipo

$$\left. \begin{array}{l} i \\ \alpha \end{array} \right\} = \sum_{v=1}^{v=m} \beta_m \sin(v\omega t + \psi_v - \varphi_v),$$

que determina las oscilaciones forzadas, donde en el primer caso

$$i = \sum_{v=1}^{v=m} \frac{E_{vm}}{\sqrt{r^2 + \left(v\omega L - \frac{1}{v\omega C}\right)^2}} \sin(v\omega t + \psi_v - \varphi_v) \quad (16-11)$$

y en el segundo caso

$$\alpha = \sum_{v=1}^{v=m} \frac{M_{vm}}{\sqrt{K_{am}^2 + \left(v\Omega_{med} \frac{J}{p} - \frac{M_{s, des}}{v\Omega_{med}}\right)^2}} \times \sin(v\Omega_{med} t + \psi_v - \varphi_v), \quad (16-12)$$

y de la integral común de estas ecuaciones sin el término independiente

$$\left. \begin{array}{l} i \\ \alpha \end{array} \right\} = A e^{x_1 t} + B e^{x_2 t},$$

que determina las oscilaciones amortiguadas libres de las máquinas al actuar el impulso perturbador.

Examinemos primero el caso cuando en las ecuaciones están ausentes los términos de amortiguamiento $r = 0$ y $K_{am} = 0$. Si en el circuito eléctrico no tiene lugar la disipación de energía ($r \approx 0$), entonces las oscilaciones serán amortiguadas, y la ecuación (16-10) se puede escribir en la forma:

$$\frac{d^2i}{dt^2} + \frac{1}{LC} i = \frac{d^2i}{dt^2} + \omega_0^2 i = 0,$$

donde

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

representa la frecuencia angular de las oscilaciones eléctricas libres del circuito con L y C .

Análogamente, si el coeficiente de momento amortiguador de la máquina sincrónica es igual a cero ($K_{\text{am}} = 0$), entonces la ecuación de los momentos (16-8) se puede escribir en la forma:

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{M_{s, \text{des}} p}{J} \alpha = \frac{d^2\alpha}{dt^2} + \omega_0^2 \alpha = 0, \quad (16-13)$$

donde ω_0 es la frecuencia angular de las oscilaciones mecánicas libres:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{p M_{s, \text{des}}}{J}} = \sqrt{\frac{P_s}{\omega_{\text{red}}} \frac{p^2}{J} \frac{10^3}{q}}. \quad (16-14)$$

Aquí P_s es el factor de potencia sincronizante [véase la igualdad (12-33)] y ω_{red} es la frecuencia angular de la tensión de la red.

La solución de la ecuación (16-13) respecto de α tiene la forma:

$$\alpha = A \sin \omega_0 t + B \cos \omega_0 t,$$

donde A y B son constantes arbitrarias determinadas por los datos iniciales

La velocidad de variación del ángulo α es

$$\frac{d\alpha}{dt} = \omega_0 A \cos \omega_0 t - \omega_0 B \sin \omega_0 t.$$

Para el instante inicial ($t = 0$) tenemos:

$$\alpha = \alpha_m \quad y \quad d\alpha/dt = 0;$$

por consiguiente, $A = 0$, $B = \alpha_m$ y

$$\alpha = \alpha_m \cos \omega_0 t,$$

de donde se desprende que las oscilaciones del rotor tienen carácter armónico y que la amplitud de oscilaciones del rotor α_m es igual al ángulo máximo al que fue desviado el rotor de su posición de equilibrio por efecto exterior.

La frecuencia de oscilaciones libres del rotor es

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \omega_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{p^2}{J} \frac{P_s}{\omega_{\text{red}}}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{P_s}{\omega_{\text{red}}} \frac{p^2}{J}}, \quad (16-15)$$

y el período de oscilaciones libres es

$$T_0 = \frac{1}{f_0} = 2\pi \sqrt{\frac{\omega_{\text{red}}}{P_s} \frac{J}{p^2}}. \quad (16-16)$$

El período de oscilaciones libres se expresa frecuentemente por medio del así llamado momento giratorio del rotor GD^2 , relacio-

nado con el momento de inercia por la relación

$$J = mR^2 = \frac{GD^2}{4g},$$

donde $m = G/g$ es la masa del rotor; G es el peso del rotor; g es la aceleración de la gravedad; $R = D/2$ es el radio del centro de gravedad del rotor.

Además, teniendo en cuenta que la velocidad nominal de rotación es

$$n_n = \frac{60\Omega_{red}}{p} = \frac{60\omega_{red}}{2\pi p},$$

la igualdad (16-16) se puede escribir en la forma:

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{2\pi}{4 \cdot 60} \frac{GD^2 n_n}{gpP_s}} \approx 1,02 \sqrt{\frac{GD^2 n_n}{gpP_s}}. \quad (16-17)$$

Esta misma magnitud puede ser expresada también por medio de la constante de inercia del rotor H_J . La constante de inercia representa el tiempo en el curso del cual el rotor se lleva del estado de reposo a la velocidad nominal de rotación n_n bajo el efecto de la potencia constante igual a la potencia nominal de la máquina. En la práctica mundial de construcción de maquinaria eléctrica al calcular la constante de inercia como potencia nominal se toma la potencia total que en las máquinas de corriente alterna se expresa en kilovoltamperios.

Por consiguiente,

$$H_J P = \frac{W}{P_n} = \frac{J\Omega_{red}^2}{2P_n} = \frac{J\Omega_{red}^2}{2p^2 P_n} = \frac{1}{102} \frac{GD^2}{2 \cdot 4g} \left(\frac{2\pi n_n}{60} \right)^2 \frac{1}{P_n} = \\ = 1,37 \frac{GD^2}{P_n} n_n^2 \cdot 10^{-6}, \text{ s.} \quad (16-17a)$$

Aquí $W = J\Omega_{red}^2/2$ es la energía cinética acumulada en el rotor al girar éste con velocidad nominal; GD^2 es el momento giratorio del rotor, en $\text{kgf} \cdot \text{m}^2$; n_n es la velocidad nominal de rotación en r.p.m.; P_n es la potencia nominal total de la máquina, en kVA.

Cabe señalar que en los EE.UU., Inglaterra y algunos otros países el momento giratorio se determina como GR^2 , es decir, la magnitud del momento giratorio es cuatro veces menor que el valor de GD^2 y se expresa en libras por pies al cuadrado (1 libra = 0,4536 kg, 1 pie = 0,3048 m). En este caso la fórmula (16-17a) tiene la forma:

$$H_J P = 0,231 \frac{GR^2}{P_n} n_n^2 \cdot 10^{-6}, \text{ s.}$$

Si el momento giratorio GR^2 viene expresado en libras-pies², entonces para obtener el valor de GD^2 en $\text{kgf} \cdot \text{m}^2$ hay que multiplicar la magnitud GR^2 (en libras-pies²) por el coeficiente

$$0,4536 \cdot 0,3048^2 \cdot 4 = 0,168.$$

Si, por ejemplo, el momento giratorio $GR^2 = 23\,850$ libras-pies², entonces $GD^2 = 23\,850 \cdot 0,168 = 4010$ kgf·m².

En toda una serie de países (Unión Soviética, Francia, Suiza, Japón, etc.) en calidad de constante de inercia se toma el tiempo en el curso del cual el rotor en reposo se lleva hasta la velocidad nominal de rotación bajo el efecto del momento constante determinado partiendo de la potencia nominal total y de la velocidad sincrónica de rotación. Si, además, se admite que la velocidad del rotor aumenta uniformemente, entonces la potencia media, aplicada al árbol durante la aceleración, será

$$P_{\text{med}} = M_n \frac{\Omega_{\text{red}}}{2} = \frac{P_n}{\Omega_{\text{red}}} \frac{\Omega_{\text{red}}}{2} = \frac{P_n}{2}.$$

Por consiguiente, en este caso

$$H_{JM} = \frac{W}{P_{\text{med}}} = \frac{2W}{P_n} = 2H_{JP} = 2,74 \frac{GD^2}{P_n} n_n^2 \cdot 10^{-6}, \text{ s.} \quad (16-17b)$$

Introduciendo en (16-16) el valor

$$\frac{\omega_{\text{red}} J}{P^2} = \frac{H_{JM} P_n}{\omega_{\text{red}} P_s},$$

obtendremos:

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{H_{JM} P_n}{\omega_{\text{red}} P_s}} \quad (16-18)$$

o bien, siendo $f = 50$ Hz

$$T_0 = 0,355 \sqrt{H_{JM} \frac{P_n}{P_s}},$$

Observemos que el periodo de oscilaciones propias T_0 depende del régimen de funcionamiento de la máquina. El aumento de la excitación, por ejemplo, conducirá al aumento de la f.e.m. E_0 y, siendo la carga constante, a la disminución del ángulo θ_{med} . Ambos estos cambios aumentan el factor de potencia sincronizante P_s y disminuyen el periodo de oscilaciones T_0 .

Si existen los términos de amortiguamiento con $r \neq 0$ y $K_{\text{am}} \neq 0$, entonces la integral común sin término independiente tiene la forma:

$$\left. \begin{array}{l} i \\ \alpha \end{array} \right\} A e^{x_1 t} + B e^{x_2 t}.$$

Aquí A y B son constantes arbitrarias determinadas por los datos iniciales; x_1 y x_2 son las raíces cuadradas de la ecuación característica tipo:

$$x^2 + 2\delta x + \omega_0^2 = 0,$$

iguales a

$$x_{1,2} = -\delta \pm \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2} = -\delta \pm j\omega',$$

con la particularidad de que

$$\omega'^2 = \omega_0^2 - \delta^2.$$

En el primer caso, para el circuito eléctrico,

$$\delta = \frac{J}{2L}, \quad \omega_0^2 = \frac{1}{LC},$$

y en el segundo caso, para una máquina sincrónica,

$$\delta = \frac{pK_{am}}{2J}, \quad \omega_0^2 = \frac{pM_{s.des}}{J}.$$

El proceso oscilatorio amortiguado se obtiene cuando $\delta < \omega_0$, lo que corresponde a las relaciones reales de estas magnitudes para la máquina sincrónica. Entonces la solución para el primer caso, ecuación (16-9) con el segundo miembro igual a cero, con los datos iniciales $i = I_0$ y $di/dt = 0$, será

$$i = I_0 e^{-\delta t} \sin \omega' t.$$

Análogamente, la solución de la ecuación (16-8) con el segundo miembro igual a cero para las oscilaciones de una máquina sincrónica, siendo los datos iniciales $\alpha = \alpha_m$ y $d\alpha/dt = 0$, adquiere la forma:

$$\alpha = \alpha_m e^{-\delta t} \sin \omega' t,$$

donde ω' es la frecuencia angular de oscilaciones amortiguadas, igual a

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2} = \sqrt{\frac{pM_{s.des}}{J} - \left(\frac{pK_{am}}{2J}\right)^2}. \quad (16-19)$$

Correspondientemente, el período de oscilaciones amortiguadas es

$$T = \frac{2\pi}{\omega'} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{pM_{s.des}}{J} - \left(\frac{pK_{am}}{2J}\right)^2}} = \frac{2\pi J}{p \sqrt{\frac{pM_{s.des}}{J} - \frac{K_{am}^2}{4}}}. \quad (16-20)$$

El período de oscilaciones amortiguadas, como se ve de la fórmula (16-20), depende de la magnitud del coeficiente de momento amortiguador K_{am} .

El decremento logarítmico de oscilaciones, igual al logaritmo de la relación entre las amplitudes del período de oscilaciones considerado y el que le sucede, se expresa de la manera siguiente:

$$\vartheta = \delta T = \frac{\pi p K_{am}}{J \sqrt{\frac{pM_{s.des}}{J} - \left(\frac{pK_{am}}{2J}\right)^2}} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{4M_{s.des}J}{pK_{am}^2} - 1}}. \quad (16-21)$$

Cuando $K_{am} = 0$ el decremento logarítmico de oscilaciones $\vartheta = 0$.

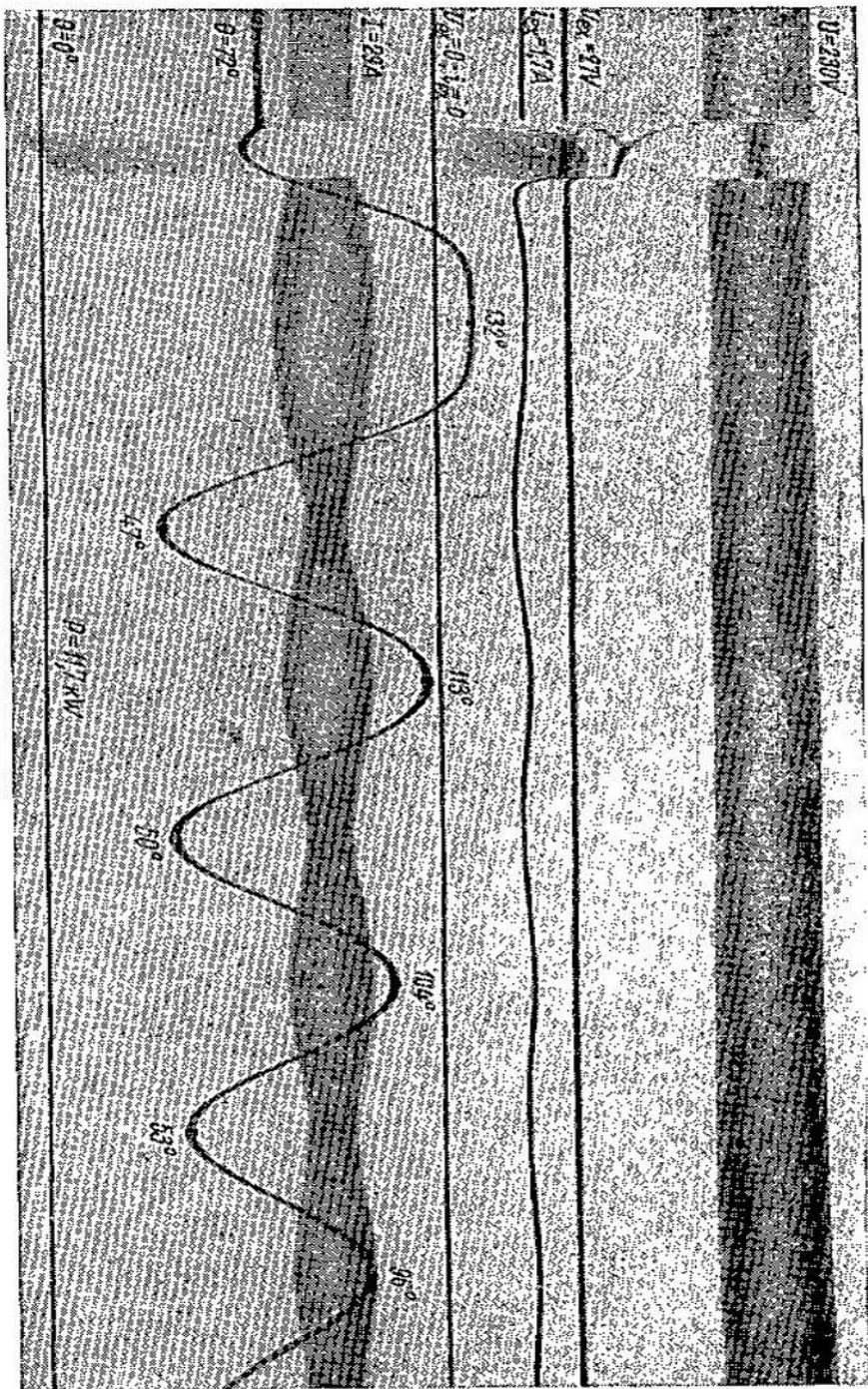


Fig. 16-6a. Oscilograma de las oscilaciones libres de un generador sincrónico en sincronismo

En la fig. 16-6, a viene dado el oscilograma de oscilaciones libres de una máquina sincrónica modelo, acoplada por intermedio de la línea de transmisión con las barras de potencia infinita. El salto inicial surgió a causa del cortocircuito trifásico en la mitad de la línea, que se interrumpió a los 0,35 s. La fig. 16-6, b corresponde a una semejante perturbación del régimen de funcionamiento de

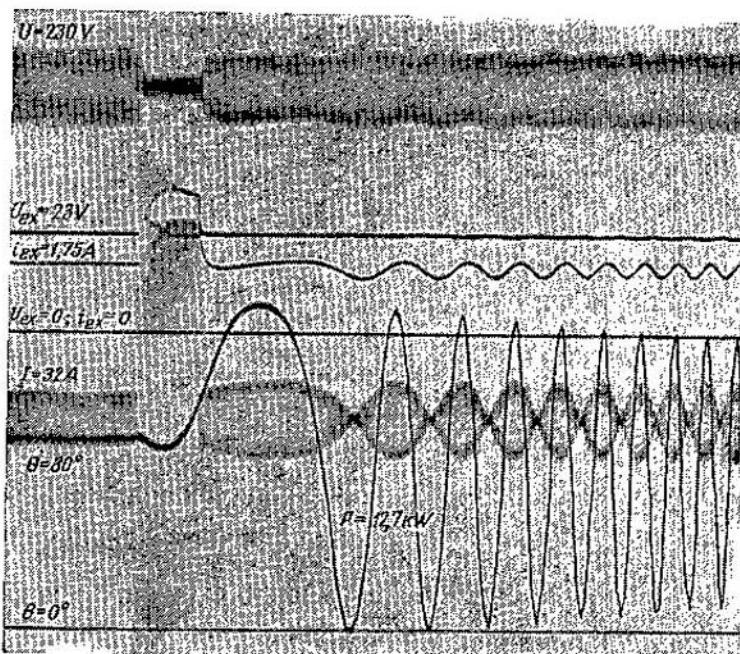


Fig. 16-6b. Oscilograma de las oscilaciones libres de un generador sincrónico desincronizado

la misma máquina cuando ésta en el curso del primer período de oscilaciones se desincronizó [79].

La ecuación del trabajo individual del generador cuando no existen los momentos sincronizante y amortiguador

$$\frac{J}{p} \frac{d^2\alpha}{dt^2} = \sum_{v=1}^{v=m} M_{vm} \cos(v\Omega_{n,ed}t + \psi_v)$$

corresponde a la ecuación de un circuito eléctrico con L , en el que no existen C y r :

$$L \frac{d^2i}{dt^2} = \sum_{v=1}^{v=m} v\omega E_{vm} \cos(v\omega t + \psi_v).$$

La amplitud de corriente en el régimen estacionario, en este caso, es:

$$I_{0vm} = \frac{E_{vm}}{v\omega L}.$$

La amplitud de corriente en el régimen estacionario para el circuito con L , C y r , de acuerdo con (16-11), es

$$I_{vm} = \frac{E_{vm}}{\sqrt{r^2 + \left(v\omega L - \frac{1}{v\omega C}\right)^2}}.$$

Cuando $v^2\omega^2LC = 1$ tiene lugar la resonancia de tensión para el armónico dado y la corriente I_{vm} alcanza su valor máximo posible:

$$I_{vm\max} = \frac{E_{vm}}{r}.$$

El módulo de resonancia ζ_v es igual a la relación entre las corrientes I_{vm}/I_{0vm} :

$$\begin{aligned} \zeta_v &= \frac{v\omega L}{\sqrt{r^2 + \left(v\omega L - \frac{1}{v\omega L}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{r}{v\omega C}\right)^2 + \left(1 - \frac{1}{v^2\omega^2 LC}\right)^2}} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{r}{2\pi f_v L}\right)^2 + \left[1 - \left(\frac{f_0}{f_v}\right)^2\right]^2}}, \quad (16-22) \end{aligned}$$

donde la frecuencia de oscilaciones propias del circuito L y C para $r = 0$ es

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}},$$

y la frecuencia del v -ésimo armónico de oscilaciones forzadas es

$$f_v = vf_0 = \frac{v\omega}{2\pi}.$$

Correspondientemente, la amplitud del v -ésimo armónico de oscilaciones para el generador sincrónico que funciona individualmente, cuando los momentos sincronizante y amortiguador son iguales a cero, es:

$$\alpha_{0vm} = \frac{pM_{vm}}{v^2\Omega_{med}^2 J},$$

y para el generador que funciona para una red potente, de acuerdo con (16-12),

$$\alpha_{vm} = \frac{M_{vm}}{v\Omega_{med} \sqrt{K_{am}^2 + \left(v\Omega_{med} \frac{J}{p} - \frac{M_{s, des}}{v\Omega_{med}}\right)^2}}, \quad (16-23)$$

Análogamente el módulo de resonancia para el v -ésimo armónico de oscilaciones forzadas en el caso de trabajo paralelo de un generador sincrónico con una red de potencia infinita es:

$$\zeta_v = \frac{\alpha_{vm}}{\alpha_{vvm}} = \frac{v\Omega_{med} \frac{J}{p}}{\sqrt{K_{am}^2 + \left(v\Omega_{med} \frac{J}{p} - \frac{M_{s.des}}{v\Omega_{med}}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{pK_{am}}{2\pi f_v J}\right)^2 + \left[1 - \left(\frac{f_0}{f_v}\right)^2\right]^2}}, \quad (16-24)$$

donde la frecuencia de oscilaciones propias del rotor, de acuerdo con (16-14), es

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{\frac{J}{pM_{s.des}}}},$$

y la frecuencia del v -ésimo armónico de oscilaciones forzadas del rotor es

$$f_v = vf_1.$$

Si no existe momento amortiguador $K_{am}=0$ y, entonces, el módulo de resonancia es

$$\zeta_v = \frac{1}{1 - \left(\frac{f_0}{f_v}\right)^2}, \quad (16-25)$$

y si, además, las frecuencias de oscilaciones libres y forzadas son iguales entre sí ($f_0=f_v$), es decir, si existe resonancia, $\zeta_v=\infty$.

Así como en un circuito eléctrico, la existencia de amortiguamiento reduce la magnitud del módulo de resonancia, particularmente en la zona más peligrosa, cuando $f_0/f_v=0,8-1,2$.

En la fig. 16-7 vienen dadas las curvas del módulo de resonancia en función de la relación f_0/f_v al variar f_v para distintos valores de amortiguamiento:

$$\rho \frac{2\delta}{\omega_0} = \begin{cases} \frac{f_0}{2\pi f_0 L}, \\ \frac{pK_{am}}{2\pi f_0 J}. \end{cases} \quad (16-26)$$

Como se puede ver de estas curvas, la magnitud del módulo de resonancia ζ_v aumenta bruscamente con la disminución del amortiguamiento, desviándose el máximo de ζ_v , con el aumento de ρ , gradualmente hacia el lado de los valores decrecientes de f_0/f_v .

Ejemplo. Un generador hidráulico sincrónico con una potencia $S_n=71\,500$ kVA, $f=50$ Hz, $2p=96$, $n=62,5$ r.p.m. tiene un momento giratorio $GD^2=47\,000$ tf·m².

Su constante de inercia, de acuerdo con la fórmula (16-17b), es

$$H_{JM} = 2,74 \frac{GD^2 n^2}{S_n} 10^{-6} = 2,74 \frac{47\,000 \cdot 10^3 \cdot 62,5^2}{71\,500} 10^{-6} = 7,04 \text{ s.}$$

Determinemos el período de oscilaciones propias para el régimen nominal de funcionamiento valiéndonos de la fórmula (16-18), sustituyendo en ella la

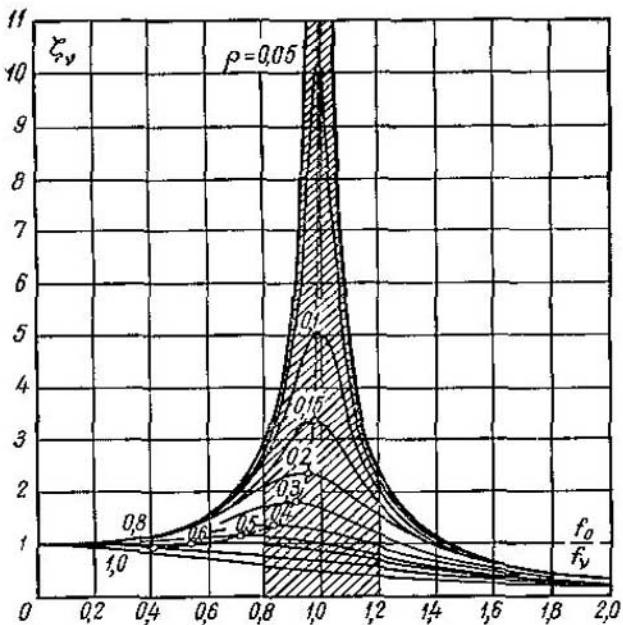


Fig. 16-7. Curvas del módulo de resonancia en función de las frecuencias de oscilaciones libres y forzadas para distintos grados de amortiguamiento

magnitud relativa de potencia nominal $P_n = 2,4$ y el factor relativo de potencia sincronizante $P_s = 7,86$:

$$T_0 = 0,355 \sqrt{\frac{2,4}{7,86}} = 0,52 \text{ s.}$$

La frecuencia de oscilaciones propias es

$$t_0 = \frac{1}{T_0} = \frac{1}{0,52} = 1,93 \text{ s.}$$

16-4 Oscilaciones forzadas de un generador sincrónico que funciona individualmente

Cuando el generador sincrónico funciona individualmente, no existe factor que asegure la magnitud constante y la frecuencia angular constante de la tensión en los bornes del generador U .

Por esta razón, en el caso de oscilaciones forzadas, determinadas por la variación de la velocidad de rotación del motor primario, el ángulo θ entre los vectores E_0 y U permanece constante.

La velocidad del rotor se puede examinar como la suma de la componente continua, o media, de la velocidad y las oscilaciones armónicas de la velocidad. Las oscilaciones del rotor, así como en el caso de oscilaciones libres, inducen en los devanados del estator f.e.m. de frecuencia de oscilaciones. La frecuencia de oscilaciones forzadas de la mayoría de armónicos es mayor que la frecuencia fundamental de la f.e.m. del estator, a causa de lo cual en el circuito del estator predomina la inductancia; la f.e.m. y las corrientes de oscilaciones forzadas están desviadas a un ángulo considerable. Por esta razón, y como resultado de la inercia del rotor, los momentos de rotación, correspondientes a las corrientes de frecuencia de oscilaciones en el estator, son considerablemente menores que los momentos perturbadores y, con el fin de simplificar, se puede considerar que el momento electromagnético desarrollado por el generador permanece constante y que el momento amortiguador del devanado del estator es igual a cero.

En virtud de que $\theta = \text{const}$, el coeficiente de momento sincronizante

$$M_{s,\text{des}} = \frac{1}{\Omega_{\text{med}}} = \frac{\partial P_{\text{em}}}{\partial \theta}$$

es igual a cero. Por cuanto el flujo de la reacción del inducido permanece fijo respecto del rotor, entonces también las componentes del momento amortiguador, determinadas por el devanado de excitación y el devanado amortiguador, son iguales a cero. Así pues, $M_{\text{em}} = M_{\text{med}}$ y de acuerdo con (16-7) y (16-8) la ecuación de oscilaciones de la máquina se escribe en la forma:

$$\frac{J}{p} \frac{d^2\alpha}{dt^2} = \sum_{v=1}^{v=\infty} M_{vm} \cos(v\Omega_{\text{med}} t + \psi_v). \quad (16-27)$$

Integrando sucesivamente dos veces la ecuación (16-27) obtendremos la expresión para la velocidad de oscilaciones y la desviación del rotor en la forma siguiente:

$$\frac{d\alpha}{dt} = \sum_{v=1}^{v=\infty} \frac{p}{J} \frac{M_{vm}}{v\Omega_{\text{med}}} \sin(v\Omega_{\text{med}} t + \psi_v); \quad (16-28)$$

$$\alpha = - \sum_{v=1}^{v=\infty} \frac{p}{J} \frac{M'_{vm}}{(v\Omega_{\text{med}})^2} \cos(v\Omega_{\text{med}} t + \psi_v). \quad (16-29)$$

El valor máximo de la velocidad de oscilaciones del ángulo para el v -ésimo armónico es

$$\left| \frac{d\alpha}{dt} \right|_{\max} = \frac{p}{J} \frac{M_{vm}}{v\Omega_{\text{med}}}, \quad (16-30)$$

y la correspondiente amplitud de oscilaciones es

$$\alpha_{vm} = \frac{p}{J} \frac{M_{vm}}{(v\Omega_{med})^2}. \quad (16-31)$$

De las fórmulas (16-29) y (16-31) se ve que la amplitud de oscilaciones es inversamente proporcional al cuadrado del orden del armónico y que la máxima desviación del ángulo $\alpha_{máx}$ representa la suma algebraica de las amplitudes de todos los armónicos con cierta exageración.

Dado que los motores son poco sensibles a las oscilaciones de la tensión en los bornes del generador, determinadas por las oscilaciones de la velocidad de su rotor, la máxima desviación admisible se determina por la sensibilidad de la vista a las fluctuaciones de la intensidad luminosa de las lámparas de incandescencia. Habitualmente $\alpha_{máx}$ se limita entre ± 3 grados eléctricos.

De la fórmula (16-31) se ve que cuando el generador trabaja individualmente la amplitud α_{vm} se puede limitar sólo aumentando el momento de inercia J . Esto puede lograrse aumentando el momento de inercia del propio rotor, o bien encajando un volante especial en el árbol del generador sincrónico.

CAPÍTULO XVII

CONVERTIDOR CON UN INDUCIDO

17-1. Principio de funcionamiento del convertidor con un inducido y sus relaciones fundamentales

El convertidor con un inducido (comutatriz) representa una máquina rotatoria que sirve para la transformación de la corriente alterna en continua o al contrario. El convertidor con un inducido por su construcción es una máquina de corriente continua dotada no sólo de colector, acoplado a la red de corriente continua, sino también de ramificaciones desde el inducido a los anillos de colector, conectado a la red de corriente alterna (fig. 17-1). El principio de funcionamiento del convertidor con un inducido se basa en que en el inducido de la máquina de corriente continua se induce tensión alterna rectificada solamente con ayuda del colector; por eso al conectar el devanado del inducido directamente a los anillos de colector entre estos últimos se obtiene tensión de corriente alterna, a causa de lo cual la máquina puede ser acoplada por intermedio de los anillos a la red de corriente alterna.

Durante la transformación de la corriente alterna en continua el convertidor de un inducido funciona con respecto de la red de corriente alterna como motor sincrónico, y con relación a la red de corriente continua, como generador de corriente continua. Durante la transformación de la corriente continua en alterna el convertidor con un inducido funciona con respecto de la red de corriente continua como motor de corriente continua, y con relación a la red de corriente alterna, como generador sincrónico. Si se desprecian las pérdidas en el propio convertidor, entonces en ambos casos la potencia recibida de la red de corriente alterna, o la de salida a esta red, es igual a la potencia de salida

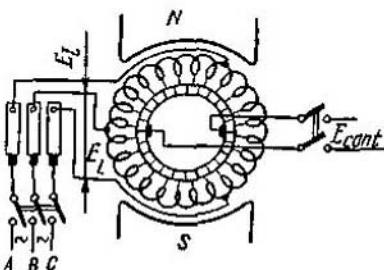


Fig. 17-1. Esquema de la constitución de un convertidor de un inducido

a la red de corriente continua o recibida de ésta. Por eso el convertidor con un inducido no desarrolla momento mecánico en el árbol, sino que solamente transforma una forma de energía eléctrica en otra.

En lo sucesivo se considera que la distribución de la inducción magnética por la superficie del inducido es sinusoidal.

17-2. Relaciones entre las f.e.m. del convertidor con un inducido

El convertidor con un inducido para la corriente alterna puede tener distinto número de fases m en dependencia del número de anillos de colector a los cuales se conectan las ramificaciones del inducido. Puesto que en el convertidor con un inducido las f.e.m. de corriente alterna y continua se inducen en un mismo devanado, las magnitudes de la corriente alterna se encuentran en determinada correlación con las magnitudes de la corriente continua.

La relación entre la f.e.m. de línea E_1 de corriente alterna y la f.e.m. E_{cont} de corriente continua puede ser hallada de la manera siguiente.

La f.e.m. de corriente continua, de acuerdo con la fórmula (3-29) (véase el t.I, § 3-13), es

$$E_{\text{cont}} = \frac{\rho N}{d} \Phi n = 4\omega_{\text{cont}} f \Phi,$$

donde $\omega_{\text{cont}} = N/4a$ es el número de espiras de la derivación en paralelo del inducido de corriente continua.

En la parte de corriente alterna el devanado de inducido del convertidor está conectado en polígono, y su f.e.m. de fase es igual a la de línea. Por esta razón, la f.e.m. de línea de frecuencia fundamental en los anillos de colector, de acuerdo con la ecuación (2-37) para las f.e.m. de una máquina sincrónica, es

$$E_1 = \sqrt{2\pi} \omega_f k_{\text{dev}} \Phi.$$

Así pues, la relación entre la f.e.m. de corriente alterna y la f.e.m. de corriente continua es

$$k_e = \frac{E_1}{E_{\text{cont}}} = \frac{\sqrt{2\pi} \omega_f k_{\text{dev}} \Phi}{4\omega_{\text{cont}} \Phi} = \frac{\pi}{m \sqrt{2}} k_{\text{dev}}, \quad (17-1)$$

si se toma en consideración que $2\omega_{\text{cont}} = m\omega_f$.

Si el número de ranuras en el polo y la fase es lo suficientemente grande, entonces de acuerdo con (1-11)

$$k_{\text{dev}} = \frac{\sin \frac{\pi}{m}}{\frac{\pi}{m}}.$$

Sustituyendo en (17-1) este valor de k_{dev} , obtendremos:

$$k_e = \frac{\sin \frac{\pi}{m}}{\sqrt{2}}. \quad (17-2)$$

Este mismo valor se puede obtener del círculo potencial del devanado del inducido del convertidor (fig. 17-2), si se toma en consideración que el círculo potencial da las amplitudes de f.e.m. E_{f2} , E_{f3} , etc.

En el caso de corriente monofásica, en las fórmulas del párrafo presente hay que sustituir $m=2$.

17-3. Relaciones entre las corrientes del convertidor con un inducido

Hallaremos las relaciones entre la componente activa de corriente alterna en la fase del inducido I_{ta} y la corriente continua I_{cont} despreciando las pérdidas en el inducido del convertidor, o sea, considerando que la potencia de corriente continua es igual a la de corriente alterna. Entonces

$$E_{cont} I_{cont} = m E_f I_{ta}$$

$$\text{y} \quad \frac{I_{ta}}{I_{cont}} = \frac{1}{m} \frac{E_{cont}}{E_f} = \frac{1}{mk_e} = \frac{\sqrt{2}}{m \sin \frac{\pi}{m}}. \quad (17-3)$$

Puesto que la corriente continua en el circuito en derivación del inducido $I'_{cont} = I_{cont}/2a$ y la componente activa de corriente alterna $I'_{ta} = I_{ta}/a$, la relación entre la corriente alterna y la corriente continua en el devanado es

$$k_{ta} = \frac{2I_{ta}}{I_{cont}} = \frac{2}{mk_e} = \frac{2\sqrt{2}}{m \sin \frac{\pi}{m}}. \quad (17-4)$$

La relación entre la componente reactiva de corriente alterna en el circuito del devanado $I'_{tr} = I_{tr}/a$ y la corriente continua en el devanado $I'_{cont} = I_{cont}/2a$ la designamos por k_{tr} . Esta relación será igual a

$$k_{tr} = \frac{2I_{tr}}{I_{cont}} = \frac{2I_{ta}}{I_{cont}} \frac{I_{tr}}{I_{ta}} = k_{ta} \frac{\sin \psi}{\cos \psi} = k_{ta} \operatorname{tg} \psi. \quad (17-5)$$

En el sistema de m fases, el desplazamiento entre las corrientes de las fases vecinas es igual a $2\pi/m$. Teniendo en cuenta que al conectar los devanados en polígono la corriente de línea I , es igual a la diferencia geométrica de las corrientes de fase I_f de

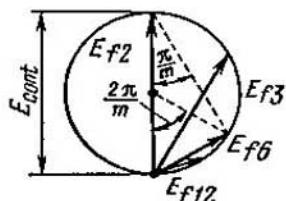


Fig. 17-2. Para la determinación de las tensiones de línea de un convertidor de un inducido con distintos números de fases

las fases vecinas, para la relación entre I_1 y I_t se puede obtener la expresión

$$I_1 = 2I_t \operatorname{sen} \frac{\pi}{m}.$$

Teniendo en cuenta esta relación, de (17-3) se puede obtener la siguiente relación entre la componente activa de corriente de línea y la corriente continua:

$$k_{i1a} = \frac{I_{1a}}{I_{\text{cont}}} = \frac{2\sqrt{2}}{m}. \quad (17-6)$$

Los valores numéricos de las relaciones entre las magnitudes consideradas para distintos números de fases de acuerdo con las expresiones obtenidas se dan en la tabla 17-1. Los valores de las relaciones de estas magnitudes en las máquinas reales se diferencian algo de los aportados en la tabla a causa de la caída de tensión y la existencia de pérdidas, así como a cuenta de los armónicos superiores.

Tabla 17-1

m	k_e	k_{i1a}	k_{ta}
2	0,707	1,414	1,414
3	0,612	0,943	1,085
6	0,354	0,472	0,940
12	0,185	0,236	0,907

17-4. Pérdidas en el devanado de inducido del convertidor con un inducido

Para determinar las pérdidas en el devanado de inducido hay que conocer el valor instantáneo de la corriente i en cada sección del inducido y sumar las pérdidas en todas las secciones.

El valor instantáneo de la corriente en una sección del inducido es igual a la diferencia de los valores instantáneos de las corrientes alterna y continua:

$$i = i'_{\text{cont}} - i'_t.$$

El valor instantáneo de la corriente continua en la sección representa una curva rectangular que puede ser descompuesta por las reglas generales en las corrientes armónicas fundamental y superiores

$$\begin{aligned} i'_{\text{cont}} &= I_1 \operatorname{sen} \omega t + I_3 \operatorname{sen} 3\omega t + \dots + I_v \operatorname{sen} v\omega t + \dots = \\ &= I'_{\text{cont}} \frac{4}{\pi} \left(\operatorname{sen} \omega t + \frac{1}{3} \operatorname{sen} 3\omega t + \dots + \frac{1}{v} \operatorname{sen} v\omega t \dots \right), \end{aligned} \quad (17-8)$$

donde $\omega = 2\pi f = 2\pi p n$, correspondiendo $t = 0$ al instante en el que la sección pasa por la escobilla de una derivación del devanado a otra.

La f.e.m. de corriente alterna en la fase pasa por el cero en el instante cuando su sección media se encuentra en la línea neutra geométrica (fig. 17-3). Si la corriente en la fase está retardada un ángulo ψ respecto de la f.e.m., entonces la corriente alterna en la sección media de la fase varía según la ley:

$$i_f' = V\sqrt{2}I_f' \sin(\omega t - \psi).$$

La sección de la fase está desviada respecto de la sección media un ángulo α en el sentido de rotación (fig. 17-3) y pasa por la zona neutral con una anticipación correspondiente al mismo ángulo α . Por esta razón para la sección dada, si se acepta también para ella $t=0$ en el instante en que ésta pasa por la zona neutral, la ley de variación de la corriente alterna se determina por la expresión:

$$i_f' = V\sqrt{2}I_f' \sin(\omega t - \psi - \alpha),$$

variando α para distintas secciones en los límites de la fase dada desde $\alpha = +\pi/m$ hasta $\alpha = -\pi/m$ (fig. 17-3).

Descomponiendo $\sin(\omega t - \psi - \alpha)$ en sus componentes y tomando en consideración que las componentes reactiva y activa de corriente alterna, a base de las designaciones aceptadas anteriormente, son

$$I_{fa}' = I_f' \cos \psi = k_{ia} I_{cont}',$$

$$I_{fr}' = I_f' \sin \psi = k_{ir} I_{cont}',$$

obtenemos para la corriente i_f' la expresión siguiente:

$$\begin{aligned} i_f' &= V\sqrt{2}I_f' \sin(\omega t - \psi - \alpha) = V\sqrt{2}(I_f' \cos \psi \cos \alpha - \\ &- I_f' \sin \psi \sin \alpha) \sin \omega t = V\sqrt{2}(I_f' \cos \psi \sin \alpha + \\ &+ I_f' \sin \psi \cos \alpha) \cos \omega t = V\sqrt{2}I_{cont}'[(k_{ia} \cos \alpha - \\ &- k_{ir} \sin \alpha) \sin \omega t - (k_{ia} \sin \alpha + k_{ir} \cos \alpha) \cos \omega t]. \end{aligned} \quad (17-9)$$

La corriente resultante en la sección, de acuerdo con las ecuaciones (17-7), (17-8) y (17-9), es

$$\begin{aligned} i = i_{cont}' - i_f' &= I_{cont}' \left\{ \left[\frac{4}{\pi} - V\sqrt{2}(k_{ia} \cos \alpha - \right. \right. \\ &\left. \left. - k_{ir} \sin \alpha) \right] \sin \omega t + V\sqrt{2}(k_{ia} \sin \alpha + k_{ir} \cos \alpha) \cos \omega t + \right. \\ &\left. + \frac{4}{\pi} \left[\frac{1}{3} \sin 3\omega t + \dots + \frac{1}{v} \sin v\omega t + \dots \right] \right\}. \end{aligned} \quad (17-10)$$

En la fig. 17-4 viene dada la curva de corriente resultante para $m=6$ siendo $\alpha=0, 15^\circ, 30^\circ$ y 60° .

El valor eficaz de la corriente resultante de la sección es igual a la raíz cuadrada de la semisuma de los cuadrados de las amplitudes de todas las

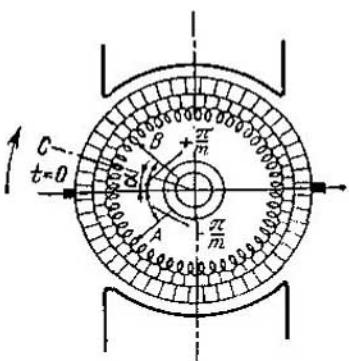


Fig. 17-3. Para la determinación de las pérdidas en la sección del devanado del inducido de un convertidor de un inducido

componentes de la corriente:

$$\begin{aligned}
 I_s = I'_{\text{cont}} & \sqrt{\frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{4}{v} - \sqrt{2} (k_{ia} \cos \alpha - \right. \right.} \\
 & \left. \left. - k_{ir} \sin \alpha) \right]^2 [\sqrt{2} (k_{ia} \sin \alpha + k_{ir} \cos \alpha)]^2 + \right. \\
 & \left. + \frac{16}{\pi^2} \left[\frac{1}{3^2} + \frac{1}{5^2} + \dots + \frac{1}{v^2} + \dots \right] \right\} = \\
 & = I'_{\text{cont}} \sqrt{\frac{8}{\pi^2} + k_{ia}^2 + k_{ir}^2 - \frac{4}{\pi} \sqrt{2} (k_{ia} \cos \alpha - \\
 & - k_{ir} \sin \alpha) + \left(1 - \frac{8}{\pi^2} \right)} = I'_{\text{cont}} \sqrt{1 + k_{ia}^2 + k_{ir}^2 - } \\
 & - \frac{4}{\pi} \sqrt{2} (k_{ia} \cos \alpha - k_{ir} \sin \alpha), \quad (17-11)
 \end{aligned}$$

dado que

$$\frac{1}{3^2} + \frac{1}{5^2} + \dots + \frac{1}{v^2} + \dots = \frac{\pi^2}{8} - 1.$$

La relación de las pérdidas en la sección considerada a las pérdidas en la misma en el caso de corriente continua I'_{cont} y cuando la máquina funciona

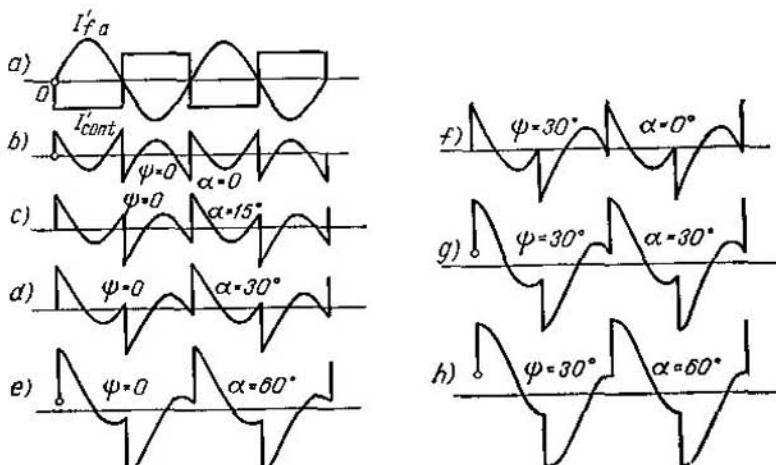


Fig. 17-4 Curvas de variación de la corriente en las secciones del devanado del inducido de un convertidor de un inducido

en el régimen de corriente continua con la misma potencia es:

$$\left(\frac{I_s}{I'_{\text{cont}}} \right)^2 = 1 + k_{ia}^2 + k_{ir}^2 - \frac{4}{\pi} \sqrt{2} (k_{ia} \cos \alpha - k_{ir} \sin \alpha). \quad (17-12)$$

El valor medio de esta relación para todo el inducido es:

$$\begin{aligned}
 k_v = \frac{m}{2\pi} & \int_{-\frac{\pi}{m}}^{+\frac{\pi}{m}} \left(\frac{I_s}{I_{\text{cont}}} \right)^2 d\alpha = 1 + k_{ia}^2 + k_{ir}^2 - \\
 & - \frac{m}{2\pi} \frac{4}{\pi} \sqrt{2} \int_{-\frac{\pi}{m}}^{+\frac{\pi}{m}} (k_{ia} \cos \alpha - k_{ir} \sin \alpha) d\alpha = \\
 & = 1 + k_{ia}^2 + k_{ir}^2 - \frac{4 \sqrt{2} m k_{ia}}{\pi^2} \sin \frac{\pi}{m}. \quad (17-13)
 \end{aligned}$$

Para el caso examinado de campo sinusoidal los valores de los coeficientes k_{ia} y k_{ir} vienen dados por las fórmulas (17-4) y (17-5) y en este caso

$$\begin{aligned}
 k_v = 1 + k_{ia}^2 + k_{ir}^2 - \frac{16}{\pi^2} & = 1 - \frac{16}{\pi^2} + k_{ia}^2 (1 + \operatorname{tg}^2 \psi) = \\
 & = 1 - \frac{16}{\pi^2} + \frac{k_{ia}^2}{\cos^2 \psi} = 1 - \frac{16}{\pi^2} + \frac{8}{m^2 \sin^2 \frac{\pi}{m} \cos^2 \psi}. \quad (17-14)
 \end{aligned}$$

Si se designa la resistencia del devanado de inducido de corriente continua por r_a , entonces las pérdidas en el inducido del convertidor serán:

$$P_{m,i} = k_v I_{\text{cont}}^2 r_a. \quad (17-15)$$

Si se considera que las pérdidas en el inducido del convertidor con un inducido pueden admitirse las mismas que en el caso cuando éste funciona como máquina de corriente continua, entonces la potencia del convertidor, o sea, la potencia transformada de corriente alterna o continua puede ser aumentada en la relación de $1/k_v^{1/2}$.

En la tabla 17-2 se dan las magnitudes de k_v y $1/k_v^{1/2}$, calculadas por la fórmula (17-14) para dos casos: $\cos \psi = 1$ y $\cos \psi = 0,9$.

De la tabla 17-2 se ve que las pérdidas en el inducido primero disminuyen notablemente con el aumento del número de fases, pero siendo $m > 6$ esta disminución comienza a decelerarse y al pasar de $m = 12$ a $m = \infty$ las pérdidas se reducen muy poco.

En el caso de corriente monofásica ($m = 2$) las pérdidas en el convertidor con un inducido son incluso mayores que en la máquina de corriente continua, por esta razón, ordinariamente el convertidor con un inducido se hace con un número de fases m no menor de tres. Los más difundidos son los convertidores con $m = 6$, puesto que el sistema de seis fases de alimentación de los convertidores con un inducido se realiza sin complicaciones constructivas algunas en los transformadores convirtiendo el sistema secundario del transformador trifásico en de seis fases (fig. 17-5).

Las pérdidas en el inducido del convertidor con un inducido aumentan al disminuir el $\cos\varphi = \cos\psi$ en el lado de corriente alterna; puesto que en este caso la onda de corriente alterna comienza a desviarse respecto de la onda de corriente continua, se

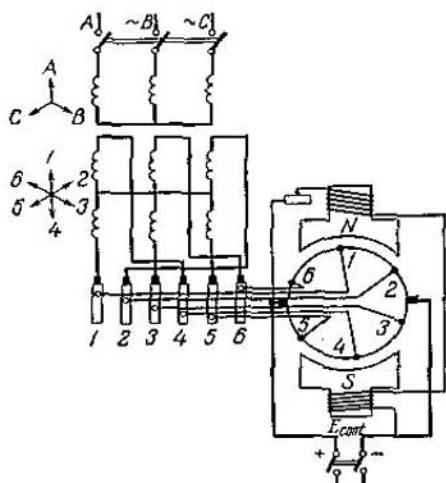


Fig. 17-5. Circuito de un convertidor de un inducido y seis fases

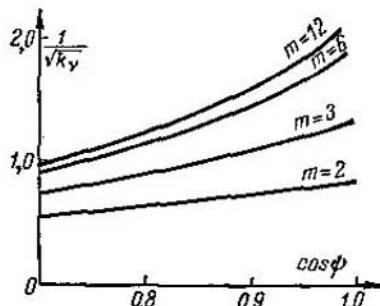


Fig. 17-6. Coeficiente de pérdidas del inducido de un convertidor de un inducido en función del factor de potencia

perturba la compensación mutua de las f.m. creadas por estas corrientes.

Tabla 17-2

m	$\cos\psi=0$		$\cos\psi=0,9$	
	k_v	$\frac{1}{V k_v}$	k_v	$\frac{1}{V k_v}$
2	1,38	0,85	1,88	0,73
3	0,567	1,33	0,87	1,07
6	0,267	1,93	0,485	1,43
12	0,207	2,2	0,42	1,54
∞	0,19	2,29	0,38	1,62

En la fig. 17-6 vienen dadas las relaciones $1/V k_v = f(\cos\psi)$ para $m=2$, $m=3$ y $m=12$.

17-5. Puesta en marcha del convertidor con un inducido

La puesta en marcha del convertidor con un inducido puede efectuarse desde una fuente de corriente continua o de corriente alterna. La puesta en marcha con corriente continua es posible en

casos muy raros, cuando se dispone de una fuente de corriente continua asegurada, por ejemplo, de una batería de acumuladores. En este caso el convertidor se pone en marcha en calidad de motor de corriente continua y se lleva hasta su velocidad sincrónica, luego de lo cual el convertidor se sincroniza y se conecta a la red de corriente alterna. Con este método de puesta en marcha el convertidor recibe siempre una polaridad correcta respecto de la red de corriente continua.

La puesta en marcha desde una fuente de corriente alterna puede efectuarse por varios procedimientos, de los cuales los principales son: a) el método de arranque asincrónico de un motor sincrónico y b) el método de motor auxiliar.

El arranque asincrónico del convertidor es el más difundido. Este método es posible en el caso de zapatas polares con jaula de ardilla, puesto que en este caso el convertidor puede desarrollar momentos de arranque y de entrada lo suficientemente grandes. El arranque se realiza a tensión reducida (hasta un 25—30% de la nominal) con el devanado de excitación cerrado por intermedio de una resistencia. Al aproximarse a su sincronismo el convertidor comienza a funcionar como motor asincrónico con un pequeño resbalamiento, con la particularidad de que la polaridad de sus escobillas varía periódicamente. Si el momento reactivo del convertidor es lo suficientemente grande para su enganche, entonces este último puede efectuarse tanto en el caso de polaridad correcta como incorrecta; en el último caso sólo hace falta cambiar el sentido de la corriente en el circuito de excitación. Si el momento reactivo no es suficiente para el enganche del convertidor, entonces hay que conectar el circuito de excitación en el instante en que el convertidor tiene polaridad correcta.

Durante el arranque con auxilio de un motor asincrónico auxiliar el número de pares de polos de este último se elige habitualmente en una unidad menor que el número de polos del convertidor. En este caso el motor auxiliar da la posibilidad de hacer pasar al convertidor por el sincronismo cuando se puede realizar la sincronización conectando el convertidor al circuito de corriente alterna.

17-6. Regulación de la tensión del convertidor con un inducido

El convertidor con un inducido, a causa de la compensación mutua de las f.m. de corriente continua y alterna y correspondientemente de la pequeña reacción del inducido, tiene una caída inductiva de tensión muy pequeña. Puesto que al mismo tiempo tiene pérdidas eléctricas en el inducido muy reducidas, la caída óhmica de tensión en el devanado del inducido también resulta muy pequeña. Por esta razón, la caída resultante de tensión en el convertidor con un inducido, a causa de los motivos indicados, constituye sólo un 2—5% de la tensión nominal.

El convertidor con un inducido, como se ve de la ecuación (17-2), tiene una relación bastante rigurosa entre las tensiones de corriente continua y alterna. Si la tensión de corriente alterna es constante $E_1 \approx U_1 = \text{const}$, la tensión de corriente continua $U_{\text{cont}} \approx E_{\text{cont}}$ es completamente determinada y su regulación requiere dispositivos auxiliares, ya que la variación de la excitación influirá solamente en la magnitud de la componente reactiva de corriente alterna, mientras que el flujo resultante Φ del convertidor, para $U_{\text{cont}} \approx \text{const}$, prácticamente permanecerá también constante. De esto

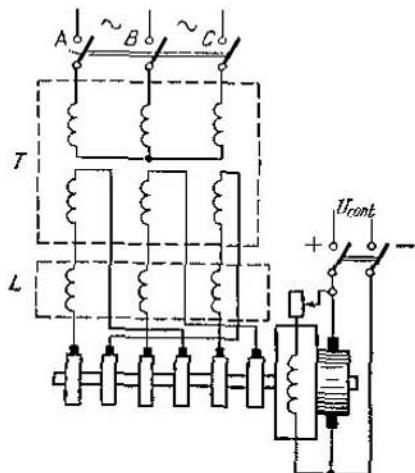


Fig. 17-7. Regulación de la tensión de un convertidor de un inducido con auxilio de una bobina de choque

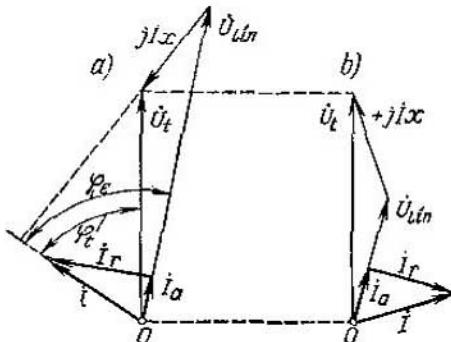


Fig. 17-8. Diagrama de tensiones de un convertidor de un inducido en el caso de funcionamiento con avance de la corriente (a) y con retraso (b)

se desprende que para la variación de la tensión de corriente alterna hay que variar la tensión en los anillos de colector; por eso para la tensión dada en la red $U_1 = \text{const}$ es necesario insertar entre la red y los anillos de colector un dispositivo especial auxiliar que disminuya o aumente la tensión de la red. Tales dispositivos pueden ser: un regulador de inducción (véase el § 18-6), una bobina de choque o una máquina elevadora de tensión. Los dos primeros de éstos se acoplan a la parte de corriente alterna, y el último, tanto al lado de corriente continua, como de corriente alterna en dependencia de si este dispositivo representa una máquina de corriente continua o alterna. El devanado (o devanados) del inducido de la máquina elevadora de tensión se conecta con la red en serie mientras que el inducido puede ser instalado en el árbol del convertidor con un inducido.

El regulador de inducción permite obtener una regulación considerable, hasta un 30% y más de la tensión nominal.

Se puede obtener uno de los procedimientos más simples de regulación de la tensión del convertidor insertando una bobina de choque L entre el devanado secundario del transformador T y los anillos de colector (fig. 17-7), pero este método permite obtener unos márgenes de regulación relativamente limitados que no sobrepasan de un $\pm 7,5\%$.

Este método se basa en el principio de que el convertidor con un inducido, que funciona con respecto de la red de corriente alterna en el régimen de motor sincrónico, tendrá en el caso de tensión constante y excitación variable distinta magnitud del flujo resultante, la variación del cual dependerá de la magnitud de la inductancia x . Esta inductancia puede representar tanto la inductancia propia de dispersión de sus devanados, como la inductancia exterior. Durante la sobreexcitación el convertidor funcionará con corriente en adelanto de fase, y la tensión en sus anillos U_1 , como se ve del diagrama de tensiones en la fig. 17-8, se elevará y, correspondientemente, se elevará la tensión en el lado de corriente continua.

En el caso de subexcitación del convertidor, éste funcionará con corriente en retraso de fase, la tensión U_1 , como se ve en el diagrama de la fig. 17-8, b, bajará y, correspondientemente, bajará también la tensión U_{cont} . Hay que señalar que en vez de emplear una bobina de choque especial se puede hacer el transformador, que alimenta al convertidor, con un valor elevado de la inductancia, como resultado de lo cual a tensión constante en el devanado primario del transformador se puede regular la tensión variando su excitación.

17-7. Oscilaciones del convertidor con un inducido

El convertidor con un inducido, que funciona con respecto de la red de corriente alterna en el régimen de motor sincrónico, puede tener, así como este último, oscilaciones forzadas y propias. Las oscilaciones forzadas surgen en el caso cuando el generador sincrónico, que alimenta al convertidor, tiene oscilaciones de la velocidad del generador rotatorio, provocadas por el momento irregular del motor primario. Las oscilaciones libres pueden surgir en el caso de variación del régimen de funcionamiento del convertidor bajo la influencia de los saltos de carga y los cortocircuitos.

Los convertidores con un inducido van dotados frecuentemente de devanados amortiguadores, colocados en las zapatas polares de los polos principales y que actúan en calidad de amortiguadores de las oscilaciones, gracias a lo cual habitualmente no se observan oscilaciones forzadas. Las oscilaciones libres que surgen durante los cortocircuitos pueden llevar a la desincronización del convertidor, pero empleando interruptores rápidos la desconexión del cortocircuito sucede antes que el ángulo de retraso del vector de f.e.m., inducida por el flujo de excitación, respecto del vector de tensión

de la red alcance 180° . Una vez desconectado el cortocircuito el inducido, bajo la acción del devanado amortiguador, adquiere de nuevo rápidamente su velocidad normal de rotación.

17-8. Aplicación del convertidor con un inducido

Los convertidores con un inducido se cumplían para la frecuencia de $f=50$ Hz con una potencia de hasta 5000 kW y disfrutaban de amplia aplicación para la transformación de la corriente alterna en continua, particularmente en la tracción eléctrica, pero en la actualidad han sido suplantados en esta rama por el rectificador a arco de mercurio que es más barato y económico. No obstante, para la tensión de 220 V y más baja el convertidor con un inducido es más económico que el rectificador a arco de mercurio, por eso hoy día tiene también aplicación en instalaciones especiales. Para potencias pequeñas el convertidor con un inducido se fabrica con frecuencia sin transformador de alimentación con devanados de corriente alterna y continua independientes en el inducido, con el fin de poder establecer cualesquiera relaciones entre las tensiones de corriente continua y de corriente alterna.

Las máquinas con devanados independientes (interrumpidos) se usan también en calidad de generadores de corriente doble: continua y alterna. En este caso se ponen en rotación con ayuda de motores primarios de uno u otro género, con más frecuencia con ayuda de motores de combustión interna. De semejante tipo constructivo se fabrican también los generadores sincrónicos de pequeña potencia, en los cuales el devanado de inducido de corriente continua se utiliza para la alimentación del devanado de excitación, y de este modo ya no es necesario un excitador separado.