

$$\frac{V_{sq HA}}{\omega_s} \lambda_{sq} + \frac{V_{sd HA}}{\omega_s} \lambda_{sd} = \frac{1}{\omega_s} P_{SHA}$$

oppure

$$(\Psi_{rq} - L_{rq} i_{rq}) \lambda_{rd} - (\Psi_{rd} - L_{rd} i_{rq}) \lambda_{rq} =$$

$$\Psi_{rq} \lambda_{rd} - \Psi_{rd} \lambda_{rq} + 0 = - \left[ \frac{V_{rd HA}}{\omega_R} \lambda_{rd} + \frac{V_{rq HA}}{\omega_R} \lambda_{rq} \right] = - \frac{1}{\omega_R} P_{RHA}$$

Potenza convertita

potenza convertita

$$P_{SHA} = \omega_s W_e = \left( \frac{P}{1-s} \right) \lambda W_e = \frac{P_c}{1-s}$$

$$P_{RHA} = - \frac{sP}{1-s} \lambda W_e = \left( - \frac{s}{1-s} \right) P_c$$

$$\Rightarrow P_c = P_{SHA} + P_{RHA}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

A regime - Velocità costante e grandezze trasformate costanti

$$T(\lambda) = \begin{bmatrix} T_p(\lambda_s) & 0 \\ 0 & T_p(\lambda_R) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{\lambda}'_s \\ \bar{\lambda}'_R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_p(\lambda_s) \bar{\lambda}'_s \\ T_p(\lambda_R) \bar{\lambda}'_R \end{bmatrix}$$

in generale grandezze sinusoidali

$$\bar{\sigma} (\tilde{\omega}_s t + \dots)$$

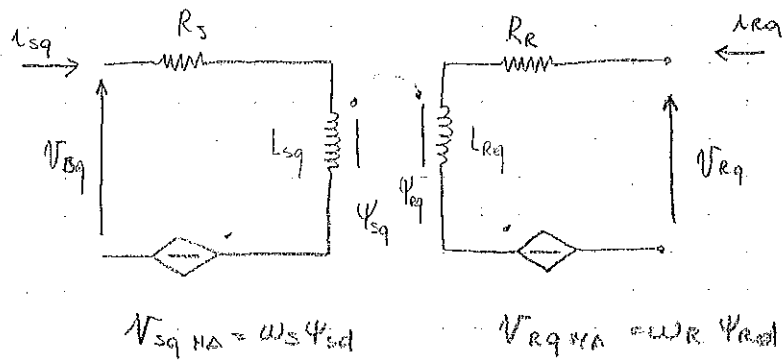
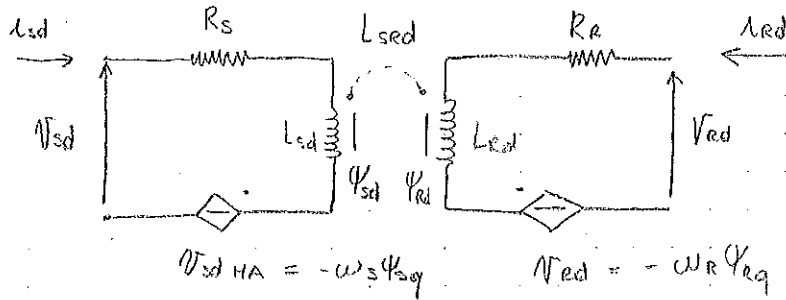
questa volta abbiamo però

$$\frac{d\lambda_s}{dt} = -\omega_s = \frac{pR}{1-s}$$

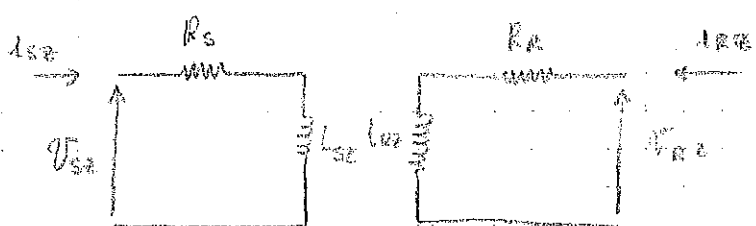
$$\frac{d\lambda_R}{dt} = \omega_R = \frac{spR}{1-s}$$

definizione di scorrimento

$$\vec{v}_e'(t) = \begin{bmatrix} R_s \hat{i}_s' \\ R_r \hat{i}_r' \end{bmatrix}$$



WWW.INGONLINE.BIZ



$$\begin{aligned} \hat{V}_s &= V_{sd} + \int V_{sq} = R_s \hat{i}_s + j R_s \hat{i}_s + L_{sd} \frac{d\hat{i}_s}{dt} + j L_{sq} \frac{d\hat{i}_s}{dt} \\ &+ L_{srd} \frac{d\hat{i}_r}{dt} + j L_{srq} \frac{d\hat{i}_r}{dt} - \omega_s \Psi_{sq} + j \omega_s \Psi_{sd} = \\ &R_s \hat{i}_s + L_{sd} \frac{d\hat{i}_s}{dt} + L_{srd} \frac{d\hat{i}_r}{dt} + j \omega_s \Psi_s \end{aligned}$$

$$\frac{\sqrt{2}}{3} \begin{bmatrix} \bar{\sigma}^T(\lambda) \\ \bar{\sigma}^T(\lambda + \frac{\pi}{2}) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \end{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{3} \begin{bmatrix} \bar{\sigma}(\lambda + \frac{\pi}{2}) & \bar{\sigma}(\lambda + \pi) & \bar{\sigma} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{"Q"}$$

$$\Rightarrow L'(x, \lambda') \begin{bmatrix} Q & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & Q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{\lambda}' & \bar{0} \\ \bar{0} & \bar{\lambda}' \end{bmatrix} =$$

$$L'(x, \lambda') \begin{bmatrix} Q \bar{\lambda}'_S & \bar{0} \\ \bar{0} & Q \bar{\lambda}'_R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_{sd} & L_{sd} \\ L_{sq} & L_{sq} \\ L_{rd} & L_{rd} \\ L_{rq} & L_{rq} \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} -L_{sq} & 0 \\ L_{sd} & 0 \\ 0 & -L_{rq} \\ 0 & L_{rd} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{L_{sd} L_{sq}}{L_{sq} L_{sd}} & -\frac{L_{rd} L_{rq}}{L_{rq} L_{rd}} \\ 0 & 0 \\ -\frac{L_{rd} L_{sq}}{L_{sq} L_{rd}} & -\frac{L_{sd} L_{rq}}{L_{rq} L_{sd}} \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\bar{v}'(t) = \bar{v}'_R(t) + \bar{v}'_E(t) = \bar{v}'_R(t) + \bar{v}'_{Ei}(t) + \bar{v}'_{EH}(t) = \bar{v}'_i(t) + \bar{v}'_{AH}(t) + \bar{v}'_{EH}(t)$$

$$\bar{v}'_L(t) = L' \frac{d\bar{\lambda}'}{dt} \quad \bar{v}'_{EH} = H' \frac{dx}{dt} \quad \bar{v}'_{AH} = A_H' \frac{\partial \bar{\lambda}}{\partial x} \quad \bar{\lambda} = \bar{p}(x)$$

$$\bar{v}'_{AH} = \bar{v}'_{EH} + \bar{v}'_{AH} = \left( H' + A_H' \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \right) \left( \frac{dx}{dt} \right)$$

Imponiamo un secondo vincolo algebrico.

$$\lambda_R(t) = s \lambda_s(t)$$

Ipotesi:  
 che varia in maniera lenta  
 costante - Suo derivato nel tempo trascurabile

$$\lambda_s - s \lambda_s = x$$

→

$$\lambda_s = \frac{x}{1-s}$$

$$\lambda_R = \frac{s x}{1-s}$$

$$= \frac{3}{2} {}^1 L_{SRP} \begin{bmatrix} c(\lambda_s - \lambda_R - x) & s(\lambda_s - \lambda_R - x) & 0 \\ -s(\lambda_s - \lambda_R - x) & c(\lambda_s - \lambda_R - x) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Scelta ottimale  $\bar{\lambda}^1 : \lambda_s - \lambda_R = x = p\delta$

Buona parte elementi fuori dalla diagonale nulli e comunque indipendenti dalla posizione (1-4 2-5)

$$\bar{\lambda}^1 = \begin{bmatrix} \bar{\lambda}_s \\ \bar{\lambda}_R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda_{sd} \\ \lambda_{sq} \\ \lambda_{sz} \\ \lambda_{rd} \\ \lambda_{rq} \\ \lambda_{rz} \end{bmatrix}$$

mutui  
accoppiam.  
fra

$$\begin{bmatrix} \lambda_{sd} - \lambda_{rd} \\ \lambda_{sq} - \lambda_{rq} \end{bmatrix}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$L_{SR}^1(x, \bar{\lambda}^1) = \frac{3}{2} {}^1 L_{SRP} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$L_{SRd} = L_{SRq} = \frac{3}{2} {}^1 L_{SRP}$$

$$L^1(x, \bar{\lambda}^1) = \begin{bmatrix} L_{sd} & 0 & 0 & L_{spd} & 0 & 0 \\ 0 & L_{sq} & 0 & 0 & L_{sq} & 0 \\ 0 & 0 & L_{sz} & 0 & 0 & 0 \\ L_{spd} & 0 & 0 & L_{rd} & 0 & 0 \\ 0 & L_{sq} & 0 & 0 & L_{rq} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & L_{rz} \end{bmatrix}$$

$$c \bar{\Psi}^1(\bar{\lambda}^1, x, \bar{\lambda}^1)$$

$$= L^1(x, \bar{\lambda}^1) \bar{\lambda}^1 =$$

$$\begin{bmatrix} L_{sd} \lambda_{sd} + L_{spd} \lambda_{rd} \\ L_{sq} \lambda_{sq} + L_{sq} \lambda_{rq} \\ L_{sz} \lambda_{sz} \\ L_{spd} \lambda_{sd} + L_{rd} \lambda_{rd} \\ L_{sq} \lambda_{sq} + L_{rq} \lambda_{rq} \\ L_{rz} \lambda_{rz} \end{bmatrix}$$

$$c \bar{H}^1(\bar{\lambda}^1, x, \bar{\lambda}^1) = \frac{\partial c \bar{\Psi}^1(\bar{\lambda}^1, x, \bar{\lambda}^1)}{\partial x} \bigg|_{(\bar{\lambda}^1, x, \bar{\lambda}^1)} =$$

1-4  
2-5

$$L_{SR}^{-1} (x, \bar{\lambda}^1) = \frac{3}{2} L_{SR} p \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\bar{\lambda}^1 = \lambda_s - \lambda_R = x$$

$\lambda_s, \lambda_R \longrightarrow$  non sono univocam. determinati dalla variabile  $x$ . La loro differenza legata posit. angolare

$$\lambda_R = s \lambda_s \quad \lambda_s (1-s) = x \quad \lambda_s = \frac{x}{1-s}$$

$$\frac{d}{dt} \lambda_s = \frac{1}{1-s} \frac{dx}{dt} = \frac{1}{1-s} p \frac{dp}{dt} = \frac{p}{1-s} r(t) = \omega_s(t)$$

se  $s$  varia lentamente

$$\lambda_R(t) = \frac{s \cancel{x}}{1-s \cancel{x}} \quad x(t) = \frac{ps}{1-s} y(t) \quad \frac{d\lambda_R}{dt} = \frac{ps}{1-s} r(t) =$$

$$\omega_R(t) = s \omega_s(t)$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$L_{SS} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} L_{sd} & 0 & 0 \\ 0 & L_{sq} & 0 \\ 0 & 0 & L_{sz} \end{bmatrix}$$

$$L_{sd} = L_{rd} = L_{sl1} - L_{sl2} + \frac{3}{2} L_{sp}$$

$$L_{sz} = L_{sl1} + 2 L_{sl2}$$

$$\begin{bmatrix} -1 \\ \lambda_s \\ -1 \\ \lambda_R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_{sd} \\ L_{sq} \\ L_{sz} \\ L_{rd} \\ L_{rq} \\ L_{rz} \end{bmatrix}$$

$$\underline{\underline{L_{RRp} = {}^0L_{Rp} \begin{bmatrix} \bar{\sigma}(0) & \bar{\sigma}(\frac{2}{3}\pi) & \bar{\sigma}(\frac{4}{3}\pi) \end{bmatrix}}}$$

$$\boxed{L_{pKh}}_{K \in \{1,3\}} = \pi l^2 N_s^2 N_R \gamma \in \cos p \begin{bmatrix} {}^1\sigma_K & {}^1\sigma_h \end{bmatrix} =$$

$$K \in \{4,0\}$$

$$= \begin{bmatrix} {}^1L_{SRp} \cos p \left( \frac{K-1}{3} \frac{2\pi}{P} - \gamma - \frac{h-4}{3} \frac{2\pi}{P} \right) \end{bmatrix}$$

FUNZIONE  
SIGMA  
x y  
columna

$${}^1L_{SRp} \cos \left( p\gamma + \frac{(h-3)-1}{3} \frac{2\pi}{P} - \frac{K-1}{3} \frac{2\pi}{P} \right)$$

$$\rightarrow \underline{\underline{L_{SRp}(\gamma)}} = {}^1L_{SRp} \begin{bmatrix} \bar{\sigma}(p\gamma) & \bar{\sigma}(p\gamma + \frac{2}{3}\pi) & \bar{\sigma}(p\gamma + \frac{4}{3}\pi) \end{bmatrix}$$

$$\boxed{L(\gamma)} = \begin{bmatrix} L_{SS} & L_{SR}(\gamma) \\ L_{RS}(\gamma) & L_{RR} \end{bmatrix}$$

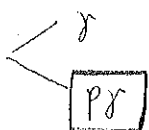
WWW.INGONLINE.BIZ

$$\underline{\underline{L_{SS}}} = \left[ (L_{SL1} - L_{SL2}) u + L_{SL2} \bar{1} \bar{1}^T \right] + {}^0L_{Sp} \begin{bmatrix} \bar{\sigma}(0) & \bar{\sigma}(\frac{2}{3}\pi) & \bar{\sigma}(\frac{4}{3}\pi) \end{bmatrix}$$

$$\underline{\underline{L_{RR}}} = \left[ (L_{RL1} - L_{RL2}) u + L_{RL2} \bar{1} \bar{1}^T \right] + {}^0L_{Rp} \begin{bmatrix} \bar{\sigma}(0) & \bar{\sigma}(\frac{2}{3}\pi) & \bar{\sigma}(\frac{4}{3}\pi) \end{bmatrix}$$

$$\underline{\underline{L_{SR}(\gamma)}} = {}^1L_{SRp} \begin{bmatrix} \bar{\sigma}(p\gamma) & \bar{\sigma}(p\gamma + \frac{2}{3}\pi) & \bar{\sigma}(p\gamma + \frac{4}{3}\pi) \end{bmatrix}$$

x =

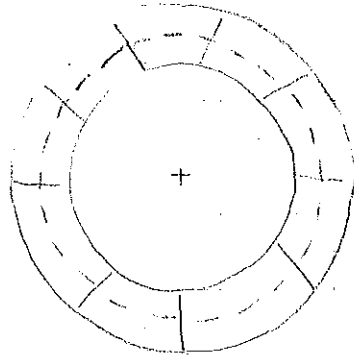


→ facciamo questa scelta

15/05/2006

Asimmetria

Modulo asimmetria a rotore doppio con statore e rotore con avvolgimenti trifase simmetrica



$$\theta_R(\beta, \gamma) = \beta$$

$$\alpha_0(\theta, \gamma) = \alpha_0(\theta, 0) + \gamma$$

Funzione derivativa con rotore indep da  $\gamma$ . Sullo statore invece dipendenza da  $\gamma$ .

$$p = \frac{2\pi}{3} \cdot \frac{1}{p}$$

one simmetrica pari  
sfasamento avvolgimenti

$$^1\alpha_k = \left[ \frac{k-1}{3} \frac{2\pi}{p} \right] \quad k = [1, \dots, 3]$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$^1\theta_k = [^1\alpha_k - \gamma] = \left[ \frac{k-1}{3} \frac{2\pi}{p} - \gamma \right]$$

$$k_{\pi} = [1, \dots, 3]$$

$$k_{rot} \quad [^1\beta_k] = \left[ \frac{k-4}{3} \frac{2\pi}{p} \right]$$

$$^1\theta_k = \left[ \frac{k-4}{3} \frac{2\pi}{p} \right]$$

$$^1N_k = \begin{cases} ^1N_s & k \in [1, \dots, 3] \\ ^1N_R & k \in [4, \dots, 6] \end{cases}$$

$$P_c(t) = W_e(t) \Omega(t) = \Omega_p [ (L_{sd} - L_{sq}) \lambda_{sd} \lambda_{sq} + L_{sd} \lambda_{rd} \lambda_{sq} ]$$

$$= \omega_s(t) [ \psi_{sd}(t) \lambda_{sq}(t) - \psi_{sq}(t) \lambda_{sd}(t) ] =$$

$$\omega_s [ \operatorname{Re} [ \hat{\psi}_s ] \operatorname{Im} [ \hat{\lambda}_s ] - \operatorname{Im} [ \hat{\psi}_s ] \operatorname{Re} [ \hat{\lambda}_s ] ] =$$

$$\omega_s \operatorname{Im} [ \hat{\psi}^* \hat{\lambda}_s ] = -\operatorname{Re} [ \omega_s \hat{\psi}^* \hat{\lambda}_s j ] = \operatorname{Re} [ -j \omega_s \hat{\psi}^* \hat{\lambda}_s ] =$$

$$\operatorname{Re} [ (j \omega_s \hat{\psi}_s) \hat{\lambda}_s^* ] \quad -j(a+ib) + b$$

$\hat{V}_{HAS}$

Funzionamento a regime della macchina

$$\lambda_{sz} = 0$$

$$\left. \begin{array}{l} \hat{\lambda}_s = \cos t \\ \hat{\lambda}_r = \cos t \\ \hat{\lambda}_l = \cos t \end{array} \right\} \begin{array}{l} \psi = \cos t \\ V = \cos t \end{array}$$

$$T(\lambda) = \begin{bmatrix} T_p(\lambda) & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\bar{\lambda}(t) = T(\lambda(t)) \quad \bar{\lambda}'(t) = \begin{bmatrix} T_p(\lambda(t)) \cdot \bar{\lambda}_s'(t) \\ \lambda_r'(t) \end{bmatrix}$$

costante

proiezione sinusoidale  
con pulsazione  $\omega_s$

WWW.INGONLINE.BIZ

proiezione rotore cost. e

proiezione statore sinusoidale con pulsaz.

$\omega_s$

$$T_p(\lambda) \begin{bmatrix} \lambda_{sd} \\ \lambda_{sq} \\ \lambda_{sz} \end{bmatrix} = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \bar{\sigma}(\lambda) & \bar{\sigma}(\lambda + \frac{\pi}{2}) & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{bmatrix} |\hat{\lambda}| \begin{bmatrix} c\delta \\ s\delta \\ 0 \end{bmatrix} = \sqrt{\frac{2}{3}} |\hat{\lambda}| \bar{\sigma}(\lambda + \delta)$$

10/05/2006

$${}^c \bar{M}_A'(\bar{x}', x, \lambda) = p \begin{bmatrix} -\psi_{sq} \\ \psi_{sd} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

$${}^c L'(\bar{x}, p\bar{x}) = \begin{bmatrix} L_{sd} & 0 & 0 & L_{srd} \\ 0 & L_{sq} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & L_{sz} & 0 \\ L_{srd} & 0 & 0 & L_{rd} \end{bmatrix}$$

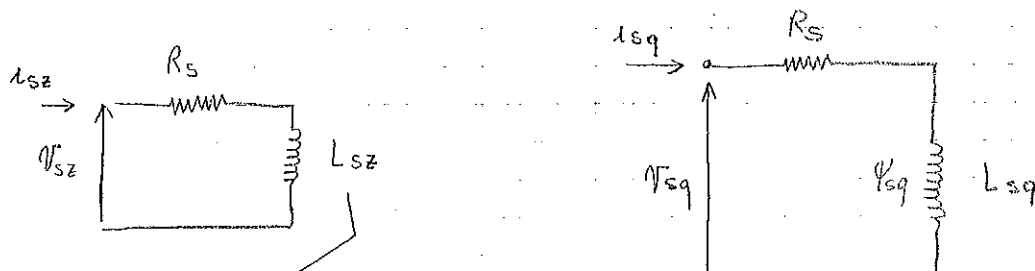
$$[{}^c \bar{\psi}'(\bar{x}', x, \lambda)] = \begin{bmatrix} \psi_{sd} \\ \psi_{sq} \\ \psi_{sz} \\ \psi_{rd} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_{sd} \lambda_{sd} + L_{srd} \lambda_{rd} \\ L_{sq} \lambda_{sq} \\ L_{sz} \lambda_{sz} \\ L_{srd} \lambda_{sd} + L_{rd} \lambda_{rd} \end{bmatrix}$$

$$\bar{V}'(t) = {}^c L'(\bar{x}(t), p\bar{x}(t)) \frac{d\bar{x}'}{dt} + {}^c \bar{M}_A'(\bar{x}'(t), x(t), p\bar{x}(t)) = \frac{d\bar{x}}{dt} + R \bar{x}'(t) =$$

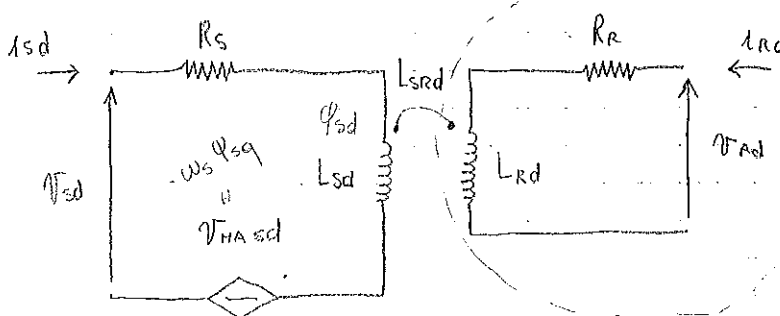
$$= \begin{bmatrix} (R_s \lambda_{sd}) + \left( L_{sd} \frac{d\lambda_{sd}}{dt} + L_{srd} \frac{d\lambda_{rd}}{dt} \right) - (\omega_s(t) L_{sq} \lambda_{sq}) \\ R_s \lambda_{sq} + L_{sq} \frac{d\lambda_{sq}}{dt} + \omega(s) L_{sd} \lambda_{sd} + \omega_s L_{srd} \lambda_{rd} \\ R_s \lambda_{sz} + L_{sz} \frac{d\lambda_{sz}}{dt} \\ R_r \lambda_{rd} + L_{rd} \frac{d\lambda_{rd}}{dt} + L_{srd} \frac{d\lambda_{sd}}{dt} + 0 \end{bmatrix}$$

WMW.INGONLINE.BIZ

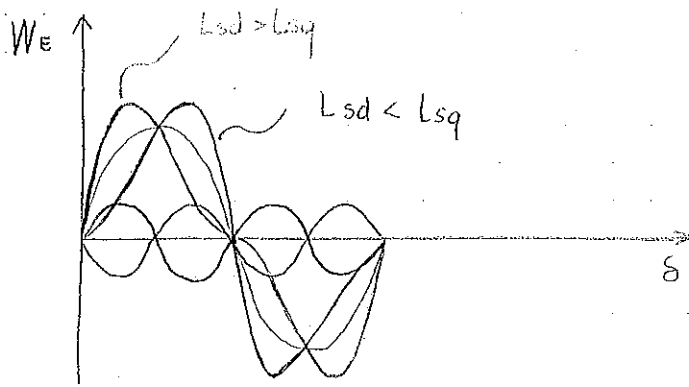
Circuito equivalente



solo dispersione



movita  
terminali accendibili  
Poiché l'ultimo  
termine trasf. (1)  
equazione proprio  
con termine a corrente  
di eccitazione



→ termine  $\frac{1}{L_{SR} \lambda_{rd}} |\hat{\lambda}_s| \leq \delta$   
 proporzionale  
 alla corrente di  
 eccitazione; potrebbe  
 anche azzerarsi

NOTA: È possibile for  
 forzatura la massima  
 senza sovrapposizione di  
 eccitazione

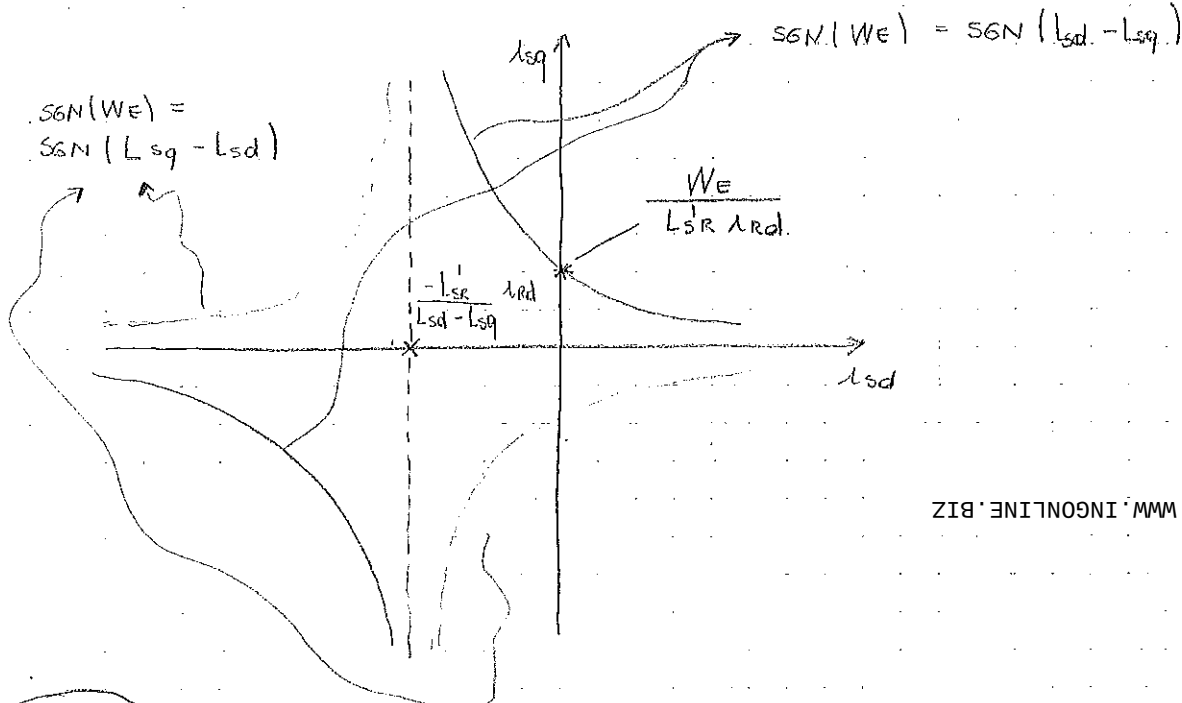
$$p [(L_{sd} - L_{sq}) \lambda_{sd} + \frac{1}{L_{SR} \lambda_{rd}}] \lambda_{sq}$$

$$p [(L_{sd} - L_{sq}) \left[ \lambda_{sd} + \frac{\frac{1}{L_{SR} \lambda_{rd}}}{L_{sd} - L_{sq}} \right] \lambda_{sq}$$

$\lambda_{sd}'$

$$p [L_{sd} - L_{sq}] \lambda_{sd}' \lambda_{sq}$$

IPERBOLE



WMW.INGONLINE.BIZ

$$\frac{We}{p(L_{sd} - L_{sq})} = \lambda_{sd}' \lambda_{sq}$$

→ molto simile al brushless, però:

La porzione ombreggiata dipende da  $\lambda_{rd}$  (anche in termini di segno).

Anche il punto di intersezione a  $\lambda_{sd} = 0$  dipende da  $\lambda_{rd}$

$$\bar{\psi}'(\bar{\lambda}', x, \lambda) = L'(\lambda, x) \bar{\lambda}' = \begin{bmatrix} L_{SS}' & L_{SR}' \\ L_{RS}' & L_{RR}' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \lambda_S' \\ \lambda_R' \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} L_{SS}'(\lambda, x) \bar{\lambda}_S' + L_{SR}'(\lambda, x) \bar{\lambda}_R' \\ L_{RS}'(\lambda, x) \bar{\lambda}_S' + L_{RR}' \bar{\lambda}_R' \end{bmatrix}$$

$$\bar{M}'(\bar{\lambda}', x, \lambda) = \begin{bmatrix} \frac{\partial L_{SS}'(\lambda, x)}{\partial x} \bar{\lambda}_S' + \frac{\partial L_{SR}'(\lambda, x)}{\partial x} \bar{\lambda}_R' \\ \frac{\partial L_{RS}'(\lambda, x)}{\partial x} \bar{\lambda}_S' \end{bmatrix}$$

$$\frac{\partial L_{SS}'(\lambda, x)}{\partial x} = \frac{2}{\lambda} L_{sp} \Rightarrow 2p \begin{bmatrix} -s(2px - 2\lambda) & c(2px - 2\lambda) & 0 \\ c(2px - 2\lambda) & s(2px - 2\lambda) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} =$$

$$= 2p {}^2L_{sp} \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\frac{\partial L_{SR}'(\lambda, x)}{\partial x} = {}^1L_{SR}' p \begin{bmatrix} -s(px - \lambda) \\ c(px - \lambda) \\ 0 \end{bmatrix} = p {}^1L_{SR}' \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$\boxed{{}^2L_{sp}} = L_{sd} - L_{sq}$$

$$\begin{aligned} &= \begin{bmatrix} 2p {}^2L_{sp} \begin{bmatrix} \lambda_{sq} \\ \lambda_{sd} \\ 0 \end{bmatrix} + p {}^1L_{SR}' \begin{bmatrix} 0 \\ 1_{rd} \\ 0 \end{bmatrix} \\ p {}^1L_{SR}' \lambda_{sq} \end{bmatrix} = p \begin{bmatrix} \boxed{{}^2L_{sp}} \lambda_{sq} \\ \boxed{{}^2L_{sp}} \lambda_{sd} + {}^1L_{SR}' \lambda_{rd} \\ {}^1L_{SR}' \lambda_{sq} \end{bmatrix} \\ &\lambda = px \end{aligned}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\bar{\lambda}' = \begin{bmatrix} \bar{\lambda}_S' \\ \bar{\lambda}_R' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda_{sd} \\ \lambda_{sq} \\ \lambda_{sz} \\ \lambda_{rd} \end{bmatrix}$$

$$\underline{L'(x, \lambda)} = \begin{bmatrix} T_{SS} & T_{SR} \\ T_{RS} & T_{RR} \end{bmatrix}^T \begin{bmatrix} L_{SS} & L_{SR} \\ L_{RS} & L_{RR} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{SS} & T_{SR} \\ T_{RS} & T_{RR} \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} T_{SS}^T L_{SS} + T_{RS}^T L_{SR} & T_{SS}^T L_{SR} + T_{RS}^T L_{RR} \\ T_{SR}^T L_{SS} + T_{RR}^T L_{RS} & T_{SR}^T L_{SR} + T_{RR}^T L_{RR} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{SS} & T_{SR} \\ T_{RS} & T_{RR} \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} \underline{T_{SS}^T L_{SS} T_{SS}} + T_{RS}^T L_{SR} T_{SS} + T_{SS}^T L_{SR} T_{RS} + T_{RS}^T L_{RR} T_{RS} \\ T_{SR}^T L_{SS} T_{SS} + \underline{T_{RR}^T L_{RS} T_{SS}} + T_{SR}^T L_{SR} T_{RS} + T_{RR}^T L_{RR} T_{RS} \\ T_{SS}^T L_{SS} T_{SR} + T_{RS}^T L_{SR} T_{SR} + \underline{T_{SS}^T L_{SR} T_{RR}} + T_{RS}^T L_{RR} T_{RR} \\ T_{SR}^T L_{SS} T_{SR} + T_{RR}^T L_{RS} T_{SR} + T_{SR}^T L_{SR} T_{RR} + \underline{T_{RR}^T L_{RR} T_{RR}} \end{bmatrix}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

Otengo 16 termini →

SCELTA di non far interagire gli avvolgimenti di rotore e statore

$T_{RS} = 0$   $T_{SR} = 0$  - In questo modo molte più si individuano

ad occhio le trasformazioni che possono essere fatte

$$\underline{T(\lambda)} = \begin{bmatrix} \underline{T_p(\lambda)} & \underline{0} \\ \underline{0} & \underline{1} \end{bmatrix}$$

$$\underline{L'(x, \lambda)} =$$

$$\begin{bmatrix} T_{SS}^T(\lambda) \underline{L_{SS}(x)} T_{SS}(\lambda) & T_{SS}^T(\lambda) L_{SR}^{(x)} T_{RR} \\ T_{RR}^T L_{RS}^{(x)} T_{SS}(\lambda) & T_{RR}^T L_{RR} T_{RR} \end{bmatrix}$$

Con una scelta del genere non ho  
nessuna garanzia di ottenere una matrice  
diagonale

SE LA MATRICE trasformata non è  
comunque complicata ci potremo accontentare

$$L_{ss}^1(x, \lambda) =$$

$$\lambda' = p\bar{r}$$

$$\Rightarrow \begin{bmatrix} L_{sd} & 0 & 0 \\ 0 & L_{sq} & 0 \\ 0 & 0 & L_{sz} \end{bmatrix}$$

Analogamente al broschless  $L_{sd}$   $L_{sq}$   $L_{sz}$  valgono rispettivamente

$$\rightarrow L_{sd} = \left[ \frac{3}{2} {}^0L_s + \frac{3}{2} {}^2L_s + L_{sl1} - L_{sl2} \right]$$

$$\rightarrow L_{sq} = \left[ \frac{3}{2} {}^0L_s - \frac{3}{2} {}^2L_s + L_{sl1} - L_{sl2} \right]$$

$$\rightarrow L_{sz} = \left[ L_{sl2} + 2L_{sl2} \right]$$

$$\psi(\bar{\lambda}, x) = L(x)\bar{\lambda} + \cancel{\psi_0(x)}$$

$$L(x) = \begin{bmatrix} L_{sg}(x) & L_{sr}(x) \\ L_{rs}(x) & L_{rr}(x) \end{bmatrix}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$L_{ss}(x) = L_{ss0} + L_{ssa}(x)$$

$$L_{ss0} = L_{sl} + L_{spo}$$

$$L_{spo} = {}^0L_{sp} \begin{bmatrix} \bar{\sigma}(0) & \bar{\sigma}(\frac{2}{3}\pi) & \bar{\sigma}(\frac{4}{3}\pi) \end{bmatrix}$$

$${}^0L_{sp} = \pi e^1 N_s^2 {}^0p_e$$

$$L_{ssa}(x) = {}^2L_{sp} \begin{bmatrix} \bar{\sigma}(2px) & \bar{\sigma}(2px - \frac{2}{3}\pi) & \bar{\sigma}(2px - \frac{4}{3}\pi) \end{bmatrix}$$

$${}^1L_{sp} = \pi e^1 N_s^2 p_e$$

$$L_{ss2} = \left[ L_s \right] \left[ \bar{\sigma}(2px) \quad \bar{\sigma}(2px - \frac{2}{3}\pi) \quad \bar{\sigma}(2px - \frac{4}{3}\pi) \right]$$

$$L_s = \left[ \pi e^2 N_s^2 \right] p_e$$

$$L_s = \left[ \frac{\pi}{2} e^2 N_s^2 \right] p_e$$

$$L_{pkh}(x) = \pi e^2 N_k^1 N_h^1 \left[ p_e e^{p(\theta_k - \theta_h)} + \frac{p_e}{2} c 2p \left( \theta_e - \frac{\theta_k + \theta_h}{2} \right) \right]$$

$$L_{RR}(x) = L_{RP}(x) + L_{RL}(x)$$

linee di campo che non attraversano  
trasfero, poco influenzato da posizione  
con ottima approssimazione dipendenza posizione  
nulla  
costante

$$* \text{ se } \theta_k = \theta_h = \theta_e = 0 \quad \theta_e = 0$$

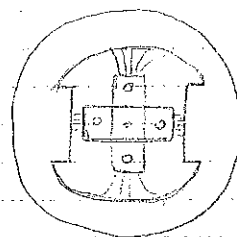
$$L_{RP}(x) = \pi e^2 N_R^2 \left[ p_e \cdot 1 + \frac{p_e}{2} \cdot 1 \right]$$

Come è possibile notare non c'è dipendenza da  $\pi \rightarrow$  questo è vero xke  
Anisotropia è nel rotore e statore isotropo

Se lo statore fosse anisotropo non sarebbe  
più vero.

Avremo dipendenza dalle posizioni

come in questo  
esempio



$$L_{pk4} = \pi e^2 N_s^1 N_R^1 \left[ p_e c p \left( \frac{k-1}{3} \frac{2\pi}{p} - \gamma \right) + \frac{p_e}{2} c p \left( \frac{k-1}{3} \frac{2\pi}{p} - \gamma \right) \right]$$

$$= \pi e^2 N_s^1 N_R^1 \left( p_e + \frac{p_e}{2} \right) c \left( p \gamma - \frac{k-1}{3} \frac{2\pi}{p} \right)$$

$$L_{SR}(x) = L_{SR} \bar{\sigma}(px)$$

WM.INGONLINE.BIZ

Quanto di dispersione

Avvolgimenti abbastanza elevati e se si fornisce molto campo di

desaturare  $\rightarrow$  troviamo flussi di dispersione (di fatto solo  
alle testate)

Dobbiamo scegliere punto  $\theta = 0$

$$N_4(\theta, r) = N_R + N_R c p \theta$$

$$^1 \theta_A = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial c} = 0 \quad E_H = 0$$

$$^1 N_K = ^1 N_S \quad K = 1, \dots, 3$$

$$p_e(\theta, r) = p_0(\theta, r) \frac{p_0(\theta, r)}{E_e(\theta, r)}$$

$$p_0(\theta, r) = p_0$$

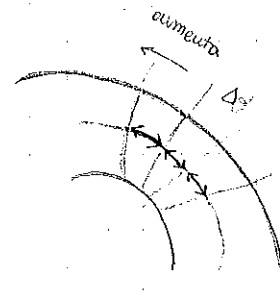
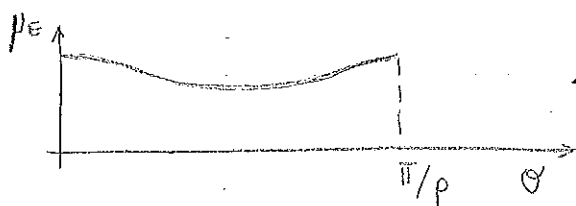
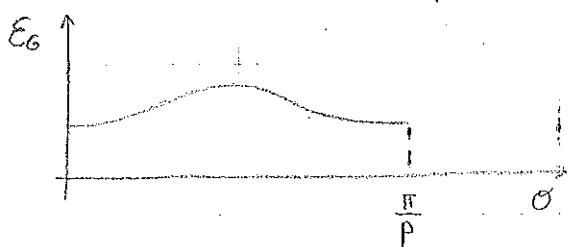
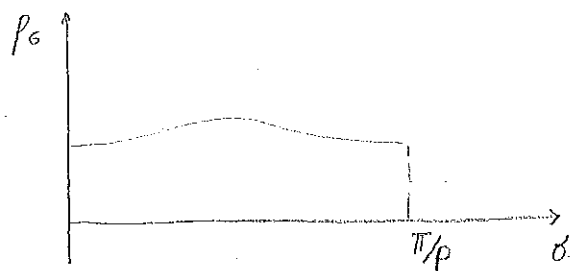
$$E_e(\theta, r) = E_0(\theta, r) + E_H(\theta, r) \frac{p_0(\theta, r)}{p_H(\theta, r)} \frac{p_0(\theta, r)}{p_H(\theta, r)}$$

lunghezza del tratto  
in aria seguendo una  
linea di forza

$$p_0(\theta, r) = \left\| \frac{\partial h_0(\theta, r)}{\partial \theta} \right\|$$

$$\left\| \frac{\partial h_0(\theta, r)}{\partial \theta} \right\|$$

WWW.INGONLINE.BIZ



linee di  
addensamento  
vicino alle  
espansioni polar  
a parata  $\Delta \theta$   
 $\Delta p$  aumentata

però VARIATIONE non elevata

$p_e = p_0 \frac{p_0}{E_0}$  ha un andamento  
del tipo, aumenta molto di più  
E<sub>0</sub> rispetto a p<sub>0</sub>

asse di simmetria pari e 0

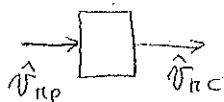
$$p_e \approx p_e + p_e c 2 p(\theta - \theta_e)$$

$$^2 \theta_e = 0$$

Poiché SVM lavora bene in grandezze di ordine converrà fare la

trasformazione

(\*)  
nel disegno  
di sotto



$$\begin{aligned}\hat{\lambda} &= \begin{bmatrix} 1 & J & 0 \end{bmatrix} \bar{\lambda}' = \begin{bmatrix} 1 & J & 0 \end{bmatrix} T_p^T(\lambda) \bar{\lambda} = \\ &= \begin{bmatrix} 1 & J & 0 \end{bmatrix} T_p^T(\lambda) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \\ -1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \lambda_1 \\ \lambda_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda_1 \\ \lambda_2 \\ \lambda_3 \end{bmatrix} \\ &= \left[ \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \bar{\sigma}^T(\lambda) + J \bar{\sigma}^T(\lambda + \frac{\pi}{2}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \\ -1 & -1 \end{bmatrix} \right] \begin{bmatrix} \lambda_1 \\ \lambda_2 \end{bmatrix}\end{aligned}$$

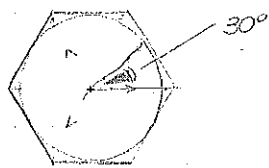
In teoria regolatore potrebbe generare una qualunque  $\hat{v}_R$  in realtà non avrebbe senso generare una  $\hat{v}_R$  che stia fuori dall'esopomo  $\rightarrow$  volendo individuare un limite:

limite  $\rightarrow$  INDIVIDUATA dalla circonferenza INSCRITTA

$$|\hat{v}_\pi| \leq \left( 2 \sqrt{\frac{2}{3}} \right) \frac{V_c}{2} \frac{\sqrt{3}}{2} = \frac{V_c}{2}$$

cos 30°

WWW.INGONLINE.BIZ



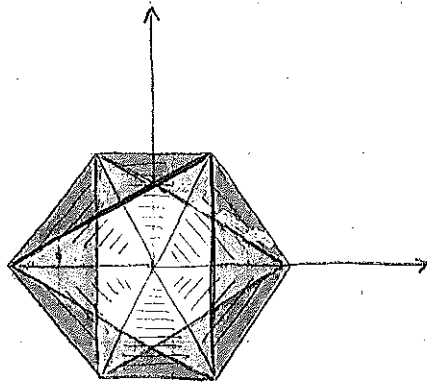
Si satura l'uscita del regolatore in termini di modulo,

l'angolo semplice, e non dipende da  $\lambda$ ,

VANTAGGI SVM

$\rightarrow$  regolatore relativamente semplice che lavora con grandezze costanti,

$\rightarrow$  inverter visto come un oggetto unico - Approccio più unitario



punti possono essere raggiungibili

1 2 o 3 volte

- punti raggiungibili 1 volta
- punti raggiungibili 3 volte
- punti raggiungibili 2 volte

Perché a deve essere lo zero?

Opposta a esse anche se non. contrabbasse al valore medio.

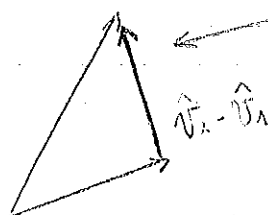
(Non ci sarebbe niente che oniera che  $\left[ \frac{y_1}{T} + \frac{y_2}{T} - 1 \right]$  Pao)

ovanzare una fetta di tempo in cui non devo fare

niente e infatti mette zero)

WWW.INGONLINE.BIZ

Senza lo 0 riuscire a esprimere un segmento  $V_{12} = 1$



$$\left[ \frac{y_1}{T} \hat{v}_1 \right] + \left[ \frac{y_2}{T} \hat{v}_2 \right] = \hat{v}_{R0}$$

$$\frac{y_1}{T} \hat{v}_1 \hat{v}_2^* + \frac{y_2}{T} \hat{v}_2 \hat{v}_2^* = \left[ \hat{v}_{R0} \hat{v}_2^* \right]$$

$$\frac{y_1}{T} \text{Im} [\hat{v}_1 \hat{v}_2^*] + 0 =$$

$$\text{Im} [\hat{v}_{R0} \hat{v}_2^*]$$

Campo complesso  $\rightarrow$

prima un'ipotesi a 2 stati

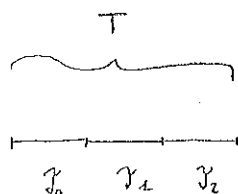
Valori ora sono (7) VERTICI DELL'ESAGONO PIU' L'ORIGINE

Soluzione + semplice in oneluto esente nel considerare

3 stati

Stato zero, e 2 degli stati non nulli,

Stati non nulli non devono essere //



$$y_0: \hat{V} = 0$$

$$y_1: \hat{V} = \hat{V}_1$$

$$y_2: \hat{V} = \hat{V}_2 \neq \hat{V}_1$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\hat{V}_1 \neq 0$$

$$\hat{V}_2 \neq 0$$

$$\hat{V}_1 \neq \hat{V}_2$$

$\rightarrow$  correlazioni

Valore medio della  $\hat{V}_{\text{ref}}$  deve essere uguale a quello che stiamo componendo e (3)

$$\hat{V}_{\text{ro}} = \frac{1}{T} \int_T \hat{V}_{\text{ref}}(t) dt$$

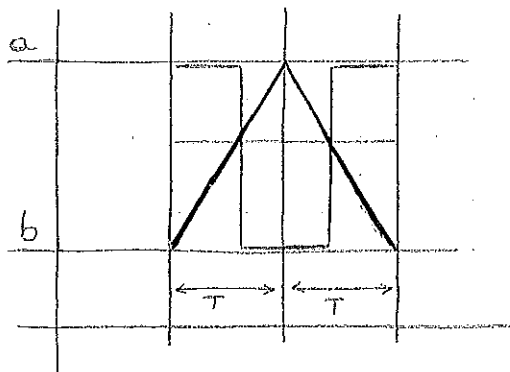
Valore medio usata

$$\hat{V}_0 = \frac{1}{T} \int_T \hat{V}(t) dt = \frac{1}{T} [y_0 \cdot 0 + y_1 \cdot \hat{V}_1 + y_2 \cdot \hat{V}_2] = \hat{V}_{\text{ro}}$$

$\downarrow$   
Come impostare il medio sulle componenti reali e immaginarie separatamente

Potrei quindi andare avanti così con una modulante a valore di sega.

ma avrei una discontinuità  $\rightarrow$



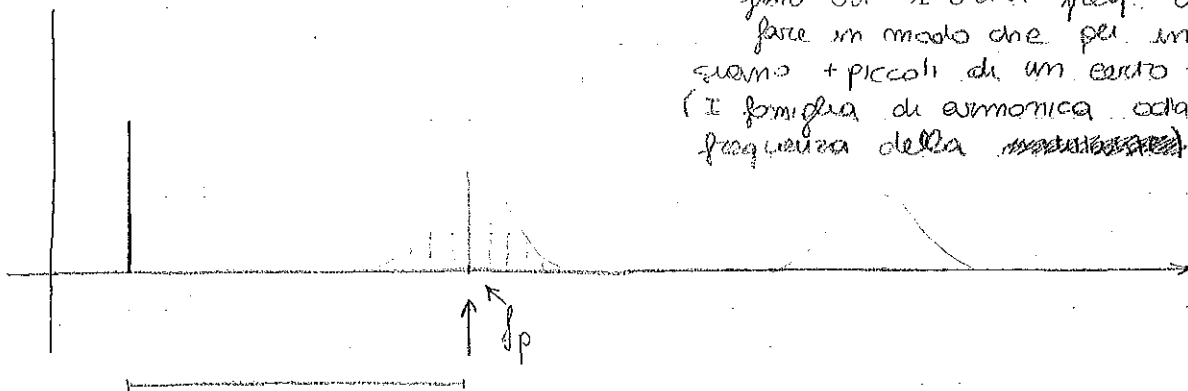
Conviene ripetere a  
intervalli  $T$  uguali

TRIANGOLARE

WWW.INGONLINE.BIZ

- è possibile avere lo stesso valore medio

SPETTRO



se errore deve essere al di  
sotto di un certo valore  
fino ad 1 data freq. dovrà  
fare in modo che per intervalli  
siano + piccoli di un certo valore  
(1 famiglia di armonica con  
frequenza della ~~modulante~~ portante

Più piccolo è  $T$ , cioè maggiore è la frequenza della ~~modulante~~ portante  
più è distante il primo gruppo di armoniche

Per una forma d'onda bipolare possiamo decidere di distribuirli

$\rightarrow$  per il teorema di Parseval la somma dei quadrati dei valori  
efficaci deve comunque rimanere costante

SOTTOSCILAZIONE è solo uno dei possibili metodi di ~~approssimazione~~  
tipo parziale

Difetto  $\rightarrow$  non ci sono limiti di distanza tra le commutazioni

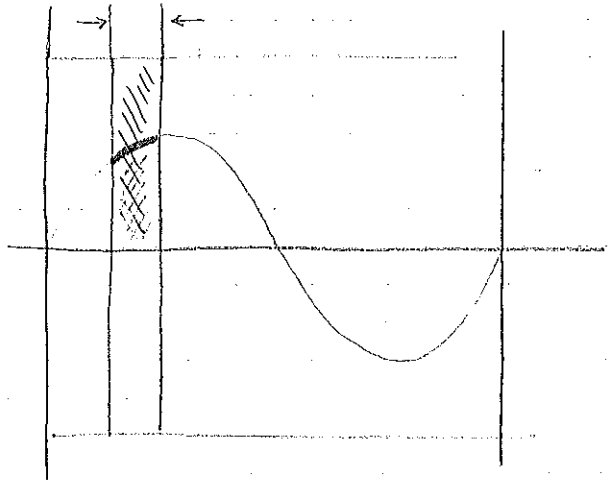
(se sono troppo viene non si possono fare)

Modulatore →

PWM

sinusoide trasmodata

portante



fenomeni principali in buone freq, <sup>o a delle frequenze</sup> in termini teor. hanno riflessi meno significativi. A livello puntuale non ha un grande senso considerare

errore puntuale minimo

Approccio spettrale

WWW.INGONLINE.BIZ

prende 1 periodo

Buon portante in termini di armoniche a buona frequenza

Approssimaz. spettrale di tipo globale → non ho risultati puntuali

Approssimaz. spettrale di tipo puntuale → problemi puntuali + piccoli

mi concentro su intervalli più piccoli, risolvo problema su  $V$  intervalli,

→ Approssimare in  $V$  intervalli la funzione

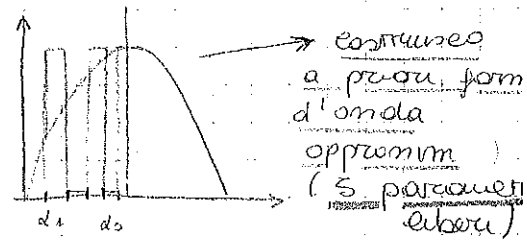
TRA I METODI GLOBALI

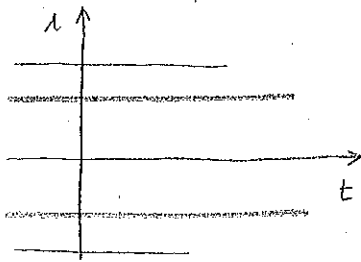
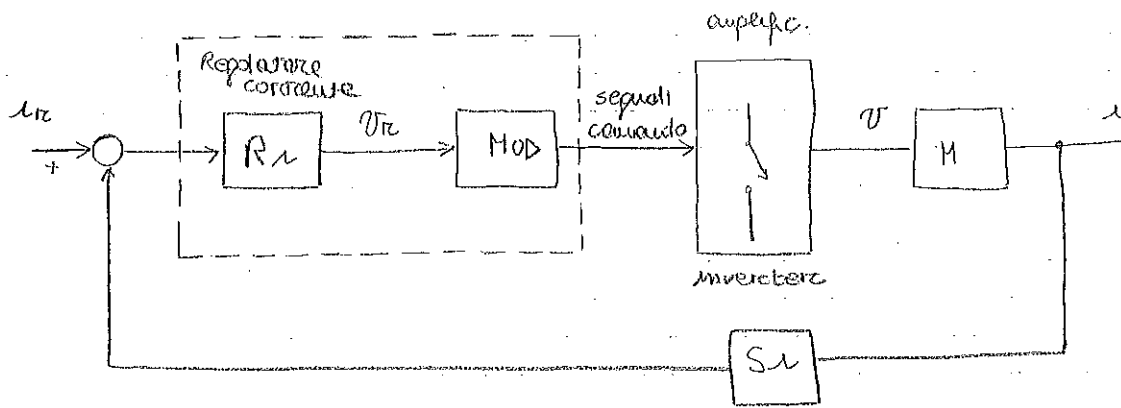
ELIMINAZIONE ARMONICA → approssimaz.

Si scrivono 5 eq. indipendenti

5 soluzioni indipendenti

→ impiego  $A_1 = \text{otto valore}$ ,  $A_3 = 0$ ,  $A_5 = 0$ ,  $A_7 = 0$ ,  $A_9 = 0$





limiti di errore dipon alla temp  
A macchina fredda  
pono edulid. errore + elevati.

→ limiti termici sui semiconduttori

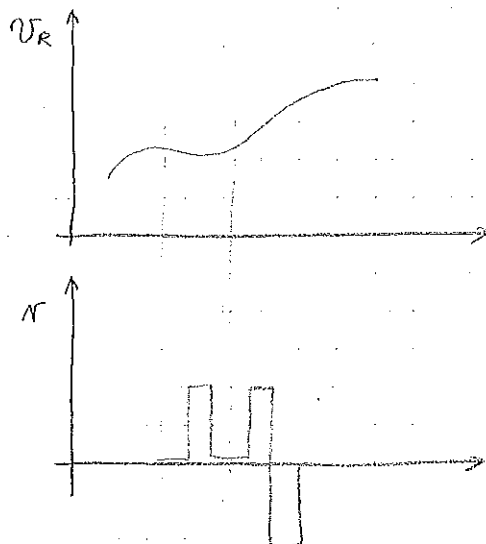
considera che inerzia termica dei semiconduttori (molto più bona)  
Fa anche prima a raffreddarsi.

[protezioni sui conduttori] → in caso di cortocircuito ad esempio possibile

di proteggere i componenti (altrove protezioni sensibili a misure di corrente  
o tensione di capi del semiconduttore)

→ misure locali di temperatura x surriscaldamento

### MODULATORE



WWW.INGONLINE.BIZ

Possibilità di unire regolatore e modulatore

Sist. dinamico + semplice in controllo

Le curve che abbiamo disegnato

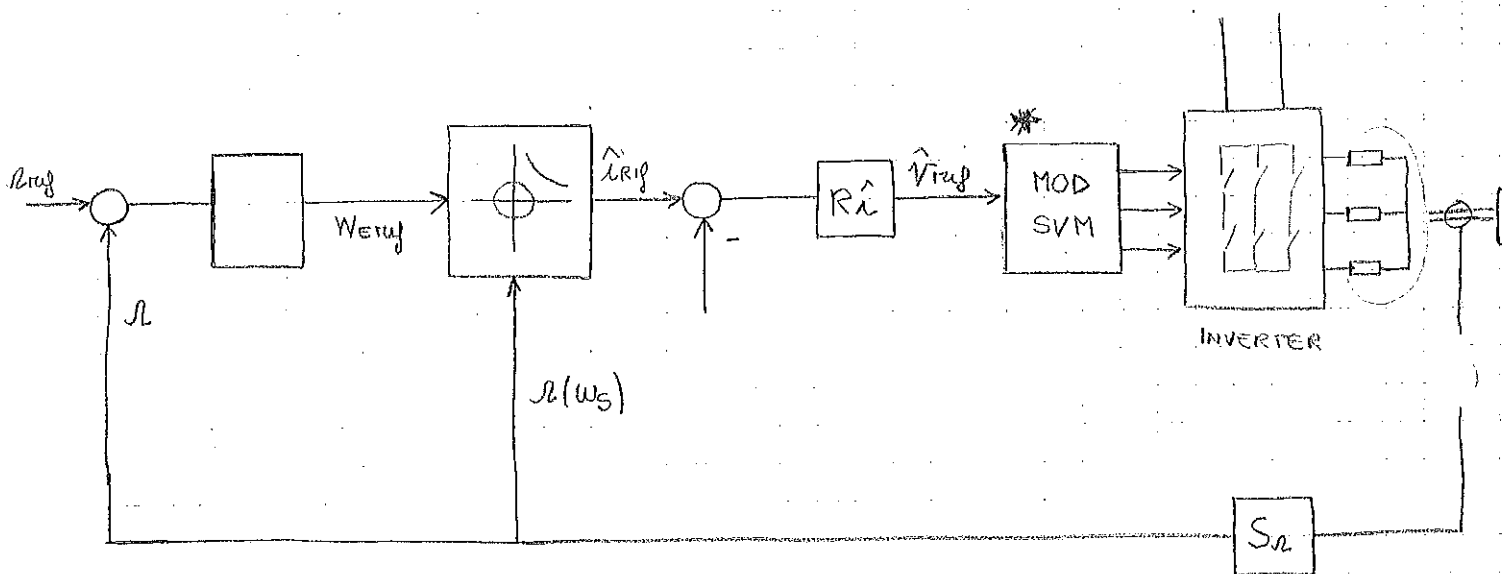
CURVE di dissipazione x effetto joule  $\rightarrow$  in termini istantanei con  
come le curve di coppia

Per la tensione  $\rightarrow$  abbiamo considerato condizioni a regime

Da considerare poi le perdite nel ferro  $\rightarrow$  sono + complicate da  
considerare - dipendono dalla condizione di ferro (con coppia non lineare)  
Dipendono dalla frequenza - Ulteriore complicazione si ha dal fatto che  
le correnti non sono sinusoidali

( " resistenza in //  $\hat{V}_{HA}$  con molta corrente )

Ora quindi sappiamo come  $W_{\text{ref}}$  che vogliamo ottenere  $\hat{I}_R$   
come facciamo effettivamente poi a ottenere la  $V_{\text{ref}}$  che consentirà di  
avere quell  $W_{\text{ref}}$ ?



WMW.INGONLINE.BIZ

\* MODULATORE Logica di modulazione in variabili trasformate

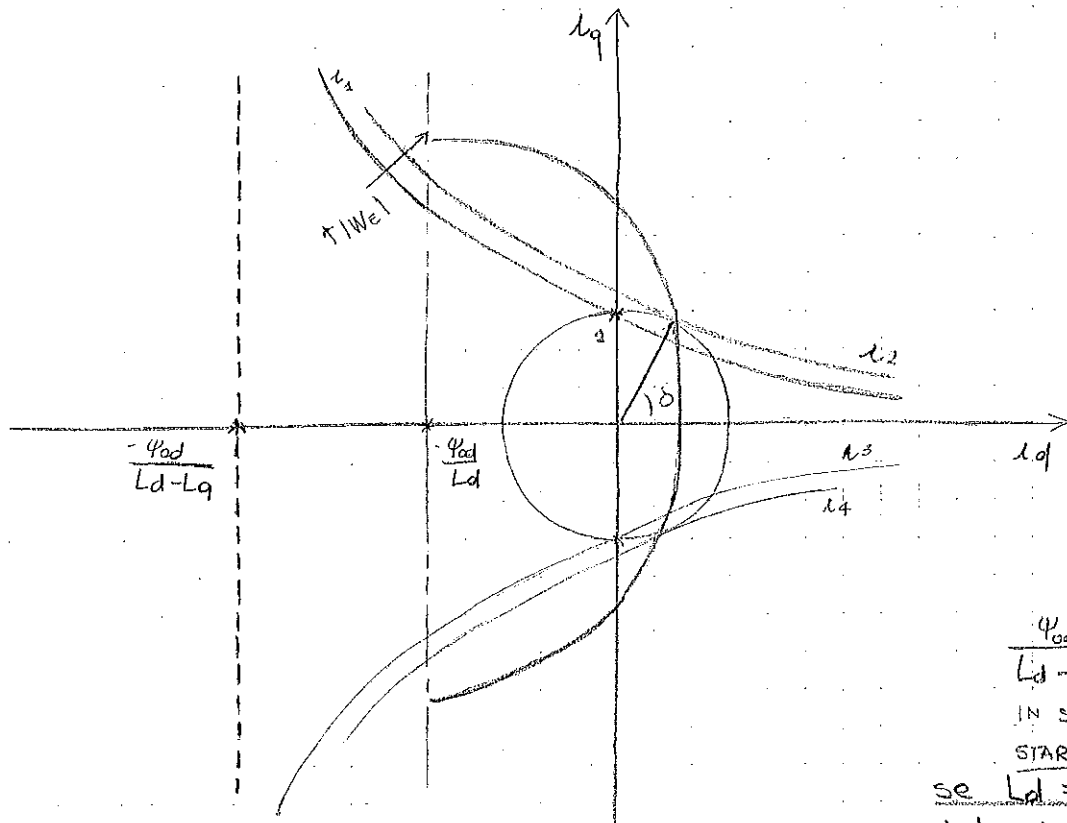
spese vettori modulatori SVM

Vantaggi nell'utilizzo delle variabili trasformate

I riferimenti sono costanti e abbiamo a che fare con 2 grandezze  
a regime (cospirazione a stella)

In variabili base riferimenti variabili a regime in modo sinusoidale

# CASO MACCHINA ANISOTROPA



$\frac{\psi_{od}}{L_d - L_q} > \frac{\psi_{od}}{L_d}$   
 IN SENSO ALGEBRICO  
 STARÀ PIÙ A SINISTRA  
 se  $L_d = 2L_q$  DISTANZA  
 dal centro doppia

$$W_e = [\psi_{od} + (L_d - L_q) \lambda_d] \lambda_q = (L_d - L_q) \left[ \frac{\psi_{od}}{(L_d - L_q)} + \lambda_d \right] \lambda_q \Rightarrow$$

$$\lambda_d'' = \lambda_d + \frac{\psi_{od}}{L_d - L_q}$$

$$\Rightarrow \frac{W_e}{(L_d - L_q)} = \lambda_d'' \lambda_q$$

WWW.INGONLINE.BIZ

consideriamo le 2 iperboli (ponute dal punto 1) (tangente)

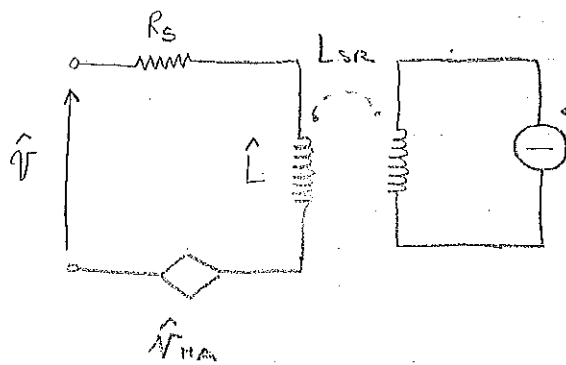
→ se possiamo da caso isotropo a caso anisotropo l'iperboli sarà quella ponute da 1'' (i\_1) Se  $\lambda_d = 0$

$$\lambda_q = \frac{W_e}{\psi_{od} p}$$

① che mi permette di avere quella dato coppia  $W_{en}$  nel caso di macchina isotropa con minime perdite per effetto joule

→ per sfruttare al meglio una macchina anisotropa tuttavia sarà opportuno fare in modo che l'iperboli relativa a  $W_{en}$  risulti tangente al cerchio di raggio  $|1|$  ( $P \leq P_{in}$ ) in modo da ottenere la massima coppia con le minime perdite (i\_1) - Nota che il massimo della coppia si

2/05/2006



$$P_R = R_s |\hat{i}|^2$$

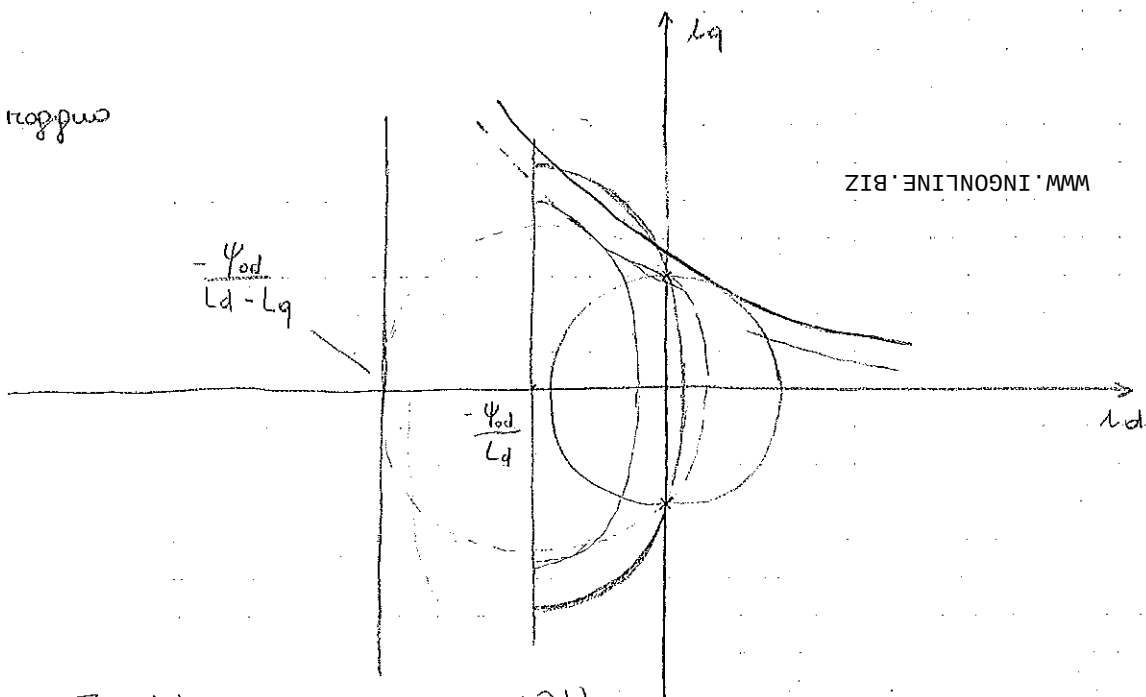
pr

$$|\hat{v}| \approx |\hat{v}_{HA}| = |\omega_s| |\hat{\psi}| = |\omega_s| \sqrt{(\psi_{od} + L_d \lambda_d)^2 + L_q^2 \lambda_q^2} \leq V_N$$

$$W_E = [\psi_{od} \lambda_q + (L_d - L_q) \lambda_d \lambda_q] p$$

$$P_R \leq P_{RN}$$

$$|\hat{i}| = \text{mag}(\hat{i})$$



$$\hat{v}(t) = \sqrt{\frac{2}{3}} |\hat{v}| \cos(\omega_s t + \phi_0 + \arg(\hat{v}))$$

$$V_{CE} \leq V_N (V_{ECN})$$

$$|\hat{v}|^2 \leq V_{ECN}^2$$

$$(\psi_{od} + L_d \lambda_d)^2 + L_q^2 \lambda_q^2 \leq \frac{V_N^2}{\omega_s^2}$$

devo dare una  $\lambda_d$  negativa

condizione limite

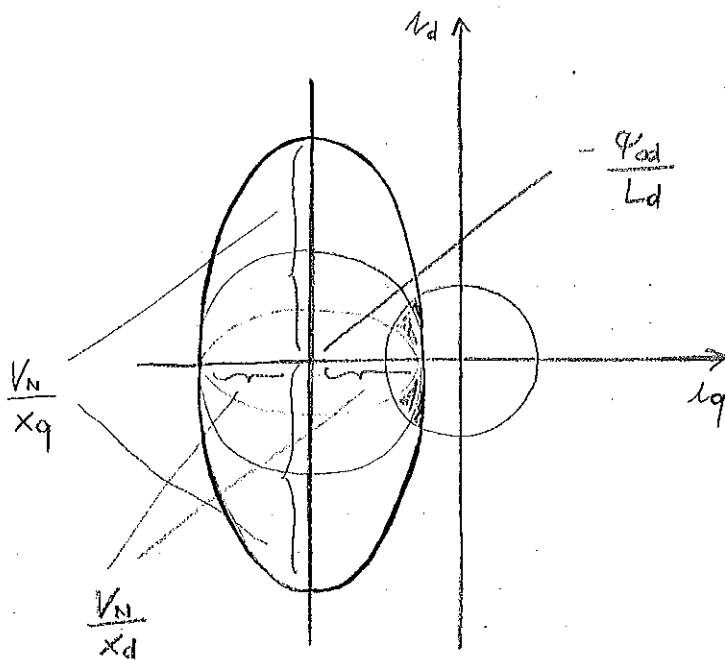
eppoi nulla

$$\lambda_q = 0$$

Dovrei sicuramente violare uno dei 2 limiti

Macchina autosatrapa

up.  $\lambda_d$  cost, varia  $\lambda_q$  quindi  $\lambda$



Al variare  $\lambda_d$   
se  $\lambda_d \downarrow$   
ellisse trasla a sinistra  
ma si allarga

a parura  $\Psi_{od}$  e  $\lambda_d$

equivalente una  $\lambda_q$  piccola

$$W_E = [\Psi_{od} + |\lambda_d - \lambda_q| \lambda_d] \lambda_q, \quad (\lambda_d - \lambda_q) \left[ \frac{\Psi_{od}}{(\lambda_d - \lambda_q)} + \lambda_d \right] \lambda_q = W_E$$

$$\lambda_d'' = \lambda_d + \frac{\Psi_{od}}{\lambda_d - \lambda_q}$$

$$W_E = (\lambda_d - \lambda_q) \lambda_d'' \lambda_q$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\lambda_d'' \lambda_q (\lambda_d - \lambda_q) = W_E$$

$$\lambda_d'' \lambda_q = \frac{W_E}{\lambda_d - \lambda_q} \rightarrow$$

IPERBOLE EQUILATERA

asintoto orizzontale traslato

$$\frac{\Psi_{od}}{\lambda_d - \lambda_q}$$

se  $\frac{W_E}{\lambda_d - \lambda_q}$  positivo  $\rightarrow$  iperbole sta nel I e III quadrante  
se  $\frac{W_E}{\lambda_d - \lambda_q}$  negativo  $\rightarrow$  iperbole sta nel II e IV quadrante

$$\text{SGN}(W_E) = \text{SGN}(\lambda_q - \lambda_d)$$

Molto importanti  $\omega_s$  elevata e duellano momento e fatto in modo tale che  $R_s \approx 0$  (se  $\omega_s$  fosse piccola termini resistivi diventerebbero importanti)

$$\approx \underline{\lambda_d^2 X_d^2 + \lambda_q^2 X_q^2 + 2 X_d \lambda_d V_o + V_o^2} =$$

$$\underline{(\lambda_d \lambda_d + V_o)^2 + X_q^2 \lambda_q^2}$$

$$\underline{(\lambda_d \lambda_d + V_o)^2 + X_q^2 \lambda_q^2} \leq \underline{V_N^2}$$

$$\underline{\left(\lambda_d + \frac{V_o}{X_d}\right)^2 + X_q^2 \frac{\lambda_q^2}{X_d^2}} \leq \underline{\frac{V_N^2}{X_d^2}}$$

$$\underline{\left(\lambda_d + \frac{\psi_{od}}{L_d}\right)^2 + \left(\frac{\lambda_q}{\nu}\right)^2} \leq \underline{\frac{V_N^2}{\omega_s^2 L_d^2}}$$

① coefficiente di anisotropia

$$\nu = \frac{X_d}{X_q} = \frac{L_d}{L_q}$$

coefficiente di anisotropia

$$\begin{matrix} > 1 \\ < 1 \\ = 1 \end{matrix}$$

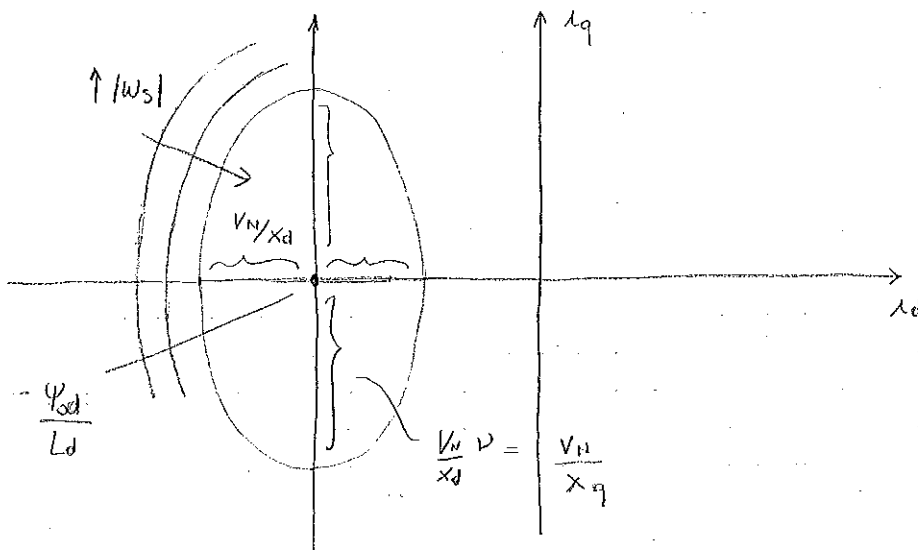
$$\begin{matrix} L_d > L_q \\ L_q > L_d \\ L_d = L_q \end{matrix}$$

Se chiamiamo:

$$\lambda_d' = \lambda_d + \frac{\psi_{od}}{L_d}$$

$$\underline{\lambda_d' + \left(\frac{\lambda_q}{\nu}\right)^2} \leq \underline{\frac{V_N^2}{X_d^2}}$$

WWW.INGONLINE.BIZ



Si stringe sempre di più

$|\omega_s|$  cresce

$$\frac{V_N}{X_d}$$

$$\frac{V_N}{X_d} \nu = \frac{V_N}{X_q}$$

ellisse e sempre la stessa al variare di  $\omega_s$  in regime

Al sono limiti di tensione

Al di sopra del punto nominale - Per velocità sopra quella nominale

Finato velocità nominale tensione nominale, quella che si ottiene nel funzionamento a vuoto.

$$\hat{V} = R_s \hat{i} + 0 + j\omega_s \hat{\psi}$$

$$|\hat{V}| \approx |\omega_s| |\hat{\psi}|$$

|  
 $\psi_{od}$

$$|\hat{\psi}|^2 = \psi_d^2 + \psi_q^2 =$$
$$(\psi_{od} + L_d i_d)^2 + (L_q i_q)^2$$

$$\frac{\psi_{od}}{L_d} + i_d$$

preponderante

$\psi_{od}$  molto  $>$   $L_q i_q$

$R > R_n$  inserisco una  $i_d$  negativa in modo da  
deformare la macchina

Se  $L_d$  piccola

$\frac{\psi_{od}}{L_d} \gg i_n$  non a fuoco un prova che

28/04/2006

WWW.INGENIE.BIZ

Limiti di tensione

A seconda della struttura del convertitore e della rete

Opportuno che limite convertitore sia coordinato con la tensione attuale

sotto 1000 V BASSA

sopra 1000 V ALTA

X macchine a tensione bassa isolamento per smaltire potenze

sottobandiera, limite indicato in termini di quello che il convertitore può sopportare e dall'altro la max tensione

$$\underline{I(s)} = \frac{-\omega_s \Psi_{od}}{s} \frac{\begin{bmatrix} \omega_s L_q \\ R_s + s L_d \end{bmatrix}}{|z(s)|}$$

$$= \underline{z^{-1}(s)} \cdot \underline{(-V_o(s))}$$

DOBBIAMO ANTITRASFORMARE

Un termine con  $s$

A secondo dei poli }  $\rightarrow$  2 termini o reali o complessi coniugati  
(poli di  $|z(s)|$ )

Scomposizione in 3 termini ~~(semplici)~~

Quali sono limiti operativi e scelte che possiamo fare

$$\boxed{\int \frac{d\mathcal{L}(t)}{dt}} = \frac{W_e(t) - W_m(t)}{W_u(t) + W_m(t)}$$

Regoliamo termini affinché le espressioni diano quella coppia

COPPIA VOLUTA

$$\underline{W_e(t)} = \frac{1}{\mathcal{L}} P_c(t) = \frac{1}{\mathcal{L}} \operatorname{Re} [\hat{V}_{na} \hat{\lambda}^*] = \frac{\omega_s}{\mathcal{L}} \operatorname{Re} [\int \hat{\psi} \hat{\lambda}^*] =$$

$$= \underline{-p \operatorname{Im} [\hat{\psi} \hat{\lambda}^*]} = \underline{p \operatorname{Im} [\hat{\psi}^* \hat{\lambda}]} = \underline{p [\Psi_d i_q - \Psi_q i_d]}$$

$$= p [\Psi_{od} i_q + L_d i_d i_q - L_q i_d i_q] = \boxed{p [\Psi_{od} i_q]} + \boxed{p [L_d - L_q] i_d i_q}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\boxed{\frac{dx}{dt} = \mathcal{L}}$$

CASO ISOTROPO

$$\underline{W_e = p \Psi_{od} i_q}$$

$$\boxed{i_q(t) = \frac{W_e(t)}{p \Psi_{od}}}$$

ed  $\nabla \underline{W_e}$  corrisponde  $\underline{i_q}$

$$\underline{Y_d} = \boxed{\frac{L_d}{R_s}}$$

$$\underline{Y_q} = \boxed{\frac{L_q}{R_s}}$$

$$= L_d L_q \left[ s^2 + s \left( \frac{1}{Y_d} + \frac{1}{Y_q} \right) + \frac{1}{Y_d} \cdot \frac{1}{Y_q} + \omega_s^2 \right]$$

$$\underline{Y_d} = \boxed{\frac{L_d}{R_s}}$$

$$\underline{Y_q} = \boxed{\frac{L_q}{R_s}}$$

$$\underline{(\omega_d)} = \frac{1}{Y_d} \quad \underline{(\omega_q)} = \frac{1}{Y_q} = \frac{R_s}{L_q}$$

$$\underline{\omega_o} = \frac{\omega_d + \omega_q}{2} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{Y_d} + \frac{1}{Y_q} \right)$$

$$\boxed{\omega_d = \omega_o - \omega_p}$$

$$\boxed{\omega_q = \omega_o + \omega_p}$$

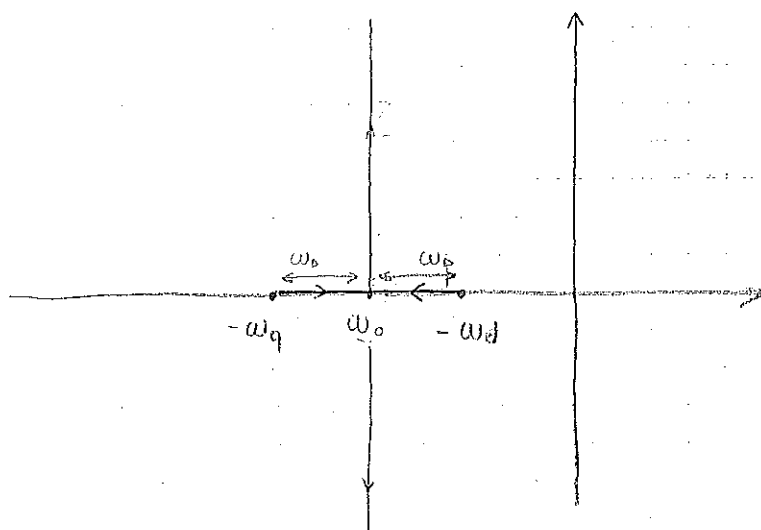
$$\underline{\omega_p} = \frac{\omega_q - \omega_d}{2} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{Y_q} - \frac{1}{Y_d} \right)$$

$$\Rightarrow L_d L_q \left[ s^2 + 2\omega_o s + (\omega_o - \omega_p)(\omega_o + \omega_p) + \omega_s^2 \right] =$$

$$= L_d L_q \left[ (s + \omega_o)^2 + \omega_s^2 - \omega_o^2 \right] = 0$$

$$\Rightarrow \underline{s} = \boxed{-\omega_o \pm \sqrt{\omega_o^2 - \omega_s^2}}$$

WWW.INGONLINE.BIZ



luogo delle  
radici di trovare  
di  $\omega_s$   
unico termine  
non costruttivo

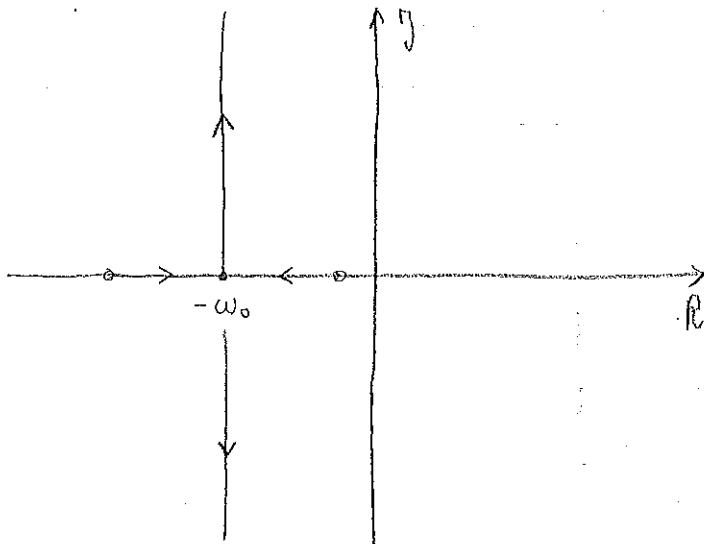
Segno di  $\omega_s$   
non conta

SIA per  $\omega_s$  positivo  
che negativo

Solitamente  $L_d > L_q \Rightarrow$

$\omega_d < \omega_q$       $-\omega_d > -\omega_q$

All'aumentare di  $\omega_s$  fino ad un dato valore le soluzioni rimangono reali (si avvicinano)



26/04/2006

$$\begin{aligned}
 \boxed{1z=0} \quad \boxed{v_d(t)} &= \underbrace{R_s i_d(t)} + \underbrace{L_d \frac{d i_d(t)}{dt}} - \underbrace{\omega_s L_q i_q(t)} \\
 \boxed{v_q(t)} &= \underbrace{R_s i_q(t)} + \underbrace{L_q \frac{d i_q(t)}{dt}} + \underbrace{\omega_s(t) (L_d i_d(t) + \psi_{od})}
 \end{aligned}$$

l trasformiamo

$$\boxed{V_d(s)} = \boxed{R_s I_d(s)} + \boxed{L_d (s I_d(s) - i_d(0))} - \underbrace{\omega_s L_q I_q(s)}$$

\*  
 $\mathcal{F}_p: \omega_s(t)$  variabili molto lentamente  $\rightarrow$  separazione delle  
 dinamiche

$$\boxed{\omega_s(t)} = p \Omega(t) \approx \boxed{\text{costante}}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\boxed{\int \frac{d\Omega}{dt}} = \underbrace{W_e(t)} - \underbrace{W_H(t)}$$

$$\boxed{V_q(s)} = \boxed{R_s I_q(s)} + \boxed{L_q (s I_q(s) - i_q(0))} + \boxed{\omega_s L_d I_d} + \boxed{\frac{\omega_s \psi_{od}}{s}}$$

Modello a doppia reattanza magneticamente lineare

$$\text{Im} [\hat{v} \hat{i}^*] = \text{Im} [\sqrt{3} e^{+j\varphi_0} \hat{v} \cdot \sqrt{3} e^{-j\varphi_0} \hat{i}^*] \\ = 3 \text{Im} [\hat{v} \hat{i}^*] = Q$$

Potenza reattiva in condizione di regime, poi c'è una definizione

di potenza reattiva che dice che questa vale anche non a regime

$$Q(t) = \text{Im} [\hat{v}(t) \hat{i}(t)]$$

$$\hat{v}_z = 0$$

$$i_z = 0$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\hat{v}(t) = \hat{v}_R(t) + \hat{v}_L(t) + \hat{v}_{HA}(t) = R_s \hat{i} + \hat{L} : \frac{d\hat{i}}{dt} + j\omega_s \hat{\psi}(t)$$

$$\hat{\psi} = \psi_d + j\psi_q = {}^1\psi_0' + L_d i_d + jL_q i_q$$

$$\hat{v}_d(t) = R_s i_d + L_d \frac{di_d}{dt} - \omega_s \psi_q = R_s i_d + L_d \frac{di_d}{dt} - \omega_s L_q i_q$$

$$\hat{v}_q(t) = R_s i_q + L_q \frac{di_q}{dt} + \omega_s \psi_d = R_s i_q + L_q \frac{di_q}{dt} + \omega_s L_d i_d + \omega_s {}^1\psi_0'$$

$$\begin{bmatrix} v_d \\ v_q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_d & 0 \\ 0 & L_q \end{bmatrix} \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} i_d \\ i_q \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} R_s & -\omega_s L_q \\ \omega_s L_d & R_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_d \\ i_q \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \omega_s {}^1\psi_0' \end{bmatrix}$$

Siamo di fronte a una parte meccanica, molto più lenta rispetto a quella elettrica

( $\omega_s$ ) parametro elettricamente variabile

$$\Rightarrow \begin{bmatrix} * 1 \\ * 2 \end{bmatrix} \cos t$$

$$\begin{bmatrix} L_d & 0 \\ 0 & L_q \end{bmatrix} \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} i_d \\ i_q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -R_s & \omega_s L_q \\ -\omega_s L_d & -R_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_d \\ i_q \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} v_d \\ v_q \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 \\ \omega_s {}^1\psi_0' \end{bmatrix}$$

Circuito equivalente monofase

$$i_1(t) = \sqrt{\frac{2}{3}} |\hat{j}| \cos(\omega t + p_{j_0} + \arg(\hat{j}))$$

$$p(t) = G \cos(\omega t + p) = G \operatorname{Re} [e^{j\omega t + p}] = \operatorname{Re} [e^{j\omega t} G e^{jp}] = \sqrt{2} \operatorname{Re} [e^{j\omega t} \frac{G}{\sqrt{2}} e^{jp}]$$

$$\hat{j} = \frac{G}{\sqrt{2}} e^{jp}$$

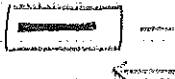
$$\Rightarrow \hat{j} = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}} |\hat{j}|}{\sqrt{2}} e^{j(p_{j_0} + \arg(\hat{j}))} =$$

$$= \frac{|\hat{j}|}{\sqrt{3}} e^{j \arg(\hat{j})} e^{jp_{j_0}}$$

$$= \frac{\hat{j}}{\sqrt{3}} e^{jp_{j_0}}$$

WWW.INGENLINE.BIZ

Il DIAGRAMMA fasoriale esprime con il diagramma prima rappresentato con una reale spostato in modo da pensare vettore sfasato di

$p_{j_0} \rightarrow$  i nuovi assi sono  disegno elettrico

Potremo tranquillamente fare in modo di scegliere  $t$  in modo

tale che  $y_0$  sia 0

At  $t=0$  una magnetico fase 1 esprime con una magnetico

dei magneti permanenti.

$\alpha_k$  ASSEI DI SINFETRIA PARI FASE 1  $\alpha_1$   $\hat{j}_1$

$\beta$   $\hat{j}_0$

Potremo determinare dispiegata fasoriale

$$\alpha_0(\theta, p_1) =$$

$$\alpha_0(\theta, p_1) + (p_2 - p_1)$$

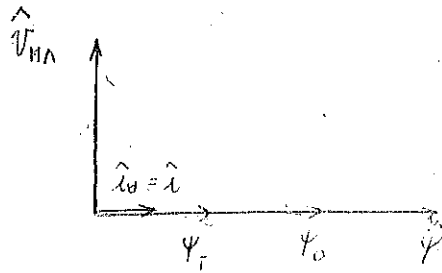
$$\alpha_0(\theta, p) = \alpha_0(\theta, 0) + p$$

$$\alpha = \alpha_0(\theta, 0) = \theta$$

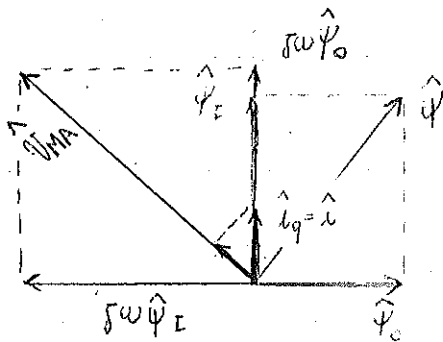
$$\beta_s(\alpha, 0) = \alpha$$

Tra tutti  $\alpha$  di quelli che si possono avere le cose con sono le + scegliere possibile sullo statore

Al contrario se mettiamo termine  $^1\psi_0$  piccolo



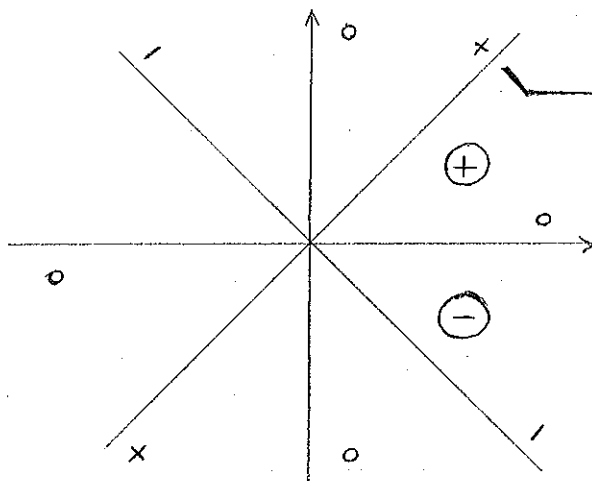
$$\rho_c = 0$$



$$\begin{aligned} \hat{V}_{HA} &= j\omega \hat{\psi} = j\omega [\hat{\psi}_0 + j\hat{\psi}_I] \\ &= j\omega \hat{\psi}_0 - \omega \hat{\psi}_I \end{aligned}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\text{Re} \{ \hat{V}_{HA} \hat{\lambda}^* \} = \text{Re} [ j\omega \hat{\psi}_0 \hat{\lambda}^* ] + \text{Re} [ -\omega \hat{\psi}_I \hat{\lambda}^* ]$$



valor max componente anisotropia

componente  $^1\psi_0$   $\lambda_q(t)$

tutto semipiano sopra POSITIVO  
tutto semipiano sotto NEGATIVO

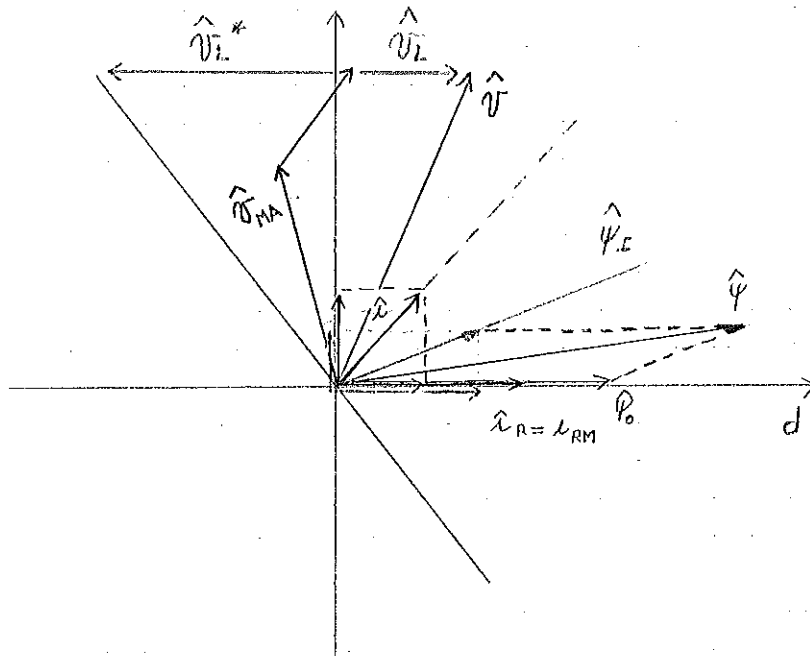
$$\bar{T}_p(t) = \sqrt{\frac{2}{3}} |\hat{v}_p| \sin(\omega t + p\alpha_0 + \arccos(\hat{v}_p))$$

TENSIONI : Rappresentazione grafica

Se lo vediamo come diagramma variabile nel tempo

Sovrapponiamo tutti i piani

(1)



$$\text{ATN } \frac{\psi_{q\pm}}{\psi_{d\pm}} = \text{ATN } \frac{L_{q\pm}}{L_{d\pm}}$$

$$\text{se } \frac{L_q}{L_d} < 1$$

$$\text{se } \frac{L_q}{L_d} > 1$$

confrontato con  
 $\text{atn} \left( \frac{L_q}{L_d} \right)$

$$\parallel$$
  
$$\arccos(\hat{\lambda}) = \delta$$

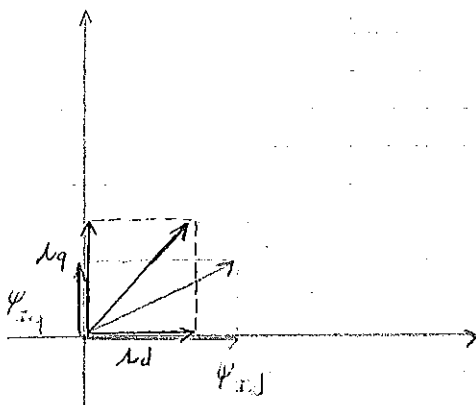
per vedere se è  
> 0 <

$\hat{L}_{SR} : \hat{\lambda}_R$  cost. dalla stessa parte  $\lambda_{RM}$   $\psi_0$

Dipende dalla saturazione della macchina

WWW.INGONLINE.BIZ

Esempio  $L_d = 2 L_q$

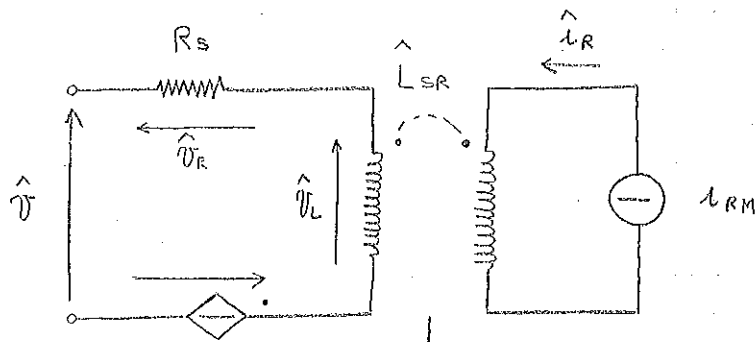


VARIANTE PIU' COMUNE  $L_d > L_q$

$$\sin(\omega(t)) \hat{\psi}(t)$$

90° in anticipo e  $\omega$  vale più grande se  $\omega$  è positivo

04/03/2006



$$\hat{V}_{HA} = j\omega \hat{\psi}$$

virtuali, e rende conto degli effetti dei magneti permanenti

$$\hat{\psi} = \hat{\psi}_0' + L_d \hat{i}_d(t) + j L_q \hat{i}_q(t)$$

$$\hat{L} = L_d + j L_q$$

$$\hat{L}_{SR} = L_{SRd} + j 0$$

$$L_{SRd} \hat{i}_{RH} = \hat{\psi}_0'$$

$$\hat{\psi} = \hat{L} : \hat{i} + \hat{L}_{SR} : \hat{i}_R$$

WWW.INGONLINE.BIZ

Il circuito sopra ci ricorda anche che

$$P_e(t) = \text{Re} [\hat{V}_{HA}(t) \hat{i}^*(t)] = \text{Re} [j\omega \hat{\psi} \hat{i}^*] = -\text{Im} [\omega \hat{\psi} \hat{i}^*]$$

$$= \omega \text{Im} [\hat{\psi}^* \hat{i}] = \omega (\Psi_d i_q - \Psi_q i_d) = \Omega_p (\Psi_d i_q - \Psi_q i_d) = W_e(t) \cdot \Omega$$

$$W_e(t) = p [\Psi_d(t) i_q(t) - \Psi_q(t) i_d(t)]$$

Modo veloce di ricavarla. Attenzione: non è che non vale per  $\omega = 0$  e ke la abbiamo ricavata in altro modo

$$W_e(t) = p [\hat{\psi}_0' i_q(t) + (L_d - L_q) i_d(t) i_q(t)]$$

$$\hat{V}(t) = \hat{V}_L(t) + \hat{V}_R(t) + \hat{V}_{HA}(t) = R_s \hat{i}(t) + \hat{L} : \frac{d\hat{i}(t)}{dt} + j\omega(t) \hat{\psi}(t)$$

$$= R_s \hat{i} - \omega L_q i_q + j\omega \hat{\psi}_0' + j\omega L_d i_d + \hat{L} : \frac{d\hat{i}}{dt} =$$

$$\hat{\psi}_0'$$

legato alle correnti ma a  $i_d$

$$[R_s i_d - \omega L_q i_q] + j [R_s i_q + \omega L_d i_d + \omega \hat{\psi}_0'] + \hat{L} : \frac{d\hat{i}}{dt}$$

componente resistiva in senso stretto

contributo ancora legato alle correnti. TERMINE PSEUDO RESISTIVO

termine costante

→ dipendenza quadratica delle correnti

$$I_d I_q$$

Se cambio segno a entrambe i componenti, non cambia niente

segno  $L_b - L_q$

$$\frac{L_d > L_q}{L_d < L_q}$$

contributo positivo  
contributo negativo

a portata di corrente

$$= p [\psi'_0 + L_d I_d] I_q - L_q I_q I_d = p [\psi_d I_q - \psi_q I_d]$$

$$P_c(t) = [W_e(t) \eta(t)] = p \Omega(t) [\psi_d(t) I_q(t) - \psi_q(t) I_d(t)] =$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$= \omega(t) \psi_d(t) I_q(t) - \omega(t) \psi_q(t) I_d(t) = \psi_{HAq}(t) I_q(t) + \psi_{HA d}(t) I_d(t) + \psi_{HAz}(t) I_z(t) = 0$$

NOTA!  $j\omega \hat{\psi} = \hat{V}_{HA} = j\omega (\psi_d + j\psi_q) = j\omega\psi_d - \omega\psi_q$

$$= \bar{\lambda}'^T(t) \bar{V}_{HA}^1(t) = \bar{\lambda}'^T(t) [\bar{V}_H^1(t) + \bar{V}_{AN}^1(t)]$$

$$\bar{\lambda}'^T(t) \bar{V}_{AN}^1(t) = \omega(t) [-L_d I_q(t) I_d(t) + L_q I_d(t) I_q(t)] =$$

$$[\omega(t) (L_d - L_q) I_d(t) I_q(t)] \quad ? \quad \text{(comp. di anisotropia della coppia)}$$

Se energia elettromagnetica cambia al variare delle posizioni

(macchina anisotropa)  $P_c(t) = \bar{\lambda}'^T \bar{V}_{HA}^1(t)$

Solo se la macchina isotropa  $= \bar{\lambda}'^T \bar{V}_H^1(t)$

$$\text{Re} [\hat{V}_{HA} \hat{\lambda}^*] = \psi_{HAq}(t) I_q(t) + \psi_{HA d}(t) I_d(t)$$

$$\bar{H}_0(x, px) = p^T \psi_0' \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$L_2'(x, \lambda) = \frac{3}{2} L_p \begin{bmatrix} c_2(px - \lambda) & s_2(px - \lambda) & 0 \\ s_2(px - \lambda) & -c_2(px - \lambda) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\bar{H}_I(\bar{\lambda}', x, px) = \left. \frac{\partial L'(x, \lambda)}{\partial x} \right|_{(x, px)} \bar{\lambda}' = (L_d - L_q) p \begin{bmatrix} \lambda_q \\ \lambda_d \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$\bar{H}'(\bar{\lambda}', x, px) = p \begin{bmatrix} (L_d - L_q) \lambda_q \\ \psi_0' + (L_d - L_q) \lambda_d \\ 0 \end{bmatrix} = p \begin{bmatrix} -\psi_q + L_d \lambda_q \\ \psi_d - L_q \lambda_d \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$A_H'(\bar{\lambda}', x, px) = L'(x, px) T_p^T(px) \left. \frac{\partial T_p(\lambda)}{\partial \lambda} \right|_{(px)} \bar{\lambda}' =$$

$$= L'(x, px) \begin{bmatrix} -\lambda_q \\ \lambda_d \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -L_d \lambda_q \\ L_q \lambda_d \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

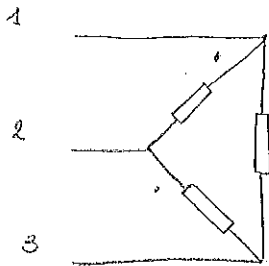
$$\hat{v}_H(t) = \bar{H}'(\bar{\lambda}(t), x(t), p(x(t))) \cdot m(t) = \omega(t) \begin{bmatrix} (L_d - L_q) \lambda_q \\ \psi_0' + (L_d - L_q) \lambda_d \\ 0 \end{bmatrix}$$

Se la macchina è isotropa  $(L_d - L_q = 0) \Rightarrow$  quei termini non  
a sono

$$\hat{v}_H = \hat{v}_{Hd}(t) + j \hat{v}_{Hq}(t) = \omega(t) [(L_d - L_q) \lambda_q(t) + j(L_d - L_q) \lambda_d(t) + j \psi_0']$$

$$j\omega(t)(L_d - L_q)(\lambda_d(t) - j\lambda_q(t)) + j\omega \psi_0' = j\omega \psi_0' + j\omega (L_d - L_q) \hat{\lambda}^*(t)$$

CON COLLEGAMENTO A TRIANGOLO  $\rightarrow$



$$V_z(t) = \frac{1}{\sqrt{3}} \mathbf{1}^T \mathbf{V}(t)$$

Corrente non è detto che sia nulla  
 $\Rightarrow$  all'infinito sarà nulla  
 tende a zero con legge esponenziale

Del vettore  $\mathbf{z}$  di solito non teniamo di conto

Ma si possono verificare condizioni transitorie con  $\mathbf{1}_z$  non nulla

$$\mathbf{V}_z \rightarrow \mathbf{1}_z = 0$$

$$\hat{\mathbf{V}} = \mathbf{V}_d + j \mathbf{V}_q$$

VEETTORE COMPLESSO RAPPRESENTATIVO

Proiezione sul piano di Eulck delle transitorie con piano di perm

sovrapposto a piano di Eulck

$$\hat{\mathbf{V}}(t) = \mathbf{V}_d(t) + j \mathbf{V}_q(t) = L_d \frac{d\mathbf{i}_d(t)}{dt} + j L_q \frac{d\mathbf{i}_q(t)}{dt} + \omega \Psi_q + j \omega \Psi_d + R_s (\mathbf{i}_d(t) + j \mathbf{i}_q(t))$$

WWW.INGONLINE.BIZ

PRODOTTO PER COMPONENTI

$$a, b \in \mathbb{C} \quad [a:b] = [\text{Re}[a] \text{Re}[b]] + j [\text{Im}[a] \text{Im}[b]]$$

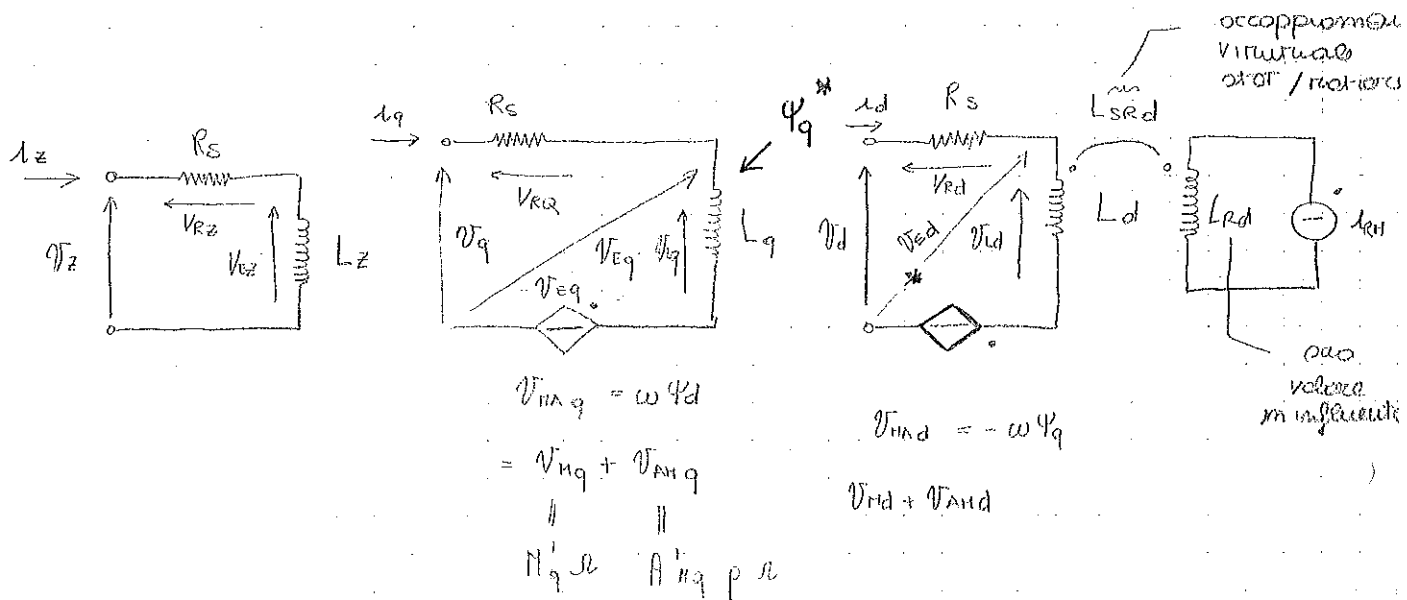
$$\text{se } \hat{\mathbf{L}} = L_d + j L_q$$

$$\Rightarrow \hat{\mathbf{V}}(t) =$$

$$= R_s \hat{\mathbf{i}}(t) + \hat{\mathbf{L}} : \frac{d\hat{\mathbf{i}}}{dt} + j \omega (\Psi_d + j \Psi_q) = R_s \hat{\mathbf{i}}(t) + \hat{\mathbf{L}} : \frac{d\hat{\mathbf{i}}}{dt} + j \omega \hat{\Psi}$$

$$= \hat{\mathbf{V}}_R + \hat{\mathbf{V}}_L + \hat{\mathbf{V}}_{HA}$$

$$V'(t) = \begin{bmatrix} R_{s1d} + L_d \frac{d}{dt} + \omega \Psi_q \\ R_{s1q} + L_q \frac{d}{dt} + \omega \Psi_d \\ R_{s1z} + L_z \frac{d}{dt} \end{bmatrix}$$



$$\Psi'(\bar{x}', x, p, x) = \begin{bmatrix} \Psi_0' + L_d i_d \\ L_q i_q \\ L_z i_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Psi_d \\ \Psi_q \\ \Psi_z \end{bmatrix}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$\Psi_0'$

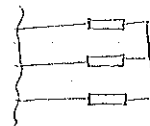
legame flusso corrente ma anche corrente tensione

$$\Psi_d = L_d i_d + L_{SR} i_{RH} = \Psi_0' + L_d i_d$$

### CIRCUITO Z

Che però hanno i 3 circuiti. Il I che dobbiamo disegnare spero

non interferisce  $i_z(t) = \frac{1}{\sqrt{3}} \bar{i}(t)$



Per come colleghiamo la macchina, se collegamento a stella senza

neutro  $i_z(t) = 0$

$$V_z(t) = 0$$

Macchina soggetta di corrente non può essere collegata ad un'altra sorgente corrente.

$$\bar{H}'_A(\bar{x}', x) = \bar{H}'(\bar{x}', x, px) + \bar{A}'_H(\bar{x}', x, px) \cdot p =$$

$$= p \begin{bmatrix} L_d \lambda_q - \Psi_q & -L_d \lambda_q \\ \Psi_d - L_q \lambda_d & L_q \lambda_d \\ 0 & 0 \end{bmatrix} = p \begin{bmatrix} -\Psi_q \\ \Psi_d \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$\bar{V}' = \bar{V}'_R + \bar{V}'_E$$

$$\bar{V}'_R = \begin{bmatrix} T_p^T(\lambda) & R & T_p(\lambda) \end{bmatrix} \bar{x}'(t) = R'(\lambda(t)) \bar{x}'(t)$$

$$R = R_s U$$

$$R' = R_s U$$

$$\bar{V}'_R = R_s \bar{x}'$$

$$\bar{V}'_E(t) = \bar{V}'_L(t) + \bar{V}'_{HA}(t) = \begin{bmatrix} L'(\lambda, px) \\ (t) \end{bmatrix} \frac{d\bar{x}'(t)}{dt} + \bar{H}'_A(\bar{x}'(t), x(t)) \omega(t)$$

$$= \begin{bmatrix} L_d & 0 & 0 \\ 0 & L_q & 0 \\ 0 & 0 & L_z \end{bmatrix} \frac{d\bar{x}'}{dt} + p \begin{bmatrix} -\Psi_q \\ \Psi_d \\ 0 \end{bmatrix} \Omega$$

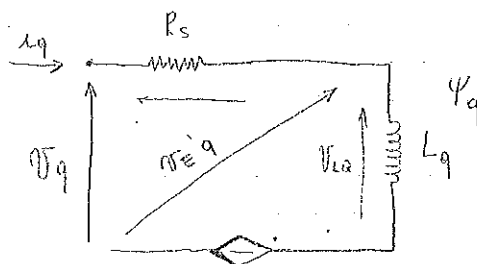
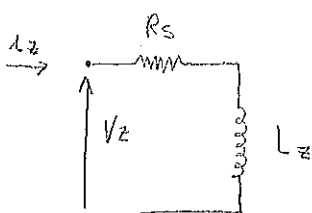
WWW.INGONLINE.BIZ

$$\bar{\Psi}' = \begin{bmatrix} \Psi'_q + L_d \lambda_d \\ L_q \lambda_q \\ L_z \lambda_z \end{bmatrix}$$

$$\bar{V}'(t) = \begin{bmatrix} R_s \lambda_d + L_d \frac{d\lambda_d}{dt} - (p\Omega) \Psi_q \\ R_s \lambda_q + L_q \frac{d\lambda_q}{dt} + (p\Omega) \Psi_d \\ R_s \lambda_z + L_z \frac{d\lambda_z}{dt} \end{bmatrix}$$

$$\omega = p\Omega$$

$\frac{T_{e_{el}}}{T_{e_{el}}} \times \text{comp. d' influenza}$   
 $\frac{\Psi_q}{\Psi_d} \times \text{comp. q' influenza}$



$$V_{HA}' q = \omega \Psi_d$$

$$V_{EN}' q + V_{AH}' q$$

$$V_{AH}' q = V_{AH}' \frac{d\lambda}{dt}$$

$$V_{EN}' q = \bar{M}'_q$$

$$\text{se } \lambda(t) = p x(t) + \lambda_0$$

costanti ma equi occorrono mutui

$$2(p x - \lambda) = 2\lambda_0 = \frac{K\pi}{K \text{ intero}}$$

$$p x - \lambda = \frac{K\pi}{2}$$

Variazioni che non cambiano niente e non cambia segno / non comportano

esemplificazioni modello

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\left( \bar{\psi}' | \bar{\lambda}', x, p(x) \right) = \bar{\psi}'_0 | x, p x | + L' | x, p x | \bar{\lambda}' =$$

$${}^2\psi'_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} L_0 & 0 & 0 \\ 0 & L_q & 0 \\ 0 & 0 & L_z \end{bmatrix} \bar{\lambda}' = \begin{bmatrix} \bar{\psi}'_0 + L_d \lambda_d \\ L_q \lambda_q \\ L_d \lambda_d \end{bmatrix}$$

$$L_d = L_{12} - L_{21} + \frac{3}{2} ({}^0L_p + {}^2L_p)$$

$$L_q = L_{11} - L_{22} + \frac{3}{2} ({}^0L_p - {}^2L_p)$$

$$L_z = L_{11} + 2L_{22}$$

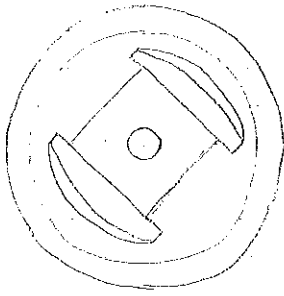
$$\left( \bar{H}' | \bar{\lambda}', x, \lambda \right) = \frac{\partial \bar{\psi}' | \bar{\lambda}', x, \lambda}{\partial x} = \bar{H}'_0 + \bar{H}'_I | \bar{\lambda}', x, \lambda$$

$$\bar{H}'_0 | x, \lambda = \frac{\partial \bar{\psi}'_0 | x, \lambda}{\partial x} = p {}^2\psi'_0 \begin{bmatrix} -s(p x - \lambda) \\ c(p x - \lambda) \\ 0 \end{bmatrix} = p {}^2\psi'_0 \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$\left( \bar{H}'_I | \bar{\lambda}', x, \lambda \right) = \frac{\partial \bar{\psi}'_I | \bar{\lambda}', x, \lambda}{\partial x} = \frac{\partial L' | x, \lambda}{\partial x} \bar{\lambda}' = \frac{3}{2} {}^2L_p {}^2p \begin{bmatrix} -s2(p x - \lambda) \\ c(p x - \lambda) \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$\bar{H}'_I | \bar{\lambda}', x, p(x) =$$

$$p (L_d - L_q) \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \bar{\lambda}' = p (L_d - L_q) \begin{bmatrix} \lambda_q \\ \lambda_d \\ 0 \end{bmatrix}$$



WWW.INGONLINE.BIZ

$$\underline{H'} = \frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial x^T}$$

$$\bar{\Psi}'(\bar{\lambda}', x, \lambda) = \bar{\Psi}'_0 + \bar{\Psi}'_I(\bar{\lambda}', x, \lambda) = \bar{\Psi}'_0 \begin{bmatrix} c(px - \lambda) \\ s(px - \lambda) \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$\bar{\Psi}'_I = L'(x, \lambda) \bar{\lambda}'$$

$$\bar{H}'(\bar{\lambda}', x, \lambda) = \frac{\partial \bar{\Psi}'(\bar{\lambda}', x, \lambda)}{\partial x} = H'_0(x, \lambda) + \bar{H}'_I(\bar{\lambda}', x, \lambda) =$$

$$\bar{H}'_0(x, \lambda) = \frac{\partial \bar{\Psi}'_0(x, \lambda)}{\partial x} = p \bar{\Psi}'_0 \begin{bmatrix} -s(px - \lambda) \\ c(px - \lambda) \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$\bar{H}'_I(\bar{\lambda}', x, \lambda) = \frac{\partial \bar{\Psi}'_I(\bar{\lambda}', x, \lambda)}{\partial x} = \frac{\partial L'(x, \lambda)}{\partial x} \bar{\lambda}' =$$

$$= \frac{\partial L'_2(x, \lambda)}{\partial x} \bar{\lambda}' = \frac{3}{2} L_p \lambda p \begin{bmatrix} -s 2(px - \lambda) & c 2(px - \lambda) & 0 \\ c 2(px - \lambda) & s 2(px - \lambda) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \bar{\lambda}'$$

$$\lambda = px$$

$$\Rightarrow \bar{H}'_I = \frac{3}{2} L_p p \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \bar{\lambda}' = \frac{3}{2} L_p p \begin{bmatrix} \lambda q \\ \lambda d \\ 0 \end{bmatrix} =$$

$$p(L_D - L_q) \begin{bmatrix} \lambda q \\ \lambda d \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$\frac{3}{2} {}^2 L_p \begin{bmatrix} c(2px - 2\lambda) & c(2px - 2\lambda - \frac{\pi}{2}) & 0 \\ c(2px - 2\lambda - \frac{\pi}{2}) & c(2px - 2\lambda - \pi) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\frac{3}{2} {}^2 L_p \begin{bmatrix} c_2(px - \lambda) & s_2(px - \lambda) & 0 \\ s_2(px - \lambda) & -c_2(px - \lambda) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} = \boxed{L_2^1(x, \lambda)}$$

$$\boxed{\lambda = px}$$

matrice diventa diagonale

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\boxed{L_2^1(x, px)} = \left( \frac{3}{2} {}^1 L_p \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \right)$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\bar{x}'(t) = T^T(\lambda(t)) \bar{x}(t)$$

$$T(\bar{\lambda}) = T_p(\lambda) \quad \boxed{m_p = 1}$$

$$\boxed{L^1(x, \lambda)} = \boxed{T_p^T(\lambda) L(x) T_p(\lambda)} =$$

$$L_{11} - L_{12} + \frac{3}{2} {}^0 L_p + \frac{3}{2} {}^1 L_p c_2(px - \lambda)$$

$$\frac{3}{2} {}^2 L_p s_2(px - \lambda)$$

0

$$\frac{3}{2} {}^2 L_p s_2(px - \lambda)$$

0

$$L_{11} - L_{12} + \frac{3}{2} {}^0 L_p - \frac{3}{2} {}^2 L_p c_2(px - \lambda)$$

0

0

$$L_{11} + 2L_{12}$$

per  $\left( L_{12} - \frac{1}{2} L_p \right) \bar{1} \bar{1}^T$

$$Q \bar{v} = \lambda \bar{v} \Rightarrow \alpha Q \bar{v} = \alpha \lambda \bar{v}$$

$$\left( L_{12} - \frac{1}{2} L_p \right) \begin{bmatrix} \square & & \\ & \square & \\ & & \square \end{bmatrix}$$

Stessi autovettori  
autovalori  $\alpha \lambda$

Autovalori associati alla stessa matrice  $\left( L_{11} - L_{12} + \frac{3}{2} L_p \right) u + \left( L_{12} - \frac{1}{2} L_p \right) \bar{1} \bar{1}^T$

$$\left[ \begin{array}{c} \left( L_{11} - L_{12} + \frac{3}{2} L_p \right) \\ \left( L_{11} - L_{12} + \frac{3}{2} L_p \right) \end{array} \right]$$

$$\begin{array}{c} L_{11} + 2L_{12} \\ \downarrow \\ 3L_{12} - \frac{3}{2} L_p + L_{11} - L_{12} + \frac{3}{2} L_p \end{array}$$

$$\boxed{T_p^T(\lambda) L_0 T_p(\lambda)} = \begin{bmatrix} L_{11} - L_{12} + \frac{3}{2} L_p & 0 & 0 \\ 0 & L_{11} - L_{12} + \frac{3}{2} L_p & 0 \\ 0 & 0 & L_{11} + 2L_{12} \end{bmatrix}$$

In caso macchina isotropa questa è  $\begin{bmatrix} 1 \\ L_0 \end{bmatrix}$

Se valenze  $\times$  ind. dispersione opp. delle ind. principali

$$\frac{L_{12}}{L_{11}} = -\frac{1}{2} \quad \text{verrebbe } 0 \quad \text{(Non lo sappiamo)}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

2 valori ind. uguali

$$\text{coeff. } L_p$$

$$\frac{3}{2}$$

pari alle forze

Risultato ortonormalizzazione ind. da  $\lambda$ . In caso macchina isotropa stessa matrice trasp.

$\times$  una macchina isotropa scelta di  $\lambda$  arbitraria  $\times$  la matrice induttrice.

$$= \frac{3}{2} p^4 I_s c \left( \varphi - p\chi_0 - \frac{\pi}{2} \right) + \left( \frac{3}{2} \right)^2 p^2 L_p I_s^2 c \left( 2\varphi - 2p\chi(0) - \frac{\pi}{2} \right)$$

$$= \frac{3}{2} p^4 I_s \sin \left( \varphi - p\chi(0) \right) + \left( \frac{3}{2} I_s \right)^2 p^2 L_p \sin \left( \varphi - p\chi(0) \right)$$

Costante

Seima nella somma di 12 termine, 1 prop.  $I_s$  con coeff. ①  
rispetto alla diff. degli angoli e 1 prop. a  $I_s^2$  con coeff. ②

poiché  $\alpha$  cost.  $\Rightarrow P_c$  cost.

ma poiché anche  $V_e^T$  cost.

$\Rightarrow$  ENERGIA elettromagnetica interna costante

Abbiamo una visione abbastanza accettabile x una situazione a regime. Altamente dipendenza dalle posizioni esterne.

$$L(x) = L_0 + L_2(x)$$

$$L_0 = (L_{L1} - L_{L2}) U + L_{L2} \bar{1} \bar{1}^T + L_p \begin{bmatrix} \bar{\sigma}(0) & \bar{\sigma}(\frac{2}{3}\pi) & \bar{\sigma}(\frac{4}{3}\pi) \end{bmatrix}$$

$$[ ] = \begin{bmatrix} c(0) & c(\frac{2}{3}\pi) & c(\frac{4}{3}\pi) \\ c(\frac{2}{3}\pi) & c(0) & c(\frac{2}{3}\pi) \\ c(\frac{4}{3}\pi) & c(\frac{2}{3}\pi) & c(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -1/2 & -1/2 \\ -1/2 & 1 & -1/2 \\ -1/2 & -1/2 & 1 \end{bmatrix}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

linea questa che rimane quando la dip. posiz. non c'è  
conferma di quello che abbiamo già visto. Rapp. mutua/auto =  $[-1/2]$

Analogamente a quanto già fatto possiamo scrivere la matrice  $\otimes$  come:

$$= \left( \frac{3}{2} U - \frac{1}{2} \bar{1} \bar{1}^T \right)$$

$$= (L_{L1} - L_{L2} + \frac{3}{2} L_p) U + (L_{L2} - \frac{1}{2} L_p) \bar{1} \bar{1}^T$$

Determinazione  
autovalori e autovettrici  
 $Au = \lambda u$

Osservazione:

$$\underbrace{p^1 \psi_0 \bar{\sigma} \left( p x(t) + \frac{\pi}{2} \right)}_{\left( \frac{\partial \bar{\psi}_0(x)}{\partial x} \right)} \bar{\eta}(t) = \underbrace{\left( p^1 \psi_0 \bar{\sigma} \left( p \Omega t + p x(0) + \frac{\pi}{2} \right) \right)}_{\bar{\psi}_0(x) = {}^1 \psi_0 \bar{\sigma}(p x)} \Omega$$

sinusoidale con pulsazione

$$\omega_s = p \Omega$$

$$x(t) = \Omega t + x(0)$$

$$\text{con } \bar{x}(t) = \boxed{I_s \bar{\sigma}(\omega_s t + f)}$$

toma sinusoidale simmetrica

$$\bar{T}_{EH}(t) = \underbrace{p \Omega^1 \psi_0 \bar{\sigma} \left( \omega_s t + p x(0) + \frac{\pi}{2} \right)}_{\text{sinusoidale}} + 2 p^3 L_p \left[ \bar{\sigma} \left( 2 p x + \frac{\pi}{2} \right) \right]$$

$$\begin{aligned} & \bar{\sigma} \left( 2 p x + \frac{\pi}{2} - \frac{2}{3} \pi \right) \bar{\sigma} \left( 2 p x + \frac{\pi}{2} - \frac{4}{3} \pi \right) \stackrel{①}{=} \underbrace{I_s \bar{\sigma}(\omega_s t + f) \Omega}_{2 p x(t)} = \\ & = p \Omega^1 \psi_0 \bar{\sigma} \left( \omega_s t + p x(0) + \frac{\pi}{2} \right) + 3 p \Omega^3 L_p \begin{bmatrix} c(\omega_s t - f + (2 p \Omega t + 2 p x(0)) + \frac{\pi}{2}) \\ c(\dots - \frac{2}{3} \pi) \\ c(\dots - \frac{4}{3} \pi) \end{bmatrix} I_s \end{aligned}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$= \underbrace{p \Omega^1 \psi_0 \bar{\sigma} \left( \omega_s t + p x(0) + \frac{\pi}{2} \right)}_{\text{sinusoidale}} + 3 L_p I_s \Omega \bar{\sigma} \left( \omega_s t + 2 p x(0) + \frac{\pi}{2} - f \right)$$

la comp. orizzontale e la somma di 2 terme sinusoidali

con la stessa pulsazione

$$\text{phasamento} \quad \boxed{\Delta p} = \boxed{p x(0) - f}$$

2 a 2 am frequenza  
sono allineati sono  
e 0

$$\bar{T}_{EH}(t) = L(\bar{x}(t)) \frac{d\bar{x}}{dt} = \underbrace{L_0 \frac{d\bar{x}}{dt}}_{\text{sinusoidale}} + \underbrace{L_2(x) \frac{d\bar{x}}{dt}}_{\text{sinusoidale}}$$

$$\frac{d\bar{x}}{dt} = \omega_s I_s \bar{\sigma} \left( \omega_s t + f + \frac{\pi}{2} \right)$$

$$= (L_{11} - L_{12}) \frac{d\bar{x}}{dt} + L_{12} \cdot \bar{\sigma} + {}^0 L_p \omega_s I_s \frac{3}{2}$$

$$\begin{aligned} L(x) &= L_0 + L_2(x) \\ L_0 &= L_1 + L_{p0} = \\ & (L_{11} - L_{12}) \bar{x} + L_{12} \bar{x} \bar{x} + \\ & L_{p0} [\bar{\sigma}(0) \bar{\sigma}(2/3\pi) \bar{\sigma}(4/3\pi)] \end{aligned}$$

$$L_2(x) = {}^2 L_p [\bar{\sigma}(2px) \bar{\sigma}(2px - \frac{2}{3}\pi) \bar{\sigma}(2px - \frac{4}{3}\pi)]$$

$$\begin{bmatrix} c(\omega_s t + f + \frac{\pi}{2} - 0) \\ c(\omega_s t + f + \frac{\pi}{2} - \frac{2}{3}\pi) \\ c(\dots - \frac{4}{3}\pi) \end{bmatrix}$$



sauz foth gli ouz alpmour Paiche la machina e finicamente

simmetrica  $\Rightarrow$

$$L_L = \begin{bmatrix} L_1 & L_2 & L_2 \\ L_2 & L_1 & L_2 \\ L_2 & L_2 & L_1 \end{bmatrix}$$

$$L_{L11} = L_{L12} = L_{L23} = L_1$$

$$L_{L12} = L_{L23} = L_{L32} = L_2$$

23/03/2006

$$\psi(\bar{x}, y) = \psi_p(\bar{x}, y) + \psi_L(\bar{x})$$

$$\psi_p(\bar{x}, y) = \bar{\psi}_{p0}(y) + \bar{\psi}_{pI}(\bar{x}, y)$$

$$\bar{\psi}_{p0}(y) = \psi_0 \bar{\sigma}(py)$$

perpendicolar rispetto a  $y$   $\frac{2\pi}{p}$

$$\psi_0 = \pi e^{i N_s^2} \bar{\psi}_c \left( p_c + \frac{p_E}{2} \right)$$

$$\psi_L(\bar{x}) = \bar{\psi}_{L0} + \bar{\psi}_{LI}(\bar{x}) = L_L \bar{x}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\bar{\psi}_{pI}(\bar{x}, y) = L_p(y) \bar{x}$$

$$L_p(y) = L_{p0} + L_{p2}(y)$$

$$L_{p0} = L_p \left[ \bar{\sigma}(0) \quad \bar{\sigma}\left(\frac{2}{3}\pi\right) \quad \bar{\sigma}\left(\frac{4}{3}\pi\right) \right]$$

$$L_{p2}(y) = L_p \left[ \bar{\sigma}(2py) \quad \bar{\sigma}\left(2py - \frac{2}{3}\pi\right) \quad \bar{\sigma}\left(2py - \frac{4}{3}\pi\right) \right]$$

$$L_p = \pi e^{i N_s^2} \bar{\psi}_E$$

$$L_p = \pi e^{i N_s^2} \frac{p_E}{2}$$

$$L_L = \begin{bmatrix} L_{L1} & L_{L2} & L_{L2} \\ L_{L2} & L_{L1} & L_{L2} \\ L_{L2} & L_{L2} & L_{L1} \end{bmatrix} = (L_{L1} - L_{L2}) U + \begin{bmatrix} L_{L2} & 1 & 1 \\ L_{L2} & 1 & 1 \\ L_{L2} & 1 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\text{simmetrica} \times K E = L_0$$

$^1 N_K$

ov. statico trifase simmetrico. [ampietra pos] sono identiche.  $\rightarrow$

$$^1 N_K = \frac{^1 N_S}{L}$$

$$m_E = 3$$

ampietra  
fuori descrittive di ovv.

$$^0 p_E$$

$$^1 p_E$$

dati costruttivi

Nel nostro caso

$$^2 p_E > 0$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{le altre 2} \\ \text{possibilita'} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{ISOTROPA } ^2 p_E = 0 \\ ^2 p_E < 0 \end{array}$$

$$^1 \theta_K$$

Se scegliamo assi di simmetria pos

X macchine

$$[p]$$

paia di poli

$$\frac{2\pi}{p} \quad \frac{1}{3}$$

succettore fori

$$[1]$$

$$[2]$$

$$\underbrace{^1 \theta_2 - ^1 \theta_1}_{[1]} = \underbrace{^1 \theta_3 - ^1 \theta_2}_{[2]} = \frac{2\pi}{p} * \frac{1}{3} = \boxed{\frac{2\pi}{3p}}$$

MM.INGONLINE.BIZ

Decidiamo di mettere  $\alpha = 0$  in corrispondenza con simmetria pos.

fase 1

Così se

$$[y = 0]$$

$$[\alpha = 0]$$

e ritroviamo vortaggi in  $\theta$

0

$$^1 \theta_1(y) = ^1 \theta_1(0) - y$$

$\Rightarrow$  Sostituendo in [1] e [2] otteniamo:

$$^1 \theta_1(y) = \frac{2\pi}{3p} - y$$

$$^1 \theta_3(y) = \frac{4\pi}{3p} - y$$

In generale in forma  
compatta

$$^1 \theta_K(y) = \frac{2\pi}{3p} * (K-1) - y$$

$$[K = 1, 2, 3]$$

e 3 fasi

$$\Psi_{pOK} = \pi e^{^1 N_S ^1 \theta_c} \left[ \left( p_E + \frac{^2 p_E}{2} \right) \cos p \left( y - \frac{2\pi}{p} \frac{K-1}{3} \right) \right]$$

$$\bar{\Psi}_{po}(y) = \pi e^{^1 N_S ^1 \theta_c} \left[ \left( ^0 p_E + \frac{^2 p_E}{2} \right) * \begin{bmatrix} c p y \\ c (p y - \frac{2}{3}\pi) \\ c (p y - \frac{4}{3}\pi) \end{bmatrix} \right] = \boxed{^1 \Psi_o \bar{\theta}(p y)}$$

① xke periodicità rap

Quoto di flusso a vuoto relativo ai soli flussi principali, dip.  $\frac{2\pi}{p}$  periodo a

22/03/2006

Comp. materiale magnetico / cadute di tensione magnetica nulla

Legami  $B/H$  lineari.

$$\Psi_{pk}(y) = \pi l^2 N_k^2 F_c \left[ \mu_e c_p (\theta_k - \theta_c) + \frac{\mu_e}{2} c_{2p} (\theta_e^2 - \frac{\theta_k^2 + \theta_c^2}{2}) \right]$$

$$\Psi_{pkh}(y) = \pi l^2 N_k^2 N_h \left[ \mu_e c_p (\theta_k - \theta_h) + \frac{\mu_e}{2} c_{2p} (\theta_e^2 - \frac{\theta_k^2 + \theta_h^2}{2}) \right]$$

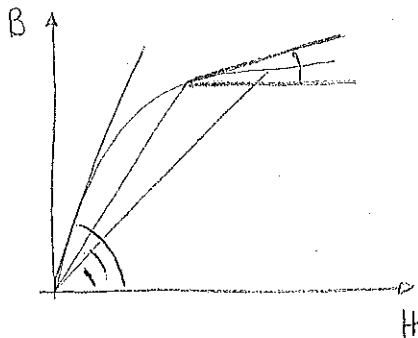
NOSTRE IPOTESI

Linearità legami  $B/H$  e trascurabile con ottima precisione così come

comp. lineare aria. Per quanto riguarda le cadute di tensione magnetiche nulle

fino a che si rimane nel tratto lineare / circa 1000 volte quella

dell'aria x un materiale ferromagnetico. Problemi in saturazione



Imp. permeabilità  
momentanea  
non differenziale

MM. INGOLINE.BIZ

$$\mu_i = \frac{B(H) - B(0)}{H}$$

Se saturazione non è troppo spinta e la lunghezza tratti non profondi

cadute tensioni magnetiche nulle nelle parti in ferro, è rispettato

Altre ipotesi: trascuriamo armoniche di ordine superiore

Abbassata. Modello x un'analisi di livello intermedio in parte x

analisi dinamica (nella pre scelta sistemi centrali)

Risultati qualitativamente corretti

Con variabilità segno  $\mu_e$  modello abbassata parziale x le diverse

tipologie di macchina.

$$L_{p12}(y) = \ell \int_0^{2\pi} p_e N_1(0, \theta) N_2(0, \theta) d\theta - \frac{\ell \int_0^{2\pi} p_e N_1(0, \theta) d\theta \int_0^{2\pi} p_e N_2(0, \theta) d\theta}{\int_0^{2\pi} p_e d\theta}$$

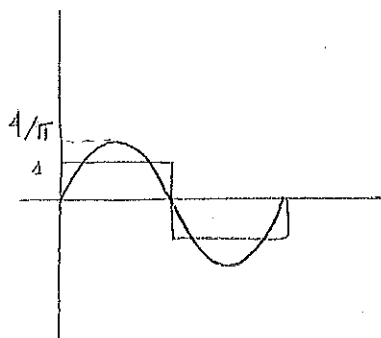
$$= \ell p_e \left[ -N_s^2 \frac{2}{3} \pi + \frac{-\pi(N_s)(-\pi N_s)}{2\pi} \right] = -\frac{\pi}{6} p_e \ell N_s^2$$

$$\frac{L_{p12}}{L_{p11}} = -\frac{1}{3}$$

Con approssimazione di prima armonica

WWW.INGONLINE.BIZ

$$L_{pkh}(y) = \pi \ell {}^1N_k {}^1N_h \left[ p_e c_p ({}^1\theta_k - {}^1\theta_h) + \frac{{}^2p_e}{2} c_{2p} \left[ {}^2\theta_e - \left( \frac{{}^1\theta_k + {}^1\theta_h}{2} \right) \right] \right]$$



$${}^1N_k = \frac{4}{\pi} \frac{N_s}{2} = \frac{2}{\pi} N_s$$

$${}^1L_{p11} = \pi \ell \left( -\frac{2}{\pi} N_s \right)^2 p_e = \frac{4}{\pi} p_e \ell N_s^2$$

$$\frac{{}^1L_{p11}}{L_{p11}} = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{2}{\pi} = \frac{8}{\pi^2} \approx 0,8$$

Per la murtua

$${}^1\theta_1 = \pi$$

$${}^1\theta_2 = \frac{10}{6} \pi$$

→ asse di simmetria para ×  $(N_2)$

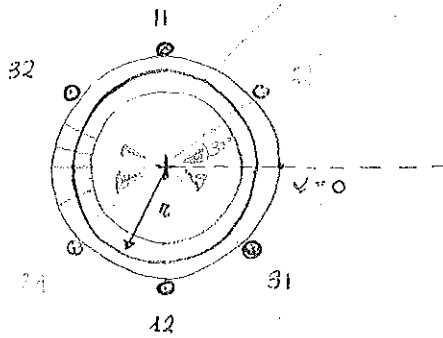
$${}^1L_{p12} = \pi \ell \left( \frac{2}{\pi} N_s \right)^2 p_e \left( -\frac{1}{2} \right) = -\frac{2}{\pi} p_e \ell N_s^2$$

$$\frac{{}^1L_{p12}}{L_{p12}} = \left( -\frac{2}{\pi} \right) \left( -\frac{6}{\pi} \right) = \frac{12}{\pi^2} = 1,2$$

20% in più

$$\frac{{}^1L_{p12}}{{}^1L_{p11}} = -\frac{1}{2}$$

Risultati vanno presi con buon senso, e sono approssimazioni



WWW.INGONLINE.BIZ

$N_s$

num. gruppi conduttori sullo statore

$$M_{s1} = M_{s2} = M_{s3} = 2$$

$$M_{R1} = M_{R2} = M_{R3} = 0$$

$$N_{11} = N_{21} = N_{31} = +N_s$$

$$N_{42} = N_{22} = N_{32} = -N_s$$

$$\alpha_{11} = \frac{\pi}{2}$$

$$\alpha_{12} = \frac{3}{2}\pi$$

$$\alpha_{21} = \frac{\pi}{2} + \frac{2}{3}\pi = \frac{7}{6}\pi$$

$$\alpha_{22} = \frac{\pi}{6}$$

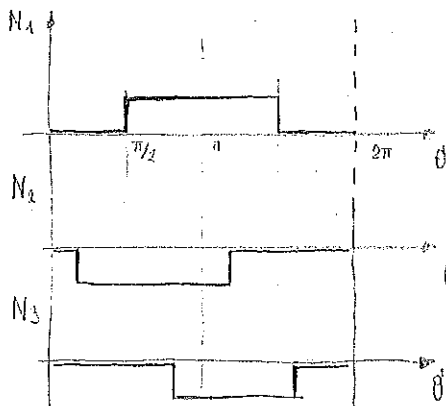
$$\alpha_{31} = \frac{7}{6}\pi + \frac{2}{3}\pi = \frac{11}{6}\pi$$

$$\alpha_{32} = \frac{5}{6}\pi$$

raggio medio  $r$  curva  $\Gamma_c$

$$\theta_s(\alpha, \gamma) = \alpha$$

$$\alpha_o(\theta, \gamma) = \theta$$



$$N_k = \sum_{h=1}^{m_{sk}} N_{skh} \delta[\alpha_k, \alpha_o(\theta_1, \gamma), \alpha_o(\theta_2, \gamma)]$$

$$N_k(o, \theta, \gamma) =$$

$$\sum_{h=1}^{m_{sk}} N_{skh} \delta[\alpha_{kh}, o, \theta]$$

$$\pi l^2 N_k N_h \left[ \mu_e c_p (\theta_k - \theta_c) \left( \pm \frac{\mu_e}{2} c_p \left( \theta_c - \frac{\theta_k + \theta_h}{2} \right) \right) \right]$$

\* Si può usare la stessa espressione esattamente con le stesse considerazioni di prima. - Considero  $\mu_e$  o positivo o negativo

**ANALISI UNIVOCA** utilizzando lo stesso set di espressioni  $\rightarrow$  xke queste due espressioni descrivono tutto

Nell'ipotesi  $\theta_c = 0$

$$L_{pkh}(\gamma) = \pi l^2 N_k N_h \left[ \left( \mu_e \right) c_p (\theta_k \ominus \theta_h) + \left( \frac{\mu_e}{2} \right) c_p (\theta_k \oplus \theta_h) \right]$$

In una situazione isotropa o omogenea e  $\gamma$  può anche variare

Supponiamo di avere **motore ASINCRONO**  
1° termine non c'è

**autoinduttanza**  $c_p (\theta_k - \theta_h) = 1$

**Matrice**  
**due fasi rotore**  $\rightarrow$  **non dipende da  $\gamma$**

**due fasi statore**  $\rightarrow$  **non dipende da  $\gamma$**

una fase di statore e rotore  $\rightarrow$  dipende da  $\gamma$  con una funzione sinusoidale di periodo  $\frac{2\pi}{p}$



$B_0 \cos(\gamma)$

$B_0$  potrà non essere lineare xò indipendente da  $\gamma$   
Se è anisotropo non sarà lineare

sui raji ang. stat.

**condizione anisotropia**  $\mu_e$  può essere **positiva** o **negativa**

$\rightarrow$  se sono sul rotore dipendenza da  $\gamma$  non c'è

Al posto di  $\beta$  a posto metter una opportuna funzione di  $\theta$  che ha lo stesso asse di simmetria passante

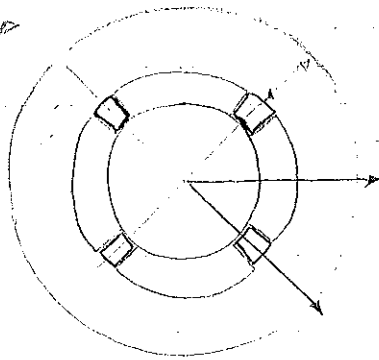
Questo si applica anche per i magneti che hanno lo stesso asse di simmetria passante

WWW.INGONLINE.BIZ

SOLITAMENTE si possono presentare queste 2 possibilità

$$\theta_c = \theta_e$$

$$\theta_c = \theta_e \pm \frac{\pi}{2p}$$



17/03/2006

$$L_{pkh}(y) = \left( \pi l^4 N_k^4 N_h \left[ \mu_e \cos p \left( \theta_k - \theta_h \right) + \frac{\mu_e}{2} \cos 2p \left( \theta_e - \frac{\theta_k + \theta_h}{2} \right) \right] \right)$$

$$\psi_{pk}(y) = \left( \pi l^4 N_k^4 \mu_c \left[ \mu_e \cos p \left( \theta_k - \theta_c \right) + \frac{\mu_e}{2} \cos 2p \left( \theta_e - \frac{\theta_k + \theta_c}{2} \right) \right] \right)$$

$$= \pi l^4 N_k^4 \mu_c \left[ \mu_e \cos p \left( \theta_k - \theta_c \right) + \frac{\mu_e}{2} \cos p \left( 2\theta_e - \theta_c - \theta_k \right) \right]$$

$$\theta_e = \theta_c$$

$$\pi l^4 N_k^4 \mu_c \left( \mu_e \oplus \frac{\mu_e}{2} \right) \cos p \left( \theta_k - \theta_c \right)$$

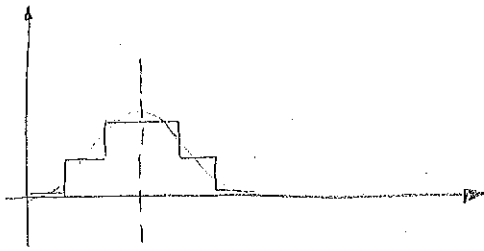
$$\theta_e = \theta_c + \frac{\pi}{2p}$$

$$\pi l^4 N_k^4 \mu_c \left[ \mu_e \cos \left( \theta_k - \theta_c \right) + \frac{\mu_e}{2} \cos \left( \theta_c + \pi - \theta_k \right) \right]$$

$$= \pi l^4 N_k^4 \mu_c \left( \mu_e \ominus \frac{\mu_e}{2} \right) \cos p \left( \theta_k - \theta_c \right)$$

16/03/2006

$$N_K(\theta, \gamma) = {}^0N_K(\gamma) + {}^1N_K \cos p(\theta - {}^1\theta_K(\gamma))$$



non avrei potuto riconoscere immediatamente un'onda di simmetria pari.

WWW.INGONLINE.BIZ

$f, p, h$

$$\int_0^{2\pi} f p h = \frac{\int_0^{2\pi} f p \int_0^{2\pi} h p}{\int_0^{2\pi} p} = \pi f_1 h_1 \left[ p_c c_p (p - \nu) + \frac{p_1}{2} c_{2p} \left( \xi - \frac{p + \nu}{2} \right) \right]$$

$$\langle \Psi_{p_0 k} | \gamma \rangle = \ell \int_0^{2\pi} \gamma \in (\theta, \gamma) N_K(0, \theta, \gamma) \gamma_c(\theta, \gamma) d\theta - \frac{\ell \int_0^{2\pi} p \in N_K d\theta \int_0^{2\pi} p \in \gamma_c d\theta}{\int_0^{2\pi} p \in d\theta}$$

$$= \pi \ell \gamma_c {}^1N_K \left[ \underbrace{p \in \cos p({}^1\theta_K - {}^2\theta_c)}_{(\gamma)} + \frac{{}^2p \in}{2} \cos 2p \left( {}^2\theta \in + \underbrace{-\frac{{}^1\theta_K - {}^1\theta_c}{2}}_{(\gamma)} \right) \right]$$

sarebbe nullo nel caso di rotore e rotore isotropi

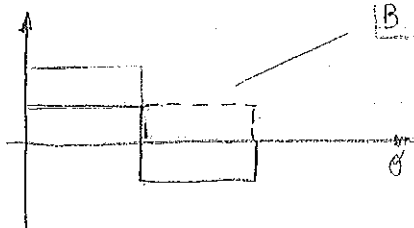
NOTA:

Dipendenza da  $\gamma$  solo in  ${}^1\theta_K(\gamma)$

Sposto  $\gamma_{c0}$

così come  $N_{K_0} \rightarrow$  dipendenza da una serie di cose arbitrarie.

$$\gamma_c = \epsilon H H_c$$



$B$  è nullo xfe altrimenti sarebbe violato il 1° di Gauss

$$\overline{\Psi}_{p0}(\gamma) = \ell \int_0^{2\pi} \mu_{\epsilon} \bar{N} \mathcal{F}_c d\theta = \frac{\ell \int_0^{2\pi} \mu_{\epsilon} \bar{N} d\theta \int_0^{2\pi} \mu_{\epsilon} \mathcal{F}_c d\theta}{\int_0^{2\pi} \mu_{\epsilon} d\theta}$$

$$\overline{\Psi}_{p0K}(\gamma) = \ell \int_0^{2\pi} \mu_{\epsilon} N_K \mathcal{F}_c d\theta = \frac{\ell \int_0^{2\pi} \mu_{\epsilon} N_K d\theta \int_0^{2\pi} \mu_{\epsilon} \mathcal{F}_c d\theta}{\int_0^{2\pi} \mu_{\epsilon} d\theta}$$

$\mu_{\mathcal{F}_c}$

$N$

$$f(\theta) = f_0 + f_1 \cos p(\theta - \xi)$$

$$h(\theta) = h_0 + h_1 \cos p(\theta - \nu)$$

$$g(\theta) = p_0 + p_2 \cos 2p(\theta - \xi) \equiv \mu_{\epsilon}$$

$$\int_0^{2\pi} g(\theta) d\theta = \int_0^{2\pi} p_0 + p_2 \cos 2p(\theta - \xi) d\theta = 2\pi p_0$$

$$\int_0^{2\pi} f(\theta) g(\theta) d\theta = \int_0^{2\pi} [f_0 + f_1 \cos p(\theta - \xi)] [p_0 + p_2 \cos 2p(\theta - \xi)] d\theta =$$

$$\int_0^{2\pi} p_0 f_0 + p_0 f_2 \cos 2p(\theta - \xi) + p_2 f_1 \cos p(\theta - \xi) + \frac{f_1 p_2}{2} \left[ \cos p(\theta - 2\xi + p) + \cos p(3\theta - 2\xi - p) \right] d\theta =$$

$$= 2\pi f_0 p_0$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$\frac{2\pi}{3p}$

$$\int_0^{2\pi} f(\theta) g(\theta) h(\theta) d\theta = \int_0^{2\pi} f(\theta) g(\theta) [h_0 + h_1 \cos p(\theta - \nu)] d\theta =$$

$$h_0 \int_0^{2\pi} f(\theta) g(\theta) d\theta + h_1 \int_0^{2\pi} f(\theta) g(\theta) \cos p(\theta - \nu) d\theta =$$

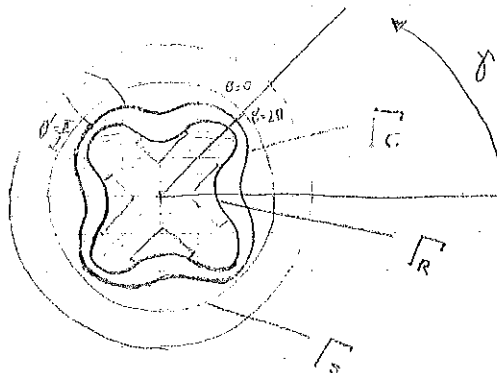
$$2\pi f_0 g_0 h_0 + h_1 \int_0^{2\pi} f_0 g_0 \cos p(\theta - \nu) + \frac{f_0 f_2}{2} \left[ \cos p(\theta - 2\xi + \nu) + \cos p(3\theta - 2\xi - \nu) \right] +$$

$$+ \frac{f_1 f_2}{2} \left[ \cos p(\nu - p) + \cos p(2\theta - p - \nu) \right] + \frac{f_1 f_2}{4} \left[ \cos p(\nu + p - 2\xi) + \cos p(2\theta - 2\xi + p - \nu) \right]$$

15/03/2006

Statore isotropo  
rotore anisotropo

↳ Alternatore a  
poli salienti



$\Gamma_0$  la descriviamo  
come vettore  
la parametrizzazione

$$v_{mcc} \quad \theta_r(\beta, \gamma) \\ \beta_0(\theta, \gamma)$$

$$\underline{B_c(\theta, \gamma)} \approx \underline{B_c(\gamma)} + \underline{B_c(\gamma)} \cos p(\theta - \theta_c(\gamma))$$

$$\frac{2\pi}{p}$$

$$\underline{N_R(\theta, \gamma)} \approx \underline{N_R(\gamma)} + \underline{N_R(\gamma)} \cos p(\theta - \theta_R(\gamma))$$

$$\frac{2\pi}{p}$$

$$\underline{\psi_E(\theta, \gamma)} \approx \underline{\psi_E(\gamma)} + \underline{\psi_E(\gamma)} \cos 2p(\theta - \theta_E(\gamma))$$

$$\frac{\pi}{p}$$

Abbiamo considerato 2 possibilità

$$\underline{\theta_R(\beta, \gamma)} = \underline{\theta_R(\beta, 0)} \quad \forall \beta, \gamma$$

$$\underline{\theta_S(\alpha, \gamma)} = \underline{\theta_S(\alpha, 0)} \quad \forall \gamma$$

$$\underline{\beta_0(\theta, \gamma)} = \underline{\beta_0(\theta, 0)} \quad \forall \gamma$$

$$\underline{\psi_E(\theta, \gamma)} = \psi_E(\theta, \gamma) \frac{p_E(\theta, \gamma)}{E_E(\theta, \gamma)}$$

$$\underline{E_E(\theta, \gamma)} = E_E(\theta, \gamma) + E_H(\theta, \gamma) \frac{p_E(\theta, \gamma)}{p_H(\theta, \gamma)} \frac{p_E(\theta, \gamma)}{p_H(\theta, \gamma)}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$\psi_E$  non è più costante

Proviamo una parametrizzazione  $\Gamma_0$  relativa al rotore o al statore

Ora molto conv. fare una scelta relativa al rotore

che?

$$\psi_E(\theta, \gamma) = \psi_E(\theta, \gamma) \frac{p_E(\theta, \gamma)}{E_E}$$

$$E_E(\theta, \gamma) = E_E(\theta, \gamma) + E_H(\theta, \gamma) \frac{p_E(\theta, \gamma)}{p_H(\theta, \gamma)} \frac{p_E(\theta, \gamma)}{p_H(\theta, \gamma)}$$

Dipende da  $\theta$  non è più costante  $\left\{ \begin{array}{l} \text{non} \\ \text{dipende} \end{array} \right.$  da  $\gamma$

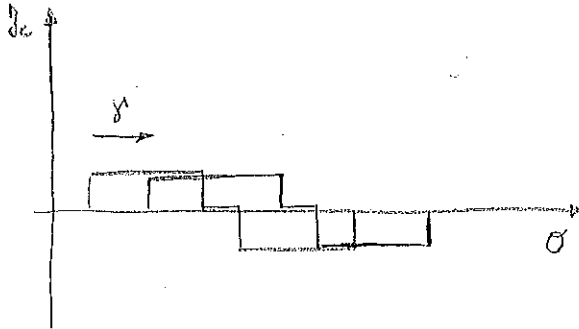
Ora si deve considerare dipendenza da  $\gamma$  che si viene a creare sui conduttori sullo statore.

Chiede ora meglio scegliere un legame lineare  $\alpha = \beta + \gamma$

$$= \left[ E_n'(\theta - \gamma) \right] * \left[ H_c'(\theta - \gamma) \right] \\ E_n'(\beta_0(\theta, \gamma)) H_c'(\beta_0(\theta, \gamma))$$

traslazione verso destra di  
una quantità pari a

$\gamma$



Cambiamo solo a fase di una quantità pari a  $\gamma$

Amplitude indipendente da  $\gamma$

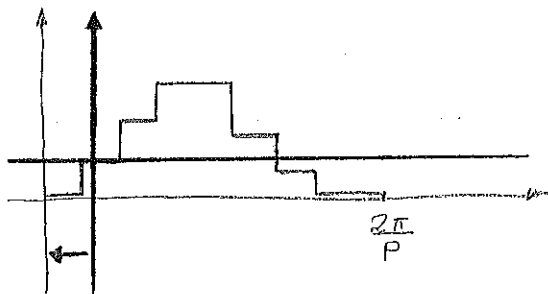
$$= \sum_{h=0}^{+\infty} h f_c(h) \cos h [\theta - \theta_c(h) - \gamma]$$

Per quanto riguarda  $N$

Fase sullo statore  $\rightarrow$  indipendente da  $\gamma$

Fase sul rotore, situazione analoga. In questo caso però si verifica una

Traslazione sia in orizzontale che in verticale



WWW.INGONLINE.BIZ

Amplitude armoniche invariante,

Fase variando linearmente con  $\gamma$

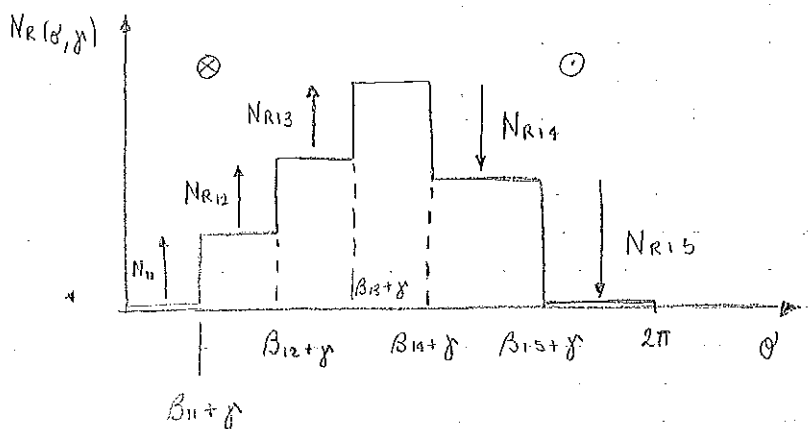
In più si modifica il valore medio

Comung. su rotore dipendenza da  $\gamma$  semplice - Variazione a primo

del valore medio

$$\begin{aligned}
 \boxed{N_k(\theta, \gamma)} &= \sum_{h=1}^{m_{RK}} N_{RKh} \delta[\beta_{Kh}, \beta_0(\theta, \gamma), \beta_0(\theta, \gamma)] \\
 &= \sum_{h=1}^{m_{RK}} N_{RKh} \delta[\beta_{Kh}, -\gamma, \theta - \gamma] \\
 &= \sum_{h=1}^{m_{RK}} N_{RKh} \delta[\beta_{Kh} + \gamma, 0, \theta]
 \end{aligned}$$

In corrispondenza di cui:  $\boxed{\theta = \beta_{Kh} + \gamma}$



se  $\boxed{\beta_{11} + \gamma}$ , finisce la detta una transizione all' in più di tutta la curva.

Transizione in orizzontale e in verticale (deve ripartire da zero)

Cambia primo conduttore che trovo.

WWW.INGONLINE.BIZ

Se valor medio varia con  $\gamma$  a gradini. Per quanto riguarda le armoniche  
Non cambia con ampiezza le armoniche cambia la fase (trova di  $\gamma$ )

$$\boxed{\theta_2(\gamma)} = \boxed{\theta_2(0) + \gamma}$$

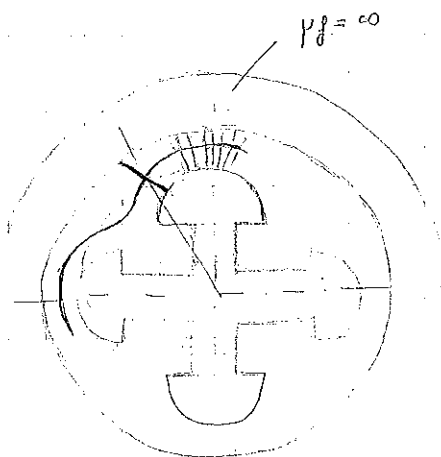
10/03/2006

$$f_c(\theta + \frac{2\pi}{p}, y) = f_c(\theta, y) \quad \forall \theta, y$$

$$\bar{N}(\theta + \frac{2\pi}{p}, y) = \bar{N}(\theta, y) \quad \forall \theta, y$$

$$p_e(\theta + \frac{\pi}{p}, y) = p_e(\theta, y) \quad \forall \theta, y$$

sempre in serie di Fourier (rispetto a  $\theta$ ) Considereremo i primi 2 termini



POSSIAMO sempre in serie di Fourier

Perché sono funzione  $\theta, y$  angolarità e posizione angolare armoniche  
dipendono da  $y$  (potranno dipendere da  $y$ )

$$f_c(\theta, y) = \sum_{h=0}^{+\infty} h f_c(y) \cos k p [\theta - \theta_c(y)]$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$f(x) \text{ in generale } T \sum_{k=0}^{+\infty} A_k \cos k \left( \frac{x - x_k}{T} 2\pi \right)$$

$$N_k(\theta, y) \approx \sum_{h=0}^{+\infty} h N_k(y) \cos p_k [\theta - \theta_k(y)]$$

$$p_e(\theta, y) \approx \sum_{h=0}^{+\infty} h p_e(y) \cos 2 p_k [\theta - \theta_e(y)]$$

tutte grandezze positive  $p_e = p_0 \frac{f_0}{E_0}$  nessuna quantità si annulla o cambia di segno

Comunque vorranno  $\theta, y$  qualsiasi di positivo  $\Rightarrow$  VALORE MEDIO POSITIVO

$p$  settori su cui comportamento è uguale

linee di campo esattamente la stessa

Subdivisione in settori a partire da un punto, a piacere

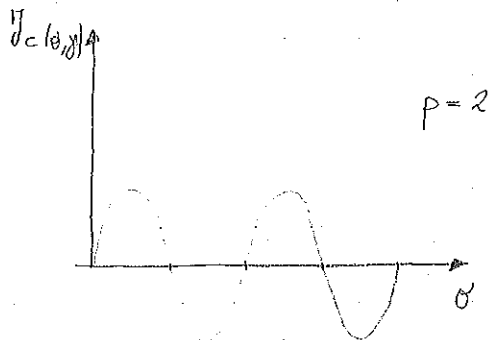
Poniamo supporre una curva  $\Gamma_0$  adica. Se scegliamo modo di

parametrizzare periodica poniamo immaginare periodica, nelle funzioni (anche in  $\theta$ ).

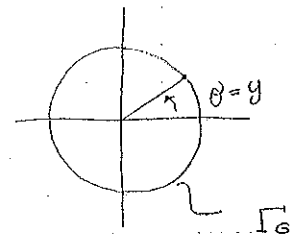
WWW.INGONLINE.BIZ

$\gamma_c(\theta, y)$   $H_c(\theta, y)$   $E_H(\theta, y)$

faciamo variare  $\theta$



se non avessi fatto mappatura periodica mi perdo la proprietà.



$$\theta = y^3 / (\pi) \quad \text{NO!!!}$$

DISTANZA DA  $\theta = 0$  eventualm  
moltiplicata  $\times$  un fattore

$$\gamma_c\left(\theta + \frac{2\pi}{p}, y\right) = \gamma_c(\theta, y) \quad \forall \theta$$

$$\theta = \frac{\int_{\Gamma_0} \|d\bar{e}\| \, 2\pi}{l_0}$$

Scelta + logica,

$$\theta' = \frac{2\pi}{2\pi\pi} \int_0^y \pi \, dy = \frac{2\pi}{2\pi\pi} \pi ay$$

$$\bar{x}(\theta' + \pi) = -\bar{x}(\theta')$$

$$p_e(\theta, y) = \underbrace{p_0(\theta, y)}_{E_e(\theta, y)} \frac{p_0(\theta, y)}{E_e(\theta, y)}$$

$$E_e(\theta, y) = E_0(\theta, y) + E_H(\theta, y) \frac{p_{H0}(\theta, y)}{p_H(\theta, y)} \frac{p_{H0}(\theta, y)}{p_H(\theta, y)}$$

$p_0$   $E_0$   $E_H$  grandezze  
fonde costruttivam.

PERIODICHE.  
Lo stesso valore  $E_0$  trovo  
dopo  $\frac{\pi}{p}$

$$= \ell \int_0^{2\pi} p_\varepsilon(\vartheta, y) \bar{N}(0, \vartheta, y) \mathbb{F}_c(\vartheta, y) d\vartheta - \ell \int_0^{2\pi} p_\varepsilon(\vartheta, y) \bar{N}(0, \vartheta, y) d\vartheta \cdot \int_0^{2\pi} p_\varepsilon(\vartheta', y) \mathbb{F}_c(\vartheta', y) d\vartheta'$$


---


$$\int_0^{2\pi} p_\varepsilon(\vartheta', y) d\vartheta'$$

$$\boxed{\bar{\Psi}_{P\pm}(\bar{\lambda}, y)} = \ell \int_0^{2\pi} N(0, \vartheta, y) \left( \frac{p_\varepsilon(\vartheta, y)}{\varepsilon_\varepsilon(\vartheta, y)} \right) N_\varepsilon^T(0, \vartheta, y) \bar{\lambda} \left( p_\varepsilon(\vartheta, y) \right) d\vartheta =$$

$$= \left[ \ell \int_0^{2\pi} p_\varepsilon(\vartheta, y) N(0, \vartheta, y) N_\varepsilon^T(0, \vartheta, y) d\vartheta \right] \bar{\lambda} =$$

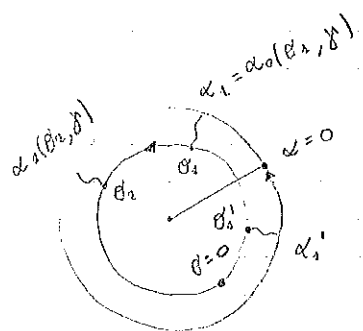
WWW.INGONLINE.BIZ

$$= \boxed{L_P(y)} \boxed{\bar{\lambda}}$$

$$\boxed{L_P(y)} = \ell \int_0^{2\pi} p_\varepsilon(\vartheta, y) \bar{N}(0, \vartheta, y) \left[ \bar{N}(0, \vartheta, y) - \frac{\int_0^{2\pi} p_\varepsilon(\vartheta', y) \bar{N}(0, \vartheta', y) d\vartheta'}{\int_0^{2\pi} p_\varepsilon(\vartheta', y) d\vartheta'} \right] d\vartheta$$

$$= \ell \int_0^{2\pi} p_\varepsilon(\vartheta, y) \bar{N}(0, \vartheta, y) \bar{N}^T(0, \vartheta, y) d\vartheta - \ell \int_0^{2\pi} p_\varepsilon(\vartheta, y) \bar{N}(0, \vartheta, y) d\vartheta \cdot \int_0^{2\pi} p_\varepsilon(\vartheta', y) \bar{N}^T(0, \vartheta', y) d\vartheta'$$

$y$  fixed



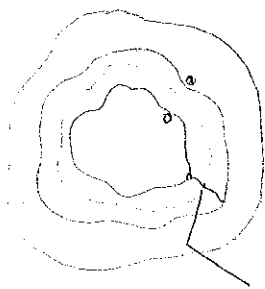
$$\theta_2 > \theta_1$$

$$\alpha_1 \leq \alpha_{Kh} \leq \alpha_2$$

$$\theta_2 > \theta_1' \quad \alpha_1' < \alpha_2$$

$$\delta[\alpha_{Kh}, \alpha_0(y, y), \alpha_0(\theta_2, y)] =$$

$$\begin{cases} 1 & y = \theta_1 \\ 0 & y = \theta_1' \end{cases}$$



$\theta = 0 \quad 2\pi$

⊗ positivo

$B_0$  positiva e conservata da rotore a rotore

$$\boxed{\Psi_{PK}(\bar{x}, y)} = \bigoplus \sum_{h=1}^{m_{SK}} N_{SKh} \int_{\theta_s(\alpha_{Kh}, y)}^{2\pi} B_0(\theta, \bar{x}, y) \rho_0(\theta, y) d\theta + \sum_{h=1}^{m_{RK}} N_{RKh} \int_{\theta_R(\beta_{Kh}, y)}^{2\pi} B_0(\theta, \bar{x}, y) \rho_0(\theta, y) d\theta$$

$$\begin{cases} \alpha_0(\theta, y) \longleftrightarrow \theta_s(\alpha, y) \\ \beta_0(\theta, y) \longleftrightarrow \theta_R(\beta, y) \end{cases} \quad \text{funzioni inverse}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

Considerando le funzioni INVERSE sopra si ha

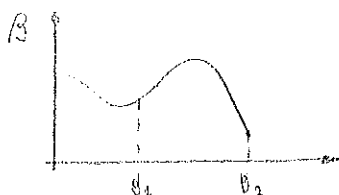
condiz. non nec

$\theta \leq 2\pi$  comunque

$$= \int_0^{2\pi} B_0(\theta, \bar{x}, y) \rho_0(\theta, y) \left[ \sum_{h=1}^{m_{SK}} N_{SKh} \delta[\theta, \theta_s(\alpha_{Kh}, y), 2\pi] + \sum_{h=1}^{m_{RK}} N_{RKh} \delta[\theta, \theta_R(\beta_{Kh}, y), 2\pi] \right] d\theta$$

$$\boxed{\theta \geq \theta_s(\alpha_{Kh}, y)} \quad * \quad \boxed{\alpha_0(\theta, y) \geq \alpha_0(\theta_s(\alpha_{Kh}, y)) = \alpha_{Kh}}$$

\* per ipotesi sappiamo che  $\alpha_0(\theta, y)$ ,  $\beta_0(\theta, y)$  sono funzioni CRESCENTI,  
non possono avere 2 linee di forza che passano per lo stesso punto,



così anche  $x$  le funzioni inverse.

$$\alpha \leq \alpha_R(\beta_{Kh}) \leq \theta$$

$$\Rightarrow \boxed{\theta \geq \theta_R(\beta_{Kh}) \geq 0} \quad \boxed{\delta[\beta_{Kh}, 0, \beta_0(\theta, y)]}$$

così ok vediamo cosa  $\beta_0(0, y)$  non coincide con 0. Cosa accade?

$$\begin{aligned}
 \boxed{\Psi_{PK}} &= \left[ \sum_{h=1}^{m_{SK}} \int_0^{2\pi} B_G(\theta, \bar{\lambda}, y) \rho_G(\theta, y) \ell \, d\theta \right]_{\theta_A: \alpha_0(\theta, y) = \alpha_{Kh}} N_{SKh} + \left[ \sum_{h=1}^{m_{RK}} \int_0^{2\pi} B_G(\theta, \bar{\lambda}, y) \rho_G(\theta, y) \ell \, d\theta \right]_{\theta: B(\theta, y) = \beta_{Kh}} N_{RKh} \\
 &= \ell \int_0^{2\pi} B_G(\theta, \bar{\lambda}, y) \rho_G(\theta, y) \cdot \sum_{k=1}^{m_{SK}} N_{SKh} \delta[\alpha_{Kh}, \alpha_0(0, y), \alpha_0(\theta, y)] \, d\theta \\
 &+ \ell \int_0^{2\pi} B_G(\theta, \bar{\lambda}, y) \rho_G(\theta, y) \cdot \sum_{h=1}^{m_{RK}} N_{RKh} \delta[\beta_{Kh}, \beta_0(0, y), \beta_0(\theta, y)] \, d\theta = \\
 &= \ell \int_0^{2\pi} B_G(\theta, \bar{\lambda}, y) \rho_G(\theta, y) N_K(0, \theta, y) \, d\theta
 \end{aligned}$$

$$\boxed{B_G(\theta, \bar{\lambda}, y)} = \boxed{B_{G0}(\theta, y)} + \boxed{B_{G1}(\theta, \bar{\lambda}, y)}$$

$$\boxed{B_{G0}(\theta, y)} = \boxed{\mu_G(\theta, y) \frac{\mathbb{I}_{E0}(\theta, y)}{\varepsilon_E(\theta, y)}} \quad \boxed{B_{G1}(\theta, \bar{\lambda}, y)} = \boxed{\mu_G(\theta, y) \frac{\mathbb{I}_{E1}(\theta, \bar{\lambda}, y)}{\varepsilon_E(\theta, y)}}$$

$$\Rightarrow \boxed{\Psi_{PK}}_{(\bar{\lambda}, y)} = \underbrace{\left[ \ell \int_0^{2\pi} B_{G0}(0, y) \rho_G(\theta, y) N_K(0, \theta, y) \, d\theta \right]}_{\boxed{\Psi_{P0}(y)}} + \underbrace{\left[ \ell \int_0^{2\pi} B_{G1}(\theta, \bar{\lambda}, y) \rho_G(\theta, y) \, d\theta \right]}_{\boxed{\Psi_{P1}(\bar{\lambda}, y)}}$$

$$N_K(0, \theta, y) \, d\theta$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\boxed{\Psi_{P0}(y)} = \left[ \ell \int_0^{2\pi} \frac{\mu_G(\theta, y) \rho_G(\theta, y)}{\varepsilon_E(\theta, y)} \mathbb{I}_{E0}(\theta, y) N_K(0, \theta, y) \, d\theta \right] =$$

$$\left[ \ell \int_0^{2\pi} \mu_G(\theta, y) N_K(0, \theta, y) \mathbb{I}_{E0}(\theta, y) \, d\theta \right]$$

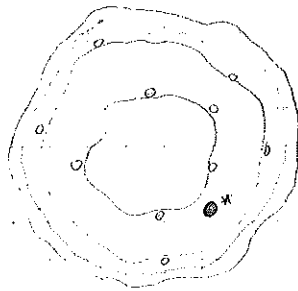
funzione estrattiva

н ооппрвее

Determinare flumi concatenati

Fluo significativo è quello principale. Come i conduttori si richiudono alle testate non interessa

Quota significativa quella al tragitto, come si richiude alle testate non interessa



Immagino tutti i conduttori richiudersi in un punto

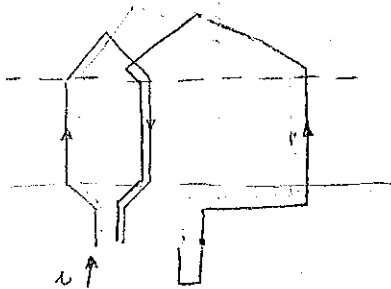
Il punto immaginario in un punto dove richiudere

⇒

la porta di corrente e posizione induz. la stessa

⇒

la porta di distrib. campo fluo non si modifica



WWW.INGONLINE.BIZ

zona di interesse  
come si richiude ovi. in relaz.  
al fluo principale non  
interessa

$$\theta \in [0, 2\pi]$$

Immaginiamo richiudura, un  $\boxed{E}$  punto di  $\theta = 0$  (oov  $\theta = 2\pi$ )

$$\boxed{\Psi_{PK}} = \sum_{h=1}^{N_{SK}} \left[ \int_0^{2\pi} B_0(\theta, i, j) \cdot P_0(\theta, j) \ell \, d\theta \right] * N_{SKh} + \dots$$

$\theta_1: \alpha_0(\theta, j) = \alpha_{Kh}$

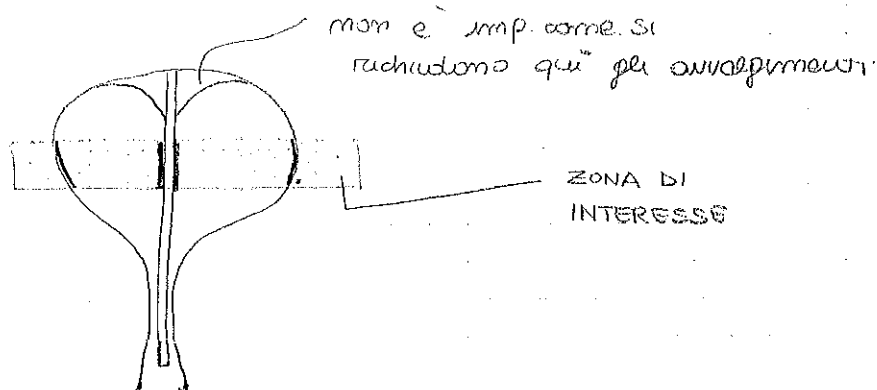
Fluo unico che si concatena con gruppo di conduttori a  $\alpha_0(\theta, j)$  e  $2\pi$

Se multiplico  $N_{SKh}$  bravo fluo tot. concatenato

A parata di esortare e porzioni la stema mappo induz.

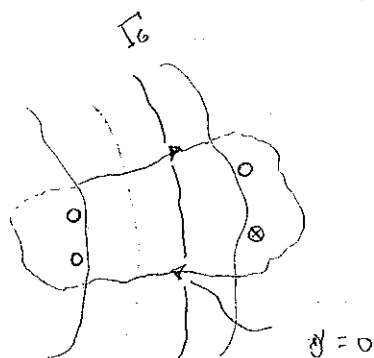
A parata (mappa mola?) steno (fluo)

Se la quota significativa e una parte si puo' colobattura



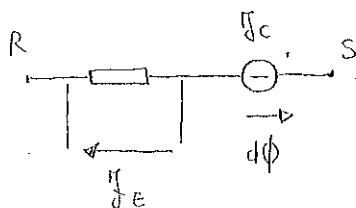
3/02/2006

Un unico punto dove far richiudere tutti i conduttori, con risultante nulla



WWW.INGONLINE.BIZ

$$B_0(\theta, \bar{x}, y) = \mu_0(\theta, y) \frac{J_E(\theta, \bar{x}, y)}{E_0(\theta, y)}$$



Definisco

FORZA MAGNETO MOTRICE EQUIVALENTE

$$J_e(\theta, \bar{x}, y) = J_+(\theta, \bar{x}, y) + J_{RS}(\theta, \bar{x}, y)$$

$$\Rightarrow \mu_e(\theta, y) \frac{J_e(\theta, \bar{x}, y)}{\epsilon_e(\theta, y)} = B_e(\theta, \bar{x}, y)$$

$$0 = \int_0^{2\pi} B_e(\theta, \bar{x}, y) \mu_e(\theta, y) \ell d\theta =$$

$$\int_0^{2\pi} \left( \mu_e(\theta, y) \frac{\rho_e(\theta, y)}{\epsilon_e(\theta, y)} \right) J_e(\theta, \bar{x}, y) d\theta = 0$$

[  $\frac{H}{m}$  ] m

ADIMENSIONALE

$$\mu_e(\theta, y)$$

Dimensione di una permeabilità

WWW.INGONLINE.BIZ

numeratore media pesata

$$J_e(\theta, \bar{x}, y)$$

rispetto a  $\mu_e(\theta, y)$

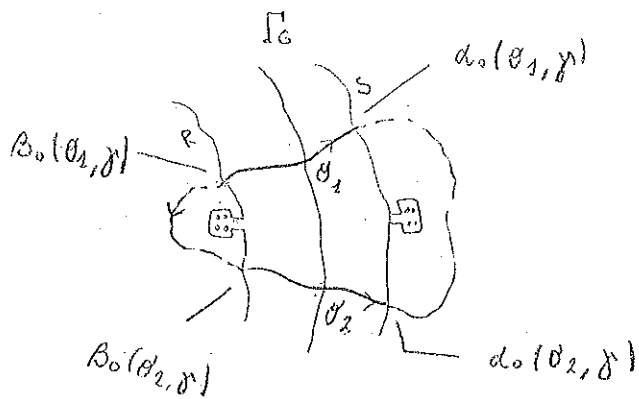
$\mu_e$  è certamente positiva

$$\frac{\int_0^{2\pi} \mu_e(\theta, y) J_e(\theta, \bar{x}, y) d\theta}{\int_0^{2\pi} \mu_e(\theta, y) d\theta} = 0 = \frac{\int_0^{2\pi} \mu_e(\theta, y) [J_+(\theta, \bar{x}, y) + J_{RS}(\theta, \bar{x}, y)] d\theta}{\int_0^{2\pi} \mu_e(\theta, y) d\theta}$$

$$= \int_0^{2\pi} \mu_e(\theta, y) J_+(\theta, \bar{x}, y) d\theta + J_{RS}(\theta, \bar{x}, y) \int_0^{2\pi} \mu_e(\theta, y) d\theta \rightarrow$$

$$J_{RS}(\theta, \bar{x}, y) = - \frac{\int_0^{2\pi} \mu_e(\theta, y) J_+(\theta, \bar{x}, y) d\theta}{\int_0^{2\pi} \mu_e(\theta, y) d\theta}$$

Opposto della  
Media pesata  
di  $J_+$  rispetto  
a  $\mu_e$



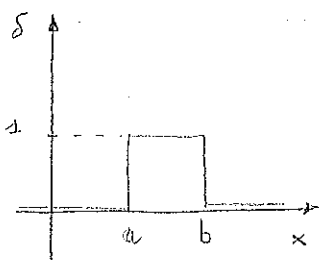
$$\mathcal{H}_{RS}(\theta_2, \bar{x}, y) - \mathcal{H}_{RS}(\theta_1, \bar{x}, y) \approx \oint \vec{H} \cdot d\vec{\ell} = \mathcal{H}_{\Sigma}(\theta_1, \theta_2, \bar{x}, y)$$

me avvolgimento (FAS)

|          |               |                                                    |
|----------|---------------|----------------------------------------------------|
| $N_{SK}$ | nello statore | $\begin{cases} N_{SKh} \\ \alpha_{Kh} \end{cases}$ |
| $N_{RK}$ | sul rotore    | $\begin{cases} N_{RKh} \\ \beta_{Kh} \end{cases}$  |

Per vedere se un gruppo di conduttori sta dentro o fuori il loop

Definiamo  $\delta(x, a, b) = \begin{cases} 1 & x \in [a, b] \\ 0 & x \notin [a, b] \end{cases}$



WMW.INGONLINE.BIZ

$$\mathcal{H}_{\Sigma}(\theta_1, \theta_2, \bar{x}, y) = \sum N_i = \sum_{K=1}^{m_e} \lambda_K \left[ \sum_{h=1}^{N_{SK}} N_{SKh} \delta(\alpha_{Kh}, d_0(\theta_1, y), d_0(\theta_2, y)) + \sum_{h=1}^{N_{RK}} N_{RKh} \delta(\beta_{Kh}, \beta_0(\theta_1, y), \beta_0(\theta_2, y)) \right]$$

$N$   $d_0$   $\beta_0$  variabili costruttive

$\alpha_0$

$\beta_0$

periodiche  
di  $2\pi$

che mi permette  
di mantenere  $y$   
generico

$$= \sum_{K=1}^{m_e} \lambda_K N_K(\theta_1, \theta_2, y)$$

$$* \mathcal{F}_{RS}(\theta, \bar{x}, y) \equiv \underbrace{H_H(\theta, \bar{x}, y) \cdot E_H(\theta, y) + H_C(\theta, \bar{x}, y) \cdot E_C(\theta, y)}_{\text{DEFINIAMO}}$$

$$\rightarrow \left[ \mathcal{F}_{RS}(\theta, \bar{x}, y) - \mathcal{F}_{RS}(\theta_1, \bar{x}, y) \right] = \oint \vec{H} \cdot d\vec{\ell} = \int_{\Gamma_1} + \int_{\Gamma_2}$$

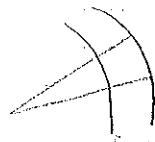
$$\mathcal{F}_{RS}(\theta, \bar{x}, y) =$$

$$* = \left[ \frac{B_H(\theta, \bar{x}, y)}{\mu_H(\theta, y)} - H_C(\theta, y) \right] E_H(\theta, y) + \frac{B_C(\theta, \bar{x}, y)}{\mu_C(\theta, y)} E_C(\theta, y)$$

$$= \underbrace{B_C(\theta, \bar{x}, y) \frac{\mu_C(\theta, y)}{\mu_H(\theta, y)} \frac{E_H(\theta, y)}{\mu_H(\theta, y)}}_{\approx 1} + \underbrace{B_C(\theta, \bar{x}, y) \frac{E_C(\theta, y)}{\mu_C(\theta, y)}}_{\approx 1} - \underbrace{H_C(\theta, y) E_H(\theta, y)}_{\mathcal{F}_C}$$

$$= \frac{B_C(\theta, \bar{x}, y)}{\mu_C(\theta, y)} \left[ E_C(\theta, y) + E_H(\theta, y) \frac{\mu_C(\theta, y)}{\mu_H(\theta, y)} \cdot \frac{\mu_C(\theta, y)}{\mu_H(\theta, y)} \right] - \underbrace{H_C(\theta, y) E_H(\theta, y)}_{\mathcal{F}_C}$$

$\approx 1$       quasi 1       $\approx 1$



$$\mu \, d\theta \, \ell = \mu \, d\theta \, \ell$$

All'aumentare di  $\mu$  la corrente  $\approx 1$  un po' maggiore

in totale quasi 1

$\boxed{E_E(\theta, y)}$  SPESORE EQUIVALENTE

combinazione di trasferimento e magnetizzazione

Può se tutto oggetto si comporta come un oggetto senza

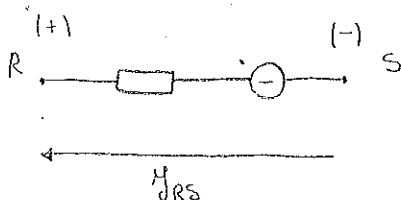
magnet con uno operatore  $\boxed{E}$  modificato e para a  $\boxed{E_E(\theta, y)}$

$\boxed{\mathcal{F}_C(\theta, y)}$

FORZA MAGNETO MOTRICE DOVUTA AL CAMPO COERCITIVO DEI MAGNETI.

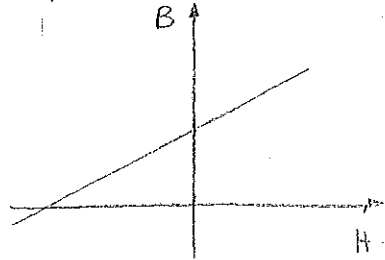
$$\boxed{H_{RS}(\theta, \bar{x}, y)} = \left[ \frac{B_C(\theta, \bar{x}, y)}{\mu_C(\theta, y)} E_E(\theta, y) \right] - \boxed{\mathcal{F}_C(\theta, y)}$$

forza magnetomotrice  
dovuta al campo coercitivo  
dei magneti



leggi costitutive:

magueti permanenti



$$B_H = \mu_H [H_H + H_C]$$

$$\mu_H(\theta, y)$$

$$H_C(\theta, y)$$

$$B_H(\theta, y) = \mu_H(\theta, y) [H_H(\theta, y) + H_C(\theta, y)]$$

non c'è dipendenza dalle correnti

Magueti magnetizzati in senso radiale → (nella direzione linee di campo principali)

$$E_H(\theta, y)$$

lunghezza tratto di linea di forza nel magnet. seguendo 1 linea di forza. In teoria anche questa dipenderebbe dalle correnti (se la linea di forza geometricamente fosse diversa al variare della corrente)

$$E_C(\theta, y)$$

lunghezza tratto di campo nel traferro

$$\mu_C(\theta, y)$$

dipendenza posizioni non comporta complicazioni imp. LA POSSIAMO CONSIDERARE

WWW.INGONLINE.BIZ

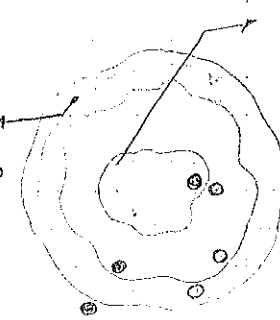
$$B_G(\theta, \bar{x}, y) = \mu_C(\theta, y) H_G(\theta, \bar{x}, y)$$

Legge di Ampere

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{e} = N i$$

Su che percorso?

materiali ferromagnetici



perché la legge di Ampere sia verificata non si possono avere le seguenti situazioni

$$\mu_F \rightarrow \infty$$

condurre tensioni magnetiche nulle nel ferro

ALTRIMENTI CADUTA DI TENSIONE MAGNETICA nel materiale ferromagnetico  $\neq 0$

Tutti i percorsi significativi se non sono in ferro, Percorsi nella

sup. ferromagnetiche interne non ha senso  $0 = 0$  così come su quella es

CORRENTE CONCATENATA NULLA  $\Rightarrow$

Presentazione nulla

$\vec{H}$  deve essere 0 fuori altrimenti teo di Ampere non è soddisfatto

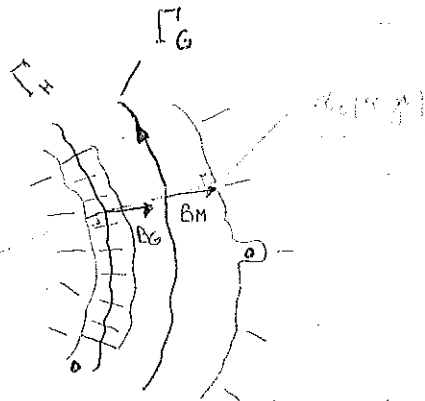
CADUTA DI TENSIONE MAGNETICA NULLA



$$\int \vec{H} \cdot d\vec{e} \neq 0 \text{ se } \vec{H} \neq 0$$

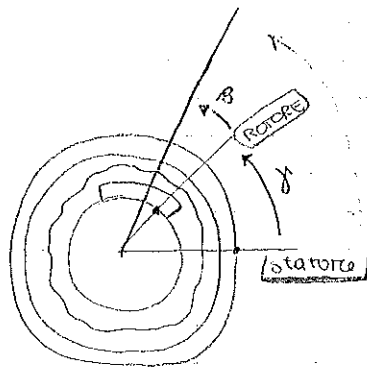
$$\begin{cases} \beta_{kh} - \beta_0(\theta_1, y) > 0 \\ \beta_{kh} - \beta_0(\theta_2, y) < 0 \end{cases}$$

1/02/2006

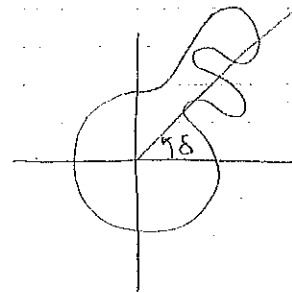


$$\theta \in [0, 2\pi]$$

percorso  $\times$  conversione in senso  
antiorario



non una curva così  
non descrivibile in forma parametrica



WM.INGONLINE.BIZ

Per un punto passa (una linea di campo) (linea campo principale quasi sicuramente)

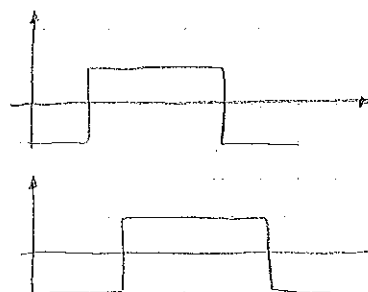
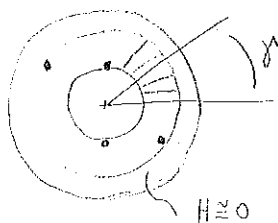
(2 sistemi di riferimento)

$$\alpha_0(\theta, y) \quad \beta_0(\theta, y)$$

A rigore  $\Gamma_G$  dipenderebbe dalle correnti. Defo per non è microscopica

a meno che non ci si avvicini alla saturazione. Molto legata ai

profili e alla posizione rotore statorica



In assenza saturazione  
p.s.e. (p.f.  $\rightarrow \infty$ )  
geometria  
continua  
a essere la  
stessa  
2 sup. aliebriche  
concentriche equipotenziali

$$\underline{\varepsilon'_H(\beta_0(\theta, \gamma))} = \underline{\varepsilon_H(\theta, \gamma)}$$

che esprime esattamente la stessa cosa

Posi' sono fore anche per  $\underline{\psi'_H(\beta)}$   $\underline{H'_c(\beta)}$

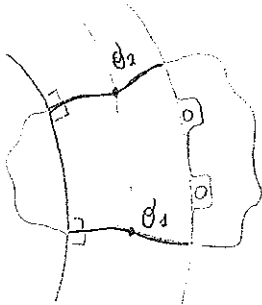
$$\underline{\psi_H(\theta, \gamma)} = \underline{\psi'_H(\beta_0(\theta, \gamma))}$$

$$\underline{H_c(\theta, \gamma)} = \underline{H'_c(\beta_0(\theta, \gamma))}$$

$$\underline{B_H(\theta, \bar{x}, \gamma)} = \psi_H(\theta, \gamma) [H_H(\theta, \bar{x}, \gamma) + H_c(\theta, \gamma)]$$

Valori di  $\underline{f_{RS}}$  per 2 valori di  $\theta$

WWW.INGONLINE.BIZ



rachiusure nel prop. ferromagnetico  
di rotore o statore

$$f_{RS} = f(\theta_1, \bar{x}, \gamma)$$

$$f_{RS}(\theta_2, \bar{x}, \gamma)$$

Modo in cui i conduttori sono collegati alle testate non interano

interferiamo i lati attivi, come sono posizionati i lati attivi

e questi sono

come sono disposti i lati attivi

Me conduttori  $\forall$  fore  $\boxed{m_k}$  gruppi di conduttori, numero  $N_{kh}$

posizione determinata da  $\alpha_{kh}$  (poiche' i conduttori

potrebbero stare anche sul rotore in generale  $\alpha_{kh} / \gamma$

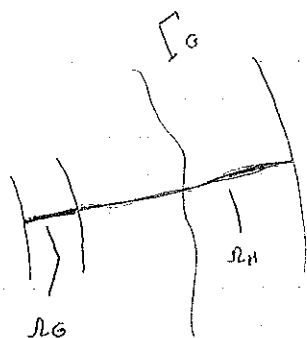
$$\alpha_{kh}(p) = \beta_{kh} + \gamma$$

Utile poi considerare una curva che pona da linea di campo principale (H tangente alla linea)  $\Rightarrow$

$$\int_{\Gamma} \bar{H} \cdot d\bar{e} \quad \text{diventa un prodotto algebrico}$$

Se trafero relativamente stretto la variazione rispetto a quello che occorre in un punto medio non è relevante

valore medio di campo  $\boxed{H_0(\theta, \bar{x}, y)} = \frac{1}{E_0} \int_{\Omega_0} \bar{H} \cdot d\bar{e}$



$(\theta, y)$   
invariante con  
le coordinate

verso di integrazione  
da  
 $\boxed{R \rightarrow S}$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\underline{H_H(\theta, \bar{x}, y)} = \frac{1}{E_H(\theta, y)} \int_{\Omega_H} \bar{H} \cdot d\bar{e}$$

$$\int_{\Omega_0 \cup \Omega_H} \bar{H} \cdot d\bar{e} = \int_{\Omega_0} \bar{H} \cdot d\bar{e} + \int_{\Omega_H} \bar{H} \cdot d\bar{e} =$$

$$\boxed{H_0(\theta, \bar{x}, y) E_0(\theta, y)} + \boxed{H_H(\theta, \bar{x}, y) E_H(\theta, y)} = \underline{\underline{J_{RS}(\theta, \bar{x}, y)}}$$

Valore della escluso di tensione isotropica nel tratto di linea di campo principale che pona dal punto  $\boxed{H_H(\theta, y)}$

Va bene se  $\times$  linea che pona  $\times$  magari se  $\times$  una linea che non ci pona. TERMINE  $H_H(\theta, \bar{x}, y) E_H(\theta, y)$  PUO' VALERE  $\neq$  SIA SE  $H_H(\theta, \bar{x}, y) = 0$  SIA SE LO SPESSORE  $E_H(\theta, y) = 0$

$$= B_0(\theta, \bar{x}, y) \cdot \ell \cdot \left\| \cancel{\bar{h}_0(\theta, y)} - \cancel{\bar{h}_0(\theta, y)} + \frac{\partial \bar{h}_0(\theta, y)}{\partial \theta} d\theta \right\|$$

$$= B_0(\theta, \bar{x}, y) \ell d\theta \left\| \frac{\partial \bar{h}_0(\theta, y)}{\partial \theta} \right\| = d\phi_0$$

$$\boxed{d\phi_H = B_H(\theta, \bar{x}, y) \ell d\theta \left\| \frac{\partial \bar{h}_H(\theta, y)}{\partial \theta} \right\|}$$

$$\boxed{d\phi_0 = d\phi_H}$$

se chiamo:

$$\begin{cases} \rho_H(\theta, y) = \left\| \frac{\partial \bar{h}_H(\theta, y)}{\partial \theta} \right\| \\ \rho_0(\theta, y) = \left\| \frac{\partial \bar{h}_0(\theta, y)}{\partial \theta} \right\| \end{cases}$$

$$\boxed{B_H(\theta, \bar{x}, y) \rho_H(\theta, y) = B_0(\theta, \bar{x}, y) \rho_0(\theta, y)}$$

Flusso totale uscente da  $\Gamma_0$

A livello globale

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\int_0^{2\pi} d\phi_0(\theta, \bar{x}, y) = \ell \int_0^{2\pi} B_0(\theta, \bar{x}, y) \rho_0(\theta, y) d\theta = 0$$

$$\phi_r = \overset{\text{dalle basi}}{\phi_S + \phi_L} = 0$$

↑  
0

flusso totale uscente dalla cup. chiusa è comunque nullo ( $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ )

Come varia al variare, potenti e posizioni?

In generale  $\boxed{\bar{x}} = \bar{h}_G(\theta)$   
 $(x, y)$

Potremmo associare (a uno dei 2 fenomeni)

l'intensità e il verso di  $B$

ma la distribuzione geometrica rimane la stessa anche di  
forza sempre ortogonale al variare della corrente.

Ipotizziamo di poter separare i fenomeni

WWW.INGONLINE.BIZ

Dall'analisi  $\bar{B}(\bar{x}, \bar{i}, y)$

la forma sup equip. nel traferro dipende o dalle ~~potenti~~  
potenti posizioni

Potremmo immaginare di scrivere  $\boxed{\bar{B}(\bar{x}, \bar{i}, y)} = \boxed{\bar{j}(\bar{x}, y)} \cdot \boxed{g(\bar{x}, \bar{i}, y)}$

Valida se i magneti permanenti sono o sul rotore o sullo  
statore. I se ci sono magneti permanenti su rotore e statore.

$\bar{x} = \bar{h}_G(\theta)$   
 $\uparrow$   
 $\boxed{(x, y)}$

Forma superficie equipotenziali non  
dipende da  $\bar{i}$   
dipende dalle posizioni

$\boxed{\bar{h}_G(\theta, y)}$

Esprimere componente normale di  $B$  alla superficie

$B_G(\theta, \bar{i}, y)$

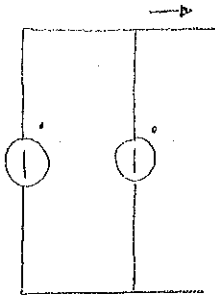
GAP intensità e verso dello componente induzione normale



3 regioni: magneti permanenti, traferro, materiale ferromagnetico

$\mu_F$  molto alto sup. interna mate ferromagnetico e sup. equipotenziale

CI CONVIENE FAR RIFERIMENTO ALLA SOLA PARTE (principale del traferro,



problema dentro materiale ferromagnetico  
della rete linee di campo ( $\mu_F \rightarrow \infty$ )  
diventa indeterminato.



2 generatori di tensione uguali o 2  
resistenze piccolissime.

$\mu_F \rightarrow \infty$  non implica necessariamente  $\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} \approx 0$

Traferro tutto interno al materiale ferromagnetico, nel gruppo di statore

$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = N i$  NOTA: GIOCO DI STATORE ALL'ESTERNO DI TUTTI I CONDUTTORI  $\Rightarrow$

Se 2 num. di attraversamenti sono pari  $\Rightarrow$  corrente concatenata

in totale è nulla  $\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = 0$

$\mu_F \rightarrow \infty$  non implica necessariamente  $\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} \approx 0$  - ci possono essere

correnti concatenate

WWW.INGONLINE.BIZ

In un dispositivo elettromeccanico non c'è scopo di forze  
diversamente ( $\neq$  dal trasformatore)

FOCALIZZIAMOCI SU QUELLO CHE AVVIENE NEL TRAFERRO

Se le 2 sup. fossero perf. cilindriche e traferro piccolo

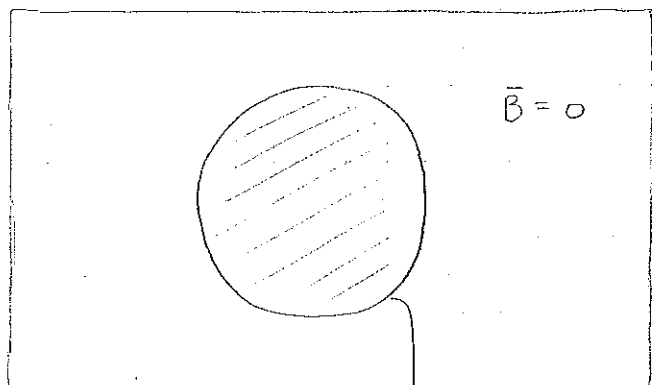
Si considerano coop.  $\tan \alpha$  H, e  $\tan \alpha$  di B,

$$B_z = 0$$

$\Rightarrow$

$$\iint \vec{B} \cdot \vec{n} \, dS = 0$$

~~$\nabla \cdot \vec{B} = 0$~~



$\rightarrow$  PERMEABILITÀ MAGNETICA MOLTO MAGGIORE

$$\frac{\partial B_x}{\partial z} = 0 = \frac{\partial B_y}{\partial z}$$

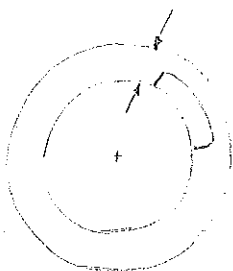
$\Rightarrow$  POSSIAMO CONSIDERARE IL PROBLEMA BIDIMENSIONALE

Perché la caduta di tensione magnetica nel ferro è possibile

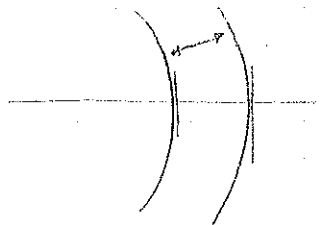
trascurarla,  $\Rightarrow$  possiamo considerare le linee di campo ortogonali

alle superfici. Superfici sono un po' irregolari ma quasi

cilindriche.



WWW.INGONLINE.BIZ

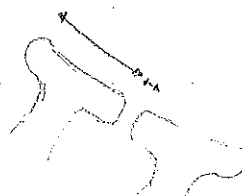


A potenziali diversi, tutte le superfici sono equipotenziali

Andamento nodale è verosimile  $\rightarrow$  e sono deviazioni ma ragionevolmente trascurabili

IPOTESI che l'apertura di CAVA

sia piccola



$$\bar{\Psi} = \bar{\Psi}_p + \bar{\Psi}_L$$

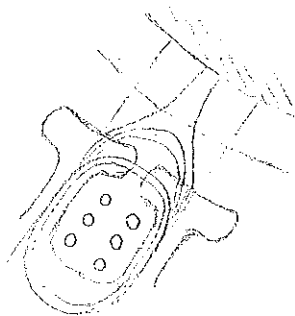
flussi principali, linee di campo che attraversano il traferro principale

$$\bar{\Psi}_L = \bar{\Psi}_{LT} + \bar{\Psi}_{LC}$$

ALLE TESTATE

in associazione alle cave

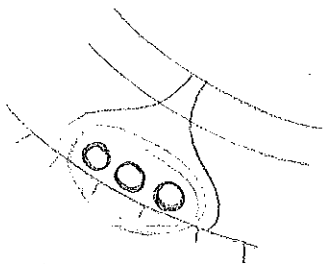
Quota di flusso che non dà luogo a concatenamenti statore rotore



Si concatenano con gli avvolgimenti ma non fanno parte del flusso principale

WWW.INGONLINE.BIZ

In assenza di cave



$\Psi_{LC}$  → la quota in area della linea di flusso è perpendicolare rispetto alla quota in ferro. Codura di tensione in frequenza in ferro è trascurabile.

→  $\Psi$  ha un regime lineare con le correnti

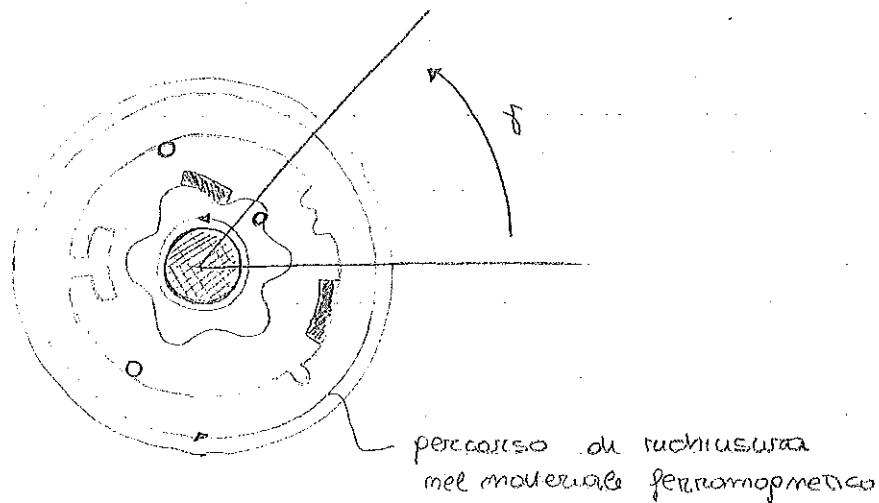
(Possiamo continuare a pensare ad un regime lineare anche in caso che il materiale ferromagnetico vada in saturazione)

→ ANCHE  $\Psi_{LC}$  ha un regime LINEARE con le correnti

Flusso locale, che si sviluppa nella struttura di rotore e statore

separatamente

$$\bar{\Psi}_{LC} = L_{LC} (\bar{i}, \bar{x}) \bar{i}$$

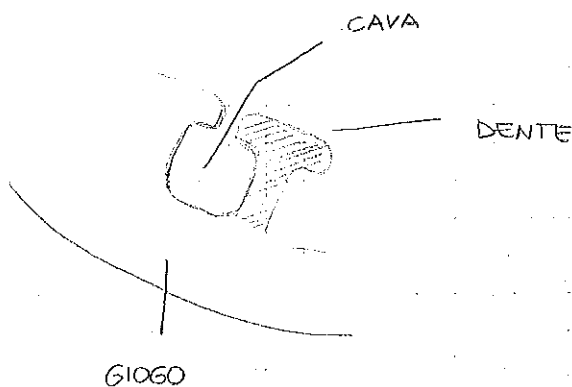


A **GIOGO** : (YOKE / BACKIRON)  $\rightarrow$  alle spalle delle eave in materiale ferromagnetico

A **TRAFERRO PRINCIPALE** : quello che separa **rotore** dallo **statore**

Nel traferro principale permeabilità variabile in funzione della posizione (non da un punto di vista magnetico).

A **MAGNETI PERMANENTI** : solidali al rotore o allo statore



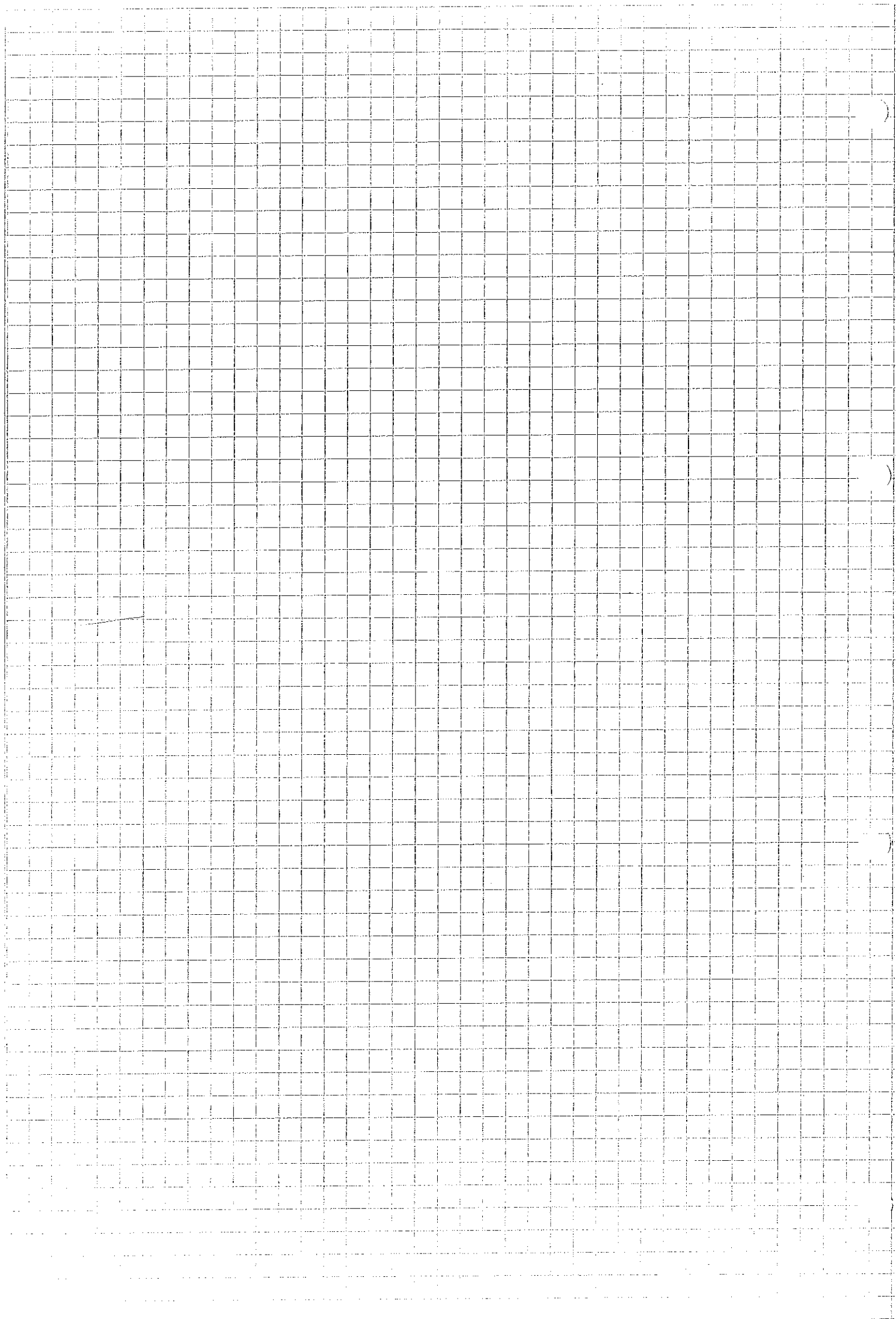
WWW.INGONLINE.BIZ

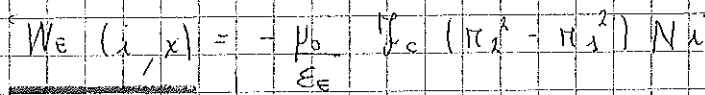
Conduttori sono in direzione **Z** nelle eave dello **statore** o

**rotore** o nel traferro principale. **ME AVVOLGIMENTI**

Per le nostre ipotesi abbiamo supposto che i terminali siano molto vicini tra loro (dobbiamo poter individuare una linea chiusa sulla quale appoggiano le infinite superfici)  $\rightarrow$

$\Rightarrow$  **NUMERO DI ATTRAVERSAMENTI in una sezione in Z sono PARI**





$$W = \begin{pmatrix} P \\ m \end{pmatrix} = \frac{\begin{bmatrix} P \\ X \end{bmatrix}}{\begin{bmatrix} 1 \\ t \end{bmatrix}} = \frac{\begin{bmatrix} E \\ X \end{bmatrix}}{\begin{bmatrix} 1 \\ t \end{bmatrix}}$$

Focar coloru pozitivu ze mi spoznao

B campo prodotto dall'intero disp. a corrente nulla

$$B_{1,2} = \frac{p_c}{\epsilon_c} J_c = -B_{3,4} = B_c$$

$$\boxed{W_{EA}} = - \int_{\mu_1}^{\mu_2} B_0 \cdot N d\mu = \boxed{- B_0 \cdot N \frac{\mu_2^2 - \mu_1^2}{2}}$$

$$(W \in \mathcal{B})$$

$$W_E = -B_0 N (\pi_2^1 - \pi_2^2) \wedge$$

$$= - \frac{\rho_0}{\epsilon_0} \frac{1}{4\pi} (\pi r^2 - \pi d^2) \lambda$$

Costanti alle varie situazioni in cui non si hanno altre  
manifestazioni elettriche, se non quelle immerse nel  
liquore, che macchina

$$R_2(x) = R_{A2}(x) + R_{H2}(x) = \frac{1}{A_2(x)} \left( \frac{\epsilon_H}{\mu_H} + \frac{\epsilon_A}{\mu_0} \right) = \frac{\epsilon_A + \epsilon_H \frac{\mu_0}{\mu_H}}{\mu_0 A_2(x)}$$

$$= \frac{\epsilon_E}{\mu_0 A_2(x)}$$

$$\phi_2 = \frac{y_c + y_I(i)}{R_2(x)} = \frac{\mu_0 A_2(x)}{\epsilon_E} (y_c + y_I(i))$$

$$A_3(x) = \frac{\pi r_2^2 - \pi r_1^2}{2} (x + \alpha - \theta)$$

$$R_3(x) = R_{A3}(x) + R_{H3}(x) = \frac{\epsilon_A}{\mu_0 A_3(x)} + \frac{\epsilon_H}{\mu_H A_3(x)} = \frac{\epsilon_E}{\mu_0 A_3(x)}$$

$$\phi_3(x, x) = \frac{y_I(i) - y_c}{R_3(x)} = \frac{\mu_0 A_3(x)}{\epsilon_E} (y_I(i) - y_c)$$

Filamenti che attraversano i tubi di flusso, 2 e 3

$$\psi(x, x) = N (\phi_2(i, x) + \phi_3(x, x)) = \frac{\mu_0}{\epsilon_E} N \left[ \frac{y_I}{(i)} (A_2(x) + A_3(x)) + \right.$$

$$\left. y_c (A_2(x) - A_3(x)) \right]$$

WMW, INGO LINE, BIZ

$$\psi_0(x) = \frac{\mu_0}{\epsilon_E} N y_c \frac{\pi r_2^2 - \pi r_1^2}{2} (2\theta - 2x - 2\alpha)$$

$$\psi_I(x, x) = L(x) y_I \quad L(x) = \frac{\mu_0}{\epsilon_E} N^2 (A_2(x) + A_3(x)) = \frac{\mu_0}{\epsilon_E} N^2 \frac{\pi r_2^2 - \pi r_1^2}{2} \alpha$$

In effetti quindi la dipendenza delle perle (non c'è)

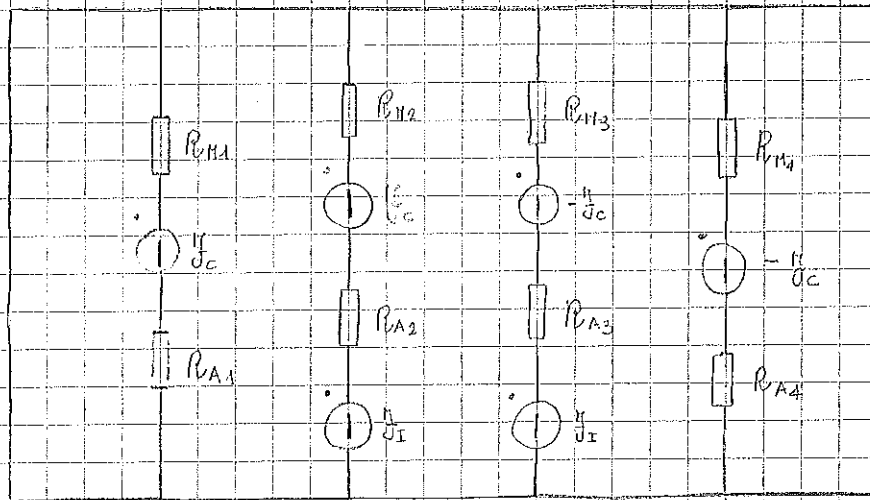
Dipende unicamente lineare

$$\frac{B_{A4}}{\mu_0} \varepsilon_1 + \left( \frac{B_{A4}}{\mu_0} - H_{C4} \right) \varepsilon_1 = 0$$

$$\boxed{B_{A4}} = - \mu_0 \frac{H_C}{\varepsilon_1}$$

Le regioni sono a se stanti. Vi regueme un tubo di flusso unico

### CIRCUITO EQUIVALENTE



WWW.INGONLINE.BIZ

$$\boxed{\phi_2(i, x)} = \frac{B_{A2}(i) \cdot A_2(x)}{\mu_0 \varepsilon_1} = \frac{\mu_0 (N_i + H_C) \cdot (\pi_2^2 - \pi_1^2)}{2 \varepsilon_1} (g - x)$$

$$\boxed{\phi_3(i, x)} = \frac{B_{A3}(i) \cdot A_3(x)}{\mu_0 \varepsilon_1} = \frac{\mu_0 (N_i - H_C) \cdot (\pi_2^2 - \pi_3^2)}{2 \varepsilon_1} (k - g + x)$$

$$\begin{aligned} \Psi(i, x) &= N \left[ \phi_2(i, x) + \phi_3(i, x) \right] = \\ &= \frac{N \mu_0 (\pi_2^2 - \pi_1^2)}{2 \varepsilon_1} \left[ N_i (g - x + k - g + x) + H_C (g - x - x + g - x) \right] \\ &= \Psi_0(x) + \Psi_I(i, x) \end{aligned}$$

$$B_{HK} = \rho_H (H_{HK} + H_{CK})$$

$$B_{H1} = \rho_H (H_{H1} + H_{C1})$$

$$B_{H1} = B_{H2}$$

$$B_{H3} = \rho_H (H_{H3} + H_{C3}) = B_{H4}$$

$$B_{HK} = \rho_H (H_{HK} + H_{CK})$$

$$B_{HK} = \rho_H H_{HK}$$

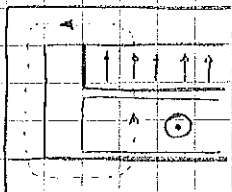
Obiettivo: determinare  $\Phi_2$   $\Phi_3$

$$\Phi_2 = B_{H2} \cdot A_2(x) \Rightarrow$$

$$A_2(x) = \frac{(\pi_2^2 - \pi_1^2) \pi}{2\pi} \frac{\theta - x}{2\pi}$$

$$A_3(x) = \frac{(\pi_2^2 - \pi_1^2) \pi}{2} \frac{\alpha + x - \theta}{2}$$

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{\ell} = H_{AK} \varepsilon_A + H_{BK} \varepsilon_B = \begin{cases} N_1 & K=2,3 \\ 0 & K=1,4 \end{cases}$$



WWW.INGONLINE.BIZ

Se da uno stato ad altro valore di B può cambiare

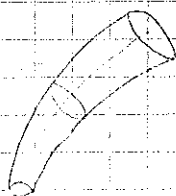
Al cambiare B si esaurisce ma non su

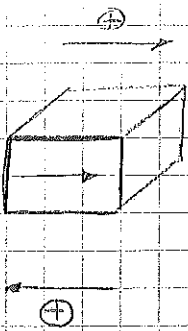
2 Hmax. Roccia si esaurisce

ma non vuol dire che i valori

med di B sono uguali. Anzi?

almeno i valori di B in regione inversa alla superficie





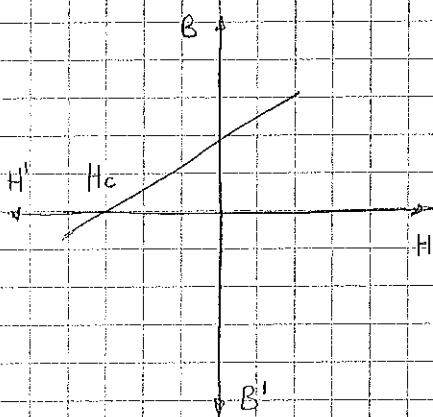
$$B_H = \mu_H (H_H + H_c)$$

$$B_H' = -B_H$$

$$H_H'' = -H_H$$

$$(-B_H') = \mu_H [-H_H' + H_c]$$

$$B_H' = \mu_H [H_H'' + H_c]$$



WWW.INGONLINE.BIZ

Cambio magnetizzazione

cambia

$H_c$

$$\begin{pmatrix} F_{1K} + F_{2K} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_{1K} \end{pmatrix} = \begin{cases} F_{11} = 0 \\ F_{12} = -N_1 \\ F_{13} = N_1 \\ F_{14} = 0 \end{cases}$$

$$\begin{pmatrix} F_{1K} + F_{2K} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_A B_{AK} \\ \rho_c \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_H / B_{HK} & H_{CK} \\ \mu_H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_{1K} \end{pmatrix}$$

Normali alle superficie di interfacciamento per i valori medi potrebbero essere diversi

## (1 condizione)

\* Se lunghezza tratti linea di campo che si avvolge in ferro è molto maggiore (ordine 100)  $\times$   $\mu_0$  di  $l$

\* Verificare di non essere in saturazione

\* Corrente concatenata con linea tutta in ferro e nulla

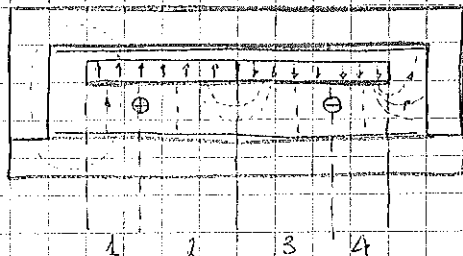
## (2 superficie equipotenziali), linee di campo ortogonali

la componente  $H$  tangenziale dentro è zero /  $\times k$  si conserva

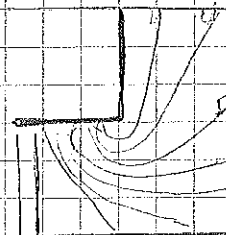
Spazi di linee  $\uparrow \uparrow$  ragionevole, va un po' in crisi alle estremità e alla linea di confine



superficie equipotenziali



WWW.INGONLINE.BIZ



Se ora monochiamo corrente

Suo effetto lontano dal punto è sempre più vicino

a regime che calcoliamo le 3 superfici - Viano d

conduttore non è più vero

Nel nostro caso, poiché le sup. sono molto vicine l'andamento del campo non cambia molto

Portiamo dividerlo in 4 regioni non modifica andamento

nella 1. regione

Trascuriamo ora magari per quanto riguarda B

Fig. 1.4

Per unellazioni (comp. magnet. materiali) (Samerio - Cobalto)

primario anulare o d'ordine lineare (giocchino più calcolato)

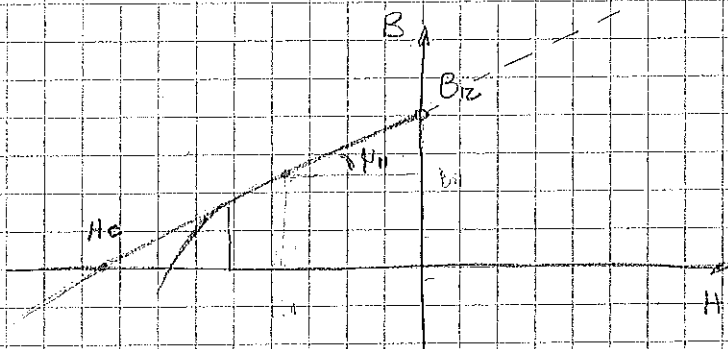
nel II o III quadrante

Comunque c'è un tratto lineare

permeabilità differenziale

$$B_H = \mu_H (H_H + H_c)$$

$$\mu_H = \frac{B_H}{H_H}$$



WWW.INGONLINE.BIZ

$H_c$  o valore campo coercitivo vero o quello che si

estende della zona magnetizzazione reversibile

Consideriamo l'ipotesi che da questa retta in tutti i quadranti

Non è molto corretto in H presente  $\times H$  costante

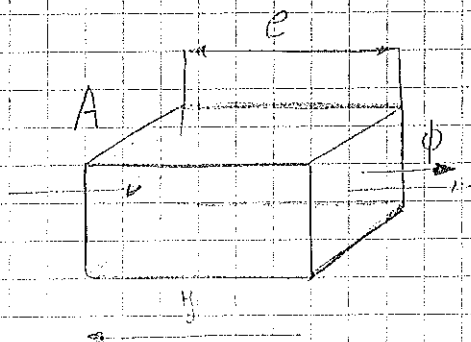
abbiamo zone ottimali a rimanere nella zona lineare

Sequenza sotto pinocchio verrebbe data rimanere i

magari quali paesi di rimanere nel tratto lineare

è corretto

Differenza dell'ora è nel fatto che  $H_c \neq 0$  e  $B_r \neq 0$



Potremo scrivere equazioni in forma vettoriale e non vettoriale

$B_H$  e  $H_H$  sono componenti  $\vec{z}$

$$\frac{\partial^2 C_E(\bar{\lambda}, \bar{x}, \bar{\lambda})}{\partial [\bar{\lambda}^T \bar{x}^T \bar{\lambda}] \partial \begin{bmatrix} \bar{\lambda} \\ \bar{x} \\ \bar{\lambda} \end{bmatrix}}$$

$$= \begin{bmatrix} \frac{\partial^2 C_E}{\partial \bar{\lambda}^T \partial \bar{\lambda}^T} & \frac{\partial^2 C_E}{\partial \bar{x}^T \partial \bar{\lambda}^T} & \frac{\partial^2 C_E}{\partial \bar{\lambda}^T \partial \bar{\lambda}^T} \\ \frac{\partial^2 C_E}{\partial \bar{\lambda}^T \partial \bar{x}} & \frac{\partial^2 C_E}{\partial \bar{x}^T \partial \bar{x}} & \frac{\partial^2 C_E}{\partial \bar{\lambda}^T \partial \bar{x}} \\ \frac{\partial^2 C_E}{\partial \bar{\lambda}^T \partial \bar{\lambda}} & \frac{\partial^2 C_E}{\partial \bar{x}^T \partial \bar{\lambda}} & \frac{\partial^2 C_E}{\partial \bar{\lambda}^T \partial \bar{\lambda}} \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} L_D^T & M^T & A^T \\ K_D^T & S_D^T & a \\ b & c & d \end{bmatrix}$$

$$= \left( \begin{array}{c} \\ \\ \end{array} \right)^T =$$

$$\begin{bmatrix} L_D^{T^T} & K_D^{T^T} & b^T \\ M^{T^T} & S_D^{T^T} & c^T \\ A^{T^T} & a^T & d^T \end{bmatrix}$$

$C_E'$  continua ad avere lo stesso significato

$$\boxed{\frac{\partial E_E(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T}} = \bar{x}^T L_D(\bar{x}, \bar{x})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_E'(\bar{x}', \bar{x}, \lambda)}{\partial \bar{x}'^T} &= \frac{\partial E_E(T(\lambda)\bar{x}', \bar{x})}{\partial \bar{x}'^T} = \frac{\partial E_E(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \bigg|_{(T(\lambda)\bar{x}', \bar{x})} \\ &= (T(\lambda)\bar{x}')^T L_D(T(\lambda)\bar{x}', \bar{x}) \cdot T(\lambda) = \\ &= \bar{x}'^T T^T(\lambda) L_D(T(\lambda)\bar{x}', \bar{x}) T(\lambda) = \bar{x}'^T L_D'(\bar{x}', \bar{x}, \bar{\lambda}) \end{aligned}$$

Anche in variabili trasformate vale questo tipo di vincolo

$$C_E'(\bar{x}, \bar{x}, \lambda) = \int_{\bar{x}_0'(\bar{x}, \bar{\lambda})}^{\bar{x}} \psi'(\bar{x}, \bar{x}, \bar{\lambda}) d\bar{x}'$$

WWW.INGONLINE.BIZ

IMPORTANTE è la variazione

$$E_E'(\bar{x}', \bar{x}, \lambda) = \int_{f(\bar{x})}^{\bar{x}'} \bar{x}'^T L_D'(\bar{x}', \bar{x}, \bar{\lambda}) d\bar{x}'$$

Comunque valgono gli integrali direttamente dopo aver sostituito  
a  $\lambda$   $f(\bar{x})$

$$\overline{W}_E'(\bar{x}', \bar{x}, \lambda) = \int_{l_0(\bar{x}, \lambda)}^{\bar{x}} \overline{W}_E'^T(\bar{x}, \bar{x}, \lambda) d\bar{x}'$$

Energia elettromagnetica contiene a costanti nuove

Si può considerare valore [zero] come estremo di integrazione

$$l_0(\bar{x}) = 0 \rightarrow l_0'(\bar{x}, \lambda) = 0$$

Possiamo considerare come estremo inferiore lo zero

Vantaggi sta nel fatto che ora integrando  $\overline{W}_E'$  e se

abbiamo fatto una scelta opportuna, è molto probabile

che sia più semplice integrare più emere fatto

con la restituzione  $\lambda = f(\bar{x})$ , che non sono nella variabile

di integrazione ( variabili di integrazione indipendenti da  $\lambda$  )

$\bar{x}$  non è variabile di integrazione

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\begin{aligned} \overline{S}_D'(\bar{x}', \bar{x}, \lambda) &= \left( \frac{\partial \overline{W}_E'(\bar{x}', \bar{x}, \lambda)}{\partial \bar{x}^T} \right) = \frac{\partial \overline{W}_E'(\tau(\lambda)\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \\ &= \frac{\partial \overline{W}_E'(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \bigg|_{(\tau(\lambda)\bar{x}, \bar{x})} = \overline{S}_D'(\tau(\lambda)\bar{x}, \bar{x}) \end{aligned}$$

Energia e Coenergia

Potenza associata a un qualsunque blocco di termini

$$\begin{aligned} P_e(t) &= \overline{V}_e^T(t) \cdot \bar{x}(t) = \left( \tau(\lambda(t)) \overline{V}_e^T(t) \right)^T \left( \tau(\lambda(t)) \bar{x}(t) \right) = \\ &= \overline{V}_e^T(t) \tau(\lambda(t)) \tau(\lambda(t)) \bar{x}(t) = \overline{V}_e^T(t) \bar{x}(t) \end{aligned}$$

$$H' = \frac{\partial \bar{\Psi}'(\bar{u}', \bar{x}, \bar{\lambda})}{\partial \bar{x}^T}$$

NOTA:

$\lambda(\bar{x})$  non va trattato prima di prendere la derivata

Tutte derivate che danno luogo a funzioni di stato vanno

fatte prima di estrarre  $\lambda$  da  $\bar{x}$

$$\bar{\lambda} = f(\bar{x})$$

$$\bar{W}_E$$

Modifica  $\bar{W}$  è una possibilità teorica ma non è molto significativa. Sul fronte meccanico non cambiamo niente.

In corrispondenza stessa condizione fisica assume lo stesso valore.

$$\bar{W}_E|H = \bar{W}_E(\bar{u}(t), \bar{x}(t)) = \bar{W}_E'(\bar{u}'(t), \bar{x}(t), \lambda(t))$$

$$\bar{u}(\bar{x}(t)) \quad \bar{x}(t) \quad \bar{\lambda}(t)$$

$$\bar{W}_E'(\bar{u}', \bar{x}, \bar{\lambda}) = \bar{W}_E(T(\lambda)\bar{u}', \bar{x}) = \bar{W}_{E0}(\bar{x}) + \bar{W}_{EI}(T(\lambda)\bar{u}', \bar{x})$$

$$= \bar{W}_{E0}(\bar{x}) + \left[ K_I(T(\lambda)\bar{u}', \bar{x}) T(\lambda) \right] \bar{u}' = \bar{W}_{E0}(\bar{x}) + \bar{W}_{EI}(\bar{u}', \bar{x}, \bar{\lambda})$$

$$\bar{W}_{E0} = \bar{W}_{E0}(\bar{x}) \quad \bar{W}_{EI} = K_I(\bar{u}', \bar{x}, \bar{\lambda}) \bar{u}'$$

$$K_I(\bar{u}', \bar{x}, \bar{\lambda}) = K_I(T(\lambda)\bar{u}', \bar{x}) T(\lambda)$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$K_I = K_I' T \quad H' = T' M$$

Per teoria tra bracket, si derivano

$$\frac{d}{dt} \bar{\Psi}'(\bar{x}(t), \bar{x}(t), \bar{\lambda}(t)) =$$

$$= \frac{\partial \bar{\Psi}'(\cdot)}{\partial \bar{x}^T} \bigg|_{(\bar{x}'(t), \bar{x}(t), \bar{\lambda}(t))} \frac{d\bar{x}(t)}{dt} + \frac{\partial \bar{\Psi}'(\cdot)}{\partial \bar{x}^T} \bigg|_{(\cdot)} \frac{d\bar{x}}{dt} + \frac{\partial \bar{\Psi}'(\cdot)}{\partial \bar{\lambda}^T} \bigg|_{(\cdot)} \frac{d\bar{\lambda}}{dt}$$

$$= \underbrace{L_D(\cdot)}_{\frac{d\bar{x}}{dt}} + \underbrace{N'(\cdot)}_{\frac{d\bar{x}}{dt}} + \underbrace{A'(\cdot)}_{\frac{d\bar{\lambda}}{dt}} =$$

$$\left( \bar{V}_L'(t) + \bar{V}_N'(t) + \bar{V}_A'(t) \right) \left( \bar{V}_{AN}'(t) + \bar{V}_{AT}'(t) \right)$$

Poniamo  $\bar{V}_E'(t) = \bar{V}_{EL}' + \bar{V}_{EN}' = \bar{V}_L'(t) + \bar{V}_{AN}'(t) + \bar{V}_N'(t)$

oppure considerando la relazione

$$\bar{V}_F' = \left( \bar{V}_E'(t) + \bar{V}_{AT}'(t) \right)$$

$$= \begin{bmatrix} {}^c A_{H1}^T (\bar{x}'(t), \bar{x}(t), \bar{\lambda}(t)) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d\bar{\lambda}(t) \\ dt \end{bmatrix}$$

$$\bar{V}_{AH}^T(t) = \begin{bmatrix} {}^c A_{H1}^T ( ) \end{bmatrix} \frac{d\bar{\lambda}}{dt}$$

Forma analoga alle tensioni meccaniche

Inoltre per il ragionamento di prima

se scelgo  $\lambda = f(\bar{x}) \Rightarrow \bar{V}_{AH}^T = \begin{bmatrix} {}^c A_{H1}^T \frac{\partial f(\bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \end{bmatrix} \frac{\partial \bar{x}}{\partial t}$

$$\lambda(\bar{x})$$

$$\frac{\partial \lambda(\bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \frac{\partial \bar{x}}{\partial t}$$

coefficiente che moltiplica

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial \bar{x}}{\partial t} \end{bmatrix}$$

x queste tensioni pseudomeccaniche

$$\bar{V}_{EH}^T = T^T(\bar{\lambda}(t)) \bar{V}_{EH}^T(t) = T^T(\bar{\lambda}(t)) \begin{bmatrix} {}^c H^T(\bar{\lambda}(t), \bar{x}'(t), \bar{x}(t)) \end{bmatrix} \frac{d\bar{x}}{dt} =$$

$$= \begin{bmatrix} {}^c H^T(\bar{\lambda}'(t), \bar{x}(t), \bar{\lambda}(t)) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d\bar{x}(t) \\ dt \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{V}_{H1}^T(t) \end{bmatrix}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\bar{V}_{EL}^T = \begin{bmatrix} \bar{V}_L^T(t) + \bar{V}_{AH}^T(t) \end{bmatrix}$$

Se vuole a considerare la somma

$$\bar{V}_E^T(t) = \bar{V}_{EL}^T(t) + \bar{V}_{EH}^T(t) = \left[ \bar{V}_L^T(t) + \bar{V}_{AH}^T(t) \right] + \bar{V}_{H1}^T(t)$$

$$= \bar{V}_L^T(t) - \bar{V}_{HA}^T(t)$$

$$\begin{bmatrix} L^T \frac{d\bar{x}}{dt} \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} A_{H1}^T \frac{d\bar{x}}{dt} \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} H^T \frac{d\bar{x}}{dt} \end{bmatrix}$$

$$\bar{V}(t) = \bar{V}_R(t) + \bar{V}_E(t)$$

$$\bar{V}_R(t) = R \bar{x}(t)$$

$$\bar{V}_E(t) = \left[ \frac{\partial^c \bar{\Psi}(t)}{\partial t} \right] = \bar{V}_{EL}(t) + \bar{V}_{EH}(t)$$

$$\bar{V}_{EL}(t) = \left[ \int_D^c L_D(\bar{x}(t), \dot{\bar{x}}(t)) \frac{d\bar{x}(t)}{dt} \right]$$

$$\bar{V}_{EH}(t) = \left[ \int^c H(\bar{x}(t), \dot{\bar{x}}(t)) \frac{d\bar{x}(t)}{dt} \right]$$

Applichiamo trasformazione all'equazione elettrica vera

$$T^T(\lambda(t)) \bar{V}(t) = \bar{V}'(t) = T^T(\lambda(t)) \bar{V}_R(t) + T^T(\lambda(t)) \bar{V}_E(t)$$

$$\bar{V}_R'(t) + \bar{V}_E'(t)$$

$$\bar{V}_R'(t) = T^T(\lambda(t)) R T(\lambda(t)) \lambda'(t) = R'(\bar{x}(t), \dot{\bar{x}}(t)) \bar{x}'(t)$$

Se non c'è dipendenza da  $\lambda$  allora  $R$  è lineare

WWW.INGONLINE.BIZ

$$R'(\bar{x}, \dot{\bar{x}}) = T^T(\lambda) R(\bar{x}) T(\lambda)$$

$$\bar{V}_E' = T^T(\lambda(t)) (\bar{V}_{EL}(t) + \bar{V}_{EH}(t)) = \bar{V}_{EL}'(t) + \bar{V}_{EH}'(t)$$

trasformazioni  
delle funzioni elettriche  
vera

12/12/2005

$$\bar{\psi}'(t) = T^T(\bar{\lambda}(t)) \bar{\psi}(t)$$

$$\bar{\psi}'(\bar{x}', \bar{x}, \bar{\lambda}) = T^T(\bar{\lambda}) \bar{\psi}(T(\bar{\lambda}) \bar{x}', \bar{x})$$

$$\bar{W}_e'(\bar{x}', \bar{x}, \bar{\lambda}) = \bar{W}_e(T(\bar{\lambda}) \bar{x}', \bar{x})$$

$$\bar{\psi}'(\bar{x}', \bar{x}, \bar{\lambda}) = \bar{\psi}_0'(\bar{x}, \bar{\lambda}) + \bar{\psi}_I'(\bar{x}', \bar{x}, \bar{\lambda})$$

$$\bar{\psi}_0'(\bar{x}, \bar{\lambda}) = T^T(\bar{\lambda}) \bar{\psi}_0(\bar{x})$$

$$\bar{\psi}_I'(\bar{x}', \bar{x}, \bar{\lambda}) = T^T(\bar{\lambda}) \bar{\psi}_I(T(\bar{\lambda}) \bar{x}', \bar{x}) = \left( T^T(\bar{\lambda}) L_I(T(\bar{\lambda}) \bar{x}', \bar{x}) T(\bar{\lambda}) \right) \bar{x}'$$

$$= L_I'(\bar{x}', \bar{x}, \bar{\lambda}) \bar{x}'$$

$$L_n'(\bar{x}', \bar{x}, \bar{\lambda}) = \left( \frac{\partial \bar{\psi}'(\bar{x}', \bar{x}, \bar{\lambda})}{\partial \bar{x}'^T} \right) = \left( T^T(\bar{\lambda}) L_n(T(\bar{\lambda}) \bar{x}', \bar{x}) T(\bar{\lambda}) \right)$$

Possibilit  di scegliere  $T$  tale che  $L_n'$   a matrice diagonale

sicche  $L_n'$    simmetrica

WWW.INGONLINE.BIZ

$\bar{\lambda}$  e  $\bar{x}$  potrebbero essere correlati

$T$  matrice a autovalori

$$H'(\bar{x}', \bar{x}, \bar{\lambda}) = \left( \frac{\partial \bar{\psi}'(\bar{x}', \bar{x}, \bar{\lambda})}{\partial \bar{x}'^T} \right) = \left( T^T(\bar{\lambda}) H(T(\bar{\lambda}) \bar{x}', \bar{x}) \right)$$

$$= {}^c L_{\pm}(\bar{x}', \bar{x}, \bar{\lambda}) \bar{x}'$$

$${}^c L_{\pm}(\bar{x}', \bar{x}, \bar{\lambda}) = \left[ T^T(\bar{\lambda}) {}^c L_{\pm}(T(\bar{\lambda}) \bar{x}', \bar{x}) T(\bar{\lambda}) \right]$$

$${}^c L_{\pm}(\bar{x}', \bar{x}, \bar{\lambda}) = \left[ \frac{\partial {}^c \Psi(\bar{x}', \bar{x}, \bar{\lambda})}{\partial \bar{x}'^T} \right]$$

$$= \frac{\partial}{\partial \bar{x}'^T} T^T(\bar{\lambda}) {}^c \Psi(T(\bar{\lambda}) \bar{x}', \bar{x})$$

WWW.INGENIEUR.BIZ

$$\frac{\partial}{\partial \bar{x}'^T} F(\bar{x}) \bar{g}(h(\bar{x})) = \left[ \dots \frac{\partial}{\partial x_k} F(\bar{x}) \bar{g}(h(\bar{x})) \dots \right]$$

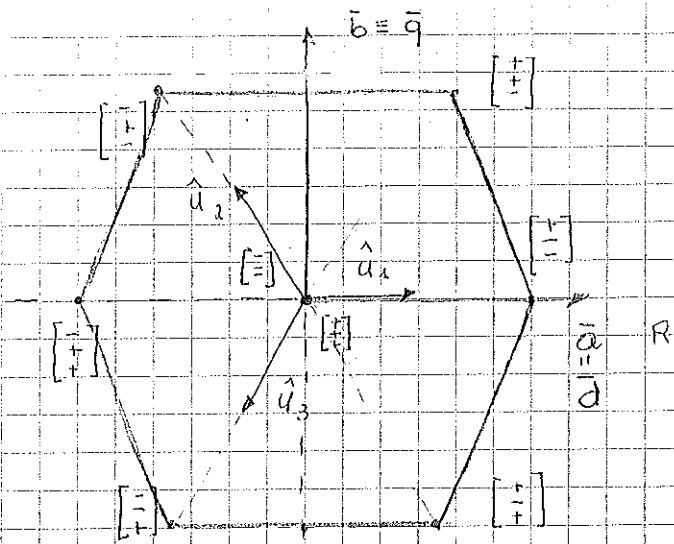
$$= \left[ \frac{\partial F(\bar{x})}{\partial x_k} \bar{g}(h(\bar{x})) + F(\bar{x}) \frac{\partial \bar{g}(h(\bar{x}))}{\partial x_k} \dots \right] =$$

$$= \left[ \dots \frac{\partial F(\bar{x})}{\partial x_k} \bar{g}(h(\bar{x})) \dots \right] + \left[ \dots F(\bar{x}) \frac{\partial \bar{g}(\bar{y})}{\partial \bar{y}^T} \bigg|_{\bar{h}(\bar{x})} \frac{\partial \bar{h}(\bar{x})}{\partial x_k} \dots \right]$$

$$= \frac{\partial F(\bar{x})}{\partial \bar{x}'^T} \cdot 0 [\bar{g}(h(\bar{x}))] + F(\bar{x}) \frac{\partial \bar{g}(\bar{y})}{\partial \bar{y}^T} \bigg|_{\bar{h}(\bar{x})} \frac{\partial \bar{h}(\bar{x})}{\partial \bar{x}'^T}$$

primo termine nullo perché  $T^T(\bar{\lambda})$  non dipende da  $\bar{x}$

$$= 0 + T^T(\bar{\lambda}) \frac{\partial {}^c \Psi(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \bigg|_{(T(\bar{\lambda}) \bar{x}', \bar{x})} T(\bar{\lambda})$$



$$\lambda = 0$$

$\bar{d}$  e  $\bar{q}$  sovrapposti ed  
 $\bar{a}$  e  $\bar{b}$

$$\text{Re}(\bar{a})$$

$$\text{Im}(\bar{b})$$

$$\hat{u}_k = \sqrt{\frac{2}{3}} e^{j \frac{k-1}{3} 2\pi}$$

$$\bar{v} \rightarrow \bar{v} = \Gamma_p^{-1}(\lambda) \bar{v}(t)$$

$$\hat{v} = \hat{v}_d + j \hat{v}_q = \sum_{k=1}^3 v_k(t) u_k$$

in generale  
 se  $\lambda \neq 0$  dipendono  
 dal tempo

$$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -1 \\ -1 \\ -1 \end{bmatrix}$$

sta nell'origine  $\times ke$  la somma

Esattamente mi verina di 1 esagono regolare!

Poss non ancora / dipendono da un numero qualunque di variabili

Trasformazioni che considereremo sono trasformazioni

pendicolarmente parametriche

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\begin{bmatrix} \bar{v}(t) \\ \bar{\lambda}(t) \end{bmatrix} \rightarrow \begin{bmatrix} \bar{v}'(t) \\ \bar{\lambda}'(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T^{-1}(\bar{\lambda}(t)) \bar{v}(t) \\ T^{-1}(\bar{\lambda}(t)) \bar{\lambda}(t) \end{bmatrix}$$

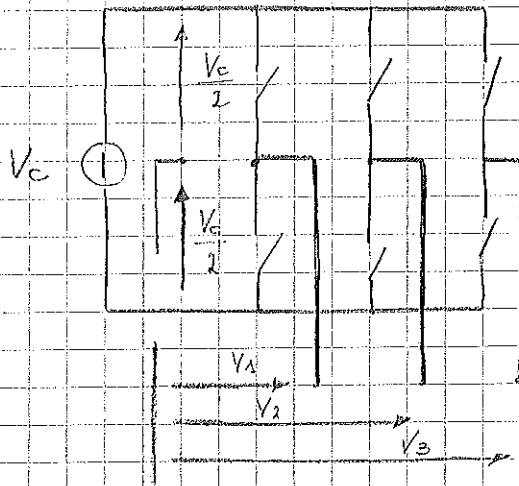
$$M \in T: \mathbb{R}^{m_p} \rightarrow \mathbb{R}^{m_e \times m_e}$$

$$m_p \in \mathbb{N}$$

$$\bar{v}(t) \rightarrow \bar{\lambda}'(t) = T^{-1}(\bar{\lambda}(t)) \bar{\lambda}(t)$$

$$\bar{v}(t) \rightarrow \bar{v}'(t) = T^{-1}(\bar{\lambda}(t)) \bar{v}(t)$$

Prendiamo l'esempio di un inverter



sorgenti di corrente accoppiate con sorgenti di tensione

ci deve essere uno ed un solo fonte chiuso

$$\vec{v}(t) = \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \\ v_3 \end{bmatrix}$$

$$\vec{p}(t) = \begin{bmatrix} p_1 \\ p_2 \\ p_3 \end{bmatrix}$$

$$p_k \in \{-1, 1\}$$

chiusura  
switch  
inferiore

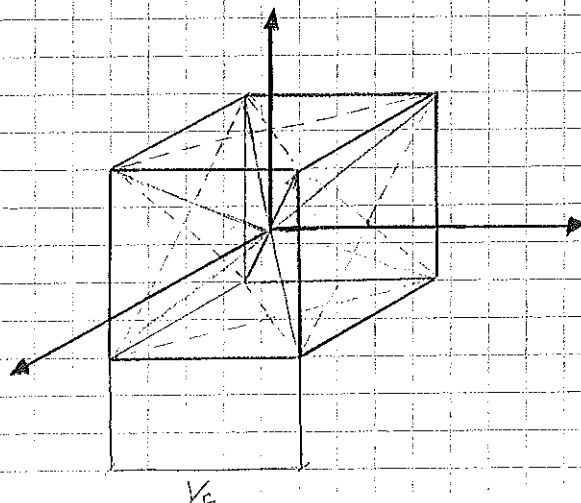
chiusura  
switch  
sup.

$$\vec{v}(t) = \begin{bmatrix} \vec{p}(t) \frac{V_c}{2} \end{bmatrix}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

Vado ad analizzare 8 situazioni costruendo  $\begin{bmatrix} +1 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$

la traiettoria nel tempo sarà un insieme di punti, tanti  
quante sono le situazioni. Descritto da 8 punti.



vertici del cubo

con centro origine degli  
assi e lunghezza

$$\text{della spigolo} = \frac{V_c}{2}$$

Vettore complesso rappresentativo

Asse Imm corrispondente asse q

$$\underline{a} \tilde{v}(t) = \begin{bmatrix} V_d \\ V_q \\ V_z \end{bmatrix} \Leftrightarrow \underline{\hat{v}} = \underline{v}_d + j \underline{v}_q =$$

$$= \begin{bmatrix} 1 & j & 0 \end{bmatrix} \underline{\tilde{v}}$$

$$\underline{\hat{v}} = \sqrt{\frac{3}{2}} V_H (\cos p + j \sin p) = \sqrt{\frac{3}{2}} V_H e^{j p}$$

$$\underline{\hat{v}} = \sqrt{\frac{3}{2}} V_H e^{j p} = \sqrt{\frac{3}{2}} \underline{\tilde{v}}$$

$\underline{\hat{v}}$  lo abbiamo detto su situazione

$\underline{\tilde{v}}$  esiste solo per grandezze sinusoidali

$\underline{\hat{v}}$  e la combinazione  $\underline{v}_d$  e  $\underline{v}_q$  può benissimo essere

funzione del tempo e vale per grandezze non sinusoidali

$\underline{\tilde{v}}$  vale solo per grandezze sinusoidali e è correlabile a  $\underline{\hat{v}}$  da quella relazione

WWW.INGONLINE.BIZ

Poniamo dare una rappresentazione della matrice di trasferimento

$$\underline{T}_p(s) \underline{\tilde{v}}(s) = \underline{\tilde{v}}'(s)$$

$$\underline{\hat{v}}(t) = \begin{bmatrix} 1 & j & 0 \end{bmatrix} \underline{\tilde{v}}'(t) = \begin{bmatrix} 1 & j & 0 \end{bmatrix} \underline{T}_p(s) \underline{\tilde{v}}(s) =$$

$$\begin{bmatrix} 1 & j & 0 \end{bmatrix} \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \underline{\hat{v}}'(s) \\ \underline{\hat{v}}'(s) + \frac{1}{s} \end{bmatrix} \underline{\tilde{v}}(s) =$$

$$\underline{T_p(\lambda)} = \begin{bmatrix} d(\lambda) & q(\lambda) & \bar{z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{a} & \bar{b} & \bar{z} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_R(\lambda) & 0 \\ 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\underline{T_R'(\lambda)} = \begin{bmatrix} T_R(\lambda) & \bar{0} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\underline{T_p(\lambda)} = \underline{T_c T_R'(\lambda)}$$

Vediamo la trasformazione di una tema simmetrico

$$\underline{v(t)} = \underline{V_H \sigma(\omega t + p)}$$

$$\underline{\lambda = \lambda(t)}$$

$$\underline{v'(t)} = \underline{T_p(\lambda(t))} \underline{v(t)} = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \sigma^T(\lambda(t)) \\ \sigma^T(\lambda(t) + \frac{\pi}{2}) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \end{bmatrix} V_H \sigma(\omega t + p) =$$

$$= \sqrt{\frac{2}{3}} V_H \begin{bmatrix} \frac{3}{2} \cos(\omega t + p - \lambda(t)) \\ \frac{3}{2} \cos(\omega t + p - \lambda(t) - \frac{\pi}{2}) \\ 0 \end{bmatrix}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$= \sqrt{\frac{3}{2}} V_H \begin{bmatrix} \cos(\omega t + p - \lambda(t)) \\ \sin(\omega t + p - \lambda(t)) \\ 0 \end{bmatrix}$$

scegliendo

$$\underline{\lambda(t) = \omega t + \alpha}$$

mi ritrovo



che non dipende dal tempo in posizione angolare  $\alpha$

$$\sqrt{\frac{3}{2}} V_H \begin{bmatrix} \cos(p - \alpha) \\ \sin(p - \alpha) \\ 0 \end{bmatrix}$$

Vediamo la traiettoria che se fosse ferma  
perché fosse grazie alla stessa velocità  
di rotazione

6/12/2005

Qualunque  $\lambda$   $\sigma(x)$   $\perp$   $\sigma(x + \frac{\pi}{2})$   $\forall x$

Invece di considerare

$$\sigma(0) \sqrt{\frac{2}{3}}$$

$$\sigma(0 + \frac{\pi}{2}) \sqrt{\frac{2}{3}}$$

$$\begin{aligned} \bar{d}(\lambda) &= \sqrt{\frac{2}{3}} \sigma(\lambda) \\ \bar{q}(\lambda) &= \sqrt{\frac{2}{3}} \sigma(\lambda + \frac{\pi}{2}) \end{aligned}$$

$$\bar{d}(0) = \bar{a}$$

$$\bar{q}(0) = \bar{b}$$

$\bar{a}$  e  $\bar{b}$  sono costanti  $\bar{d}$  e  $\bar{q}$  dipendono da un parametro, può variare nel tempo

la nuova base la possiamo interpretare come

$$T_P(\lambda) = [\bar{d}(\lambda) \quad \bar{q}(\lambda) \quad \bar{z}]$$

$$T_c = T_P(0)$$

WWW.INGONLINE.BIZ

la trasformazione  $\text{Perick}$  è un caso particolare della trasformazione di Perick

$$T_P(\lambda) = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \sigma(\lambda) & \sigma(\lambda + \frac{\pi}{2}) & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{bmatrix}$$

legame tra  $\bar{d}$  e  $\bar{q}$  e  $\bar{a}$  e  $\bar{b}$

$$\sigma(x+y) = \sigma(x) \cos y \pm \sigma(x + \frac{\pi}{2}) \sin y$$

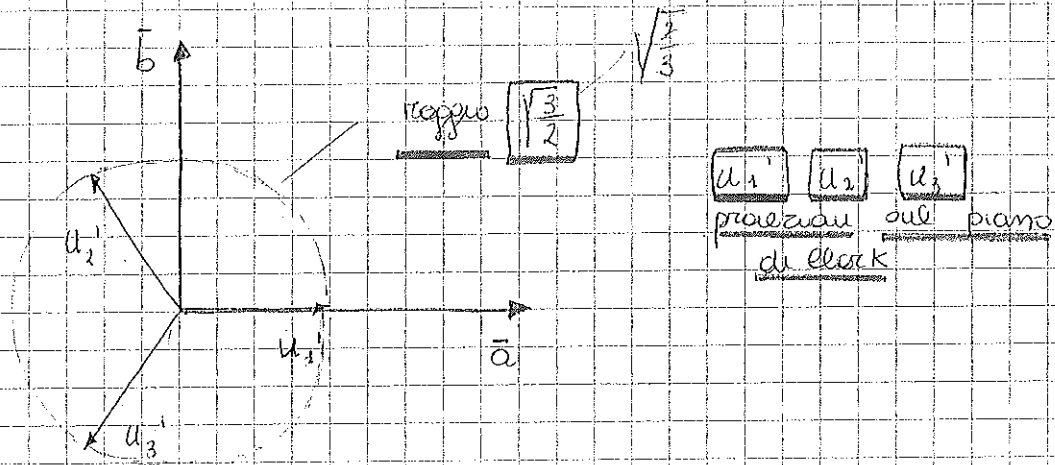
$$d(\lambda) = \sqrt{\frac{2}{3}} \sigma(\lambda)$$

$$\sigma(\lambda) = \sigma(c + \lambda)$$

lavoro di movimento come forma

Sul piano  $(\vec{a} \ \vec{b})$

il valore di cui sto parlando sta tutto su  $(\vec{a} \perp \vec{b})$



La proiezione dei 3 vettori sul piano di clock

Se guardo dal vettore  $\vec{1}$  è logico che venga SIMMETRICO

WWW.INGONLINE.BIZ

La proiezione del primo è proprio sovrapposto ad a

Risultati tutti veri in qualunque modo sia messa la sequenza (cambia la direzione di z)



TRAIETTORIA DESCRITTA DA TERNA SINUSOIDALE SIMMETRICA

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_H \vec{\sigma}(wt + \varphi)$$

$$\vec{r}(t) = T_c \vec{r}(t) = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \vec{\sigma}(0) \\ \vec{\sigma}(\frac{\pi}{2}) \\ \vec{\sigma}(\pi) \end{bmatrix} \vec{r}_H \vec{\sigma}(wt + \varphi)$$

$$\begin{bmatrix} 1 & -1/2 & -1/2 \\ 0 & \sqrt{3}/2 & -\sqrt{3}/2 \\ 1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} \cos(wt + \varphi) \\ \cos(wt + \varphi - \frac{2}{3}\pi) \\ \cos(wt + \varphi - \frac{4}{3}\pi) \end{bmatrix}$$

$$\vec{\sigma}(x) \vec{\sigma}(y) = 3/2 \cos(x - y)$$

$$= \sqrt{\frac{2}{3}} V_H \begin{bmatrix} \frac{3}{2} \cos(wt + \varphi) \\ \frac{3}{2} \cos(wt + \varphi - \frac{2}{3}\pi) \\ \frac{3}{2} \cos(wt + \varphi - \frac{4}{3}\pi) \end{bmatrix}$$

$$= \sqrt{\frac{3}{2}} V_H \begin{bmatrix} \cos(wt + \varphi) \\ \cos(wt + \varphi - \frac{2}{3}\pi) \\ \cos(wt + \varphi - \frac{4}{3}\pi) \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} \cos(wt + \varphi) \\ \cos(wt + \varphi - \frac{2}{3}\pi) \\ \cos(wt + \varphi - \frac{4}{3}\pi) \end{bmatrix}$$

Non scegliere due  $(0)$  che danno  $\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$  e sono gli argomenti

Scegliere una base

Scegliere come  $\times$  il vettore zero

$$\bar{o}(0)$$

$$\bar{o}\left(\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}\right)$$

$$\bar{1}$$

questi 3 vettori sono ortogonali ma non a norma unitaria  $\Rightarrow$

$$\bar{o}(0) \sqrt{\frac{2}{3}} = \bar{a}$$

$$\bar{o}\left(\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}\right) \cdot \sqrt{\frac{2}{3}} = \bar{b}$$

$$\bar{1} \cdot \frac{1}{\sqrt{3}} = \bar{z}$$

3 vettori della  
base canonica  
di CLARCK

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\begin{bmatrix} \bar{a} & \bar{b} & \bar{z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{\frac{2}{3}} \bar{o}(0) & \sqrt{\frac{2}{3}} \bar{o}\left(\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}\right) & \frac{1}{\sqrt{3}} \bar{1} \end{bmatrix}$$

$$\sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \bar{o}(0) & \bar{o}\left(\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}\right) & \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{1} \end{bmatrix}$$

MATRICE DELLA  
BASE CANONICA DI CLARCK

Matrice della base canonica di CLARCK

$$\sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} 1 & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ -1 & \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ 1 & \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{bmatrix}$$

$$\bar{o}(1)$$



$$\bar{o}^T(1)$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{k=0}^2 \cos \left( x+y - k \frac{4}{3} \pi \right) + \cos (x-y) =$$

$$= \left( \frac{3}{2} \cos(x-y) \right) + \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[ e^{j(x+y)} \sum_{k=0}^2 \left( e^{-j \frac{4}{3} \pi} \right)^k \right]$$

$$= \frac{3}{2} \cos(x-y) + \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[ e^{j(x+y)} \cdot \frac{e^{-j \frac{4}{3} \pi} - 1}{e^{-j \frac{4}{3} \pi} - 1} \right] = \left( \frac{3}{2} \cos(x-y) \right)$$

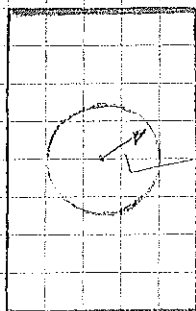
se  $\sigma_x$  differiscono

$$\left( \frac{\pi}{2} \right)$$

$$(x-y) = (2\nu+1) \frac{\pi}{2}$$

$$p \in \mathbb{Z}$$

$$\sigma'_x \perp \sigma'_y$$



PROPRIETÀ:

$$\star \bar{1}^T \bar{\sigma}(x) = 0 \quad \forall x$$

$$\star \bar{\sigma}^T(x) \sigma(y) = \frac{3}{2} \cos(x-y)$$

$$\text{se } (x-y) = (2\nu+1) \frac{\pi}{2} \quad \nu \in \mathbb{Z} \quad \sigma'_x \perp \sigma'_y$$

$$\|\sigma'_x\|^2 = \left( \frac{3}{2} \right)$$

$$\text{se } x=y$$

$$\bar{\sigma}(x) \cdot \bar{\sigma}(y) = \frac{3}{2}$$

MMW.INGONLINE.BIZ

$$\|\sigma'_x\| = \sqrt{\frac{3}{2}}$$

$$\text{NORMA DI } \sigma'_x$$

Tutti hanno norma

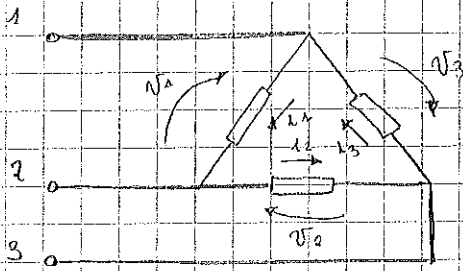
$$\sqrt{\frac{3}{2}}$$

Riesca a trovare 13 funzioni /  $\sigma'$  tutte e 3 ortogonali?

No perché luogo geometrico è un sottoinsieme di quel cerchio ed è piano

$$\bar{\sigma}(x-y) = \begin{bmatrix} \cos(x-y) \\ \cos(x-y - \frac{2}{3}\pi) \\ \cos(x-y - \frac{4}{3}\pi) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(x-y) \\ \cos(x - \frac{2}{3}\pi - y) \\ \cos(x - \frac{4}{3}\pi - y) \end{bmatrix}$$

Se la connessione è a **TRIANGOLO**



$$V_1(t) + V_2(t) + V_3(t) = 0 \quad \forall t$$

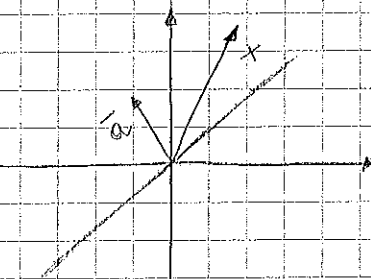
Comp. interno circa l'80% del  
edattori a questo vincolo

$$\sum_{k=1}^3 x_k(t) = 0 \quad \forall t$$

$$x(t) \cdot \bar{1} = 0$$

$$\bar{1}^T \bar{x}(t) = 0$$

$$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}$$



$$\bar{a} \cdot \bar{x} = \begin{bmatrix} b \\ 0 \end{bmatrix}$$

lungo perpendicolare  
di 1 piano

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\bar{x}(t) \cdot \bar{1} = 0$$

PRODOTTO SCALARE

(piano ortogonale) al vettore unitario

**PIANO DI CLARK**

Intensità \$x\_k\$ e traettore (la cui somma fa zero)

o vogliamo su quel piano  $x(t)$  ha 3 componenti (\$V(t)\$, \$I(t)\$)

Quando (la base) in modo che un asse sia parallelo al

vettore unitario la curva finisce nel piano degli altri 2

assi) Situazione in cui una componente è uguale a

zero e altre 2 componenti diverse da zero

due se vogliamo preso un sistema indeterminato e averlo reso

pieno