

MOYENS D'APPROCHE DES EFFETS DE LA CONVECTION NATURELLE DANS UN RÉACTEUR HOMOGÈNE

PAR

K. A. WARSCHAUER * et J. P. HUFFENUS **

Le cœur du réacteur homogène à suspension KSTR se présente sous la forme d'un récipient en acier inoxydable approximativement sphérique, de diamètre 300 mm, alimenté en bas par une tuyauterie de diamètre 50, avec un débit de 33 m³/h. Ce débit est évacué au sommet du récipient par une tuyauterie de diamètre 70. Il circule dans une boucle fermée comportant le cœur, une pompe, un échangeur et de multiples auxiliaires. Le combustible est en suspension d'oxyde d'uranium et de thorium dans l'eau légère à 250 °C sous 60 kg/cm², intervenant à la fois comme modérateur et fluide caloporteur. Les particules de combustible peuvent être assimilées à des sphères de 5 μ de diamètre, d'une densité de 10 g/cm³. Ce réacteur de recherche est destiné à l'étude de la suspension combustible. Sa puissance nominale est de 250 kW; néanmoins un fonctionnement jusqu'à 1 MW n'est pas pour l'instant exclu.

Un ensemble analogue exploité à puissance nulle a permis de mettre en évidence une bonne constance de la concentration dans le cœur.

L'écoulement dans le cœur est organisé par un distributeur d'entrée. Son choix est guidé par les deux impératifs suivants :

- produire des vitesses suffisamment fortes à la paroi, afin d'y éviter toute possibilité de dépôt de combustible risquant, par un échauffement considérable, de percer l'enveloppe d'acier;

- exclure toute surtempérature exagérée qui pourrait provoquer une ébullition locale ou donner aux bulles de radiolyse des volumes trop importants. De tels phénomènes sont en effet nuisibles à la stabilité du réacteur.

Ainsi posé, le problème revêt deux aspects; l'un, isotherme, concerne la conception d'un distributeur à l'entrée du cœur qui permette d'organiser un écoulement à fortes vitesses périphériques; l'autre, non isotherme, doit prendre en compte les éventuelles modifications de cet écoulement par les forces de densité qu'entraîne le champ de température résultant. Ces forces peuvent être, en effet, très importantes, étant donné le fort coefficient de dilatation de l'eau dans les conditions considérées et la valeur élevée du chauffage dans la masse, pouvant atteindre 40 W/cm³.

Une étude isotherme des divers régimes d'écoulement possibles a donc été faite. Une certaine mise en rotation du fluide par le distributeur a été retenue pour augmenter les vitesses absolues à la périphérie.

Avec le distributeur adopté, non profilé, muni d'ailettes, de construction assez simple, on obtient un noyau central en recirculation qui présente une agitation considérable. Ce noyau est entouré d'une zone périphérique où les vitesses ascendantes sont élevées et stables sur une épaisseur de 30 mm à partir de la paroi (fig. 1).

La recirculation augmente évidemment le temps de séjour des particules combustibles et, par suite, peut provoquer une surchauffe importante de la région centrale. Ainsi, le problème de la modifica-

* K.E.M.A., Arnhem; Membre de l'Organisation de Recherches T.N.O. (Pays-Bas).

** SO.GR.E.A.H., Grenoble.

tion du champ des vitesses et du mixing par la convection libre reste l'une des grosses inconnues de cette conception.

Pour mettre en évidence l'évacuation de la chaleur par mixing, assimilons le noyau central agité à une sphère de 20 cm de diamètre, de conductivité λ_a dans laquelle serait dissipé un flux :

$$\phi = 50 \text{ W/cm}^2.$$

Pour que la surtempérature T du centre par rapport à la périphérie ne dépasse pas le tiers de l'écart entrée-sortie du réacteur à 1 MW, on trouverait au débit nominal $\lambda_a \geq 93 \text{ W/cm}^\circ\text{C}$, soit environ vingt fois plus que la conductibilité apparente moyenne existant du fait de la turbulence dans un tuyau de diamètre 300 parcouru par le même débit.

Choix d'un modèle

Nous avons tout d'abord recherché les possibilités d'examen de ce problème sur un modèle fonctionnant en similitude de Froude et bénéficiant d'une large tolérance sur la similitude de Reynolds. On pensait ainsi traiter globalement l'ensemble des phénomènes de transport, de diffusion et de convection libre. Aucune solution satisfaisante n'a été retenue et nous avons alors adopté la méthode d'approche suivante :

Intéressons-nous en premier lieu à l'écoulement isotherme ($\rho = \text{constante}$), facile à étudier sur un modèle d'échelle 1 à température ambiante. Il nous est possible d'en déterminer, *a priori*, toutes les caractéristiques de vitesses et de mixing utiles pour bien le connaître. Si nous supposons que la puissance spécifique P dans le réacteur est à peu près uniforme, nous pouvons dire que l'élévation de température en un point du cœur est proportionnelle au temps τ_m que met en moyenne une particule pour aller de l'entrée du cœur au point considéré. On a, en effet :

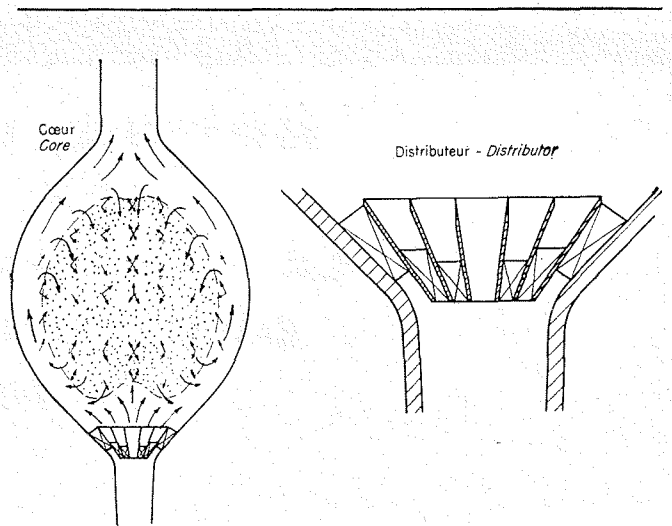
$$T - T_{\text{entrée}} = \frac{P}{\rho C} \tau_m$$

ρ et C désignent les masses et chaleurs spécifiques du fluide.

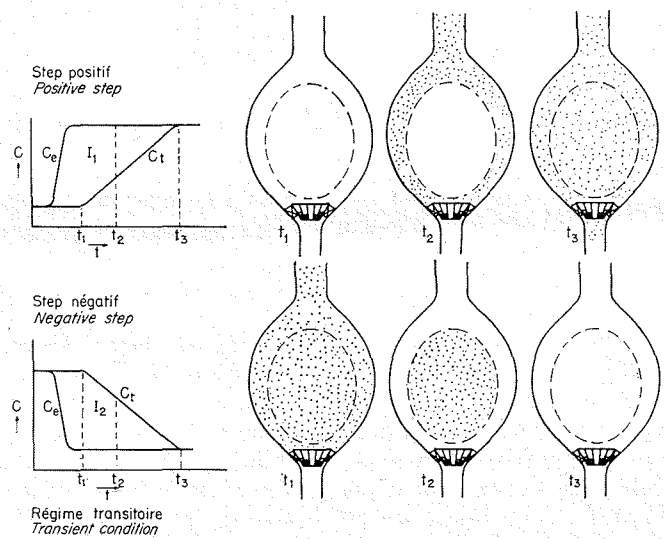
Le temps de séjour τ_m est une caractéristique de l'écoulement qui peut être, dans un premier stade, mesurée sur le modèle isotherme d'échelle 1. Ces mesures nous fournissent une carte de températures. A partir de cette carte, nous devons, dans un deuxième stade, considérer les éventuelles modifications que subira l'écoulement étudié sous l'influence des forces de densité, ou plus simplement déterminer à partir de quelle puissance du réacteur ces modifications risquent de se produire.

Méthode utilisée

Pour déterminer la carte de temps de séjour dans le cœur, nous avons utilisé une méthode basée sur le régime transitoire qu'engendre, dans le cœur, un step de concentration d'amplitude C_0 créé arti-



1/



2/



3/ Sonde.
Conductivity probe.

ficiellement à l'entrée au temps $t = 0$. Si $C_e(t)$ et $C(t)$ représentent les concentrations enregistrées à l'entrée et en un point M du cœur et si on appelle τ_m le temps que met une particule fluide statistique moyenne pour aller de l'entrée en ce même point M, on a, compte tenu de l'imperfection du step $C_e(t)$:

$$\tau_m = \int_0^T \frac{C_e(t) - C(t)}{C_0} dt = \frac{I}{C_0}$$

T est logiquement infini. En fait c'est le temps nécessaire pour que le cœur tout entier soit à la concentration C_0 (fig. 2). Les concentrations sont mesurées par des sondes de conductivité spéciales (fig. 3) délivrant des signaux proportionnels à la concentration dans la zone 0-5 g/l utilisée. Ces sondes permettent de localiser le point de mesure à environ 1,5 cm³ de fluide.

Les signaux $C_e(t)$ et $C(t)$ sont traités électroniquement pour fournir directement la valeur de l'intégrale $I = \tau_m C_0$. Chaque essai comporte en fait deux steps à l'entrée; l'un, positif de 0 à C_0 , donne une valeur d'intégrale I, l'autre négatif de C_0 à 0, donne I'. On doit logiquement avoir : $I + I' = 0$, ce que l'on vérifie d'ailleurs à environ 10 % près.

Les fluctuations de l'écoulement à des périodes non négligeables devant le temps d'expérience T

nécessitent de faire plusieurs mesures en un même point. Ainsi, l'examen complet du champ de temps de séjour pour plusieurs plans de coupe du cœur et pour plusieurs valeurs du débit nous a amenés à effectuer plusieurs milliers d'essais du type que nous venons de décrire.

Une telle méthode est basée sur la représentation d'échanges de chaleur par des échanges de matière en solution. Etant donné l'agitation extrême du milieu, la diffusion moléculaire reste très faible devant la diffusion turbulente et par suite la similitude est tout à fait acceptable.

Résultats obtenus

1. *Le temps de séjour* : Notre étude expérimentale porte sur cinq valeurs de débit entre 11,8 et 21/s. Les valeurs de Reynolds d'entrée varient donc de 300 000 à 51 000. Le nombre total d'essais effectués dépasse 3 000. Un plan de coupe donné du cœur est quadrillé par une grille 18 x 20 mm donnant ainsi lieu à 246 points d'essais par plan de coupe. L'erreur sur chaque essai reste inférieure à 5 %. Chaque valeur de temps de séjour a été rapportée à la valeur du temps de séjour de sortie. On obtient ainsi l'âge relatif :

$$A = \frac{\tau_m \text{ mesuré au point considéré}}{\tau_m \text{ mesuré à la sortie du cœur}}$$

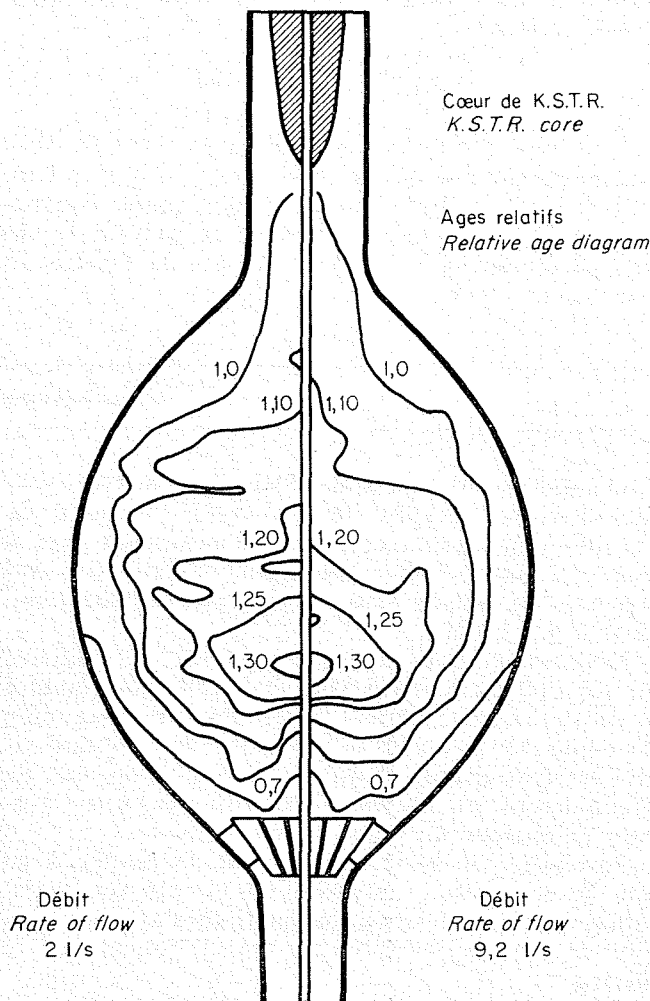
dont se déduit la température par :

$$T = T_{\text{entrée}} + A (T_{\text{sortie}} - T_{\text{entrée}})$$

La figure 4 montre les résultats obtenus aux débits de 9,2 et 21/s. L'âge relatif maximal mis en évidence au bas du noyau central est de $1,32 \pm 3\%$; en dehors des marges d'erreurs expérimentales, aucune différence sensible n'apparaît entre les cartes d'âge relatif à divers débits, ce qui est en soi un résultat remarquable autorisant l'extrapolation des résultats à des Reynolds plus élevés et, en particulier, au fonctionnement réel à 250 °C. La première impression que l'on a devant de telles cartes de « température » est celle d'une zone centrale chaude (âge relatif supérieur à 1) entourée d'une peau plus froide (âge relatif inférieur à 1). Les points les plus chauds sont situés sur l'axe dans la partie inférieure du cœur.

2. *Comportement transitoire du modèle* : Avant de nous intéresser plus directement à l'intervention éventuelle de la convection libre dans un tel écoulement, notons qu'au cours du régime transitoire engendré par un step de concentration, le modèle subit pendant quelques instants l'action de forces de densité analogues à celles qui sont développées par le champ de température.

La figure 2 en montre le processus. Au cours du step positif, l'eau salée a déjà rempli la périphérie du cœur alors que le centre reste encore en eau douce. Des forces de densité, de même sens que celles agissant dans la réalité, tendent donc à modifier l'écoulement. Par contre, au cours du step négatif, les phénomènes sont inversés.



Voyons donc quels sont les ordres de grandeur de ces forces perturbatrices.

A 9,2 l/s, pour une puissance de 1 MW, l'écart de température entrée-sortie du réacteur est de l'ordre de 26 °C. Ceci représente une différence de densité relative :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \approx 52 \cdot 10^{-3}$$

La concentration C_0 donnant le même $\Delta\rho/\rho$ sur le modèle serait donc de 78 g/l. Par suite, nous pouvons conclure qu'en opérant à 5 g/l, les résultats du modèle sont bien des résultats « isothermes » ($\rho \approx$ constante).

Par contre, dans un essai à 2 l/s, les forces d'inertie sont environ 21 fois plus faibles qu'à 9,2 l/s. Si l'on réduit les forces de gravité dans le même rapport, l'écoulement équivalent serait obtenu à 2 l/s pour une concentration de 3,7 g/l. Ceci suppose que les forces de frottement dues à la viscosité thermique sont négligeables, ce qui est justifiable en raison de la prépondérance de la viscosité turbulente dont la similitude en Q^2 reste valable.

Ainsi, un essai à 2 l/s pour $C_0 = 5$ g/l devrait être sensible à des forces de densité supérieures à celles du réel pendant un temps de 10 s environ. Ces forces ayant une action inverse lors du step positif et lors du step négatif, il devrait en résulter une différence notable des intégrales I et I'. Rien de tel n'a été mis en évidence et les écarts entre I et I' inférieurs à 10 % constatés lors des essais à 9,2 l/s se retrouvent dans la même marge pour les essais à 2 l/s.

Ces effets de différences de densité sont évidemment transitoires, et, par suite, il est difficile d'en tirer une conclusion indiscutable tendant à l'inexistence des courants de densité.

3. *Exploitation de la carte de température obtenue* : Pour formuler quelques conclusions théoriques sur l'apparition éventuelle de courants de densité dans le champ de température décrit, deux éléments sont à tirer des essais effectués :

Le premier concerne la valeur de la température du point le plus chaud. Celle-ci est égale à 260 °C dans l'hypothèse d'une température d'entrée de 220 °C et d'une température de sortie de 250 °C.

Le second concerne la valeur de la diffusivité turbulente qui est d'ailleurs proche de celle de la viscosité cinématique turbulente. On sait en effet que ν_t est compris entre $1/2 \alpha_t$ et α_t .

Or, la carte des âges relatifs nous donne bien une idée de cette diffusivité. Si l'on revient à l'image (développée en commençant) de la sphère de diamètre 200 immobile, siège d'une dissipation homogène de 50 W/cm³, la décroissance des températures, à partir du point chaud qui en est le centre, est le reflet d'une conductibilité apparente que l'on peut grossièrement évaluer. On obtiendra ainsi dans le sens vertical descendant la conductibilité la plus faible et dans le sens vertical ascendant la conductibilité la plus forte, la conductibilité dans le sens horizontal étant intermédiaire.

Pour étudier des effets relatifs, à la naissance de la convection naturelle, la conductibilité dans le sens vertical descendant ne nous intéresse pas, puisque, dans cette région, les gradients de température sont tels que la configuration est stable. L'es-

timination de la conductibilité dans le sens horizontal conduit donc à la valeur pessimiste :

$$\lambda_t \approx 63 \text{ W/cm } ^\circ\text{C}$$

d'où on déduit une diffusivité :

$$\alpha_t \approx 16 \text{ cm}^2/\text{s}$$

a) Assimilons maintenant la zone centrale surchauffée à une plaque plane à 260 °C dans une ambiance à 250 °C; l'apparition des instabilités de convection naturelle en régime laminaire est liée au nombre de Rayleigh :

$$Ra = \frac{g\beta D^3 \Delta T}{\alpha \nu}$$

et de nombreux auteurs situent le début des instabilités à environ 2 000. En extrapolant de façon quelque peu hardie leurs résultats à un milieu turbulent, on aurait pour $D = 10$ cm :

$$Ra \approx 150 \ll 2\,000$$

Ce calcul laisse ainsi pressentir que la diffusivité turbulente minimale choisie (dans le sens horizontal) est suffisante pour éviter toute apparition de convection libre.

b) Regardons maintenant le problème schématisé différemment par une plaque verticale de 25 cm de haut surchauffée de 5 °C par rapport à l'ambiante de même caractéristique. On obtient un nombre de Grashof :

$$Gr = \frac{g\beta \Delta T D^3}{\nu^2} = 2\,440$$

Ceci nous place dans la zone de convection libre laminaire sur une plaque, car on a $2\sqrt{2} Gr^{1/4} \ll 500$. Les vitesses induites sur la plaque plane équivalente sont inférieures à 10 cm/s, ce qui est faible devant la vitesse à la paroi qui est de l'ordre de 1 m/s.

Conclusion

Les mesures de temps de séjour qui nous ont permis de tracer la carte de température à partir de l'écoulement isotherme étudié n'autorisent pas à une conclusion indiscutable sur l'inexistence des courants de densité dans le cœur du réacteur fonctionnant à 1 MW.

Néanmoins, nous avons pu mettre en évidence ici que l'efficacité du mixing était telle que, malgré la recirculation centrale, la température maximale ne dépassait pas 260 °C. C'est dire que la diffusivité est très grande et qu'elle accomplit au sein de l'écoulement un travail extraordinaire pour évacuer la chaleur du point chaud.

Par suite, on peut logiquement s'attendre à ce que la convection naturelle ne prenne pas naissance, car elle n'est pas susceptible d'ajouter quoi que ce soit d'appréciable au travail fourni par le mixing.

Nous pensons avoir réuni un faisceau de preuves suffisantes pour étayer cette idée qui donne tout son intérêt à l'écoulement choisi pour le réacteur.

Discussion

Président : M. Halbronn

M. le Président remercie M. WARSCHAUER d'avoir présenté cette communication extrêmement importante et intéressante.

Le problème traité ici est dans un domaine d'ordre de grandeur assez éloigné de ceux traités jusqu'à aujourd'hui, car $\Delta\theta/\theta$ est de l'ordre de cinquante fois ceux que l'on est habitué à rencontrer et l'on n'a pas facilement la représentation des flux de chaleur dégagés, qui sont, ici, égaux à 50 W/cm².

Si le cœur du réacteur, au lieu d'être de l'eau en agitation extrêmement violente, était constitué par une sphère de cuivre, on trouverait au centre, pour de tels flux, des surchauffes de 230 °C au lieu de 10 °. Ceci prouve l'efficacité du mode de refroidissement choisi.

M. le Président a été intéressé également, malgré la modestie de la conclusion, par le fait que l'on ait montré que le phénomène principal était bien celui du mélange turbulent et que les phénomènes négligés n'avaient qu'une influence très faibles.

On a adopté, *a priori*, une seule configuration de distributeur d'entrée, configuration qui crée une augmentation des temps de séjour au cœur du réacteur, phénomène que l'on cherche à éviter.

N'aurait-on pas pu imaginer une forme différente qui aurait minimisé l'effet de recirculation au centre, pour essayer d'avoir une courbe distribuée plus uniformément?

M. WARSCHAUER répond que le choix d'un tel distributeur est dû, par mesure d'économie neutronique, à la limitation de la quantité d'acier inoxydable à l'entrée du cœur. Une autre distribution du fluide nécessiterait un grand nombre de grilles ou d'aubages pour avoir un écoulement acceptable. On a aussi cherché à limiter tout obstacle au sein de l'écoulement et, en particulier, la surface des parois du distributeur qui sont érodées par le combustible qui est très dur (à peine plus tendre que le diamant).

De plus il est bien connu que, sans grille, avec un distributeur aussi petit et le même rapport de divergence :

$$\frac{\text{section maximale du cœur}}{\text{section tuyauterie d'entrée}} \approx 50,$$

il est très difficile d'avoir une distribution sans recirculation si l'on exige à la paroi une vitesse élevée, indispensable pour éviter les risques de dépôt.

M. le Président remercie les auteurs de cette communication.