CERN-AT-93-08 (CR)
Fermilab Library
0 1160 0036438 4

ORGANISATION EUROPEENNE POUR LA RECHERCHE NUCLEAIRE

CERN AT/93-08 (CR)
Note LHC 223

MODELE DE SIMULATION DE LA DYNAMIQUE DU TRANSFERT DE CHALEUR DANS UNE BOUCLE CRYOGENIQUE D'HELIUM SUPERFLUIDE

J. Casas-Cubillos et R. van Weelderen

Simulation model of the dynamics of heat transfer in a cryogenic loop of superfluid helium

4th Aussois Meeting on Cryogenics and Superconductivity, 12-14 May 1993

4èmes Journées d'Aussois
Cryogénie et Supraconductivité
Centre Paul Langevin, 12-14 mai 1993, Aussois, France

FERMILAB
AUG 17 1993
LIBRARY

Genève, Suisse
27 mai 1993

MODELE DE SIMULATION DE LA DYNAMIQUE DU TRANSFERT DE CHALEUR DANS UNE BOUCLE CRYOGENIQUE D'HELIUM SUPERFLUIDE

J. Casas-Cubillos et R. van Weelderen
CERN, Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire
Genève, Suisse

Résumé

Le transfert de chaleur par l'helium superfluide pressurisé dépend non seulement du gradient de temperature, mais aussi fortement de la puissance transportée. Pour des puissances faibles la conductibilité apparente est très grande, mais elle devient pratiquement nulle pour des grandes puissances. Nous présentons ici un modèle numérique qui simule le comportement dynamique d'un système superfluide, soumis à des puissances variables, et nous comparons les résultats des simulations avec des mesures acquises lors d'un test d'écoulement thermohydraulique.

Notation

Ao	:	section du tube ondulé [m^2]
Al^r	:	section des ondulations [m^2]
Als	:	section d'HeII liquide sat. [m^2]
Ap	:	section totale d'HeII pres. [m^2]
Ap_h	:	section de conduction d'HeII pres. [m^2]
c_p	:	chaleur specifique de l'HeII [J/kgK]
Do_h	:	diamètre hydraulique du tube ondulé
$flash$	:	le titre massique en gaz produit dans la détente Joule Thomson
h	:	coefficient de transfert de chaleur de l'HeII pres. vers l'HeII sat. à travers le cuivre [W/Km]
$\triangle\mathcal{H}$	:	différence d'enthalpie [J/kg]
$\dot{m}_s$	:	débit massique de l'HeII sat. [kg/s]
p	:	pression [Pa]
q	:	puissance déposée par unité de longueur [W/m]
s	:	entropie spécifique de l'HeII [J/kgK]
T	:	température de l'HeII pres. [K]
T_h	:	température de l'HeII sat. [K]
v_l	:	vitesse d'écoulement de l'HeII liquide sat. [m/s]
ρ	:	densité de l'HeII [kg/m^3]
$\Theta(a,b)$	:	fonction échelon: $\Theta(a,b) = 1$ si $a \geq b$, sinon $\Theta(a,b) = 0$

Introduction

Les aimants supraconducteurs du futur accélérateur LHC (Large Hadron Collider) du CERN devront fonctionner dans un bain statique d'hélium II pressurisé à une température maximale de 1.9 K, indépendamment de leur position autour de la machine de 26.7 km de circonférence. Leurs charges thermiques statiques et dynamiques seront transportées par conduction dans les bains d'hélium II pressurisé, vers un tube échangeur qui traverse toute la chaîne d'aimants et dans lequel coule de l'hélium II saturé absorbant la chaleur dans des conditions quasi-isothermes [1].

Nous avons développé un modèle théorique pour décrire la dynamique (fortement non linéaire) d'un tel système thermique. A partir de ce modèle nous avons créé un programme numérique qui simule le comportement dynamique d'une boucle cryogénique du LHC. Ce programme nous sert d'une part à choisir le mode de contrôle et d'autre part à faire des extrapolations vers des géométries différentes.

Nous présentons le modèle et nous comparons les résultats des simulations avec des mesures acquises lors d'un test d'écoulement thermohydraulique sur une boucle de 20 m de long.

Hélium II pressurisé

La figure 1 donne le schéma de principe du système, considéré à une dimension. La variation de la section Ap représente la variation locale du contenu hélium. On fait aussi une distinction entre le contenu hélium et la fraction Ap_h/Ap de l'hélium qui participe à la conduction longitudinale. L'évolution de la température de l'hélium pressurisé est décrit par:

$$\rho c_p Ap \frac{\partial T}{\partial t} = Ap_h \frac{\partial}{\partial x}\left[g(T,p)\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)\right]^{1/m} + S\,. \tag{1}$$

La source de puissance S représente la puissance déposée q et la puissance échangée avec l'hélium diphasique $h(T_h - T)$. Pour la conduction longitudinale dans l'hélium superfluide on prend $m = 3$ et on utilise une expression analytique pour la fonction de la conductibilité $g(T,p)$ [2]:

$$g(T,p) = \frac{\rho^2 s_\lambda^4 T_\lambda^3}{K}[(T/T_\lambda)^{5.7}(1-(T/T_\lambda)^{5.7}]^3\,, \tag{2}$$

avec $K = 12.1$ [m/s kg].

Pour résoudre ce problème on prend la méthode implicite des différences finies [3]. On choisit les points de discrétisation, notation $i = 1..N$, toujours au milieu d'un volume où la section reste constante, sauf pour les volumes des deux extrémités où l'on prend les points sur la limite externe. Le problème de la linéarisation du terme conductif de l'équation (1) peut être résolu par l'introduction d'une conductibilité effective k_{eff}. L'indice superieur "0" représente la valeur au temps $t - \triangle t$. La notation "g" et "d" veut dire que le terme doit être évalué soit à la borne entre les points $i-1$ et i soit à la borne entre les points i et $i+1$. La discrétisation de l'équation (1) donne:

$$\rho c_p A p_i \triangle x_i (T_i - T_i^0) = \triangle t \left\{ A p_h k_{eff}(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right\}\Bigg|_g^d + \triangle t \triangle x \left\{ q_i + \mathcal{F}(Al_i, Al_i^r) h_i (T_{h,i} - T_i) \right\}\,, \tag{3}$$

avec:

$$k_{eff}(T) = \begin{cases} g(T)^{1/m} \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)^{-1+1/m} & \text{si } \partial T/\partial x \neq 0 \\ 0 & \text{si } \partial T/\partial x = 0. \end{cases} \tag{4}$$

On remarque que nous avons écrit la puissance échangée avec le saturé comme $S_{ech,i} = \mathcal{F}(Al_i, Al_i^r) h_i (T_{h,i} - T_i)$. La fonction $\mathcal{F}$ rend compte du fait que l'échange de chaleur n'est pas complet s'il n'y a pas assez d'hélium liquide dans le tube échangeur. $\mathcal{F}$ est comprise entre 0 et 1. On peut facilement calculer $\mathcal{F}$ en utilisant l'équation pour l'écoulement de l'hélium liquide saturé ci-dessous.

Hélium II saturé

Il faut deux équations pour décrire l'hélium saturé, une pour l'écoulement du liquide et une pour l'écoulement du gaz. On prend comme hypothèses que le liquide et le gaz s'écoulent séparement sans influence mutuelle. La vitesse d'écoulement du liquide est constante. Comme la densité du liquide est environ 300 fois plus élevée que celle du gaz, on néglige le liquide dans le calcul de perte de charge dans le tube échangeur.

Comme on utilise un tube ondulé il faut d'abord remplir les ondulations de sections Al_i^r, avant que le liquide puisse continuer son chemin. Pour le liquide on trouve donc:

$$\frac{\partial \dot{m}l_i}{\partial t} = \frac{\dot{m}l_i - \dot{m}l_i^0}{\triangle t} = \rho_l \frac{\triangle x_i}{\triangle t}(Al_i - Al_i^0) \tag{5}$$

$$\begin{aligned} \rho_l \frac{\triangle x_i}{\triangle t}(Al_i - Al_i^0) &= \rho_l v_l \left\{ [Al_{i-1} - Al_{i-1}^r]\, \Theta(Al_{i-1}, Al_{i-1}^r) - [Al_i - Al_i^r]\, \Theta(Al_i, Al_i^r) \right\} \\ &\quad - \frac{S_{ech} \triangle x_i}{\triangle \mathcal{H}} + \dot{m}_s (1 - flash)\delta_{i,0}\,. \end{aligned} \tag{6}$$

Avec les conditions $Al_0 = 0$ et $Al_0^r = 0$ on trouve immédiatement A_i pour $i = 1..N$ de l'équation (6).

Le débit massique du gaz augmente avec le diminution du débit massique du liquide. On calcule la perte de charge totale par sommation des pertes de chaque volume de discrétisation i. Pour la perte de charge le long de $\triangle x_i$ du volume i on fait l'hypothèse que le débit $\dot{m}_g$ augmente linéairement de $\dot{m}_{g,i-1}$ à l'entrée vers $\dot{m}_{g,i}$ à la sortie. Avec le coefficient de friction $f = 0.077$ mesuré on trouve alors, la perte de charge pour le volume i :

$$\triangle P_i = \int_{\triangle x_i} f \frac{\dot{m}_g(x)^2}{2Ao^2 \rho_g Do_h}\, dx \tag{7}$$

$$= \triangle x_i \left\{ \frac{1}{3}[\dot{m}_{g,i} - \dot{m}_{g,i-1}]^2 + \dot{m}_{g,i}\dot{m}_{g,i-1} \right\} f \frac{1}{2Ao^2 \rho_g Do_h}\,. \tag{8}$$

Implémentation de la régulation de température de la boucle

Lorsque le tube échangeur est mouillée sur toute sa longueur l'écart $\triangle T = T - T_h$ est minimal et dépend seulement de la puissance q. Pour la régulation on a donc choisi de maintenir la température des chambres pressurisées à une valeur un peut plus haute; on maintient $\triangle T$ autour d'une consigne $\triangle T_{consigne} > \triangle T_{min}$. Le tube échangeur n'est alors mouillé que sur une fraction de sa longueur.

La régulation de la température de l'hélium superfluide pressurisé utilise un algorithme PD (Proportionnel et Derivée):

$$\frac{d\dot{m}_s}{dt} = P(\triangle T - \triangle T_{consigne}) + D\frac{d\triangle T}{dt}. \tag{9}$$

Pour la simulation, cette loi de régulation est introduite dans l'équation (6).

La température le long de la ligne est lue en plusieurs points via des thermomètres Allen-Bradley (figure 1). Au choix on peut réguler sur n'importe lequel des capteurs. Le choix des paramètres P et D se fait par comparaison aux simulations théoriques. La caractéristique "débit - position" de la vanne cryogénique n'est pas linéaire. On a choisi de linéariser l'erreur a l'aide d'une fonction F qui est proportionnelle à la dérivée du débit par rapport a la position de la vanne (figure 2). Cette fonction peut être assimilée au gain de la vanne cryogénique. L'erreur ainsi linéarisée module la longueur des impulsions de contrôle de position de la vanne. Cette boucle de régulation est gérée par un automate Siemens Simatic de la serie 100 (CPU-103).

Résultats et conclusions

Pour la régulation de l'expérience on a toujours choisi un rapport entre D et P pour que le système évolue comme un oscillateur d'amortissement critique:

$$D^2 = \frac{4PC_{p,tot}}{\triangle \mathcal{H}}, \tag{10}$$

où $C_{p,tot}$ représente la capacité calorifique de l'ensemble de l'hélium pressurisé.

La figure 3 donne les réactions observées et calculées si on augment la puissance déposée q de 0.3 W/m à 1.2 W/m. La boucle s'adapte très bien à la nouvelle valeur avec un écart de température d'environ 80 mK par rapport à la consigne. Elle trouve un nouveau régime stationnaire environ 10 minutes après changement de la puissance. La simulation donne un écart de température par

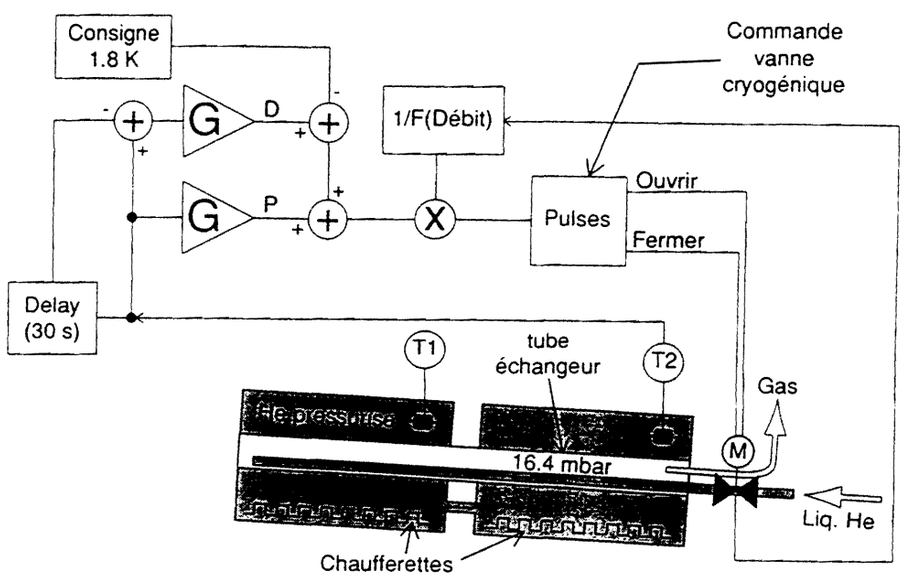

Figure 1: Schéma de la boucle et son système de régulation.

rapport à la consigne deux fois plus faible que mesuré. Par suite le temps de retour à un régime stationnaire est aussi deux fois plus court que mesuré. La différence entre la mesure et la simulation peut facilement être expliquée par le fait que les caractéristiques de la vanne et de la régulation ne sont pas parfaitement représentées.

Le dispositif expérimental se comporte en régime stationaire comme prévu par la simulation. Pour l'aspect dynamique, la simulation donne de bons résultats, sauf en ce qui concerne les valeurs absolues des écarts transitoires de température.

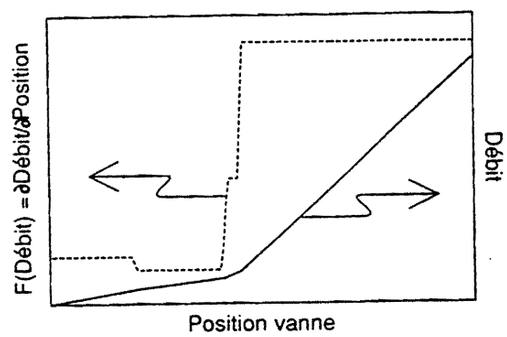

Figure 2: Caractéristiques de la vanne.

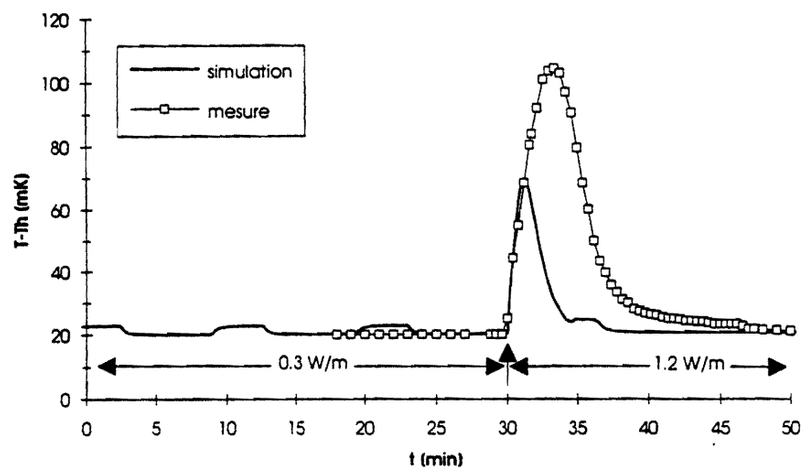

Figure 3: Comparaison des températures mesurées et simulées lorsque on change la puissance de 0.3 W/m à 1.2 W/m.

Références

[1] **J. Casas, A. Cyvoct, P. Lebrun, M. Marquet, L. Tavian and R. van Weelderen,** *Design Concept and First Experimental Validation of the Superfluid Helium System for the Large Hadron Collider (LHC) Project at CERN,* Cryogenics, Vol. 32, ICEC Supplement, (1992).

[2] **S.W. van Sciver,** *Helium Cryogenics,* Plenum Press, New York (1986), chapter 5.

[3] **S.V. Patankar,** *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow,* Hemisphere Publishing Corporation (1980), chapter 5.