

Utilisation d'une décharge à barrière diélectrique surfacique pour l'amélioration d'un système de refroidissement par film

P. Audier¹, M. Fénot¹, N. Bénard¹ and E. Moreau¹

¹Institut PPRIME (CNRS UPR 3346, Université de Poitiers, ISAE-ENSMA)
SP2MI Téléport 2, Futuroscope, 86962 Poitiers, France

Résumé—Cette étude expérimentale parle de la mise en œuvre d'un actionneur plasma, basé sur la décharge à barrière diélectrique surfacique, pour l'amélioration d'un système de refroidissement par film. La configuration étudiée est celle d'un jet débouchant dans un écoulement amont cisailant. Des mesures de vitesse, couplées à des mesures thermiques, ont été réalisées en aval de la fente d'injection afin de comprendre l'impact de la décharge électrique sur les échanges thermiques à la paroi. L'influence des paramètres électriques, ainsi que de celle de la vitesse de l'écoulement amont ont été étudiées. Il en ressort que l'écoulement généré par la décharge permet de maintenir le jet plaqué contre la paroi, limitant ainsi les échanges thermiques entre la paroi et l'écoulement amont.

Mots-clés—Décharge à barrière diélectrique, contrôle d'écoulement, transferts thermiques

I. INTRODUCTION

Cette étude a été réalisée afin d'estimer le potentiel d'une décharge électrique quant à l'optimisation d'un système de refroidissement par film. Dans un réacteur d'avion, les parois des aubes et de la chambre de combustion sont soumises à de fortes contraintes thermiques liées au passage des gaz issus de la combustion. Afin d'éviter leur détérioration, ces parties du réacteur sont refroidies par injection d'air froid le long des parois. Cette technique, appelée refroidissement par film, a déjà fait l'objet de plusieurs travaux de recherche visant à maintenir le jet d'air froid plaqué contre la paroi à refroidir [1-3]. En effet, un meilleur refroidissement permettrait, dans l'absolu, d'augmenter la température de combustion au sein du réacteur et par extension d'obtenir un meilleur rendement. Cependant, les techniques actuelles restent encore limitées, en particulier à cause du caractère instationnaire des écoulements présents. L'utilisation de technologies de rupture, permettant un contrôle en temps réel du jet refroidissant, s'avère donc être un passage obligé vers l'optimisation de ces systèmes.

Depuis une quinzaine d'année, les actionneurs plasma pour le contrôle d'écoulements ont su démontrer leur potentiel au travers de diverses applications [4, 5]. Ce type d'actionneur, basé sur la décharge à barrière diélectrique surfacique (DBD), permet de générer des perturbations localisées au sein d'un écoulement, et ce dans une large gamme d'amplitude et de fréquence. Typiquement, une DBD surfacique se met en œuvre en appliquant un fort champ électrique entre deux électrodes séparées par un diélectrique. Sous l'effet du champ électrique, un plasma non thermique se crée à la surface du diélectrique et donne lieu à un échange de quantité de

mouvement par collision entre les particules chargées au sein du plasma et les particules neutres. Une force électro-fluïdo-dynamique (EFD) est alors générée localement, proche du bord de l'électrode reliée à la haute tension, là où le champ électrique est le plus intense. Cette force permet d'induire un écoulement tangentiel de quelques mètres par secondes, le vent ionique, qui est utilisé pour venir modifier un écoulement.

L'utilisation d'actionneurs plasma pour l'amélioration des systèmes de refroidissement par film a été introduite par les travaux numériques de Roy et Wang [6]. Selon leurs simulations, un actionneur plasma permettrait d'augmenter l'efficacité de ce type de système de plus de 20%. L'étude qui vous est présentée ici se propose d'explorer expérimentalement les pistes initiées dans ces travaux numériques. La configuration testée est celle d'un jet injecté dans un écoulement amont cisailant via une fente allongée. Après description du montage expérimental et de l'actionneur plasma, une étude portant sur l'influence de l'actionneur sur le jet seul sera d'abord abordée. Une étude plus poussée du jet, en présence d'un écoulement amont cisailant, sera ensuite proposée. Des mesures de vitesse, couplées à des mesures thermiques, ont été réalisées en aval de la fente d'injection afin de comprendre l'impact de la décharge plasma sur les échanges thermiques à la paroi. Plusieurs configurations ont été testées, en faisant varier la vitesse de l'écoulement amont. Pour terminer, une courte étude paramétrique portant sur le signal d'alimentation de l'actionneur est proposée.

II. CADRE DE L'ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

A. Méthodologie

Afin d'évaluer les échanges thermiques à la paroi, commençons par introduire les grandeurs physiques couramment utilisées dans les études portant sur le

Auteur correspondant : Pierre Audier
Adresse e-mail : audier.pierre@gmail.com

refroidissement par film : le coefficient de transfert thermique convectif h , qui quantifie le flux d'énergie traversant un milieu. La température adiabatique de paroi T_{ad} , qui rend compte de la température à la paroi lorsqu'il n'y a aucun échange thermique entre cette dernière et l'air environnant. L'efficacité η , qui est obtenue en normalisant T_{ad} avec la température de l'écoulement amont T_∞ et celle du jet T_j :

$$\eta = (T_{ad} - T_\infty) / (T_j - T_\infty). \quad (1)$$

Lorsque T_{ad} tend vers T_j , l'efficacité tend vers 1, cas idéal obtenu lorsque le jet impose sa température à la paroi. À l'inverse, lorsque l'efficacité est égale à 0, c'est l'écoulement amont qui dicte sa température à la paroi. Les valeurs de T_{ad} et h sont déterminées, pour une même configuration aérodynamique (vitesse et température constantes), en utilisant la loi de refroidissement de Newton :

$$T_w = \varphi_{conv} / h + T_{ad} \quad (2)$$

avec T_w la température de la paroi et φ_{conv} la densité de flux thermique échangée par convection entre la paroi et l'air environnant. Pour une configuration aérodynamique donnée, T_{ad} et h demeurent constants dans (2). Il est alors possible de simplifier l'approche visant à simuler le système de refroidissement par film et de travailler, comme dans cette étude, en configuration inverse [7]. C'est-à-dire d'injecter un jet d'air chaud dans un écoulement froid et de mesurer les transferts thermiques sur une paroi chauffée, en aval de la fente d'injection. Cependant, une paroi chauffée ne peut constituer une condition aux limites correcte que si tous les flux thermiques sont eux aussi inversés ($T_w > T_j > T_\infty$) [8].

B. Dispositif expérimental

Cette étude expérimentale est réalisée dans une soufflerie à retour, basse vitesse et thermo-régulée. Les mesures sont effectuées dans une veine d'essai de section carré 30x30cm pour une longueur de 119cm. Les parois de la veine d'essai sont toutes en plexiglass afin de permettre les mesures optiques de vitesse, exception faite de la paroi supérieure qui est constituée d'un verre en saphir adapté aux mesures thermiques. Le jet, alimenté par un réseau d'air comprimé, est injecté en amont de la veine via une fente allongée de 100x20mm percée dans la paroi inférieure. Un schéma du dispositif expérimental est proposé en Fig. 1. La vitesse du jet est fixée à $U_j=5\text{m/s}$ tandis que la vitesse de l'écoulement amont est ajustée afin d'obtenir différents taux de soufflage $M=\rho_j U_j / \rho_\infty U_\infty$, où la densité ρ et la vitesse U sont respectivement liées au jet et à l'écoulement amont. Cette étude est réalisée pour trois taux de soufflage de $M=0.4, 0.5$ et 1 . Le nombre de Reynolds, basé sur la vitesse du jet U_j et la largeur de la fente d'injection L , est de $Re=6370$. Par convention, toutes les dimensions sont normalisées par la demi-largeur de la fente $D=L/2$. L'origine du repère est placée au milieu de la fente.

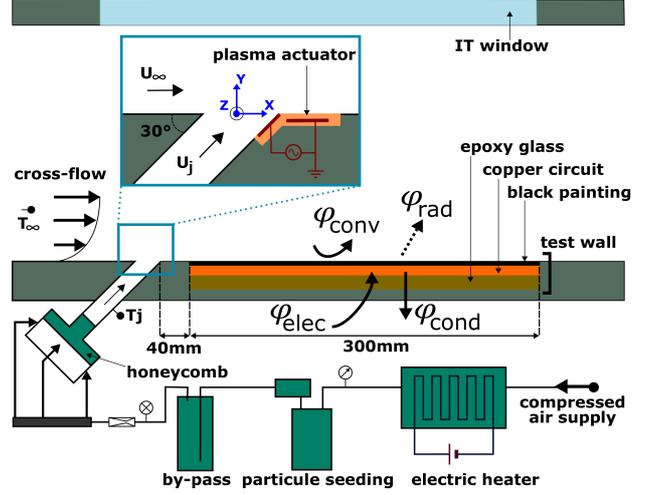


Fig. 1. Schéma du montage expérimental.

Afin de mesurer la température de la paroi T_w en aval de la fente, de la thermographie infrarouge est réalisée avec une caméra FLIR Titanium MWIR, disposée 1m au-dessus de la veine d'essai. Des images thermiques sont successivement enregistrées selon trois positions en aval de la fente, composant ainsi un champ de température final de 250x160mm avec une résolution de 735 $\mu\text{m}/\text{px}$. Les mesures thermiques sont réalisées sur une paroi test de 300x200mm, directement intégrée dans la paroi inférieure de la veine d'essai, en aval de la fente. Cette paroi test, constituée de verre-époxy, comporte des pistes de cuivre sur sa face supérieure. Afin de pouvoir générer une densité de flux thermique par effet Joule, ces pistes sont reliées à une alimentation électrique (Agilent-E3634A), permettant ainsi d'obtenir une température de paroi suffisamment élevée pour valider les conditions aux limites nécessaires à cette étude. La face supérieure de la plaque est par ailleurs peinte en noir afin de garantir une émissivité homogène de 0.95 sur toute sa surface. Pour prévenir tout risque de claquage avec l'actionneur, la paroi test est disposée 40cm après la fente d'injection. La température de l'écoulement amont est maintenue à $T_\infty=293\text{K}$ à l'aide d'une unité de contrôle réfrigérante intégrée à la soufflerie. Le jet est quant à lui chauffé à $T_j=313\text{K}$ avant d'être injecté dans la veine d'essai. Des thermocouples de type K sont utilisés pour la mesure des températures du jet, de l'écoulement amont et de la face inférieure de la paroi test avec une précision de $\pm 0.2\text{K}$.

Pour déterminer l'efficacité du système de refroidissement η , la température adiabatique de paroi T_{ad} et le coefficient de transfert thermique convectif h sont calculés via une méthode multi-flux [9, 10] basée sur (2). Cette méthode consiste à imposer une densité de flux électrique φ_{elec} connue à la paroi test et de mesurer les pertes par conduction φ_{cond} et par rayonnement φ_{ray} en utilisant la température de paroi T_w , obtenu par thermographie, ainsi que la température de la face inférieure de la paroi, donnée par les thermocouples. Il est ensuite possible de remonter jusqu'à la densité de flux thermique échangée par convection entre l'air et la face supérieure de la paroi φ_{conv} grâce à la relation suivante :

$$\varphi_{conv} = \varphi_{elec} - \varphi_{cond} - \varphi_{ray}. \quad (2)$$

Au moins trois densités de flux électrique sont appliquées à la paroi test, en faisant varier l'intensité du courant traversant les pistes de cuivre. Pour chaque valeur de φ_{elec} et pour une position donnée sur la paroi test, un couple (φ_{elec}, T_w) est calculé après que l'équilibre thermique a été atteint. La linéarité de (2) permet alors de déduire T_{ad} et h par régression linéaire en utilisant au moins trois couples (Fig.2). Cette opération est appliquée à toutes les positions définissant la paroi test afin d'obtenir une cartographie de T_{ad} .

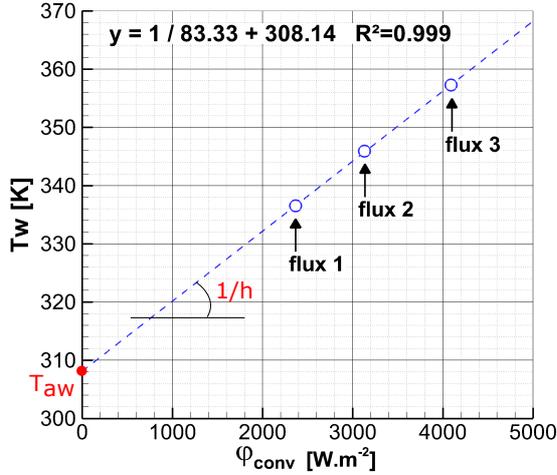


Fig. 2. Exemple de régression linéaire pour le calcul de T_{ad} et h via la méthode multi-flux.

Les mesures de vitesse sont réalisées par vélocimétrie à imagerie de particule (PIV). Des particules d'huile diélectrique (Ondina 915, $0.4\mu m$ de diamètre) sont pulvérisées à la fois dans le jet et dans l'écoulement amont. Un laser double cavité de type Nd:YAG 532nm, situé au-dessus de la veine d'essai et équipé d'une lentille divergente, est utilisé pour générer une fine nappe laser dans le plan x-y au centre de la fente et illuminer les particules d'huile présentes dans l'écoulement. Des images d'une taille de $120 \times 70 mm$ sont alors enregistrées à l'aide d'une caméra (PCO Edge 2560x2160px), située à côté de la veine d'essai, avec une résolution finale de $47\mu m/px$. Toutes les mesures de vitesse présentées dans cette étude sont réalisées par PIV.

C. Actionneur plasma

L'actionneur plasma utilisé dans cette étude est constitué de deux électrodes disposées asymétriquement de part et d'autre d'une barrière diélectrique comportant plusieurs couches de film polyimide (Fig.3). Un espace de 2mm est laissé entre les deux électrodes dans le plans horizontal afin de prévenir les risques de claquage.

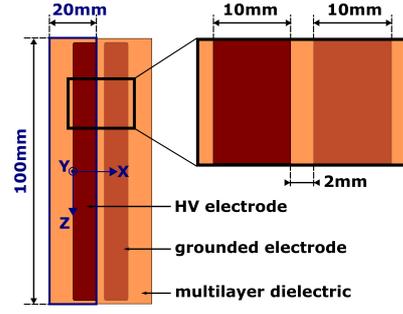


Fig. 3. Schéma de l'actionneur plasma, vue de dessus.

D'une épaisseur totale de $440\mu m$, il est disposé à cheval sur l'arrête aval de la fente d'injection, de manière à ce que le plasma soit créé à partir de $x/D=1$ (Fig.1). L'électrode inférieure, disposée entre la paroi et le diélectrique, est reliée à la masse. Pour initier la décharge, une tension sinusoïdale d'amplitude $V_{AC}=7.5kV$ et de fréquence $f_{AC}=2kHz$ est appliquée à l'électrode supérieure, en contact avec l'air. La haute tension est délivrée par générateur de signal (Lecroy WaveStation 3082) et amplifiée à sa sortie par un amplificateur (Trek 30kV/40mA). La force moyenne générée par cet actionneur est estimée à environ $2kN/m$ [11], ce qui est du même ordre de grandeur que la valeur utilisée par Roy et Wang [6] dans leur simulation. Des mesures de puissance sont réalisées en incorporant un condensateur non capacitif ($47nF$) en série entre l'électrode de masse et la terre. La tension mesurée aux bornes de ce condensateur permettant de calculer la puissance consommée par intégration du cycle défini par la courbe charge-tension [12]. La puissance moyenne consommée par l'actionneur plasma est estimée à $20W/m$.

Des mesures PIV sont réalisées, dans l'air au repos, pour mesurer la vitesse du vent ionique induit par la décharge. La figure 4 illustre la distribution moyenne des composantes longitudinale $\langle u \rangle$ (Fig.4.a) et normale $\langle v \rangle$ (Fig.4.b) du vent ionique. On peut remarquer que, sous l'effet du plasma, l'air ambiant est aspiré vers la paroi dans l'espace inter-électrode à une vitesse de $0.5m/s$ (Fig.4.b), puis accéléré tel un jet de paroi jusqu'à la fin de l'électrode de masse ($x/D=2$), où il atteint une vitesse moyenne maximale de $2.4m/s$ (Fig.4.a).

III. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

A. Influence de la décharge sur le jet

L'influence de l'actionneur est d'abord étudiée sur le jet seul, sans écoulement amont, afin de faciliter la compréhension du mécanisme de contrôle. La figure 5 présente la distribution du module de la vitesse, sans et avec décharge plasma. Lorsque l'actionneur est inactif (Fig.5.a), on remarque que le jet décolle de la paroi dès sa sortie ($x/D=1$) avant d'y recoller plus en aval ($x/D=7$). Dès que l'actionneur est mis en route (Fig.5.b), le jet ne décolle plus et reste plaqué contre la paroi sous l'effet du vent ionique, permettant ainsi d'espérer une augmentation de l'efficacité du système de refroidissement.

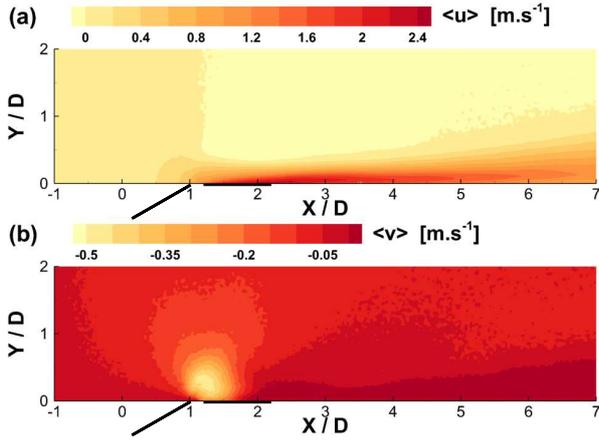


Fig. 4. Distribution moyenne des composantes longitudinale $\langle u \rangle$ et normale $\langle v \rangle$ de la vitesse du vent ionique dans le plan médian de l'actionneur ($x/D=0$).

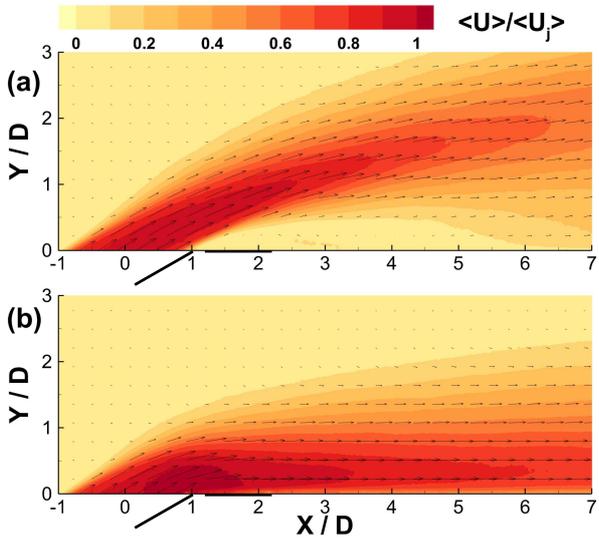


Fig. 5. Distribution moyenne de la norme de la vitesse, normalisée par la vitesse de sortie du jet, dans le plan médian de l'actionneur ($x/D=0$). Sans contrôle (a) et avec contrôle à $V_{AC}=7.5\text{kV}$ - $f_{AC}=2\text{kHz}$ (b).

B. Influence de la décharge sur le jet en présence d'un écoulement amont cisailant

Nous avons pu observer que l'actionneur permettait de garder le jet plaqué contre la paroi. Il reste maintenant à observer, d'un point de vu thermique, l'influence du contrôle du jet lorsqu'il est injecté dans un écoulement amont cisailant. La figure 6 présente une cartographie de l'efficacité à la paroi, sans et avec contrôle du jet, dans le cas d'un taux de soufflage $M=0.5$ ($U_\infty \approx 2.U_j$). Dans les deux cas de figure, on remarque que l'efficacité maximale est atteinte au début de la paroi test ($x/D=5$). En effet, plus on s'éloigne de la fente d'injection, plus le jet se mélange avec l'écoulement amont, augmentant ainsi les échanges thermiques entre ce dernier et la paroi, diminuant à fortiori l'efficacité.

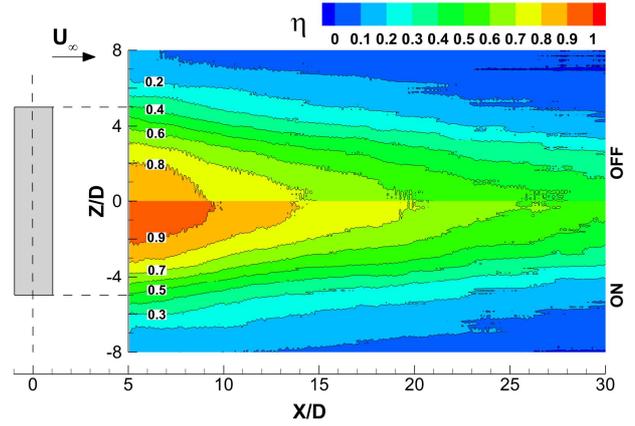


Fig. 6. Distribution moyenne de l'efficacité à la paroi pour $M=0.5$. Sans contrôle (partie supérieure) et avec contrôle à $V_{AC}=7.5\text{kV}$ - $f_{AC}=2\text{kHz}$ (partie inférieure).

On peut aussi remarquer que l'efficacité est maximale dans un plan passant par le centre de la fente ($z/D=0$). Ceci est dû aux interactions entre le jet et l'écoulement amont, à l'origine de la formation de tourbillons contrarotatifs dans le sillage des arêtes latérales de la fente ($z/D=\pm 5$). Ces tourbillons vont permettre une forte augmentation du mélange entre le jet et l'écoulement amont, entraînant ainsi une forte diminution de l'efficacité. Lorsque l'on met en route l'actionneur plasma, l'efficacité augmente d'environ 15% en moyenne. Cependant, l'empreinte thermique à la paroi est similaire à celle obtenue dans le cas sans contrôle du jet. Ceci laisse supposer qu'au centre de la fente, l'actionneur a suffisamment d'autorité pour maintenir le jet plaqué contre la paroi et limiter les échanges thermiques entre l'écoulement amont et cette dernière. Mais lorsqu'on se rapproche des arêtes latérales de la fente, l'action du vent ionique devient insuffisante pour empêcher la formation des tourbillons contrarotatifs et l'efficacité chute au fur et à mesure que ces tourbillons se développent, comme pour le cas sans contrôle.

Afin d'observer l'influence du contrôle en fonction du taux de soufflage M , on se place désormais dans le plan médian de la fente ($z/D=0$), là où l'efficacité est maximale. La figure 7 présente l'évolution de l'efficacité en fonction M dans le plan médian, sans et avec contrôle du jet. Sans contrôle, plus M est faible (i.e. plus la vitesse de l'écoulement amont est élevée) et plus l'efficacité est élevée en sortie de fente. En effet, pour $M=1$, la vitesse du jet est comparable à celle de l'écoulement amont et la pénétration du jet dans ce dernier est d'autant plus importante. L'écoulement amont peut alors pénétrer plus facilement sous le jet dès sa sortie, favorisant ainsi les échanges thermiques entre l'écoulement amont et la paroi, diminuant ainsi l'efficacité. Notons que l'efficacité devient maximale pour $M=1$ vers la fin de la paroi test. Ceci s'explique par une diffusion plus lente du jet dans l'écoulement amont, entraînant ainsi une diminution plus lente de l'efficacité le long de la paroi test en comparaison aux autres taux de soufflage.

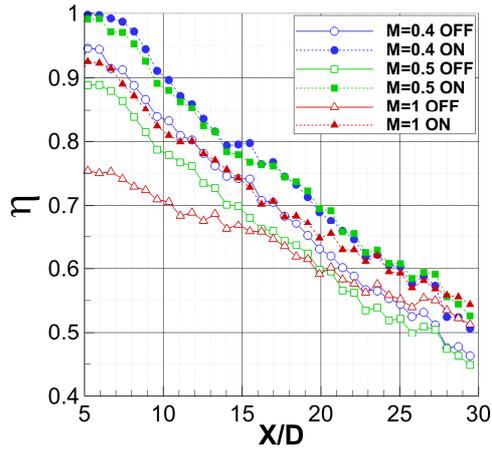


Fig. 7. Évolution de l'efficacité en fonction du taux de soufflage dans le plan médian de la fente ($z/D=0$). Sans contrôle (symboles vides) et avec contrôle à $V_{AC}=7.5\text{kV}$ - $f_{AC}=2\text{kHz}$ (symboles pleins).

Avec contrôle du jet, l'efficacité augmente globalement et ce pour toutes les valeurs de M testées. Ce qui implique que la stratégie de contrôle du jet appliquée dans cette étude reste performante, même lorsqu'on fait varier la vitesse de l'écoulement amont. Pour $M=0.4$ et $M=0.5$, une efficacité optimale ($\eta=1$) est atteinte au début de la paroi test. Cela démontre que l'actionneur plasma est toujours capable de maintenir le jet plaqué contre la paroi et d'empêcher les échanges thermiques entre cette dernière et l'écoulement amont. Pour $M=1$, l'efficacité est augmentée de 22% au début de la paroi test, mais reste cependant inférieure à 1. Des échanges thermiques ont donc lieu entre la paroi et l'écoulement amont. Dans ce cas de figure, l'actionneur permet une déflexion du jet vers la paroi sans pour autant l'empêcher de décoller complètement, laissant l'écoulement amont s'enrouler sous le jet et augmenter le mélange en proche paroi. Notons que ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus numériquement dans [6].

C. Influence des paramètres électrique

Afin d'élargir le champ d'action de la décharge plasma, une petite étude paramétrique sur l'amplitude et la fréquence du signal haute tension est réalisée, dans le plan médian de la fente, pour $M=0.5$. D'un côté, l'amplitude V_{AC} est modifiée afin d'observer les répercussions sur l'écoulement contrôlé ainsi que sur l'efficacité. Trois amplitudes sont testées : $V_{AC}=6.5\text{kV}$, 7kV et 7.5kV en conservant une fréquence constante de $f_{AC}=2\text{kHz}$. D'un autre côté, une modulation de fréquence est appliquée au signal haute tension, consistant à allumer et éteindre la décharge périodiquement à une fréquence f_{BM} . D'un point de vue technique, un signal créneau est utilisé pour déclencher périodiquement le signal haute tension ($V_{AC}=7.5\text{kV}$ et $f_{AC}=2\text{kHz}$), avec un rapport cyclique de 50%. Cette modulation permet d'imposer un mouvement périodique de battement au jet et d'observer la répercussion en termes d'efficacité. Trois

fréquences sont testées, adimensionnées sous forme de nombre de Strouhal ($St=f_{BM}\cdot L/U_\infty$) : $St=0, 0.2$ et 0.3 . Notons que le cas $St=0$ correspond au cas contrôlé sans modulation de fréquence ($f_{BM}=0$). Les profils moyens de vitesse, mesurés à la sortie de la fente ($x/D=1$), sont présentés dans les figure 8 et 9. Les gains moyens en efficacité sont quant à eux résumés dans les tableaux 1 et 2. On remarque que plus on augmente l'amplitude du signal et plus le gain en efficacité est important (Tab.1). Lorsque $V_{AC}=7.5\text{kV}$, le jet est complètement recollé à la paroi en sortie de fente (Fig.8). Si on diminue l'amplitude, la force EFD devient plus faible, la déflexion du jet vers la paroi est de moins en moins prononcée et les échanges thermiques entre l'écoulement amont et la paroi augmentent. Lorsque l'on applique une modulation de fréquence au signal haute tension, le jet se met à battre et ne recolle à la paroi que périodiquement. L'efficacité mesurée est donc plus faible que pour le cas sans battement (Tab.2). Notons que même si les profils de vitesse sont similaires pour les cas $St=0.2$ et 0.3 (Fig.9), le gain en efficacité moyen est plus important lorsque $St=0.2$. On observe donc bien un effet fréquentiel sur l'efficacité, même si le cas sans modulation permet d'obtenir une efficacité plus importante.

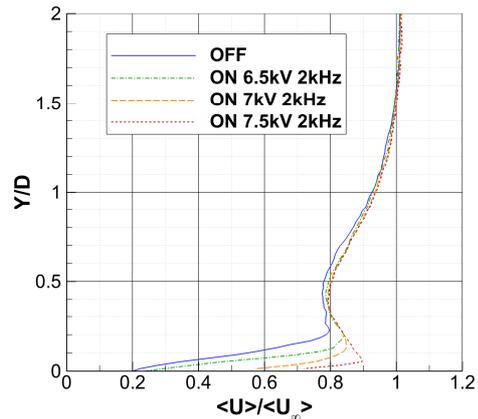


Fig. 8. Profils moyens de vitesse mesurés en sortie de fente ($x/D=1$), dans le plan médian ($z/D=0$), en fonction de l'amplitude du signal haute tension.

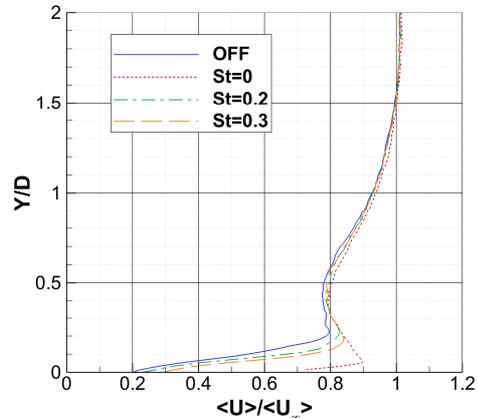


Fig. 9. Profils moyens de vitesse mesurés en sortie de fente ($x/D=1$), dans le plan médian ($z/D=0$), en fonction du nombre de Strouhal. $V_{AC}=7.5\text{kV}$ et $f_{AC}=2\text{kHz}$.

Tableau 1

Gain moyen en efficacité, calculé dans le plan médian de la fente ($z/D=0$), en fonction de V_{AC} ($f_{AC}=2\text{kHz}$).

| V_{AC} | 6.5kV | 7kV | 7.5kV |
|----------------------|-------|-----|-------|
| Gain moyen en η | 8% | 11% | 14% |

Tableau 2

Gain moyen en efficacité, calculé dans le plan médian de la fente ($z/D=0$), en fonction du nombre de Strouhal. $V_{AC}=7.5\text{kV}$ et $f_{AC}=2\text{kHz}$.

| St | 0 | 0.2 | 0.3 |
|----------------------|-----|-----|-----|
| Gain moyen en η | 14% | 10% | 6% |

IV. CONCLUSION

En conclusion, cette étude a été réalisée pour démontrer expérimentalement le potentiel d'un actionneur plasma, basé sur une décharge à barrière diélectrique surfacique, pour augmenter l'efficacité d'un système de refroidissement par film.

La configuration testée ici est celle d'un jet injecté dans un écoulement amont cisailant via une fente allongée. Des mesures de vitesse, couplées à des mesures thermiques, ont été réalisées en aval de la fente afin de comprendre l'impact de la décharge plasma sur les échanges thermiques à la paroi.

Dans tous les cas de figure testés, l'efficacité augmente globalement lorsque l'actionneur est mis en route. Sous l'effet du plasma, le jet reste attaché plus longtemps à la paroi et limite ainsi les échanges thermiques entre cette dernière et l'écoulement amont.

Des essais complémentaires doivent cependant être réalisés sur une géométrie plus fidèle au cas réel, où le jet est injecté via un orifice circulaire, afin de confirmer le potentiel de l'actionneur plasma et de le confronter aux résultats présents dans la littérature.

REMERCIEMENT

Cette étude a été financée par le programme INVESTISSEMENT D'AVENIR (ANR-11-LABX-0017-01, LABEX INTERACTIFS). Une partie des équipements utilisés a été financée par le programme INOPLAS (ANR-13-ASTR-0015-01).

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. E. Sargison, S. M. Guo, M. L. G. Oldfield, G. D. Lock, A. J. Rawlinson, *A converging slot-hole film-cooling geometry part 1: low-speed flat-plate heat transfer and loss*, Journal of Turbomachinery 124 (2002) 453–460.
- [2] R. J. Goldstein, E. R. G. Eckert, F. Burggraf, *Effects of hole geometry and density on three-dimensional film cooling*, International Journal of Heat and Mass Transfer 17 (1974) 595–607.
- [3] E. Eckert, *Gas-to-gas film cooling*, Journal of Engineering Physics and Thermophysics 19 (1970) 1091–1101.
- [4] E. Moreau, *Airflow control by non-thermal plasma actuators*, Journal of Physics D: Applied Physics 40 (2007) 605.
- [5] T. C. Corke, C. L. Enloe, S. P. Wilkinson, *Dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control*, Annual Review of Fluid Mechanics 42 (2010) 505–529.
- [6] S. Roy, C.-C. Wang, *Plasma actuated heat transfer*, Applied Physics Letters 92 (2008) 231501.
- [7] W. Mick, R. Mayle, *Stagnation film cooling and heat transfer, including its effect within the hole pattern*, Journal of Turbomachinery 110 (1988) 66–72.
- [8] T. Wang, L. Zhao, *Discussions of some myths and concerned practices of film cooling research*, International Journal of Heat and Mass Transfer 54 (2011) 2207–2221.
- [9] M. Fénot, J. J. Vullierme, E. Dorignac, *Local heat transfer due to several configurations of circular air jets impinging on a flat plate with and without semi-confinement*, International journal of thermal sciences 44 (2005) 665–675.
- [10] M. Fénot, E. Dorignac, G. Lalizel, *Heat transfer and flow structure of a multichannel impinging jet*, International Journal of Thermal Sciences 90 (2015) 323–338.
- [11] N. Bénard, A. Debien, E. Moreau, *Time-dependent volume force produced by a non-thermal plasma actuator from experimental velocity field*, Journal of Physics D: Applied Physics 46 (24).
- [12] N. Bénard, E. Moreau, *Electrical and mechanical characteristics of surface AC dielectric barrier discharge plasma actuators applied to airflow control*, Experiments in Fluids 55 (2014) 1–43.