

# Echangeurs de chaleur à faisceaux de tubes. Étude des performances énergétiques et exergetiques des écoulements internes en tubes de différentes formes

Abdelhamid Kheiri, Mohammed El Ganaoui, Najla Gharbi

## ► To cite this version:

Abdelhamid Kheiri, Mohammed El Ganaoui, Najla Gharbi. Echangeurs de chaleur à faisceaux de tubes. Étude des performances énergétiques et exergetiques des écoulements internes en tubes de différentes formes. Congrès Français de Thermique SFT 2016, Société Française Thermique, May 2016, Toulouse, France. hal-01449526

**HAL Id: hal-01449526**

**<https://hal.univ-lorraine.fr/hal-01449526>**

Submitted on 30 Jan 2017

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Echangeurs de chaleur à faisceaux de tubes. Étude des performances énergétiques et exergetiques des écoulements internes en tubes de différentes formes.

Abdelhamid KHEIRI<sup>1,2\*</sup>, Mohammed EL GANAOUT<sup>3</sup>, Najla EL GHARBI<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Université de Lorraine, LEMTA, UMR 7563, 2 avenue de la Forêt de Haye, Vandoeuvre-les Nancy, F-54500

<sup>2</sup>CNRS, LEMTA, UMR 7563, 2 avenue de la Forêt de Haye, Vandoeuvre-les Nancy, F-54500

Université de Lorraine, FJV Méca. Energ. Génie des Procédés/Lermab, IUT Henri Poincaré de

<sup>3</sup>Longwy, 186 rue de Lorraine, 54400 Longwy - Cosnes et Romain, France

<sup>4</sup>Université de Perpignan via Domitia, Laboratoire PROMES-CNRS, Tecnosud-Rambla de la thermodynamique 66100 Perpignan - France

\* (auteur correspondant : abdelhamid.kheiri@univ-lorraine.fr)

**Résumé** – Les performances du transfert de chaleur dans les échangeurs de chaleur à faisceaux de tubes dépendent de la nature de l'écoulement qui prend place à l'intérieur de ces tubes. L'optimisation des conditions d'écoulement, essentiellement le nombre de Reynolds une fois le fluide fixé, doit porter à la fois sur le transfert de chaleur et sur la perte de charge. Ces deux éléments ne peuvent être correctement pris en compte que par l'intermédiaire de l'étude de la création d'entropie totale ou de la destruction d'exergie. Le transfert de chaleur et la perte de charge évoluent en écoulement turbulent en sens inverses avec le nombre de Reynolds ce qui permet, moyennant quelques hypothèses sur les profils de température et de vitesse et en utilisant des corrélations pour le nombre Nusselt et pour le coefficient de frottement, de trouver une valeur optimale de  $Re$  qui correspond au meilleur compromis. Nous développons dans ce travail les calculs analytiques pour le cas laminaire, qui lui présente la particularité d'avoir un nombre de Nusselt constant indépendant de  $Re$ . Nous nous intéressons dans une deuxième partie à l'utilisation de la CFD qui devrait permettre de trouver cet optimum sans avoir à utiliser d'approximation sur les profils ou de corrélations. Nous développons ici les équations qui permettent de post-traiter les résultats des profils de CFD pour en déduire les valeurs des entropies totales créées.

## Nomenclature

$A$	section transversale, $m^2$	$s$	entropie massique, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
$D$	diamètre, $m$	$S$	entropie, $J \cdot K^{-1}$
$f$	coefficient de frottement,	$\dot{S}$	flux d'entropie, $W \cdot K^{-1}$
$h_{fp}$	coefficient de convection, $W \cdot m^{-2} \cdot K$	$\dot{S}'$	flux d'entropie par unité de long., $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
$h$	enthalpie massique, $J \cdot kg^{-1}$	$T_m$	température moyenne de mélange, $K$
$L$	longueur, $m$	$v$	volume massique, $m^3 \cdot kg^{-1}$
$Nu$	nombre de Nusselt basé sur $D$	<i>Symboles grecs</i>	
$\dot{m}$	débit massique, $kg \cdot s^{-1}$	$\lambda$	conductivité thermique, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
$p$	périmètre mouillé, $m$	$\rho$	masse volumique, $kg \cdot m^{-3}$
$P$	pression absolue, $Pa$	$\mu$	viscosité dynamique, $Pa \cdot s$
$\dot{q}$	flux de chaleur, $W$	<i>Indices</i>	
$\dot{q}'$	flux de chaleur par unité de long., $W/m$	$gen$	pour entropie générée
$Re$	nombre de Reynolds basé sur $D$		

## 1. Introduction

Après une première étude [1][2] portant exclusivement sur l'écoulement externe, qui nous a permis en particulier de trouver, en fonction du nombre de Reynolds, la forme géométrique des tubes qui optimise les transferts et les pertes de charge par minimisation de création d'entropie totale, dans le présent article nous nous intéressons à l'écoulement interne.

Si l'on considère le cas de tubes avec un flux de chaleur linéique imposé, la création d'entropie totale peut s'exprimer sous la forme de la somme, d'une part, de l'entropie créée par le transfert de chaleur entre le fluide et la paroi et au sein du fluide, et d'autre part, de l'entropie générée par la perte de charge du fluide qui s'écoule dans le tube. Ce sont en effet les seules causes de création d'entropie si l'on se tient aux fluides monophasiques incompressibles. En considérant un profil de température uniforme dans chaque section transversale de l'écoulement, et en considérant des corrélations classiques pour le nombre de Nusselt et pour le coefficient de frottement en écoulement turbulent, Bejan [3] a établi l'expression analytique du nombre de Reynolds permettant de minimiser la création d'entropie totale résultant du transfert de chaleur et de la perte de charge. Il se trouve que sa formulation n'est pas valable lorsque le Reynolds optimal qui en est déduit est un Reynolds d'écoulement laminaire, ce qui contredit l'hypothèse de départ et invalide les corrélations du nombre de Nusselt et du coefficient de frottement utilisées. Dans cet article, qui constitue une étape d'un travail plus ambitieux portant sur l'optimisation des faisceaux de tubes des échangeurs, nous rendons compte, dans une première partie, de l'étude que nous avons menée pour le cas d'un écoulement laminaire. Nous développons des expressions analytiques en considérant des corrélations d'écoulement laminaire pour le nombre de Nusselt et pour le coefficient de frottement. Dans une deuxième partie nous intéressons à la démarche qui permet en post-traitement des profils de température et de vitesse fournis par un calcul numérique d'écoulement de déterminer l'entropie créée totale dans le tube. Cette démarche par CFD permet de prendre en compte un profil de température réaliste permettant de s'affranchir de l'utilisation de toute corrélation pour la détermination du nombre de Nusselt ou du coefficient de frottement, et permet de s'affranchir de l'utilisation d'une température moyenne de mélange pour le calcul des flux d'entropie convectés. Notre objectif ultérieur est de pouvoir déterminer les conditions optimales qui sont à sélectionner pour l'écoulement à l'intérieur des tubes d'échangeur qui minimisent les créations d'entropie, et ce, pour plusieurs formes de tube (circulaire, elliptique, wing shaped, ..). Le choix ultime de la forme du tube à utiliser pour une application donnée pourra alors être fait en incluant des considérations thermoéconomiques, voire exergoéconomiques, visant à minimiser les coûts de des investissements de fonctionnement pendant la durée de vie de l'équipement.

## 2. Modèle et formulation mathématique

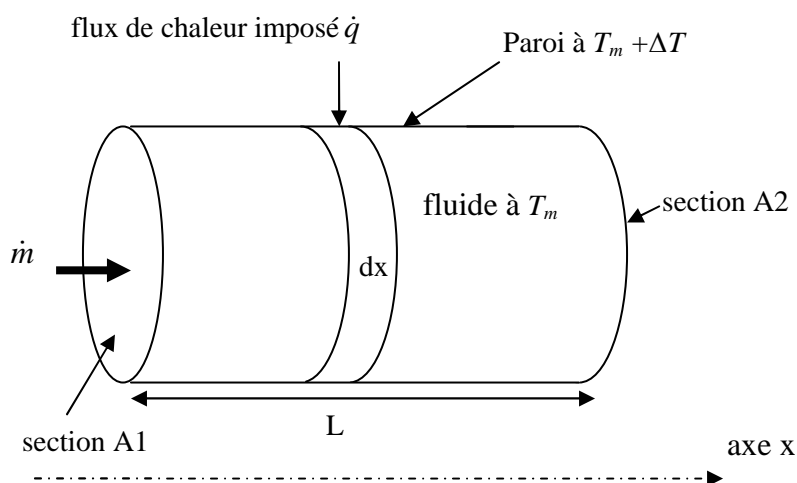


Figure 1 : schéma du tube avec l'axe, la section  $dx$  et les sections A1 et A2

Nous considérons un tube de section circulaire, dans lequel s'écoule un fluide avec un débit massique  $\dot{m}$ . L'axe  $x$  représente l'axe du tube dirigé dans le sens de l'écoulement. Le fluide est soumis à un flux de chaleur par unité de longueur imposé  $\dot{q}'$  (en W/m). Le bilan

exprimant la conservation de l'énergie sur la longueur  $dx$  exprime la variation de l'enthalpie massique  $h$  du fluide sur le parcours  $dx$  en conséquence de la fourniture de la quantité de chaleur  $\dot{q}' dx$ . Il s'écrit [3] :

$$\dot{m}dh = \dot{q}' dx \quad (1)$$

Soit  $T_m$  la température moyenne de mélange du fluide dans le tube (bulk température) et soit  $T_m + \Delta T$  la température du fluide en contact avec la paroi. Le bilan des transferts d'entropie sur l'élément de longueur  $dx$  permet d'exprimer l'entropie générée  $\dot{S}'_{gen}$  le long  $dx$  [4] :

$$\dot{m}ds = \dot{S}'_{gen} + \frac{\dot{q}'}{T_m + \Delta T} \quad (2)$$

En ramenant à l'unité de longueur nous obtenons :

$$\dot{S}'_{gen} = \dot{m} \frac{ds}{dx} - \frac{\dot{q}'}{T_m + \Delta T} \quad (3)$$

En introduisant la relation exprimant le premier principe pour un fluide en évolution simple :

$$dh = Tds + v dP \quad (4)$$

Nous obtenons après combinaisons et simplifications :

$$\dot{S}'_{gen} = \frac{\dot{q}' \Delta T}{T^2 \left(1 + \frac{\Delta T}{T_m}\right)} + \frac{\dot{m}v}{T_m} \left(-\frac{dP}{dx}\right) \quad (5)$$

Cependant, même dans le cas d'un profil de température correspondant à un écoulement laminaire, l'écart de température  $\Delta T$  entre la température moyenne de mélange  $T_m$  et la température du fluide à la paroi reste faible devant  $T_m$  qui est exprimé en Kelvin. Le rapport  $\Delta T/T_m$  peut donc être négligé devant 1. L'équation (5) peut alors écrire, en remplaçant aussi le volume massique par son inverse qui est la masse volumique du fluide :

$$\dot{S}'_{gen} = \frac{\dot{q}' \Delta T}{T^2} + \frac{\dot{m}}{\rho T} \left(-\frac{dP}{dx}\right) \quad (6)$$

La génération d'entropie totale apparaît comme étant la somme de deux termes : le premier est lié au transfert de chaleur entre le fluide et la paroi et le second est lié à la variation de la pression due aux frottements visqueux du fluide qui s'écoule. Soit :

$$\dot{S}'_{gen} = \dot{S}'_{gen,\Delta T} + \dot{S}'_{gen,\Delta P} = \dot{S}'_{gen,\Delta T} (1 + \psi) \quad (7)$$

Où  $\psi$  est le rapport de distribution des irréversibilités défini par :

$$\psi = \frac{\dot{S}'_{gen,\Delta P}}{\dot{S}'_{gen,\Delta T}} \quad (8)$$

Pour un tube de section de forme donnée, lorsque l'on fixe le fluide d'étude, la génération d'entropie totale exprimée par l'Eq. (7) n'est plus fonction que du nombre de Reynolds. Dès lors, deux voies s'offrent pour déterminer le nombre de Reynolds qui minimise cette génération d'entropie totale :

- la voie analytique qui fait appel aux corrélations empiriques ou semi empiriques. Ces dernières permettent d'exprimer le nombre de Nusselt, qui conditionne le  $\Delta T$ , ainsi que le

coefficient de frottement pour le calcul de la diminution de la pression le long de l'écoulement.

- la voie numérique qui présente l'avantage de permettre de s'affranchir, d'une part, de l'approximation introduite par le fait de considérer une température moyenne de mélange pour les équations (1) à (6) et du fait de négliger  $\Delta T$  devant  $T$ . Cette voie permet aussi de s'affranchir de l'obligation de faire appel aux corrélations pour la détermination du nombre de Nusselt et du coefficient de frottement. La prise en compte de la dépendance de l'enthalpie et de l'entropie massique vis-à-vis de la température et de la pression locale sont elles aussi permises par cette voie.

Dans cette première étape du travail nous développons la voie analytique en considérant un profil d'écoulement laminaire. Le cas de l'écoulement turbulent a été traité dans [3]. Pour la voie numérique, nous limitons ici à la présentation des équations que nous avons développées et qui permettent, à partir des profils de températures et de vitesses calculés numériquement, de déterminer les entropies totales créées.

## 2.1. Voie analytique

### 2.1.1. Cas d'un écoulement laminaire

*Entropie due au transfert de chaleur* : Si l'on note  $h_{fp}$  le coefficient du transfert de chaleur par convection entre le fluide et la paroi, et  $p$  le périmètre de la section transversale du tube, ou périmètre mouillé, nous pouvons exprimer le flux linéique de chaleur échangé à la paroi par :

$$\dot{q}' = \frac{\dot{q}}{dx} = \frac{h_{fp} \Delta T dx p}{dx} = h_{fp} \Delta T p \quad (9)$$

En introduisant le nombre de Nusselt :

$$Nu = \frac{h_{fp} D}{\lambda} \quad (10)$$

La génération d'entropie due au transfert de chaleur (Eq. (7)) s'écrit alors :

$$\dot{S}'_{gen, \Delta T} = \frac{\dot{q}' \Delta T}{T_m^2} = \frac{\dot{q}'}{T_m^2} \frac{\dot{q}'}{p h_{fp}} = \frac{\dot{q}'^2 D}{p T_m^2 \lambda Nu} \quad (11)$$

*Entropie due à la perte de charge* : Connaissant la vitesse débitante de l'écoulement notée  $V$ , la variation de la pression le long de l'écoulement s'exprime au moyen du coefficient de frottement  $f$ . Nous obtenons en remplaçant ensuite la vitesse par le débit massique :

$$\left( -\frac{dP}{dx} \right) = 4f \frac{\rho V^2}{2D} = \frac{2f \dot{m}^2}{\rho D A^2} \quad (12)$$

L'aire de la section transversale du tube est notée  $A$ . La génération d'entropie due à la perte de charge s'écrit alors :

$$\dot{S}'_{gen, \Delta P} = \frac{2\dot{m}^3 f}{\rho^2 T_m D A^2} \quad (13)$$

En considérant un tube de section circulaire, le périmètre  $p$  et l'aire  $A$  de la section transversale s'expriment respectivement par  $p = \pi D$  et  $A = \pi D^2 / 4$ . L'équation (5) prend la forme finale :

$$\dot{S}'_{gen} = \frac{\dot{q}'^2}{\pi T^2 \lambda Nu} + \frac{32 \dot{m}^3 f}{\pi^2 \rho^2 T_m D^5} \quad (14)$$

Pour un fluide en écoulement laminaire établi dans un tube lisse, nous avons [5] :

$$Nu = 4.36 \quad (15)$$

et

$$f = \frac{16}{Re} \quad (16)$$

En exprimant par ailleurs le diamètre en fonction du nombre de Reynolds et du débit massique, l'équation (13) devient compte tenu de (15) et (16)

$$\dot{S}'_{gen} = \frac{\dot{q}'^2}{4.36 \pi T^2 \lambda} + \frac{0.5 \pi^3 \mu^5 Re^4}{\rho^2 \dot{m}^2 T_m} \quad (17)$$

Il apparaît donc que, lorsque le débit du fluide et le flux linéique de chaleur imposée sont fixés, la génération d'entropie totale en écoulement laminaire dans un tube de section circulaire augmente de façon monotone avec  $Re$  et ne présente pas de valeur de Reynolds optimale qui la minimiserait. Ceci est lié essentiellement au fait que le nombre de Nusselt (Eq. 15) n'est pas, dans cette configuration, fonction de  $Re$ . Comme on pourrait le prévoir intuitivement, en écoulement laminaire, pour un débit massique fixé et un flux par unité de longueur fixée, on a donc intérêt à faire fonctionner le tube de l'échangeur de chaleur avec le plus petit nombre de Reynolds possible, c'est-à-dire avec un grand diamètre de tube. La limite principale sera celle du coût du tube et de son encombrement.

Sur les graphiques des figures 2 et 3, nous traçons respectivement l'entropie générée totale en fonction de  $Re$ , ainsi que le ratio de distribution des entropies générées  $\psi$ . Nous avons considéré, pour tracer ces figures, un fluide avec  $\lambda=0.6 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$ ,  $\mu=2.8 \cdot 10^{-4} \text{ Pa.s}$ ,  $\rho=1000 \text{ kg.m}^{-3}$ , une température  $T=373 \text{ K}$ , un débit massique de  $5 \cdot 10^{-4} \text{ kg/s}$  et un flux imposé en surface de  $10 \text{ W/m}$ . Nous constatons sur la figure 2 que les irréversibilités dues aux pertes de charge augmentent de manière monotone et très rapidement avec le nombre Reynolds. Nous en constatons ainsi une augmentation de plus  $10^5$  entre  $Re=100$  et  $Re=2000$ . Toutefois, les irréversibilités dues au transfert de chaleur restent prépondérantes sur toute cette gamme de nombre de Reynolds. Ainsi, jusqu'à  $Re=1500$ , ils représentent 98% de l'irréversibilité totale, et continuent à en représenter 93% pour  $Re=2200$ .

### 2.1.2. Cas d'un écoulement turbulent

En écoulement turbulent, Bejan [4] avait établi que lorsque l'on fixe les valeurs du débit massique et le flux linéique imposé, la génération d'entropie totale dans un tube lisse s'écrivait pour  $10^4 < Re < 10^6$  et  $0.7 < Pr < 160$ :

$$\dot{S}'_{gen} = \frac{\dot{q}'^2}{\pi T_m^2 \lambda Pr^{0.4} Re^{0.8}} + 0.046 Re^{-0.2} \frac{32 \dot{m}^3}{\pi^2 \rho^2 T_m D^5 Re} \quad (18)$$

Cette expression implique une valeur optimale du nombre de Reynolds qui minimise la génération d'entropie qui vaut :

$$Re_{opt} = 2.023 Pr^{-.071} \left( \frac{\dot{m} \rho \dot{q}'}{\mu^{5/2} (\lambda T_m)^{1/2}} \right)^{0.357} \quad (19)$$

Le nombre de génération d'entropie  $Ns$  représente l'entropie totale générées pour un  $Re$  donné, rapportée à celle générée lorsque le nombre de Reynolds est à sa valeur optimale

( $Re=Re_{opt}$ ). La forme des équations (17) et (18) conduit à un  $Ns$  indépendant de la nature du fluide, du flux imposé et du débit massique. Nous recalculons :

$$Ns = \frac{\dot{S}'_{gen,Re}}{\dot{S}'_{gen,Re_{opt}}} = 0.857 \left( \frac{Re}{Re_{opt}} \right)^{-0.8} + 0.143 \left( \frac{Re}{Re_{opt}} \right)^{4.8} \quad (20)$$

Le graphique de la figure 4 montre ces variations du nombre de génération d'entropie  $Ns$ . Il apparaît une nette prépondérance des irréversibilités dues aux pertes de charge au-delà de  $Re_{opt}$ . Ainsi, avec les mêmes données du fluide et de flux imposé considérées ci-dessus pour le cas laminaire, nous trouvons que ces irréversibilités représentent environ 99% du total des irréversibilités pour  $Re=51000$ . Nous travaillons à déterminer le nombre de Reynolds optimal  $Re_{opt}$  ainsi que l'expression du  $Ns$  pour d'autres gammes de  $Pr$  et de  $Re$  turbulent, ainsi que pour le cas d'autres géométries de tubes (elliptiques, rectangulaire,...). Ces développements seront publiés ultérieurement.

## 2.2. Voie numérique

Ainsi qu'annoncé plus haut, le calcul numérique présente l'avantage de permettre de partir directement des bilans thermodynamiques locaux pour déterminer l'entropie générée par le transfert de chaleur et par les frottements visqueux sans avoir à utiliser de simplifications ou de formulations approchées, mis à part bien sûr celles inhérentes aux schémas numériques (modèle de turbulence, maillage, ..).

Nous considérons un tube de section circulaire où s'écoule un fluide donné avec un flux linéique de chaleur imposé à l'interface fluide-paroi. Nous utilisons un logiciel de CFD du commerce pour établir les profils de vitesses et de températures. Nous nous plaçons suffisamment loin de l'entrée du tube et nous nous assurons qu'un régime établi est atteint. Cette précaution est prise afin de pouvoir comparer les résultats prévus avec ceux établis analytiquement.

Avant d'aller plus loin, il convient de traiter un élément d'importance qui est la manière dont l'entropie totale créée est obtenue à partir des profils de températures et de vitesses fournis par le logiciel de CFD. Nous commençons par écrire des bilans entropiques qui vont nous permettre d'établir les équations à utiliser en post-traitement pour déterminer l'entropie totale générée. Nous repartons de la figure 1, et nous considérons la portion du tube, de longueur  $L$ , située entre les sections A1 et A2.

Nous pouvons écrire le bilan des transferts et créations d'entropie dans le tube soumis à une densité de flux linéique constante entre les sections A1 et A2. Le système ouvert considéré est le fluide contenu dans le volume de contrôle constitué par la surface interne du tube et par les sections A1 et A2 :

$$\dot{S}_2 = \dot{S}_1 + \int_{\text{frontière}} \frac{\dot{q}}{T} + \dot{S}'_{gen,totale} \quad (21)$$

L'intégrale qui apparaît dans l'équation (21) est à opérer sur la frontière du système considéré entre les abscisses  $x_1$  et  $x_2$  des sections respectives A1 et A2. La température qui y apparaît est celle de l'interface fluide-paroi. Le flux linéique de chaleur étant constant, nous pouvons transformer (21) pour obtenir :

$$\dot{S}'_{gen,totale} = (\dot{S}_2 - \dot{S}_1) - \int_{x_1}^{x_2} \frac{\dot{q}' dx}{T(x)} \quad (22)$$

Les flux, ou débits, d'entropie  $\dot{S}_1$  et  $\dot{S}_2$  respectifs à travers les sections 1 et 2 doivent être calculés par intégration sur chacune de ces sections. Nous avons pour la section A1 :

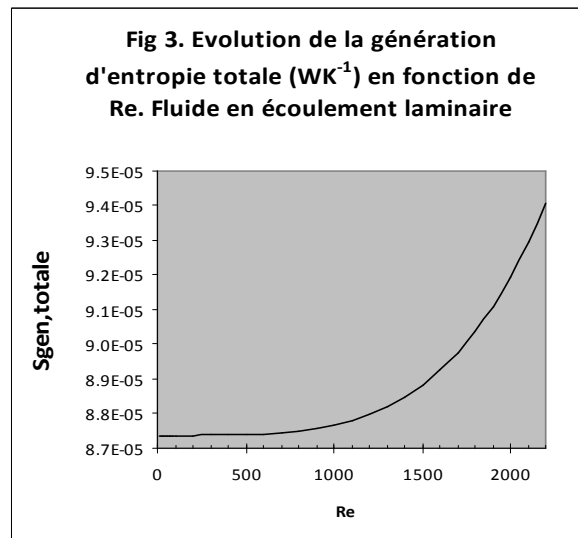
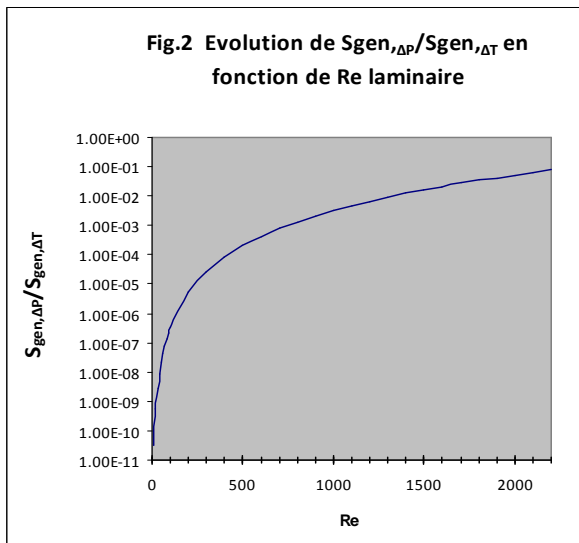
$$\dot{S}_1 = \frac{1}{\dot{m}} \int_{A1} \rho(T, P) V_s(T, P) dA \quad (23)$$

Nous avons une expression similaire pour la section A2.  $V$  est la vitesse locale du fluide, qui serait une  $V(r)$  fonction du rayon pour un tube de section circulaire. Tous les paramètres qui apparaissent dans l'intégrale sont des paramètres locaux qui sont fonction de la température, du rayon, et pour l'entropie massique  $s$ , de la pression locale.  $dA$  est l'élément de surface transversale sur laquelle porte l'intégration. L'intérêt du calcul numérique, est que les vitesses, les températures et les pressions locales sont connues ainsi que les valeurs numériques des propriétés du fluide sont disponibles en fonction de la température et de la pression, ce qui permet la détermination de cette intégrale

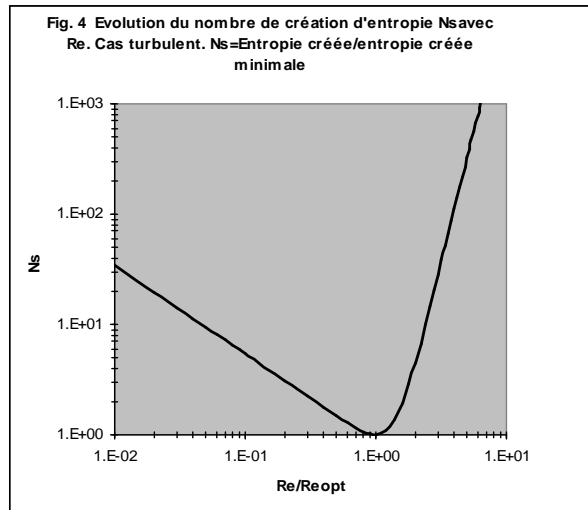
Remarquons cependant que dans le cas d'un flux linéique constant et d'un fluide monophasique, la température évolue linéairement en fonction de  $x$ . En effet, avec un bilan des énergies au sens du premier principe sur chaque  $dx$ , on peut facilement établir que la variation de la température moyenne de mélange du fluide évolue linéairement selon  $x$ . Pourvu que les propriétés du fluide restent constantes entre les sections 1 et 2, de manière que les nombres de Reynolds et de Prandtl restent constants, le coefficient de convection  $h$  est alors constant entre ces sections. Or la différence de température  $\Delta T$  entre la température de la paroi et la température moyenne de mélange du fluide est égale au rapport du flux imposé constant à la surface et du coefficient de convection. Ces derniers étant constants sous ces conditions, l'écart  $\Delta T$  est alors constant. Puisque la température moyenne de mélange évolue linéairement, Il s'ensuit que la température de la paroi évolue elle aussi linéairement entre les abscisses  $x_1$  et  $x_2$ . Ceci nous permet d'exprimer autrement le deuxième membre de l'équation (22).

$$\int_{x_1}^{x_2} \frac{\dot{q}' dx}{T(x)} = \dot{q}' \frac{L}{(T_2 - T_1)} \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) \quad (24)$$

Ainsi, connaissant grâce à la CFD les températures  $T_1$  et  $T_2$  des abscisses respectives  $x_1$  et  $x_2$ , on peut calculer directement l'intégrale qui apparaît dans l'équation (22). Il est clair que si l'on ne peut pas faire l'hypothèse de  $Re$  et  $Pr$  constants le long du parcours  $L$ , il convient de calculer cette intégrale pas à pas en post-traitement dans le logiciel de CFD ou à l'extérieur de ce dernier.







### 3. Conclusion

Afin d'optimiser les formes et les conditions de fonctionnement des tubes des échangeurs de chaleur, il convient de se placer dans des conditions qui minimisent la création d'entropie totale. Cette démarche peut être menée de manière analytique ou numérique. Dans ce travail, sur le volet analytique, nous avons présenté des développements que nous avons réalisés au sujet du calcul de l'entropie créée dans un tube d'échangeur où le fluide, en écoulement laminaire, échange de la chaleur sous flux de chaleur constant imposé à la paroi, et subit une perte de pression par frottement visqueux. Sur le volet numérique, qui présente l'avantage de s'affranchir de quelques approximations inhérentes au calcul analytiques et aussi de permettre de traiter le cas de tous les tubes quelle que soit la forme de leur section transversale et le type de conditions aux limites imposées, nous avons établi les équations qui permettent en post-traitement, après un calcul de CFD des profils de température et de vitesse dans le tube, de déterminer les entropies totales créées. Nous avons décliné les résultats de cette méthodologie de calcul dans le cas particulier d'un flux linéique constant imposé en surface avec des valeurs de nombres de Reynolds et de Prandtl constants le long du parcours. Les résultats complets des calculs numériques en cours de validation incluant cette méthodologie et traitant à la fois des cas laminaires et turbulents feront l'objet de futures publications.

[1] N. El Gharbi, A. Kheiri, M El Ganaoui, R. Blanchard. Optimisation Study of Heat Exchanger system Performances. *Congrès de la Société Française de Thermique. SFT 2015*. La Rochelle France.

[2] N. El Gharbi, A. Kheiri, M. El Ganaoui, R. Blanchard. *Case Studies in Thermal Engineering* Volume 6, September 2015, Pages 194–203

[3] A. Bejan, *Advanced Engineering Thermodynamics*, John Wiley & Sons, Inc. (2006)

[4] M. J. Moran et All. *Fundamentals of engineering thermodynamics*. John Wiley & Sons, Inc. (2011)

[5] W. M Kays, *Convective Heat and Mass Transfer*, McGraw-Hill Boo Compagny (1966)