

Étude numérique des fluctuations de température dans un Té de mélange

Raphaël MONOD¹, Guillaume BRILLANT^{1*}, Adrien TOUTANT², Françoise BATAILLE²

¹Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire – 13115 Saint Paul Lez Durance, France

²Laboratoire PROMES, UPR CNRS 8521, Rambla de la thermodynamique, Technosud, 66100 Perpignan, France.

*(auteur correspondant : guillaume.brillant@irsn.fr)

Résumé - Les Tés de mélange des centrales thermiques subissent des phénomènes de fatigue thermique. Dans cette étude, nous simulons par Simulations des Grandes Échelles l'écoulement au sein d'un Té de mélange et nous étudions les fluctuations de température aux parois. L'influence du nombre de Prandtl sur les profils de température apparaît faible contrairement à la nature de la condition d'entrée. L'analyse de la densité spectrale de puissance montre qu'une large gamme de fréquences se trouve dans le domaine dommageable pour la tenue mécanique des conduites.

1. Introduction

Dans le contexte actuel de développement durable et de recherche d'une utilisation optimale des ressources naturelles, l'augmentation des rendements des centrales électriques passe par l'utilisation de hautes températures. Ces centrales présentent des Tés de mélange à forts écarts thermiques, à l'origine de nombreux phénomènes de faïençage thermique pouvant conduire à des situations accidentelles de rupture de canalisation. Ce fut entre autre le cas pour la centrale nucléaire à eau pressurisée de Civaux en 1998 [1] et pour le réacteur rapide à caloporteur sodium Phénix dans les années 80 [2]. La bonne connaissance du phénomène de fatigue thermique et la capacité à le simuler précisément sont capitales pour la sécurité et la fiabilité des centrales de production d'énergie. C'est dans ce contexte que nous étudions ici les fluctuations de température au sein d'un Té de mélange à section carrée. La méthode employée est la Simulations des Grandes Échelles (SGE). C'est une technique de simulation qui simule les phénomènes de grande taille et modélise les plus petits. Elle permet un excellent compromis entre précision et temps de calcul. Cette méthode a déjà été utilisée à de nombreuses reprises pour l'analyse des fluctuations de température (voir [3], [4], et [5] à titre d'exemple). Après avoir validé notre code par comparaisons avec des données issues de la littérature, nous avons étudié l'impact de certains paramètres tels que le nombre de Prandtl du fluide considéré et le type de condition limite d'entrée sur la nature des fluctuations observées en aval. Nous avons alors analysé la puissance des fluctuations thermiques (DSP pour Densité Spectrale de Puissance).

2. Configuration

2.1. Paramètres physiques

La configuration étudiée est celle d'un Té d'eau à section carrée dont l'entrée secondaire est de dimension deux fois moindre que l'entrée principale (rapport 4 pour l'aire de la section). Cette configuration est identique à celle étudiée dans [6]. Nous noterons h la demi-hauteur de la section de l'entrée principale. Dans cette étude, $h = 0,05$ m. A partir de h , il est possible de définir complètement la géométrie du domaine étudié. La conduite principale a une longueur $8h$ et un coté $2h$. La conduite secondaire est de longueur h et de coté h . La distance entre le centre du Té et l'entrée de la conduite principale vaut $3,5h$. L'origine du repère est située au centre de la conduite secondaire pour l'abscisse, à l'angle inférieur du

fond de la conduite principale pour la hauteur et la profondeur. L'ensemble de ces cotes est reporté sur la figure 1.

Nous noterons respectivement u , v et w les composantes de la vitesse suivant les axes x , y et z du repère de l'espace. Les indices 1 et 2 seront respectivement utilisés pour désigner la branche principale et la branche secondaire. L'entrée principale, dite entrée froide, présente une température $T_1 = 20^\circ\text{C}$ et une vitesse débitante u_1 de $0,02 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ alors que l'entrée secondaire débite à $v_2 = -0,04 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour une température $T_2 = 70^\circ\text{C}$. Si l'on considère la viscosité comme quasi constante en fonction de la température, le nombre de Reynolds est le même aux deux entrées. Pour la température, les résultats présentés sont ceux de la température adimensionnée définie par $T^* = (T - T_1) / (T_2 - T_1)$ où T représente la température physique, et T^* la température adimensionnée. Nous avons utilisé l'approximation de Boussinesq dans les équations de Navier-Stokes pour tenir compte de l'effet de la convection naturelle. Cet effet peut être quantifié par le nombre de Richardson $Ri = g\beta\Delta T h / u_1$ où g représente la constante de gravité.

2.2. Paramètres numériques

Nous considérons le problème par une approche de SGE. Nos simulations sont effectuées avec le code de calcul ISIS, développé à l'IRSN (Institut de radioprotection et de Sécurité Nucléaire) et disponible en opensource (<https://gforge.irsn.fr/gf/project/isis>). Les schémas utilisés sont les suivants : schéma Marker-And-Cell (MAC) pour la vitesse, schéma Monotone Upstream Centered Schemes for Conservation Laws (MUSCL) pour la température, et schéma Crank-Nicolson pour la discrétisation en temps. Comme nous l'avons vu précédemment, les effets de flottaison sont pris en compte via l'approximation de Boussinesq. Les modèles sous mailles Wall Adapting Local Eddy viscosity (WALE [7]) et Prandtl constant sont respectivement adoptés pour le champ de vitesse et le champ de température. Les distances sont adimensionnées par $l_\tau = h / Re_\tau$, où Re_τ représente le Reynolds de frottement. Le maillage du Té a été obtenu algorithmiquement sous les contraintes suivantes de manière similaire à la méthodologie de maillage d'un canal plan présentée dans [8] :

- Premier nœud de vitesse en proche paroi à une distance adimensionnée de 2, pour un bon calcul de la couche limite en SGE sans loi de paroi,
- Progression maximale autorisée de la taille de maille entre deux mailles consécutives de 15% suivant chaque direction, pour limiter les erreurs numériques lors de la résolution des équations de Navier-Stokes,
- Taille de maille maximale adimensionnée de 50 dans le sens de l'écoulement,
- Taille de maille maximale adimensionnée de 15 dans la direction normale à l'écoulement,
- Dilatation progressive des mailles entre deux parois.

3. Résultats

3.1. Comparaison à la littérature

Avec les paramètres de calcul, nous pouvons également calculer le rapport des moments M de l'entrée principale et de l'entrée secondaire comme défini par [9].

$$M = \frac{\rho_1 u_1^2 (2h^2)}{\rho_2 v_2^2 (h/2)^2} \quad (1)$$

Nous obtenons un moment de 0,63 qui prédit un jet déviant selon la classification de [9]. C'est effectivement ce type de jet qui est obtenu comme le montre la figure 1. Le fluide de la conduite secondaire se jette au centre de la conduite principale.

Les statistiques sont calculées sur 10.000 itérations de 2,7 ms physiques. Afin de vérifier la qualité de nos simulations, nous comparons nos profils à ceux obtenus par [6] sur la coupe

{ $x/h = 2$; $z/h = 0,7$ }. Les résultats présentés sont ceux correspondant dans [6] à $Ri = 0$ pour les simulations et au « cas 5' » pour l'expérience. Les profils obtenus sont représentés sur les figures 3 et 4. Nous constatons que bien qu'ils ne soient pas absolument identiques aux résultats expérimentaux, ils sont cependant en très bon accord avec les précédents résultats numériques. Pour le profil de vitesse moyenne, outre un léger décalage sur dans la zone $1 \leq y/h \leq 1,5$ nos résultats sont identiques à ceux obtenus par les auteurs. Cet écart est légèrement plus visible sur l'écart type de la vitesse, car le signal est plus bruité. Un profil plus lisse serait obtenu avec un plus grand nombre d'itérations. En ce qui concerne la température, nous pouvons observer un léger écart entre nos résultats et les résultats numériques obtenus par [6]. Nous sommes cependant plus proches des résultats expérimentaux. De même, pour les fluctuations de température, sur le domaine $0,5 \leq y/h \leq 2$, l'écart-type que nous avons obtenu est compris entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux des auteurs. La différence est plus marquée pour $y/h \leq 0,5$ avec notamment un décalage du pic de fluctuations maximales.

3.2. Analyse spectrale

Sur les faces du dessus, dessous, et coté de la conduite principale, en aval du raccord, l'écart-type de température maximum ainsi que sa localisation sont relevés. Puisque des conditions de flux nul (adiabatique) sont utilisées, pour estimer la température à la paroi, c'est la température de la première maille qui est retenue. Ces informations sont regroupées dans le tableau 1.

Face	Localisation			σ_T
	x	y	z	
Haut	0,98h	2h	0,44h	0,202
Bas	1,93h	0	1,24h	0,097
Derrière	0,73h	1,58h	0	0,203

Tableau 1 : Localisation et valeur du pic de fluctuations de température

Les plus petites mailles ayant une dimension d'environ $0,01h$, c'est avec cette précision que sont fournies les informations de localisation. Les écarts-types maximaux sont de l'ordre de 0,2. Les fluctuations de température sur la face du haut sont plus importantes que sur la face du bas.

Aux points précédemment cités, une analyse spectrale par transformation de Fourier est réalisée :

$$\widehat{T}^*(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} T^*(n) e^{-2i\pi k \frac{n}{N}} \quad \text{pour } 0 \leq k \leq N \quad (2)$$

où T^* représente la température, et \widehat{T}^* sa transformée de Fourier. La composante $\widehat{T}^*(0)$ est ignorée et les autres composantes sont normées afin de visualiser un signal d'intégrale σ_T .

Afin de lisser le spectre obtenu, une moyenne mobile est appliquée. Le traitement des valeurs aux bords assure la conservation de l'intégrale σ_T du signal. Les spectres obtenus sont reportés sur la figure 2. En fatigue thermique, toutes les fréquences n'ont pas le même degré de dangerosité pour les parois. Le gradient de température à l'intérieur de la paroi au voisinage de l'interface augmente avec la fréquence, ce qui est susceptible d'engendrer des dégradations. Cependant, aux fréquences les plus élevées l'amplitude des fluctuations diminue et par conséquent leur effet dommageable également. Les basses fréquences vont pénétrer doucement et progressivement le matériau alors que les hautes vont glisser dessus sans l'impacter. Il y a donc une gamme de fréquence dommageable, située autour de la zone 0,1Hz - 10Hz. Sur cette figure, nous constatons que la plus grande partie du spectre d'énergie se situe dans cette gamme de fréquence présentant un risque de fatigue thermique. Nous remarquons également la présence de deux pics fréquentiels pour 0,2Hz et 0,35Hz.

3.3. Paramètres étudiés

3.3.1. Influence de la nature de la condition d'entrée

Pour nos simulations, nous avons utilisé comme condition d'entrée le recyclage d'un calcul précédent simulant un écoulement dans une conduite périodique à section carrée. Ceci permet d'avoir en entrée un profil turbulent établi et conforme à la réalité physique. Nous avons testé l'influence de cette entrée en la remplaçant par une entrée laminaire. Pour cela nous avons choisi pour la conduite principale une condition d'entrée selon $u_{x=0} = y(y-2h)z(z-2h)/A$ où $A = 36u_1/(2h)^4$. Cette expression assure un profil parabolique de vitesse débitante u_1 s'annulant aux parois. La grandeur A sert à contrôler le débit. Une entrée de même nature est appliquée sur la conduite secondaire. La figure 5 montre que les profils de température ont significativement évolué et sont assez loin des résultats attendus. Outre un pic de fluctuations bien plus faible dans le cas de l'entrée laminaire, la température à la paroi est plus élevée. De plus, la forme de pénétration du jet dans la conduite principale est différente. Les tourbillons de recirculation ne sont pas présents (voir figure 6).

3.3.2. Sensibilité au nombre de Prandtl

Nous avons étudié la sensibilité de l'écoulement au nombre de Prandtl du fluide. L'effet du nombre de Prandtl va s'exprimer via une autre grandeur adimensionnée, le nombre de Nusselt Nu , qui représente le rapport entre les transferts convectifs et les transferts conductifs. Il est difficile d'obtenir une corrélation simple entre ces deux grandeurs dans le cas d'un Té de mélange. Dans le cadre de la convection forcée dans une conduite en régime turbulent, situation de référence qui s'apparente le plus à notre cas, la corrélation de Colburn nous donne $Nu = 0,023Re^{0,8}Pr^{1/3}$. Juste en aval de la zone de mélange où le nombre de Reynolds basé sur la vitesse débitante vaut 3364 pour de l'eau à $Pr = 7$, Nu vaudrait alors 29,2. La valeur de $Nu = 13,6$ est obtenue pour un nombre de Prandtl de 0,71. De plus, en considérant que la corrélation de Colburn est établie pour des conduites en convection forcée, où les transferts convectifs sont bien moins importants que dans un Té de mélange, ceci prouve que dans notre étude les transferts thermiques sont essentiellement d'ordre convectif. Cette idée est illustrée sur la figure 6, où les coupes en température pour des nombres de Prandtl de 0,71 et de 7 sont identiques, alors que l'on aurait pu s'attendre à observer une différence pour ces valeurs qui sont tout de même assez éloignées.

4. Conclusion

Dans cette étude, nous avons pu mettre en évidence que l'écoulement en aval de la zone de mélange est peu sensible au choix du nombre de Prandtl pour les valeurs $Pr = 0,71$ et $Pr = 7$. Cependant, il se révèle fortement sensible à la condition d'entrée. L'analyse spectrale montre une large gamme de fréquence dans le domaine dommageable, ainsi que deux pics pour 0,2Hz et 0,35Hz. Les zones à risque maximal ont également été identifiées. Il serait maintenant intéressant d'étudier l'impact du nombre de Richardson, représentatif de l'écart de température entre les deux entrées, ainsi que celui de l'utilisation d'une viscosité dépendante de la température. En effet, la viscosité de l'eau varie d'un rapport 2,5 sur la plage de température étudiée.

Références

- [1] C. Gourdin, S. Chapuliot, J. P. Magnaud, F. Mermaz, and A. Monavon, "Effect of the mixing flows on the propagation of thermal fatigue cracks," in *Trans. SMiRT 19*, Toronto, Canada, 2007, p. G05/4.
- [2] P. Chellapandi, et al., *Validation of fast reactor thermomechanical and thermohydraulic codes*. IAEA, 2002.

- [3] L. W. Hu and M. S. Kazimi, "LES benchmark study of high cycle temperature fluctuations caused by thermal striping in a mixing tee," *Int. J. Heat Mass Transfert*, vol. 27, no. 1, pp. 54-64, 2006.
- [4] G. Brillant, S. Husson, and F. Bataille, "Study of the blowing impact on a hot turbulent boundary layer using Thermal Large Eddy Simulation," *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 29, no. 6, pp. 1670-1678, 2008.
- [5] S. Kuhn, O. Braillard, B. Niceno, and H. M. Prasser, "Computational study of conjugate heat transfer in T-junctions," *Nucl. Eng. Design*, vol. 240, no. 6, pp. 1548-1557, 2010.
- [6] N. Fukushima, K. Fukagata, N. Kasagi, H. Noguchi, and K. Tanimoto, "Numerical and experimental study on turbulent thermal mixing in a T-junction flow," in *The 6th ASME-JSME Thermal Engineering Joint*, Hawaii, 2003, pp. TED-AJ03-582.
- [7] F. Nicoud and F. Ducros, "Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor," *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 62, pp. 183-200, 1999.
- [8] P. Moin and J. Kim, "Numerical investigation of turbulent channel flow", *Journal of Fluids Mechanics*, vol. 118, pp. 341-377, 1982.
- [9] M. Igarashi, M. Tanaka, N. Kimura, and H. Kamide, "Study on fluid temperature fluctuation and transfer to wall in a mixing tee," in *11th ICONE*, Tokyo, Japan, 2003, p. 36299.

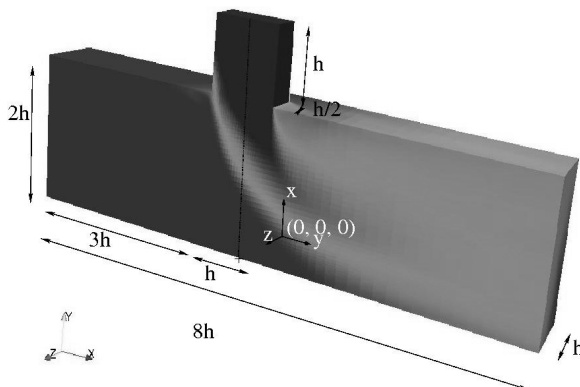


Figure 1 : Demi domaine d'étude. Les cotes sont données en fonction de h , demi-hauteur de la conduite principale. Le profil moyen de température est représenté.

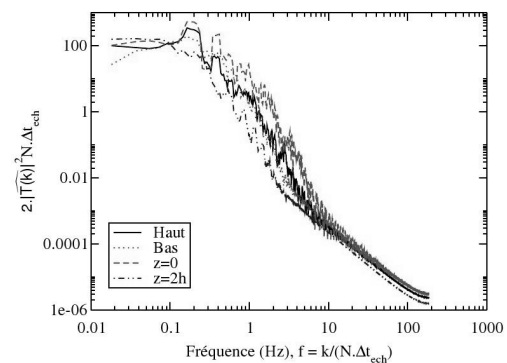


Figure 2 : Densité spectrale de puissance aux points de fluctuations maximales sur chacune des faces de la conduite secondaire en aval de la zone de mélange.

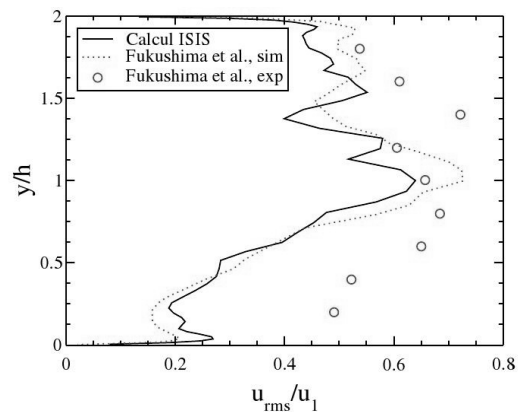
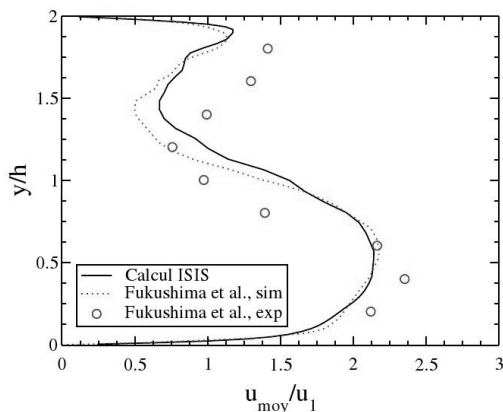


Figure 3 : Moyenne et écart-type de la vitesse relevée sur le Té le long de la ligne d'équation $\{x/h = 2; z/h = 0,7\}$

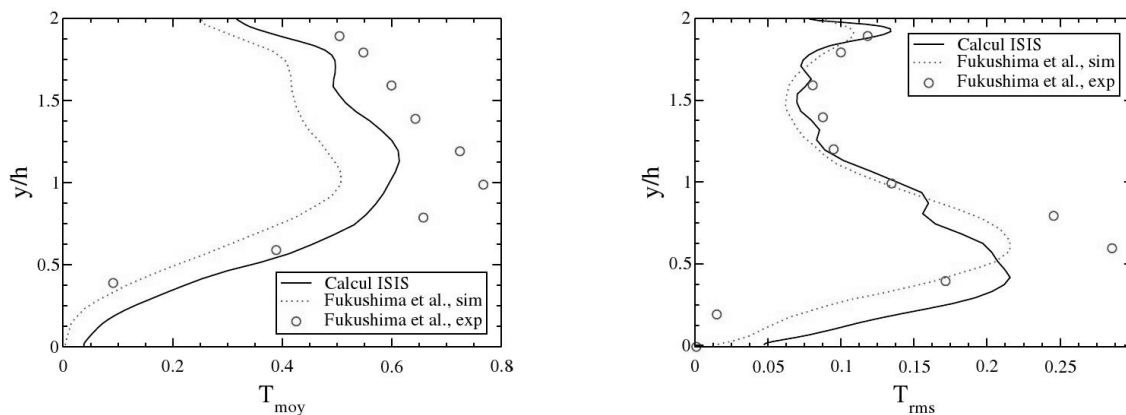


Figure 4 : Moyenne et écart-type de la température relevée sur le Té le long de la ligne d'équation $\{x/h = 2 ; z/h = 0,7\}$

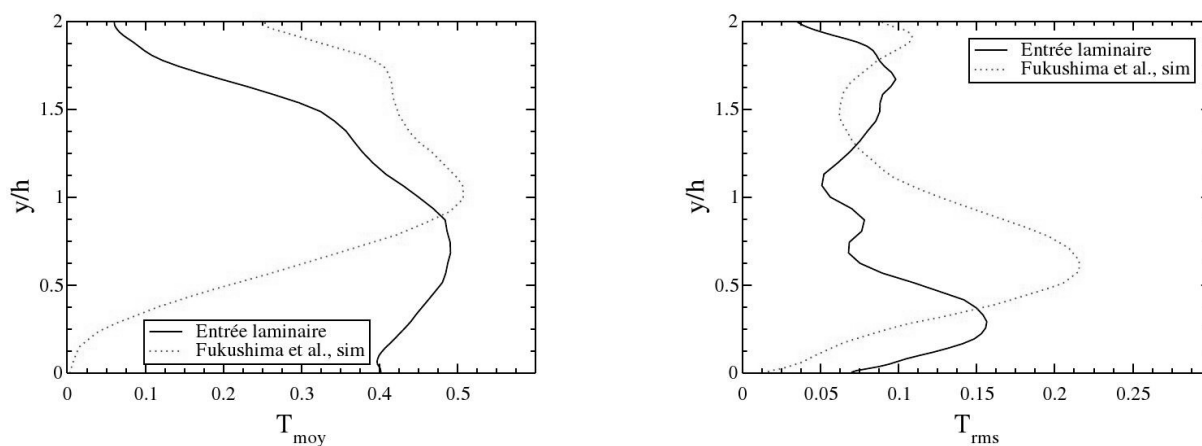


Figure 5 : Principaux profils pour une entrée parabolique dépourvue de fluctuations le long de la ligne d'équation $\{x/h = 2 ; z/h = 0,7\}$

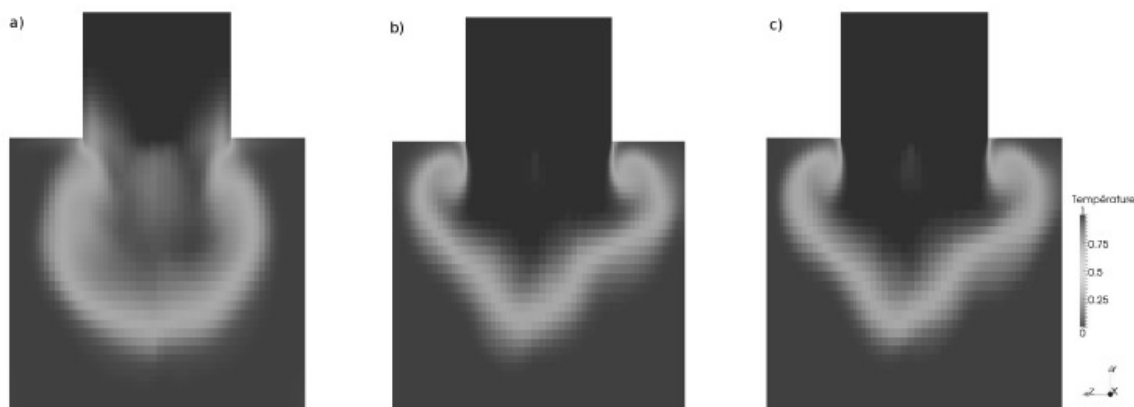


Figure 6 : Coupe en $x/h = 0,5$ de la température : a) Pour le cas de l'entrée laminaire ; b) Pour le cas de référence ; c) Pour le cas où $Pr = 7$