

Développement auto-cohérent rapide des structures turbulentes dans les couches limites de convection naturelle à haute température.

Thierry de LAROCHELAMBERT^{1*}

¹ Université Marie et Louis Pasteur, CNRS, Institut FEMTO-ST, UMR6174 25000 Besançon, France

* (auteur correspondant : thierry.larochelambert@femto-st.fr)

Résumé - L'analyse spectrale et corrélative par méthode thermo-anémométrique des bases de mesures expérimentales obtenues dans une couche limite d'air libre le long d'une paroi verticale fortement chauffée permet d'obtenir une image précise du développement très rapide – de l'ordre de la seconde – d'une structure turbulente cohérente et ordonnée, confirmée par les simulations DNS publiées. L'analyse dimensionnelle des équations turbulentes fournit les échelles et micro-échelles caractéristiques de la couche limite pendant toute la transition.

Abstract – Spectral-correlative analyses applying the SWICTA thermo-anemometric method to an experimental database obtained in a free air boundary layer along a highly heated vertical plate provide an accurate picture of the fast development – on the order of one second – of a coherent and orderly turbulent structure, as confirmed by published DNS simulations. Dimensional analysis of the turbulent equations yields the characteristic scales and microscales of the boundary multilayer during the transition.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
d	distance entre microthermocouples, m	β	coefficient de dilatation, K^{-1}
g	accélération de la pesanteur, m s^{-2}	ε	taux de dissipation visqueuse, $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-3}$
G_K	production turbulente motrice, $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-3}$	ζ	distance réduite à la paroi
H	hauteur de plaque, m	η	micro-échelle de Kolmogorov, m
I_T	intensité turbulente thermique	κ	énergie cinétique turbulente, $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$
I_U	intensité turbulente dynamique	$\lambda_{T,t}$	micro-échelle thermique temporelle, s
k	conductivité thermique, $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$	θ, ϑ	échelles de fluctuation de température, K
Nu_x	nombre local de Nusselt hx/k	ν	viscosité cinématique, $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
Pr	nombre de Prandtl ν/a	τ	échelle temporelle de micro-tourbillon, s
q	densité du flux de chaleur, W m^{-2}	u	échelle de fluctuation de vitesse, m s^{-1}
Ra_x	nombre de Rayleigh $g\beta_0(T_w-T_0)x^3/\nu_T a$	ω	pulsation, rad s^{-1}
T	température, K	<i>Indices et exposants</i>	
u, v	vitesse longitudinale, transversale, m s^{-1}	f	relatif au film fluide
U_b	vitesse de référence $[g\beta(T_w-T_0)x]^{1/2}$	w	relatif à la paroi (face externe de plaque)
x	distance verticale du bord d'attaque, m	0	relatif au milieu ambiant, ou imposé
y	distance normale à la paroi, m		

1. Introduction

Les processus physiques à l'œuvre dans les transitions turbulentes des écoulements fluides sont particulièrement complexes et difficiles à appréhender expérimentalement mais nécessaires à la validation des codes de simulation numérique, particulièrement en convection naturelle à haute température fortement dépendante des conditions aux limites.

Les récents travaux de modélisation des fonctions de paroi, des quantités turbulentes pour la fermeture des équations de transport turbulentes, et des structures multicouches de couche

limite de convection naturelle en transition vers la turbulence développée soulignent l'importance de la validation des modèles par des bases de données expérimentales fines sur les couches limites de ce type dans des conditions non-Boussinesq (flux thermique pariétal élevé, forte dilatation thermique) [1], et de la connaissance des échelles temporelles de turbulence [2].

Après une brève description des conditions d'obtention des données expérimentales sur des couches limites d'air de convection naturelle libre sur une plaque verticale fortement chauffée (section 2), cet article mène une analyse dimensionnelle des équations conduisant aux échelles et micro-échelles dynamiques et thermiques caractéristiques de la couche limite de transition turbulente (section 3) pour interpréter la corrélation universelle du flux de chaleur et le développement très rapide de structures turbulentes remarquables cohérentes organisées en sous-couche interne multiple (visqueuse, motrice, inertielle) et sous-couche externe (section 4).

2. Base de données expérimentales

Les mesures expérimentales ont été enregistrées par programme automatisé pilotant un système de micro-déplacements X-Y de sonde thermo-anémométrique, fixé à un portique supportant un ensemble {plaque d'acier noir verticale 50×50 cm², épaisseur 4 mm, émissivité 0,7-0,97 ; chauffage électrique (uniformité > 96 %) régulé en puissance par trains d'ondes jusqu'à 8000 W/m² (précision 0,8 %, ondulation 0,09 %), plaqué directement sur la face arrière fortement isolée} placé à 1,5 m du sol et 3 m du plafond d'une très grande salle (Fig. 1). La sonde thermo-anémométrique à deux micro-thermocouples K (diamètre 25 μ m, longueur 15 mm) parallèles, soudés à une distance verticale d l'un de l'autre au bout d'une canne de 1,2 m blindée en quartz, mesure les températures $\{T_b, T_h\}$ dans toute la couche limite d'air de bas en haut de la plaque, de la paroi jusqu'à 20 cm d'elle ($\Delta x = \Delta y = 12,5$ μ m, $\Delta T = 0,5^\circ\text{C}$, S/B 10^{-4}) [3].

La plage spectrale de la turbulence thermique mesurée au préalable s'étendant presque jusqu'à 200 Hz, la fréquence d'échantillonnage f_e est fixée à 400 Hz. La vitesse d'air théorique atteinte étant très inférieure à $U_{max} = 1$ m/s, une distance $d = 2,5$ mm entre micro-thermocouples permet à la fois de pouvoir la capter par mesure des temps de transit des fluctuations thermiques entre les deux capteurs, tout en conservant l'intégralité de la signature thermique des turbulences. La largeur WW de la fenêtre de mesure et de calcul des fonctions d'auto- et intercorrélation est fixée à 512 points et glissée par pas $WS = 1$ le long des 8192 points de chaque double échantillon $\{T_b, T_h\}$, ce qui permet de mesurer les intermittences de fréquences inférieures à 0,1 Hz ($f_{min} = 400/8192 = 0,049$ Hz) et les vitesses inférieures à 0,5 % de U_{max} ($U_{min} = 3,9$ mm/s). L'algorithme utilisé est la méthode très rapide SWICTA (FFT-based Sliding Window Cross-correlation Thermo-Anemometry) présentée dans [3], qui permet la mesure simultanée et ponctuelle de la température, de la vitesse, des intensités turbulentes de température et de vitesse, des flux de chaleur turbulents $\overline{u'T'}$ et des micro-échelles temporelles $\lambda_{T,t}$ de turbulence thermique en tout point des écoulements anisothermes, faiblement à très fortement instationnaires.

La base de données comprend 324 doubles échantillons $\{T_b, T_h\}$ par densité de flux thermique imposé (1000, 2000, 4000, 8000 W/m²) encadrant toute la plage de transition turbulente.

3. Analyse d'échelles de la couche limite de convection naturelle

3.1. Équations de la couche limite convective en transition turbulente

En tenant compte du caractère bidimensionnel de l'écoulement permanent (même si les tourbillons turbulents se développent de manière tridimensionnelle), les équations de transport moyennées de la quantité de mouvement verticale et de l'enthalpie sont écrites en négligeant

les termes de compression et de dissipation visqueuse dans l'approximation de Boussinesq, et en décomposant les variables u, v et T en parties moyennées $\bar{u}, \bar{v}, \bar{T}$ et fluctuantes u', v', T' :

$$(a) \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \approx \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{u'v'}) + g\beta(\bar{T} - T_0) + v \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \text{ et } (b) \bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} = \frac{\partial (-\overline{v'T'})}{\partial y} + a \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial y^2} ; (1)$$

l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente $\kappa = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$ (notation d'Einstein) :

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_j \kappa) \approx \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{Pr_\kappa} \right) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right) + P_\kappa + G_\kappa - \varepsilon_\kappa \quad (2)$$

$$\text{avec } \begin{cases} (a) P_\kappa = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} & \text{production par cisaillement} \\ (b) G_\kappa = \rho \overline{u'_i g_i} = -\rho g_i \beta \overline{u'_i T'_i} & \text{production / destruction de flottation ;} \\ (c) \varepsilon_\kappa = 2\rho \nu \overline{s_{ij} s_{ij}} \text{ avec } s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) & \text{taux de dissipation visqueuse} \end{cases} \quad (3)$$

et l'équation de transport de l'énergie thermique turbulente :

$$\bar{u}_i \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{2} \overline{T'^2} \right) = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{2} \overline{u'_i T'^2} - a \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{2} \overline{T'^2} \right) \right) + P_\theta - \varepsilon_\theta \quad (4)$$

$$\text{avec } (a) P_\theta = -\overline{u'_i T'} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \text{ et } (b) \varepsilon_\theta = a \frac{\partial \bar{T}'}{\partial x_i} \frac{\partial T'}{\partial x_i} . \quad (5)$$

3.2. Analyse dimensionnelle et échelles caractéristiques

En considérant les termes principaux de l'équation (1a), on obtient l'échelle caractéristique de vitesse de convection naturelle U_b en fonction de l'élévation x le long de la paroi chauffée :

$$\frac{U_b^2}{x} \sim g\beta(\bar{T} - T_0) \text{ d'où } U_b(x) \sim \sqrt{g\beta(\bar{T} - T_0)x} . \quad (6)$$

a priori plus représentative que les échelles $U_m, U_0 \sim (g\beta(T_w - T_0)\nu)^{1/3}$, $U_b \sim (g\beta(T_w - T_0)\delta)^{1/2}$ proposées dans la littérature [4][5][6]. L'échelle caractéristique de température est choisie pour être universelle et indépendante des conditions imposées aux parois (température ou flux uniformes ou non imposés, cas des parois conductrices rayonnantes épaisses à chauffage arrière) :

$$T_{ref} = T_w - T_0 \quad (7)$$

où $T_w(x)$ est la température de paroi en x , et T_0 est la température ambiante uniforme de la salle.

Si l'échelle caractéristique de distance verticale est nécessairement la hauteur H de la paroi, l'échelle caractéristique δ de distance normale à la paroi est liée à l'épaisseur de la couche limite en x , qui dépend du flux thermique à la paroi en x . Elle est obtenue par intégration de l'équation (1b) de la paroi à y , $\bar{u}$ et $\bar{v}$ étant négligeables à la paroi, et $\overline{v'T'} \sim (\partial^3 \overline{v'T'}) / \partial y^3|_w y^3 / 3!$:

$$0 \approx -\overline{v'T'} + a \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial y} - \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \Big|_w \right) \Rightarrow \frac{\bar{T} - T_0}{T_w - T_0} \approx 1 - \frac{q_w}{k(T_w - T_0)} y + \frac{1}{4! a (T_w - T_0)} \frac{\partial^3 \overline{v'T'}}{\partial y^3} \Big|_w y^4 + \dots, \quad (8)$$

d'où la température réduite Θ , la coordonnée normale réduite ζ et l'échelle caractéristique δ :

$$\Theta = \frac{\bar{T} - T_0}{T_w - T_0} \approx 1 - \zeta + \dots, \text{ avec } \zeta = \frac{Nu_x}{x} y = \frac{y}{\delta} \text{ où } \delta = \frac{x}{Nu_x}. \quad (9)$$

De la même manière, l'intégration de l'équation (1a) à partir de la paroi avec le profil thermique (8) fournit la tension visqueuse puis le profil de vitesse dans la sous-couche visqueuse :

$$\frac{\tau_w}{\rho} \approx -\overline{u'v'} + \int_0^y g\beta(\bar{T} - T_0)dy' + \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \Rightarrow u \approx \frac{\tau_w}{\mu} y - \frac{g\beta(T_w - T_0)}{2\nu} y^2 + \frac{q_w g\beta}{6k\nu} y^3 + \dots \quad (10)$$

3.3. Micro-échelles de la couche limite et corrélation du flux de chaleur

Le développement de la cascade d'échelles de turbulence (intégrale $\rightarrow$ Kolmogorov) en régime permanent est conditionné par l'équilibre $P_\kappa + G_\kappa \sim \varepsilon_\kappa$, dissipation de l'énergie cinétique turbulente [7]. En notant $\{l, u, t = l/u\}$ les échelles intégrales des grands tourbillons moteurs de la couche limite et $\{\eta, \nu, \tau = \eta/\nu\}$ les échelles de Kolmogorov des micro-tourbillons étirés en micro-échelles de Taylor intermédiaires λ telles que $\tau = \eta/\nu = \lambda/u$, l'équation (2) se réduit à :

$$g\beta u \Delta T \sim \frac{u^3}{l} + \nu \frac{u^2}{\eta^2} \sim \frac{u^3}{l} + \nu \frac{u^2}{\lambda^2} \text{ avec } G_\kappa = -\rho g\beta \overline{u'_i T'_i} \sim -\rho g\beta u \theta \sim -\rho g\beta u \Delta T. \quad (11)$$

L'équilibre $P_\theta \sim \varepsilon_\theta$ entre échelles intégrales thermiques $\{\theta, l_\theta\}$ et micro-échelles de Kolmogorov thermiques $\{\eta_\theta, \nu_\theta\}$ s'étirant en micro-échelles thermiques de Taylor intermédiaires $\{\theta, \lambda_\theta\}$ de vitesse u_θ se traduit par la relation (12) entre échelles à partir des équations (4) et (5) :

$$u_\theta \frac{\theta^2}{l_\theta} \sim a \frac{\eta_\theta^2}{\eta_\theta^2} \sim a \frac{\theta^2}{\lambda_\theta^2} \Rightarrow u_\theta \sim a \frac{l_\theta}{\lambda_\theta^2}. \quad (12)$$

Le couplage fort des fluctuations thermiques et dynamiques dans la transition turbulente en convection naturelle (le champ thermique est le moteur du champ dynamique) incite à admettre les similitudes $u_\theta \sim u$, $l_\theta \sim l$ et $\lambda_\theta \sim \lambda$, ce qui conduit à la relation entre les échelles λ_θ et l :

$$\lambda_\theta \sim \left(\frac{a^2 l}{g\beta \Delta T} (1 + Pr) \right)^{1/4}. \quad (13)$$

Le raccordement de ces échelles à la micro-échelle thermique de Kolmogorov η_θ par dissipation des micro-tourbillons est réalisé en considérant la transformation $\{(l_\theta, \lambda_\theta) \rightarrow \eta_\theta\}$:

$$\eta_\theta \sim \left(\frac{a^2 l}{g\beta \Delta T} (1 + Pr) \right)^{1/3} \text{ avec } \frac{\eta_\theta}{\lambda_\theta} = \left(\frac{\lambda_\theta}{l_\theta} \right)^{1/3} \quad (14)$$

qui conditionne le flux thermique pariétal q_w et donc sa corrélation avec l'écoulement :

$$q_w = -k \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_w = h \Delta T \Rightarrow k \frac{\theta}{\eta_\theta} \sim h \theta \Rightarrow h \sim \frac{k}{\eta_\theta} \quad (15)$$

$$\text{d'où } Nu_x = \frac{hx}{k} \sim \frac{x}{\eta_\theta} \sim x \left(\frac{a^2}{g\beta \Delta T} (1 + Pr) \right)^{-1/3} \sim \left(\frac{g\beta \Delta T x^3}{a^2 (1 + Pr)} \right)^{1/3}. \quad (16)$$

La corrélation du flux de chaleur pour toute la transition turbulente est donc de la forme générale (17a) où les constantes A et B sont à établir expérimentalement ($1/2 < B < 1/3$), les grandeurs

thermo-physiques variables de l'air (jusqu'à 350°C à 8000 W m⁻²) des nombres de Prandtl et Rayleigh Pr et Ra devant être calculées à la température de film $T_f = (T_w + T_0)/2$ à l'altitude x , et le nombre de Nusselt local Nu_x calculé à partir du gradient thermique de l'air à la paroi (17b) :

$$(a) (Nu_x)_w = A \left(\frac{Pr_x Ra_x}{1 + Pr_x} \right)_f^B, \text{ avec } (b) (Nu_x)_w = \frac{-x}{T_w(x) - T_0} \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_w \quad (17)$$

Le graphe $Nu_x [(Pr_x Ra_x)/(1 + Pr_x)]$ représentant toutes les mesures effectuées pour $q_0 = 2000, 4000$ et 8000 W m⁻² montre que les valeurs expérimentales réalisées à 4000 et 8000 W m⁻² suivent clairement la corrélation unique (17) avec $A = 0,194$ et $B = 0,282$ (coefficient de détermination $R^2 \sim 0,990$), très représentative de la transition turbulente, alors que les mesures obtenues à 2000 W m⁻² (essentiellement laminares) s'en écartent fortement (Fig. 2).

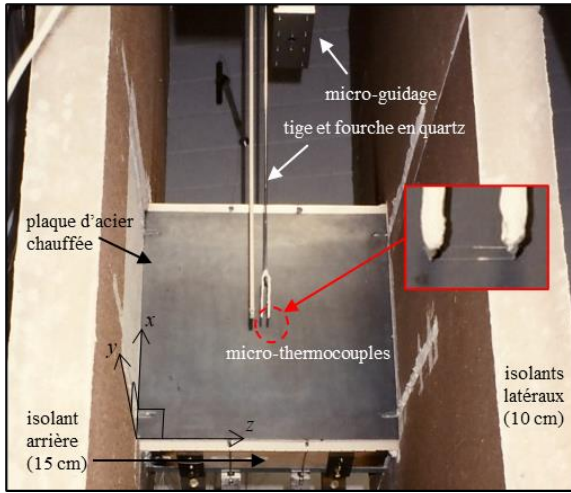


Figure 1 : Dispositif métrologique.

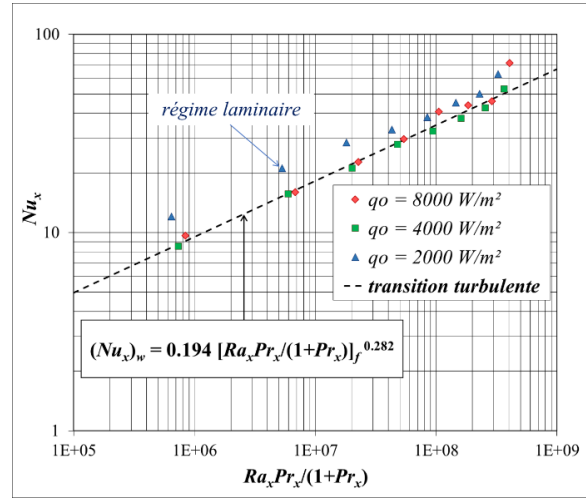


Figure 2 : Corrélation du flux de chaleur.

4. Développement rapide des structures turbulentes à flux thermique élevé

4.1. Analyses fréquentielles et corrélatives des instabilités et turbulences

La transition du régime laminaire ($q_0 = 2000$ W m⁻²) vers le régime turbulent est extrêmement rapide et particulièrement visible à 4000 et 8000 W m⁻² dans les thermogrammes (Fig. 3) et les spectres d'amplitude normalisés de la turbulence thermique $f F_T(f)$ (Fig. 4). On observe initialement des bouffées intermittentes caractérisées par quelques fréquences harmoniques constituant un véritable processus naturel de sélection d'instabilités thermo-fluidiques de très basse fréquence, dont le spectre fréquentiel s'enrichit et devient rapidement chaotique avec l'échauffement ascensionnel de l'air le long de la paroi, très vite converties en cascades de tourbillons dissipatifs conditionnées par les micro-échelles de turbulence de Taylor. La constante de temps des micro-thermocouples varie fortement autour de 20 ms avec la vitesse et la température de l'air, avec une atténuation d'ordre 1 au-delà d'environ 50 Hz, peu contraignante.

4.2. Développement des structures moyennes

Les profils de température moyenne (Fig. 5) et de vitesse longitudinale moyenne (Fig. 6) évoluent très rapidement pendant la transition turbulente, vers une véritable structure turbulente développée en haut de plaque à 8000 W m⁻² comportant une sous-couche interne, composée d'une sous-couche thermo-visqueuse d'équation $U \sim a + by - cy^2 + dy^3$ ($R^2 \approx 0,99983$) conforme à l'équation (10), d'une sous-couche motrice d'équation $U \sim b_1 y^3 - a_1$, d'une sous-couche inertielle d'équation $U \sim b_2 \ln y + a_2$, et une sous-couche externe d'équation $U \sim a_3 - b_3 \ln y$,

conformément à la théorie [8]. L'échelle caractéristique δ de la coordonnée réduite ζ (Eq. 9) se révèle bien adaptée à la représentation unifiée de la couche limite de transition, laquelle s'épaissit avec l'augmentation de q_0 mais reste plus fine ($\zeta \sim 10$) que la couche limite turbulente à basse température ($\zeta \sim 50$) [9], avec une structure plus marquée de la sous-couche thermovisqueuse (profil aplati de Θ avec $\lim_{(\zeta \rightarrow 0)} \Theta < 1$ due à la violence des tourbillons non dissipés atteignant la paroi, profil en ζ^3 marqué de U/U_b).

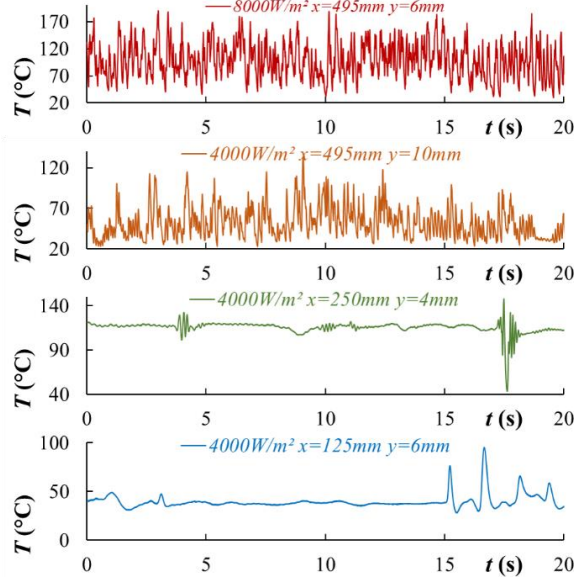


Figure 3 : Instabilités thermiques de couche limite.

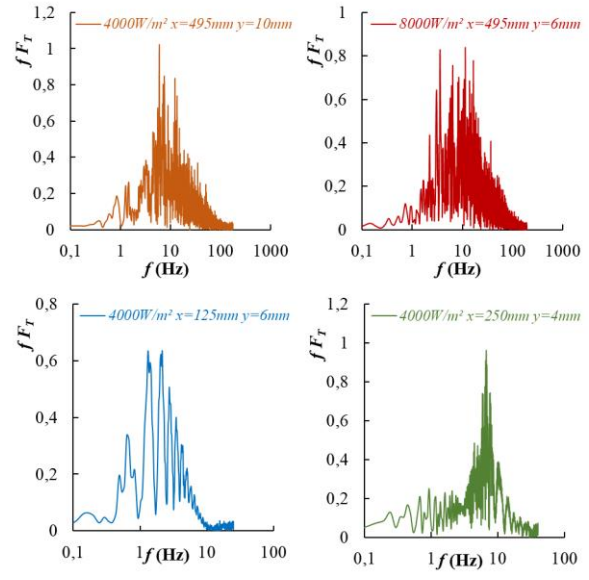


Figure 4 : Spectres d'amplitude normalisés.

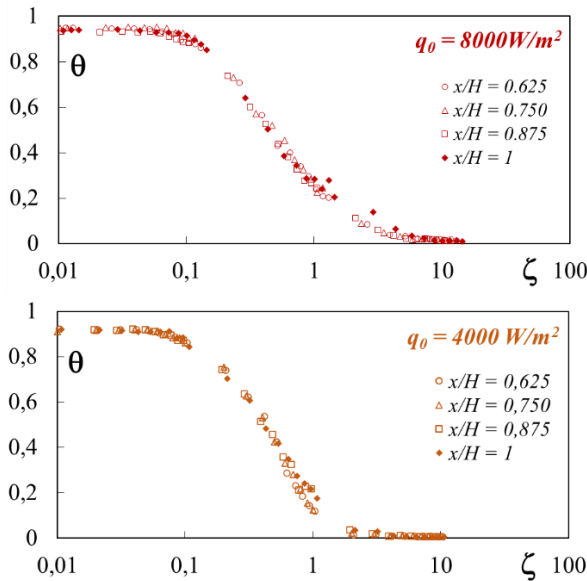


Figure 5 : Profils thermiques moyens.

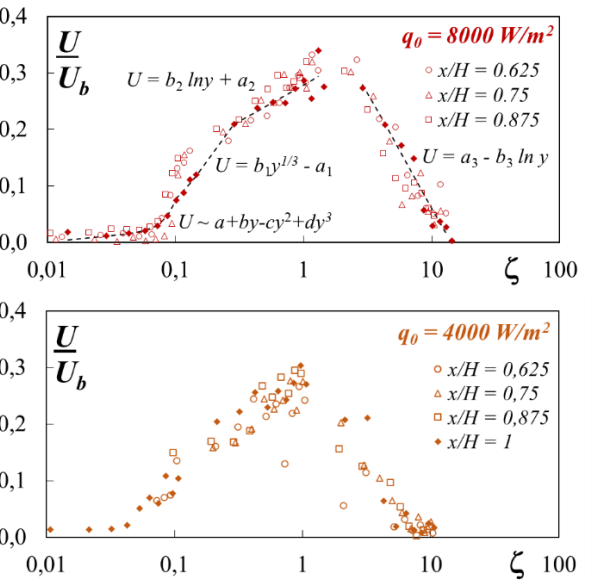


Figure 6 : Profils dynamiques moyens.

4.3. Développement des structures turbulentes

Les intensités turbulentes thermique et dynamique adoptent très rapidement des profils caractéristiques plus ordonnés et élargis entre 4000 et 8000 W m⁻² (Fig. 7 et 8), avec une turbulence résiduelle non nulle dans la sous-couche visqueuse ($\zeta < 0,1$) due aux violents tourbillons générés par la forte dilatation de la sous-couche motrice ($0,1 < \zeta < 0,3$), brassant trop rapidement l'air froid de la sous-couche externe ($\zeta > 2$) jusqu'à la paroi pour subir toute la cascade

dissipative. Comme les fluctuations thermiques se propagent dans la sous-couche thermo-visqueuse avec une vitesse de l'ordre de $(a\omega)^{1/2}$, l'algorithme SWICTA les élimine par application d'un filtre numérique passe-bas pour obtenir la bonne vitesse convective moyenne.

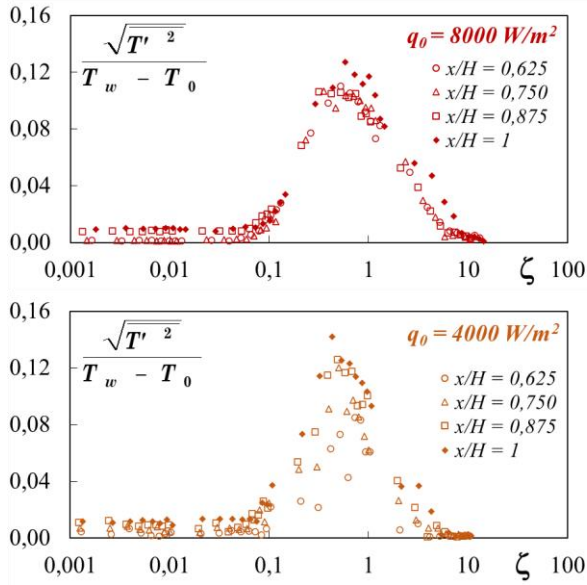


Figure 7 : Intensité turbulente thermique.

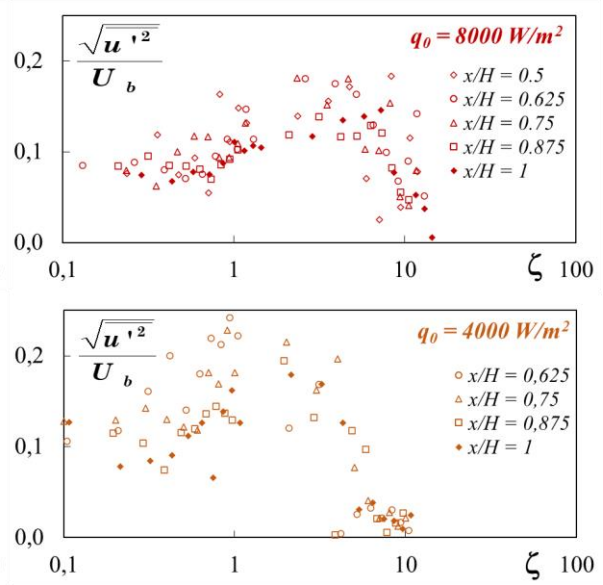


Figure 8 : Intensité turbulente dynamique.

Les profils du flux thermique turbulent réduit sont particulièrement intéressants et caractéristiques de la transition turbulente à haut flux thermique. Ils montrent (Fig. 9) que le flux thermique turbulent structure la couche limite, de la région $\zeta < 1$ (sous-couche interne) où il est négatif et détruit l'énergie cinétique turbulente par les poussées d'Archimède puissantes (terme $G_K < 0$) en la transférant à l'écoulement moyen (forte accélération dans la sous-couche motrice), à la région $\zeta > 1$ où il est positif et produit de l'énergie cinétique turbulente dissipée en micro-tourbillons qui conduisent à la décélération de l'écoulement dans la partie externe de la sous-couche inertielle jusqu'au pic de vitesse puis à la baisse de vitesse dans la sous-couche externe. Ces résultats confirment les résultats des simulations numériques récentes (Reynolds Stress-Model, Algebraic Stress Model, Direct Numerical Simulation) [1][10][11].

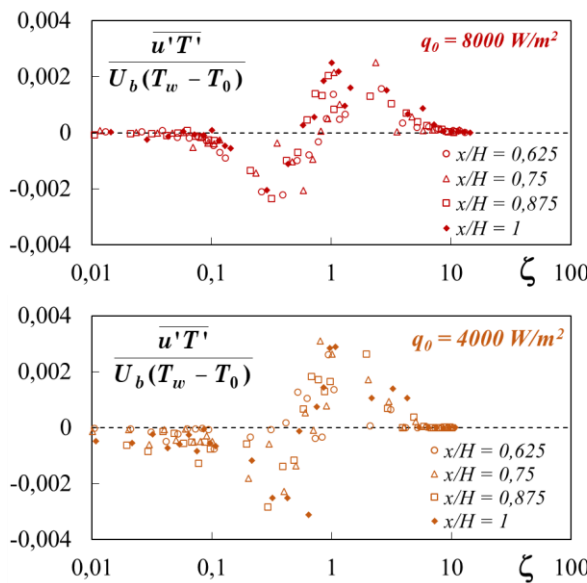


Figure 9 : Flux de chaleur turbulent.

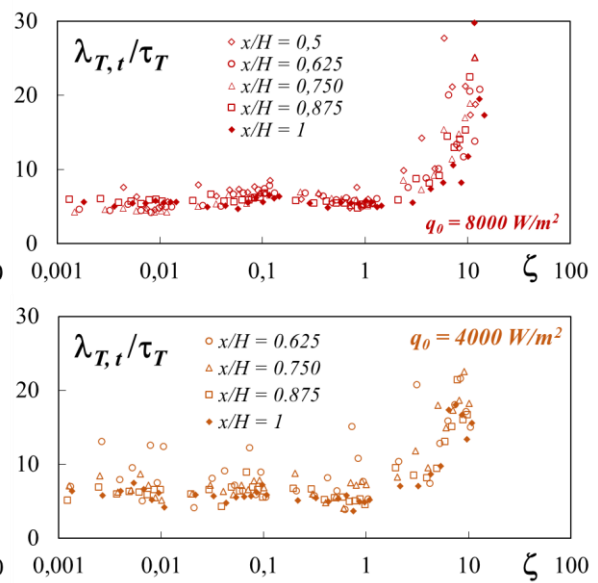


Figure 10 : Micro-échelle temporelle turb. therm.

La micro-échelle temporelle de Taylor $\lambda_{T,t}$ (Fig. 10), temps caractéristique de décohérence des tourbillons thermiques de la fonction d'autocorrélation $R_T(t)$ (Eq. 19a), est homogène dans toute la sous-couche thermo-visqueuse au temps caractéristique de destruction d'énergie cinétique turbulente par diffusion thermique τ_T obtenu par analyse dimensionnelle (Eq. 19b) :

$$(a) R_T(t) \approx 1 - \frac{t^2}{\lambda_{T,t}^2} \Leftrightarrow \lambda_{T,t} = \left(\frac{-1}{2} \left(\frac{d^2 R_T}{dt^2} \right)_0 \right)^{-1/2} \text{ et } (b) \tau_T = \left(\frac{a}{(g\beta \Delta T)^2} \right)^{1/3} \text{ avec } \lambda_{T,t} \approx 6 \tau_T. \quad (19)$$

5. Conclusion

Les données obtenues en couche limite en transition turbulente sur parois verticales à flux thermique élevé, analysées par méthode thermo-anémométrique SWICTA, mettent en évidence le rôle essentiel des micro-échelles turbulentes dans la formation très rapide de structures moyennes et turbulentes caractéristiques, cohérentes avec les simulations numériques publiées dans la littérature. Le caractère ponctuel de la sonde à deux micro-thermocouples permet d'obtenir simultanément avec précision toutes les grandeurs moyennes et turbulentes en chaque point dans toute la couche limite, y compris les flux thermiques turbulents difficiles à mesurer.

Cette méthode thermo-anémométrique pourrait par conséquent être mise en œuvre pour explorer tout type d'écoulement instationnaire anisotherme de la température ambiante aux températures élevées de l'ordre de 1000°C en utilisant des sondes à micro-thermocouples multiples.

Références

- [1] J. Ke, N. Williamson, S.W. Armfield, A. Komiya, The turbulence development of a vertical natural convection boundary layer, *J. Fluid Mech.* 964 (2023) A24.
- [2] F. Dehoux, S. Benhamadouche, R. Manceau, An elliptic blending differential flux model for natural, mixed and forced convection, *Int. J. Heat Fluid Flow* 63 (2017) 190-204.
- [3] T. de Larochelambert, G. Prado, Thermoanémométrie corrélative en convection naturelle, *IV^e Colloque Inter-universitaire Franco-Québécois* (Montréal, Québec, 25-27 mai 1999), 17-22.
- [4] M.Z. Abedin, T. Tsuji, N-H. Kim, Higher-order and length-scale statistics of velocity and temperature fluctuations in turbulent boundary layer along a heated vertical flat plate, *Int. J. Heat Fluid Flow* 65 (2017) 252-265.
- [5] M.Z. Abedin, T. Tsuji, Y. Hattori, Direct numerical simulation for a time-developing combined-convection boundary layer along a vertical flat plate, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53 (2010) 2113-2122.
- [6] R.A.W.M. Henkes, C.J. Hoogendoorn, Numerical determination of wall functions for the turbulent natural convection boundary layer, *Int. J. Heat Mass Transfer* 33 (1990) 1087-1097.
- [7] V.S. Arpaci, *Microscales of turbulence*, Gordon & Breach Science Publishers, Amsterdam (1997).
- [8] W.K. George Jr, S.P. Capp, A theory for natural convection turbulent boundary layers next to heated vertical surfaces, *Int. J. Heat Mass Transfer* 22 (1979) 813-826.
- [9] T. Tsuji, Y. Nagano, Characteristics of a turbulent natural convection boundary layer along a vertical flat plate, *Int. J. Heat Mass Transfer* 31 (1988) 1723-1734.
- [10] M.Z. Abedin, T. Tsuji, Y. Hattori, Direct numerical simulation for a time-developing natural-convection boundary layer along a vertical flat plate, *Int. J. Heat Mass Transfer* 52 (2009) 4525-34.
- [11] T.W.J. Peeters, R.A.W.M. Henkes, The Reynolds-stress model of turbulence applied to the natural-convection boundary layer along a heated vertical plate, *Int. J. Heat Mass Transfer* 35 (1992) 403-420.