

Février 1984

INT 115/84

FEEDBACK DE POSITION AU MOYEN DE SONDÉS DE FLUX

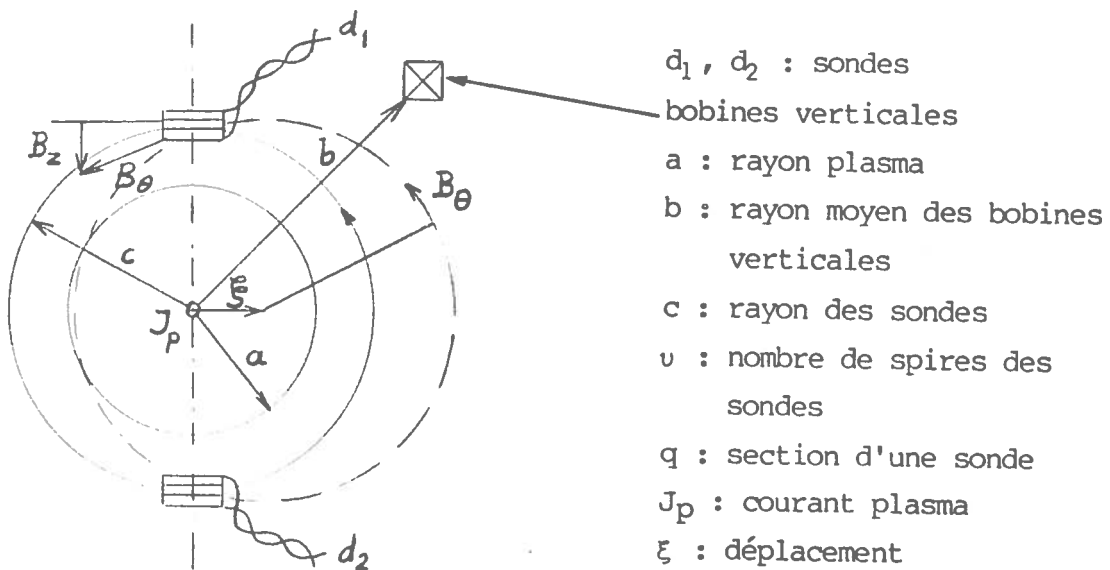
Robert KELLER

Centre de Recherches en Physique des Plasmas  
Association Euratom - Confédération Suisse  
Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne

FEEDBACK DE POSITION AU MOYEN DE SONDAS DE FLUX

Lorsque le plan d'une sonde coïncide avec une surface magnétique, aucun flux ne la traverse et la tension induite est nulle. Une telle sonde s'appelle sonde radiale. Au moyen de plusieurs sondes radiales placées autour du plasma, il est donc possible de fabriquer un signal feedback (FB) de position. Le signal intégré devient différent de zéro dès que la surface magnétique se décentre par rapport au cercle sur lequel se trouvent les sondes. Un écart de position du plasma est donc directement détecté. Il est en outre évident qu'une variation de  $\beta + li/2$  affecte très peu la position indiquée par les sondes si celles-ci sont relativement près de la surface du plasma.

Sensibilité des sondes radiales :



$$\text{Champ poloïdal } B_\theta = \frac{\mu_0 J_p}{2\pi c}$$

Composante verticale vers la sonde

$$B_z = -B_\theta \frac{vq}{c}$$

La valeur intégrée de la tension induite dans une sonde est

$$\int U_{d1} dt = \frac{-vq \mu_0 J_p}{2\pi c^2} \xi$$

On a avantage à remplacer  $J_p$  par  $J_{v0}$ , le courant d'équilibre de la bobine verticale. D'après Shafranov, on a

$$B_{v0} = \frac{\mu_0 \Gamma J_p}{4\pi R_0} \quad \text{avec} \quad \Gamma = \ln \frac{8R}{a} + \beta_p + \frac{l_i}{2} - \frac{3}{2}$$

En outre le champ produit par la bobine verticale est

$$B_{v0} = \frac{\mu_0 J_{v0} N}{4b} \quad N = \text{nombre de spires} = 20$$

$$\text{Ainsi } J_p = \frac{\pi N R_0 J_{v0}}{b \Gamma}$$

La tension induite s'écrit maintenant

$$\int U_{d1} dt = - \frac{vq \mu_0 N R_0 J_{v0}}{2c^2 b \Gamma} \xi$$

On cherche la relation entre le déplacement est le courant vertical. Cela peut se faire en imposant  $J_p = \text{const.}$

Avec  $RJ_v = R_0 J_{v0} = \text{const.}$  il vient

$$d(RJ_v) = R dJ_v + J_v dR \cong R_0 (J_v - J_{v0}) + J_{v0} \xi \cong 0$$

d'où

$$\xi = \frac{R_0}{J_{v0}} (J_{v0} - J_v)$$

Introduit dans  $U_{d1}$  il vient

$$\int U_{d1} dt = \frac{vq \mu_0 R_0^2 N}{2c^2 b \Gamma} (J_v - J_{v0})$$

On peut mettre en évidence d'inductivité caractéristique du plasma, définie comme suit

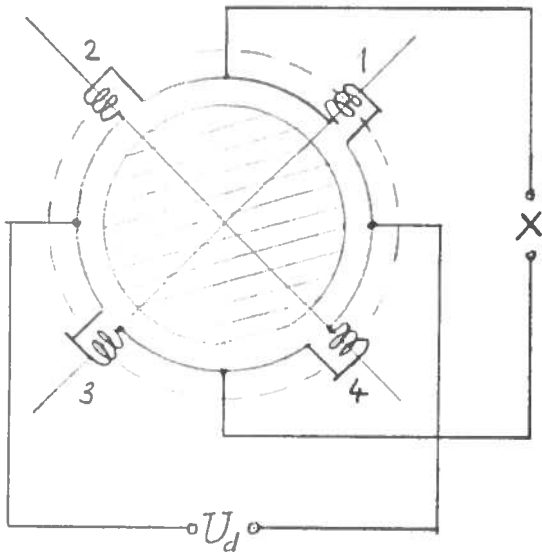
$$L_p = \frac{\pi^2 \mu_0 R_0^3 N^2}{2 \Gamma b^2}$$

d'où

$$\int U_{d1} dt = \frac{\nu q b}{\pi^2 c^2 R_0 N} L_P (J_V - J_{V0})$$

Signification de  $L_P$  :

Si l'on donnait à la sonde la topologie de la bobine verticale formée de  $N$  spires réparties sinusoidalement selon  $\theta$ , la section apparente  $\nu q$  serait juste égale à  $\pi^2 c^2 R_0 N / b$  et on aurait  $\int U_{d1} dt = L_P (J_V - J_{V0}) \equiv$  sonde normalisée  $\equiv$  bobine verticale utilisée comme sonde. L'inductivité caractéristique exprime la rigidité du plasma. On peut aussi la définir pour un mouvement vertical. Lors d'une instabilité verticale (section allongée) l'inductivité est négative. Voir LRP 166/80 et INTOR European Contributions Phase IIA, vol. III, ch. X, Dec. 1982.



Une sonde placée à  $\theta = 45^\circ$  donne  $1/\sqrt{2}$  du signal. Les deux sondes 1 et 2 en série ainsi que 3 et 4 donnent  $\sqrt{2}$  fois plus, ce qui fait

$$\int U_d dt = k L_P (J_V - J_{V0})$$

$$\text{Avec } k = \frac{\sqrt{2} \nu q b}{\pi^2 c^2 R_0 N}$$

Exemple :  $R_0 = 0,61$

$b = 0,35$

$c = 0,23$

$\Gamma = 3,3$

$\nu = 30$

$q = 16 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$

$N = 20$

$J_P = 130 \text{ kA}$

$J_{V0} = 3900 \text{ A}$

$L_P = 1400 \mu\text{H}$

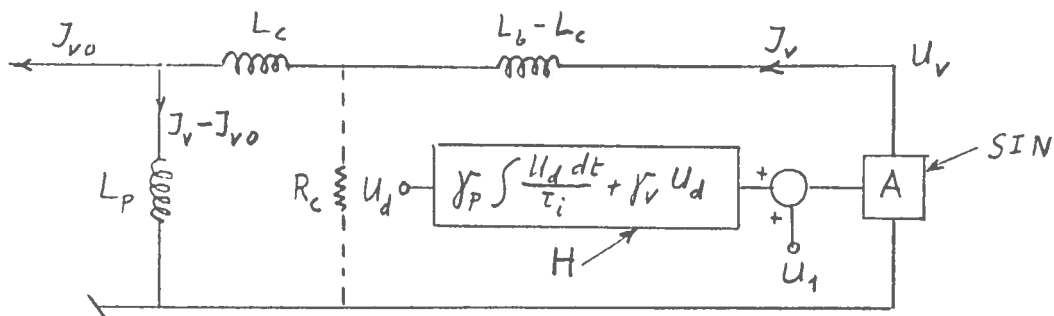
$$k = \frac{1}{270}$$

Remarques :

1. La tension X indique un mouvement vertical.
2. Lors d'une exécution réelle le câblage ne doit pas entourer le plasma.
3. En connectant  $U_d$  et X au rack électronique, il faut éviter la boucle de terre.
4. Si l'on renonçait au feedback vertical, on connecterait les 4 sondes en série, ce qui doublerait le signal  $U_d$ .

Le circuit feedback.

Le schéma ci-dessous représente identiquement les équations du système FB.



L'inductivité d'une bobine verticale idéale est

$$L_a = \frac{\pi^2}{4} \mu_0 N^2 R_0 = 760 \mu H$$

La mesure de la bobine réelle donne  $L_b = 870 \mu H$ . Le supplément de  $110 \mu H$  est dû au champ de proximité des fils et aux câbles.

L'inductivité de la coque vue depuis les bornes de la bobine verticale est donnée par

$$L_c = L_a \left[ \frac{\text{rayon coque}}{\text{rayon bobine}} \right]^2 = L_a \left[ \frac{0,26}{0,35} \right]^2 = 420 \mu H$$

La résistance de la coque vue depuis la bobine verticale est  $R_c = 0,28 \Omega$ . Constante de temps de la coque  $\tau_c = L_c/R_c = 1,5 \text{ msec}$ .

Le gain nécessaire au bon fonctionnement du FB se calcule facilement comme suit. Il n'est pas nécessaire de considérer l'effet de la coque dans le présent calcul, c-à-d. on posera  $R_C = \infty$ .

Les équations du circuit sont

$$s L_p (J_v - J_{v0}) = U_v - s L_b J_v \quad s = \frac{d}{dt}$$

$$U_v = A U_i + A H s k L_p (J_v - J_{v0})$$

Le "driving term" est proportionnel à la dérivée du courant plasma, écrivons  $U_i = c_1 s J_{v0}$ . En outre le gain H du préampli est formé du gain  $G_p/s$  du FB de position plus le gain  $G_v$  du FB de vitesse. Donc  $H = G_p/s + G_v$ . La solution selon le courant des bobines verticales sera

$$J_v = J_{v0} \frac{s [L_p (1 - A k G_v) + c_1] - A k G_p L_p}{s [L_p (1 - A k G_v) + L_b] - A k G_p L_p}$$

$J_v$  et  $J_{v0}$  représentent les transformées de Laplace des courants.

Comme  $\xi = (J_{v0} - J_v) R_0 / J_{v0}$  on voit que le déplacement est strictement nul si l'on choisit  $c_1 = L_b$ . Mais en présence de la coque  $J_v$  ne peut jamais suivre exactement la valeur de  $J_{v0}$  et la condition  $c_1 \cong L_b$  restera simplement le meilleur choix. Le courant  $J_v$  suit les variations de  $J_{v0}$  avec un certain retard donné par le pôle de l'expression ci-dessus. On l'obtient en annulant le dénominateur :

$$s_0 = \frac{A k G_p L_p}{L_p (1 - A k G_v) + L_b}$$

Il y a stabilité lorsque le pôle est négatif :  $G_p < 0$  c-à-d. avec un FB négatif. Le terme de vitesse  $G_v$  peut être ignoré pour nos besoins (il améliore le temps de réaction). La constante de temps est alors

$$\tau = \frac{-1}{s_0} = \frac{1}{A k |G_p|} \left( 1 + \frac{L_b}{L_p} \right)$$

Le gain nécessaire du préamplificateur.

Le calcul de stabilité rigoureux montre que le temps de réponse doit être proche de la constante de temps de la coque. Une réaction plus rapide ne servirait à rien, au contraire elle pourrait faire apparaître des pôles instables. Donc choisissons  $\tau = 1,5$  msec. La définition de  $G_p$ , lisible dans le schéma ci-dessus, est  $|G_p| = \gamma_p / \tau_i$  où  $\tau_i$  désigne la constante de temps de nos intégrateurs, soit  $\tau_i = 1$  sec. Le gain nécessaire du préampli devient

$$\gamma_p = \frac{\tau_i}{\tau_c A k} \left( 1 + \frac{L_b}{L_p} \right) = 1450$$

gain du préampli :	$\gamma_p$
gain du Générateur SIN :	$A = 200$
const. de temps des intégrateurs :	$\tau_i = 1$ sec
sensibilité normalisée des sondes :	$k = 1/270$
const. de temps de la coque :	$\tau_c = 1,5 \cdot 10^{-3}$ sec

Ce gain est atteignable avec les préamplis installés actuellement.

Conclusion.

Le nombre de spires des sondes est suffisant, mais il serait souhaitable qu'il soit plus grand. Une solution intermédiaire serait peut-être préférable dans un premier temps : un feedback hybride avec sondes de champ et sondes de flux.