

# FUSION ET COULEE DE GAINÉ EN CONDUITE CYLINDRIQUE ANNULAIRE VERTICALE EN PRESENCE D'UN CONTRE-COURANT GAZEUX

J. GALAN, R. BRUN,\* M. FORTUNATO et J. PAPIN

CEA-Departement de Surete Nucleaire du Centre d'Etudes Nucleaires de Cadarache, BP. N° 1,  
 13115 St Paul Lez Durance, France

(Reçu le 25 Septembre 1982)

Résumé—On présente un modèle physique décrivant, après une réduction accidentelle du débit de sodium dans un réacteur rapide, la fusion, le mouvement et la relocalisation du matériau de gainage du combustible. L'échauffement du combustible est également calculé. Ce modèle est basé sur une approximation monodimensionnelle des équations de Navier-Stokes régissant les écoulements de la gainé et de la vapeur de sodium. Il tient compte des transferts de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre phases. Les hypothèses et les équations générales du modèle sont indiquées. Ces dernières sont résolues par une méthode numérique explicite. Une analyse séquentielle des résultats obtenus dans un cas concret ainsi qu'une comparaison avec des résultats expérimentaux disponibles sont également exposés. La comparaison des résultats des calculs et de l'expérience permet de constater que les principaux événements sont bien décrits.

## NOMENCLATURE

$A_L$	section de la gainé liquide, $\pi(r_e^2 - r_i^2)$	$T_P$	température moyenne de la paroi externe
$A_S$	section de la gainé solide, $\pi(r_i^2 - r_s^2)$	$T_S$	température moyenne de la gainé solide
$A_V$	section de passage de l'écoulement gazeux (canal)	$T_V$	température moyenne du gaz
$a, b$	coefficients de la loi de frottement	$t$	temps
$C$	chaleur massique	$u_L$	vitesse longitudinale moyenne de la gainé liquide
$D_L$	diamètre hydraulique, $2A_V/\pi r_e$	$u_V$	vitesse longitudinale moyenne du gaz
$D_P$	diamètre hydraulique, $2A_V/\pi r_P$	$u_z$	vitesse longitudinale locale de la gainé liquide
$e$	épaisseur initiale de la gainé solide	$z$	coordonnée longitudinale
$f$	coefficient de frottement	Symboles grecs	
$g$	constante gravitationnelle	$\alpha$	coefficient correctif de la loi de frottement
$H_L$	enthalpie de la gainé liquide	$\beta$	coefficient correctif de l'accélération de la gainé liquide
$H_S$	enthalpie de la gainé solide	$\varphi_b$	densité linéaire de flux de chaleur entre la gainé et la paroi externe lors de l'obstruction
$H_{Li}$	enthalpie liquidus	$\varphi_C$	densité linéaire de flux de chaleur entre le combustible et la gainé solide
$H_{So}$	enthalpie solidus	$\varphi_L$	densité linéaire de flux de chaleur sortant de la zone liquide à travers l'interface
$l$	longueur de la partie chauffante	$\varphi_S$	densité linéaire de flux de chaleur entrant dans la zone solide à travers l'interface
$l_c$	longueur totale du canal	$\varphi_{SL}$	$\varphi_S - \varphi_L$
$\mathcal{L}$	chaleur latente de fusion de la gainé	$\lambda$	conductivité thermique
$Pe$	nombre de Péclet	$\mu$	viscosité dynamique
$P_C$	Puissance linéaire dégagée par le combustible	$\rho$	masse volumique
$P$	pression statique	$\tau$	force de frottement par unité de surface
$Re$	nombre de Reynolds	Indices	
$r$	coordonnée transversale	C	combustible
$r_i$	rayon de l'interface gainé solide-liquide	g	gainé
$r_e$	rayon externe de la gainé liquide	i	interface liquide-solide
$r_P$	rayon intérieur de la paroi externe	L	gainé liquide
$r_{Pe}$	rayon extérieur de la paroi externe	P	paroi externe
$r_S$	rayon intérieur de la gainé solide	S	gainé solide
$T_C$	température moyenne du combustible	V	gaz
$T_f$	température moyenne de la fusion de la gainé	Li	liquidus
$T_g$	température moyenne de la gainé	So	solidus
$T_L$	température moyenne de la gainé liquide		

\*Centre de Saint-Jerome de L'Université de Provence, 13397 Marseille, Cedex 13, France.

## 1. INTRODUCTION

LES PROBLÈMES de convection avec changement de phase dans des sections d'essai verticales ont donné lieu à de nombreuses études mais ont eu principalement trait aux phénomènes liés à la condensation de vapeur saturée (voir par exemple la réf. [1]). Les études de convection comportant une fusion de paroi solide ne paraissent avoir été abordées que dans le cadre des problèmes de sûreté des réacteurs nucléaires à neutrons rapides [2-4]. En effet, dans le cas d'une réduction de débit du fluide caloporteur (sodium liquide) circulant de bas en haut entre les aiguilles, celui-ci peut bouillir et la gaine d'acier solide de ces aiguilles contenant le combustible peut atteindre son point de fusion puis, soit couler le long de ce dernier par gravitation, soit être entraînée vers le haut par la vapeur de sodium et se resolidifier dans des zones plus froides, obstruant éventuellement les canaux de refroidissement.

On se propose d'étudier ici un phénomène analogue dans le cas d'une géométrie simple constituée de deux cylindres verticaux coaxiaux. Le cylindre intérieur comportant une gaine sur sa partie externe est porté, sur une longueur finie, à une température suffisante pour que la gaine puisse fondre; d'autre part, dans l'espace annulaire circule de bas en haut un gaz dont la vitesse peut être comprise entre 10 et 70 m s<sup>-1</sup>.

On établit ici un modèle numérique concernant la fusion, le mouvement et la resolidification de la gaine. Ce modèle est basé sur une approximation monodimensionnelle des équations de Navier-Stokes régissant les écoulements de la gaine et du gaz. Il tient compte des transferts de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre phases. Une méthode numérique explicite de résolution des équations est utilisée. Une analyse séquentielle des résultats obtenus dans un cas concret ainsi qu'une comparaison avec des résultats expérimentaux disponibles sont également exposées.

## 2. EXPOSE DU PROBLEME.

### HYPOTHESES ET EQUATIONS GENERALES

Dans une géométrie annulaire cylindrique verticale (Fig. 1), on considère que le cylindre intérieur est constitué d'une partie centrale chauffante sur une longueur  $l$  (puissance connue pendant un temps donné  $t-t_0$ ). La gaine cylindrique entourant ce cylindre intérieur, d'épaisseur initiale constante  $e$  est constituée d'un matériau qui peut fondre sous l'effet du chauffage interne et couler sous forme de film le long de ce cylindre. Un courant gazeux vertical ascendant est par ailleurs établi dans l'espace annulaire et est couplé par frottement au film liquide précédent en l'entraînant

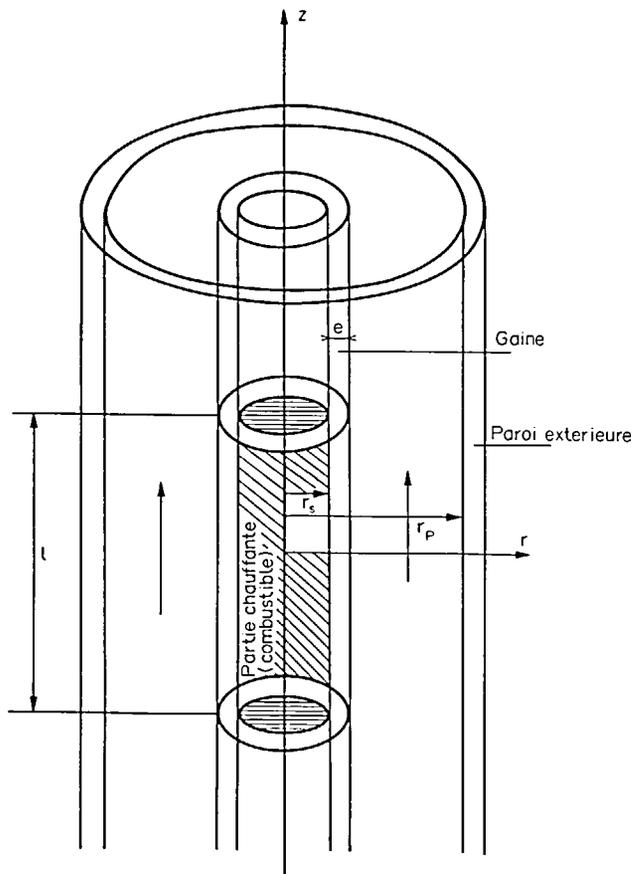


FIG. 1. Géométrie initiale de la section d'essai ( $t = t_0$ ).

éventuellement vers le haut si le débit est suffisant. Lorsque le film arrive, par gravité (Fig. 2) ou, par entrainement (Fig. 3) dans une zone où la gaine est solide celui-ci peut se resolidifier. Il en est de même lorsque le film entre en contact avec la paroi du cylindre extérieur. L'obstruction du canal peut alors être complète et définitive.

La présence de trois phases en interaction mécanique et thermique nécessite l'utilisation de trois systèmes d'équations couplés. L'hypothèse d'une modèle monodimensionnel par phase permet toutefois de simplifier ces systèmes sans trop de pertes d'information sur la configuration globale, en particulier, en utilisant pour chaque grandeur  $\tilde{Q}(r, z, t)$  une valeur moyenne à chaque abscisse  $z$  soit

$$Q(z, t) = \frac{1}{A} \int_A \tilde{Q} dA$$

où  $A$  représente la section de la phase considérée.

*Phase solide*

La phase solide, c'est-à-dire la partie de la gaine non fondue (ou resolidifiée) voit sa masse varier justement à cause de la fusion et de la resolidification. Les flux thermiques provenant du combustible (partie chauffante) et de la partie liquide de la gaine doivent également être pris en compte. Ainsi, on utilise une équation de continuité et une équation de conservation d'énergie (conduction).

Partant des équations ponctuelles 'exactes' (axi-symétriques) de continuité et de conduction, les multipliant par  $2\pi$  et intégrant, par rapport à la variable  $r$ , de  $r_s$  supposé constant (la partie combustible est supposée ne pas fondre) à  $r_i(t)$  frontière avec la gaine liquide on obtient respectivement pour ces équations

$$\frac{\partial A_s}{\partial t} - 2\pi r_i \frac{\partial r_i}{\partial t} = 0, \tag{1}$$

$$\rho_s \frac{\partial H_s A_s}{\partial t} - 2\pi \rho_s H_{s0} r_i \frac{\partial r_i}{\partial t} = \varphi_s - \varphi_c. \tag{2}$$

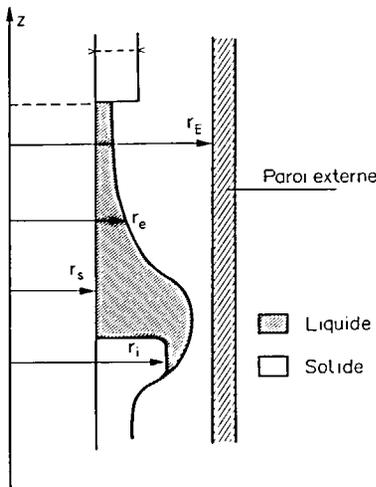


FIG. 2. Schéma de coulée gravitationnelle de gaine fondue ( $t > t_0, u_v \cong 0$ ).

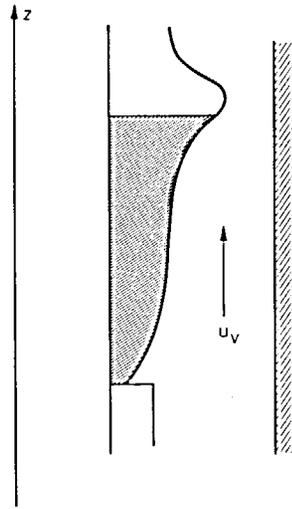


FIG. 3. Schéma de mouvement ascendant de gaine fondue ( $t > t_0, u_v$  grand).

La masse volumique  $\rho_s$  a été supposée constante.

Le deuxième terme de l'équation de continuité représente (à  $\rho_s$  près) la variation de masse à l'interface due au changement de phase. Ainsi en posant  $\varphi_{SL} = \varphi_s - \varphi_L$ , ce terme est égal à  $\varphi_{SL}/(\rho_s \mathcal{L})$ .

De même, la variation d'enthalpie due à la même cause (2ème terme de l'équation de conduction) s'écrit  $H_{s0} \varphi_{SL}/\mathcal{L}$ . Les flux de chaleur sont explicités ci-après.

*Phase liquide*

Les mêmes hypothèses sont admises pour la gaine liquide, c'est-à-dire qu'on utilise un modèle monodimensionnel et une hypothèse de fluide incompressible. On néglige en outre les échanges thermiques avec le gaz.

Pour les équations de continuité et de conservation d'énergie, on obtient des expressions semblables au cas de la phase solide, au terme convectif près bien entendu. Ainsi, on obtient respectivement pour ces équations en supposant  $\rho_L$  constant

$$\frac{\partial A_L}{\partial t} + \frac{\partial A_L U_L}{\partial z} + 2\pi r_i \frac{\partial r_i}{\partial t} = 0, \tag{3}$$

$$\rho_L \frac{\partial H_L A_L}{\partial t} + \rho_L \frac{\partial H_L A_L U_L}{\partial z} + 2\pi \rho_L H_{L0} r_i \frac{\partial r_i}{\partial t} = \varphi_b - \varphi_L. \tag{4}$$

Quant à l'équation ponctuelle de conservation de quantité de mouvement, on peut admettre, compte tenu de la géométrie et de la nature du fluide, que la composante de vitesse transversale  $u_r$  est toujours faible devant la composante longitudinale  $u_z$ ; de même les gradients longitudinaux sont faibles devant les gradients transversaux. Ces hypothèses supplémentaires (analogues aux hypothèses de couche limite) conduisent aux équations suivantes (régime laminaire):

$$\frac{\partial P}{\partial r} = 0 \rightarrow P_{\text{gaine}} = P_{\text{gaz}} \tag{5}$$

et

$$\rho_L \frac{du_z}{dt} = \rho_L g - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu_L r \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \quad (6)$$

Comme précédemment on procède à l'intégration de cette équation dans un plan transversal et on aboutit à l'expression suivante:

$$\rho_L \frac{\partial}{\partial t} (u_L A_L) + \rho_L \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u_L^2} A_L) = \left( \rho_L g - \frac{\partial P}{\partial z} \right) A_L + 2\pi(\tau_e r_e - \tau_i r_i) \quad (7)$$

avec 
$$\overline{u_L^2} = \frac{1}{A_L} \int u_z^2 dA_L$$

et où

$$\tau_e = \mu_c \left( \frac{du_z}{dr} \right)_e$$

et

$$\tau_i = \mu_i \left( \frac{du_z}{dr} \right)_i$$

représentent les forces de frottement (par unité d'aire) respectivement au contact du gaz et de la gaine solide. Dans le modèle utilisé ici, ces deux termes sont à expliciter, ainsi que le terme d'inertie, pour obtenir un système d'équations clos.

A l'interface film-gaz,  $\tau_e$  peut s'écrire classiquement,

$$\tau_e = \frac{1}{2} \rho_V u_V^2 f_L, \quad (u_L \ll u_V).$$

Pour le coefficient de frottement  $f_L$ , on utilise une corrélation habituelle du type  $f_L = \alpha f_0 = \alpha \alpha Re_V^{-b}$  [5],  $\alpha$  étant un terme correctif tenant compte de la non-planéité de l'interface [6]. Pour exprimer les deux autres termes, il est nécessaire de se donner une forme de profil transversal pour  $u_z/u_L$ . Si on admet un profil parabolique (régime laminaire) comportant un maximum à l'interface film-gaz  $r_e$  et une valeur nulle en  $r_i$ , [4] on trouve aisément

$$\overline{u_L^2} = \beta u_L^2$$

avec

$$\beta = \frac{12 (r_e + r_i)(5r_i + 11r_e)}{5 (5r_e + 3r_i)^2}$$

De même, définissant un coefficient  $f_i$  tel que

$$\tau_i = \frac{\mu_i \overline{u_L}}{2\pi r_i} f_i$$

on trouve

$$f_i = \frac{24\pi r_i (r_e + r_i)}{(3r_i + 5r_e)(r_e - r_i)}$$

L'équation de quantité de mouvement s'écrit donc finalement

$$\rho_L \frac{\partial}{\partial t} (u_L A_L) + \beta \rho_L \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u_L^2} A_L) = \left( \rho_L g - \frac{\partial P}{\partial z} \right) A_L + \pi r_e \rho_V u_V^2 f_L - \mu_L u_L f_i \quad (8)$$

*Phase gazeuse*

On admet également pour la phase gazeuse les deux hypothèses principales précédentes: modèle monodimensionnel, fluide incompressible. De plus, l'inertie du gaz étant faible, on peut aussi négliger l'instationnarité de l'écoulement gazeux. De même les échanges thermiques avec le film et la paroi externe ne sont pas pris en compte et pour un écoulement monodimensionnel, stationnaire adiabatique et isotherme on utilise seulement les deux équations suivantes, permettant de calculer les deux inconnues  $u_V$  et  $P$

$$\frac{\partial}{\partial z} A_V u_V = 0, \quad (9)$$

$$\frac{\rho_V}{A_V} \frac{\partial}{\partial z} A_V u_V^2 = \left( \rho_V g - \frac{\partial P}{\partial z} \right) + \frac{\rho_V u_V^2}{2} f_0 \left( \frac{\alpha}{D_L} + \frac{1}{D_P} \right) \quad (10)$$

$A_V$  se déduit directement de  $A_L$  (et  $A_S$ ) à chaque instant et l'équation de quantité de mouvement (10) tient compte bien entendu des échanges de quantité de mouvement film-gaz et gaz-paroi externe ou plus exactement des pertes de charge régulières. On peut intégrer directement l'équation (10) entre l'entrée et la sortie du canal annulaire et, en tenant compte, également, des pertes de charge singulières dues aux changements abrupts de section calculées par les corrélations habituelles on obtient

$$\Delta P = \rho_V g l_C + \frac{\rho_V}{2} \int_{\text{entrée}}^{\text{sortie}} f_0 \left( \frac{\alpha}{D_L} + \frac{1}{D_P} \right) u_V^2 dz + \frac{\rho_V}{2} \sum_j k_j u_V^2 \quad (11)$$

où  $k_j$  représente le coefficient de perte de charge singulière à l'abscisse  $j$ .

*Echanges thermiques entre phases*

Dans les équations couplées précédentes, il reste à exprimer les différents termes de flux de chaleur soit  $\varphi_S$ ,  $\varphi_L$ ,  $\varphi_C$  et  $\varphi_B$ .

$\varphi_S$  qui est un flux conductif (densité linéique) provenant de la gaine liquide s'écrit

$$\varphi_S = 2\pi r_i h_S (T_i - T_S) \quad (12)$$

En admettant que la valeur de  $h_S$  obtenue en régime stationnaire soit valable, on a

$$h_S = \frac{2\lambda_S}{r_i \log r_i/r_S} \quad (13)$$

De même, pour  $\varphi_L$  flux convectif dans la zone liquide on a

$$\varphi_L = 2\pi r_e h_L (T_L - T_f) \quad (14)$$

avec  $h_L$  donné par exemple par la corrélation de Lyons pour les métaux liquides [7]

$$h_L = \frac{\lambda_L}{D_L} (7 + 0,025 Pe^{0,8}) \quad (15)$$

Le calcul de  $\varphi_C$  et  $\varphi_B$  est plus complexe car, non

seulement il faut connaître les expressions des coefficients d'échange correspondants, mais les températures (moyennes) du combustible et de la paroi sont aussi à déterminer. Celles-ci ( $T_C$  et  $T_P$ ) sont données par les équations suivantes :

$$\pi r_s^2 \rho_C C_C \frac{dT_C}{dt} = -2\pi r_s h_{Cg}(T_C - T_g) + P_C = \varphi_C + P_C \tag{16}$$

$$\pi(r_{Pc}^2 - r_P^2)\rho_P C_P \frac{dT_P}{dt} = 2\pi r_P h_{gP}(T_g - T_P), = -\varphi_B. \tag{17}$$

En effet le combustible et la paroi externe (lorsqu'il y a bouchage) échangent de la chaleur avec la gaine (indice g) qui peut être soit liquide, soit solide.

Restent à définir  $h_{Cg}$  et  $h_{gP}$ . Si on admet un profil parabolique de température dans le combustible (partie chauffante) et un profil logarithmique dans la paroi (sans échange avec l'extérieur) on trouve aisément

$$h_{Cg} = \left(\frac{1}{h_c} + \frac{1}{h_g}\right)^{-1} \tag{18}$$

avec

$$h_c = \frac{4\lambda_C}{r_s}$$

et  $h_g$  donné par (13) si la gaine est solide et par (15) si elle est liquide.

De même on a

$$h_{gP} = \left(\frac{1}{h_g} + \frac{1}{h_p}\right)^{-1} \tag{19}$$

avec

$$h_p = \frac{2\lambda_P}{r_{Pc} \log \frac{r_{Pc}}{r_P}}$$

et  $h_g$  donné par (13) si la gaine est solide ou (15) si elle est liquide.

Enfin le système d'équations ne serait pas complet si l'on n'écrivait pas la loi d'évolution de l'interface liquide-solide qui se déduit aisément de (2) et (4) soit

$$2\pi r_i \frac{\partial r_i}{\partial t} (\rho_L H_{Li} - \rho_S H_{S0}) = \varphi_{SL}. \tag{20}$$

**3. RESOLUTION NUMERIQUE. EXEMPLE DE FUSION ET DE MOUVEMENT DE GAINÉ**

On dispose donc des équations de conservation (1), (2), (3), (4), (8), (9) et (10) complétées par des équations ou relations auxiliaires détaillées ci-dessus. L'évolution temporelle de la répartition axiale des grandeurs  $A$ ,  $H$ ,  $u$ ... est calculée tant pour la partie solide que liquide en discrétisant les équations correspondantes et en utilisant une méthode explicite, ce qui demande de distinguer mouvement ascendant et descendant. Le

détail du processus numérique est exposé dans [8]. En chaque noeud spatial, on calcule de même pour le gaz la section de passage, le débit, la vitesse et la pression.

Le calcul débute à l'instant d'apparition du premier 'assèchement' de la gaine; on se donne la géométrie nominale de la section d'essai, les propriétés physiques des différents milieux, en particulier, les relations enthalpie-température, la distribution axiale et l'évolution temporelle de la puissance dégagée dans le combustible. En outre, sont supposées connues (ou mesurées) à l'instant initial : la chute de pression dans le canal, les températures du combustible, de la gaine et de la paroi. Le début du mouvement est imposé par la valeur de la viscosité de l'état pâteux qui lorsque  $H_{S0} < H < H_{Li}$  est donnée par une formule du type

$$\mu = \mu_L \exp\left(K \frac{H_{Li} - H}{H - H_{S0}}\right)$$

ou bien par l'apparition de l'état liquidus

$$H = H_L.$$

*Cas particulier : bouchage du canal*

Lorsque

$$r_L = r_P,$$

il y a bouchage total et la vitesse du gaz s'annule. On a alors une vitesse d'ensemble du bouchon liquide vers le haut ou le bas qui tient compte des échanges thermiques avec la paroi externe froide; on observe donc une tendance à une resolidification au moins partielle. Celle-ci est supposée se produire lorsque la température de gaine  $T_g$  devient inférieure à la température de fusion  $T_f$ . Toutefois, le modèle monodimensionnel ne peut calculer le rayon  $r_f$  au delà duquel la gaine est solidifiée: On admet alors un profil logarithmique de température dans la gaine à la section considérée; ceci permet de calculer les températures aux interfaces gaine-combustible et gaine-paroi à partir des températures moyennes  $T_g$ ,  $T_C$  et  $T_P$ . On en déduit le rayon  $r_f$  (correspondant à  $T_f$ ) de l'interface gaine liquide-gaine resolidifiée. La fraction de gaine solide ( $r > r_f$ ) reste 'gelée' contre la paroi mais échange toujours de la chaleur avec celle-ci et éventuellement avec le reste du film.

*Exemple de fusion et de mouvement de gaine*

Il s'agit d'un exemple correspondant à une expérience réalisée par le Service des Transferts Thermiques du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble. Seules les conditions de cette expérience nécessaires à l'interprétation numérique sont brièvement résumées ci-après :

La section d'essai est constituée d'un tube cylindrique (Inconel) vertical de rayon intérieur  $r_P$  égal à 5,8 mm et d'épaisseur 3 mm à l'intérieur duquel se trouve l'élément cylindrique chauffant de longueur 60 cm et de rayon  $r_i = 4,25$  mm (tube de tantale renfermant des fils chauffants noyés dans un isolant). La gaine elle-même est constituée d'un tube en acier inoxydable de

rayon extérieur initial égal à 4,85 mm et donc d'épaisseur 0,6 mm. Dans l'espace annulaire de 0,95 mm entre la gaine et le tube extérieur s'écoule vers le haut du sodium liquide (débit  $26 \text{ g s}^{-1}$ ) préalablement au déclenchement d'un signal transitoire dans les éléments chauffants constant et égal à  $20 \text{ kW}$  pendant  $20 \text{ s}$ . L'ébullition du sodium (étudiée antérieurement [9, 10]) commence à se produire au sommet de la zone chauffante  $7,4 \text{ s}$  après le début du signal. Le front d'ébullition se propage ensuite très rapidement vers le bas et il y a 'assèchement de la gaine' dès l'instant  $14,3 \text{ s}$ , instant où le calcul commence.

La première zone en fusion apparaît au sommet de la zone chauffante (état solidus, Fig. 4) à l'instant  $16,2 \text{ s}$  et l'état liquidus est atteint à  $16,4 \text{ s}$ . La gaine est tout d'abord entraînée vers le haut ( $u_r \approx 20 \text{ cm s}^{-1}$ ) par la vapeur de sodium dont la vitesse est très élevée ( $\sim 50 \text{ m s}^{-1}$ ): L'acier en fusion se resolidifie partiellement le long de la zone non chauffante avec début de formation d'un bouchon qui diminue la vitesse de la vapeur (perte de charge singulière); la partie inférieure de la zone fondue commence alors à couler vers le bas ( $t = 16,4 \text{ s}$ , Fig. 5). Deux bouchons complets (aux cotes  $z = 60 \text{ cm}$  et  $z = 53 \text{ cm}$ ) se forment alors presque simultanément (avec resolidification contre la paroi externe), l'un dû au mouvement ascendant, l'autre au mouvement descendant ( $t = 17,4 \text{ s}$ , Fig. 6). La vitesse de la vapeur de sodium

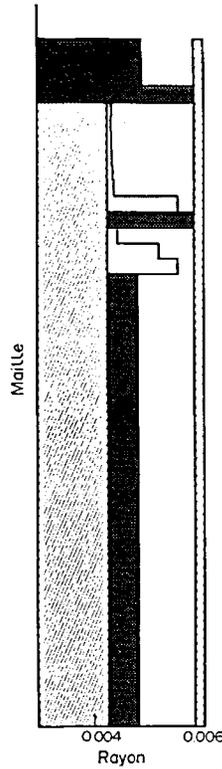


FIG. 6.  $t = 17,4 \text{ s}$ .

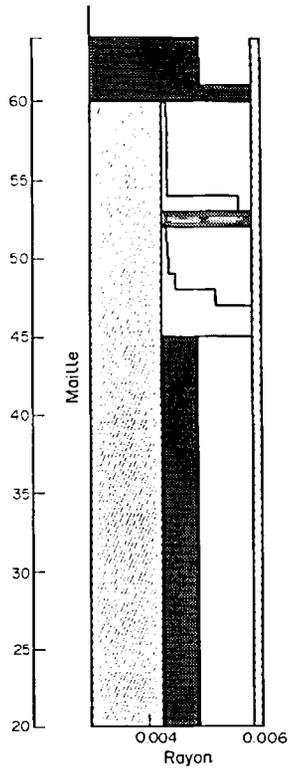


FIG. 7.  $t = 18,2 \text{ s}$ .

FIGS. 4-13. Exemple de calcul de mouvement de gaine (cas expérimental).

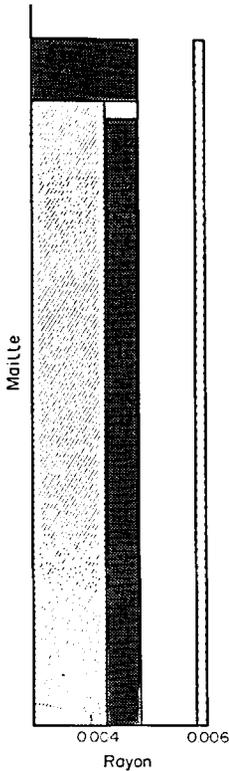


FIG. 4.  $t = 16,2 \text{ s}$ .

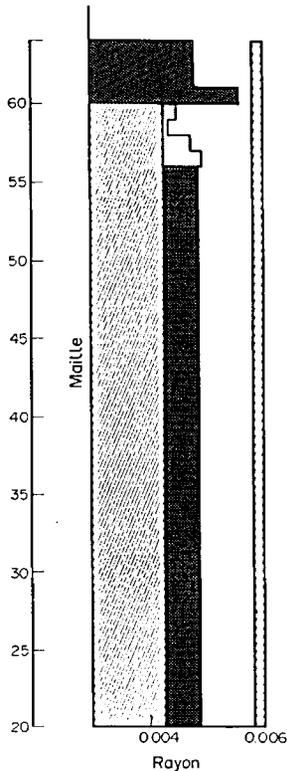


FIG. 5.  $t = 16,4 \text{ s}$ .

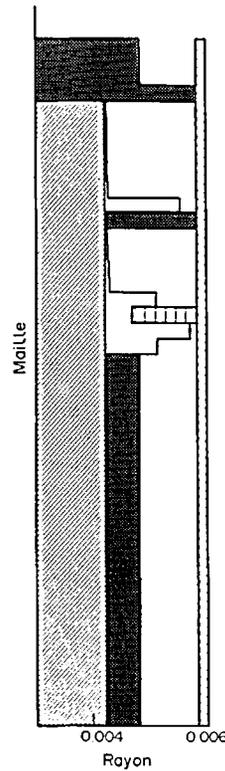


FIG. 8.  $t = 18,4 \text{ s}$ .

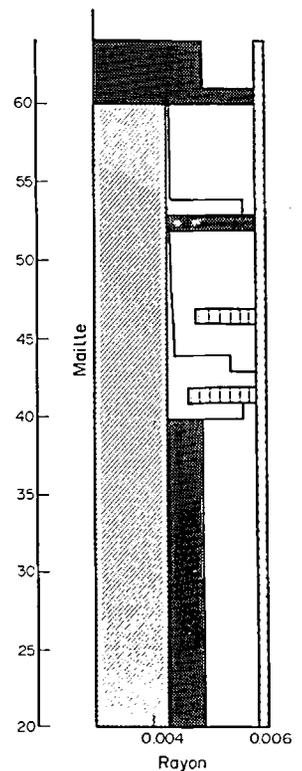


FIG. 9.  $t = 18,8 \text{ s}$ .

s'annule alors définitivement et le mouvement de gaine n'est dû qu'à la gravitation, tandis que le front de fusion se propage vers le bas. Cependant la faible vitesse de l'acier fondu et le gradient axial de température important au niveau du front solidus contribuent à la formation d'un nouveau bouchon à la cote  $z = 48$  cm, mais le refroidissement dû au contact de la paroi externe n'est pas suffisant pour qu'il se solidifie et ce bouchon descend en bloc: Il est à la cote 47 cm à  $t = 18$  s puis à la cote 45 à  $t = 18,2$  s (Fig. 7). Une resolidification partielle a alors lieu, l'autre partie continuant à couler ( $t = 18,4$  s, Fig. 8). Un quatrième bouchon commence également à se former, comme le précédent il descend globalement puis une resolidification partielle a également lieu vers la cote 41 cm (Fig. 9).

La séquence des événements ultérieurs est résumée sur les Figs. 10 ( $t = 18,9$  s) 11 ( $t = 19,9$  s) 12 ( $t = 20,2$  s) et 13 ( $t = 20,4$  s). A l'instant  $t = 20,2$  s (Fig. 12), le chauffage est coupé et l'état à partir duquel la configuration n'évolue plus est représenté sur la Fig. 14 ( $t = 22,8$  s), on peut ainsi le comparer avec l'état 'post-mortem' du dispositif expérimental (Fig. 15). De même la séquence des événements détectables expérimentalement (premier bouchon, front de fusion...) est retrouvée avec une incertitude comprise entre 0,5 et 1 s.

Ces diverses comparaisons sont décrites en détail dans les refs. [8] et [11] ainsi qu'une comparaison avec le modèle de la réf. [4]. On peut ainsi conclure à un

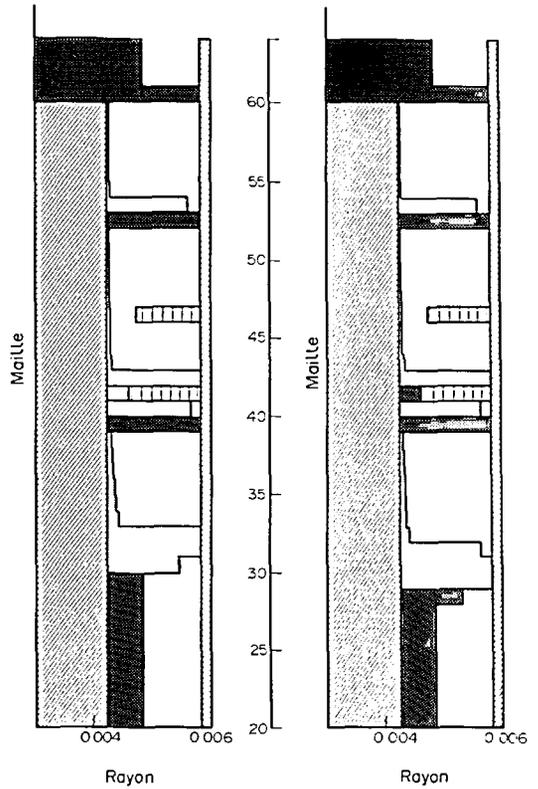


FIG. 12.  $t = 20,2$  s.

FIG. 13.  $t = 20,4$  s.

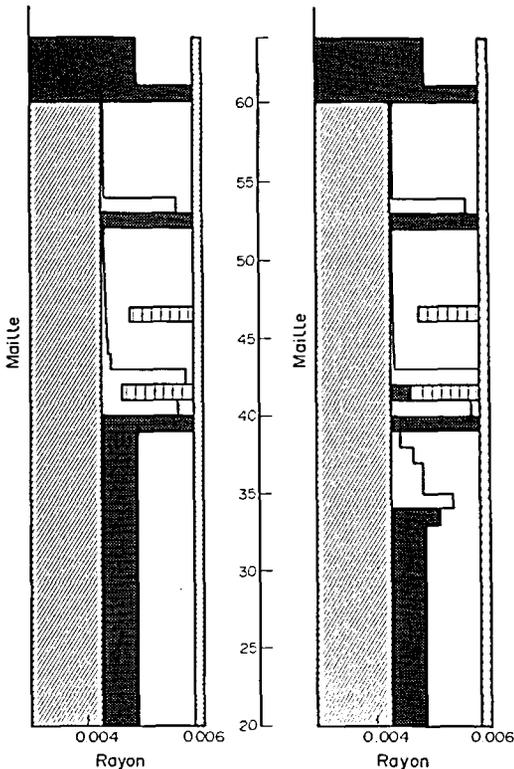


FIG. 10.  $t = 18,9$  s.

FIG. 11.  $t = 19,9$  s.

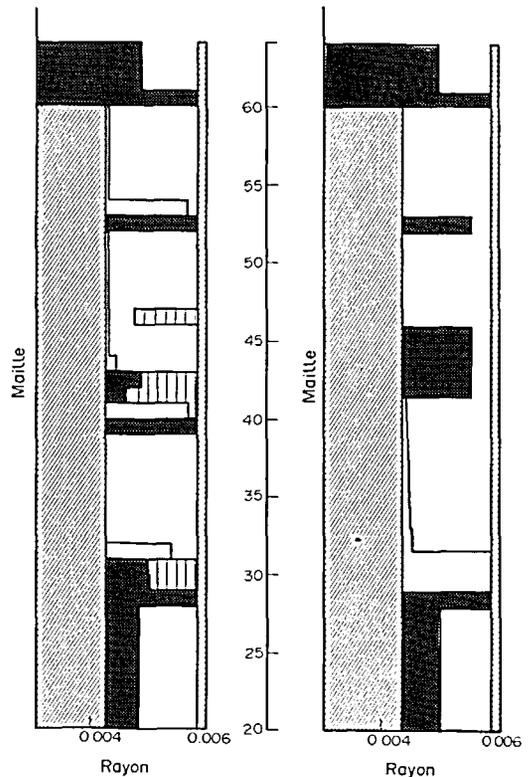


FIG. 14.  $t = 22,8$  s.

FIG. 15. Etat 'post mortem' du dispositif expérimental.

accord raisonnable entre calcul et expérience à cette réserve près que les phénomènes réels ne présentent pas toujours la symétrie cylindrique admise dans le modèle.

#### 4. CONCLUSION

Le mouvement d'une gaine en fusion dans un canal de géométrie cylindrique en présence d'un contre-courant gazeux a été décrit en tenant compte des phénomènes principaux résultant de l'interaction des trois phases en présence. Les principales limitations de cette étude sont d'abord dues à l'utilisation d'un modèle monodimensionnel qui, indépendamment de ses inconvénients intrinsèques, conduit à d'autres schématisations affectant en particulier l'expression des échanges. Ainsi, les corrélations des pertes de charge, la forme imposée à certains profils de vitesse et de température comportent bien entendu une part d'arbitraire. D'autres simplifications de détail peuvent aussi être incriminées: critère de début de mouvement, conséquences du schéma explicite de calcul, modèle de fusion choisi ici à température constante. Les résultats obtenus peuvent cependant être considérés comme satisfaisants dans la mesure où l'on s'intéresse à la description globale des phénomènes et en particulier à l'évolution temporelle de la configuration de la section d'essai.

#### REFERENCES

1. F. Dobran et R. S. Thorsen, Forced flow laminar filmwise condensation of a pure saturated vapor in a vertical tube, *Int. J. Heat Mass Transfer* **23**, 161 (1979).
2. T. G. Theophanous, M. Dimonte et P. D. Patel, Incoherency effects in clad relocation dynamics for LMFBR CDA analyses, *Nucl. Engng Des.* **36**, 59 (1976).
3. R. E. Henry, W. C. Jeans, D. J. Quinn et E. A. Spleha, Cladding relocation experiments, *Trans. Am. Nucl. Soc.* **18**, 209 (1974).
4. G. Angerer, Computational simulation of cladding motion after melting including resolidification processes, *Trans. 3rd Int. Conf. on Struct. Mech. in React. Technol.*, London (1975).
5. S. Goldstein, *Modern Developments in Fluid Dynamics*. Dover, New York (1965).
6. G. B. Wallis, *One-Dimensional Two-Phase Flow*. McGraw-Hill, New York (1969).
7. R. B. Bird, W. E. Stewart et E. N. Lightfoot, *Transport Phenomena*. J. Wiley, New York (1960).
8. J. M. Galan, Modèle de fusion, mouvement et relocalisation faisant suite à une réduction de débit du circuit de refroidissement dans un réacteur à neutrons rapides refroidi au sodium, Thèse Doct. Ing., Marseille (1980).
9. J. M. Seiler, Etude de l'ébullition du sodium au cours d'un transitoire rapide de puissance dans un canal chauffant, Thèse Doct. Ing., Grenoble (1979).
10. J. Papin, Elaboration d'un modèle physique d'écoulement transitoire de Sodium en ébullition, Thèse Doct. Ing., Marseille (1976).
11. J. Papin et M. Galan, Interprétation de l'expérience hors pile de fusion de gaine, CEFUS TR 3.1, N.T. SIES. CEA 80147 (1981).

#### MELTING AND CLADDING MOTION IN A CYLINDRICAL VERTICAL CHANNEL WITH A GASEOUS COUNTERFLOW

**Abstract**—A physical model describing the melting, motion and relocation of the cladding after an accidental loss of sodium flow in a fast-reactor subassembly is presented. Fuel heating is also calculated. This model is based on a one-dimensional approximation of the Navier-Stokes equations governing sodium vapour and cladding flows. It takes into account transfer of mass, momentum and energy between phases. The hypotheses and the general equations of the model are indicated. The latter are solved by an explicit numerical method. A sequential analysis of results obtained in a concrete case along with a comparison with available experimental results are also considered. The comparison of calculated and experimental results leads to the conclusion that the major events are well described.

#### SCHMELZEN UND FLIESSEN DER HULLEN IN EINEM SENKRECHTEN ZYLINDERFORMIGEN RINGROHR MIT GASGEGENSTROM

**Zusammenfassung**—Man spricht eine physische Modellierung aus, die nach einer zufälliger Verminderung der Abflussmenge in einem Schnellen Brüter das Schmelzen, die Bewegung und die Lokalisierung der Werkstoffumhüllung des Brennmateriails beschreibt. Die Brennstoffenerwärmung ist auch gerechnet. Diese Modellierung stützt sich auf eine eindimensionale Schätzung der Navier-Stokes Gleichungen für das Auffließen der Umhüllung und des Natriumdampfes. Sie berücksichtigt die Masse—Bewegung—Energieübertragungen. Die Voraussetzungen und die allgemeinen Gleichungen sind bezeichnet. Diese werden mit Hilfe einer numerischen ausdrücklichen Methode gelöst. Eine sequentielle Auflösung der Ergebnisse auf einem konkreten Fall sowie eine Vergleichung mit verfügbaren experimentellen Ergebnissen sind auch dargestellt. Die Vergleichung zwischen Rechnung und Versuch ist befriedigend.

ПЛАВЛЕНИЕ И ПЕРЕМЕЩЕНИЕ МАТЕРИАЛА ВНУТРЕННЕГО ПОКРЫТИЯ В  
ВЕРТИКАЛЬНОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ КАНАЛЕ ПРИ ПРОТИВОТОЧНОМ ТЕЧЕНИИ  
ГАЗА

**Аннотация**—Представлена физическая модель, описывающая плавление, перемещение и затвердевание материала внутреннего покрытия, происходящие при аварийной утечке натрия в блоке быстрого реактора. Также проведен расчет нагрева топлива. Эта модель основана на одномерном приближении уравнений Навье-Стокса, описывающих течение паров натрия и материала покрытия. В модели учитываются перенос массы, импульса и энергии между фазами. Приведены принятые предположения и общие уравнения модели. Последние решены с помощью численного метода, использующего явную схему. Дан также последовательный анализ результатов, полученных для конкретного случая, и проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными позволяет сделать вывод, что модель адекватно учитывает основные эффекты.