

**Zeitschrift:** Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins  
**Herausgeber:** Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke  
**Band:** 50 (1959)  
**Heft:** 5  
  
**Artikel:** De l'autoexcitation d'une machine asynchrone polyphasée  
**Autor:** Juillard, E.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-1059441>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 23.02.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# BULLETIN

DES SCHWEIZERISCHEN ELEKTROTECHNISCHEN VEREINS

GEMEINSAMES PUBLIKATIONSORGAN

DES SCHWEIZERISCHEN ELEKTROTECHNISCHEN VEREINS (SEV) UND  
DES VERBANDES SCHWEIZERISCHER ELEKTRIZITÄTSWERKE (VSE)

## De l'autoexcitation d'une machine asynchrone polyphasée

Par E. Juillard, Lausanne<sup>1)</sup>

621.313.333.025.3 : 621.3.013.62

L'auteur expose comment, en partant du régime stationnaire produit par une tension sinusoïdale, on peut retrouver aisément les équations générales du système, et en déduire le régime transitoire. Il applique le procédé au cas du moteur polyphasé (triphasé) muni de condensateurs; il en établit les conditions d'autoexcitation et le domaine de marche dans lequel ce phénomène est à craindre. Il relève en passant le principe des précautions nécessaires pour éviter ce danger.

Vom stationären Zustand, der durch eine sinusförmige Spannung erzeugt wird, ausgehend, zeigt der Verfasser, wie auf einfache Weise die allgemeinen System-Gleichungen aufgestellt werden können, aus welchen sich der transitorische Zustand ableiten lässt. Er wendet dieses Verfahren auf den Mehrphasen-(Dreiphasen-)Motor mit Kondensatoren zur Verbesserung des Leistungsfaktors an, stellt die Selbsterregungs-Bedingungen auf und berechnet den Laufbereich, in dem dieser Vorgang zu befürchten ist. Dabei streift er die Vorsichtsmassnahmen, welche ergriffen werden müssen, damit die aufgedeckten Gefahren vermieden werden.

Il arrive fréquemment qu'on dispose aux bornes d'un moteur asynchrone triphasé des condensateurs dont la capacité serve de réservoir à l'énergie réactive, ceci pour décharger la ligne d'alimentation du transport de cette énergie. On exprime ce fait en disant que ces capacités ont pour but d'améliorer le facteur de puissance de l'installation.

Or, on a constaté que si l'on coupait la ligne par un interrupteur *I* situé en amont des condensateurs (fig. 1), le moteur restant entraîné pour une cause ou une autre, la tension aux bornes du moteur, loin de disparaître, prenait quelquefois des valeurs très élevées qui constituaient un danger, tant pour le personnel qui ne s'y attendait pas, que pour la machine elle-même.

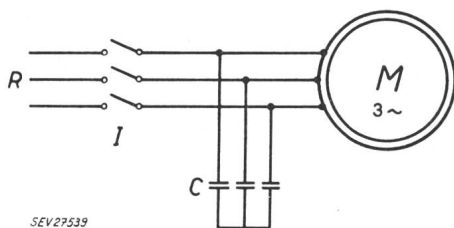


Fig. 1

Couplage d'un moteur asynchrone muni de condensateurs pour l'amélioration du facteur de puissance

*M* Moteur asynchrone triphasé; *R* réseau d'alimentation;  
*I* interrupteur; *C* condensateurs

Nous nous proposons d'expliquer le mécanisme de ce phénomène, et d'en déduire quelques conclusions, tant pratiques que quantitatives.

Pour dominer ce problème, il faut revenir aux relations générales qui lient les tensions et les courants dans le circuit fermé constitué par les enroulements du moteur et les condensateurs, et rechercher s'il est possible de créer un ou des courants dans ce

circuit, seulement par apport d'une puissance mécanique sous la forme d'un entraînement mécanique du rotor.

Pour établir aisément ces équations, il nous paraît utile de faire un petit rappel mathématique.

Lorsqu'on exprime la valeur de l'intensité du courant circulant dans une branche d'un circuit passif quelconque (c'est-à-dire ne comportant que des résistances, des inductivités et des capacités indépendantes du courant), en fonction de la tension appliquée aux bornes du système, on obtient toujours une équation différentielle linéaire à coefficients constants. Cela découle des lemmes de Kirchhoff et de la loi d'Ohm, soit  $\sum i = 0$  en un point de jonction, et  $u = ir - e$ . Soit donc l'équation différentielle à laquelle on arrive toujours

$$a_0 \frac{d^n i}{dt^n} + a_1 \frac{d^{n-1} i}{dt^{n-1}} + a_2 \frac{d^{n-2} i}{dt^{n-2}} + \dots + a_n i = F\left(u, \frac{du}{dt}, \text{etc.}\right) \quad (1)$$

où les «*a*» sont des coefficients réels, qui contiennent les constantes du circuit, et où, à droite, *F* est une fonction linéaire de la tension *u* et de ses dérivées par rapport au temps.

Si, ce qui est généralement le cas, la tension *u* est sinusoïdale avec le temps, et de la forme

$$u = U\sqrt{2} \sin(\omega t + \gamma) \quad (2)$$

$\omega = 2\pi f$  étant sa pulsation, on peut faire usage des formules d'Euler et l'exprimer par des exponentielles complexes:

$$u = \frac{1}{2} \left[ \bar{U}\sqrt{2} e^{j\omega t} + \bar{U}^*\sqrt{2} e^{-j\omega t} \right] \quad (3)$$

L'équation proposée étant linéaire, et admettant par conséquent le principe de la superposition, on résoudra d'abord en introduisant le 1<sup>er</sup> terme de *u*,

<sup>1)</sup> Dernière leçon du professeur Ernest Juillard, prononcée le 8 décembre 1958, à l'Ecole Polytechnique de l'Université de Lausanne.

en  $j\omega t$ . On obtiendra la solution relative au 2<sup>e</sup> terme de  $u$ , en  $(-j\omega t)$ , en prenant le conjugué imaginaire de la 1<sup>re</sup> solution. Le résultat final est la moyenne arithmétique des 2 solutions partielles, ou ce qui revient au même, simplement la partie réelle du 1<sup>er</sup> résultat.

L'équation proposée devient ainsi:

$$a_0 \frac{d^n i}{dt^n} + a_1 \frac{d^{n-1} i}{dt^{n-1}} + \dots + a_n i = \bar{U} \sqrt{2} \left[ A_0 (j\omega)^m + A_1 (j\omega)^{m-1} + \dots + A_m \right] e^{j\omega t} = \bar{U} \sqrt{2} p(j\omega) e^{j\omega t} \quad (4)$$

$p(j\omega)$  est un polynôme en  $j\omega$ , provenant des différentes dérivées de  $u$ .

Pour résoudre cette équation, on procède en 2 étapes.

a) On recherche la solution générale de l'équation sans son 2<sup>e</sup> membre:

$$a_0 \frac{d^n i}{dt^n} + a_1 \frac{d^{n-1} i}{dt^{n-1}} + \dots + a_n i = 0 \quad (5)$$

qui est de la forme:

$$i_2 = K_1 e^{r_1 t} + K_2 e^{r_2 t} + \dots + K_n e^{r_n t} \quad (6)$$

où les  $K$  sont des constantes d'intégration qui seront déterminées par des conditions aux limites, et les  $r$  sont les racines de l'équation caractéristique:

$$a_0 r^n + a_1 r^{n-1} + a_2 r^{n-2} + \dots + a_n = 0 \quad (7)$$

obtenue en remplaçant simplement dans l'équation différentielle donnée les dérivées  $\frac{d^n i}{dt^n}$  par  $r^n$ .

b) En deuxième étape, on recherche une solution particulière de l'équation complète. On sait que si le membre de droite est une fonction exponentielle, il existe une solution de même forme. Posons donc, pour cette solution particulière

$$i_2 = \bar{I}_2 \sqrt{2} e^{j\omega t} \quad (8)$$

et vérifions en l'introduisant dans l'équation complète

$$\bar{I} \sqrt{2} \left[ a_0 (j\omega)^n + a_1 (j\omega)^{n-1} + \dots + a_n \right] e^{j\omega t} = \bar{U} \sqrt{2} p(j\omega) e^{j\omega t} \quad (9)$$

D'où

$$\bar{I}_2 = \bar{U} \frac{p(j\omega)}{P(j\omega)} \quad (10)$$

et

$$i_2 = \sqrt{2} \bar{U} \frac{p(j\omega)}{P(j\omega)} e^{j\omega t} \quad (11)$$

en désignant par  $P(j\omega)$  le polynôme de gauche, en  $j\omega$  dans l'équation (9).

Remarquons que dans ce polynôme  $P(j\omega)$  le facteur  $(j\omega)$  occupe exactement les mêmes situations que les  $r$  dans l'équation caractéristique, et les dérivées dans l'équation différentielle initiale.

La solution complète de l'équation proposée est donc

$$i = K_1 e^{r_1 t} + K_2 e^{r_2 t} + \dots + K_n e^{r_n t} +$$

$$+ \operatorname{Re} \left\{ \bar{U} \sqrt{2} \frac{p(j\omega)}{P(j\omega)} e^{j\omega t} \right\} \quad (12)$$

Généralement les exposants  $r$  sont tous négatifs. Cette partie de la solution disparaît donc après un certain temps humainement très court, de l'ordre de la seconde ou beaucoup plus rapidement encore dans les applications en radiotechnique. C'est la raison pour laquelle on qualifie cette partie de la solution de *régime transitoire* ou passager, par opposition à la solution particulière qui subsiste seule définitivement et qui est dite *régime stationnaire*.

Il reste donc, une fois le régime transitoire évanoui, la solution

$$\bar{U} = \bar{I}_2 \frac{P(j\omega)}{p(j\omega)} = \bar{I}_2 \bar{Z} \quad (13)$$

où  $\bar{Z}$  est dite «l'impédance» du circuit étudié, vue des bornes auxquelles la tension  $U$  est appliquée.

Le calcul de l'impédance  $\bar{Z}$  en régime stationnaire est familier à tout électricien, et s'exécute aisément au moyen des lemmes de Kirchhoff appliquées à l'alternatif.

Faisons maintenant «machine arrière». Supposons que l'on ait calculé l'impédance  $\bar{Z}$  d'un circuit, en régime stationnaire. Cette impédance pourra toujours se mettre sous forme d'une fonction rationnelle dans laquelle intervient la pulsation  $\omega$  de la tension appliquée:

$$\bar{Z} = \frac{\bar{U}}{\bar{I}} = \frac{P(j\omega)}{p(j\omega)} \quad (14)$$

ou

$$\bar{I} P(j\omega) = \bar{U} p(j\omega) \quad (15)$$

Le numérateur de cette fraction n'est pas autre chose que le polynôme en  $j\omega$ . Et celui-ci permet de revenir immédiatement à l'équation différentielle générale en considérant  $(j\omega)$  comme l'indicatif d'un opérateur différentiel  $\frac{d}{dt}$ , soit

$$\bar{I} (j\omega)^n \rightarrow \frac{d^n i}{dt^n}$$

De même le polynôme  $p(j\omega)$  permet de remonter au 2<sup>e</sup> membre, soit à la fonction de  $u$  et de ses dérivées.

Venons-en maintenant au moteur asynchrone polyphasé. On sait que les relations qui lient les courants aux tensions dans ce moteur se déduisent du schéma équivalent bien connu de fig. 2, dans le-

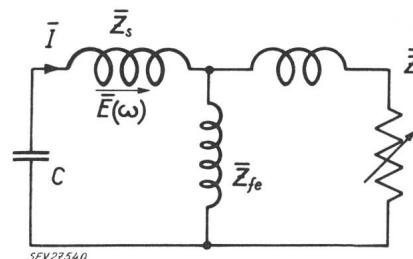


Fig. 2

Schéma équivalent d'une phase du moteur polyphasé  
 $Z_s$  impédance du stator;  $Z$  impédance du rotor, variable avec le glissement;  $Z_{fe}$  impédance d'excitation;  $C$  capacités;  $E(\omega)$  force électromotrice de pulsation  $\omega = 2\pi f$ ;  $I$  courant du stator

quel nous avons ajouté la capacité  $C$  aux bornes du stator. Le schéma se rapporte à une phase, le rotor étant «réduit» au stator.

Supposons qu'il existe dans le stator une très petite force électromotrice  $E$  de pulsation  $\omega$ , provenant par exemple du magnétisme rémanent du rotor, et de la rotation de celui-ci. Dans le circuit fermé constitué par la capacité  $C$  et le moteur circulerait donc un courant  $\bar{I}$  déterminé par l'impédance totale du circuit, soit

$$\bar{E} = \bar{I} \bar{Z}_t$$

Explicitons cette impédance qui comporte celle du stator  $\bar{Z}_s$  en série avec la capacité  $C$  et l'équivalent de l'impédance du rotor en parallèle avec l'impédance d'excitation  $\bar{Z}_{fe}$ . Donc

$$\bar{I} \bar{Z}_t = \bar{I} \left[ \bar{Z}_s + \frac{1}{j\omega C} + \frac{\bar{Z}_{fe} \bar{Z}}{\bar{Z}_{fe} + \bar{Z}} \right] \quad (16)$$

L'impédance totale, représentée par l'expression entre [ ] peut se mettre sous forme d'une fraction rationnelle, les  $\bar{Z}$  étant des binômes de la forme  $(R + j\omega L)$ , soit :

$$\bar{I} \frac{\bar{Z}_s (\bar{Z}_{fe} + \bar{Z}) j\omega C + \bar{Z}_{fe} \bar{Z} j\omega C + \bar{Z}_{fe} + \bar{Z}}{j\omega C (\bar{Z}_{fe} + \bar{Z})} = \bar{E} = \bar{I} \frac{P(j\omega)}{p(j\omega)} \quad (17)$$

Cette équation nous fournit déjà le régime stationnaire du courant produit par la force électromotrice  $E$  due au magnétisme rémanent du rotor. Comme cette force électromotrice est très petite, ce courant stationnaire reste insignifiant et nous pouvons ne plus nous en préoccuper du tout.

Par contre il reste à examiner si la solution transitoire disparaît ou non, et pour cela, il faut remonter à l'équation différentielle générale. Celle-ci nous est donnée par le polynôme  $P(j\omega)$ , soit le numérateur de l'impédance.

En explicitant les impédances partielles, soit

$$\bar{Z}_s = R_s + j\omega L_s$$

résistance et réactance du stator;

$$\bar{Z} = \frac{R_r}{g} + j\omega L_r$$

résistance ( $g$  glissement) et réactance du rotor;

$$\bar{Z}_{fe} = j\omega L_{fe}$$

impédance d'excitation (Nous négligeons la résistance traduisant les pertes dans le fer, celle-ci pouvant dans une certaine mesure être considérée comme rentrant dans la résistance du stator.), on obtient :

$$\begin{aligned} \bar{I} P(j\omega) = \bar{I} & \left[ j\omega C (j\omega L_s + R_s) \cdot \right. \\ & \cdot \left( j\omega L_{fe} + j\omega L_r + \frac{R_r}{g} \right) + j\omega C \cdot j\omega L_{fe} \left( j\omega L_r + \frac{R_r}{g} \right) + \\ & \left. + j\omega L_{fe} + j\omega L_r + \frac{R_r}{g} \right] \quad (18) \end{aligned}$$

*Simplification et changement de lettres :*

Si l'on désigne par  $C_s$  et  $C_r$  les 2 rapports, très voisins de 1, compte tenu des ordres de grandeur

$$C_s = 1 + \frac{L_s}{L_{fe}}; \quad C_r = 1 + \frac{L_r}{L_{fe}}$$

et si l'on pose :  $L_{cc} = L_r + \frac{L_s}{C_s}$ , réactance de court-circuit, vue des bornes du rotor; ensuite :

$$\begin{aligned} \frac{C_s}{C_r} C &= C' \\ \frac{C_r}{C_s} L_{fe} &= L_{fe}' \\ \frac{C_r}{C_s} R_s &= R_s' \end{aligned}$$

Les valeurs des capacités  $C$  et  $C'$ , ainsi que celles des coefficients de selfinduction  $L$  et  $L'$  et des résistances  $R_s$  et  $R_s'$  diffèrent très peu l'une de l'autre. On peut donc en première approximation les assimiler l'une à l'autre. Rien n'empêche du reste de calculer avec les valeurs exactes. Mais, pour simplifier, laissons tomber les accents (').

Il vient, alors en toute rigueur :

$$\begin{aligned} \bar{I} & \left[ (j\omega)^3 L_{cc} + (j\omega)^2 \left( R_s + \frac{R_r}{g} \right) + j\omega \left( \frac{1}{C} + \frac{R_s R_r}{L_{fe} g} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{R_r/g}{C L_{fe}} \right] = \bar{I} P(j\omega) \quad (19) \end{aligned}$$

Et en considérant  $\bar{I}(j\omega)^n$  comme l'indicatif de  $d^n i / dt^n$ , nous obtenons le 1<sup>er</sup> membre de l'équation différentielle cherchée :

$$\begin{aligned} L_{cc} \frac{d^3 i}{dt^3} + \left( R_s + \frac{R_r}{g} \right) \frac{d^2 i}{dt^2} + \left( \frac{1}{C} + \frac{R_s R_r}{L_{fe} g} \right) \frac{di}{dt} + \\ + \frac{R_r/g}{C L_{fe}} = 0 \quad (20) \end{aligned}$$

La solution de cette équation est, comme vu plus haut, une somme de 3 exponentielles :

$$i = K_1 e^{r_1 t} + K_2 e^{r_2 t} + K_3 e^{r_3 t} \quad (21)$$

dans laquelle les exposants  $r$  sont racines de l'équation caractéristique obtenue en remplaçant  $\frac{d^n i}{dt^n}$  par  $r^n$  dans l'équation ci-dessus.

Or, l'équation étant du 3<sup>e</sup> degré, avec tous ses coefficients réels, une des racines,  $r_1$ , est nécessairement réelle; les 2 autres peuvent être conjuguées imaginaires

Posons donc :

$$i = K_1 e^{r_1 t} + K_2 e^{(\alpha + j\beta) t} + K_3 e^{(\alpha - j\beta) t} \quad (22)$$

et on sait que les 2 derniers termes peuvent se réduire, ce qui revient à

$$i = K_1 e^{r_1 t} + K e^{\alpha t} \cos(\beta t + \varphi) \quad (23)$$

$K$  et  $\varphi$  étant 2 autres constantes d'intégration. La racine  $r_1$ , étant réelle, ne contient pas de pulsation. De sorte que le glissement est dans ce cas  $g = \frac{0 - 2p n_r}{0} = \infty$ ; ( $n_r$  vitesse de rotation du rotor,  $2p$  nombre de pôles). Mais si  $g = \infty$ , le dernier terme de l'équation caractéristique est nul; l'équation admet la racine  $r_1 = 0$ . Et le premier terme de notre solution se réduisant à  $K_1$ , c'est-à-dire une constante, représente un courant continu. Celui-ci étant ar-

rété par la capacité en série avec le moteur, il en résulte finalement  $K_1 = 0$ . Et notre solution se réduit à :

$$i = K e^{\alpha t} \cos(\beta t + \varphi) \quad (24)$$

Remarquons en passant que la tension aux bornes du moteur est égale à celle qui existe aux bornes du condensateur et est déterminée par  $i = C \frac{du}{dt}$ , ce qui donne

$$u = \frac{K'}{C} e^{\alpha t} \sin(\beta t + \varphi') \quad (25)$$

Toute la question est de savoir si l'exposant  $\alpha$ , *partie réelle des racines de l'équation du courant, est positif ou négatif*. Supposons le moteur en service régulier, connecté au réseau. Au moment où l'on ouvre l'interrupteur situé en amont du condensateur, il reste, soit dans le condensateur, soit dans le moteur, un certain courant. Le moteur restant entraîné pour une cause ou une autre, ce courant initial ira en s'évanouissant, si  $\alpha$  est *négatif*, et il ne se passera rien. Ou bien, si  $\alpha$  est *positif*, ce petit courant initial ira en grandissant constamment (et la tension aux bornes du moteur également), aussi longtemps que le moteur tournera.

Une autre raison d'amorçage est le magnétisme rémanent du rotor, rémanent qui existe pratiquement toujours. La petite force électromotrice qu'il engendre par sa rotation suffit à créer ce petit courant initial, que le rotor « lance » en quelque sorte dans les enroulements du stator et la capacité. Ce courant revient ensuite en arrière, pour recevoir une nouvelle impulsion, et ainsi de suite.

A ce propos, remarquons que ces conditions initiales (courant laissé par le réseau au moment où l'on ouvre l'interrupteur, ou courant fourni par le rémanent du rotor) existent simultanément dans toutes les phases du moteur polyphasé, mais avec un décalage de l'angle de phase ( $120^\circ$  pour le triphasé). Toutes les phases sont donc soumises, à l'angle de phase près, aux mêmes conditions, et le courant transitoire que nous étudions se retrouve dans toutes les phases du moteur, identique en amplitude, mais décalé l'un de l'autre de l'angle de phase.

Le résultat mathématique dit que ce courant va en s'amplifiant jusqu'à être infiniment grand. En réalité il cessera de croître à partir du moment où la saturation magnétique se fera sentir. Cette limitation ne ressort pas de notre calcul pour la raison bien simple que nous ne l'avons pas traduite dans nos équations.

Elle se manifeste par une diminution de la réactance d'excitation  $L_{fe}$ . Mais cette saturation n'intervenant que pour des courants et des tensions dépassant notablement les valeurs pour lesquelles le moteur a été construit, on doit s'attendre à ce que la tension dépasse de 25 à 50% la tension nominale de service.

Pour déterminer le signe de  $\alpha$ , on pourrait évidemment résoudre l'équation du 3<sup>e</sup> degré, et rechercher les racines correspondant à chaque vitesse du rotor. Cette vitesse est contenue implicitement dans le glissement  $g$ . Mais pour obtenir une vue d'ensemble, il nous paraît préférable de procéder autrement.

Parmi toutes les vitesses possibles, y en a-t-il une ou plusieurs pour lesquelles  $\alpha$  soit précisément nul ? Si  $\alpha = 0$ ,  $i = K e^{0t} \cos(\beta t + \varphi)$  représente un courant alternatif de pulsation  $\beta$  qui ne croît ni ne décroît. Il suffirait que  $\alpha$  soit très petit, mais *négatif*, pour que le courant disparaisse; ou au contraire, très petit et *positif*, pour qu'il se mette à croître indéfiniment. Nous pouvons caractériser ce régime par « limite d'entretien ».

Or, si  $\alpha = 0$ , les racines sont purement imaginaires et si nous appelons  $\beta_0$  la pulsation à la limite d'entretien, l'équation caractéristique devant être vérifiée par  $j\beta_0$  donne

$$(j\beta_0)^3 L_{cc} + (j\beta_0)^2 \left( R_s + \frac{R_r}{g} \right) + j\beta_0 \left( \frac{1}{C} + \frac{R_s}{L_{fe}} \frac{R_r}{g} \right) + \frac{R_r/g}{C L_{fe}} = 0 \quad (26)$$

qui se décompose en deux, partie réelle et partie imaginaire nulle chacune pour soi :

$$\begin{aligned} -\beta_0^2 L_{cc} + \frac{1}{C} + \frac{R_s}{L_{fe}} \frac{R_r}{g} &= 0 \\ -\beta_0^2 \left( R_s + \frac{R_r}{g} \right) + \frac{R_r/g}{C L_{fe}} &= 0 \end{aligned} \quad (27)$$

En résolvant ces 2 équations d'abord par rapport à  $(R_r/g)$ , on obtient une équation du 2<sup>e</sup> degré, qui fournit deux glissements  $g_1$  et  $g_2$ , correspondant à 2 limites d'entretien. Dans cette équation du 2<sup>e</sup> degré, le discriminant est très voisin de 1, compte tenu des ordres de grandeur des coefficients de l'équation. Si l'on se permet l'approximation consistant à donner à ce discriminant la valeur 1, on trouve pour  $g_1$  et  $g_2$  et les deux pulsations correspondantes que nous appellerons  $\omega_1$  et  $\omega_2$  :

$$\omega_1^2 L_{fe} C = 1 \quad \text{et} \quad g_1 = -\frac{C R_s R_r}{L_{fe} - L_{cc}} \quad (28)$$

$$\omega_2^2 L_{cc} C = 1 \quad g_2 = -\frac{R_r}{R_s} \quad (29)$$

Les deux glissements-limite sont négatifs, ce qui signifie que le moteur tourne en sursynchronisme par rapport aux pulsations  $\omega_1$  et  $\omega_2$ . Le fait que  $g$  est négatif fait apparaître une résistance fictive  $\frac{R_r}{g}$  négative dans le rotor. On sait qu'en général une résistance négative implique l'idée d'une production d'énergie, due ici à la vitesse d'entraînement du rotor.

Les deux pulsations limites ont une signification simple.  $\omega_1$ , définie par l'équation (28) est la pulsation propre d'un circuit résonnant composé de la capacité et de la réactance d'excitation  $L_{fe}$ . Et  $\omega_2$  est la pulsation propre du circuit résonnant  $C$  et  $L_{cc}$  (fig. 3).

Le glissement  $g_1$  est petit en valeur absolue, parce qu'il est proportionnel à la résistance  $R_s$  du stator, qui est elle-même très petite; la résistance fictive  $R_r/g_1$  du rotor est très grande, et le circuit du rotor n'intervient pas dans la constitution du 1<sup>er</sup> circuit oscillant. Par contre, le glissement  $g_2$  égal au rapport des résistances des bobinages rotor et stator, est de



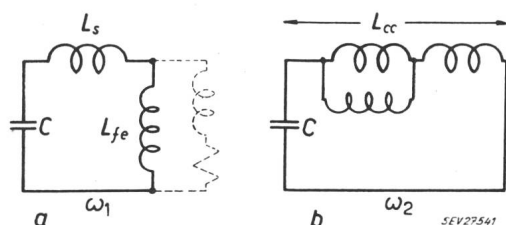


Fig. 3

### Circuits résonnants

a à la pulsation-limite inférieure

b à la pulsation-limite supérieure

$L_s$  réactance du stator;  $L_{fe}$  réactance d'excitation;  $L_{cc}$  réactance de court-circuit; C capacité

l'ordre de 1,5 à 3. La pulsation  $\omega_2$  est beaucoup plus grande, de sorte que la réactance d'excitation ne laisse passer grossomodo aucun courant; le rotor ferme le circuit résonnant par une résistance  $\frac{R_r}{g_2}$  très petite, de l'ordre de  $\frac{R_r}{1,5}$  à  $\frac{R_r}{3}$ . Au reste, rappelons que la vitesse du rotor  $n_r$  est liée au glissement par l'expression

$$p n_r = \frac{\omega}{2\pi} (1 - g); (2p \text{ nombre de pôles}) \quad (30)$$

Portons en abscisse les 2 vitesses-limites  $n_{r1}$  et  $n_{r2}$  déduite des glissements, et en ordonnées, les pulsations  $\omega_1$  et  $\omega_2$  correspondantes (fig. 4). Il s'agit encore de déterminer si l'amorçage se maintient dans tout l'intervalle des valeurs  $n_{r1}$  à  $n_{r2}$ , ou si au contraire, il ne se maintient qu'en dessous de  $n_{r1}$  ou au-dessus de  $n_{r2}$ . Ceci revient à rechercher l'intervalle dans lequel l'exposant  $\alpha$  reste positif.

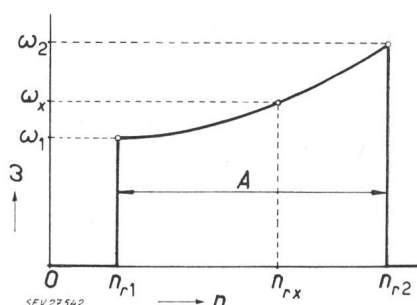


Fig. 4

Pulsation  $\omega (= 2\pi f)$  d'autoexcitation en fonction de la vitesse de rotation du rotor

$n_{r1}$  vitesse-limite inférieure;  $n_{r2}$  vitesse-limite supérieure (Entre 0 et  $n_{r1}$ , ainsi qu'entre  $n_{r2}$  et l' $\infty$ , pas d'amorçage);  $n_r$  vitesse intermédiaire;  $\omega_x$  pulsation correspondante  
A Domaine d'autoexcitation

On peut répondre à cette question par un des critères algébriques appliqués à l'équation caractéristique de l'équation (20). Nous ne nous étendons pas sur ce critère; qu'il nous suffise d'en donner l'idée directrice. Si, partant des valeurs caractérisant la première limite d'entretien, par exemple, on modifie quelque peu la valeur de  $\frac{R_r}{g}$  dans les coefficients de l'équation (20), il en résultera une modification infiniment petite des racines. Cette modification, facile à calculer par un développement en série (qui se réduit du reste à deux termes) montre

de suite si la valeur infiniment petite qui en résulte pour l'exposant  $\alpha$  est positive ou négative. En procédant de cette manière aux deux limites d'entretien, on constate que  $\alpha$  reste positif, c'est-à-dire, que l'autoexcitation subsiste pour toutes les vitesses comprises entre  $n_{r1}$  et  $n_{r2}$ , et que la pulsation  $\beta$  passe par toutes les valeurs comprises entre  $\omega_1$  et  $\omega_2$ . En deçà et au-delà de  $n_{r1}$  et  $n_{r2}$ , la pulsation  $\beta$  reste nulle.

Ce résultat paraît évident: à l'arrêt du moteur, il ne peut y avoir d'oscillation. Et à vitesse infinie du rotor, la fréquence serait si élevée que la capacité constituerait un court-circuit empêchant toute oscillation du courant de se produire.

Il n'existe donc de danger d'amorçage qu'entre les 2 vitesses limites  $n_{r1}$  et  $n_{r2}$ .

Lorsqu'on se propose d'améliorer le facteur de puissance d'un moteur asynchrone, on choisit souvent pour valeur de la capacité, celle qui compense à peu près exactement le courant à vide. Le courant à vide a pour valeur  $I_0 = \frac{U}{\omega_N L_{fe}}$ ,  $\omega_N$  étant la pulsation nominale du réseau; et le courant capacitif, qui doit lui être égal, est donné par  $I_0 = \omega_N C U$ , d'où résulte

$$\omega_N^2 L_{fe} C = 1 \quad (31)$$

c'est-à-dire que la pulsation à la 1<sup>re</sup> limite d'entretien est alors précisément égale à celle du réseau. Le glissement correspondant est

$$g_1 = \frac{\omega_N C R_s R_r}{\omega_N (L_{fe} - L_{cc})} = \frac{R_s R_r}{\omega_N L_{fe} \omega_N (L_{fe} - L_{cc})}$$

Or  $\frac{R_s}{\omega_N L_{fe}}$  est très voisin du  $\cos \varphi$  à vide, soit 0,1;

le deuxième facteur également; de sorte que le glissement à l'amorçage est voisin de 1%. Il suffit donc que le moteur tourne à une vitesse de 1% supérieure à sa vitesse synchrone, pour qu'il y ait amorçage. Et si la capacité est un peu plus grande, l'amorçage se produira même à une vitesse inférieure.

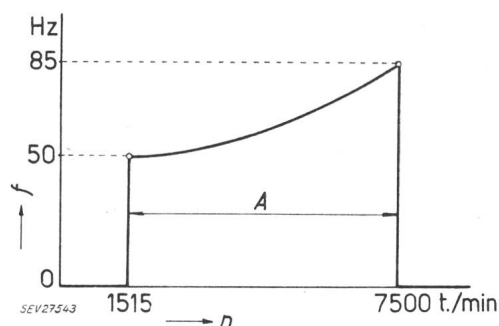


Fig. 5

Valeurs numériques de la fig. 4 pour un moteur triphasé 50 Hz, 4 pôles  
A Domaine d'autoexcitation

Citons par exemple le cas d'une transmission d'atelier entraînée par 2 moteurs asynchrones, munis chacun de leurs condensateurs. Si l'on ouvre un des interrupteurs situés en amont des condensateurs, le moteur coupé du réseau pourrait s'exciter, entraîné par l'autre moteur. On voit de suite qu'il est prudent, dans ce genre d'installation, de placer l'inter-

rupteur entre les condensateurs et le moteur. Selon le cas, un relais de surtension, placé aux bornes du moteur, pourrait constituer une protection efficace.

Relevons encore que la 2<sup>e</sup> limite d'entretien se situe à une vitesse très élevée du moteur. Comme le rapport

$$\frac{L_{cc}}{L_{fe}} = \frac{\omega_N L_{cc}}{\omega_N L_{fe}} = \frac{\text{réactance de court-circuit}}{\text{réactance d'excitation}} \approx \frac{1}{3}$$

la 2<sup>e</sup> pulsation-limite se situe vers  $\omega_N \sqrt{3}$ , si la 1<sup>re</sup> est à  $\omega_N$ .

Le glissement correspondant  $g_2 = -\frac{R_r}{R_s} \approx -2$ .

La vitesse du moteur à la 2<sup>e</sup> limite est de l'ordre de

$$pn_{r2} = (1 + 2) \sqrt{3} \frac{\omega_N}{2\pi} \approx 5 \frac{\omega_N}{2\pi}$$

alors que la vitesse synchrone est

$$pn_{r0} = \frac{\omega_N}{2\pi}$$

La 2<sup>e</sup> vitesse-limite, au-dessus de laquelle l'oscillation de courant s'évanouit de nouveau, et de l'ordre de 5 fois la vitesse nominale synchrone, c'est-à-dire, une vitesse pratiquement inaccessible. — La fig. 5 résume ces conditions pour un moteur à 4 pôles.

En résumé, un moteur asynchrone, muni des condensateurs nécessaires pour améliorer son facteur de puissance, est susceptible de s'exciter automatiquement, dès qu'il est séparé du réseau et reste entraîné. Il fonctionne alors en générateur, et fournit à ses bornes une tension qui peut dépasser notablement sa tension nominale. La vitesse d'entraînement nécessaire à cette autoexcitation dépend de l'importance des capacités, mais se situe en général dans le voisinage de sa vitesse de régime nominal. Il y a donc lieu, cas échéant, de prendre des précautions particulières dans ce genre d'installation (séparation des condensateurs d'avec le moteur).

Adresse de l'auteur:

E. Juillard, D<sup>r</sup> ès sc. techn., D<sup>r</sup> ès sc. techn. h. c., ancien professeur d'électrotechnique à l'Ecole Polytechnique de l'Université de Lausanne, 51, avenue Béthusy, Lausanne.

## Unfälle an elektrischen Starkströmanlagen in der Schweiz im Jahre 1957

Mitgeteilt vom Starkstrominspektorat (E. Homberger)

614.825(494)

Die dem Starkstrominspektorat im Jahre 1957 gemeldeten Unfälle an elektrischen Anlagen werden wie alljährlich in Tabellen zusammengestellt und mit den Zahlen der Vorjahre verglichen. Im zweiten Teil folgen Beschreibungen bezeichnender Vorfälle mit Hinweisen auf Unfallverhütungsmassnahmen.

Chaque année l'inspectorat des installations à courant fort publie les résultats de sa statistique sur les accidents dus au courant fort pendant l'année précédente, en les comparant avec ceux des périodes antérieures. La seconde partie du rapport relate les accidents dont l'étude est particulièrement intéressante, ainsi que leurs causes.

### I. Statistik

Bei den 291 Unfällen an elektrischen Einrichtungen der allgemeinen Energieversorgung, die dem Starkstrominspektorat im Jahre 1957 gemeldet wurden, kamen insgesamt 296 Personen zu Schaden. Davon fanden 23 den Tod und 273 wurden verletzt oder litten unter Herz- und Nervenstörungen. Verschiedene weitere Vorfälle blieben ohne ernste Folgen, weshalb sie in den vorstehenden Zahlen nicht enthalten sind.

Anzahl der Starkstromunfälle beim Bahnbetrieb

Tabelle I

	verletzt		tot		total	
	1956	1957	1956	1957	1956	1957
Bahnbedienstete . . .	9	8	—	2	9	10
Reisende und Drittpersonen . . . . .	11	5	3	3	14	8
Total	20	13	3	5	23	18

Wie Tabelle I zu entnehmen ist, verunfallten zusätzlich 18 Personen, davon 5 tödlich, an den elektrischen Einrichtungen der öffentlichen Transportanstalten. Die Elektrizität forderte somit wieder eine ganz beträchtliche Zahl von Opfern. Im Vergleich zu früheren Jahren veränderte sich die Unfallhäufigkeit allerdings nur unbedeutend. Aus der Zusammenstellung in Tabelle II, die die Bahn-

Anzahl der verunfallten Personen, geordnet nach ihrer Zugehörigkeit zu den Elektrizitäts-Unternehmungen

Tabelle II

Jahr	Betriebspersonal der Werke		Monteurpersonal		Drittpersonen		Total		
	verletzt	tot	verletzt	tot	verletzt	tot	verletzt	tot	Total
1957	3	—	99	5	171	18	273	23	296
1956	8	2	106	11	132	21	246	34	280
1955	10	1	105	10	129	11	244	22	266
1954	7	2	105	9	132	9	244	20	264
1953	7	1	100	7	117	14	224	22	246
1952	10	2	102	7	145	14	257	23	280
1951	14	1	78	6	127	17	219	24	243
1950	9	1	108	17	117	25	234	43	277
1949	11	2	96	10	139	20	246	32	278
1948	13	1	102	10	163	19	278	30	308
Mittel 1948–57	9	1	100	9	138	17	247	27	274

unfälle nicht mehr enthält, geht immerhin hervor, dass die Zahl der Unfälle eher im Steigen begriffen ist. Diese Entwicklung wird noch deutlicher beim Vergleich der Zehnjahresmittel. Währenddem sich in der Zehnjahresperiode 1936–1945 durchschnittlich 146 Unfälle ereigneten, stieg der Mittelwert im Zeitraum von 1941–1950 auf 233, von 1946–1955 auf 269, um schliesslich von 1948–1957 bei 274 Unfällen pro Jahr anzulangen. Glücklicherweise zeigen die Mittelwerte der Todesfallzahlen gegenteilige Tendenz auf. Bei Unfällen an elektrischen Anlagen verlieren aber durchschnittlich noch immer jedes