

FIG. 2. A comparison between the predicted and correlated local Nusselt numbers for the UHF case.

continuous moving sheets the surfaces of which are maintained either at a constant temperature or at a constant heat flux. The correlations presented for a Prandtl number range of $0.7 \leq Pr \leq 100$ and for both buoyancy assisting and opposing flow conditions agree very well with the analytically predicted values.

Acknowledgement—The work reported here was supported in part by a grant from the National Science Foundation (NSF MEA 83-00785).

REFERENCES

1. A. Moutsoglou and T. S. Chen, Buoyancy effects in boundary layers on inclined, continuous moving sheets,

ASME J. Heat Transfer **102**, 371–373 (1980).
 2. A. Moutsoglou and T. S. Chen, Mixed convection on inclined surfaces, *ASME J. Heat Transfer* **101**, 422–426 (1979).
 3. S. W. Churchill, A comprehensive correlating equation for laminar assisting, forced and free convection, *A.I.Ch.E. JI* **23**, 10–16 (1977).
 4. A. J. Ede, Advances in free convection. In *Advances in Heat Transfer*, Vol. 4, pp. 1–64. Academic Press, New York (1967).
 5. T. Fujii and M. Fujii, The dependence of local Nusselt number on Prandtl number in the case of free convection along a vertical surface with uniform heat flux, *Int. J. Heat Mass Transfer* **19**, 121–122 (1976).

Correction de longueur d'impulsion pour la mesure de la diffusivité thermique par méthode flash

A. DEGIOVANNI

LEMMA, Ecole des Mines, Parc de Saurupt, 54042 Nancy Cedex, France

(Reçu le 5 Février 1987)

Il s'agit d'étendre le résultat de Azumi et Takahashi [1] obtenu dans le cas d'un échantillon supposé isolé (Parker *et al.* [2]), au cas général avec pertes thermiques. La solution analytique de l'équation de diffusion permettant de calculer la température sur la face opposée à l'impulsion de flux est donnée par le produit de convolution suivant

$$T(t) = Q \int_0^t \varphi(\tau) T_{\Delta}(t-\tau) d\tau$$

où $T_{\Delta}(t)$ est la solution pour une impulsion de Dirac, $\varphi(t)$ la

forme de l'impulsion avec

$$\int_0^{\infty} \varphi(t) dt = 1$$

et Q l'énergie de l'impulsion.

De façon générale, la solution à l'impulsion de Dirac en présence de pertes s'écrit sous la forme d'une double série [3]

$$T_{\Delta}(t) = \sum_n \sum_p A_{np} \exp(-\nu_{np} t).$$

La correction proposée par Azumi et Takahashi consiste simplement à décaler l'origine des temps d'une quantité t_c et à utiliser la solution à l'impulsion de Dirac. Comparons la solution exacte (T_e) et la solution de Dirac décalée dans le temps (T_d)

$$T_e = \sum_n \sum_p \left[\int_0^{t_f} \varphi(\tau) \exp(v_{np}\tau) d\tau \right] A_{np} \exp(-v_{np}t) \\ = \sum_n \sum_p I_{1np} A_{np} \exp(-v_{np}t)$$

en posant

$$I_{1np} = \int_0^{t_f} \varphi(\tau) \exp(v_{np}\tau) d\tau \\ T_d = \sum_n \sum_p A_{np} \exp[-v_{np}(t-t_c)] \\ = \sum_n \sum_p I_{2np} A_{np} \exp(-v_{np}t)$$

en posant

$$I_{2np} = \exp(v_{np}t_c).$$

Il suffit de comparer I_{1np} et I_{2np} ; pour cela nous développons les deux termes en série de Taylor (en se limitant aux temps supérieurs à la longueur de l'impulsion t_f), soit

$$I_{1np} = 1 + v_{np} \int_0^{t_f} \varphi(\tau)\tau d\tau + \frac{v_{np}^2}{2} \int_0^{t_f} \varphi(\tau)\tau^2 d\tau + \dots \\ I_{2np} = 1 + v_{np}t_c + \frac{v_{np}^2}{2} t_c^2 + \dots$$

soit en égalant les deuxièmes termes

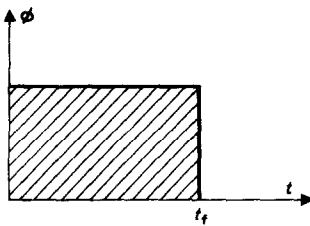
$$t_c = \int_0^{t_f} \varphi(\tau)\tau d\tau$$

où t_c est donc le barycentre de l'impulsion que le système soit isolé ou non.

Nous avons appliqué ce résultat à trois types d'impulsions (déjà étudiées par d'autres auteurs) pour connaître l'efficacité de la correction proposée :

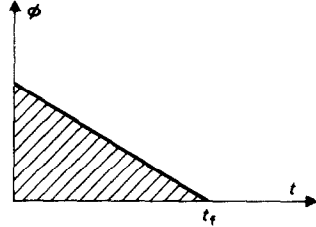
le rectangle

$$\varphi(t) = 1/t_f, \quad t \leq t_f \\ \varphi(t) = 0, \quad t > t_f;$$



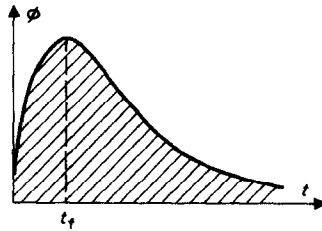
le triangle

$$\varphi(t) = \frac{2(t_f-t)}{t_f^2}, \quad t \leq t_f \\ \varphi(t) = 0, \quad t > t_f;$$



l'exponentielle

$$\varphi(t) = \frac{t}{t_f^2} \exp(-t/t_f).$$



Nous avons comparé les solutions T_e , T_e et T_d pour des temps supérieurs à $t_{1/3}$ (temps correspondant à 1/3 de la température maximale). Il apparaît, pour tous les cas étudiés, que l'on peut (à 1% près) assimiler l'impulsion à un Dirac lorsque le nombre de Fourier t_c^* associé à t_c ($t_c^* = at_c/e^2$) est inférieur à 0,002 (c'est la condition à remplir si l'on ne fait pas la correction). Par contre les courbes T_e et T_d sont identiques (à 1% près) pour $t_c^* < 0,03$, d'où la condition à remplir avec la correction proposée

$$t_c < 0.03e^2/a.$$

La correction permet donc d'utiliser des impulsions 15 fois plus longues sans changer la technique d'identification.

REFERENCES

1. T. Azumi and Y. Takahashi, *Rev. Scient. Instrum.* **52**(9), 1411-1413 (1981).
2. W. J. Parker, R. J. Jenkins, C. P. Butler and G. L. Abbott, *J. Appl. Phys.* **32**, 1679-1684 (1961).
3. A. Degiovanni, *Revue gén. Thermique* **185**, 417-442 (1977).