

Modelos Reducidos

2.1. Introducción

A lo largo de los años se ha prestado una considerable atención al desarrollo de modelos simplificados que conduzcan a una correcta predicción de ciertas variables de las máquinas eléctricas para fuertes variaciones en las condiciones de funcionamiento.

En particular es bastante común despreciar los transitorios eléctricos en las ecuaciones de tensión del estátor de todas las máquinas y en las ecuaciones de tensión de todos los componentes del sistema de potencia conectados al estátor (transformadores, líneas de transmisión, etc.). Resulta muy económico en términos computacionales considerar la representación estática de toda la parte correspondiente a la alimentación.

Algunos autores han establecido ecuaciones de orden reducido sin despreciar la influencia de los transitorios eléctricos del estátor y considerando despreciables otras variables de la máquina o combinaciones de las mismas.

En todos los casos se va a considerar que el sistema de alimentación es equilibrado, si bien podrá variar tanto en amplitud como en frecuencia.

2.2. Modelo de quinto orden.

Krause en [1] expone las ecuaciones del modelo de quinto orden expresadas en ejes q-d. Las ecuaciones de tensión en una referencia arbitraria, omitiendo las magnitudes 0 (alimentación con un sistema equilibrado de tensiones o sin neutro), son:

$$v_{qs} = r_s \cdot i_{qs} + \frac{\omega}{\omega_b} \cdot \psi_{ds} + \frac{p}{\omega_b} \psi_{qs} \quad (2.1)$$

$$v_{ds} = r_s \cdot i_{ds} - \frac{\omega}{\omega_b} \cdot \psi_{qs} + \frac{p}{\omega_b} \psi_{ds} \quad (2.2)$$

$$v'_{qr} = r'_r \cdot i'_{qr} + \left(\frac{\omega - \omega_r}{\omega_b} \right) \cdot \psi'_{dr} + \frac{p}{\omega_b} \psi'_{qr} \quad (2.3)$$

$$v'_{dr} = r'_r \cdot i'_{dr} - \left(\frac{\omega - \omega_r}{\omega_b} \right) \cdot \psi'_{qr} + \frac{p}{\omega_b} \psi'_{dr} \quad (2.4)$$

Siendo las concatenaciones de flujo por segundo (producto de la pulsación eléctrica base por el flujo concatenado, $\Psi = \omega_b \lambda$):

$$\psi_{qs} = X_{ls} i_{qs} + X_M (i_{qs} + i'_{qr}) \quad (2.5)$$

$$\psi_{ds} = X_{ls} i_{ds} + X_M (i_{ds} + i'_{dr}) \quad (2.6)$$

$$\psi'_{qr} = X'_{lr} i'_{qr} + X_M (i_{qs} + i'_{qr}) \quad (2.7)$$

$$\psi'_{dr} = X'_{lr} i'_{dr} + X_M (i_{ds} + i'_{dr}) \quad (2.8)$$

Si se utiliza notación matricial, resulta:

$$\begin{bmatrix} v_{qs} \\ v_{ds} \\ v'_{qr} \\ v'_{dr} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_s + \frac{p}{\omega_b} X_{ss} & \frac{\omega}{\omega_b} X_{ss} & \frac{p}{\omega_b} X_M & \frac{\omega}{\omega_b} X_M \\ -\frac{\omega}{\omega_b} X_{ss} & r_s + \frac{p}{\omega_b} X_{ss} & -\frac{\omega}{\omega_b} X_M & \frac{p}{\omega_b} X_M \\ \frac{p}{\omega_b} X_M & \frac{\omega - \omega_r}{\omega_b} X_M & r'_r + \frac{p}{\omega_b} X'_{rr} & \frac{\omega - \omega_r}{\omega_b} X'_{rr} \\ -\frac{\omega - \omega_r}{\omega_b} X_M & \frac{p}{\omega_b} X_M & -\frac{\omega - \omega_r}{\omega_b} X'_{rr} & r'_r + \frac{p}{\omega_b} X'_{rr} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{qs} \\ i_{ds} \\ i'_{qr} \\ i'_{dr} \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

siendo:

$$X_{ss} = X_{ls} + X_M$$

$$X'_{rr} = X'_{lr} + X_M$$

Como puede verse, cuando se utilizan las intensidades como variables de estado, en cada ecuación aparecen dos derivadas.

Si se utilizan las concatenaciones de flujo por segundo como variables de estado, es preciso primero expresar las intensidades en función de las concatenaciones de flujo por segundo, con lo que resulta:

$$\begin{bmatrix} i_{qs} \\ i_{ds} \\ i'_{qr} \\ i'_{dr} \end{bmatrix} = \frac{1}{D} \begin{bmatrix} X'_{rr} & 0 & -X_M & 0 \\ 0 & X'_{rr} & 0 & -X_M \\ -X_M & 0 & X_{ss} & 0 \\ 0 & -X_M & 0 & X_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_{qs} \\ \psi_{ds} \\ \psi'_{qr} \\ \psi'_{dr} \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

siendo:

$$D = X_{ss} X'_{rr} + X_M^2$$

Sustituyendo en la ecuación de tensión, resulta:

$$\begin{bmatrix} v_{qs} \\ v_{ds} \\ v_{qr} \\ v_{dr} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{r_s X'_{rr}}{D} & \frac{\omega_e}{\omega_b} & \frac{r_s X_M}{D} & 0 \\ -\frac{\omega_e}{\omega_b} & \frac{r_s X'_{rr}}{D} & 0 & -\frac{r_s X_M}{D} \\ -\frac{r'_r X_M}{D} & 0 & \frac{r'_r X_{ss} + p}{D} & \frac{\omega - \omega_r}{\omega_b} \\ 0 & \frac{r'_r X_M}{D} & -\frac{\omega - \omega_r}{\omega_b} & \frac{r'_r X_{ss} + p}{D} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_{qs} \\ \psi_{ds} \\ \psi_{qr} \\ \psi_{dr} \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

siendo:

$$D = X_{ss} X'_{rr} + X_M^2$$

En este caso, en cada ecuación aparece solo una derivada, lo que simplifica el tratamiento numérico.

Para completar el modelo es preciso añadir a las cuatro ecuaciones eléctricas la segunda ecuación de Newton. Es decir, la ecuación de equilibrio de pares en el eje, normalizada (en p.u.) y en unidades del Sistema Internacional:

$$T_e = T_L + B \frac{\omega_r}{\omega_b} + 2Hp \frac{\omega_r}{\omega_b} \quad (2.12)$$

Siendo H , la constante de inercia, que se expresa en segundos (s):

$$H = \frac{1}{2} \frac{2}{P} \frac{J \omega_b}{T_B} = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{P} \right)^2 \frac{J \omega_b^2}{P_B} \quad (2.13)$$

$$T_e = J \frac{2}{P} p \omega_r + T_L + B \frac{2}{P} \omega_r \quad (2.14)$$

El par electromagnético interno puede calcularse, en función de las intensidades, de los flujos o de las concatenaciones de flujo, mediante las expresiones:

$$T_e = \frac{3}{2} \frac{P}{2} M (i_{qs} i'_{dr} - i_{ds} i'_{qr}) \quad (2.15)$$

siendo:

$$M = L_M = \frac{3}{2} L_{ms}$$

$$T_e = \frac{3}{2} \frac{P}{2} (\lambda'_{qr} i'_{dr} - \lambda'_{dr} i'_{qr}) = \frac{3}{2} \frac{P}{2} (\lambda_{ds} i_{qs} - \lambda_{qs} i_{ds})$$

$$T_e = \frac{3}{2} \frac{P}{2} \frac{1}{\omega_B} (\psi'_{qr} i'_{dr} - \psi'_{dr} i'_{qr}) = \frac{3}{2} \frac{P}{2} \frac{1}{\omega_B} (\psi_{ds} i_{qs} - \psi_{qs} i_{ds}) = \frac{3}{2} \frac{P}{2} \frac{X_M}{D \omega_B} (\psi_{qs} \psi'_{dr} - \psi'_{qr} \psi_{ds})$$

Normalizando las magnitudes, o expresándolas en p.u.:

$$T_e = X_M (i_{qs} i'_{dr} - i_{ds} i'_{qr}) \quad (2.16)$$

Expresándolas en función de los flujos

$$T_e = \left(\frac{3}{2}\right) \left(\frac{P}{2}\right) \left(\frac{X_M}{D \omega_b}\right) (\psi_{qs} \psi'_{dr} - \psi'_{qr} \psi_{ds}) \quad (2.17)$$

Pekik Argo Dahono and Qamaruzzaman en [2] plantean las ecuaciones de una forma más compacta, expresada en por unidad, referidas a un sistema de referencia síncrono de ejes q y d y suponiendo que rotor es de jaula de ardilla. Las ecuaciones son:

$$\frac{p}{\omega_b} \psi_{qs} = v_{qs} - a_1 \psi_{qs} - \omega_{eu} \psi_{ds} + a_2 \psi_{qr} \quad (2.18)$$

$$\frac{p}{\omega_b} \psi_{ds} = v_{ds} - a_1 \psi_{ds} + \omega_{eu} \psi_{qs} + a_2 \psi_{dr} \quad (2.19)$$

$$\frac{p}{\omega_b} \psi_{qr} = a_3 \psi_{qs} - a_4 \psi_{qr} + \omega_{slu} \psi_{dr} \quad (2.20)$$

$$\frac{p}{\omega_b} \psi_{dr} = a_3 \psi_{ds} - a_4 \psi_{dr} + \omega_{slu} \psi_{qr} \quad (2.21)$$

$$\frac{p}{\omega_b} \omega_{ru} = \frac{1}{2H \omega_b} \left[\frac{X_m}{D} (\psi_{qs} \psi_{dr} - \psi_{ds} \psi_{qr}) - T_L \right] \quad (2.22)$$

Donde:

$$a_1 = \frac{r_s x_{rr}}{D}, a_2 = \frac{r_s x_m}{D}, a_3 = \frac{r_r x_m}{D}, a_4 = \frac{r_r x_{ss}}{D} \quad (2.23)$$

$$\omega_{eu} = \frac{\omega_e}{\omega_b}, \omega_{slu} = \frac{\omega_e - \omega_r}{\omega_b}, \omega_{ru} = \frac{\omega_e}{\omega_b} \quad (2.24)$$

$$D = X_{ss} X_{rr} - X_m^2 \quad (2.25)$$

$$X_{ss} = X_{ls} + X_m \quad (2.26)$$

$$X_{rr} = X_{lr} + X_m \quad (2.27)$$

Siendo:

X_{ls}, X_{lr} : Reactancias de dispersión del estator y rotor respectivamente.

X_m : Reactancia mutua entre estator y rotor.

r_s, r_r : Resistencia del devanado del rotor y estator.

ω_e Velocidad angular de sincronismo.

ω_r Velocidad angular del rotor.

ω_b Velocidad angular base.

2.3. Modelo de tercer orden.

El método estándar de reducción del modelo completo de la máquina de inducción consiste en despreciar los transitorios eléctricos en el estator. El hecho de que las variables del estator cambien mucho más rápido que en el rotor, es el argumento principal para justificar esta simplificación. Sin embargo, la realidad es que las variables del rotor comienzan a cambiar antes de que el transitorio en estator desaparezca completamente.

Es posible mejorar el modelo aproximado de tercer orden despreciando en vez de los transitorios en los flujos estatóricos, los transitorios en la inductancia de dispersión.

2.3.1. Modelo de tercer orden clásico

El modelo estándar de tercer orden se obtiene despreciando los transitorios del estator en (2.18) y (2.19), es decir, eliminando las variaciones de flujo estatórico en estas ecuaciones. De este modo se obtiene:

$$\psi_{qs} = \frac{a_1 v_{qs} - \omega_{eu} v_{ds} + a_1 a_2 \psi_{qr} - a_2 \omega_{eu} \psi_{dr}}{a_1^2 + \omega_{eu}^2} \quad (2.28)$$

$$\psi_{ds} = \frac{a_1 v_{ds} + \omega_{eu} v_{qs} + a_1 a_2 \psi_{dr} + a_2 \omega_{eu} \psi_{qr}}{a_1^2 + \omega_{eu}^2} \quad (2.29)$$

Estas ecuaciones junto con (2.20), (2.21) y (2.22) constituiría el sistema completo de ecuaciones para el modelo clásico de tercer orden.

2.3.2. Modelo de tercer orden mejorado

El modelo de tercer orden estándar desprecia tanto el flujo de dispersión como el flujo mutuo del estator. Pero dado que la inductancia mutua es mucho mayor que la inductancia de dispersión, los cambios en el flujo mutuo son mucho más lentos que los cambios en el flujo de dispersión.

Por lo tanto expresando el modelo de quinto orden de modo que se distingan el flujo estatístico debidos a la dispersión y el flujo estatístico debido a la inducción mutua. Usando las siguientes relaciones resulta:

$$L_l = L_{ls} + \alpha L_{lr} \quad (2.30)$$

$$L_M = \alpha L_m \quad (2.31)$$

$$R_r = \alpha^2 r_r \quad (2.32)$$

Donde

$$\alpha = \frac{L_m}{L_m + L_{lr}} \quad (2.33)$$

Sustituyendo las expresiones anteriores en las ecuaciones del modelo de quinto orden se obtiene:

$$\frac{p}{\omega_b} \psi_{qs} = v_{qs} - a'_1 \psi_{qs} - \omega_{eu} \psi_{ds} + a'_2 \psi_{qM} \quad (2.34)$$

$$\frac{p}{\omega_b} \psi_{ds} = v_{ds} - a'_1 \psi_{ds} + \omega_{eu} \psi_{qs} + a'_2 \psi_{dM} \quad (2.35)$$

$$\frac{p}{\omega_b} \psi_{qM} = a'_3 \psi_{qs} - a'_4 \psi_{qM} - \omega_{slu} \psi_{dM} \quad (2.36)$$

$$\frac{p}{\omega_b} \psi_{dM} = a'_3 \psi_{ds} - a'_4 \psi_{dM} + \omega_{slu} \psi_{qM} \quad (2.37)$$

$$\frac{p}{\omega_b} \omega_{ru} = \frac{1}{2H\omega_b} \left[\frac{X_m}{D} (\psi_{qs} \psi_{dM} - \psi_{ds} \psi_{qM}) - T_L \right] \quad (2.38)$$

Donde:

$$a'_1 = \frac{r_s X_M}{D}, \quad a'_2 = \frac{r_s X_M}{D}, \quad a'_3 = \frac{R_r X_M}{D}, \quad a'_4 = \frac{R_r X_{ss}}{D} \quad (2.39)$$

$$D = X_{ss} X_M - X_M^2; \quad X_{ss} = X_l + X_M$$

Separando el flujo estatístico en una componente de dispersión y otra mutua resulta:

$$\psi_{qs} = \psi_{ql} + \psi_{qM} \quad (2.40)$$

$$\psi_{ds} = \psi_{dl} + \psi_{dM} \quad (2.41)$$

Sustituyendo en (2.34) y (2.35) y despreciando las variaciones de flujo de dispersión se obtiene:

$$\frac{p}{\omega_b} \psi_{qM} = v_{qs} - a'_1 \psi_{qs} - \omega_{eu} \psi_{ds} + a'_2 \psi_{qM} \quad (2.42)$$

$$\frac{p}{\omega_b} \psi_{dM} = v_{ds} - a'_1 \psi_{ds} + \omega_{eu} \psi_{qs} + a'_2 \psi_{dM} \quad (2.43)$$

Basándonos en las ecuaciones (2.36)-(2.37) y (2.42)-(2.43), el flujo estatístico se puede calcular con las siguientes expresiones algebraicas:

$$\begin{aligned} \psi_{qs} = & \frac{a'_1 + a'_3}{D_m} v_{qs} - \frac{\omega_{eu}}{D_m} v_{ds} + \frac{(a'_1 + a'_3)(a'_2 + a'_4) + \omega_{eu} \omega_{slu}}{D_m} \psi_{qM} \\ & - \frac{(a'_2 + a'_4) \omega_{eu} - (a'_1 + a'_3) \omega_{slu}}{D_m} \psi_{dM} \end{aligned} \quad (2.44)$$

$$\begin{aligned} \psi_{ds} = & \frac{a'_1 + a'_3}{D_m} v_{qs} + \frac{\omega_{eu}}{D_m} v_{qs} + \frac{(a'_1 + a'_3)(a'_2 + a'_4) + \omega_{eu} \omega_{slu}}{D_m} \psi_{dM} \\ & - \frac{(a'_2 + a'_4) \omega_{eu} - (a'_1 + a'_3) \omega_{slu}}{D_m} \psi_{qM} \end{aligned} \quad (2.45)$$

Donde:

$$D_m = (a'_1 + a'_3)^2 - \omega_{eu}^2 \quad (2.46)$$

2.4. Modelo de segundo Orden Richards y Tan

Gill Richards y Owen Tan en [3] y [4] proponen una simplificación adicional del modelo de tercer orden que daría como resultado un modelo más sencillo. En el desarrollo del modelo reducido de segundo orden, la variación del flujo en el entrehierro con respecto a la velocidad síncrona puede despreciar. Suponiendo que en cualquier momento la relación ψ'_{dr}/ψ'_{qr} sólo depende del valor del deslizamiento instantáneo, las ecuaciones pueden desarrollarse como sigue. Así que el flujo concatenado resultante del devanado del rotor es:

$$\psi'_r = \sqrt{\psi'^2_{dr} + \psi'^2_{qr}} \quad (2-16)$$

siendo su derivada:

$$p\psi'_r = \left(\psi'_{dr}/\psi'_{qr}\right) p\psi'_{dr} + \left(\psi'_{qr}/\psi'_r\right) p\psi'_{qr} \quad (2.17)$$

Las relaciones ψ'_{dr}/ψ'_r y ψ'_{qr}/ψ'_r se obtienen dividiendo los valores de los flujos rotóricos en estado estacionario (ecuaciones de primer orden) por ψ'_r .

$$\frac{\psi'_{dr}}{\psi'_r} = \frac{\beta v_{qs} + \alpha v_{ds}}{\left[(\alpha^2 + \beta^2)(v_{qs}^2 + v_{ds}^2)\right]^{1/2}} \quad (2.18)$$

$$\frac{\psi'_{qr}}{\psi'_r} = \frac{\beta v_{qs} - \alpha v_{ds}}{\left[(\alpha^2 + \beta^2)(v_{qs}^2 + v_{ds}^2)\right]^{1/2}} \quad (2.19)$$

donde:

$$\alpha = a_1 a_3 \left[a_4 \left(a_1^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_b} \right)^2 \right) - a_1 a_2 a_3 \right] - \quad (2.20)$$

$$a_3 \frac{\omega}{\omega_b} \left[a_2 a_3 \frac{\omega}{\omega_b} + \frac{(\omega - \omega_r)}{\omega_b} \left(a_1^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_b} \right)^2 \right) \right]$$

$$\beta = a_3 \frac{\omega}{\omega_b} \left[a_4 \left(a_1^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_b} \right)^2 \right) - a_1 a_2 a_3 \right] - \quad (2.21)$$

$$a_1 a_3 \left[a_2 a_3 \frac{\omega}{\omega_b} + \frac{(\omega - \omega_r)}{\omega_b} \left(a_1^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_b} \right)^2 \right) \right]$$

Sustituyendo las derivadas de los flujos rotóricos (2.3) y (2.4), y las relaciones ψ'_{dr}/ψ'_r y ψ'_{qr}/ψ'_r en las ecuaciones (2.17) y (2.5), esta última la expresión del par, se tiene el modelo de segundo orden:

$$\begin{aligned}
 p\psi'_r = & \left(\frac{a_1 a_3}{a_1^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_b}\right)^2} v_{qs} - \frac{a_3 \frac{\omega}{\omega_b}}{a_1^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_b}\right)^2} v_{ds} \right) \begin{pmatrix} \psi'_{qr} \\ \psi'_r \end{pmatrix} + \\
 & \left(\frac{a_3 \frac{\omega}{\omega_b}}{a_1^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_b}\right)^2} v_{qs} - \frac{a_1 a_3}{a_1^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_b}\right)^2} v_{ds} \right) \begin{pmatrix} \psi'_{dr} \\ \psi'_r \end{pmatrix} + \\
 & \left(\frac{a_2 a_3 \frac{\omega}{\omega_b} + \frac{\omega - \omega_r}{\omega_b}}{a_1^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_b}\right)^2} \right) \psi'_r
 \end{aligned} \tag{2.22}$$

$$\begin{aligned}
 T_e = & \left(\frac{3}{2}\right) \left(\frac{p}{2}\right) \left(\frac{X_m}{D\omega_b}\right) \frac{1}{a_1^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_b}\right)^2} \left[\left(a_1 v_{qs} - \frac{\omega}{\omega_b} v_{ds} \right) \begin{pmatrix} \psi'_{dr} \\ \psi'_r \end{pmatrix} - \right. \\
 & \left. \left(\frac{\omega}{\omega_b} v_{qs} + a_1 v_{ds} \right) \begin{pmatrix} \psi'_{qr} \\ \psi'_r \end{pmatrix} - a_2 \frac{\omega}{\omega_b} \psi'_r \right] \psi'_r
 \end{aligned} \tag{2.23}$$

Una vez resueltas las ecuaciones anteriores los flujos estáticos se calculan de (2.1) y (2.2), y los flujos rotóricos de (2.18) y (2.19).

2.5. Modelo de primer orden clásico.

Este modelo suele dar buenos resultados para estudiar pequeñas perturbaciones. Para el caso de arranques o cortocircuitos los resultados son bastante diferentes de los generados por el modelo completo de quinto orden.

Es posible, a partir de la ecuación del modelo de tercer orden clásico, ir un paso más allá y considerar despreciables las derivadas del flujo del rotor, considerando

que no tienen influencia en la ecuación. En ese caso haciendo $\dot{\psi}_{qr} = 0$; $\dot{\psi}_{dr} = 0$ en (2.20) y en (2.21) resulta:

$$a_3\psi_{qs} - a_4\psi_{qr} + \omega_{slu}\psi_{dr} = 0 \quad (2.47)$$

$$a_3\psi_{ds} - a_4\psi_{dr} + \omega_{slu}\psi_{qr} = 0 \quad (2.48)$$

Siendo
$$\psi_{qs} = \frac{a_1v_{qs} - \omega_{eu}v_{ds} + a_1a_2\psi_{qr} - a_2\omega_{eu}\psi_{dr}}{a_1^2 + \omega_{eu}^2} \quad y$$

$$\psi_{ds} = \frac{a_1v_{ds} + \omega_{eu}v_{qs} + a_1a_2\psi_{dr} + a_2\omega_{eu}\psi_{qr}}{a_1^2 + \omega_{eu}^2}$$

Combinando (2.47) y (2.48) con ψ_{ds} y ψ_{qs} se obtiene la siguiente ecuación.

$$A \cdot \psi_{qdr} + B \cdot v_{qds} = 0 \quad (2.49)$$

Donde:

$$A = \begin{bmatrix} a_1a_2a_3 - a_4(a_1^2 + \omega_{eu}^2) & -a_2a_3\omega_{eu} + (a_1^2 + \omega_{eu}^2)\omega_{slu} \\ a_2a_3\omega_{eu} + (a_1^2 + \omega_{eu}^2)\omega_{slu} & a_1a_2a_3 - a_4(a_1^2 + \omega_{eu}^2) \end{bmatrix} \quad (2.50)$$

$$B = \begin{bmatrix} a_1a_3 & -\omega_{eu}a_3 \\ \omega_{eu}a_3 & a_1a_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_1a_2a_3 - a_4(a_1^2 + \omega_{eu}^2) & -a_2a_3\omega_{eu} + (a_1^2 + \omega_{eu}^2)\omega_{slu} \\ a_2a_3\omega_{eu} + (a_1^2 + \omega_{eu}^2)\omega_{slu} & a_1a_2a_3 - a_4(a_1^2 + \omega_{eu}^2) \end{bmatrix} \quad (2.51)$$

Despejando el flujo resulta:

$$\psi_{qdr} = A^{-1}B \cdot v_{qds} \quad (2.52)$$

La ecuación (2.52) junto con la ecuación de par (2.22) y (2.28)-(2.29) constituirían el sistema de primer orden.

2.6. Respuesta de gran amplitud obtenida con modelos reducidos de máquinas de inducción.

Es instructivo comparar la respuesta transitoria de gran amplitud de una máquina de inducción obtenida con los modelos de quinto orden y el modelo reducido. El interés se centra en la respuesta obtenida con el modelo reducido obtenido al desprestigiar los transitorios eléctricos de los circuitos estáticos. La comparación con los resultados del modelo de quinto orden pondrá de manifiesto la capacidad de los modelos reducidos para representar la dinámica del sistema.

2.6.1. Modelo clásico de tercer orden

En la Fig. 2.6.1. se muestra el par eléctrico para diversas máquinas durante el arranque. Debido a que se han despreciado los transitorios eléctricos del estator en el modelo de tercer orden, se ve claramente cómo este no sobre oscila sobre el permanente cuando el par se encuentra próximo a su valor final.

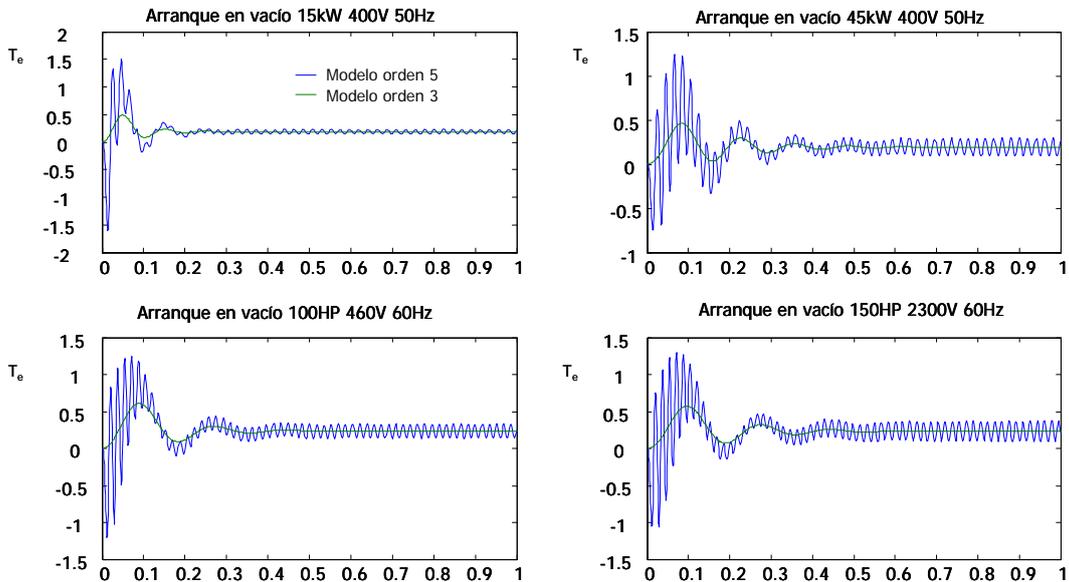


Figura 2.6.1. Comparativa modelo de tercer orden clásico. Par electromagnético.

2.6.2. Modelo de primer y segundo orden

En el modelo de segundo orden se ha reducido el orden del sistema de ecuaciones diferenciales, pasando de un orden tres a un orden dos. En Fig. 2.6.2 se representa la evolución de la del par eléctrico durante el arranque para todos lo modelos. Se confirma que el modelo de tercer será mejor para representar transitorios rápidos como el caso del arranque como era esperado.

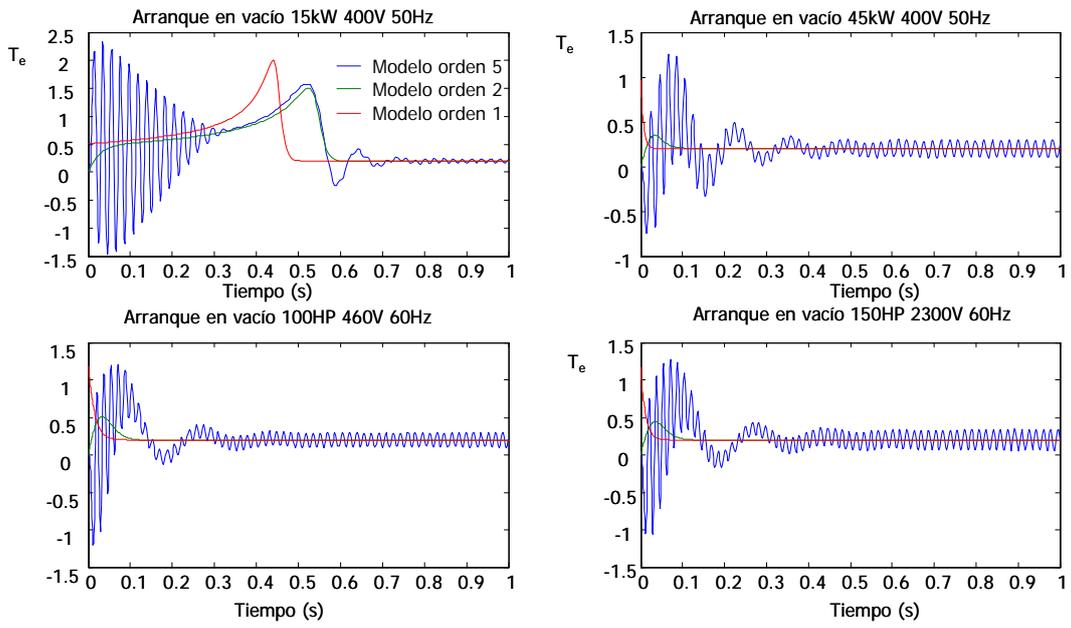


Figura 2.6.2. Comparativa modelo de tercer orden clásico. Par/velocidad