

S Z I N K R O N G E N E R Á T O R O K
Modellek és egyenletek állandósult és tranziens állapotra

Oktatási segédlet

Villamosművek Tanszék

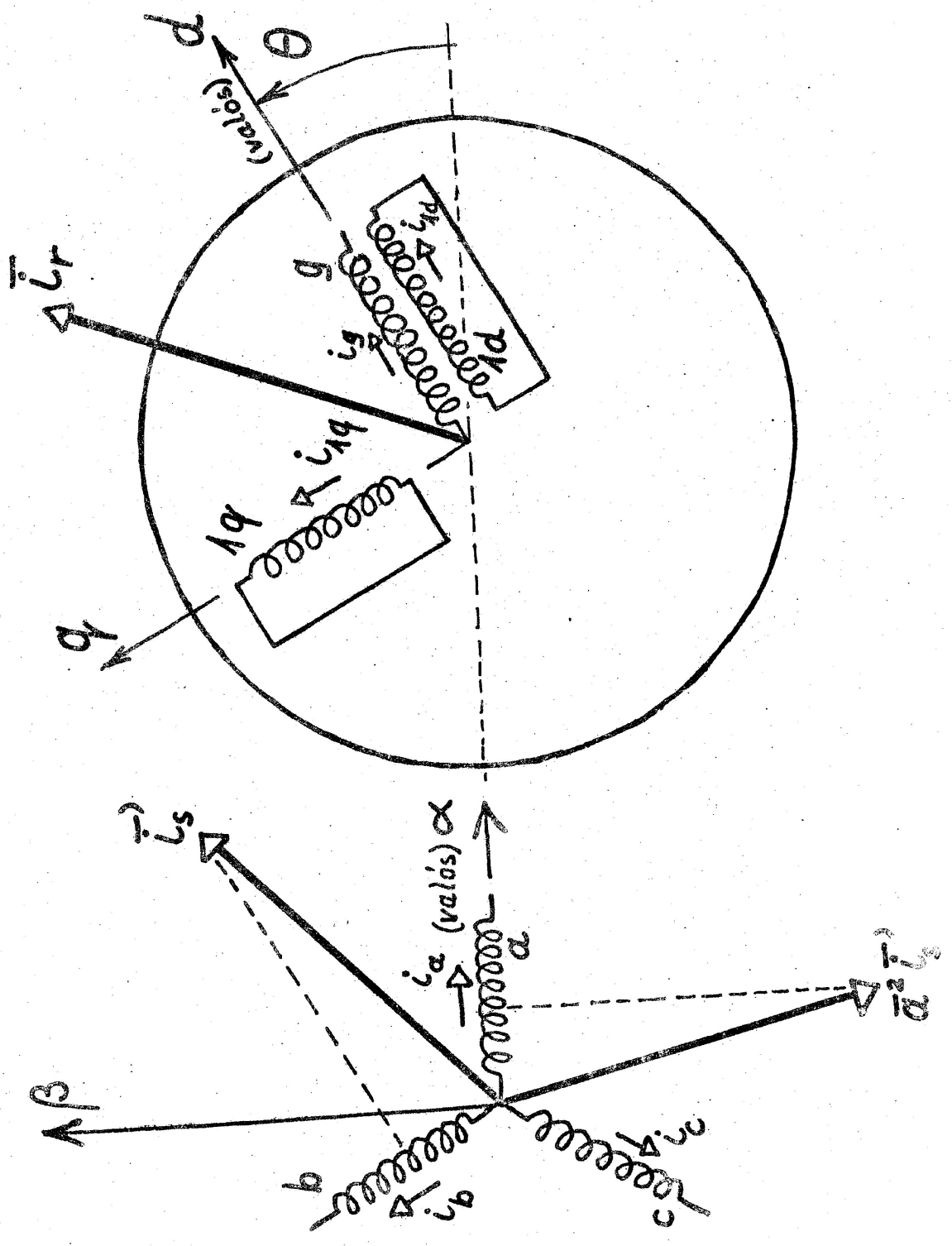
írta: Dr. Tevan György

1987.

Ennek az oktatási segédletnek az a célja, hogy elősegítse a szinkron generátorok villamos energiarendszerbeli helyének és működésének megértését és elsajátítását; E munka tehát nem törekszik teljességre, könyvek helyettesítésére. Általában a villamos energiarendszerek szakirodalmában szokásos formalizmussal dolgozik, de a tárgyalás módszerében nem az energiarendszerek szakirodalmában elterjedt Park-Gorev transzformációt használja, hanem a fizikai képet jobban kidomborító, Kovács K.Pál és Rácz István professzorok által bevezetett térvektorokat (Park vektorokat; a két módszer egyenértékűsége a Függelékben tárgyalta alapján látható be). Emiatt egy-két helyen az indexek jelölésében is célszerű volt eltérni az energiarendszerekben használtaktól.

1., Áramok, fluxuskép

Ismertnek tételezzük fel a szinkron gépek felépítését és működési elvét. A szinkron gépek áramköri sajátosságait olyan modellel vizsgáljuk, amely elvonatkoztat a szerkezeti részletektől, de azért alkalmas az aszimmetrikus forgórészű gépek jellemzőinek megértésére; (nemcsak a kiálló pólusu, hanem a turbogenerátor forgórésze is aszimmetrikus). Az 1. ábra baloldalán a háromfázisú állórésztekercselés, jobboldalán a forgórésztekercselés elrendezése látható kétpólusú gépre. A forgórészen van a kívülről egyenárammal táplált gerjesztőtekercs, továbbá két, egymásra merőlegesen elhelyezett rövidrezárt tekercs, amelyek a csillapítótekercselést és (vagy) a vastest örvényáram pályáit helyettesítik. Az ábrán az állórészhez kötött α és β tengelyű, és a forgórészhez kötött d és q tengelyű kétdimenziós koordinátarendszereket is feltüntettük, amely utóbbi az adott pillanatban θ szöggel siet az előbbihez képest. Mindkét koordinátarendszerben egy-



1. Abril

egy komplex számsíkot veszünk fel, amelynek valós tengelye az "a" fázistekercs ill. a "g" gerjesztőtekercs; (kétdimenziós vektoroknak komplex számkénti kezelése itt számítástechnikai előnyökkel jár). Mint ismeretes, az állórészáram gerjesztésére jellemző u.n. Park-vektor (tér-vektor) az állórész (vesezőselel jelzett) koordinátarendszerében

$$\vec{i}'_s = \frac{2}{3} (i_a + \bar{a} i_b + \bar{a}^2 i_c) \equiv i_\alpha + j i_\beta, \quad (1)$$

ahol i_a , i_b és i_c a fázistekercsek áramának pillanatértéke, továbbá $\bar{a} = e^{i\frac{2\pi}{3}}$ 120° -ot forgató térbeli vektor. Az (1) vektornak az alábbi tulajdonságai vannak: a Park-vektor

- a., a légrésben szinuszos eloszlásúnak vett gerjesztési ábra pozitív maximuma irányába mutat;
- b., tetszőleges irányu vetülete arányos a gerjesztési ábra ilyen irányban lévő értékével;
- c., bármely fázis-tekercs tengelyére vonatkozó vetülete a tekercs áramának az

$$i_0 = \frac{i_a + i_b + i_c}{3}$$

zérussorrendű árammal csökkentett pillanatértékét adja; szinkron gépeknél rendszerint $i_0 = 0$, ez esetben éppen a tekercs áramát.

A c., tulajdonság egyszerűen látható be:

$Re \bar{i}_s' = \frac{2}{3}(i_a - \frac{1}{2}i_b - \frac{1}{2}i_c) = i_a - \frac{i_a + i_b + i_c}{3}$;
a "b" tekercsre képzett vetület megegyezik $\bar{a}^2 \bar{i}_s'$ -nek az
"a" tekercsre képzett vetületével (l.l. ábra), tehát

$$Re(\bar{a}^2 \bar{i}_s') = \frac{2}{3}(-\frac{1}{2}i_a + i_b - \frac{1}{2}i_c) = i_b - \frac{i_a + i_b + i_c}{3},$$

és a $Re(\bar{a} \bar{i}_s')$ -vel látható be a "c" fázistekercsre is.
Az \bar{i}_s' vektor komponensei

$$i_\alpha = Re(\bar{i}_s') = \frac{2}{3}i_a - \frac{1}{3}i_b - \frac{1}{3}i_c, \quad i_\beta = Im(\bar{i}_s') = \frac{1}{\sqrt{3}}i_b - \frac{1}{\sqrt{3}}i_c,$$

vagyis i_0 -lal együtt megegyeznek a Clark-transzformál-
takkal. Az állórészáramok Park-vektorának alakja a
forgórészhez kötött koordináta-rendszerben úgy adódik,
hogy \bar{i}_s' szögéből levonjuk a l. ábra szerinti Θ szö-
get, tehát

$$\bar{i}_s = e^{-j\Theta} \bar{i}_s' \equiv i_d + j i_q. \quad (2)$$

A forgórészáramok Park-vektora a forgórészhez kötött
koordináta-rendszerben

$$\bar{i}_r = (i_g + j i_d) + j i_q \equiv i_{rd} + j i_{rq}. \quad (3)$$

Állandósult szimmetrikus állapotban az állórészben
szinuszos, pozitív sorrendű áram, a forgórészben
egyenáram folyik. Tehát

$$\begin{aligned} \bar{i}_s' &= \frac{2}{3} [I_m \cos(\omega_0 t) + \bar{a} I_m \cos(\omega_0 t - \frac{2\pi}{3}) + \bar{a}^2 I_m \cos(\omega_0 t + \frac{2\pi}{3})] = \\ &= I_m \frac{2}{3} [(1 + \bar{a} \cos \frac{2\pi}{3} + \bar{a}^2 \cos \frac{2\pi}{3}) \cos(\omega_0 t) + (\bar{a} \sin \frac{2\pi}{3} - \bar{a}^2 \sin \frac{2\pi}{3}) \sin(\omega_0 t)] = \\ &= I_m [\cos(\omega_0 t) + j \sin(\omega_0 t)] = I_m e^{j\omega_0 t} \end{aligned} \quad (4a)$$

ahol I_m az áram csúcserőértéke, és ω_0 a hálózati kör-
frekvencia. Állandósult állapotban a kétpólusú for-
górész ω_0 szinkron szögsebességgel forog, tehát
 $\Theta = \omega_0 t$, és így a forgórészhez kötött koordináta-
rendszerben

$$\bar{i}_s = e^{-j\Theta} \bar{i}_s' = e^{-j\omega_0 t} \cdot I_m e^{j\omega_0 t} = I_m \quad (4b)$$

Tehát \vec{L}_s' a forgó mágneses gerjesztést képviseli; a Park-vektor a forgórészhez képest áll, ezért lett \vec{L}_s állandó. Az \vec{L}_r is áll a forgórészhez képest, a két gerjesztés összevonódik. A Park-vektorokat azonban csak akkor vonhatjuk össze, ha az állórész és forgórész áramok a gerjesztések szempontjából ugyanoda vannak redukálva. A forgórészáramokat szokás az állórészre redukálni, függetlenül attól, hogy a forgórészhez kötött koordinátarendszerben fogjuk felírni az összefüggéseket. Az egyszerű jelölés érdekében i_g , i_{1d} és i_{1q} már a redukált értéket jelentik. A valószínűségi I_{ge} gerjesztőáramnak, mint "egyfázisú" áramnak a Park-vektora $\frac{2}{3} I_{ge}$, az állórészben folyó I_g csúcsértékű pozitívrendű fiktív helyettesítő áramnak pedig I_g nagyságu a (4b) képlet szerint. A gerjesztéseknek egyezniük kell, tehát

$$\frac{2}{3} I_{ge} N_r \mathcal{J}_r = I_g N_s \mathcal{J}_s$$

ahol N menetszámot, \mathcal{J} tekercselési tényezőt jelöl. Az átszámítási tényező tehát a csúcsértékre vonatkozóan

$$G_{cs} = \frac{2}{3} \frac{N_r \mathcal{J}_r}{N_s \mathcal{J}_s};$$

ezzel kell tehát a valószínűségi forgórészáramokat beszorozni és így kapjuk meg az i_g , i_{1d} és i_{1q} áramokat.

A fluxuskapcsolódó $\vec{\Psi}$ Park-vektora az alábbi tulajdonságokkal rendelkezik:

- a., a szinuszos eloszlásnak vett légrésindukció pozitív maximumának irányába mutat;
- b., tetszőleges irányu vetülete arányos a légrésindukció ilyen irányban lévő értékével;
- c., bármely tekercs tengelyére vonatkozó vetülete a tekercsfluxus pillanatértékét adja.

Ez utóbbit úgy kell érteni, hogy a forgórészhez kötött koordinátarendszerben a $\vec{\Psi}$ -t a "d" tengelyre vetítve a "d"-irányú tekercsek (g és l d) fluxusát, a "q" tengelyre vetítve a "q" irányú (l q) tekercs fluxusát

adja, továbbá az állórészhez kötött koordinátarendszerben a $\vec{\psi} = e^{j\theta} \vec{\psi}$ vektornak a vetülete az "a", "b" és "c" tekercs tengelyére rendre az "a", "b" és "c" fázis-tekercsek fluxusát szolgáltatja. Nem minden fluxuserész kapcsolódik az állórészhez és a forgórészhez is, ezért esetenként a forgórészre vagy állórészre való vetítésnek nincs értelme. Célszerű a gépben kialakult mágneses tér indukcióvonalait az alábbiak szerint csoportosítani: az álló,- és forgórész tekercseivel egyaránt kapcsolódó indukcióvonalak; csak az állórész ill. csak a forgórész tekercseivel kapcsolódó indukcióvonalak. (Finomabb felosztást igényelne, ha figyelembe vennénk, hogy a forgórésztekercsekkel együttesen és külön-külön is kapcsolódnak indukcióvonalak; ettől azonban eltekintünk) E felosztásnak megfelelően az alábbi részfluxus Park-vektorokat értelmezzük:

- a főfluxus $\vec{\psi}_m$ Park-vektora, amelyet az álló és forgórész áram együttesen gerjeszt, tehát az $\vec{i}_m = \vec{i}_r - \vec{i}_s$ áram-vektor; az \vec{i}_s negatív előjele a villamos-energiarendszerek szakirodalmában lévő, generátorokra vonatkozó konvekciónak felel meg; az \vec{i}_m fiktív áramvektor nem felel meg valamely tekercsben folyó áramnak;

- az állórész szórt fluxus $\vec{\psi}_e$ vektora, amelyet csak \vec{i}_s gerjeszt;

Itt jegyezzük meg, hogy az állórész zérussorrendű árama (kivezetett csillagpont esetén folyhat) szintén szórt fluxust gerjeszt.

- a forgórész szórt fluxusok vektora, mégpedig a gerjesztőköri $\vec{\psi}_{gl}$, melyet csak \vec{i}_g gerjeszt, és a csillapító áramköri $\vec{\psi}_{il}$ vektor, melyet csak $\vec{i}_l = \vec{i}_{ld} + j\vec{i}_{lq}$ gerjeszt.

Ha eltekintünk a telítéstől, a fluxusok és az azokat

gerjesztő áramok közti kapcsolatok homogén lineárisak. Az állórész vastestje és tekercselése szimmetrikus, nincs kitüntetett irány, ezért az állórész ezórtfluxus vektor egyirányú az öt gerjesztő áram-vektorral; a homogén lineáris kapcsolatot egy skalár (valós) szorzótényező adja: $\bar{\Psi}_e = L_e \cdot (-\bar{i}_s)$, vagy komponensekben

$$\begin{bmatrix} \Psi_{ed} \\ \Psi_{eq} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_e & 0 \\ 0 & L_e \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -i_d \\ -i_q \end{bmatrix} \quad (5)$$

A gerjesztőköri ezórt fluxus és a gerjesztőáram térvektora egyaránt "d"- irányú, ezért kapcsolatukat a forgórész aszimmetria ellenére ugyancsak skalár (valós) szorzó tényezővel írhatjuk le:

$$\bar{\Psi}_{ge} = L_g \bar{i}_g \quad \text{vagy komponensekben} \quad \Psi_{ge} = L_{ge} i_g \quad (6)$$

A főfluxus és a forgórész csillapítóköri ezórt fluxus térvektorai és az őket létesítő áram-térvektorok kapcsolatát tenzorok írják le, mert az aszimmetrikus forgórész miatt a fluxusvektor iránya általában nem egyezik meg az azt gerjesztő áram térvektorával. A forgórész-tekercselésnek és vastestnek azonban van két szimmetriatengelye, a "d" és "q" tengely. Fizikailag belátható, hogy "d"- irányú gerjesztés csak "d"-irányú fluxus-térvektort és "q" irányú csak "q" irányut hoz létre, tehát a "d" és "q" irányban az említett tenzoroknak sajátvektoruk van. A d-q koordinátarendszerben így az alábbi mátrix-kapcsolatokat írhatjuk fel:

$$\begin{bmatrix} \Psi_{md} \\ \Psi_{mq} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_{md} & 0 \\ 0 & L_{mq} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{md} \\ i_{mq} \end{bmatrix} \quad (7a)$$

ahol

$$\Psi_{md} + j \Psi_{mq} = \bar{\Psi}_m \quad (7b)$$

$$i_{md} + j i_{mq} = \bar{i}_m = \bar{i}_r - \bar{i}_s ; \quad i_{md} = i_g + i_{1d} - i_d ; \quad (7c)$$

$$i_{mq} = i_{1q} - i_q,$$

továbbá

$$\begin{bmatrix} \Psi_{1ed} \\ \Psi_{1eq} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_{1ed} & 0 \\ 0 & L_{1eq} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{1d} \\ i_{1q} \end{bmatrix} \quad (8a)$$

ahol

$$\Psi_{1d} + j\Psi_{1q} = \bar{\Psi}_{1e}, \quad i_{1d} + j i_{1q} = \bar{i}_1 \quad (8b)$$

Fontos, hogy az (5), (6), (7) és (8a) egyenletekben lévő indukciós tényezők (L-ek) nem függenek a forgórész helyzetétől, θ -tól és így az időtől sem. A villamosenergia-rendszerek legtöbb szakirodalmában erre az eredményre úgy jutnak, hogy a fluxuskapcsolódások és az áramok közötti kapcsolatot az egyes állórész és forgórész tekercseknek a forgórészhezelyzettől, tehát időtől függő ön- és kölcsönös-indukciós tényezőivel írják fel, majd az ugynevezett Park-Gorev lineáris transzformációval kapják meg a d-q rendszerbe áttranszformált fluxus,- és áramértékek közötti kapcsolatot forgórészhezelyzettől (θ -tól tehát időtől is) független L tényezőkkel. Hogy a különérdeklődők számára a két azonos tartalmu felfogás közötti összefüggés még világosabb legyen, a Függelékben a térvektoros felfogás alapján levezetjük az egyes tekercsek θ -tól függő ön,- és kölcsönös induktivitásait, amelyek a másik felfogásban kiinduló egyenletek. Ez a levezetés azonban a továbbiak megértéséhez nem szükséges.

Megjegyezzük még, hogy a vastestben folyó örvényáramok okozta csillapítás csak közelítőleg vehető figyelembe egyetlen csillapítótekerccsel. Ez okból, és abból a célból, hogy "d" és "q" irányban egyforma topológiájú legyen a kapcsolás, a szakirodalmak jó része "q"-irányban is felvesz egy (fiktív) "gq" "gerjesztőtekerccset" és ezt kívül rövidrezárja. Ebben az esetben a (6) egyenlet csak komponens alakban érvényes, és a "gq" tekercs szórási fluxusát megadó

$$\Psi_{gq} = L_{gq} i_{gq} \quad (9)$$

egyenlettel kell az eddigieket kiegészíteni.

Végül megemlítjük, hogy a feszültségek Park-vektora is értelmezve van az (1) összefüggéshez hasonlóan, de csak a tekercsekre vonatkozó vetületeknek tulajdoníthatunk

fizikai értelmet.

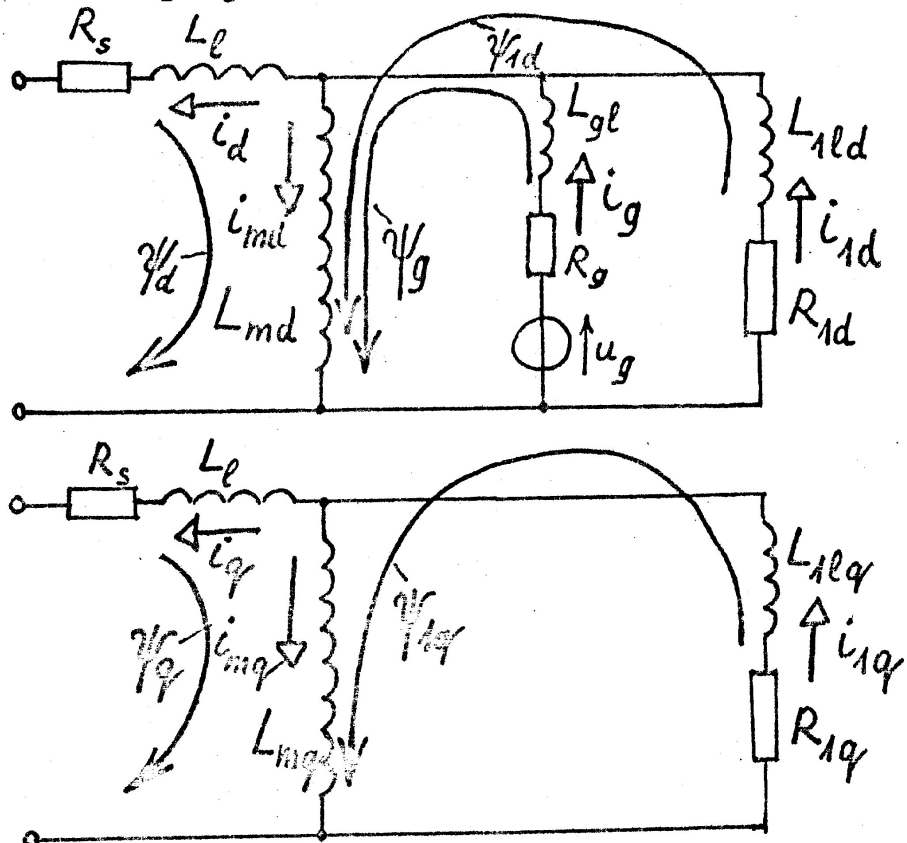
2., Helyettesítő kapcsolás, állapotegyenletek

A d-q rendszerben felírt fluxus-áram összefüggéseknek a 2. ábrán látható "d" és "q" irányú helyettesítő kapcsolás felel meg. Az R_g , R_{1d} és R_{1q} ellenállások és az U_g gerjesztőfeszültség az állórészre redukált értékek. A valóságos U_{ge} stb. értékekből az átszámítás a teljesítmények egyenlőségéből adódik az áramátszámítás ismeretében:

$$3 U_g I_g = U_{ge} I_{ge} ,$$

$$3 I_g^2 R_g = I_{ge}^2 R_{ge} .$$

Változó u_g, i_g esetén az átszámítás ugyanaz.



2. ábra

Az induktivitásokon átfolyó áramok által létesített ugyanolyan indexszel jelölt részfluxusokat az ábrában nem jelöltük, csak a tekercsekbe feszültséget indukáló teljes fluxusokat, amelyek az alábbiak szerint adódnak.

A $\bar{\Psi}_s$ állórészfluxus-kapcsolódási vektor "d" és "q" irányu komponense:

$$\Psi_d = \Psi_{md} + \Psi_e = L_{md} i_{md} + L_e (-i_d) = L_{md} (i_g + i_{1d}) - (L_{md} + L_e) i_d$$

$$\Psi_q = \Psi_{mq} + \Psi_e = L_{mq} i_{mq} + L_e (-i_q) = L_{mq} i_{1q} - (L_{mq} + L_e) i_q$$

A gerjesztőkörrel kapcsolódó teljes fluxus:

$$\Psi_g = \Psi_{md} + \Psi_{gl} = L_{md} i_{md} + L_{gl} i_g = (L_{md} + L_{gl}) i_g + L_{md} (i_{1d} - i_d)$$

A csillapítótekercsekkel kapcsolódó teljes fluxus "d" és "q" irányu összetevője

$$\Psi_{1d} = \Psi_{md} + \Psi_{1ld} = L_{md} i_{md} + L_{1ld} i_{1d} = (L_{md} + L_{1ld}) i_{1d} + L_{md} (i_g - i_d)$$

$$\Psi_{1q} = \Psi_{mq} + \Psi_{1lq} = L_{mq} i_{mq} + L_{1lq} i_{1q} = (L_{mq} + L_{1lq}) i_{1q} - L_{mq} i_q$$

Ha bevezetjük az

$$\left. \begin{aligned} L_{md} + L_e &= L_d, \\ L_{mq} + L_e &= L_q, \\ L_{md} + L_{gl} &= L_g, \\ L_{md} + L_{1ld} &= L_{1d}, \\ L_{mq} + L_{1lq} &= L_{1q} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

jelöléseket, akkor a teljes fluxusok és áramok közötti kapcsolatot az alábbi két mátrixegyenletbe foglalhatjuk össze:

$$\begin{bmatrix} \Psi_d \\ \Psi_g \\ \Psi_{1d} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_d & L_{md} & L_{md} \\ L_{md} & L_g & L_{md} \\ L_{md} & L_{md} & L_{1d} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -i_d \\ i_g \\ i_{1d} \end{bmatrix} \quad (11)$$

$$\begin{bmatrix} \psi_q \\ \psi_{1q} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_q & L_{mq} \\ L_{mq} & L_{1q} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -i_q \\ i_{1q} \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Ha a (9) képletnek megfelelően "q"-irányban is felvesszünk egy rövidrezárt fiktív "gerjesztőtekercset", akkor a (10) jelöléshez még az

$$L_{mq} + L_{gql} = L_{gq} \quad (10a)$$

jelölést hozzávéve a (12) mátrixegyenlet a következőképpen módosul:

$$\begin{bmatrix} \psi_q \\ \psi_{gq} \\ \psi_{1q} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_q & L_{mq} & L_{mq} \\ L_{mq} & L_{gq} & L_{mq} \\ L_{mq} & L_{mq} & L_{1q} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -i_q \\ i_{gq} \\ i_{1q} \end{bmatrix} \quad (12a)$$

Az állórészbe indukált feszültség meghatározására a $\bar{\psi}_s$ állórész-fluxus tervektort az állórész koordináta-rendszerébe kell átírni:

$$\begin{aligned} \bar{\psi}_s' &= e^{j\theta} \bar{\psi}_s, \quad \bar{u}_s' = \frac{d\bar{\psi}_s'}{dt} - \bar{i}_s' R_s = e^{j\theta} \frac{d\bar{\psi}_s}{dt} + \\ &+ e^{j\theta} \cdot j \frac{d\theta}{dt} \bar{\psi}_s - \bar{i}_s' R_s = e^{j\theta} \left(\frac{d\bar{\psi}_s}{dt} + j\omega \bar{\psi}_s - \bar{i}_s R_s \right), \end{aligned}$$

ahol " ω " a kétpólusú gép (pillanatnyi) szögsebessége, többpólusú gép esetén annak poluspárszám-szorosa. Visszatérve a d-q rendszerbe

$$\bar{u}_s = e^{-j\theta} \bar{u}_s' = \frac{d\bar{\psi}_s}{dt} + j\omega \bar{\psi}_s - \bar{i}_s R_s,$$

és ennek valós ill. képzetes része

$$u_d = \frac{d\psi_d}{dt} - \omega \psi_q - i_d R_s. \quad (13)$$

$$u_q = \frac{d\psi_q}{dt} + \omega \psi_d - i_q R_s. \quad (14)$$

A forgórész áramköreinek feszültség egyenletei pedig az áramkörökhöz rendelt teljes fluxusok indukálásának a figyelembevételével adódnak:

$$u_g = \frac{d\psi_g}{dt} + R_g i_g, \quad (15)$$

$$0 = \frac{d\psi_d}{dt} + R_{1d} i_{1d}, \quad (16)$$

$$0 = \frac{d\psi_q}{dt} + R_{1q} i_{1q}. \quad (17)$$

Ha "q" irányban is modelleztünk egy rövidrezárt "gerjesztőtekerécset", akkor még ezekhez az egyenletekhez a

$$0 = \frac{d\psi_{gq}}{dt} + R_{gq} i_{gq} \quad (18)$$

egyenlet is járul. A felírt egyenleteket viszonylagos egységben megadottnak is gondolhatjuk. Ebben az esetben feszültség alapnak a gép névleges fázisfeszültségét, áram alapnak a névleges áramát, szögsebesség alapnak a szinkron szögsebességet szokás felvenni. A fluxus alapja a feszültség-alapból és a szögsebesség-alapból kiadódik.

A (13)-(17) [ill. a (13)-(18)] egyenletek közösleges differenciálegyenletrendszer alkotnak az öt [ill. hat] fluxus-állapotváltozó számára, mert az áramok a (11) és (12) [ill. (12a)] lineáris egyenletrendszerből kifejezhetők a fluxusokkal, u_d , u_q és u_g időfüggvényei pedig ismertek; (gerjesztésszabályozó működése esetén u_g közvetlenül nem ismert, további differenciálegyenletek írhatók fel).

A (13) és (14) egyenletből látjuk, hogy általános esetben az u_d és u_q feszültség egyaránt "d" és "q" irányu mennyiségekből keletkezik (ill. azokkal tart egyensúlyt), ezért ebbe az általános helyettesítő kapcsolásba egyszerű módon nem építhetők be.

A generátor által szolgáltatott pillanatnyi teljesítmény a feszültség és áram Park-vektorok skaláris szorzatának 3/2-szerese:

$$p = \frac{3}{2} \operatorname{Re}(\bar{u} \hat{i}) = \frac{3}{2} (u_d i_d + u_q i_q). \quad (19)$$

3., Állandósult, szimmetrikus feszültségű állapot

A stacioner állapotot az jellemzi, hogy a generátor szinkron szögsebességgel forog, tehát $\omega = \omega_0$, továbbá az állapotegyenletekben minden idő szerinti derivált 0. Ezért minden forgórészáram zérus, kivéve a gerjesztőáramot, amely

$$i_g = \frac{u_g}{R_g} = \frac{U_g}{R_g} = I_g$$

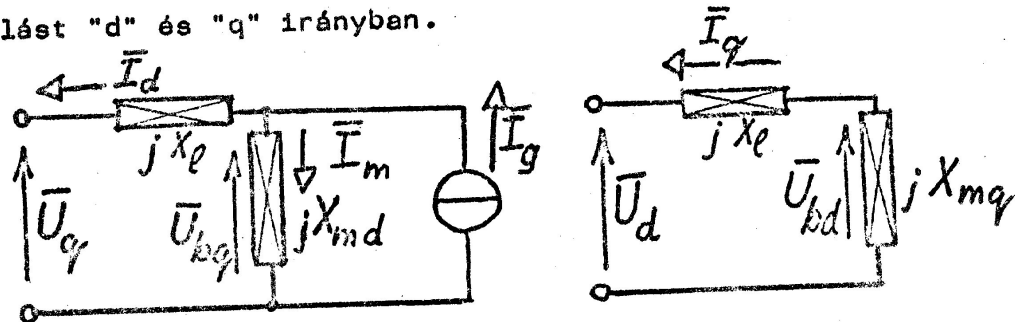
Ugyanez a 2. ábrából annak figyelembevételével adódik, hogy szimmetrikus állandósult állapotban a d-q rendszerben csak egyenáram folyhat, ezért minden induktivitás rövidzárral egyenértékű. A feszültség és áramviszonyokat alig befolyásolja, ha az állórész R_g ellenállását elhanyagoljuk; (az itt keletkező veszteségek jó közelítéssel számíthatók a közelítéssel már meghatározott árammal; nagy gépeknél a névleges áramnak R_g -en okozott feszültségesése nem éri el a névleges feszültség 1 %-át) Így a (13) és (14) egyenlet stacioner állapotban és R_g elhanyagolásával:

$$U_d = -\omega_0 \Psi_q, \quad U_q = \omega_0 \Psi_d$$

vagyis

$$\bar{U}_s = U_d + jU_q = j\omega_0(\Psi_d + j\Psi_q) = j\omega_0 \bar{\Psi}_s.$$

A "d"-irányú helyettesítő kapcsolásba tehát csak "q" irányú, a "q" irányúba pedig csak "d" irányú feszültség kerül, miközben a fluxuskapcsolódásokon keresztül a forgásból adódó indukálódás révén minden L indukciós tényező $j\omega_0$ -val szorzódik, és így $j(L\omega_0) = jX$ ikta-
tandó be helyette. A 3. ábra mutatja az így kapott, állandósult állapotban érvényes helyettesítő kapcsolást "d" és "q" irányban.



$$\begin{aligned} \bar{I}_g &= I_g \\ \bar{I}_d &= I_d \\ \bar{I}_m &= I_m = I_g - I_d \\ \bar{U}_{bq} &= jU_{bq} \\ \bar{U}_q &= jU_q \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{I}_q &= jI_q \\ \bar{U}_{bd} &= U_{bd} \\ \bar{U}_d &= U_d \end{aligned}$$

3. ábra

Ennek alapján az alábbi egyenletek érvényesek (az ábrán a feszültségemelkedések vonatkozási irányait tüntettük fel):

$$\bar{U}_q = \bar{U}_{bq} - jX_e \bar{I}_d, \quad (20a)$$

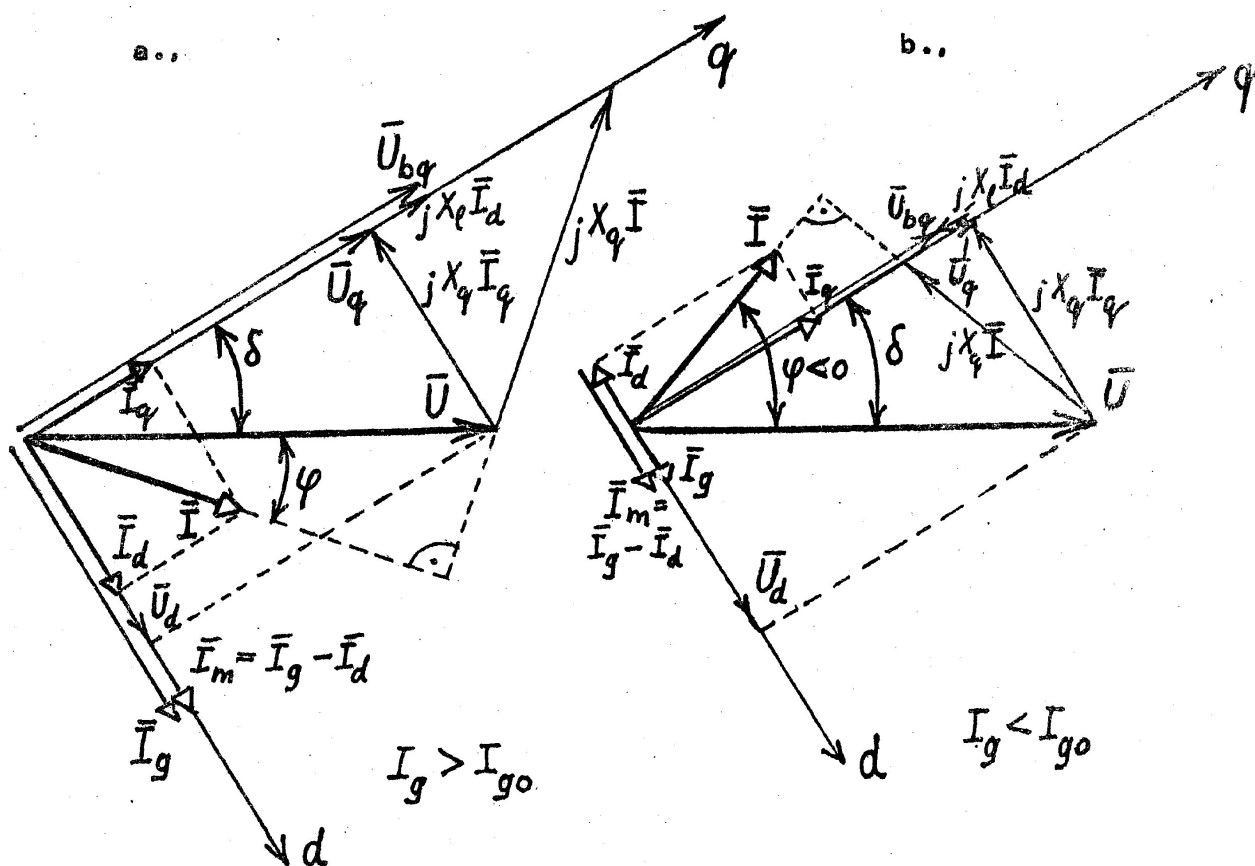
$$\bar{U}_{bq} = jX_{md} \bar{I}_m = jX_{md} (\bar{I}_g - \bar{I}_d) \quad (20b)$$

$$\bar{U}_d = \bar{U}_{bd} - jX_e \bar{I}_q = -jX_q \bar{I}_q \quad (20c)$$

ahol

$$X_q = X_{mq} + X_e = L_q \omega_0. \quad (21)$$

Ezeknek a képleteknek a felhasználásával felrajzolható a Park-vektorok ábrája, amely egyuttal - stacioner állapotról lévén szó - fazorábrakis. A vektorábrák (fazorábrák) felépítéséhez először tételezzük fel, hogy az \bar{U} kapocsfeszültség nagyságán kívül ismerjük a feszültségvektor q -tengelyhez képesti lemaradásának szögét, az u.n. terhelési szöget, továbbá az áramvektor fázisszögét. Generátornál a turbina a "d" tengelyű pólust az eredő fluxus térvektorához képest mindig előretolja, ezért a "q" tengely is előljár az eredő fluxus-vektor $j\omega_0$ -szorosához, vagyis \bar{U} -hoz képest. A φ fázisszög előjele azonban pozitív is, negatív is lehet, attól függően, hogy induktív vagy kapacitív fogyasztói áram terheli a generátort, tehát hogy ad vagy felvesz meddő teljesítményt. A 4a., ábrán meddő teljesítményt szolgáltató, a 4b., ábrán meddő teljesítményt fogyasztó szinkron generátor vektorábrája látható. Az $U = \bar{U}$, δ és φ ismeretében szerkeszthető vagy számítható $U_q = U \cos \delta$ és $U_d = U \sin \delta$, majd a (20 c) összefüggésből számítható $I_q = \bar{I}_q / j$; (ez generátornál mindig pozitív). Az áramvektor irányát berajzolva \bar{I}_q -val szerkeszthető \bar{I} majd I_d , vagy számítható, $I_d = I_q \operatorname{tg}(\delta + \varphi)$ képlet szerint. A (20a) használatával ezután kiadódik \bar{U}_{bq} , amiből



4.ábra

a (2ob) képlet alapján \bar{I}_m majd \bar{I}_g . Az ábrákból látható, hogy a fizikai értelmezés nélküli $jX_q \bar{I}$ vektor végpontja a "q" tengelyen van, ugyanis

$$jX_q \bar{I} = jX_q (\bar{I}_q + \bar{I}_d) = jX_q \bar{I}_q + jX_q \bar{I}_d,$$

és a második tag "q"-irányú. Ez módot ad a vektorábra megszerkesztésére akkor is, ha $|\bar{U}|$, $|\bar{I}|$ és φ van adva; egyébként ez az adatrendszer felel meg annak a gyakorlati esetnek, amelynél előírjuk adott feszültséggel a generátor szolgáltatása hatásos és meddő teljesítményt.

A (2oa) és (2ob) egyenletből \bar{U}_{bq} -t kiküszöbölve, j-vel osztva és bevezetve az

$$X_d = X_{md} + X_e = L_d \omega_0$$

jelölést, az

$$U_q = I_g X_{md} - I_d X_d, \quad I_g = \frac{U_q + I_d X_d}{X_{md}} \quad (23)$$

összefüggéshez jutunk. Rögzített $|\bar{U}| = U$ és δ esetében U_q , U_d és I_q is rögzítve van, és a (23) képlet szerint I_d egyértelműen meghatározza I_g -t (vagy fordítva). A zérus meddő teljesítményhez, tehát $\varphi = 0$ -hoz tartozó I_{do} áramra nyilván (\bar{U} és \bar{I} egyirányúak):

$$I_{do} = I_g \frac{U_d}{U_q}$$

Az ehhez tartozó (redukált) gerjesztőáram

$$I_{go} = \frac{U_q + I_{do} X_d}{X_{md}}$$

és innen

$$I_g - I_{go} = \frac{X_d}{X_{md}} (I_d - I_{do}).$$

A fogyasztói meddő teljesítmény akkor pozitív, azaz a generátor akkor ad le meddő teljesítményt, ha $I_d > I_{do}$, tehát ha $I_q > I_{go}$, vagyis a generátor túl van gerjesztve

A fogyasztói meddő teljesítmény pedig akkor negatív, azaz a szinkron generátor akkor vesz fel meddő teljesítményt, ha $I_d < I_{do}$ (I_d negatív is lehet), tehát ha $I_q < I_{go}$, vagyis a generátor kövösső (alá) van gerjesztve.

Itt említjük meg, hogy az állandósult állapotra érvényes vektorábrát /fázorábrát/ legtöbbször nem a csúcserkékekkel, hanem az effektív értékekkel szokás felrajzolni.

Ezzel a gerjesztőáram átszámítási tényezője

$$G = \frac{I_g}{I_{ge}} = \frac{G_{cs}}{\sqrt{2}}$$

(I_g itt effektív érték);

A tárgyalás során addig használt elhanyagolások közül a legdurvább az, hogy a vastelítéstől eltekintettünk. Ez elsősorban az L_{md} , L_{mq} ill. X_{md} , X_{mq} mennyiségeket érinti oly módon, hogy a valóságban ezek nem állandók.

Mérve egy üzemi állapotban az U feszültséget, I áramot φ fáziszöveget, I_{ge} gerjesztőáramot és a δ terhelési szöveget, és ismerve a szinkrongenerátor $U_{bq} = f(I_{ge})$ üresjárási jelleggörbáját (5.ábra), ebben az üzemi pontban pl. a következőképpen határozhatjuk meg $X_q = X_{mq} + X_\ell$ és X_{md} jobb közelítésű értékét:

$$U_d = U \sin \delta, \quad I_q = I \cos(\delta + \varphi), \quad X_q = \frac{U_d}{I_q},$$

vagy pedig a szerkesztésből $jX_q \bar{I}$ hosszának lement értékét osztva I -vel. X_{md} meghatározása bonyolultabb:

$$U_q = U \cos \delta, \quad I_d = I \sin(\delta + \varphi)$$

és a j -vel osztott (20a) kifejezésből (X_ℓ ismeretében)

$$U_{bq} = U_q + X_\ell I_d;$$

az üresjárási jelleggörbén megkeressük ezt az I_{ge} gerjesztőáramot, amelynél az előbbi U_{bq} üresjárási feszültséget kapjuk. Az állórészre átészámított I_{ge} -nek meg kell egyeznie az üzemi állapotbeli

$$I_m = I_g - I_d = G I_{ge} - I_d$$

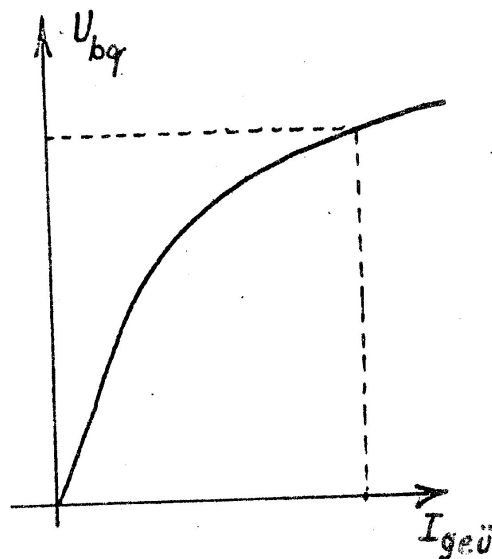
értékkel, mert ugyanakkora fluxust létesítenek, tehát

$$G I_{ge} = G I_{ge} - I_d; \quad G = \frac{I_d}{I_{ge} - I_{ge0}}$$

G meghatározása után

$$X_{md} = \frac{U_{bq}}{G I_{ge0}}$$

Kapocszárlatnál vagy kis reaktancián bekövetkező zárlatnál $U_q \approx 0$, U_{bq} a névleges feszültséghez képest kis érték, ez esetben X_{md} -t célszerű az üresjárási jelleggörbe kezdő érintőjének megfelelő telítetlen értékből számítani.



5.ábra

A (23) egyenletben egy "megfelelő" X_{md} értékkel számolva szokás értelmezni az

$$U_p = I_g X_{md}, \quad \bar{U}_p = jU_p \quad (24)$$

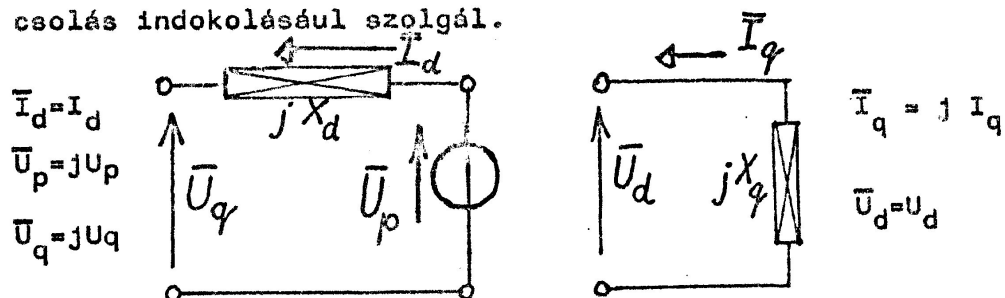
fiktív pólusfeszültséget. Ezzel az

$$\bar{U}_q = \bar{U}_p - jX_d \bar{I}_d \quad (25a)$$

összefüggés és a (20) képlet ismétlése,

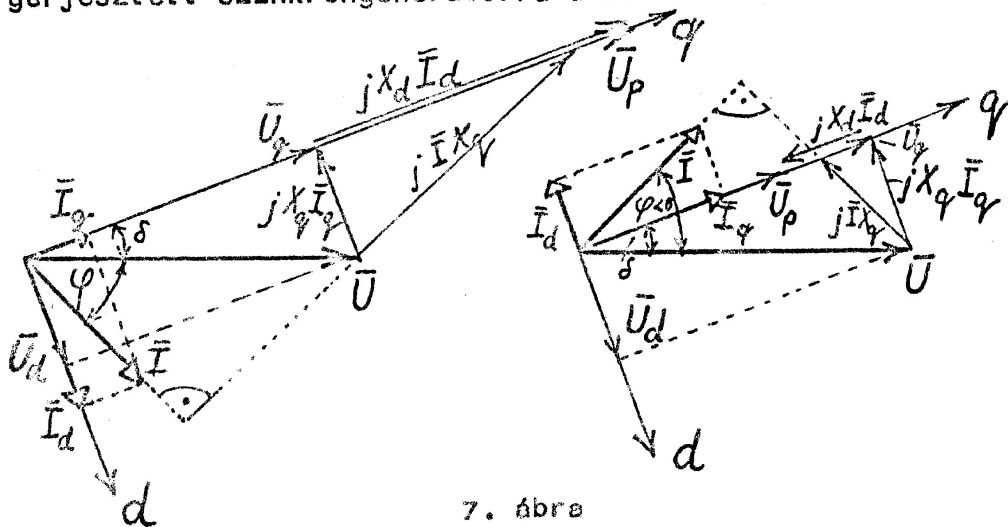
$$\bar{U}_d = -jX_q \bar{I}_q \quad (25b)$$

a 6. ábrán látható egyszerűsített helyettesítő kapcsolás indoklásául szolgál.



6. ábra

A (21) és (22) kifejezésben definiált, és itt felhasznált X_d és X_q mennyiségek a hosszirányú ill. keresztirányú szinkronreaktancia nevet viselik. Az egyszerűsített helyettesítő kapcsolás alapján félrajzolható vektorábrák (fazorábrák) tulgerjesztett és kevéssé (alá) gerjesztett szinkrongenerátorra a 7. ábrán láthatók.



7. ábra

A szinkron generátor által stacioner állapotban szolgáltatott teljesítményt a (19) képletből írhatjuk fel:

$$P = 3 (U_d I_d + U_q I_q),$$

ahol a feszültség - és áramkomponensek itt effektív értékben értendők; (ezért maradt el az $\frac{1}{2}$ szorzó). Mint-hogy

$$I_q = \frac{U_d}{X_q}, \quad I_d = \frac{U_p - U_q}{X_d},$$

azért
$$P = 3 \left(\frac{U_d U_p}{X_d} - \frac{U_d U_q}{X_d} + \frac{U_q U_d}{X_q} \right),$$

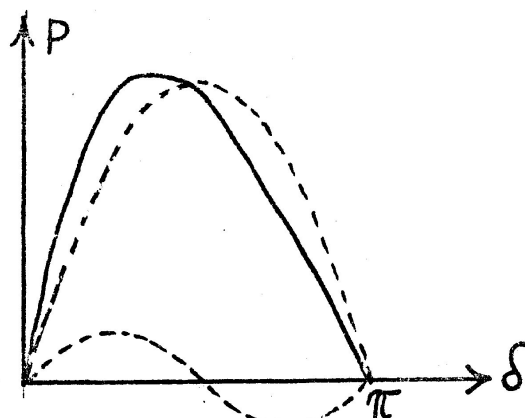
vagy helyettesítve az

$$U_d = U \sin \delta, \quad U_q = U \cos \delta$$

összefüggéseket,

$$P = \frac{3UU_p}{X_d} \sin \delta + \frac{3}{2} U^2 \left(\frac{1}{X_q} - \frac{1}{X_d} \right) \sin (2\delta). \quad (26)$$

A 8. ábrán láthatjuk a $P(\delta)$ függvénygörbét a (26) kifejezés első és második tagjából összerakva. A második tag azt jelenti, hogy a forgórész aszimmetriája miatt akkor is szolgáltat hatásos teljesítményt az U feszültségű hálózatra kapcsolt generátor, ha nincs gerjesztve ($U_p = 0$).

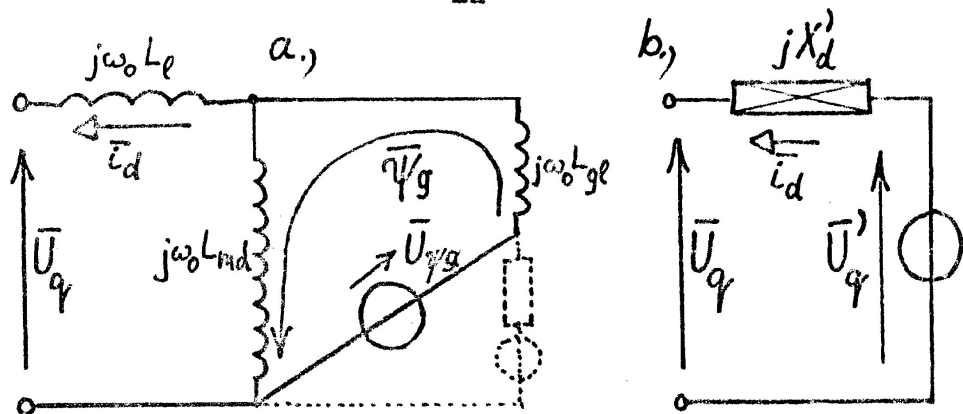


8. ábra

4., Az állandósult állapotot követő tranziens állapotok

A 2. fejezetben tárgyalt állapotegyenletek gépi numerikus megoldása lehetővé teszi a szinkron generátor villamos jellemzői időbeli lefolyásának a követését. Nincs azonban mindig szükség ilyen részletes vizsgálatra. A villamosenergiarendszer stabilitási, védelmi problémáihoz sokszor elegendő a gép állandósult állapotát követő tranziens állapot modellezése egyszerű helyettesítő kapcsolással. Erre a lehetőséget a fluxusállandóság elvének használata adja meg. A stacioner állapotot valamilyen áramköri változás (sönt- vagy soroshiba, fogyasztói terhelés változás stb.) szakítja meg, és az előzőekben kialakult teljes forgórésztekercs fluxusok nem tudnak gyorsan változni, mert állandósult állapotban a (15)-(18) egyenletekben a $d\psi/dt$ zérus volt és a $d-q$ rendszerből a hálózati frekvenciás változások "kivannak véve". Így a változás utáni első pillanatokban

$\psi_g = \text{áll.}$, $\psi_{1d} = \text{áll.}$, $\psi_{1q} = \text{áll.}$ (és $\psi_{gq} = \text{áll.}$ a négytekercses forgórész-modell esetén). Ezek azután az áramkörben lévő $R_g, R_{1d}, R_{1q}, (R_{gq})$ ellenállás következtében több-kevesebb idő után lecsillapodnak. Leggyorsabban a csillapítótekercselés ψ_{1d} és ψ_{1q} teljes fluxusai csillapodnak le. Az ezt követő időkben vizsgálva a viszonyokat az $1d$ és $1q$ tekercsektől eltekinthetünk. Továbbá egyelőre a "gq" tekercs nélküli modellel dolgozunk. Meg kell vizsgálnunk tehát, hogy mi az áramköri következménye ψ_g állandóságának. Az ez által indukált forgási feszültség állandó feszültség-generátorként (U_{ψ_g}) kerül be arra a helyre, ahol a $\psi_g = \psi_{md} + \psi_{gq}$ fluxus észlelhető (9a, ábra a 2. ábra alapján). Ezzel ismét hálózati frekvenciás helyettesítő kapcsoláshoz jutottunk a 3. ábrán látható stacioner helyettesítő kapcsoláshoz hasonlóan.



9. ábra

Meg kell jegyeznünk, hogy e kapcsolás is elhanyagolja az állórész R_s hatásos ellenállását, továbbá a (13) és (14) egyenletekben $d\psi_d/dt$ ill. $d\psi_g/dt$ értékét. (Ez - mint később látjuk - az állórész egyenáramu komponensének elhanyagolását jelenti). A 9a., ábrán látható helyettesítőkapcsolás a Thevenin-elv alapján az állórészkapcsokra vonatkoztatva a 9b. ábra szerint alakítható át, ahol

$$X'_d = X_e + \frac{X_{md} X_{gl}}{X_{md} + X_{gl}} \equiv X_d - \frac{X_{md}^2}{X_{md} + X_{gl}} \quad (27)$$

az u.n. hosszirányú tranziens reaktancia, \bar{U}'_g pedig a tranziens reaktancia mögötti feszültség q -irányú komponense. \bar{U}'_g -t ki lehetne fejezni \bar{U}_{gg} -vel, de felesleges, mert értékét a stacioner \bar{I}_d árammal számoljuk ki:

$$\bar{U}'_g = \bar{U}_g + jX'_d \bar{I}_d.$$

Keresztirányban (annél a modellnél) nincs gerjesztőtekerecs, ezért tranziens állapotban is a 6. ábra jobb-oldalán lévő kapcsolás érvényes, ezért a keresztirányú tranziens reaktancia

$$X'_{q'} = X_q \quad (28)$$

és a tranziens reaktancia mögötti feszültség d -irányú

*.) A vesszők ebben a fejezetben nem az α - β koordináta-rendszerben felírást jelentik.

nyu komponense $\bar{U}'_d = \bar{0}$,

ezért a tranziens reaktancia mögötti feszültség

$$\bar{U}' = \bar{U}'_q = \bar{U}_q + jX'_d \bar{I}_d. \quad (29)$$

Ez a modell, ahol tehát nincs „ gq ”-tekercs, a (27), (28) és (29) képletek szerinti következményekkel, a kiálló pólusú szinkron generátorok tranziens viselkedését közelíti jól. Turbogenerátoroknál a valósághoz közelebb áll a rövidzárt „ gq ”-tekercset is tartalmazó modell. Ebben az esetben a hosszirányhoz hasonló megfontolással keresztirányban is a 9b., ábra szerinti helyettesítő kapcsoláshoz jutunk, csupán a „ d ” és „ q ” indexeket kell megcserélni.

Ezzel a modellel tehát a keresztirányu tranziens reaktancia

$$X'_q = X_e + \frac{X_{mq} X_{gq,l}}{X_{mdq} + X_{gq,l}} \cong X_q - \frac{X_{mdq}^2}{X_{mdq} + X_{gq,l}} \quad (30)$$

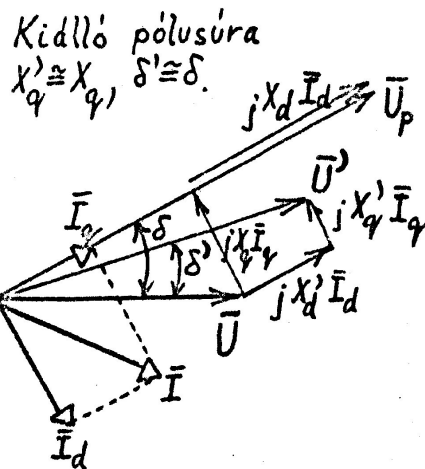
és

$$\bar{U}'_d = \bar{U}_d + jX'_q \bar{I}_q$$

tehát a tranziens reaktancia mögötti feszültség:

$$\bar{U}' = \bar{U} + jX'_q \bar{I}_q + jX'_d \bar{I}_d. \quad (31)$$

Az \bar{U}' feszültség ennek megfelelő szerkesztését az állandósult \bar{I} áramból a 10. ábra mutatja, ahol összehasonlításul az állandósult állapot \bar{U}_p pólusfeszültségét is berajzoltuk. Stacioner viszonyok közt és állandó gerjesztés esetén a (fiktív) pólusfeszültség, az ezt követő tranziensben a



10. ábra

(ezintén fiktív) tranziens reaktancia mögötti feszültség állandó. Ez utóbbi δ' szöveget zár be az \bar{U} feszültséggel. A szinkron generátor a tranziens során (közvetítőleg) a 9b., ábra és annak keresztirányu megfelelője szerinti kapcsolással helyettesíthető, és ebből számítható a tranziens váltakozó áram.

Pontosabban vizsgálva a viszonyokat \bar{U}' és a tranziens váltakozóáram az R_g (és R_{gq}) ellenállás miatt exponenciálisan csillapodik; mégpedig \bar{U}'_d és \bar{i}'_d az R_g , \bar{U}'_q és \bar{i}'_q az R_{gq} ellenállás miatt. A csillapodás időállandóját úgy nyerjük, hogy az R_g (vagy R_{gq}) ellenállással sorbakapcsolódó eredő induktivitás és az ellenállás hányadosát képezzük; (természetesen közben már feloldva képzeljük \bar{U}_{yg} vagy \bar{U}_{yq} állandóságát). Az üresjárási időállandók tehát

$$T'_{do} = \frac{L_{md} + L_{gl}}{R_g} = \frac{X_{md} + X_{gl}}{R_g \omega_0}, \quad (32a)$$

és

$$T'_{qo} = \frac{L_{mq} + L_{gql}}{R_{gq}} = \frac{X_{mq} + X_{gql}}{R_{gq} \omega_0}. \quad (32b)$$

Ha az állórészhez X_k külső reaktancia kapcsolódik, akkor először is megállapítjuk azt, hogy ez a reaktancia az α - β rendszerből változatlanul megy át a d - q rendszerbe, hiszen az

$$\bar{u}_{sx} e^{j\theta} = j X_k (\bar{i}_s e^{j\theta})$$

összefüggést $e^{-j\theta}$ -val szorozva a d - q rendszerben és

$$\bar{u}_{sx} = j X_k \bar{i}_s$$

kapcsolathoz jutunk. Így az időállandók:

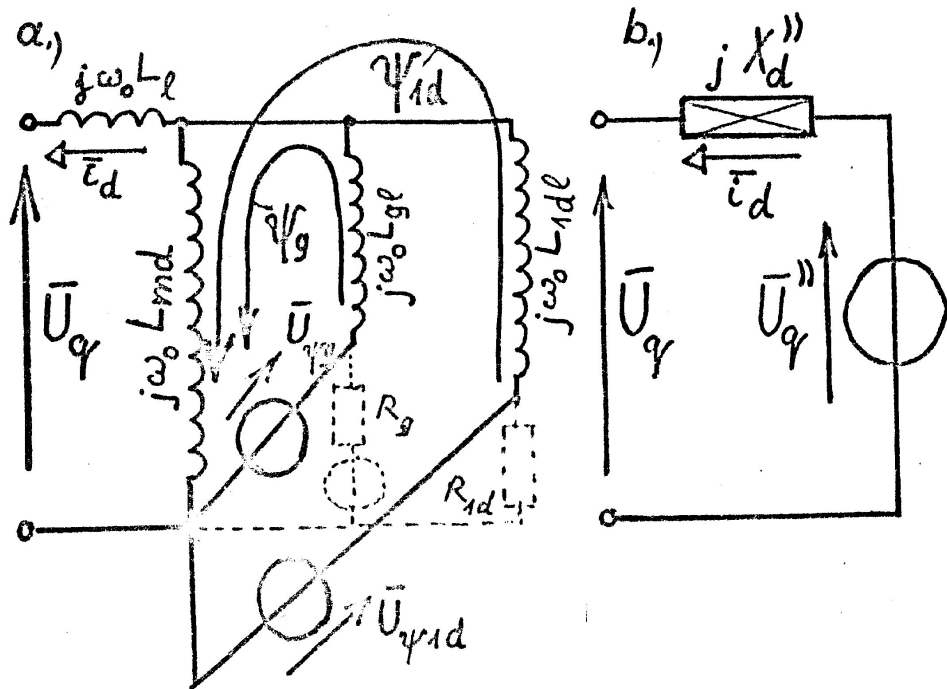
$$T'_d = \left[\frac{X_{md}(X_l + X_k)}{X_{md} + X_l + X_k} + X_{gl} \right] \cdot \frac{1}{R_g \omega_0} \equiv \frac{X'_d + X_k}{X_d + X_k} T'_{do}, \quad (33a)$$

$$T'_q = \left[\frac{X_{mq}(X_l + X_k)}{X_{mq} + X_l + X_k} + X_{gql} \right] \cdot \frac{1}{R_{gq} \omega_0} \equiv \frac{X'_q + X_k}{X_q + X_k} T'_{qo}. \quad (33b)$$

Ha az I_d és I_q csillapítótekercsek hatását is figyelembe akarjuk venni, akkor pl. d'' -irányban közvetlen az állandósult állapot után a

$$\Psi_{1d} = \text{áll.} \quad \text{és} \quad \Psi_g = \text{áll.}$$

fennállásából kell kiindulnunk. Ebből pedig a 11.a. ábra kapcsoláshoz jutunk, amelyet a 11b. ábrán alakítottunk át a gép kapcsolára vonatkoztatva a Thevenin-elv használatával. Így



11. ábra

az

$$X_d'' = X_e + \frac{1}{\frac{1}{X_{md}} + \frac{1}{X_{ge}} + \frac{1}{X_{1d}}} \quad (34)$$

hosszirányú szubtranzien্স reaktranciához, továbbá a szubtranzien্স reaktrancia mögötti feszültség \bar{U}_q'' „q” irányú komponenséhez jutunk. Ez utóbbit az állandósult állapotból határozzuk meg:

$$\bar{U}_q'' = \bar{U}_q + jX_d'' \bar{I}_d.$$

A keresztirányú szubtranzienis reaktancia hasonlóan adódik:

$$X_q'' = X_l + \frac{1}{\frac{1}{X_{mq}} + \frac{1}{X_{gql}} + \frac{1}{X_{lql}}} \quad (35)$$

(az egyszerűbb modellben $X_{gql} = \infty$)
a szubtranzienis reaktancia mögötti feszültség „d” irányú komponense pedig az állandósult állapotból:

$$\bar{U}_d'' = \bar{U}_d + jX_q'' \bar{I}_q$$

Igy azután a szubtranzienis reaktancia mögötti $\bar{U}'' = \bar{U}_d'' + \bar{U}_q''$ feszültség:

$$\bar{U}'' = \bar{U} + jX_q'' \bar{I}_q + jX_d'' \bar{I}_d \quad (36)$$

Ez a feszültség a 10. ábrával egyezően szerkeszthető.
A tranziens viszonyok tárgyalásához hasonlóan lehet felírni a T_{do}' , T_d' , T_{qo}' , T_q' szubtranzienis időállandókat is.

A tárgyalt reaktanciák nagysága névleges fázisfeszültség / névleges áram alapu viszonylagos egységben:

turbogenerátorokra

$$\begin{aligned} X_d &= 1,5 - 2,5 ; & X_q &= 1,5 - 2,5 < X_d \\ X_d' &= 0,12 - 0,28 ; & X_q' &= 0,12 - 0,28 \\ X_d'' &\approx X_q'' = 0,08 - 0,13 ; \end{aligned}$$

Kiálló pólusu gépre (hidrogenerátorra)

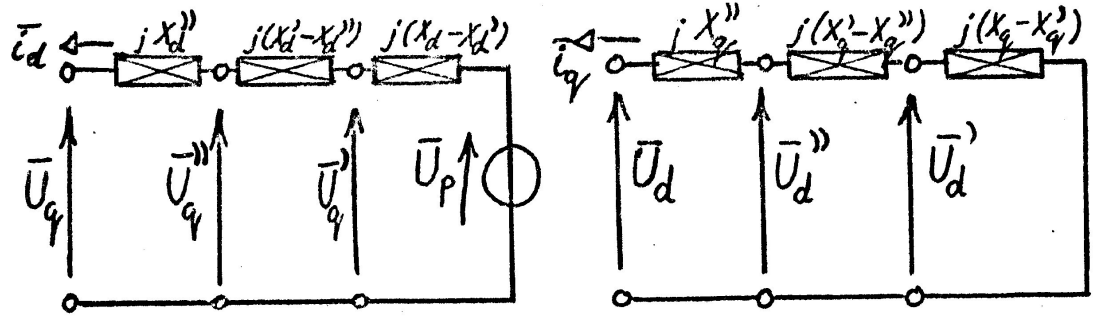
$$\begin{aligned} X_d &= 0,8 - 1,6 ; & X_q &= 0,5 - 1,0 < X_d \\ X_d' &= 0,2 - 0,35 ; & X_q' &\approx X_q \\ X_d'' &\approx X_q'' = 0,12 - 0,25 \end{aligned}$$

A tranziens és szubtranzienis időállandók turbogenerátorra

$$\begin{aligned} T_{do}' \approx T_{qo}' &= 3 - 10 \text{ sec} ; & T_d' \approx T_q' &= 0,4 - 1,8 \text{ sec} ; \\ T_d'' \approx T_q'' &= 0,01 - 0,05 \text{ sec} ; \end{aligned}$$

kiálló pólusúra $T_{do}' = 2 - 6 \text{ sec}$, $T_d' = 0,5 - 3,3 \text{ sec}$; $T_d'' \approx T_q'' = 0,01 - 0,05 \text{ s}$.

A helyettesítő kapcsolásokat a 12.ábra szerint össze is szokták vonni. Ezt úgy kell érteni, hogy a szubtranzien্স időszakban \bar{U}_q'' és \bar{U}_d'' , a tranzien্স időszakban \bar{U}_q' és \bar{U}_d' , állandósult állapotban pedig \bar{U}_p állandó.

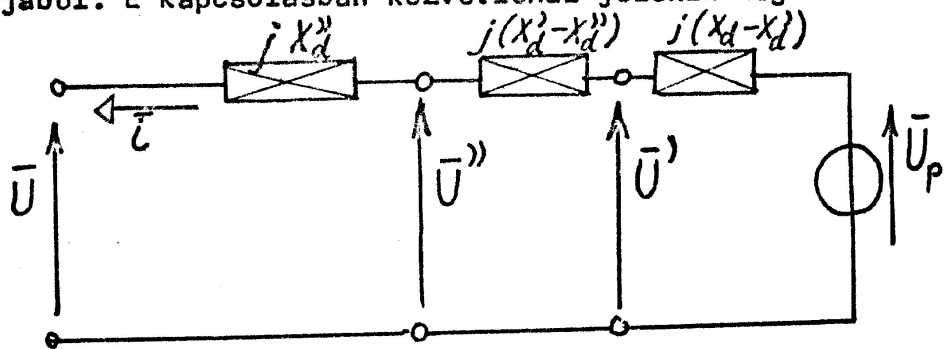


12.ábra

Durvább közelítéssel a turbógenerátorok szimmetrikus, hengeres gépnek tekinthetők, amelyekre

$$X_q \cong X_d, \quad X_q' \cong X_d' \quad \text{és} \quad X_q'' \cong X_d''.$$

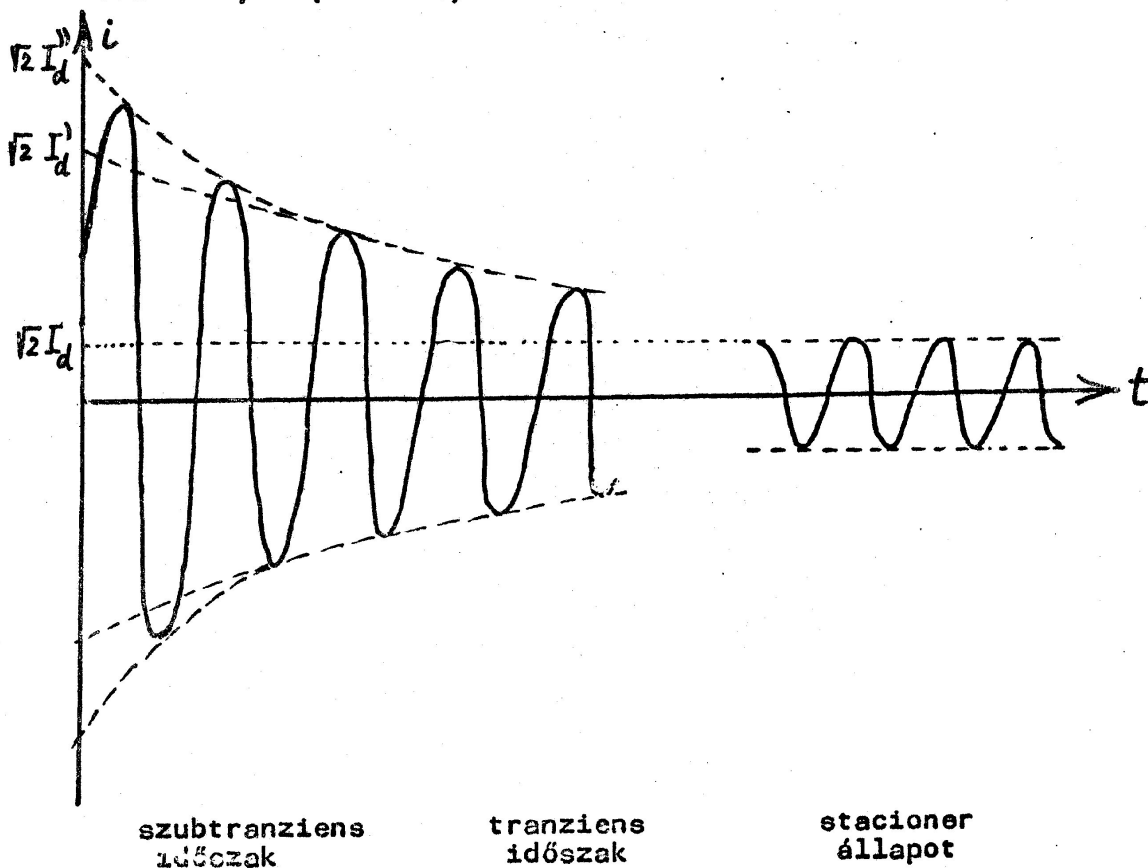
Ezzel a közelítéssel a 13.ábrán látható egyetlen összevont helyettesítő kapcsolással dolgozhatunk egy állandósult állapotot követő szubtranzien্স, tranzien্স majd egy másik állandósult állapot közelítő vizsgálata céljából. E kapcsolásban közvetlenül jelenik meg



13.ábra

a (teljes) szubtranzienst és tranzienst reaktancia mögötti \bar{U}'' és \bar{U}' feszültség.

Végezetül vizsgáljuk meg az üresjárából bekövetkező háromfázisú kapcsolást. Üresjárásban áram nem folyik, ezért $\bar{U}_q'' = \bar{U}_q' = \bar{U}_q = \bar{U}_p = \bar{U}$, és $\bar{U}_d = \bar{U}_d' = \bar{U}_d'' = \bar{0}$. Ezért a rövidzárás ($\bar{U}_q = \bar{0}$, $\bar{U}_d = \bar{0}$) után egy $\bar{I}_d'' = \frac{\bar{U}_q''}{jX_d''} = -j \frac{\bar{U}}{X_d''}$ szubtranzienst, majd egy $\bar{I}_d' = \frac{\bar{U}_q'}{jX_d'} = -j \frac{\bar{U}}{X_d'}$ tranzienst, végül egy $\bar{I}_d = \frac{\bar{U}}{jX_d}$ állandósult rövidzárási váltakozóáram folyik (14. ábra)



14. ábra

Az állórészáram előzetes állandósult árama nem "ugorhat" át a szubtranzienst váltakozóáram kezdő pillanatértékébe az állórészfluxus ($\sqrt{3} e^{j\theta}$) kezdeti állandósága miatt, hanem akkora egyenáram keletkezik, amekkora a

folytonosságot biztosítja. Az üresjárásból bekövetkező 3 F kapocszárlat esetén az egyenáramú komponensnek a $\bar{0}$ kezdő áramot kell biztosítania, ezért egy $-\sqrt{2} I_d'' e^{j\theta_2}$ értékű, első közelítésben állandó nagyságú térvektor-áram keletkezik (az állórészhez kötött koordinátarendszerben), amelynek iránya a forgórész zárlat pillanatában lévő "d" tengelyével ellentétes. Ez az egyenáramú komponens a vetítési szabály szerint minden fázistekercsben más-más értékű; (a zárlat pillanatától függően előfordulhat, hogy az egyik fázistekercsben nincs egyenáramú komponens). Ez az álló Park-vektor a forgórészhez kötött koordinátarendszerben $-\omega_0$ szögsebességgel forog, és ezért azokban a tekercsekben ellengerjesztésként hálózati frekvenciás áramok folynak. Az állórész R_s ellenállása csillapítja le ezt az egyenáramú komponenset. A csillapítás időállandójának számításánál kezdetben érvényes szubtransziens induktivitást kell alapul venni:

$$T_s = \frac{X''}{R_s \omega_0} \quad (36a)$$

ahol X'' , X_d'' és X_q'' valamilyen középértéke; az álló áramtérvektor ugyanis a forgórésznek különböző irányába kerül a forgás folytán. Az X'' érték a zárlatok jellegétől függő különböző középérték, de közelítéssel számolhatunk a számtani középértékkel:

$$X'' \cong \frac{X_d'' + X_q''}{2} \quad (36b)$$

A T_s időállandó értéke turbogenerátorokra 0,04-0,4 sec, hidrogenerátorokra 0,03-0,3 sec. A háromfázisú kapocszárlat áram-oszcillogramjából le kell vonni az egyenáramú komponenset, hogy a 14. ábrán látható váltakozóáramú részt megkapjuk.

Aszimmetrikus sönt,- és soros hibák esetén szükség van a szinkron generátor negatív sorrendű reaktanciá-

jára is; (a zérussorrendre a gép általában szakadást jelent). Negatív sorrendű feszültség vagy áram térvektora a forgórészszel ellentétes irányban forog ω_0 szögsebességgel, ezért a forgórészhez képest $2\omega_0$ szögsebességű forgás folytán az állórész szubtranzienis állapotot észlel, és ezért az előbb tárgyalt X'' értékhez hasonlóan a negatív sorrendű reaktancia

$$X_2 \approx \frac{X_d'' + X_q''}{2} \quad (37)$$

Aszimmetrikus táplálás esetén a forgórész aszimmetriája miatt különböző rendszámú felharmonikus áramok is keletkeznek a forgórészben és az állórészben egyaránt, ennek részleteivel azonban nem foglalkozunk.

Függelék

A (7a) összefüggés szerint a $\bar{\psi}_m$ főfluxus és az ezt gerjesztő \bar{i}_m áram térvektora közti kapcsolat a d-q rendszerben:

$$\begin{bmatrix} \psi_{md} \\ \psi_{mq} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_{md} & 0 \\ 0 & L_{mq} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{md} \\ i_{mq} \end{bmatrix}$$

A főfluxus térvektora az α - β rendszerben:

$$\bar{\psi}_m' = e^{j\theta} \bar{\psi}_m; \quad \psi_{m\alpha} + j\psi_{m\beta} = (\cos\theta + j\sin\theta)(\psi_{md} + j\psi_{mq})$$

$$\begin{bmatrix} \psi_{m\alpha} \\ \psi_{m\beta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_{md} \\ \psi_{mq} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} L_{md} & 0 \\ 0 & L_{mq} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{md} \\ i_{mq} \end{bmatrix}$$

Igy az állórész "a" fázistekercsének kölcsönös indukciós tényezője egy "d"-irányú forgórésztekercsrel ($\psi_{ma} = \psi_{m\alpha}$)

$$\underline{L_{ad} = L_{md} \cos\theta}$$

egy "q"-irányúval pedig

$$\underline{L_{aq} = -L_{mq} \sin\theta}$$

Mivel

$$\psi_{mb} = \text{Re}(\bar{a}^2 \bar{\psi}_m') = -\frac{1}{2} \psi_{m\alpha} + \frac{\sqrt{3}}{2} \psi_{m\beta},$$

azért a "b" fázistekercs kölcsönös indukciós té-

nyezője a "d" és "q" forgórésztekercsrel

$$\underline{L_{bd}} = -\frac{1}{2}L_{md} \cos \theta + \frac{\sqrt{3}}{2}L_{md} \sin \theta = \underline{L_{md} \cos(\theta - 120^\circ)},$$

$$\underline{L_{bq}} = \frac{1}{2}L_{mq} \sin \theta + \frac{\sqrt{3}}{2}L_{mq} \cos \theta = \underline{-L_{mq} \sin(\theta - 120^\circ)}.$$

Hasonlóan kapnánk a "c" fázistekercsre is + 120°-os eltolással. Az állórésztekercsek önmagukkal alkotott ön-, és kölcsönös impedenciát $\bar{\Psi}_m'$ és \bar{L}_m' kapcsolatából nyerhetjük. Minthogy

$$\bar{L}_m = \bar{L}_m' e^{-j\theta} = (\cos \theta - j \sin \theta) (i_{m\alpha} + j i_{m\beta}),$$

$$\begin{bmatrix} i_{md} \\ i_{mq} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{m\alpha} \\ i_{m\beta} \end{bmatrix}$$

azért ezt visszahelyettesítve a $\bar{\Psi}_m'$ és \bar{L}_m' előző mátrixkapcsolatába és a négyzetes mátrixok szorzását elvégezve, kapjuk:

$$\begin{bmatrix} \Psi_{m\alpha} \\ \Psi_{m\beta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_{md} \cos^2 \theta + L_{mq} \sin^2 \theta & (L_{md} - L_{mq}) \sin \theta \cos \theta \\ (L_{md} - L_{mq}) \sin \theta \cos \theta & L_{md} \sin^2 \theta + L_{mq} \cos^2 \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{m\alpha} \\ i_{m\beta} \end{bmatrix}$$

Ebből azonos átalakítással nyerjük:

$$\begin{bmatrix} \Psi_{m\alpha} \\ \Psi_{m\beta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_{m1} + L_{m2} \cos 2\theta & -L_{m2} \sin 2\theta \\ L_{m2} \sin 2\theta & L_{m1} - L_{m2} \cos 2\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{m\alpha} \\ i_{m\beta} \end{bmatrix},$$

ahol

$$L_{m1} = \frac{L_{md} + L_{mq}}{2}, \quad L_{m2} = \frac{L_{md} - L_{mq}}{2}.$$

Mivel

$$\Psi_{m\alpha} = \Psi_{m\alpha}, \quad i_{m\alpha} = i_{m\alpha},$$

azért az "a" fázistekercs önindukciós tényezője:

$$\underline{L_{aa}} = \underline{L_{m1} + L_{m2} \cos 2\theta}.$$

Az "a" és "b" fázistekercs közötti kölcsönös indukciós tényezőt az $i_{m\alpha} = i_{m\alpha}$ és $\Psi_{mb} = -\frac{1}{2}\Psi_{m\alpha} + \frac{\sqrt{3}}{2}\Psi_{m\beta}$ kapcsolat alapján kapjuk:

$$L_{ab} = -\frac{1}{2}(L_{m1} + L_{m2} \cos 2\theta) + \frac{\sqrt{3}}{2}L_{m2} \sin 2\theta$$

amiből átalakítással

$$\underline{L_{ab}} = \underline{-\frac{1}{2}L_{m1} + L_{m2} \cos(2\theta - 120^\circ)}$$

adódik. (Hasonló megfontolással jutnánk a többi álló-

résztekerce ön,- és kölcsönös indukció tényezőjéhez)

Az aláhuzott összefüggések alkotják azokat a forgórész-helyzettől, tehát időtől függő ön,- és kölcsönös indukció tényezőket, amelyeknek bizonyos fizikai kép alapján való felírása után a Park-Gorev transzformációval kaphatnánk meg az 1. fejezetben tárgyalt, forgórész-helyzettől független induktivitásokat.

IRODALOM

1.)

KOVÁCS K. PÁL
RÁCZ ISTVÁN

VÁLTAKOZÓÁRAMÚ GÉPEK

TRANZIENS FOLYAMATAI

Akadémiai kiadó Budapest 1954

2.)

LISKA JÓZSEF
VILLAMOS GÉPEK
III. SZINKRON GÉPEK

Tankönyvkiadó Budapest 1955