

Convection naturelle externe engendrée par une source linéique soumise à un chauffage pulsé de type température imposée

Marie-Christine DULUC^{1,2*}, Yann FRAIGNEAU¹

¹ LIMSI, CNRS, Université Paris-Saclay,
Bât 508, rue John von Neumann, Campus Universitaire, F-9405 Orsay

² CNAM,
292, rue Saint-Martin - 75141 Paris Cedex 03

*(auteur correspondant : duluc@limsi.fr)

Résumé - Des écoulements laminaires de convection naturelle bi-dimensionnels engendrés par le chauffage pulsé d'une source linéique sont étudiés par simulation numérique. Le chauffage consiste en un échelon de température imposé à l'élément chauffant suivi d'oscillations de faible amplitude. Les signaux de température relevés dans le panache thermique pour un large spectre de fréquences sont comparés avec les résultats issus d'un modèle 1D d'advection diffusion. Le bon accord obtenu permet d'estimer l'atténuation et le déphasage des signaux de température relativement à la sollicitation thermique imposée à l'élément chauffant. L'analyse révèle par ailleurs, pour une certaine gamme de fréquences, une possible amplification des oscillations de température, d'autant plus marquée que la distance par rapport à la paroi est grande.

Nomenclature

a	dimension de la source linéique, m	β	coefficient de dilatation isobare, K^{-1}
f	fréquence, Hz	ν	diffusivité cinématique, m^2s^{-1}
g	accélération de la pesanteur, $9.81 ms^{-2}$	ρ	masse volumique, $kg m^{-3}$
\mathbf{n}	vecteur unitaire normal, -	$\Delta T = T - T_\infty$	surchauffe, K
u, v	composantes horizontale et verticale de la vitesse, ms^{-1}	Θ	amplitude des oscillations de température, -
t_0	temps de début des oscillations, s	ϑ	amplitude des oscillations de vitesse, -
A	amplitude des oscillations, -	<i>Indices</i>	
T	température, K	w	relatif aux parois de l'élément chauffant
x, y	abscisse, ordonnée, m	∞	relatif à la température initiale du fluide
<i>Symboles grecs</i>		<i>Exposants</i>	
α	diffusivité thermique, m^2s^{-1}	0	relatif à l'instant t_0

1. Introduction

Bien que les écoulements de convection naturelle externe aient fait l'objet de très nombreuses études, les travaux dédiés aux écoulements engendrés par un chauffage instationnaire de type chauffage pulsé sont relativement rares dans la littérature. Pour cette situation, qui correspond à une modulation du chauffage autour d'une valeur moyenne, il est nécessaire de comprendre la façon dont la perturbation thermique générée en paroi est transmise au sein du fluide dans lequel un écoulement de convection naturelle est déjà installé. Les effets associées à la diffusion, qu'elle soit d'origine visqueuse ou thermique, tout comme les échelles de temps requises pour l'advection à longue distance sont susceptibles d'atténuer l'amplitude de la perturbation et d'amplifier le déphasage au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la paroi. Quelques études de convection naturelle associée à un chauffage pulsé, conduites à l'aide de simulations numériques, sont disponibles pour les écoulements à l'intérieur de cavités. Le chauffage

pulsé est imposé sur une des parois de la cavité [1] ou sur les parois d'un cylindre contenu dans la cavité ([2], [3]). En revanche, peu de résultats existent pour la convection naturelle externe à l'exception de travaux pionniers, de nature semi-théorique et numérique sur une plaque plane verticale ([4], [5], [6]). Les écoulements sont laminaires. L'étude présentée ici concerne un élément chauffant de très faible dimension et de section carrée, assimilable à une source linéique. A notre connaissance, il n'existe pas dans la littérature de résultats disponibles pour ce type de géométrie. Une première étude, expérimentale et numérique a été conduite par notre équipe en réalisant un chauffage pulsé de type flux imposé ([7]). Dans la présente communication, l'étude est menée, par simulations numériques, en considérant une sollicitation thermique de type température imposée afin de pouvoir confronter les résultats obtenus pour l'amplitude et le déphasage des oscillations de température avec un modèle de transfert thermique simplifié. Le chauffage pulsé, consiste à appliquer sur les parois de l'élément chauffant dans un premier temps un échelon de température pendant une durée suffisante pour permettre l'établissement d'un état stationnaire de convection naturelle, au moins à proximité de la source. Des oscillations sinusoïdales de faible amplitude sont ensuite superposées à cet échelon de température. Un large spectre de fréquences est balayé.

2. Modèle mathématique et méthodes numériques

L'élément chauffant est un barreau de section carrée (côté a), et de longueur (L , telle que $L \gg a$). Assimilable à une source linéique, il est immergé dans un large volume d'eau liquide initialement au repos et à température uniforme (T_∞). Un écoulement de convection naturelle est généré par le chauffage du barreau. Les dimensions du barreau ($L/a \gg 1$) sont telles que la configuration peut être considérée comme bidimensionnelle (x, y). Compte-tenu de la longueur caractéristique de la zone d'étude au voisinage de la source, la valeur du nombre de Rayleigh associé ($\sim 4 \times 10^5$) permet de considérer l'écoulement comme bidimensionnel et laminaire. Le fluide est modélisé comme newtonien, incompressible sous l'hypothèse de Boussinesq. L'écoulement est décrit à l'aide des équations de Navier-Stokes couplées à l'équation de l'énergie.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + g\beta(T - T_\infty) \\ \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right). \end{array} \right. \quad (1)$$

Le domaine de calcul est délimité par des frontières externes (Γ_1 et Γ_2 sur la Fig. 1) et des frontières internes (Γ_3). Les frontières Γ_1 et Γ_2 constituent un carré de 0.19 m de côté. Les frontières Γ_3 délimitent un carré de côté $a = 78.5 \mu\text{m}$ dont le centre est situé à mi-largeur et à une hauteur de 0.09 m. Ce point est choisi comme origine du repère $(0, x, y)$. L'élément chauffant, simulant une source linéique, est représenté par le carré Γ_3 . Seul le milieu fluide est ainsi modélisé dans les simulations numériques. Le chauffage pulsé est réalisé sous la forme d'une condition aux limites de type Dirichlet appliquée sur les frontières internes du domaine de calcul (Γ_3), confondues avec les parois de l'élément chauffant. Les conditions aux limites thermiques imposées sur les frontières externes du domaine (Γ_1 et Γ_2) sont des conditions d'adiabaticité, $\partial T / \partial \mathbf{n} = 0$. Des conditions d'adhérence, $u = v = 0$, sont considérées sur les frontières (Γ_2) et (Γ_3). Des conditions de glissement, $\partial u / \partial \mathbf{n} = 0$ et d'imperméabilité $v = 0$,

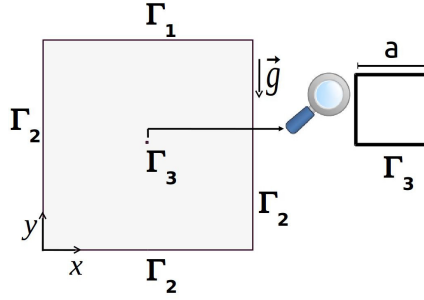


Figure 1 *Domaine de calcul* : Seul le fluide est modélisé. L'élément chauffant de section carrée, est représenté par les frontières internes (du domaine Γ_3).

sont imposées sur la frontière supérieure (Γ_1) qui représente ainsi une surface libre. Les simulations numériques sont réalisées avec le code de calcul SUNFLUIDH, développé au laboratoire, pour l'étude d'écoulements incompressibles ou dilatables. La discrétisation des différentes grandeurs est réalisée sur des maillages cartésiens décalés, les grandeurs scalaires (p, T) étant évaluées au centre des mailles tandis que les composantes de vitesse (ici u et v) sont évaluées sur les frontières des mailles. Le code repose sur une approche volumes finis d'ordre deux en temps et en espace. La conservation de la masse, (ramenée à la contrainte $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$) est réalisée par une méthode de prédiction-projection. De plus amples détails sont disponibles dans [7]. Le maillage, constitué de 640x640 mailles, est raffiné à proximité des frontières internes du domaine de calcul (Γ_3) afin de prendre en compte les zones de fort gradient. Par précaution, le maillage est également raffiné près des frontières externes. Le pas de temps est adapté en fonction de la fréquence des oscillations étudiée. La valeur choisie permet d'assurer un critère CFL toujours inférieur ou égal à 0.3.

3. Profils de température et de vitesse dans le plan vertical médian

Afin de pouvoir faire le lien avec une expérience non présentée ici (cf. [7]), l'étude est conduite en grandeurs dimensionnées. Le chauffage pulsé est réalisé par une condition de Dirichlet imposée sur les frontières internes (représentées par Γ_3 sur la Fig. 1), définie selon :

$$\begin{cases} 0 \leq t \leq t_0 & T_w(t) - T_\infty = T_w - T_\infty = \Delta T_w \\ t \geq t_0 & T_w(t) - T_\infty = \Delta T_w [1 + A \sin(2\pi f(t - t_0))] \end{cases} \quad (2)$$

Une première simulation est réalisée avec $T_\infty = 290$ K, $T_w = 317$ K, $A = 0$ entre $t = 0$ et 27.4 s afin d'identifier l'écoulement sans oscillations. Il convient en particulier de s'assurer de l'absence d'interaction avec les parois supérieure et latérales. Le tracé du profil de vitesse dans le plan vertical médian et à proximité des parois latérales indique que cela est vérifié tant que la durée de l'échelon reste inférieure à 20 secondes environ.

Même si l'écoulement et le panache thermique associé évoluent au cours du temps, les profils de vitesse et de température ne changent quasiment plus entre 12.4 et 20.4 s pour une distance par rapport au fil inférieure à 0.01 m soit $130a$ environ (cf. Fig. 2). La surchauffe du liquide devient très faible dès lors que la hauteur dépasse 100 fois la longueur caractéristique du fil ($y \geq 100a$). De ce fait, l'impact d'un chauffage pulsé sera étudié par la suite en considérant les signaux de température et de vitesse dans la zone limitée par $x = 0; 0 \leq y \leq 100a$.

Les paramètres associés au chauffage pulsé sont $t_0 = 12.4$ s, $T_\infty = 290$ K, $T_w = 317$ K, $A = 0.1$. Les fréquences sont comprises entre 0.1 Hz et 100 Hz. La durée totale des oscillations est de cinq secondes sauf pour 1/3 Hz où elle est de six secondes et pour 0.2 et 0.1 Hz où elle

est de 7 secondes et demi afin d'éviter les interactions avec les parois. Seuls les trois quarts d'une période peuvent ainsi être observés à 0.1 Hz. Cette durée est néanmoins suffisante pour déterminer l'amplitude et le déphasage des oscillations, grandeurs pertinentes pour notre étude.

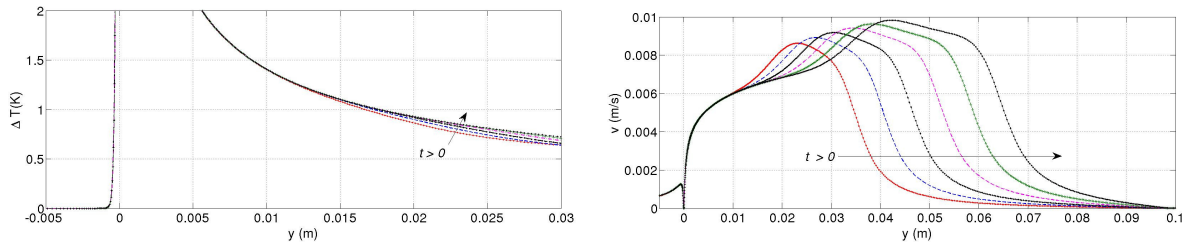


Figure 2 Profil de température (gauche) et de vitesse (droite) dans le plan vertical médian. Les six courbes correspondent aux instants $t = 12.4 \text{ s}$, 14 s , 15.6 s , 17.2 s , 18.8 s , 20.4 s .

3.1. Signaux bruts

Les signaux de température (T) et de vitesse (v) enregistrés à 2 Hz pour différentes hauteurs dans le plan vertical médian, soit en ($x = 0$; $y = 2.4a, 10a, 25a$ et $100a$) sont présentés sur la figure 3. En rappelant que l'origine du repère est placée au centre de l'élément chauffant, chaque signal $S(0, y/a, t, 2 \text{ Hz})$ ($S = T$ ou v) oscille autour d'une valeur moyenne, confondue avec la valeur correspondant au début des oscillations soit $S(0, y/a, t_0, 2 \text{ Hz})$. Pour la température, l'amplitude des oscillations décroît avec la hauteur. L'amplitude des signaux de vitesse est très faible pour cette fréquence. La valeur moyenne des signaux est cohérente avec les profils de température et de vitesse présents avant application de la perturbation thermique : la surchauffe du fluide diminue avec la hauteur tandis que la vitesse augmente sous l'action des forces de flottabilité.

Le déphasage repéré par rapport à la température imposée en paroi ($y = 0$) augmente avec la hauteur pour les signaux de température comme de vitesse.

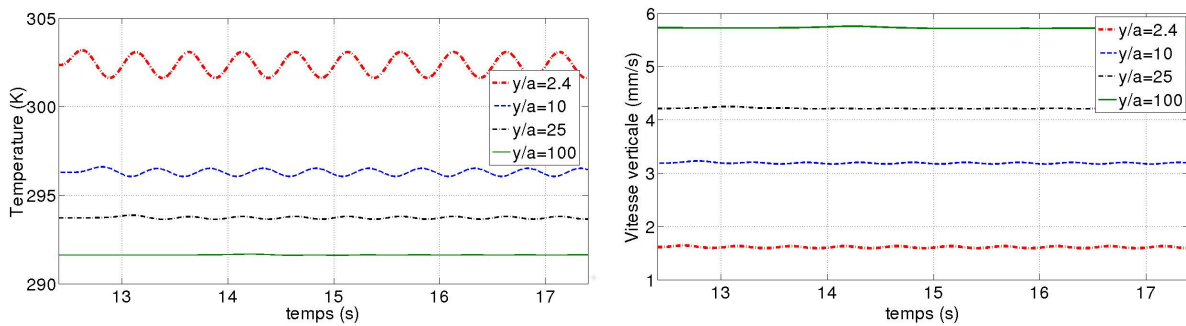


Figure 3 Signaux de température (gauche) et de vitesse (droite) enregistrés à 2 Hz dans le plan vertical médian à différentes hauteurs au dessus de l'élément chauffant $y/a = 2.4$; 10 ; 25 et 100 .

3.2. Adimensionnement des signaux de température et de vitesse

Afin de pouvoir comparer les signaux de température dans le plan vertical médian $T(0, y, t, f)$ (respectivement de vitesse $v(0, y, t, f)$) enregistrés à différentes hauteurs et fréquences, on propose d'effectuer au préalable un adimensionnement approprié. Les grandeurs sans dimension, notées Θ pour la température et ϑ pour la vitesse, représentent l'amplitude des oscillations et sont définies par :

$$\Theta(y, t, f) = \frac{T(y, t, f) - T(y, t_0)}{A [T(y, t_0) - T_\infty]} \quad \text{et} \quad \vartheta(y, t, f) = \frac{v(y, t, f) - v(y, t_0)}{A v(y, t_0)} \quad (3)$$

Elles sont adimensionnées de telle sorte que la valeur unité corresponde à une amplitude égale à A fois la valeur locale du signal présent à l'état stationnaire. Ainsi, les signaux bruts (cf. Fig. 3 pour $f = 2$ Hz), révèlent un comportement similaire après adimensionnement (cf. Fig. 4). Cette étape d'adimensionnement est un préalable indispensable à l'analyse du problème.

Chaque signal adimensionné (Θ ou ϑ) est caractérisé par une amplitude (notée respectivement Θ^* et ϑ^*) et un déphasage (noté respectivement ϕ et ϕ_v , compté positivement). Ces déphasages sont définis relativement à la température imposée en paroi de l'élément chauffant (cf. Eq. (2)). Le signal adimensionné de température s'écrit donc $\Theta = \Theta^* \sin(2\pi ft - \phi)$ et le signal de vitesse, $\vartheta = \vartheta^* \sin(2\pi ft - \phi_v)$.

Les simulations numériques réalisées pour les différentes fréquences montrent que les amplitudes Θ^* , ϑ^* et les déphasages ϕ et ϕ_v dépendent des variables y et f . Un comportement similaire est observé pour l'ensemble des fréquences étudiées : De façon générale, l'amplitude Θ^* diminue tandis que le déphasage ϕ augmente sauf pour une plage de fréquences particulières 0.2-0.8 Hz où l'amplitude augmente et dépasse la valeur unité (cf. sur la Fig. 5 les points associés aux "Simulations Numériques"). Ce dernier point sera discuté au paragraphe 3.4.

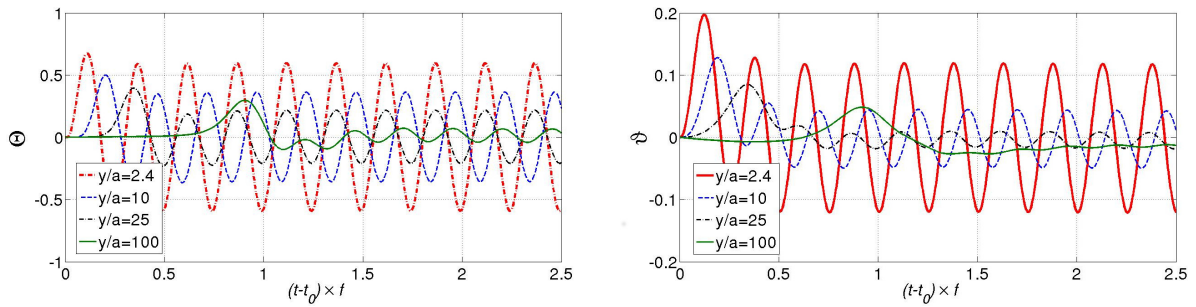


Figure 4 Signaux adimensionnés de température (gauche) et de vitesse (droite) enregistrés à 2 Hz dans le plan vertical médian à différentes hauteurs au dessus de l'élément chauffant $y/a = 2.4 ; 10 ; 25$ et 100 . Le temps adimensionné est défini comme $t_{ad} = (t - t_0)f$.

3.3. Modèle 1D d'advection-diffusion

On propose d'approcher le comportement général d'atténuation de l'amplitude observée dans le plan vertical médian en considérant un modèle simplifié qui consiste à négliger le transfert de chaleur dans la direction transverse ($0x$). Cela est justifié pour l'advection compte-tenu de la très faible valeur de la composante horizontale de vitesse dans notre zone d'étude. Il sera vu au paragraphe 3.4 que cela est également acceptable en première approximation pour la diffusion.

Soit un milieu plan 1D infini (Oy) initialement soumis à un champ de vitesse v_y^0 et de température T_y^0 (ces champs seront par la suite identiques à ceux présentés sur la Fig. 2 à l'instant $t = t_0$, soit $v(x = 0, y, t_0) = v_y^0$ et $T(x = 0, y, t_0) = T_y^0$). L'extrémité repérée par $y = 0$ est soumise à une perturbation de température sinusoïdale $T(0, t) = T_\infty + \Delta T_w [1 + A \sin(2\pi f(t - t_0))]$. Le transfert de chaleur est réalisé dans la direction $y > 0$ par advection et diffusion. On considère en première approximation les oscillations de vitesse comme négligeables devant la valeur moyenne soit $v(y, t) \sim v_y^0$. Cette hypothèse sera justifiée au paragraphe 3.4 par la présentation de l'amplitude des oscillations de vitesse sous forme adimensionnée (Fig. 7). Celle-ci reste limitée à 0.5, soit après conversion en grandeur réelle $v(y, t) - v(y, t_0) \leq 0.05 v(y, t_0)$.

Le transfert de chaleur 1D est modélisé par une équation d'advection-diffusion, qui, après changement de variable pour faire apparaître la grandeur adimensionnée Θ , s'écrit :

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + \alpha a_y \frac{\partial \Theta}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} \quad (4)$$

avec a_y , coefficient réel positif, défini par $a_y = (v_y^0/\alpha) - (2/\Delta T_y^0)(d\Delta T_y^0/dy)$. Cette quantité fait apparaître les profils de vitesse v_y^0 et de température ΔT_y^0 présents à l'instant t_0 avant déclenchement des oscillations sinusoïdales. Sa variation en fonction de la distance y est faible dans la plage d'étude ($0 < y/a < 100$), ce coefficient sera considéré, en première approximation, comme indépendant de y et donc constant. De plus, sachant que l'on impose sur la paroi $y = 0$ une perturbation en température donnée par $\Theta_w(t) = \Theta(0, t) = \sin(2\pi ft)$, la solution recherchée sera alors de la forme $\Theta(y, t) = e^{k_i y} e^{i(2\pi ft - k_r y)}$ ou encore $\Theta(y, t) = \Theta^* e^{i(2\pi ft - \phi)}$. Le terme $e^{k_i y}$ représente ainsi l'atténuation Θ^* , k_i doit donc être un réel négatif. Le déphasage ϕ est donné par $k_r y$ avec k_r réel et positif.

En reportant la fonction $\Theta = \Theta(y, t) = e^{k_i y} e^{i(2\pi ft - k_r y)}$ dans l'Eq. (4), on montre après quelques calculs que la quantité k_i est la racine réelle négative d'un polynôme d'ordre quatre :

$$k_i^4 - 2a_y k_i^3 + \frac{5}{4} a_y^2 k_i^2 - \frac{1}{4} a_y^3 k_i = \left(\frac{\pi f}{\alpha} \right)^2. \quad (5)$$

Ce polynôme comporte trois paramètres, la diffusivité thermique α , la fréquence f et le coefficient a_y . La dépendance de k_i avec la fréquence est par conséquent uniquement due au membre de droite de l'Eq. (5). Le déphasage peut ensuite être obtenu par la relation $\phi = k_r y = 2\pi f [\alpha(a_y - 2k_i)]^{-1} y$.

3.4. Comparaison avec le modèle 1D

Considérant quatre hauteurs distinctes au dessus de l'élément chauffant, $y/a = 2.4, 10, 25$ et 100 , les signaux de température obtenus, par simulations numériques, à différentes fréquences sont dans un premier temps adimensionnés en utilisant la relation (3). L'amplitude Θ^* est ensuite identifiée. Les valeurs obtenues sont comparées sur la Fig. 5 à celles issues du modèle 1D décrit au paragraphe précédent. Deux versions du modèle sont considérées : l'une pour laquelle la valeur du coefficient a_y est choisie en utilisant la valeur de la vitesse locale v_y^0 ; l'autre pour laquelle cette vitesse est remplacée par la vitesse moyenne soit $v_y^0 = \bar{v}_y^0 = (1/y) \int_0^y v(y, t_0) dy$. Le déphasage entre le signal de température relevé à la hauteur y/a et le signal imposé sur les parois de l'élément chauffant (ϕ) est mesuré par une méthode d'intercorrélation. L'identification du déphasage devient impossible pour des fréquences supérieures à 10 Hz en raison de la très forte atténuation et de l'existence d'un régime transitoire non abordé dans cette communication. Les résultats sont présentés sur la Fig. 6 pour les quatre hauteurs étudiées. Les résultats présentés sur les Figs. 5 et 6 montrent que, à l'exception de la plage de fréquences 0.2-0.8 Hz, le modèle est apte à représenter qualitativement et quantitativement l'amplitude des oscillations de température dans le plan vertical médian. La prédiction sur le déphasage est également satisfaisante et ce, pour l'intégralité de la plage de fréquences étudiée.

Du fait de la non prise en compte du transfert diffusif dans la direction transverse, le modèle à vitesse locale tend à surestimer l'amplitude par rapport aux simulations numériques. Cela est observé à très basse fréquence ($f < 0.2$ Hz) car les échelles de diffusion, de l'ordre du millimètre, sont alors comparables à la largeur du panache thermique. Une surestimation est également observée pour les fréquences supérieures à environ 2 Hz dont l'origine tient en ce que les échelles de temps requises par l'advection ne sont plus satisfaites. La diffusion thermique dans les deux directions (Ox) et (Oy) devient alors, le mode de transfert prépondérant. L'utilisation, dans le modèle, de la vitesse moyenne (toujours inférieure à la valeur locale) permet de réduire la surestimation sur l'amplitude de température Θ^* . Un accord très satisfaisant

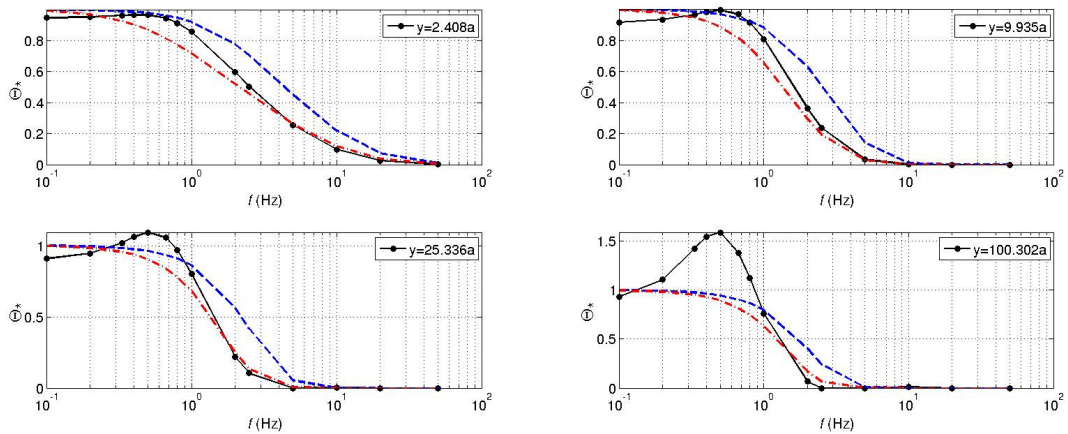


Figure 5 Amplitude adimensionnée des oscillations de température en fonction de la fréquence dans le plan vertical médian à différentes hauteurs au dessus de l'élément chauffant $y/a = 2.4 ; 10 ; 25$ et 100 . ('•' : Simulations numériques ; '---' : Modèle à vitesse locale, '-.-' : Modèle à vitesse moyenne)

est ainsi observé avec les simulations numériques dès lors que la fréquence devient supérieure à 2 Hz environ et ce, pour les quatre hauteurs présentées. Ce même modèle à vitesse moyenne se révèle en outre pertinent pour prédire le déphasage, dès lors que la fréquence dépasse 1 Hz environ.

Toutefois, le modèle - dans ses deux versions, vitesse locale ou moyenne - se révèle inadapté pour prédire correctement l'amplitude Θ^* dans la plage de fréquences 0.2-0.8 Hz. Les simulations numériques mettent en évidence dans cette plage, des oscillations de température dont l'amplitude adimensionnée dépasse la valeur unité. Or cette valeur est, par définition, la limite supérieure du modèle puisque la grandeur k_i retenue est la racine réelle négative du polynôme (5). Ce modèle est un strict modèle d'atténuation. Même si les dépassements sur Θ^* ne représentent en grandeur réelle que de faibles surchauffes, de l'ordre de 0.1 K, par rapport à celles qui seraient obtenues pour $\Theta^* = 1$, ce phénomène s'amplifie avec la distance par rapport à la source. L'amplitude adimensionnée vaut ainsi 1.5 pour $y/a = 100$. A cette distance, l'élévation de température est majoritairement induite par l'advection comme l'atteste l'amplitude des oscillations de vitesse v^* , présentée Fig. 7, pour quatre hauteurs en fonction de la fréquence. Cette amplitude augmente avec la fréquence, présente un maximum aux alentours de 1/3 Hz pour décroître ensuite. Cette tendance s'accroît avec la hauteur y/a . La fréquence correspondant au maximum de vitesse, soit 1/3 Hz n'est pas confondue avec celle correspondant au maximum de température car l'advection résulte d'un couplage entre vitesse et température. Il est possible que cet effet d'amplification, proche d'un phénomène de résonance, soit induit par un mécanisme comparable à celui qui sous-tend la déstabilisation naturelle d'un panache thermique.

4. Conclusion et perspectives

Le transfert de chaleur dans le plan vertical médian au dessus de l'élément chauffant est analysé en fonction de la fréquence. Un adimensionnement des signaux de vitesse et de température est proposé pour permettre la comparaison des signaux obtenus à différentes hauteurs et à différentes fréquences. L'amplitude et le déphasage des signaux de température sont ensuite confrontés aux valeurs issues d'un modèle de transfert de chaleur 1D d'advection-diffusion dans la direction verticale. Ce modèle simplifié rend compte de façon correcte de l'atténuation et du déphasage sur les signaux de température. Le modèle se révèle inapproprié pour des

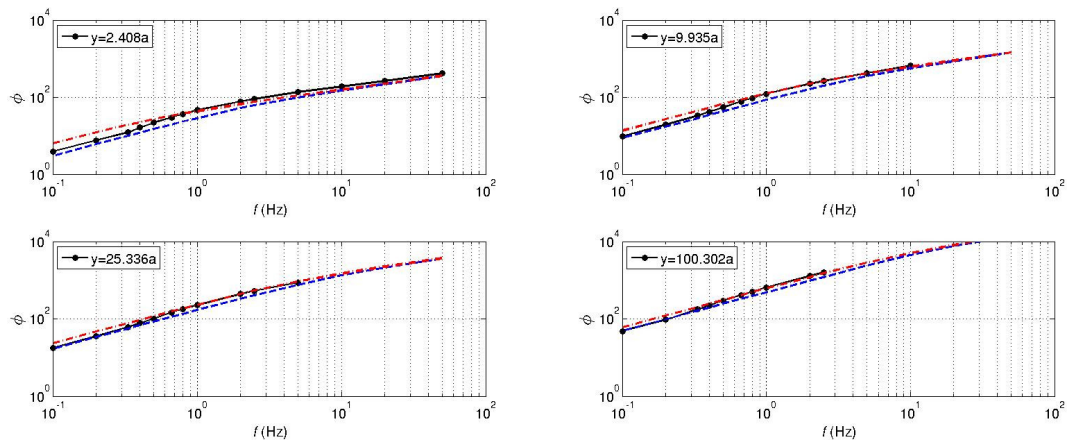


Figure 6 Déphasage des oscillations de température en fonction de la fréquence dans le plan vertical médian à différentes hauteurs au dessus de l'élément chauffant $y/a = 2.4 ; 10 ; 25$ et 100 . ('•' : Simulations numériques ; '—' : Modèle à vitesse locale, '-.-.-' : Modèle à vitesse moyenne)

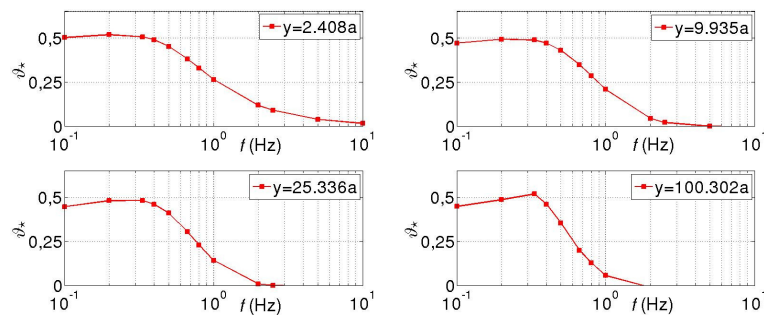


Figure 7 Amplitude adimensionnée des oscillations de vitesse en fonction de la fréquence dans le plan vertical médian à différentes hauteurs au dessus de l'élément chauffant $y/a = 2.4 ; 10 ; 25$ et 100 . ('•' : Simulations numériques ; '—' : Modèle à vitesse locale, '-.-.-' : Modèle à vitesse moyenne)

fréquences intermédiaires, comprises entre 0.2 et 0.8 Hz. En effet dans ce cas, l'approche met en évidence une amplification des oscillations de température. Le travail en cours vise à imposer sur les parois de l'élément chauffant des oscillations de plus forte amplitude ($A > 0.1$) afin d'étudier la possibilité de favoriser le déclenchement d'instabilités.

Références

- [1] J.L. Lage et A. Bejan, The resonance of natural convection in an enclosure heated periodically from the side, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 36 (1993) 2027-2038.
- [2] R. Roslan et H. Saleh et I.Hashim I. et A.S. Bataineh, Natural convection in an enclosure containing a sinusoidally heated cylindrical source, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 70 (2014) 119-127.
- [3] Z. Huang et W. Zhang et G. Xi, Natural convection in square enclosure induced by inner circular cylinder with time-periodic pulsating temperature, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 82 (2015) 16-25.
- [4] P.M. Chung et A.D. Anderson, Unsteady laminar free convection, *J. Heat Transf.*, 83 (1961) 473-478.
- [5] R.S. Nanda et V.P. Sharma, Free convection laminar boundary layers in oscillatory flow, *J. Fluid Mech.*, 15 (1963) 419-428.
- [6] J.W. Yang et C. Scaccia and J. Goodman, Laminar natural convection about vertical plates with oscillatory surface temperature, *J. Heat Transf.*, 96 (1974) 9-14.
- [7] M. Jarrahi, M.-C. Duluc, Y. Fraigneau, G. Defresne, Natural convection around a pulsating line heat source *Proc. 15th Int. Heat Transf. Conf.* (Kyoto, 10-15 aug. 2014).