

A Figura 1 ilustra um inversor com tensão de módulo E_i e fase δ_i conectado a um barramento CA infinito com tensão de módulo E_o e fase 0° através de uma impedância de saída com módulo Z_{oi} e fase θ_i .

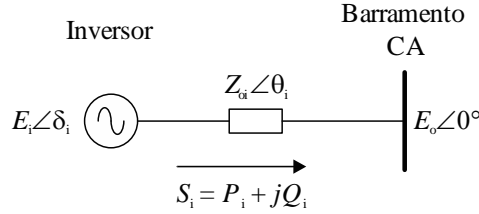


Figura 1 – Inversor conectado a um barramento CA infinito.

A potência aparente entregue pelo inversor ao barramento infinito é dada por:

$$S_i = E_o \angle 0^\circ \left(\frac{E_i \angle \delta_i - E_o \angle 0^\circ}{Z_{oi} \angle \theta_i} \right)^* \quad (1)$$

A expressão (1) pode ser escrita como:

$$S_i = E_o \left(\frac{E_i \cos(\delta_i) - E_o + jE_i \sin(\delta_i)}{Z_{oi} \cos(\theta_i) + jZ_{oi} \sin(\theta_i)} \right)^* \quad (2)$$

Separando a parte real e imaginária de (2), pode-se definir as contribuições de potência ativa e reativa do inversor para o barramento CA conforme:

$$P_i = \left(\frac{E_i E_o}{Z_{oi}} \cos(\delta_i) - \frac{E_o^2}{Z_{oi}} \right) \cos(\theta_i) + \frac{E_i E_o}{Z_{oi}} \sin(\delta_i) \sin(\theta_i), \quad (3)$$

$$Q_i = \left(\frac{E_i E_o}{Z_{oi}} \cos(\delta_i) - \frac{E_o^2}{Z_{oi}} \right) \sin(\theta_i) - \frac{E_i E_o}{Z_{oi}} \sin(\delta_i) \cos(\theta_i). \quad (4)$$

Quando a impedância de saída do inversor é resistiva, $\theta_i = 0$ e $Z_{oi} = R_{oi}$, então as expressões (3) e (4) podem ser reescritas como:

$$P_i = \frac{E_i E_o \cos(\delta_i) - E_o^2}{R_{oi}}, \quad (5)$$

$$Q_i = -\frac{E_i E_o \sin(\delta_i)}{R_{oi}}. \quad (6)$$

Pode-se observar que as potências ativa e reativa são acopladas tanto com a tensão E_i quanto com ângulo δ_i . No entanto, considerando um ângulo de defasagem pequeno ($\delta_i \approx 0$), as equações (5) e (6) podem ser simplificadas considerando-se que $\sin(\delta_i) \approx \delta_i$ e $\cos(\delta_i) \approx 1$:

$$P_i = \frac{E_i E_o - E_o^2}{R_i}, \quad (7)$$

$$Q_i = -\frac{E_i E_o \delta_i}{R_i}. \quad (8)$$

A partir de (7) e (8) percebe-se uma forte dependência de P_i com E_i , e de Q_i com δ_i , ou seja:

$$P_i \sim E_i, \quad (9)$$

$$Q_i \sim -\delta_i. \quad (10)$$

Sendo assim, as leis de controle do método *Droop* convencional para impedância de saída resistiva são dadas por:

$$E_i = E^* - n_i (P_i - P_i^*), \quad (11)$$

$$\omega_i = \omega^* + m_i (Q_i - Q_i^*). \quad (12)$$

onde E^* é tensão de referência, ω^* é a frequência angular de referência, P_i^* é a potência ativa de referência, Q_i^* é a potência reativa de referência.

Os coeficientes n_i e m_i definem a inclinação das retas de decaimento de tensão e incremento de frequência, respectivamente. Essa estratégia $P - E$ e $Q - \omega$ é ilustrada na Figura 2

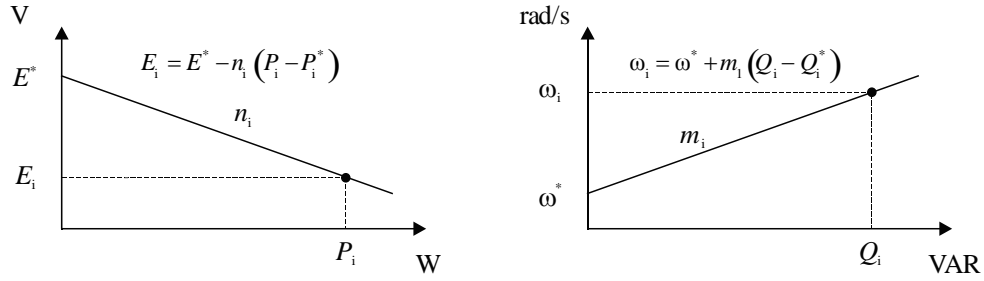


Figura 2 – Curvas $P - E$ e $Q - \omega$ para método *Droop* para impedância de saída resistiva.

O coeficiente n_i é geralmente determinado pela variação de tensão desejada para uma determinada variação de potência ativa, conforme a expressão:

$$n_i = \frac{\Delta E_i}{\Delta P_i}. \quad (13)$$

De modo semelhante, o coeficiente m_i é determinado pela variação de frequência desejada para uma determinada variação de potência reativa, de acordo com a equação:

$$m_i = \frac{\Delta \omega_i}{\Delta Q_i}. \quad (14)$$

Assumindo então que os algoritmos de cálculo de P_i e Q_i possam ser modelados por um filtro passa-baixas de primeira ordem tem-se,

$$Pf_i = \frac{\omega_{pb}}{s + \omega_{pb}} P_i, \quad (15)$$

$$Qf_i = \frac{\omega_{pb}}{s + \omega_{pb}} Q_i. \quad (16)$$

onde ω_{pb} é a frequência de corte (em radianos) do filtro passa-baixas.

De (15) e (16) pode-se ainda escrever,

$$\frac{dP f_i}{dt} = -\omega_{pb} P f_i + \omega_{pb} P_i, \quad (17)$$

$$\frac{dQ f_i}{dt} = -\omega_{pb} Q f_i + \omega_{pb} Q_i. \quad (18)$$

Sabendo ainda que o ângulo δ_i é obtido integrando-se a frequência ω_i , a partir de lei de controle (12), pode-se escrever,

$$\frac{d\delta_i}{dt} = m_i (Q f_i - Q_i^*). \quad (19)$$