

N°d'ordre : 05 /2014-D/GM

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**

**Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique**

**Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene**

**Faculté de Génie Mécanique et Génie des Procédés**



## **THESE**

Présentée pour l'obtention du grade de **DOCTORAT EN SCIENCES**

**En : GENIE MECANIQUE**

**Spécialité : ENERGETIQUE**

**Par : Nabila TARGUI**

**Thème :**

**Analyse du Transfert Thermique en  
Ecoulement Pulsé dans un Echangeur de  
Chaleur Bitubes muni de Chicane Poreuses**

Soutenue publiquement le 21 / 05/ 2014, devant le Jury composé de :

<b>M A. BOUMEDIENE</b>	<b>Professeur, à l'U.S.T.H.B</b>	<b>Président</b>
<b>Melle H. KAHALERRAS</b>	<b>Professeur, à l'U.S.T.H.B</b>	<b>Directrice de Thèse</b>
<b>M B. BOUMEDDANE</b>	<b>Professeur, à l'Université de BLIDA</b>	<b>Examinateur</b>
<b>M K. MANSOURI</b>	<b>Professeure, à l'Université de BOUMERDES</b>	<b>Examinateur</b>
<b>Mme R. BOUDRIES</b>	<b>Maître de Conférences /A, au C.D.E.R</b>	<b>Examinatrice</b>
<b>M D.E. AMEZIANI</b>	<b>Maître de Conférences /A, à l'U.S.T.H.B</b>	<b>Examinateur</b>

## REMERCIEMENTS

*Ce travail a été effectué au sein du laboratoire des Transports Polyphasiques et Milieux Poreux de la Faculté de Génie Mécanique et Génie des Procédés de l'U.S.T.H.B sous la direction de **M<sup>elle</sup> H. Kahalerras** Professeur à l'U.S.T.H.B. Qu'elle trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour son aide et ses encouragements tout au long de ce travail.*

*J'exprime ma gratitude à **M. A. Boumedién** Professeur à l'U.S.T.H.B pour avoir accepté la présidence du Jury.*

*Je remercie également **M. B. Boumedanne** Professeur à l'Université de Blida, **M. K. Mansouri** Professeur à l'Université de Boumerdes, **M<sup>me</sup> R. Boudries** Maître de Conférences au C.D.E.R et **M. D.E. Ameziani** Maître de Conférences à l'U.S.T.H.B pour avoir accepté de consacrer une partie de leurs temps à l'examen de cette thèse.*

## ***DEDICACES***

*Je dédie ce modeste travail :*

*A mes parents ;*

*A mon mari et mon fils Fares-Sofiane ;*

*A mes frères, mes sœurs, ma belle sœur, mes nièces et mes neveux ;*

*A Toute ma famille et à mes amies*

*A mes collègues de l'U.S.T.H.B, l'E.N.S.T & L'E.N.S.H ;*

*A Henda*

## RESUME

Une étude numérique est menée pour analyser l'effet d'utilisation simultanée de chicanes poreuses avec écoulement pulsé ou nanofluides sur la performance d'un échangeur de chaleur tubulaire. Le fluide chaud circule dans le tube interne, alors que le fluide froid s'écoule dans l'espace annulaire. Le modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer est adopté pour décrire l'écoulement dans les régions poreuses et la méthode des volumes finis est utilisée pour résoudre les équations de conservation avec les conditions aux limites appropriées. Les effets de l'amplitude et de la fréquence de pulsation, ainsi que la fraction volumique et la nature des nanoparticules pour différentes perméabilités du milieu poreux sont analysés. Les résultats révèlent que l'addition d'une composante oscillatoire à l'écoulement moyen ou l'ajout de nanoparticules affecte la structure de l'écoulement et améliore le transfert de chaleur en comparaison aux cas non pulsé et de fluides conventionnels. Les meilleures performances de l'échangeur de chaleur sont obtenues quand seul le fluide chaud est pulsé ou en introduisant des nanoparticules au fluide froid.

**Mots clés :** Echangeur de chaleur ; Chicanes poreuses ; Ecoulement pulsé ; Nanofluide

## ABSTRACT

A numerical investigation is conducted to analyze the effect of simultaneous use of porous baffles with pulsating flow or nanofluids on a double pipe heat exchanger performance. The hot fluid flows in the inner cylinder, whereas the cold fluid circulates in the annular gap. The Darcy-Brinkman-Forchheimer model is adopted to describe the flow in the porous regions and the finite volume method is used to solve the governing equations with the appropriate boundary conditions. The effects of the amplitude and frequency of pulsation, as well as volume fraction and type of nanoparticles for various porous medium permeabilities are analyzed. The results reveal that the addition of an oscillating component to the mean flow or nanoparticles affects the flow structure, and enhances the heat transfer in comparison to the steady non pulsating flow and conventional fluids. The highest heat exchanger performances are obtained when only the flow of the hot fluid is pulsating or by introducing nanoparticles to the cold fluid.

**Keywords:** Heat exchanger; Porous baffles; Pulsating flow; Nanofluid

## NOMENCLATURE

<b>A</b>	Amplitude de pulsation ou aire surfacique
<b>A (<math> P_e </math>)</b>	Coefficient de convection-diffusion
<b>a</b>	Coefficient dans l'équation discrétisée
<b>b</b>	Terme constant dans l'équation discrétisée
<b>C</b>	Coefficient inertiel
<b>C<sub>p</sub></b>	Capacité calorifique à pression constante, J/kg K
<b>d<sub>p</sub></b>	Diamètre des particules
<b>Da</b>	Nombre de Darcy
<b>D<sub>h</sub></b>	Diameter hydraulique, m
<b>E</b>	Efficacité de l'échangeur de chaleur
<b>f</b>	Fréquence de pulsation, Hz
<b>fr</b>	Coefficient de frottement
<b>F</b>	Coefficient de Forchheimer
<b>F<sub>i</sub></b>	Débit d'écoulement (I = e, w, n, s)
<b>h</b>	Coefficient d'échange convectif, W/m <sup>2</sup> K
<b>h<sub>p</sub></b>	Hauteur des chicanes poreuses, m
<b>J</b>	Flux total (convection- diffusion)
<b>k</b>	Conductivité thermique, W/mK
<b>K</b>	Perméabilité des chicanes poreuses, m <sup>2</sup>
<b>ℓ</b>	Longueur de l'échangeur de chaleur, m
<b>ṁ</b>	Débit massique, kg /s
<b>Nu</b>	Nombre de Nusselt
<b>P</b>	Pression, Pa
<b>Pr</b>	Nombre de Prandtl
<b>r</b>	Coordonnée radiale, m
<b>Re</b>	Nombre de Reynolds
<b>R<sub>p</sub>,</b>	Résidu de l'équation de continuité
<b>R<sub>(ρC<sub>p</sub>)</sub></b>	Rapport des capacités calorifiques poreux-nanofluide
<b>R<sub>(ρC<sub>p</sub>)nf</sub></b>	Rapport des capacités calorifiques nanofluide-fluide
<b>R<sub>k</sub></b>	Rapport des conductivités thermiques poreux-nanofluide

$R_{knf}$	Rapport des conductivités thermiques nanofluide-fluide
$R_m$	Rapport des débits massiques
$R_r$	Rapport des rayons
$R_\mu$	Rapport des viscosités dynamiques poreux-nanofluide
$R_{\mu nf}$	Rapport des viscosités dynamiques nanofluide-fluide
$R_\rho$	Rapport des densités poreux-nanofluide
$R_{\rho nf}$	Rapport des densités nanofluide-fluide
$s$	: Espacement entre les chicaneuses poreuses, m
$S_c$	Partie constante du terme source linéarisée
$S_p$	Coefficient dans l'expression du terme source
$St$	Nombre de Strouhal
$t$	Temps, s
$T$	Température, K
$u$	Vitesse axiale, m/s
$u_D$	Vitesse Darcienne
$v$	Vitesse radiale, m/s
$\vec{V}$	Vecteur vitesse
$w$	Largeur des chicaneuses poreuses, m
$x$	Coordonnée axiale, m

### Symboles Grecs

$\alpha_\phi$	Facteur de sous relaxation
$\Gamma$	Coefficient de diffusivité
$\mu$	Viscosité dynamique, kg/ms
$\varepsilon$	Porosité
$\rho$	Densité, kg/m <sup>3</sup>
$\theta$	Température adimensionnelle
$\Phi$	fraction volumique
$\phi$	Variable dépendante générale
$\tau$	Temps adimensionnel
$\tau^*$	Période de pulsation adimensionnelle
$\eta_E$	Rapport des efficacités pulsé-non pulsé

---

$\eta_{Nu}$	Rapport des nombres de Nusselt moyens pulsé-non pulsé
$\eta_{fr}$	Rapport des coefficients de frottement pulsé-non pulsé

**Indices**

<b>c</b>	Chaud
<b>e</b>	Entrée, effectif ou point de calcul à l'est du volume de control
<b>E</b>	Point de calcul à l'est du volume de control
<b>f</b>	Froid ou fluide
<b>i</b>	Intérieur
<b>m</b>	Moyen
<b>max</b>	Maximal
<b>min</b>	Minimal
<b>n, N</b>	Point de calcul au nord du volume de control
<b>nb</b>	nœuds voisins
<b>nf</b>	Nanofluide
<b>o, O</b>	Extérieur ou point de calcul à l'ouest du volume de control
<b>p, P</b>	Poreux ou Point de calcul au centre du volume de control
<b>Pa</b>	Paroi
<b>s, S</b>	Etat stationnaire, solide ou Point de calcul au sud du volume de control
<b>w, W</b>	Point de calcul à l'ouest du volume de control
<b>&lt; &gt;</b>	Moyenne sur une période
<b>*</b>	Iteration précédente

## LISTE DES FIGURES

<b>Figure I.1</b>	Echangeur à faisceaux tubulaires.....	4
<b>Figure I.2</b>	Echangeur à plaques.....	4
<b>Figure I.3</b>	Revêtement d'une surface .....	6
<b>Figure I.4</b>	Surface rugueuse .....	6
<b>Figure I.5</b>	Echangeur de chaleur à ailettes .....	6
<b>Figure I.6</b>	Echangeur de chaleur avec des obstacles solides.....	7
<b>Figure I.7</b>	Echangeur brasé.....	7
<b>Figure I.8</b>	Structure poreuse.....	8
<b>Figure I.9</b>	Mousse métallique.....	9
<b>Figure I.10</b>	une roche de craie.....	9
<b>Figure I.11</b>	Matière fibreuse.....	9
<b>Figure I.12</b>	Empilement de billes.....	9
<b>Figure I.13</b>	Gamme de tailles des nanoparticules comparées à celles des principales structures chimiques et biologiques.....	16
<b>Figure I.14</b>	Nanoparticules métalliques.....	17
<b>Figure I.15</b>	Nanotubes de carbone.....	17
<b>Figure III.1</b>	Domaine physique.....	34
<b>Figure IV.1</b>	Volume de contrôle représentatif.....	47
<b>Figure IV.2</b>	Position de l'interface.....	52
<b>Figure IV.3</b>	Représentation d'un maillage décalé.....	53
<b>Figure V.1</b>	Efficacité de l'échangeur de chaleur fonction de l'épaisseur des couches poreuses : $Pr = 7$ , $R_m = 1/0.7$ , $Da = 10^{-3}$ et $R_k = 78.12$ .....	62
<b>Figure V.2</b>	Evolution de $E$ et $E/E_{\Phi=0}$ en fonction de $\Phi$ pour différents types de nanoparticules, $H_p = 0.6$ et $Da = 10^{-3}$ .....	64
<b>Figure V.3</b>	Evolution de $Nu_{mc}$ et $Nu_{mc}/Nu_{mc\Phi=0}$ en fonction de $\Phi$ pour différents types de nanoparticules, $H_p = 0.6$ et $Da = 10^{-3}$ .....	64
<b>Figure V.4</b>	Evolution de $Nu_{mf}$ et $Nu_{mf}/Nu_{mf\Phi=0}$ en fonction de $\Phi$ pour différents types de nanoparticules, $H_p = 0.6$ et $Da = 10^{-3}$ .....	65
<b>Figure V.5</b>	Evolution de $fr_{mc}$ et $fr_{mc}/fr_{mc\Phi=0}$ en fonction de $\Phi$ pour différents types de nanoparticules, $H_p = 0.6$ et $Da = 10^{-3}$ .....	66
<b>Figure V.6</b>	Evolution de $fr_{mf}$ et $fr_{mf}/fr_{mf\Phi=0}$ en fonction de $\Phi$ pour différents types de nanoparticules, $H_p = 0.6$ et $Da = 10^{-3}$ .....	66
<b>Figure V.7</b>	$Nu_{mf}/Nu_{mf\Phi=0}$ ( $Nu_{mc}/Nu_{mc\Phi=0}$ ) en fonction de $fr_{mf}/fr_{mf\Phi=0}$ ( $fr_{mc}/fr_{mc\Phi=0}$ ) pour différentes fractions volumiques et divers types de nanoparticules, $H_p = 0.6$ et $Da = 10$ .....	67
<b>Figure V.8</b>	$Nu_{mf}/Nu_{mf-fluide\Phi=0}$ en fonction de $fr_{mf}/fr_{mf-fluide\Phi=0}$ pour différentes fractions volumiques et divers types de nanoparticules, $H_p = 0.6$ et $Da = 10^{-3}$ .....	67
<b>Figure V.9</b>	Evolution de $E$ et $E/E_{fluide}$ en fonction du nombre de Darcy pour différentes valeurs de $\Phi$ : eau-Cu et $H_p = 0.6$ .....	68
<b>Figure V.10</b>	Evolution de $Nu_{mf}$ et $Nu_{mc}$ en fonction du nombre de Darcy pour différentes valeurs de $\Phi$ : eau-Cu et $H_p = 0.6$ .....	69
<b>Figure V.11</b>	Evolution de $fr_{mf}$ et $fr_{mc}$ en fonction du nombre de Darcy pour valeurs de $\Phi$ : eau-Cu et $H_p = 0.6$ .....	69
<b>Figure V.12</b>	Evolution de $fr_{mf}/fr_{mf-fluide}$ en fonction de $Nu_{mf}/Nu_{mf-fluide}$ pour différents nombres de Darcy et diverses valeurs de $\Phi$ : eau-Cu et $H_p = 0.6$ .....	70
<b>Figure V.13</b>	Evolution de $E$ et $E/E_{fluide}$ en fonction de la hauteur des chicanes pour différentes valeurs de $\Phi$ : $Da = 10^{-3}$ .....	71

<b>Figure V.14</b>	Evolution de $Nu_{mf}$ et $Nu_{mc}$ en fonction de la hauteur des chicane pour différentes valeurs de $\Phi$ : $Da = 10^{-3}$ .....	71
<b>Figure V.15</b>	Evolution de $fr_{mf}$ et $fr_{mc}$ en fonction de la hauteur des chicane pour différentes valeurs de $\Phi$ : $Da = 10^{-3}$ .....	72
<b>Figure V.16</b>	Evolution de $Nu_{mf}/Nu_{mffluide}$ en fonction de $fr_{mf}/fr_{mffluide}$ pour différentes hauteurs des chicane et diverses valeurs de $\Phi$ : $Da = 10^{-3}$ .....	73
<b>Figure V.17</b>	Evolution de $E$ et $E/E_{fluide}$ en fonction de l'espacement des chicane pour différentes valeurs de $\Phi$ : $H_p = 0.6$ et $Da = 10^{-3}$ .....	74
<b>Figure V.18</b>	Evolution de $Nu_{mf}$ et $Nu_{mc}$ en fonction de l'espacement des chicane pour différentes valeurs de $\Phi$ : $H_p = 0.6$ et $Da = 10^{-3}$ .....	74
<b>Figure V.19</b>	Evolution de $fr_{mf}$ et $fr_{mc}$ en fonction de l'espacement des chicane pour différentes valeurs de $\Phi$ : $H_p = 0.6$ et $Da = 10^{-3}$ .....	75
<b>Figure V.20</b>	Evolution de $fr_{mf}/fr_{mffluide}$ en fonction de $Nu_{mf}/Nu_{mffluide}$ pour différents espacements des chicane et diverses valeurs de $\Phi$ : $H_p = 0.6$ et $Da = 10^{-3}$ .....	75
<b>Figure V.21</b>	Evolution de $E$ , $Nu_{mc}$ et $Nu_{mf}$ en fonction de la fraction volumique des nanoparticules pour différents cas : $H_p = 0.6$ et $Da = 10^{-3}$ .....	77
<b>Figure V.22</b>	Evolution de $E/E_{\Phi=0}$ , $Nu_{mc}/Nu_{mc\Phi=0}$ et $Nu_{mf}/Nu_{mf\Phi=0}$ en fonction de la fraction volumique des nanoparticules pour différents cas : $H_p = 0.6$ et $Da = 10^{-3}$ .....	78
<b>Figure V.23</b>	Evolution de la structure de l'écoulement durant un cycle de pulsation en régime périodiquement établi pour $Da = 10^{-6}$ et $St = 0.5$ : (a) $A = 0$ ; (b) $A = 0.2$ ; (c) $A = 0.6$ .....	81
<b>Figure V.24</b>	Evolution temporelle de l'efficacité $E$ pour différentes valeurs de l'amplitude : $St = 0.5$ et $Da = 10^{-3}$ .....	82
<b>Figure V.25</b>	Evolution temporelle des nombres de Nusselt moyens coté chaud $Nu_{mc}$ et coté froid $Nu_{mf}$ pour différentes valeurs de l'amplitude : $St = 0.5$ et $Da = 10^{-3}$ .....	83
<b>Figure V.26</b>	Evolution temporelle des coefficients de frottement moyens $fr_{mc}$ et $fr_{mf}$ pour différentes valeurs de l'amplitude : $St = 0.5$ et $Da = 10^{-3}$ .....	83
<b>Figure V.27</b>	Variation de $\langle E \rangle$ et $\eta_E$ avec l'amplitude pour différentes valeurs du nombre de Darcy et $St = 0.5$ .....	85
<b>Figure V.28</b>	Variation de $\langle Nu_{mf} \rangle$ et $\eta_{Numf}$ avec l'amplitude pour différentes valeurs du nombre de Darcy et $St = 0.5$ .....	86
<b>Figure V.29</b>	Variation de $\langle Nu_{mc} \rangle$ et $\eta_{Numc}$ avec l'amplitude pour différentes valeurs du nombre de Darcy et $St = 0.5$ .....	86
<b>Figure V.30</b>	Variation de $ fr_{mc} _{max}$ et $\eta_{fc}$ avec l'amplitude pour différentes valeurs du nombre de Darcy et $St = 0.5$ .....	87
<b>Figure V.31</b>	Variation de $ fr_{mf} _{max}$ et $\eta_{ff}$ avec l'amplitude pour différentes valeurs du nombre de Darcy et $St = 0.5$ .....	87
<b>Figure V.32</b>	$\eta_{Numc}(\eta_{Numf})$ fonction de $\eta_{fc}(\eta_{ff})$ pour différentes valeurs de l'amplitude et du nombre de Darcy : $St = 0.5$ .....	88
<b>Figure V.33</b>	$ fr_{mf} _{max}/(fr_{mf})_{fs}$ en fonction de $\langle Nu_{mf} \rangle/(Nu_{mf})_{fs}$ pour différentes valeurs de l'amplitude et du nombre de Darcy : $St = 0.5$ .....	88
<b>Figure V.34</b>	Variation de $\langle E \rangle$ et $\eta_E$ avec l'amplitude du fluide chaud pour différents valeurs du nombre de Darcy : $St = 0.5$ et $A_f = 0.6$ .....	89
<b>Figure V.35</b>	Variation de $\langle E \rangle$ et $\eta_E$ avec l'amplitude du fluide froid pour différentes valeurs du nombre de Darcy : $St = 0.5$ et $A_c = 0.6$ .....	90
<b>Figure V.36</b>	Variation de $\langle Nu_{mc} \rangle$ et $\eta_{Numc}$ avec l'amplitude du fluide chaud pour différentes valeurs du	

	nombre de Darcy : $St = 0.5$ et $A_f = 0.6$ .....	90
<b>Figure V.37</b>	Variation de $\langle Nu_{mc} \rangle$ et $\eta_{Numc}$ avec l'amplitude du fluide froid pour différentes valeurs du nombre de Darcy : $St = 0.5$ et $A_c = 0.6$ .....	91
<b>Figure V.38</b>	Variation de $\langle Nu_{mf} \rangle$ et $\eta_{Numf}$ avec l'amplitude du fluide chaud pour différentes valeurs du nombre de Darcy : $St = 0.5$ et $A_f = 0.6$ .....	91
<b>Figure V.39</b>	Variation de $\langle Nu_{mf} \rangle$ et $\eta_{Numf}$ avec l'amplitude du fluide froid pour différentes valeurs du nombre de Darcy : $St = 0.5$ et $A_c = 0.6$ .....	92
<b>Figure V.40</b>	Variation $\langle E \rangle$ et $\eta_E$ avec l'amplitude pour différentes configurations : $St=0.5$ et $Da = 10^{-3}$ .	93
<b>Figure V.41</b>	Variation de $\langle Nu_{mc} \rangle$ et $\eta_{Numc}$ avec l'amplitude pour différentes configurations : $St = 0.5$ et $Da = 10^{-3}$ .....	94
<b>Figure V.42</b>	Variation de $\langle Nu_{mf} \rangle$ et $\eta_{Numf}$ avec l'amplitude pour différentes configurations : $St = 0.5$ et $Da = 10^{-3}$ .....	94
<b>Figure V.43</b>	Evolution de la structure de l'écoulement durant un cycle de pulsation en régime périodiquement établi pour $Da = 10^{-6}$ et $A = 0.6$ : (a) $St = 0.1$ ; (b) $St = 0.8$ .....	96
<b>Figure V.44</b>	Evolution temporelle de l'efficacité $E$ pour différentes valeurs du nombre de Strouhal : $A = 0.6$ et $Da = 10^{-3}$ .....	97
<b>Figure V.45</b>	Evolution temporelle des nombres de Nusselt moyens coté chaud $Nu_{mc}$ et coté froid $Nu_{mf}$ pour différentes valeurs du nombre de Strouhal : $A = 0.6$ et $Da = 10^{-3}$ .....	97
<b>Figure V.46</b>	Evolution temporelle des coefficients de frottement moyens $fr_{mc}$ et $fr_{mf}$ pour différentes valeurs du nombre de Strouhal : $A = 0.6$ et $Da=10^{-3}$ .....	98
<b>Figure V.47</b>	Evolution de $E$ et $\eta_E$ en fonction du nombre de Strouhal pour différentes valeurs du nombre de Darcy et $A = 0.6$ .....	99
<b>Figure V.48</b>	Evolution de $\langle Nu_{mf} \rangle$ et $\eta_{Numf}$ en fonction du nombre de Strouhal pour différentes valeur du nombre de Darcy et $A = 0.6$ .....	100
<b>Figure V.49</b>	Evolution de $\langle Nu_{mc} \rangle$ et $\eta_{Numc}$ en fonction du nombre de Strouhal pour différentes valeur du nombre de Darcy et $A = 0.6$ .....	100
<b>Figure V.50</b>	Evolution de $ fr_{mc} _{max}$ et $\eta_{frmcmax}$ avec le nombre de Strouhal pour différentes valeurs du nombre de Darcy et $A = 0.6$ .....	101
<b>Figure V.51</b>	Evolution de $ fr_{mf} _{max}$ et $\eta_{frmfmax}$ avec le nombre de Strouhal pour différentes valeurs du nombre de Darcy et $A = 0.6$ .....	101
<b>Figure V.52</b>	$\eta_{Numc}(\eta_{Numf})$ fonction de $\eta_{fc}(\eta_{ff})$ pour différentes valeurs des nombres de Strouhal et Darcy : $A = 0.6$ .....	102
<b>Figure V.53</b>	$ fr_{mf} _{max}/(fr_{mf})_{fs}$ en fonction de $\langle Nu_{mf} \rangle/(Nu_{mf})_{fs}$ pour différentes valeurs des nombres de Strouhal et Darcy : $A = 0.6$ .....	102
<b>Figure V.54</b>	Evolution de $E$ et $\eta_E$ en fonction du nombre de Strouhal pour différentes configurations : $A = 0.6$ et $Da=10^{-3}$ .....	103
<b>Figure V.55</b>	Evolution de $Nu_{mc}$ et $\eta_{Numc}$ en fonction du nombre de Strouhal pour différentes configurations : $A = 0.6$ et $Da=10^{-3}$ .....	104
<b>Figure V.56</b>	Evolution de $Nu_{mf}$ et $\eta_{Numf}$ en fonction du nombre de Strouhal pour différentes configurations : $A = 0.6$ et $Da=10^{-3}$ .....	104

## LISTE DES TABLEAUX

<b>Tableau I.1</b>	Porosités de quelques matériaux.....	10
<b>Tableau I.2</b>	Perméabilités de quelques matériaux.....	10
<b>Tableau I.3</b>	Quelques modèles de viscosité effective.....	12
<b>Tableau IV.1</b>	Définition des différents termes des équations de conservation.....	46
<b>Tableau IV. 2</b>	Expressions des termes sources linéarisés pour les différentes équations...	51
<b>Tableau V.1 :</b>	Sensibilité du maillage pour le cas P1, $H_p = 0.6$ , $Da = 10^{-3}$ , $A = 0.5$ et $St = 0.5$ .....	61
<b>Tableau V.2 :</b>	Sensibilité du maillage pour le cas NF1, $H_p = 0.6$ , $Da = 10^{-6}$ , eau-Cu et $\Phi = 0.1$ .....	61
<b>Tableau V.3 :</b>	Propriétés thermophysiques du fluide de base et des différents types de nanoparticules utilisés.....	63

# SOMMAIRE

<b>INTRODUCTION GENERALE .....</b>	<b>1</b>
<b>CHAPITRE -I- : GENERALITES</b>	
<b>INTRODUCTION.....</b>	<b>3</b>
<b>I.1 ECHANGEURS DE CHALEUR.....</b>	<b>3</b>
I.1.1 Définition d'un échangeur de chaleur.....	3
I.1.2 Technologie des échangeurs de chaleur.....	3
I.1.3 Efficacité d'un échangeur de chaleur.....	5
I.1.3 Techniques d'amélioration des échanges thermiques.....	5
<b>I.2 MILIEUX POREUX.....</b>	<b>8</b>
I.2.1 Définition d'un milieu poreux.....	8
I.2.2 Paramètres caractérisant un milieu poreux.....	9
I.2.3 Modèles d'écoulement dans les milieux poreux.....	12
I.2.4 Transfert de chaleur dans les milieux poreux.....	14
<b>I.3 NANOFLUIDES.....</b>	<b>15</b>
I.3.1 Définition d'un nanofluide.....	15
I.3.2 Types de nanoparticules .....	16
I.3.3 Domaines d'application des nanofluides .....	17
I.3.4 Propriétés thermo-physiques des nanofluides.....	17
<b>CONCLUSION.....</b>	<b>20</b>
<b>CHAPITRE -II- : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE</b>	
<b>INTRODUCTION.....</b>	<b>21</b>
<b>II. 1 MILIEU POREUX DANS LES ECHANGEUR DE CHALEUR.....</b>	<b>21</b>
<b>II. 2 ECOULEMENTS PULSES .....</b>	<b>22</b>
II.2.1 Ecoulements pulsés dans les échangeurs de chaleur. ....	23
II.2.2 Ecoulements pulsés en milieux poreux .....	24
<b>II. 3 UTILISATION DE NANOFLUIDES.....</b>	<b>28</b>
II.3.1 Nanofluides sans Milieu poreux.....	28

II.3.2 Nanofluides avec Milieu poreux.....	31
CONCLUSION .....	32

### *CHAPITRE -III- : FORMULATION MATHEMATIQUE*

INTRODUCTION.....	33
III.1 DOMAINE PHYSIQUE.....	33
III.2 HYPOTHESES SIPLIFICATRICE.....	34
III.3 EQUATION GOUVERNANTES.....	35
III.3.1 Equation de continuité.....	35
III.3.2 Equations de quantité de mouvement.....	35
III.3.3 Equation d'énergie.....	35
III.4 CONDITIONS AUX LIMITES.....	36
III.5 ANALYSE DIMENSIONNELLE.....	37
III.5.1 Equation de continuité.....	37
III.5.2 Equations de quantité de mouvement.....	37
III.5.3 Equation d'énergie.....	38
III.5.4 Conditions aux limites.....	38
III.6 COEFFICIENT DE FROTTEMENT.....	39
III.7 NOMBRE DE NUSSELT.....	40
III.8 EFFICACITE.....	42
CONCLUSION.....	43

### *CHAPITRE -IV- : MODELISATION NUMERIQUE*

INTRODUCTION.....	44
IV.1 EQUATIONS DIFFERENTIELLES GOUVERNANTES.....	44
IV.2 MAILLAGE.....	45
IV.3 DESCRIPTISATON DES EQUATIONS DE CONSERVATION.....	45
IV.4 SCHEMAS D'INTERPOLATION.....	49
IV.5 LINEARISATION DU TERME SOURCE.....	51
IV.6 EVALUATION DES PROPRIETES THERMO-PHYSIQUES AUX INTERFACES.....	52
IV.7 DISCRETISATION DES EQUATIONS DE QUANTITE DE MOUVEMENT.....	52
IV.8 EQUATIONS DE CORRECTION DE LA PRESSION.....	53

<b>IV.9 ALGORITHME SIMPLE.....</b>	<b>55</b>
<b>IV.10 METHODE DE RESOLUTION.....</b>	<b>56</b>
<b>IV.11 TECHNIQUE DE SOUS RELAXATION.....</b>	<b>57</b>
<b>IV.12 CRITERES DE CONVERGENCE.....</b>	<b>58</b>
<b>CONCLUSION.....</b>	<b>59</b>

### ***CHAPITRE -V- : INTERPRETATIONS DES RESULTATS***

<b>INTRODUCTION.....</b>	<b>60</b>
<b>V.1 SENSIBILITE DU MAILLAGE.....</b>	<b>60</b>
<b>V.2 RESOLUTION TEMPORELLE.....</b>	<b>61</b>
<b>V.3 VALIDATION.....</b>	<b>62</b>
<b>V.4 RESULTATS EN REGIME STATIONNAIRE : UTILISATION DE NANOFUIDES</b>	<b>62</b>
V.4.1 Concentration et types des nanoparticules.....	63
V.4.2 Perméabilité des chicanes poreuses : nombre de Darcy.....	68
V.4.3 Hauteur des chicanes poreuse.....	70
V.4.4 Espacement des chicanes poreuses.....	73
V.4.5 Etude des différentes configurations .....	76
<b>V.5 RESULTATS EN REGIME INSTATIONNAIRE : AJOUT D'UNE COMPOSANTE OSCILLATOIRE.....</b>	<b>79</b>
V.5.1 Amplitude de pulsation.....	79
V.5.2 Fréquence de pulsation.....	95
<b>CONCLUSION.....</b>	<b>105</b>
<b>CONCLUSION GENERALE .....</b>	<b>106</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAHIQUES.....</b>	<b>108</b>

# INTRODUCTION GENERALE

La maîtrise de l'énergie est un sujet lié constamment à l'amélioration du transfert de chaleur dans les systèmes thermiques tels que les échangeurs de chaleur qui occupent une grande place dans les procédés industriels. Plusieurs méthodes ont été développées pour améliorer leurs performances dans le but de réduire leur taille et leur coût de fonctionnement.

Parmi les techniques passives on trouve l'emploi des milieux poreux qui a connu ces dernières décennies un intérêt grandissant du fait que ce type de structure est rencontré dans plusieurs processus naturels et industriels tels que le refroidissement des circuits électroniques et des réacteurs nucléaires, la filtration massique, le séchage et la séparation d'espèces chimiques. Ils interviennent aussi dans l'isolation thermique, le stockage des gaz liquides, la récupération d'énergie ou encore dans le domaine médical où on utilise des membranes poreuses pour concevoir des reins artificiels pour le processus de dialyse. L'application peut enfin se faire dans les domaines du stockage des déchets toxiques ou radioactifs, l'hydrologie, la géothermie ou encore l'extraction dans les gisements d'hydrocarbures.

Une autre méthode, qui se classe parmi les techniques actives, est l'utilisation d'un écoulement pulsé. Ce type d'écoulement consiste en l'ajout d'une composante oscillatoire à l'écoulement moyen ce qui va affecter les épaisseurs des couches limites dynamique et thermique et par conséquent le taux de transfert de chaleur. Les écoulements pulsés sont présents dans de nombreux processus naturels et industriels tels que le système respiratoire humain, les régénérateurs et les échangeurs de chaleur des moteurs Stirling, les systèmes de réfrigération, l'écoulement dans les collecteurs d'admission ou d'échappement d'un moteur à combustion interne, l'écoulement dans les conduites hydrauliques ou pneumatiques, la décharge d'une pompe à piston, le refroidissement des composants électroniques, etc.

Une autre voie d'optimisation du fonctionnement de ces systèmes est la suspension de nanoparticules métalliques dans les fluides conventionnels afin d'améliorer leurs propriétés thermiques notamment la conductivité thermique ; ce sont les nanofluides. Grâce à ses propriétés améliorées, cette nouvelle classe de fluides peut être utilisée dans une multitude d'applications en ingénierie : l'industrie automobile, le génie biomédical, le refroidissement des composants électroniques, etc.

Le présent travail est une contribution aux études précédentes qui se sont intéressées à augmenter les taux de transfert de chaleur dans les systèmes thermiques. A cet effet, nous

avons entrepris une simulation numérique de la convection forcée dans un échangeur de chaleur tubulaire muni de chicanes poreuses. La première partie de cette étude, réalisée en régime stationnaire, est une analyse de l'effet d'ajout de nanoparticules métalliques au fluide de base alors que la seconde partie, est consacrée à l'étude des performances thermo-hydrauliques en régime pulsé.

La présente thèse s'articule autour de cinq chapitres :

Le premier chapitre donne des généralités sur les échangeurs de chaleur et les nanofluides, et définit les différentes propriétés structurales et thermo-physiques relatives aux milieux poreux ainsi que les différents modèles utilisés pour décrire l'écoulement et le transfert de chaleur au sein de ces milieux.

Une revue bibliographique permettant de positionner le travail par rapport aux différents travaux antérieurs et de bien situer ces objectifs, est présentée dans le deuxième chapitre.

Dans le troisième chapitre, sera posé le problème physique considéré sous forme d'équations mathématiques avec les conditions aux limites associées. L'adimensionnement de ces équations permettra de faire ressortir un certain nombre de paramètres de contrôle du phénomène physique étudié.

Le quatrième chapitre sera consacré à la discrétisation des équations gouvernantes par la méthode des volumes finis. L'algorithme SIMPLE sera utilisé pour la résolution du système d'équations algébriques obtenu.

Dans le cinquième et dernier chapitre, après une étude de sensibilité du maillage et une confrontation avec des études antérieures, les résultats obtenus, en régimes stationnaire et pulsé, seront présentés et discutés.

Enfin, une conclusion générale viendra synthétiser l'ensemble du travail réalisé, résumant les principaux résultats obtenus, ainsi que les extensions éventuelles à donner à la présente étude.

---

# GENERALITES

## Introduction

Dans ce chapitre nous allons présenter dans un premier temps les différents types d'échangeurs de chaleur et les diverses techniques d'améliorations de leur efficacité. Nous donnerons ensuite des définitions relatives aux milieux poreux ainsi que les différents modèles utilisés pour décrire l'écoulement et les phénomènes de transfert au sein de ces derniers. La dernière partie sera consacrée à des notions sur les nanofluides et leurs domaines d'application.

## I.1 ECHANGEURS DE CHALEUR [1]

### I.1.1 Définition d'un échangeur de chaleur

Un échangeur de chaleur est un dispositif qui permet de transférer la chaleur entre deux ou plusieurs fluides à travers une paroi conductrice. Les mécanismes de transfert utilisés sont la convection entre fluides et paroi d'une part et la conduction à travers la paroi d'autre part. L'un des fluides peut subir un changement de phase (condensation, vaporisation, ébullition). Tout échangeur de chaleur est caractérisé par ses qualités thermiques (aptitude de transférer la chaleur), hydrauliques (chute de pression) et mécanique (résistance aux contraintes mécaniques et thermiques).

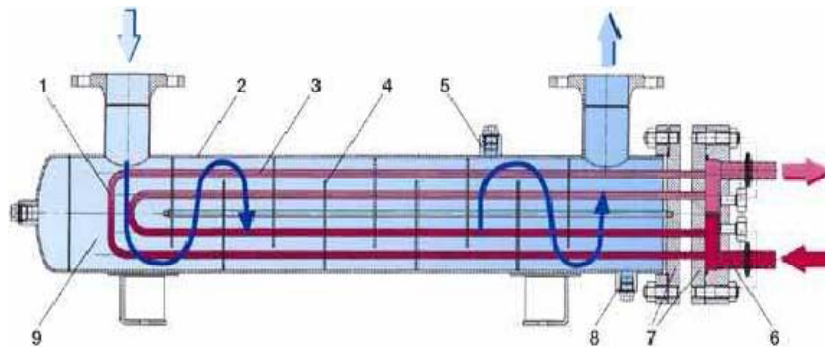
### I.1.2 Technologie des échangeurs de chaleur

Il existe de nombreux types d'échangeurs qui diffèrent par la géométrie de la surface d'échange. Les plus connus sont :

#### I.1.2.1 Echangeurs tubulaires

Les échangeurs thermiques tubulaires sont de deux types principalement multitubulaires et coaxiaux. L'échangeur multitubulaires est constitué d'un ensemble de faisceaux de tubes disposés à l'intérieur d'une enveloppe appelée calandre. L'un des fluides circule à l'intérieur des tubes et l'autre à l'extérieur de la calandre autour des tubes. En général, des chicanes dans la calandre peuvent être ajoutées pour améliorer l'échange thermique en forçant la circulation du fluide dans tout le réservoir au lieu du chemin le plus court. Les échangeurs tubulaires coaxiaux sont constitués de deux tubes ; un fluide circule dans le tube central tandis que l'autre circule dans le tube annulaire. Le fonctionnement peut être de deux types selon que les fluides circulent dans le même sens (co-courant ou parallèle) ou

en sens contraire (contre-courant). Leur utilisation se fait dans les industries frigorifiques (condenseur à eau, production d'eau glacée, etc.) mais aussi dans le chauffage pour le réchauffage de liquide.



- |                         |                          |
|-------------------------|--------------------------|
| 1. Faisceau tubulaire   | 6. Intérieur boîte à eau |
| 2. Enveloppe (calandre) | 7. Plaque tubulaire      |
| 3. Intérieur tube       | 8. Raccord vidange       |
| 4. Chicane              | 9. Intérieur enveloppe   |
| 5. Raccord évent        |                          |

**Figure I.1 :** Echangeur à faisceaux tubulaires.

### I.1.2.2 Echangeurs à plaques

Les échangeurs de cette famille sont constitués d'un empilement de plaques garnies de joints d'étanchéité à leur périphérie ; le fluide s'écoule entre ces plaques. Dans tous ces échangeurs, les surfaces d'échange sont très supérieures à celles des échangeurs à faisceau et calandre, pour un encombrement géométrique donné. En outre, les écoulements secondaires et les pertes de charge correspondantes sont éliminés. Cependant leur réalisation est beaucoup plus délicate. Les échangeurs à plaques se présentent sous diverses formes :

- a. Les échangeurs à plaques hélicoïdales.
- b. Les échangeurs à plaques planes.
- c. Les échangeurs à plaques munies d'ailettes



**Figure I.2 :** Echangeur à plaques.

### I.1.3 Efficacité d'un échangeur de chaleur

L'efficacité d'un échangeur de chaleur est définie comme étant le rapport entre la quantité de chaleur réellement échangée et la quantité maximale qui aurait pu être échangée avec les mêmes conditions d'entrée :

$$E = \frac{Q_{\text{réel}}}{Q_{\text{max}}} \quad (\text{I.1})$$

Le flux réel est obtenu à partir de la relation suivante :

$$Q_{\text{réel}} = C_f(T_{fs} - T_{fe}) = C_c(T_{ce} - T_{cs}) \quad (\text{I.2})$$

Avec :

$$C_f = (\dot{m}C_p)_f$$

$$C_c = (\dot{m}C_p)_c$$

$\dot{m}$  : Débit massique (kg /s)

$C_p$  : Capacité calorifique du fluide (J/kg K)

La quantité de chaleur maximale est donnée par :

$$Q_{\text{max}} = C_{\text{min}}(T_{ce} - T_{fe}) \quad (\text{I.3})$$

Avec :  $C_{\text{min}} = \min[C_f, C_c]$

L'expression de l'efficacité devient alors :

$$E = \frac{Q_{\text{réel}}}{Q_{\text{max}}} = \frac{C_f(T_{fs} - T_{fe})}{C_{\text{min}}(T_{ce} - T_{fe})} = \frac{C_c(T_{ce} - T_{cs})}{C_{\text{min}}(T_{ce} - T_{fe})} \quad (\text{I.4})$$

### I.1.4 Techniques d'amélioration des échanges thermiques

Les techniques d'amélioration des performances des échangeurs de chaleur peuvent être classées en deux groupes : « passives » et « actives ».

- A. Les techniques passives emploient, pour l'amélioration de l'échange thermique, des surfaces de géométries spéciales ou additifs pour les fluides.
- B. Les techniques actives nécessitent une puissance externe, des champs électriques ou acoustiques ou des vibrations de surface.

### I.1.4.1 Technique passives

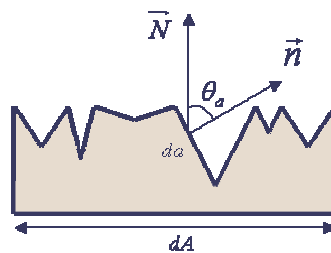
Parmi ces techniques nous pouvons citer :

- Revêtement de surface : nécessitant un revêtement métallique ou non métallique de surface. Un revêtement poreux à petite échelle peut être utilisé pour améliorer l'ébullition.



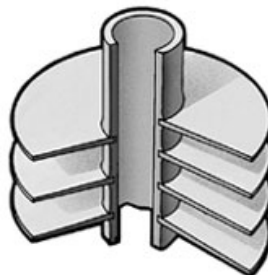
**Figure I.3 :** Revêtement d'une surface.

- Surfaces rugueuses : peuvent être formées sur la surface de base ou en introduisant des rugosités adjacentes à celle-ci.



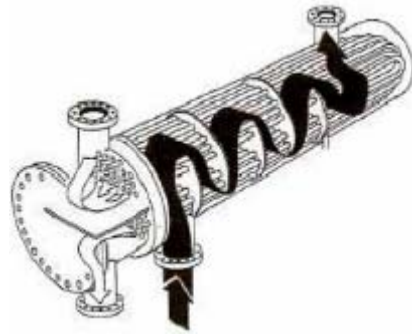
**Figure I.4 :** Surface rugueuse.

- Extension de surface (utilisation d'ailettes) : c'est la configuration la plus répandue dans les échangeurs de chaleur. La hauteur de l'ailette varie en fonction de la nature du fluide, elle est plus importante pour les liquides que pour les gaz car ils ont un coefficient de transfert plus important.



**Figure I.5 :** Echangeur de chaleur à ailettes.

- Insertion d'obstacles : des dispositifs de diverses formes sont insérés pour augmenter indirectement le transfert de chaleur au niveau des surfaces d'échange.



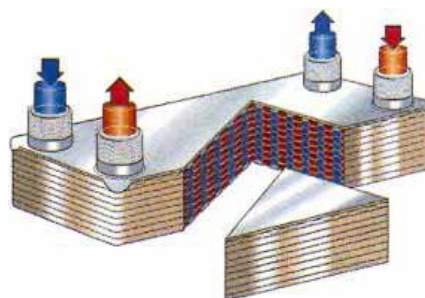
**Figure I.6 :** Echangeur de chaleur avec des obstacles solides

- Additifs pour liquide : cette technique consiste à injecter des particules solides ou des bulles de gaz dans les écoulements monophasiques et des traces de liquide pour les systèmes d'évaporation.
- Additifs pour gaz : ce sont des gouttelettes de liquide ou de particules solides, soit en phase diluée (particules solides en suspension dans le gaz), soit en phase dense (lit de particules solides dans un fluide).

#### I.1.4.2 Techniques actives

Parmi les techniques actives utilisées, nous pouvons citer :

- Assistance mécanique : assurant le brassage (mélange) du fluide par des moyens mécaniques ou des surfaces rotatives.



**Figure I.7 :** Echangeur brasé.

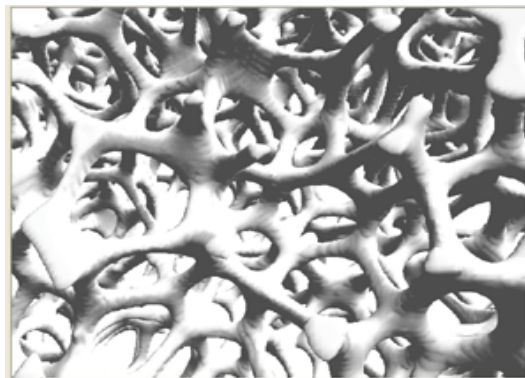
- Vibration de surface : elles sont produites soit à basse ou à haute fréquence. Elles sont utilisées pour améliorer le transfert de chaleur dans les écoulements de fluide monophasique.

- Vibration de fluide : c'est la technique la plus utilisée dans l'amélioration par vibration vu la masse de la plupart des échangeurs de chaleur. Cette technique est employée surtout pour les fluides monophasiques.
- Champ électrostatique : dans cette technique, l'écoulement est soumis à un champ électrostatique qui crée une turbulence du fluide au voisinage de la surface d'échange.
- Injection : cette technique consiste à injecter un gaz à travers une surface d'échange poreuse, ou en injectant le même liquide en amont de la section de transfert thermique. Le gaz injecté augmente l'écoulement monophasique.
- Aspiration : cette technique nécessite l'enlèvement de la vapeur dans l'évaporation en film ou dans l'évaporation nucléé, ou bien un soutirage du fluide dans l'écoulement monophasique à travers une surface poreuse chauffée.

## I.2 MILIEUX POREUX [2]

### I.2.1 Définition d'un milieu poreux

Un milieu poreux est un matériau à l'intérieur duquel se trouvent des vides (pores). Dans le cas où un pore est connecté à plusieurs pores, on dit que les pores sont interconnectés. Si par contre, il n'est connecté à un seul, on dit qu'il est isolé. L'écoulement se fait à travers les pores interconnectés seulement.



**Figure I.8 :** Structure poreuse.

On peut classer les milieux poreux, selon la forme de la phase solide, en deux familles :

- A. La première famille correspond au cas d'une matrice solide rigide, le milieu est dit alors consolidé (roches calcaires, les grés, le bois, la céramique ...)

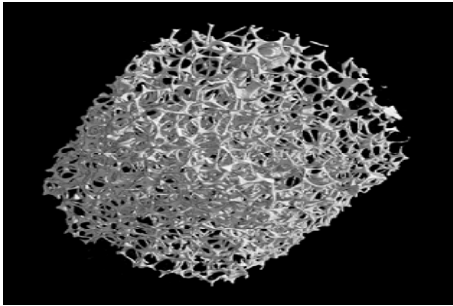


Figure I.9 : Mousse métallique.



Figure I.10 : une roche de craie.

- B. Dans la seconde famille les particules solides ne sont pas soudées entre elles. On dit alors que le milieu est non consolidé (gravier, sable,...)

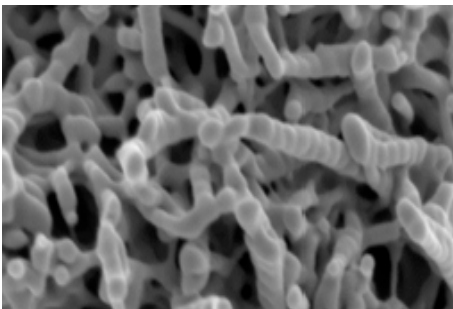


Figure I.11 : matière fibreuse.

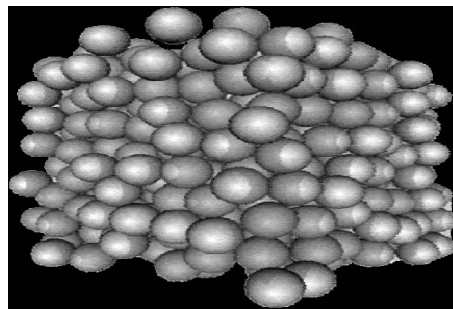


Figure I.12 : Empilement de billes.

## I.2.2 Paramètres caractérisant un milieu poreux

Différentes grandeurs géométriques et thermo-physiques sont utilisées pour caractériser l'écoulement et le transfert de chaleur se produisant dans un milieu poreux. Nous pouvons citer :

### I.2.2.1 Porosité ( $\epsilon$ )

La porosité ( $\epsilon$ ) est le rapport entre le volume occupé par le vide et le volume total du milieu poreux. Elle est définie comme suit :

$$\epsilon = \frac{V_{\text{pores}}}{V_{\text{total}}} \quad (\text{I.5})$$

$V_{\text{pores}}$  : Volume des pores ( $\text{m}^3$ )

$V_{\text{total}}$  : Volume total de la matrice poreuse ( $\text{m}^3$ )

On définit la porosité totale ( $\epsilon_T$ ) comme étant la fraction du volume de tous les pores (interconnectés et non connectés). Par contre, la fraction des seuls pores interconnectés est appelée porosité effective ( $\epsilon_{eff}$ ). Dans un milieu poreux non consolidé, la porosité effective et la porosité totale sont égales, alors que dans les matrices rigides, la porosité ne change pas en présence d'un gradient de pression et la différence entre les deux porosités peut être significative. Les valeurs moyennes des porosités de certains matériaux mesurées par Scheidegger (1974) sont reportées dans le tableau I.1.

Matériau	Porosité
Sable	0.37-0.50
Béton	0.02-0.07
Matériaux mousseux	0.98

**Tableau I.1** : Porosités de quelques matériaux.

### I.2.2 Perméabilité (K)

La Perméabilité est définie comme la conductance de l'écoulement dans la région poreuse. Autrement dit c'est l'aptitude de circulation qu'offre un milieu poreux à un fluide lors de son écoulement à travers les pores de ce milieu. Elle est exprimée par la relation suivante appelée loi de Darcy :

$$K = - \frac{\mu u_D}{dp/dx} \quad (I.6)$$

$\mu$  : Viscosité dynamique du fluide (kg /m s)

$u_D$  : Vitesse Darcienne (m /s)

$dp/dx$ : Gradient de pression (Pa /m)

Dans le tableau (I.2) sont rapportées les perméabilités de certains matériaux.

Matériau	Perméabilité [ $m^2$ ]
Grès	$5 \times 10^{-16} - 3 \times 10^{-12}$
Brique	$4.8 \times 10^{-14} - 2.2 \times 10^{-13}$
Sable	$2 \times 10^{-11} - 1.8 \times 10^{-10}$

**Tableau I.2** : Perméabilités de quelques matériaux.

### I.2.2.3 Tortuosité ( $\tau$ )

C'est le rapport de la longueur moyenne  $L_m$  du chemin parcouru par une particule fluide traversant un échantillon poreux à la longueur  $L$  de cet échantillon. Elle est exprimée par :

$$\tau = \frac{L_m}{L} \quad (I.7)$$

Elle est utilisée comme facteur de correction du gradient de pression.

$$\Delta P_{\text{modifié}} = \frac{\Delta P}{\tau} \quad (I.8)$$

### I.2.2.4 Conductivité thermique effective ( $k_{\text{eff}}$ )

La complexité de la structure géométrique d'un milieu poreux ainsi que la présence de deux phases solide et fluide ayant des propriétés thermiques différentes, sont les principaux facteurs qui ont conduit à faire intervenir la notion de conductivité thermique effective. Cette propriété des milieux poreux dépend de la porosité et des conductivités thermiques des phases solide  $k_s$  et fluide  $k_f$ . La plupart des modèles proposés pour la conductivité thermique effective sont des combinaisons pondérées des modèles série et parallèle basés sur l'analogie électrique :

- Modèle série :

$$\frac{1}{k_{\text{eff}}} = \frac{\varepsilon}{k_f} + \frac{(1 - \varepsilon)}{k_s} \quad (I.9)$$

- Modèle parallèle :

$$k_{\text{eff}} = \varepsilon k_f + (1 - \varepsilon) k_s \quad (I.10)$$

### I.2.2.5 Viscosité effective ( $\mu_e$ )

La notion de viscosité effective a été d'abord introduite pour étudier la continuité du champ dynamique à l'interface entre un milieu poreux et un fluide. Brinkman (1947) a considéré la viscosité effective égale à la viscosité du fluide, tandis que Lundgren (1972) a montré que la viscosité effective était une fonction de la viscosité du fluide et de la porosité du milieu poreux. Le tableau I.3 résume quelques corrélations trouvées dans la littérature.

Modèle	Corrélation	Limite de validité
Einstein	$\frac{\mu_e}{\mu} = 1 + 2.5\varepsilon$	Cas de sphères : $\varepsilon \rightarrow 0$
Franel et Akrivos	$\frac{\mu_e}{\mu} = C \left( 1 - \left( \frac{1 - \varepsilon}{(1 - \varepsilon)_{\max}} \right)^{\frac{1}{3}} \right)^{-1}$ $C = 9/8$ pour $(1 - \varepsilon) \rightarrow (1 - \varepsilon)_{\max}$	Suspension concentrée seulement
Fand	$\frac{\mu_e}{\mu} = \exp \left( \frac{2.5\varepsilon + 2.7\varepsilon^2}{1 - 0.609\varepsilon} \right)$	Cas de doublets de sphères en collision
Moony	$\frac{\mu_e}{\mu} = \exp \left( \frac{2.5(1 - \varepsilon)}{1 - K(1 - \varepsilon)} \right)$	$0.75 < K < 1.5$
Happel	$\frac{\mu_e}{\mu} = \exp(4.58\varepsilon)$	Modèle théorique pour des particules sphériques

**Tableau I. 3 :** Quelques modèles de viscosité effective.

### I.2.3 Modèles d'écoulement dans les milieux poreux

Les principes de conservation de la masse, de quantité de mouvement, ainsi que de l'énergie ne peuvent être mis en application directe dans l'étude des écoulements et les phénomènes de transfert dans les milieux poreux, à cause de la complexité géométrique des pores, qu'après passage à l'échelle macroscopique qui permet de faire une équivalence entre un milieu réel désordonné et un milieu continu. Le premier modèle a été établi par H. Darcy (1856) et depuis, plusieurs autres modèles ont été proposés pour tenir compte de certains effets négligés par ce dernier.

#### I.2.3.1 Modèle de Darcy (1856)

La loi de Darcy, donnant le comportement hydrodynamique lors d'un écoulement de fluide dans un milieu poreux, lie le gradient de pression à la vitesse par la relation suivante :

$$\vec{V} = -\frac{K}{\mu} (\vec{\nabla}p + \rho\vec{g}) \quad (\text{I. 11})$$

$K$  : Perméabilité ( $\text{m}^2$ )

$\mu$  : Viscosité dynamique du fluide ( $\text{kg/m s}$ )

$\rho\vec{g}$  : Forces de volume ( $\text{N/m}^3$ )

La pression  $p$  et les composantes de la vitesse sont des valeurs moyennes prises dans un volume élémentaire représentatif. Pour un écoulement unidirectionnel où les forces de volume sont négligées, la projection de la relation précédente donne :

$$u = -\frac{K}{\mu} \frac{dp}{dx} \quad (\text{I. 12})$$

### I.2.3.2 Modèle de Darcy-Forchheimer (1901)

Quand le nombre de Reynolds (basé sur le diamètre des pores) devient grand devant l'unité, la loi de Darcy s'éloigne du comportement linéaire pour la vitesse ; elle doit être donc corrigée par un terme non linéaire du second degré qui tient compte des effets inertiels microscopiques. Selon Joseph, Nield et Papanicolaou (1982), la modification à apporter à apporter à la loi de Darcy est la suivante :

$$\vec{\nabla} p = -\frac{K}{\mu} \vec{\nabla} - \frac{C}{\sqrt{K}} \rho_f |\vec{\nabla}| \vec{\nabla} \quad (\text{I. 13})$$

$C$  : Constante adimensionnelle (souvent appelée coefficient d'Ergun)

$\rho_f$  : masse volumique du fluide ( $\text{kg/m}^3$ )

Cette équation est une généralisation de l'équation établie par Forchheimer (1901) pour un écoulement unidirectionnel :

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\mu}{K} u + \rho_f C_f u^2 \quad (\text{I. 14})$$

$u$  : Vitesse axiale

$C_f$  : Coefficient inertiel

Ergun a proposé d'utiliser :

$$C_f = \frac{1.75(1 - \varepsilon)}{\varepsilon^3 d_p} \quad (\text{I. 15})$$

Joseph, Nield et Papanicolaou (1982) ont utilisé :

$$C_f = \frac{\varepsilon F}{\sqrt{K}} \quad (\text{I. 16})$$

Où  $d_p$  est le diamètre des particules et  $F$  le coefficient de Forchheimer.

### I.2.3.3 Modèle de Darcy-Brinkman (1947)

Dans l'effort d'obtenir une expression pour la perméabilité dans un empilement de particules sphériques, Brinkman a abouti à l'équation suivante :

$$\vec{\nabla}p = -\frac{\mu}{K} \vec{V} + \mu_e \nabla^2 \vec{V} \quad (I.17)$$

Cette relation est connue sous le nom de l'équation de Brinkman.  $\mu_e$  est la viscosité effective et  $\mu_e \nabla^2 \vec{V}$  le terme de Brinkman qui représente les forces visqueuses causées par les contraintes de cisaillement macroscopiques le long des frontières solides.

### I.2.3.4 Modèle général ou modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer

Pour tenir compte de tous les effets cités auparavant, on associe à l'équation de Darcy les termes de Brinkman et de Forchheimer. Le modèle ainsi formé est connu sous le nom du modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer.

L'équation vectorielle de conservation de quantité de mouvement à travers un milieu poreux s'écrit alors sous la forme :

$$\frac{\rho}{\varepsilon} \left( \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \nabla \vec{V} \right) = -\vec{\nabla}p + \mu_e \nabla^2 \vec{V} - \frac{\mu}{K} \vec{V} - \frac{\rho \varepsilon F}{\sqrt{K}} |\vec{V}| \vec{V} + \rho \vec{F}_v \quad (I.18)$$

$\vec{V}$  : Vitesse moyenne à travers un volume élémentaire

$\frac{\rho}{\varepsilon} \left( \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \nabla \vec{V} \right)$  : Forces inertielles macroscopiques

$-\vec{\nabla}p$  : Gradient de pression

$\mu_e \nabla^2 \vec{V}$  : Terme visqueux de Brinkman

$-\frac{\mu}{K} \vec{V}$  : Terme de Darcy

$\frac{\rho \varepsilon F}{\sqrt{K}} |\vec{V}| \vec{V}$  : Forces inertielles microscopiques

$\rho \vec{F}_v$  : Forces de volume

## I.2.4 Transfert de chaleur dans les milieux poreux

La description du transfert de chaleur dans les milieux poreux par l'approche macroscopique peut présenter une différence par rapport au transfert réel. De ce fait, la notion d'équilibre thermique local est introduite.

$$(\rho C_p)_e \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho C_p)_f \vec{\nabla} \vec{\nabla} T = k_e \nabla^2 T \quad (I.19)$$

Avec :

$$(\rho C_p)_e = \varepsilon(\rho C_p)_f + (1 - \varepsilon) (\rho C_p)_s \quad (I.20)$$

$\rho$  : Masse volumique du fluide (kg/m<sup>3</sup>)

$(C_p)_e$  : Capacité calorifique effective (kCal /kg °C)

$(C_p)_f$  : Capacité calorifique du fluide (kCal /kg °C)

$\varepsilon$  : Porosité du milieu poreux

$k_e$  : Conductivité thermique effective (kCal /h m °C)

Cette équation décrivant le transfert de chaleur dans un milieu poreux a été obtenue en supposant les hypothèses suivantes :

1. Terme de dissipation visqueuse négligeable.
2. Caractéristiques thermiques des phases solide et fluide constantes.
3. Pas de sources internes de chaleur.

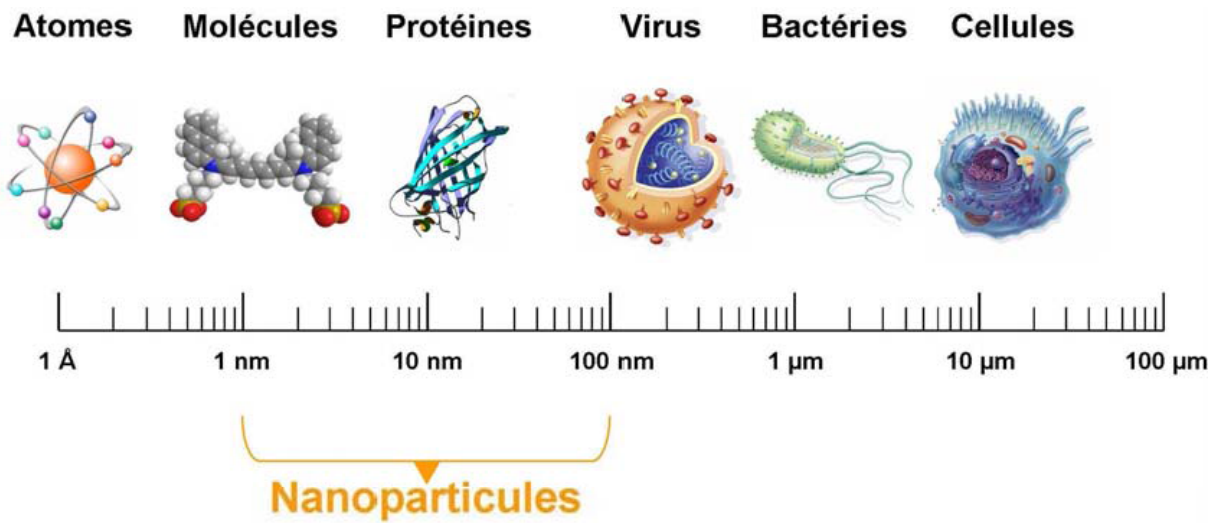
## I.3 NANOFLUIDES [3]

### I.3.1 Définition d'un nanofluide

Les nanofluides, terme introduit par **Choi (1995)**, sont des solutions colloïdales composées de particules de taille nanométrique (1 à 100nm) en suspension dans un liquide de base. Leurs propriétés thermiques étonnantes en ont fait l'objet d'intenses investigations durant la dernière décennie. On constate, notamment, une nette augmentation des échanges de chaleur qu'aucune phénoménologie ne permet encore d'expliquer de manière satisfaisante. Cette amélioration du transfert de chaleur fait donc des nanofluides une nouvelle technologie prometteuse dans le cadre des transferts thermiques, permettant d'améliorer les performances de divers systèmes thermiques.

Une nanoparticule est un assemblage de quelques centaines à quelques milliers d'atomes, conduisant à un objet dont au moins l'une des dimensions est de taille nanométrique (1 à 100 nm). Les nanoparticules se situent à la frontière entre l'échelle microscopique et l'échelle atomique ou moléculaire et sont généralement fabriquées à base d'oxydes métalliques comme

le trioxyde d'Aluminium ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), le dioxyde de Titane ( $\text{TiO}_2$ ), l'oxyde de Cuivre ( $\text{CuO}$ ), etc.

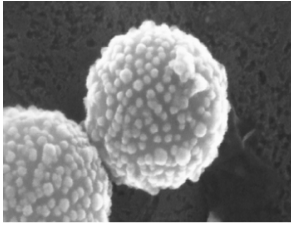


**Figure I.13 :** Gamme de tailles des nanoparticules comparées à celles des principales structures chimiques et biologiques.

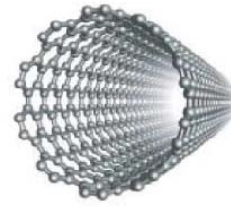
### I.3.2 Types de nanoparticules

Les nanoparticules les plus utilisées pour obtenir des nanofluides sont :

- Les nanoparticules des oxydes métalliques :
  - 1- l'oxyde d'aluminium ou alumine ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ )
  - 2- l'oxyde de cuivre ( $\text{CuO}$ )
  - 3- le dioxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ )
  - 4- le dioxyde de titane ( $\text{TiO}_2$ )
  
- Les nanoparticules métalliques :
  - 1- l'aluminium (Al)
  - 2- le cuivre (Cu)
  - 3- l'or (Au)
  - 4- l'argent (Ag)
  
- Les nanoparticules non métalliques :
  - 1- les nanotubes de carbone
  - 2- le diamant



**Figure I.14 :** Nanoparticules métalliques.



**Figure I. 15:** Nanotubes de carbone.

Les nanoparticules métalliques ont des conductivités thermiques plus grandes que celles des oxydes métalliques correspondants. On devrait s'attendre à trouver des valeurs de conductivité thermique du même ordre que celle obtenues avec les oxydes métalliques correspondants mais avec des fractions volumiques en nanoparticules métalliques beaucoup plus faibles.

### **I.3.3 Domaines d'application des nanofluides**

Les dispersions de nanoparticules trouvent de nombreux domaines d'applications pour leurs propriétés magnétiques, électriques et thermiques. Ils sont présents dans les secteurs de l'environnement, de l'énergie, du textile, de la chimie, des cosmétiques, de la santé, de l'automobile, du bâtiment, etc. On les trouve aussi :

- Refroidissement des systèmes nucléaires, des composants électriques et électroniques.
- Transport (gestion de refroidissement / véhicule moteur thermique).
- Echangeurs de chaleur.
- Agents de contraste en imagerie médicale.
- Biomédecine.
- Autres applications : caloducs, piles à combustible, chauffage solaire de l'eau, refroidisseurs, réfrigérateurs domestiques, forages, lubrifiants, stockage thermique, ...

### **I.3.4 Propriétés thermo-physiques des nanofluides**

Les propriétés thermo-physiques des solutions sont profondément modifiées par l'ajout de nanoparticules. De nombreux paramètres caractérisant ces nanoparticules peuvent avoir un effet notable sur les valeurs des paramètres thermo-physiques du nanofluide obtenu (nature, taille et fraction volumique des nanoparticules, la conductivité thermique du fluide de base et celle des nanoparticules, etc.). De nombreuses recherches théoriques et expérimentales ont été menées, lors de ces deux dernières décennies, en vue de mieux caractériser les propriétés des nanofluides mais cette caractérisation est encore loin d'être satisfaisante. On supposera dans toute la suite de notre travail que les nanoparticules sont bien dispersées dans le fluide de base

et qu'elles sont en état d'équilibre thermique avec ce dernier. Les propriétés thermo-physiques effectives du nanofluide seront approximées par différentes relations tirées de la littérature dans la suite de ce travail.

### I.3.4.1 Masse volumique

Pour le calcul de la masse volumique d'un nanofluide que nous supposons parfaitement homogène (bonne dispersion des nanoparticules dans le fluide) en fonction de la fraction volumique  $\Phi$ , nous revenons à la définition de la masse volumique de ce mélange qui est calculée à partir de la relation suivante :

$$\rho_{nf} = \left(\frac{m}{V}\right)_{nf} = \frac{m_f + m_s}{V_f + V_s} = \frac{\rho_f V_f + \rho_s V_s}{V_f + V_s} \quad (I.21)$$

La fraction volumique des nanoparticules, notée  $\Phi$  désigne le rapport du volume des nanoparticules sur le volume total (fluide + solide).

$$\Phi = \frac{\text{volume de solide}}{\text{volume de nanofluide}} = \frac{V_s}{V_f + V_s} \quad (I.22)$$

On en déduit alors la masse volumique du nanofluide :

$$\rho_{nf} = (1 - \Phi)\rho_f + \Phi\rho_s \quad (I.23)$$

$\rho_{nf}$ : Masse volumique du nanofluide ( $\text{kg/m}^3$ )

$\rho_f$ : Masse volumique du fluide de base ( $\text{kg/m}^3$ )

$\rho_s$ : Masse volumique des nanoparticules solides ( $\text{kg/m}^3$ )

### I.3.4.2 Chaleur spécifique

Pour la détermination de la chaleur spécifique d'un nanofluide, on a retrouvé suivant les auteurs l'une ou l'autre des deux relations suivantes :

$$(C_p)_{nf} = (1 - \Phi)(C_p)_f + \Phi(C_p)_s \quad (I.24)$$

$$(\rho C_p)_{nf} = (1 - \Phi)(\rho C_p)_f + \Phi(\rho C_p)_s \quad (I.25)$$

$(C_P)_{nf}$ ,  $(C_P)_f$  et  $(C_P)_s$  désignent respectivement la chaleur spécifique du nanofluide, du fluide base et des nanoparticules. C'est la dernière relation qui va être utilisée dans la suite de notre travail car elle est la plus utilisée.

### I.3.4.3 Viscosité dynamique

La majorité des études qui ont traité de la viscosité des nanofluides ont eu recours, pour son calcul à partir de la viscosité du fluide de base et de la fraction volumique, aux relations de Stokes-Einstein ou de Brinkman.

La viscosité dynamique d'un nanofluide donné par **Einstein (1952)** pour un mélange contenant des suspensions diluées de particules fines sphériques et rigides est la suivante :

$$\mu_{nf} = \mu_f (1 + 2.5\Phi) \quad (I.26)$$

Par contre, **Brinkman (1956)** a étendu la formule d'Einstein pour couvrir une large plage de concentrations volumiques :

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1 - \Phi)^{5/2}} \quad (I.27)$$

C'est cette dernière relation qu'on utilisera dans la suite de notre travail.

### I.3.4.4 Conductivité thermique

Une grande partie des travaux traitant des nanofluides porte sur la quantification de l'augmentation de la conductivité thermique des nanofluides. L'objectif de ces travaux est de mesurer cette conductivité thermique et de choisir les nanoparticules et le fluide porteur les plus appropriés pour obtenir des rapports conductivité thermique du nanofluide sur celle du fluide porteur la plus élevée possible. Différentes techniques de mesure de la conductivité thermique des nanofluides ont été utilisées, la plus employée étant celle du fil chaud en régime transitoire. Il existe un panel important de modèles de calcul de la conductivité thermique apparente dans un nanofluide. Nous présentons dans ce qui suit le modèle de **Maxwell-Garnetts (1891)** utilisé dans cette étude :

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s + 2k_f - 2\Phi(k_f - k_s)}{k_s + 2k_f + \Phi(k_f - k_s)} \quad (I.28)$$

$k_{nf}$  : Conductivité thermique du nanofluide (W/m °C)

$k_f$  : Conductivité thermique du fluide de base (W/m °C)

$k_s$  : Conductivité thermique des nanoparticules solides (W/m °C)

### **Conclusion**

Ce chapitre nous a permis de mettre en évidence les différents paramètres pertinents dans l'étude de l'écoulement et du transfert de chaleur dans un échangeur de chaleur muni d'un milieu poreux dans lequel des fluides porteurs de nanoparticules circulent. Le prochain chapitre sera consacré à une étude bibliographique afin de situer notre travail.

# ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

## Introduction

Ce chapitre est une étude bibliographique qui regroupe les différents travaux de recherche les plus proches du thème de la présente étude, à savoir deux techniques pour l'amélioration des performances d'un échangeur de chaleur : milieu poreux soumis à un écoulement pulsé ou saturé par un nanofluide.

Afin de faire le tour sur ce qui a été fait dans ce domaine, nous allons présenter dans un premier temps certains travaux effectués dans les configurations munis d'un substrat poreux en régime stationnaire, ensuite viendront les études les plus importantes combinant les effets poreux – pulsation, et nous terminerons par celles qui ont considéré l'ajout de nanoparticules aux fluides conventionnels.

## II. 1 MILIEUX POREUX DANS LES ECHANGEURS DE CHALEUR

Les échangeurs de chaleur sont rencontrés dans diverses applications industrielles comme les centrales thermiques, les systèmes de réfrigération et de conditionnement d'air, ainsi qu'en industrie automobile. Plusieurs techniques ont été développées pour améliorer la performance thermique globale de tels systèmes ce qui a conduit en la réduction de leur taille et leur cout de fonctionnement. Ces méthodes peuvent être classées soit en des méthodes actives qui nécessitent une puissance externe tels qu'un champ électrique ou acoustique ainsi que des vibrations de surface, ou en des méthodes passives qui utilisent des surfaces de géométries spéciales (ailettes, chicanes, etc.) ou des additifs aux fluides pour améliorer les échanges thermiques. L'insertion d'un substrat poreux peut être considérée comme une technique passive, cependant celle-ci est accompagnée d'un accroissement de la chute de pression et il est alors nécessaire de trouver une solution qui constitue un compromis. Plusieurs travaux de recherche ont été menés dans ce contexte et nous allons citer quelques uns dans ce qui suit.

Une solution analytique a été établie par **Chikh et al.** [4] pour le problème de la convection forcée en conditions de régime pleinement établi dans un espace annulaire d'un échangeur de chaleur à tubes concentriques partiellement rempli d'un milieu poreux attaché sur le tube intérieur chauffé à flux constant.

Un problème similaire a été traité par **les mêmes auteurs** [5] mais avec une condition thermique isotherme et en utilisant le modèle de Darcy-Brinkman-Forscheimer. Ils ont conclu qu'un matériau poreux pouvait être utilisé pour l'isolation ou l'amélioration du transfert de chaleur selon ses propriétés thermo-physiques.

Dans un autre travail, **Chikh et al.** [6] ont analysé l'effet d'ajout d'une matrice poreuse sur les longueurs d'établissement dynamique et thermique.

**Alkam et Al-Nimr** [7] ont inséré des couches poreuses des deux cotés du tube intérieur d'un échangeur de chaleur. Ils ont abouti à la conclusion qu'une amélioration importante de l'efficacité du système étudié est obtenue aux grandes valeurs des rapports de capacité et qu'il existe une épaisseur critique du substrat poreux au-delà de laquelle il n'y a plus d'amélioration significative des performances de l'échangeur de chaleur.

Une étude thermodynamique a été menée par **Allouache et Chikh** [8] dans un échangeur de chaleur tubulaire muni d'une couche poreuse. Ils ont conclu que le cas d'un espace annulaire complètement rempli d'un milieu poreux très bon conducteur de chaleur mène à une réduction significative du taux de génération d'entropie.

**Kahalerras et Targui** [9] et **Tagui et Kahalerras** [10] ont montré que l'utilisation d'ailettes ou de chicanes poreuses dans un échangeur de chaleur à tubes concentriques peut améliorer considérablement le transfert de chaleur au dépend d'une chute de pression raisonnable pour des valeurs optimales des propriétés du milieu poreux.

En utilisant le modèle de Darcy-Brinkman, **Hashemi et al.** [11] ont obtenu une solution analytique pour le problème de la convection forcée dans un micro-espace annulaire. Deux cas ont été considérés : le cylindre extérieur chauffé à flux constant et le tube intérieur thermiquement isolé, et vis versa.

## II.2 ECOULEMENTS PULSES

Une autre méthode pour l'amélioration des échanges de chaleur est l'ajout d'une composante oscillatoire à l'écoulement moyen. Le grand intérêt porté à ce type d'écoulement est dû au fait qu'il est rencontré dans plusieurs systèmes industriels et naturels tels que les régénérateurs et les échangeurs de chaleur des moteurs Stirling, les systèmes de réfrigération, le système respiratoire humain, etc. Les études traitant de l'effet d'utilisation d'un écoulement pulsé dans les échangeurs de chaleur seront dans un premier temps présentées. Nous considérons ensuite les travaux s'intéressant aux effets combinés de pulsation et de milieu poreux qui sont moins nombreux.

### II.2.1 Écoulements pulsés dans les échangeurs de chaleur

Le problème de transfert de chaleur dans les procédés industriels tels que échangeurs de chaleur et chambres de combustion a été traité par **Hatami [12]** en régime turbulent, pleinement développé et périodique. Il a été montré que les pulsations de vitesse induisent des oscillations harmoniques de la température, brisant ainsi le champ de température en deux parties une moyenne et une autre harmonique. L'interaction entre les oscillations de vitesse et de température a été introduite par un terme supplémentaire dans l'équation d'énergie qui traduit l'impact des pulsations dans la production de taux élevés de transfert de chaleur. L'analyse a montré que quand la température moyenne est pleinement développée avec un flux de chaleur constant à la paroi, il n'y a pas d'effet des pulsations de vitesse sur le taux de transfert de chaleur total. Dans le cas où la température moyenne n'est pas pleinement développée, des solutions analytiques ont été obtenues pour des valeurs asymptotiques des fréquences de pulsation.

**Krishnan et Sastri [13]** ont étudié expérimentalement l'effet d'écoulements pulsés sur les performances d'un échangeur de chaleur tubulaire dans lequel circule de la vapeur d'eau pour une gamme de nombre de Reynolds allant de 500 à 2200. La variation axiale du coefficient de transfert de chaleur a été déterminée par la collecte du condensat en un certain nombre de sections. Les résultats expérimentaux, présentés en termes de distance et fréquence adimensionnelles pour une analyse plus rationnelle, ont été comparés avec ceux d'autres études. Il a été trouvé qu'une pulsation peut être utilisée pour augmenter le transfert de chaleur dans les échangeurs de chaleur avec des fluides à grands nombres de Prandtl.

Des mesures expérimentales du transfert de chaleur pour un écoulement d'huile lubrifiante coté tube dans un échangeur de chaleur à tubes et calandre ont été réalisées par **Mackley et al. [14]**. Les résultats ont été reportés dans le cas d'un écoulement stationnaire à travers un tube à paroi lisse et munis de chicanes périodiquement espacées. Le cas où une composante oscillatoire est superposée à l'écoulement moyen a été aussi traité. Une augmentation significative du nombre de Nusselt a été obtenue pour le système combinant un écoulement oscillatoire et des chicanes.

**Jarosinski [15]** a utilisé les méthodes interférométrique, strioscopique et PIV assistés par une caméra vidéo à grande vitesse pour étudier le mécanisme du transfert de chaleur par convection à partir de la paroi chauffée d'un canal à air dont la surface est lisse ou rugueuse. Ces méthodes ont été accompagnées par des mesures instantanées de la vitesse et de la température du fluide ainsi qu'une analyse de turbulence et de fréquence des paramètres

turbulents. Il a été trouvé que les rugosités sur la paroi chauffée améliore le transfert de chaleur, alors que les faibles fréquences de pulsation de l'écoulement moyen le réduit.

Le travail de **Chen et Zhao [16]** traite de la variation du coefficient d'échange de chaleur avec la fréquence de pulsation pour différentes formes d'écoulement (laminaire ou turbulent). D'après les résultats expérimentaux et pour augmenter l'efficacité de l'échangeur de chaleur à tubes et calandre de 60 %, les auteurs suggèrent de placer la source de pulsation en amont, de contrôler la fréquence de pulsation à une valeur optimale (de l'ordre de 8 Hz pour la présente étude) et que l'écoulement soit turbulent.

**Saghatoleslami et al. [17]** ont simulé le processus d'encrassement (épaisseur et résistance) dans un échangeur de chaleur en utilisant le code FLUENT. Les calculs en convection bidimensionnelle ont été performés à des valeurs de nombre de Reynolds faibles et modérés avec un écoulement pulsé. Il a été trouvé, entre autres, une amélioration du taux de transfert de chaleur aux grandes fréquences de pulsation et une réduction de la résistance d'encrassement avec l'accroissement de l'amplitude.

Dans l'étude menée par **Zohir [18]** et dans le but d'augmenter le taux de transfert de chaleur dans un échangeur de chaleur à tubes concentriques par une méthode active, une soupape à bille rotative a été montée en aval de l'extrémité du tube extérieur et a été utilisée comme générateur de pulsation. Les résultats expérimentaux ont indiqué que le tube avec la valve à bille conduit à une amélioration significative du taux de transfert de chaleur dont la valeur dépend de la configuration de l'écoulement (co-courant ou contre courant). Des corrélations pour le nombre de Nusselt moyen pour différentes valeurs de la fréquence de pulsation et du nombre de Reynolds ont été établies.

L'effet de pulsation sur le taux de transfert de chaleur d'un écoulement d'eau turbulent dans un échangeur de chaleur tubulaire en configurations parallèle et contre courant avec l'eau froide circulant du côté calandre a été étudiée par **Zohir [19]**. Les résultats expérimentaux ont indiqué que l'échangeur de chaleur avec un piston alternatif inséré en amont de l'écoulement conduit à une amélioration considérable du transfert de chaleur pour les gammes de fréquence et d'amplitude de pulsation considérées avec une supériorité pour la configuration contre courant.

### II.2.2 Ecoulements pulsés en milieux poreux

**Sözen et Vafai [20]** ont mené un travail dans un lit poreux soumis à des conditions aux limites oscillatoires de type pression et température. Ils ont trouvé que les résultats obtenus sont plus sensibles à l'amplitude de la pression qu'à celle de la température.

**Kim et al. [21, 22]** ont réalisé une étude numérique des caractéristiques du transfert de chaleur, en écoulement pulsé, dans un canal totalement poreux et dont les parois sont maintenues à des températures uniformes. Les résultats sont présentés pour l'état périodique établi. Les champs dynamique et thermique sont examinés pour différentes valeurs du nombre de Darcy, de la fréquence et de l'amplitude de pulsation, du rapport des conductivités thermiques ainsi que du rapport des capacités calorifiques. En comparaison par rapport au cas d'un écoulement non pulsé, la présence de pulsations apporte une réduction du transfert de chaleur à l'entrée du canal et une amélioration du taux de chaleur transmis dans les régions du milieu, alors que plus loin en aval l'influence de la pulsation est faible. L'effet de la pulsation sur le transfert de chaleur entre les parois du canal et le fluide est plus prononcé aux faibles fréquences et grandes amplitudes de pulsation.

Une étude expérimentale dans un tube, où de l'eau s'écoule en régime oscillatoire, a été menée par **Hall et al. [23]** afin de voir quels effets a l'inertie temporelle sur la résistance d'un milieu granulaire. Pour décrire les phénomènes observés, les chercheurs se sont basés sur l'équation de Forchheimer et ont fait une extrapolation des résultats obtenus en régime stationnaire pour résoudre l'équation du régime oscillatoire. L'équation de Forchheimer modifiée ( $i = aq + bq^2 + C \frac{dq}{dt}$ ,  $i$  étant le gradient hydraulique et  $q$  la vitesse moyenne de l'écoulement) a permis de définir le coefficient d'accélération  $C$  représentatif des forces inertielles temporelles. Les résultats de ce travail montrent que l'équation précédente peut être résolue pour le mode oscillatoire sans passer par les résultats du mode stationnaire. Les résultats indiquent aussi que le coefficient d'accélération  $C$  semble être constant pour un milieu donné et la soustraction de la composante inertielle de la résistance a mené à une représentation en ligne droite de la forme :  $C = a_0 + b_0|q|$ .

**Guo et al. [24]** ont effectué une étude numérique dans une conduite circulaire partiellement poreuse et dont la paroi est maintenue à flux constant. Le régime est supposé dynamiquement et thermiquement établi avec un gradient de pression longitudinal variant sinusoidalement dans le temps. Ils ont analysé les effets de la perméabilité, de l'épaisseur et de la conductivité thermique de la matrice poreuse ainsi que l'influence de la fréquence et de l'amplitude de pulsation sur les caractéristiques de l'écoulement et du transfert de chaleur. La plus grande valeur de la diffusivité thermique effective a été obtenue pour un écoulement pulsé dans un conduit partiellement poreux plutôt que les cas limites non poreux ou

totalement poreux. Il a été aussi trouvé des valeurs optimales de l'épaisseur de la couche poreuse et de la fréquence de pulsation pour lesquelles le transfert de chaleur est maximal.

Une analyse similaire à la précédente a été effectuée par **Guo et al. [25]** mais cette fois-ci dans un espace annulaire où une couche poreuse est attachée sur la surface extérieure du tube interne. Ils ont conclu qu'une augmentation significative du transfert thermique et une réduction de la chute de pression peuvent être réalisées en remplissant partiellement l'espace annulaire d'un matériau poreux très conducteur de chaleur et en employant un écoulement pulsé.

Dans leur étude expérimentale, **Paek et al. [26]** ont analysé les caractéristiques du transfert de chaleur dans un écoulement pulsé à travers un matériau poreux. Ils ont trouvé que des inversions d'écoulement sont présentes aux grandes amplitudes de pulsation et que le taux de transfert de chaleur augmente avec la fréquence et la diminution de l'amplitude.

Des expériences dans un canal poreux soumis à un écoulement pulsé ont été réalisées par **Fu et al. [27]**. Ils ont constaté que le nombre de Nusselt moyen est plus important en régime oscillatoire qu'en régime stationnaire.

Le travail expérimental de **Leong et Jin [28]** est une extension de celui de **Fu et al. [27]** où il s'agit d'étudier plus particulièrement l'influence de la fréquence et de l'amplitude de pulsation. Il a été constaté une amélioration du transfert thermique par l'augmentation du nombre de Reynolds cinétique et l'amplitude du flux. En contre partie, la chute de pression est augmentée avec ces deux paramètres. Une corrélation liant le nombre de Nusselt moyen aux paramètres de l'écoulement pulsé, pouvant être d'une grande aide pour le refroidissement des composants électroniques, a été établie.

L'effet de la fréquence d'un écoulement oscillatoire sur les performances thermiques d'un dissipateur de chaleur à mousse métallique a été étudié expérimentalement par **Leong et Jin [29]**. Ils ont trouvé que les plus grands taux de transfert sont obtenus en écoulement oscillatoire et pour les faibles densités de pores.

**Bhargava et al. [30]** ont présenté une solution numérique par la méthode des éléments finis pour un fluide non-Newtonien et pulsé dans un canal poreux. Il a été montré que les vitesses augmentent avec l'augmentation de la perméabilité, la réduction des effets inertiels et la diminution du comportement non-Newtonien. Ce travail illustre également que des vitesses beaucoup plus faibles sont générées en régime stationnaire en comparaison au cas de l'écoulement pulsé.

Le travail réalisé par **Huang et Yang [31]** est une simulation numérique de la convection forcée en écoulement oscillatoire dans un canal à plaques parallèles muni sur sa paroi

inférieure de deux blocs poreux chauffés localement. Les améliorations du transfert de chaleur dues d'une part, à la présence des blocs poreux et d'autre part, à l'emploi d'un écoulement pulsé ont été examinées. Les résultats montrent que le changement périodique de la structure de l'écoulement par la présence des blocs poreux et le régime oscillatoire a un impact direct sur les caractéristiques dynamiques et thermiques. En plus, il a été constaté que des choix judicieux de certains paramètres gouvernants liés aux blocs poreux (perméabilité et taille) et à l'écoulement (fréquence et amplitude) peuvent conduire à des améliorations significatives du transfert de chaleur. Ces auteurs ont conclu que la méthode combinant un écoulement pulsé et des blocs poreux peut être considérée comme un bon outil pour l'augmentation du refroidissement des équipements électroniques.

Dans le but de découvrir le comportement d'écoulements stationnaire et oscillatoire à travers les mousses métalliques, des expériences ont été menées par **Jin et Leong [32]**. Les résultats indiquent que le maximum de frottement pour l'écoulement pulsé et pour les mousses métalliques considérées dépend fortement du nombre de Reynolds cinématique et l'amplitude de l'écoulement.

Le transfert de chaleur et la génération d'entropie en écoulement pulsé dans un cylindre partiellement poreux a été étudié par **Dhahri et al. [33]**. Les effets de quelques paramètres pertinents liés au milieu poreux (épaisseur, perméabilité et rapport des conductivités thermiques) et à l'écoulement pulsé (amplitude et fréquence) ont été considérés.

L'écoulement pulsé, le transfert de chaleur ainsi que la dispersion thermique ont été étudiés par **Pathak et Ghiaasiaan [34]** dans un milieu poreux composé d'un arrangement périodique de tubes de section carrée en utilisant un code CFD. En variant la porosité du milieu poreux, la fréquence de pulsation et le nombre de Reynolds, ils ont pu établir des corrélations numériques du nombre de Nusselt et du terme de la dispersion thermique.

**Pamuk et Özdemir [35]** ont réalisé une étude expérimentale du transfert de chaleur en écoulement d'eau pulsé à travers un milieu poreux de boules en acier. Ils ont trouvé que le transfert de chaleur croît avec la fréquence d'oscillation et le déplacement adimensionnel du fluide. Ils ont obtenu aussi une corrélation générale du nombre de Nusselt indépendante des propriétés du fluide et du type du milieu poreux.

**Ghafarian et al. [36]** ont proposé un modèle numérique pour analyser le transfert de chaleur d'un écoulement oscillatoire dans un canal rempli d'une mousse métallique. Les résultats ont indiqué une amélioration significative du taux de transfert de chaleur aux grandes valeurs de l'amplitude et de la fréquence d'oscillation et en insérant un matériau poreux de grande conductivité thermique.

Une étude numérique dans des régénérateurs cryogéniques soumis à un écoulement oscillatoire a été menée par **Dai et Yang [37]**. La méthode de Lattice Boltzmann a été utilisée pour simuler l'écoulement et le transfert de chaleur dans un canal plan vide ou rempli d'un milieu poreux. Les effets de certains paramètres pertinents tels que les nombres de Reynolds et de Womersley ont été considérés.

## II.3 UTILISATION DE NANOFLUIDES

Les progrès importants en chimie ont permis dès la fin des années 90 de synthétiser des particules de dimensions extrêmement faibles, de l'ordre de la dizaine de nanomètres, qui dispersées dans un liquide porteur, constituent des nanofluides ; leur synthèse répondait au besoin d'améliorer la diffusivité thermique des liquides de refroidissement en y ajoutant une phase solide de meilleure conductivité thermique et qui ne sédimente pas. L'augmentation annoncée de la conductivité thermique de ces suspensions a atteint des niveaux inexplicables et à l'opposé de ceux prévus par les modèles classiques. Ce sujet a donc suscité un grand intérêt ces dernières années car il conjugue des aspects fondamentaux (échanges thermiques aux interfaces à petite échelle) et appliqués (miniaturisation des échangeurs, amélioration des échanges thermiques). Nous allons présenter dans ce qui suit quelques travaux de recherche utilisant les nanofluides en absence et en présence de milieux poreux.

### II.3.1 Nanofluides sans Milieu poreux

**Xuan et Li [38]** ont utilisé le nanofluide (eau + Cu) pour mesurer le coefficient d'échange en convection forcée pour des nombres de Reynolds variant de  $10^4$  à  $2.5 \times 10^4$ . Ils ont trouvé que l'ajout de nanoparticules améliore significativement le transfert convectif. Ainsi, pour une fraction volumique  $\phi$  des nanoparticules de 2%, le nombre de Nusselt du nanofluide croit de 39% comparé à celui dans l'eau pure. Ce nombre de Nusselt augmente quand on augmente  $\phi$  ou quand on augmente le nombre de Reynolds. L'inconvénient du recours aux nanofluides dans ce cas est lié à l'augmentation de la viscosité du nanofluide. Il faudrait alors rechercher un compromis pour augmenter le coefficient d'échange convectif en augmentant  $\phi$  et ne pas trop augmenter la viscosité du nanofluide pour pouvoir le mettre plus facilement en mouvement.

La performance d'un dissipateur de chaleur à micro-canaux par utilisation de nanofluides cuivre-eau et nanotubes de carbone-eau comme fluides de refroidissement a été abordé analytiquement par **Tsai et Chein [39]**. Les distributions de vitesse et de température ont été

obtenues en modélisant ce type de dissipateur comme milieu poreux. Il a été trouvé que l'utilisation d'un nanofluide réduit la résistance thermique conductive et augmente, par contre, la résistance thermique convective suite à l'accroissement de la viscosité et la diminution de la capacité thermique. Il a été aussi trouvé qu'il existait des valeurs optimales de la porosité et du rapport d'aspect menant à une résistance thermique minimale de cet dissipateur de chaleur à micro-canaux donc conduisant à une amélioration de ses performances en comparaison au cas classique utilisant de l'eau pure.

La convection naturelle périodique dans une enceinte contenant un nanofluide a été examinée par **Ghasemi et Aminossadati [40]**. Une source de chaleur chauffée à flux oscillatoire est placée sur la paroi gauche de la cavité, la paroi de droite est maintenue à une température relativement basse alors que le reste de la cavité est thermiquement isolé. Un comportement périodique est retrouvé pour les champs dynamique et thermique en raison du flux de chaleur oscillatoire. L'utilisation de nanoparticules améliore le transfert de chaleur en particulier aux faibles nombres de Rayleigh. D'autre part, la période d'oscillation du flux affecte la température maximale de fonctionnement de la source. Il est aussi intéressant d'observer que la position optimale de la source de chaleur sur la paroi gauche de la cavité est une fonction du nombre de Rayleigh. Les auteurs estiment que les résultats de cette étude pourraient fournir des informations utiles pour l'industrie électronique afin d'aider à maintenir les composants électroniques, générant des flux de chaleur oscillatoires, sous des conditions opérationnelles efficaces et sûres.

**Shafahi et al. [41]** ont étudié les performances thermiques d'un caloduc cylindrique en utilisant 3 types de nanofluides :  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{CuO}$  et  $\text{TiO}_2$ . La vitesse, la pression, la température et la limite maximale du transfert de chaleur ont été obtenues pour différentes concentrations et tailles des nanoparticules. Il a été obtenu une réduction de la résistance thermique du caloduc avec l'augmentation de la concentration ou la diminution du diamètre des nanoparticules.

Une analyse numérique en convection forcée laminaire d'un nanofluide eau- $\text{Al}_2\text{O}_3$  s'écoulant dans un micro-canal horizontal a été réalisée par **Aminossadati et al. [42]**. La section centrale du micro-canal chauffé à flux constant est soumise à un champ magnétique d'intensité uniforme caractérisée par le nombre de Hartmann. Les résultats montrent que les meilleures performances thermiques du micro-canal sont obtenues aux grands nombres de Reynolds et d'Hartmann. Le taux d'accroissement du nombre de Nusselt avec la concentration en nanoparticules est plus important aux grandes valeurs du nombre de Reynolds et aux faibles valeurs du nombre de Hartmann.

**Sourtiji et al. [43]** ont traité numériquement l'écoulement et les caractéristiques du transfert de chaleur en convection mixte périodique d'un nanofluide eau- $\text{Al}_2\text{O}_3$  dans une cavité carrée. Les résultats montrent que le transfert de chaleur est amélioré pour toutes les valeurs considérées des nombres de Strouhal (fréquence adimensionnelle de la vitesse oscillatoire à l'entrée de la cavité) et Richardson (intensité des forces de poussées) en ajoutant des nanoparticules au fluide de base. Le taux d'amélioration est plus faible aux grandes valeurs de  $Ri$ . Il a été aussi obtenu un accroissement de la chute de pression dans la cavité dû à une plus grande viscosité du nanofluide.

**Hojjat et al. [44]** ont préparé trois types de nanofluides par dispersion de nanoparticules  $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{CuO}$  et  $\text{TiO}_2$  dans une solution aqueuse de carboxyméthyl-cellulose. L'étude expérimentale a été menée en convection forcée turbulente dans un tube circulaire chauffé uniformément. Le fluide de base et tous les nanofluides utilisés ont montré un comportement pseudoplastique. Les résultats ont mis en évidence un accroissement des coefficients d'échange locaux et moyens par utilisation de nanoparticules et par l'augmentation de leur concentration volumique. Une nouvelle corrélation a été proposée par les auteurs reliant le nombre de Nusselt de nanofluides non-Newtoniens aux nombres de Reynolds et Prandtl.

Dans leur papier, **Moraveji et al. [45]** ont utilisé l'outil CFD pour simuler le transfert convectif d'un nanofluide non-Newtonien ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ -solution aqueuse de Xanthane) dans un tube horizontal chauffé à flux constant. Les effets de la taille des nanoparticules et de la concentration de la solution aqueuse pour différents nombres de Reynolds ont été analysés, et les résultats montrent que le transfert de chaleur augmente avec l'accroissement de la concentration de la solution de Xanthane.

Le travail entrepris par **Mahmoudi et al. [46]** est une étude du transfert de chaleur et de la génération d'entropie d'un nanofluide cuivre-eau en présence d'un champ magnétique. L'analyse numérique, basée sur la méthode des volumes finis, est faite dans une cavité trapézoïdale munie sur sa paroi inférieure d'une source de chaleur maintenue à flux constant. Les résultats montrent, entre autres, que pour des nombres de Rayleigh de l'ordre de  $10^4$  et  $10^5$  l'amélioration du transfert de chaleur due à la présence de nanoparticules augmente avec l'intensité du champ magnétique. Il a été aussi observé une réduction de la génération d'entropie par utilisation d'un nanofluide et son accroissement en présence d'un champ magnétique.

### II.3.2 Nanofluides avec Milieu poreux

**Ghazvini et Shokouhmand [47]** ont réalisé une étude analytique et numérique sur l'utilisation d'un nanofluide eau-CuO comme liquide de refroidissement d'un dissipateur de chaleur à micro-canaux. Deux approches d'analyse courantes sont utilisées : le modèle à ailettes basé sur l'hypothèse d'une température du fluide uniforme dans la direction normale à l'écoulement du fluide, et l'approche milieu poreux où l'équation de Darcy modifiée pour le fluide et le modèle à deux équations pour le transfert de chaleur entre les sections fluides et solides sont employés. Pour le nanofluide, les auteurs ont utilisé un modèle basé sur le mouvement Brownien des nanoparticules qui permet d'évaluer la conductivité thermique du nanofluide en tenant compte de la résistance thermique aux frontières, du diamètre des nanoparticules, de la fraction volumique ainsi que de la température du fluide. Les effets du nombre Reynolds Brownien, de la concentration en nanoparticules, du rapport d'aspect des micro-canaux et de la porosité sur la distribution de température et le coefficient d'échange global sont analysés. Parmi les principaux résultats obtenus l'existence d'un rapport d'aspect optimal qui minimise le coefficient de frottement pour différents nombres de Reynolds.

Le problème de convection mixte en écoulement de couche limite le long d'une plaque plane verticale noyée dans un milieu poreux saturé par des nanofluides a été étudié par **Ahmad et Pop [48]** en utilisant différents types de nanoparticules : Cu, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et TiO<sub>2</sub>. Les équations aux dérivées partielles de base sont réduites en des équations différentielles simples qui sont résolues numériquement pour certaines valeurs de la fraction volumique et des paramètres de convection mixte.

**Cimpean et Pop [49]** ont étudié la convection mixte en régime établi dans un canal incliné dont les parois sont maintenues à flux de chaleur uniforme, totalement poreux et contenant un nanofluide (Cu-eau, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-eau ou TiO<sub>2</sub>-eau). Les équations gouvernantes adimensionnelles ont fait apparaître certains groupements pertinents au problème considéré tels que le paramètre de convection mixte, le nombre de Peclet, l'angle d'inclinaison du canal ainsi que la fraction volumique des nanoparticules. Ils ont conclu que les nanofluides augmentent considérablement le taux de transfert de chaleur même pour de faibles additions de nanoparticules dans le fluide de base.

Le but du travail de **Zarifi et al. [50]** était de réaliser une analyse thermo-hydraulique de nanofluides (eau-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et eau-TiO<sub>2</sub>) comme agents de refroidissement dans le cœur du réacteur VVER-1000 en utilisant l'approche milieu poreux. Les résultats indiquent qu'à faible concentration volumique il n'y a pas de différence significative dans les divers paramètres

considérés entre l'eau pure ou chargée de nanoparticules, cependant les écarts deviennent remarquables pour des concentrations supérieures à 0.1 %. Il a été aussi trouvé une différence négligeable du comportement thermo-hydraulique des nanofluides chargés de  $Al_2O_3$  et  $TiO_2$ .

Le transfert de chaleur par convection mixte d'un nanofluide dans un canal vertical partiellement poreux a été étudié par **Hajipour et Dehkordi [51]** en tenant compte de la dissipation visqueuse. Le modèle utilisé pour le nanofluide incorpore les effets du mouvement Brownien et de thermophorèse. Les profils de vitesse et de température, ainsi que les expressions du nombre de Nusselt ont été obtenus analytiquement pour un écoulement pleinement développé. Une analyse numérique a été conduite en parallèle afin de comparer les différents résultats obtenus. Finalement, une étude paramétrique a été menée pour examiner l'influence de divers paramètres sur la structure de l'écoulement du fluide et la performance du transfert de chaleur. Les résultats indiquent clairement que la présence de nanoparticules dans le fluide de base améliore significativement le processus de transfert de chaleur.

Le transfert de chaleur couplé convection naturelle – conduction dans un domaine carré composé d'une cavité poreuse saturée d'un nanofluide (Cu-eau,  $Al_2O_3$ -eau et  $TiO_2$ -eau) et chauffée par une paroi solide triangulaire a été traité par **Chamkha et Ismael [52]**. Il a été trouvé que le transfert de chaleur est amélioré ou réduit avec l'accroissement de la fraction volumique selon les valeurs du nombre de Rayleigh et de l'épaisseur de la paroi triangulaire pour laquelle il existe une valeur optimale menant à un maximum de nombre de Nusselt moyen.

## Conclusion

A travers ce chapitre, nous avons présenté certains travaux de recherche proches du thème abordé dans cette thèse. Il s'agit principalement d'études qui ont traité les problèmes de convection (naturelle, forcée ou mixte) dans géométries totalement ou partiellement poreuses, en régimes stationnaire ou oscillatoire pour des fluides conventionnels ou chargés de nanoparticules. A notre connaissance, et d'après cette synthèse bibliographique aucun travail en convection forcée dans un échangeur de chaleur tubulaires muni de chicanes poreuses en régimes stationnaire (nanofluides) et pulsés (fluides conventionnelles) n'a été abordé. Le prochain chapitre sera consacré à la description du domaine physique et la formulation mathématique.

# FORMULATION MATHÉMATIQUE

## Introduction

Dans ce chapitre nous allons tout d'abord définir le domaine d'étude, nous poserons ensuite quelques hypothèses simplificatrices afin de mieux aborder la formulation mathématique et nous passerons à la fin à l'adimensionnement des équations gouvernantes ainsi que les conditions aux limites associées. Il s'agira d'étudier les performances d'un échangeur de chaleur dans un premier temps en régime pulsé avec comme fluides de travail l'eau pure, ensuite en régime stationnaire en ajoutant des nanoparticules aux fluides de base. Cependant, une seule formulation mathématique est utilisée pour modéliser ces deux situations.

## III.1 DOMAINE PHYSIQUE

Le domaine physique est un échangeur de chaleur tubulaire co-courant de longueur  $\ell$  et de rayons intérieur et extérieur  $r_i$  et  $r_o$  respectivement. Un substrat poreux, de porosité  $\varepsilon$ , est placé dans l'espace annulaire sous forme de chicanes de hauteur  $h_p$ , de largeur  $w$  et espacées d'une distance  $s$ . La paroi du cylindre extérieur est thermiquement isolée, et la dernière chicane est placée suffisamment loin de la sortie de l'échangeur de chaleur afin de garantir des conditions d'établissement. Les fluides chaud et froid s'écoulant respectivement dans le tube intérieur et l'espace annulaire, rentre dans l'échangeur de chaleur avec des températures uniformes  $T_{ec}$  et  $T_{ef}$  et des vitesses à variation sinusoïdale dans le temps  $u_{ec}(1 + A\sin 2\pi fct)$  et  $u_{ef}(1 + A\sin 2\pi fct)$ .  $A$  et  $f$  sont respectivement l'amplitude et la fréquence de pulsation et  $u_{ec}$  ( $u_{ef}$ ) est la vitesse moyenne de l'écoulement à l'entrée.

En régime pulsé, les fluides de travail sont de l'eau pure sans nanoparticules et dans ce cas plusieurs situations sont considérées où la fréquence de pulsation est prise égale pour les deux fluides ( $f_c = f_f = f$ ). Les deux premières correspondent à des écoulements pulsés pour les deux fluides avec des amplitudes égales (P1 :  $A_c = A_f$ ) ou différentes (P2 :  $A_c \neq A_f$ ). Dans les deux autres configurations, l'écoulement est pulsé uniquement pour l'un des deux fluides, le second pénètre dans l'échangeur de chaleur avec une vitesse uniforme (P3 :  $A_c \neq 0$  et  $A_f = 0$ , P4 :  $A_c = 0$  et  $A_f \neq 0$ ).

En régime stationnaire avec des vitesses d'entrées constantes, des nanoparticules sont ajoutées soit aux deux fluides simultanément (NF1), uniquement au fluide chaud (NF2) ou juste pour le fluide froid (NF3).

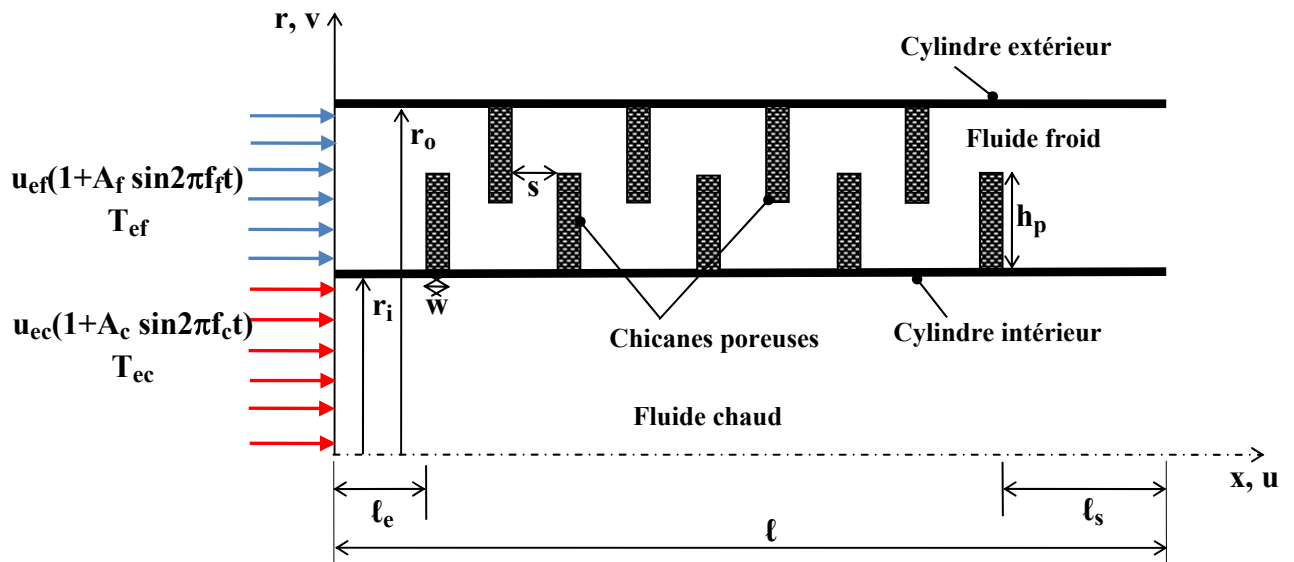


Figure III.1 : Domaine physique.

### III.2 HYPOTHESES SIMPLIFICATRICES

Les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie sont formulées en adoptant certaines hypothèses simplificatrices :

1. Fluide Newtonien et incompressible.
2. Écoulement bidimensionnel, axisymétrique, laminaire et instationnaire dans le cas du régime pulsé.
3. Forces de volume négligeables (convection forcée).
4. Mêmes propriétés thermophysiques pour les fluides chaud et froid.
5. Milieu poreux homogène, isotrope et saturé par une seule phase fluide en équilibre thermique local avec la phase solide.
6. Les termes de compression, de dissipation visqueuse, de travaux des forces de volume et de génération de chaleur sont négligeables dans l'équation d'énergie.
7. Épaisseur du tube intérieur, de matériau très bon conducteur de chaleur, est très mince et donc sa résistance thermique conductive est négligeable.

### III.3 EQUATIONS GOUVERNANTES

Le phénomène physique étudié est régi par les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie. Le mouvement du fluide dans les régions poreuses est décrit par le modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer. En tenant compte des hypothèses citées auparavant, les équations gouvernantes s'écrivent comme suit :

#### III.3.1 Equation de continuité

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (III. 1a)$$

Soit :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} = 0 \quad (III. 1b)$$

#### III.3.2 Equations de quantité de mouvement

$$\frac{\rho_{nf}}{\varepsilon} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \frac{\rho_{nf}}{\varepsilon^2} \vec{V} \nabla \vec{V} = -\vec{\nabla} p + \frac{\mu_e}{\varepsilon} \nabla^2 \vec{V} - \frac{\mu_{nf}}{K} \vec{V} - \frac{\rho_{nf} \varepsilon F}{\sqrt{K}} |\vec{V}| \vec{V} \quad (III. 2a)$$

Projection suivant la direction axiale (x)

$$\begin{aligned} \frac{\rho_{nf}}{\varepsilon} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\rho_{nf}}{\varepsilon^2} \left[ u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right] \\ = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu_e}{\varepsilon} \left[ \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] - \frac{\mu_{nf}}{K} u - \frac{\rho_{nf} \varepsilon F}{\sqrt{K}} |\vec{V}| u \end{aligned} \quad (III. 2b)$$

Projection suivant la direction radiale (r)

$$\begin{aligned} \frac{\rho_{nf}}{\varepsilon} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\rho_{nf}}{\varepsilon^2} \left[ u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right] \\ = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\mu_e}{\varepsilon} \left[ \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{v}{r^2} \right] - \frac{\mu_{nf}}{K} v - \frac{\rho_{nf} \varepsilon F}{\sqrt{K}} |\vec{V}| v \end{aligned} \quad (III. 2c)$$

#### III.3.3 Equation d'énergie

$$(\rho C_p)_e \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho C_p)_{nf} \vec{V} \nabla T = k_e \nabla^2 T \quad (III. 3a)$$

Soit :

$$(\rho C_p)_e \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho C_p)_{nf} \left[ u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial r} \right] = k_e \left[ \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right] \quad (III. 3b)$$

Où  $|\vec{V}| = \sqrt{u^2 + v^2}$ . Dans le cylindre intérieur et les zones non poreuses de l'espace annulaire:  
 $\varepsilon = 1$ ,  $\mu_e = \mu_{nf}$ ,  $k_e = k_{nf}$ ,  $(\rho C_p)_e = (\rho C_p)_{nf}$  et  $K \rightarrow \infty$ .

Lorsque le fluide de travail est non chargé de nanoparticules, les propriétés thermo-physiques à considérer sont celles du fluide de base :  $\rho_{nf} = \rho$ ,  $\mu_{nf} = \mu$ ,  $(\rho C_p)_{nf} = \rho C_p$  et  $k_{nf} = k$ .

### III.4 CONDITIONS AUX LIMITES

Les conditions aux limites qui interviennent pour la résolution des problèmes dynamique et thermique sont :

✱ **Conditions à l'entrée**

$$x = 0 \text{ et } 0 < r < r_i : u = u_{ef}(1 + A_c \sin 2\pi ft), v = 0, T = T_{ec} \quad (III.4a)$$

$$x = 0 \text{ et } r_i < r < r_o : u = u_{ef}(1 + A_f \sin 2\pi ft), v = 0, T = T_{ef} \quad (III.4b)$$

✱ **Conditions à la sortie**

$$x = l \text{ et } 0 < r < r_i : \frac{\partial u}{\partial x} = 0, v = 0, \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (III.5a)$$

$$x = l \text{ et } r_i < r < r_o : \frac{\partial u}{\partial x} = 0, v = 0, \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (III.5b)$$

✱ **Conditions sur l'axe**

$$r = 0 \text{ et } 0 < x < l : \frac{\partial u}{\partial r} = 0, v = 0, \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (III.6)$$

✱ **Conditions à la paroi du tube intérieur**

$$r = r_i \text{ et } 0 < x < l : \begin{cases} u = 0, & v = 0 \\ -k_{nf} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_c = -k_{nf} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_f & (\text{nanofluide} - \text{nanofluide}) \\ -k_{nf} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_c = -k_e \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_p & (\text{nanofluide} - \text{poreux}) \end{cases} \quad (III.7)$$

✱ **Conditions à la paroi du tube extérieur**

$$r = r_o \text{ et } 0 < x < l : u = 0, v = 0, \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (III.8)$$

## \* Conditions aux interfaces nanofluide-poreux

- Egalité des vitesses et température

$$u|_f = u|_p, v|_f = v|_p, T|_f = T|_p \quad (III.9a)$$

- Egalité des contraintes

$$\mu_{nf} \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_f = \mu_e \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_p, \mu_{nf} \frac{\partial v}{\partial y} \Big|_f = \mu_e \frac{\partial v}{\partial y} \Big|_p, \mu_{nf} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \Big|_f = \mu_e \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \Big|_p \quad (III.9b)$$

- Egalité des densités de flux de chaleur

$$k_{nf} \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_f = k_e \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_p, k_{nf} \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_f = k_e \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_p \quad (III.9c)$$

**III.5 ANALYSE DIMENSIONNELLE:**

Pour la mise sous forme réduite des équations de conservation, les grandeurs adimensionnelles suivantes sont utilisées :

$$X = \frac{x}{D_h}, R = \frac{r}{D_h}, U = \frac{u}{\varepsilon u_{ef}}, V = \frac{v}{\varepsilon u_{ef}}, P = \frac{p}{\rho_{nf} u_{ef}^2}, \tau = \frac{t}{D_h / u_{ef}}, \theta = \frac{T - T_{ef}}{T_{ec} - T_{ef}}$$

Ici  $D_h = 2(r_0 - r_i)$  est le diamètre hydraulique.

Les équations gouvernantes et les conditions aux limites sous forme adimensionnelle s'écrivent de la manière suivante :

**III.5.1 Equation de continuité**

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{1}{R} \frac{\partial(RV)}{\partial R} = 0 \quad (III.10)$$

**III.5.2 Equations de quantité de mouvement**

$$\begin{aligned} & \frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial R} \\ & = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{R_\mu R_{\mu nf}}{\text{Re} R_{\rho nf}} \left[ \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( R \frac{\partial U}{\partial R} \right) \right] - \frac{\varepsilon}{\text{DaRe} R_{\rho nf}} U \\ & - \frac{C\varepsilon^2}{\text{DaRe}} |\vec{V}| U \end{aligned} \quad (III.11a)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial V}{\partial \tau} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial R} \\
& = -\frac{\partial P}{\partial R} + \frac{R_\mu R_{\mu nf}}{Re R_{\rho nf}} \left[ \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( R \frac{\partial V}{\partial R} \right) - \frac{V}{R^2} \right] - \frac{1}{Da Re R_{\rho nf}} V \\
& - \frac{C\varepsilon^2}{Da Re} |\vec{V}| V
\end{aligned} \tag{III. 11b}$$

### III.5.3 Equation d'énergie

$$R_{(\rho C_p)} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial R} = \frac{R_k R_{k nf}}{\varepsilon Re Pr R_{(\rho C_p)_{nf}}} \left[ \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( R \frac{\partial \theta}{\partial R} \right) \right] \tag{III. 12}$$

### III.5.4 Conditions aux limites

✱ Conditions à l'entrée

$$X = 0 \text{ et } 0 < R < R_i : U = \frac{(R_i^2 - 1)}{R_m} (1 + A_c \sin 2\pi St\tau), v = 0, \theta = 1 \tag{III. 13a}$$

$$X = 0 \text{ et } R_i < R < R_0 : U = 1 + A_f \sin 2\pi St\tau, v = 0, \theta = 0 \tag{III. 13b}$$

✱ Conditions à la sortie

$$X = L \text{ et } 0 < R < R_i : \frac{\partial U}{\partial X} = 0, V = 0, \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \tag{III. 14a}$$

$$X = L \text{ et } R_i < R < R_0 : \frac{\partial U}{\partial X} = 0, V = 0, \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \tag{III. 14b}$$

✱ Conditions sur l'axe

$$R = 0 \text{ et } 0 < X < L : \frac{\partial U}{\partial R} = 0, V = 0, \frac{\partial \theta}{\partial R} = 0 \tag{III. 15}$$

✱ Conditions à la paroi du tube intérieur

$$R = R_i \text{ et } 0 < X < L : \begin{cases} U = 0, & V = 0 \\ \frac{\partial \theta}{\partial R} \Big|_c = \frac{\partial \theta}{\partial R} \Big|_f & \text{(nanofluides - nanofluides)} \\ \frac{\partial \theta}{\partial R} \Big|_h = R_k \frac{\partial \theta}{\partial R} \Big|_p & \text{(nanofluides - poreux)} \end{cases} \tag{III. 16}$$

✱ Conditions à la paroi du tube extérieur

$$R = R_0 \text{ et } 0 < X < L : U = 0, V = 0, \frac{\partial \theta}{\partial R} = 0 \tag{III. 17}$$

\* Conditions aux interfaces nanofluide-poreux

$$U|_f = U|_p, V|_f = V|_p, \theta|_f = \theta|_p \quad (III.18a)$$

$$\frac{\partial U}{\partial X}|_f = R_\mu \frac{\partial U}{\partial X}|_p, \frac{\partial V}{\partial Y}|_f = R_\mu \frac{\partial V}{\partial Y}|_p, \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X}\right)|_f = R_\mu \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X}\right)|_p \quad (III.18b)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial X}|_f = R_k \frac{\partial \theta}{\partial X}|_p, \frac{\partial \theta}{\partial Y}|_f = R_k \frac{\partial \theta}{\partial Y}|_p \quad (III.18c)$$

Les grandeurs apparaissant dans les équations et conditions aux limites adimensionnelles sont définies comme suit :

$$\begin{aligned} Re &= \frac{\rho u_{ef} D_h}{\mu}, Da = \frac{K}{D_h^2}, C = \frac{\rho \varepsilon F u_{ef} \sqrt{K}}{\mu}, R_\mu = \frac{\mu_e}{\mu_{nf}}, R_{\rho nf} = \frac{\rho_{nf}}{\rho}, R_{\mu nf} = \frac{\mu_{nf}}{\mu} \\ P_r &= \frac{\mu C_p}{k}, R_{(\rho C_p)} = \frac{(\rho C_p)_e}{\varepsilon (\rho C_p)_{nf}}, R_{(\rho C_p)_{nf}} = \frac{(\rho C_p)_{nf}}{\rho C_p}, R_k = \frac{k_e}{k_{nf}}, R_{k_{nf}} = \frac{k_{nf}}{k} \\ R_r &= \frac{r_o}{r_i}, R_m = \frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_c}, St = \frac{f D_h}{u_{ef}} \end{aligned}$$

### III.6 COEFFICIENT DE FROTTEMENT

Les coefficients de frottement locaux, cotés fluides chaud et froid, sont calculés de la manière suivante :

$$f r_c = - \frac{\frac{dp_{mc}}{dx} D_h}{\frac{1}{2} \rho u_{mc}^2} = - \frac{2 R_{\rho nf} \frac{dP_{mc}}{dX}}{U_{mc}^2} \quad (III.19a)$$

$$f r_f = - \frac{\frac{dp_{mf}}{dx} D_h}{\frac{1}{2} \rho u_{mf}^2} = \begin{cases} - \frac{2 R_{\rho nf} \frac{dP_{mf}}{dX}}{\varepsilon^2 U_{mf}^2} & \text{régions poreuses} \\ - \frac{2 R_{\rho nf} \frac{dP_{mf}}{dX}}{U_{mf}^2} & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (III.19b)$$

Où  $P_m$  ( $p_m$ ) et  $U_m$  ( $u_m$ ) sont respectivement la pression et vitesse moyennes suivant une section :

$$P_{mc} = \frac{\int_0^{R_i} PRdR}{\int_0^{R_i} RdR} \text{ et } P_{mf} = \frac{\int_{R_i}^{R_0} PRdR}{\int_{R_i}^{R_0} RdR} \quad (III.19c)$$

$$U_{mc} = \frac{\int_0^{R_i} URdR}{\int_0^{R_i} RdR} \text{ et } U_{mf} = \frac{\int_{R_i}^{R_0} URdR}{\int_{R_i}^{R_0} RdR} \quad (III.19d)$$

Les coefficients de frottement moyens le long du canal pour les deux cotés de l'échangeur de chaleur sont calculés comme suit :

$$fr_{mc} = \frac{1}{L} \int_0^L fr_c dX \text{ et } fr_{mf} = \frac{1}{L} \int_0^L fr_f dX \quad (III.19e)$$

Afin d'estimer l'augmentation ou la diminution des frottements en régime pulsé par rapport au cas stationnaire sans ajout de composante oscillatoire à l'écoulement moyen, on définit les rapports des coefficients de frottement suivants :

$$\eta_{fc} = \frac{|fr_{mc}|_{max}}{(fr_{mc})_s} \text{ et } \eta_{ff} = \frac{|fr_{mf}|_{max}}{(fr_{mf})_s} \quad (III.19f)$$

### III.7 Nombre de Nusselt

Les nombres de Nusselt locaux au niveau de la paroi du tube intérieur, cotés fluides chaud et froid, sont définis comme suit :

$$Nu_c = \frac{h_c D_h}{k} \quad (III.20a)$$

$$Nu_f = \frac{h_f D_h}{k} \quad (III.20b)$$

Où  $h_c$  et  $h_f$  sont les coefficients d'échange convectifs respectivement du côté fluide chaud et du côté fluide froid :

$$h_c = - \frac{k_{nf} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_i}}{T_{mc} - T_{pa}} \quad (III. 20c)$$

$$h_f = \begin{cases} - \frac{k_{nf} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_i}}{T_{pa} - T_{mf}} & \text{au niveau des chicanes poreuses} \\ - \frac{k_e \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_i}}{T_{pa} - T_{mf}} & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (III. 20d)$$

Soit :

$$Nu_c = - \frac{R_{knf} \left. \frac{\partial \theta}{\partial R} \right|_{R=R_i}}{(\theta_{mc} - \theta_{pa})} \quad (III. 20e)$$

$$Nu_f = \begin{cases} - \frac{R_k R_{knf} \left. \frac{\partial \theta}{\partial R} \right|_{R=R_i}}{(\theta_{pa} - \theta_{mf})} & \text{au niveau des chicanes poreuses} \\ - \frac{R_{knf} \left. \frac{\partial \theta}{\partial R} \right|_{R=R_i}}{(\theta_{pa} - \theta_{mf})} & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (III. 20f)$$

$\theta_m$  ( $T_m$ ) est la température moyenne de mélange définie de la manière suivante :

$$\theta_{mc} = \frac{\int_0^{R_i} |U| \theta R dR}{\int_0^{R_i} |U| R dR} \quad (III. 20g)$$

$$\theta_{mf} = \frac{\int_{R_i}^{R_0} |U| \theta R dR}{\int_{R_i}^{R_0} |U| R dR} \quad (III. 20h)$$

Les nombres de Nusselt moyens chaud et froid sont définis comme suit :

$$Nu_{mc} = \frac{1}{L} \int_0^L Nu_c dX \quad \text{et} \quad Nu_{mf} = \frac{1}{L} \int_0^L Nu_f dX \quad (III. 20i)$$

Pour un écoulement pulsé, on définit un nombre de Nusselt moyen moyenné sur une période de pulsation  $\tau^*$  comme suit :

$$\langle Nu_{mc} \rangle = \frac{1}{\tau^*} \int_{\tau}^{\tau+\tau^*} Nu_{mc} d\tau = St \int_{\tau}^{\tau+\frac{1}{St}} Nu_{mc} d\tau \quad (III.20j)$$

$$\langle Nu_{mf} \rangle = \frac{1}{\tau^*} \int_{\tau}^{\tau+\tau^*} Nu_{mf} d\tau = St \int_{\tau}^{\tau+\frac{1}{St}} Nu_{mf} d\tau \quad (III.20k)$$

Afin d'estimer le gain ou la perte en transfert convectif en régime pulsé par rapport au cas stationnaire sans ajout de composante oscillatoire à l'écoulement moyen, on définit les rapports des nombres de Nusselt suivants :

$$\eta_{Nuc} = \frac{\langle Nu_{mc} \rangle}{(Nu_{mc})_s} \quad \text{et} \quad \eta_{Nuf} = \frac{\langle Nu_{mf} \rangle}{(Nu_{mf})_s} \quad (III.20l)$$

### III.8 EFFICACITE

L'efficacité de l'échangeur de chaleur est définie comme le rapport entre le flux réellement échangé entre les deux fluides  $Q_{réel}$  et le flux de chaleur maximum  $Q_{max}$  :

$$E = \frac{Q_{réel}}{Q_{max}} = \frac{C_f(T_{fs} - T_{fe})}{C_{min}(T_{ce} - T_{fe})} = \frac{C_c(T_{ce} - T_{cs})}{C_{min}(T_{ce} - T_{fe})} \quad (III.21a)$$

Avec :  $C_f = [(\dot{m} C_p)_{nf}]_f$ ,  $C_c = [(\dot{m} C_p)_{nf}]_c$  et  $C_{min} = \min[C_f; C_c]$

En utilisant les variables adimensionnelles, l'expression de l'efficacité devient :

$$E = \frac{C_f(\theta_{fs} - \theta_{fe})}{C_{min}(\theta_{ce} - \theta_{fe})} = \frac{C_c(\theta_{ce} - \theta_{cs})}{C_{min}(\theta_{ce} - \theta_{fe})} \quad (III.21b)$$

En régime pulsé, on définit aussi l'efficacité moyennée sur une période de pulsation :

$$\langle E \rangle = \frac{1}{\tau^*} \int_{\tau}^{\tau+\tau^*} E d\tau = St \int_{\tau}^{\tau+\frac{1}{St}} E d\tau \quad (III. 21c)$$

Le rapport des efficacités pulsé-non pulsé est calculé de la manière suivante :

$$\eta_E = \frac{\langle E \rangle}{E_s} \quad (III. 21d)$$

### Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté le domaine physique traité, explicité les équations gouvernantes du phénomène étudié avec les conditions aux limites associées ainsi que leur mise sous forme adimensionnelle. Après avoir posé les expressions des coefficients de frottement et des nombres de Nusselt et de l'efficacité de l'échangeur de chaleur, nous allons passer à la modélisation numérique au prochain chapitre.

# MODELISATION NUMERIQUE

## Introduction

Etant donné la complexité des équations gouvernantes établies au chapitre précédent, leur résolution par une méthode analytique est alors exclue et les méthodes numériques semblent être les plus adéquates. Parmi ces méthodes on peut citer la méthode des différences finies, des éléments finis et des volumes finis (**Patankar [53]**) qui sera utilisé dans ce travail. Toutes les méthodes numériques ont une étape commune qui consiste en la subdivision du domaine physique en éléments très petits qu'on appelle « maillage du domaine ». Aux différentes mailles on associe des nœuds qui peuvent être centrés ou non. Dans la méthode des volumes finis, les mailles sont appelées volumes de contrôle. Un nœud est placé au centre de chacun de ces volumes de contrôle. Une intégration des équations gouvernantes sur le volume de contrôle permet d'avoir dans un premier temps des intégrales qui expriment la conservation des différentes grandeurs liées au problème. Dans l'étape suivante des schémas d'interpolation sont utilisés pour obtenir des équations algébriques.

## IV.1 EQUATIONS DIFFERENTIELLES GOUVERNANTES

Les phénomènes physiques de transfert sont généralement régis par des équations de conservation de masse, de quantité de mouvement, d'énergie, etc. Ces dernières peuvent être exprimées par des équations différentielles qui ont une forme générale du type convection-diffusion :

$$\lambda_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial \tau} + \vec{\nabla}(\rho \vec{V} \phi) = \vec{\nabla}(\Gamma \vec{\nabla} \phi) + S \quad (IV.1)$$

$\vec{\nabla}(\rho \vec{V} \phi)$  : Terme convectif

$\vec{\nabla}(\Gamma \vec{\nabla} \phi)$  : Terme de diffusif

$\lambda_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial \tau}$  : Terme instationnaire

S : Terme source

$\phi$  étant la variable dépendante qui correspond à une grandeur physique étudiée telle que les composantes de la vitesse, la température, la concentration, ... Le coefficient de diffusion

$\Gamma$  représente une grandeur physique adimensionnelle dans la présente étude et  $S$  la génération de chaleur par unité de volume.

## IV.2 MAILLAGE

Il existe plusieurs types de maillages, dont le plus utilisé est le maillage uniforme. Plusieurs études ont montré que les couches limites aux parois sont très dépendantes des paramètres de l'écoulement. De ce fait, l'application d'un maillage non uniforme est nécessaire pour assurer la rapidité de convergence. On citera, par exemple, le maillage à zones qui consiste à découper le domaine d'étude en plusieurs régions en adoptant des maillages uniformes dans chacune d'elles. C'est pour ce type de maillage que nous avons opté suivant la direction axiale avec deux zones, une constituant l'entrée et la sortie de l'échangeur et l'autre contenant les chicanes poreuses où un maillage très raffiné a été appliqué afin de bien limiter les interfaces fluide-poreux. Suivant la direction radiale, un maillage uniforme a été utilisé avec des mailles très fines près des parois solides et de l'axe de symétrie.

## IV.3 DISCRETISATION DES EQUATIONS DE CONSERVATION

L'équation (IV.1) peut aussi se mettre sous la forme suivante :

$$\lambda_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial \tau} + \frac{\partial (RJ_X)}{\partial X} + \frac{\partial (RJ_R)}{\partial R} = RS \quad (IV.2)$$

$J_X, J_R$  : sont les flux de convection et de diffusion dans les directions  $X$  et  $R$  respectivement.

$$J_X = \left[ U\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X} \right] \quad (IV.3)$$

$$J_R = \left[ V\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial R} \right] \quad (IV.4)$$

En remplaçant les expressions des flux dans l'équation (IV.2), on obtient la forme suivante :

$$\lambda_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial X} \left[ RU\phi - R\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial R} \left[ RV\phi - R\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial R} \right] = 0 \quad (IV.5)$$

Les différents termes des équations de conservation obtenues dans notre cas pour les différentes régions sont reportés dans les tableaux IV. 1

Equation	$\lambda_\phi$	$\phi$	$\Gamma$	S
continuité	0	1	0	0
Mouvement / X	1	U	$\frac{R_\mu R_{\mu nf}}{Re R_{\rho nf}}$	$-\frac{\partial P}{\partial X} - \frac{\varepsilon}{DaRe} \frac{R_{\mu nf}}{R_{\rho nf}} U - \frac{C\varepsilon^2}{DaRe}  \vec{V} U$
Mouvement / R	1	V	$\frac{R_\mu R_{\mu nf}}{Re R_{\rho nf}}$	$-\frac{\partial P}{\partial R} - \frac{1}{DaRe} \frac{R_{\mu nf}}{R_{\rho nf}} V - \frac{C\varepsilon^2}{DaRe}  \vec{V} V$
Energie	$R_{(\rho C_p)}$	$\theta$	$\frac{R_k R_{k nf}}{\varepsilon Re Pr R_{(\rho C_p) nf}}$	0

**Tableau IV. 1** : Définition des différents termes des équations de conservation.

En intégrant l'équation (IV .2) sur un volume de contrôle (figure IV .1) on obtient :

$$\begin{aligned}
 & \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \iint_{ws}^{en} \lambda_\phi \frac{\partial \phi}{\partial \tau} dRdX d\tau + \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \iint_{ws}^{en} \frac{\partial(RJ_R)}{\partial R} dRdX d\tau + \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \iint_{sw}^{ne} \frac{\partial(J_X)}{\partial X} RdRdX d\tau \\
 & = \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \iint_{ws}^{en} SR dRdX d\tau \quad (IV. 6)
 \end{aligned}$$

Soit :

$$\int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \lambda_\phi \frac{\partial \phi}{\partial \tau} \Delta R \Delta X d\tau + \int_w^e (R_s J_{R_s} - R_n J_{R_n}) dX + \int_s^n (J_{X_e} - J_{X_w}) RdR = \bar{S} \Delta V \quad (IV. 7)$$

Où :

$$\Delta V = \Delta X \Delta R R_m$$

Avec :  $R_m$  une valeur moyenne de rayon « R ».

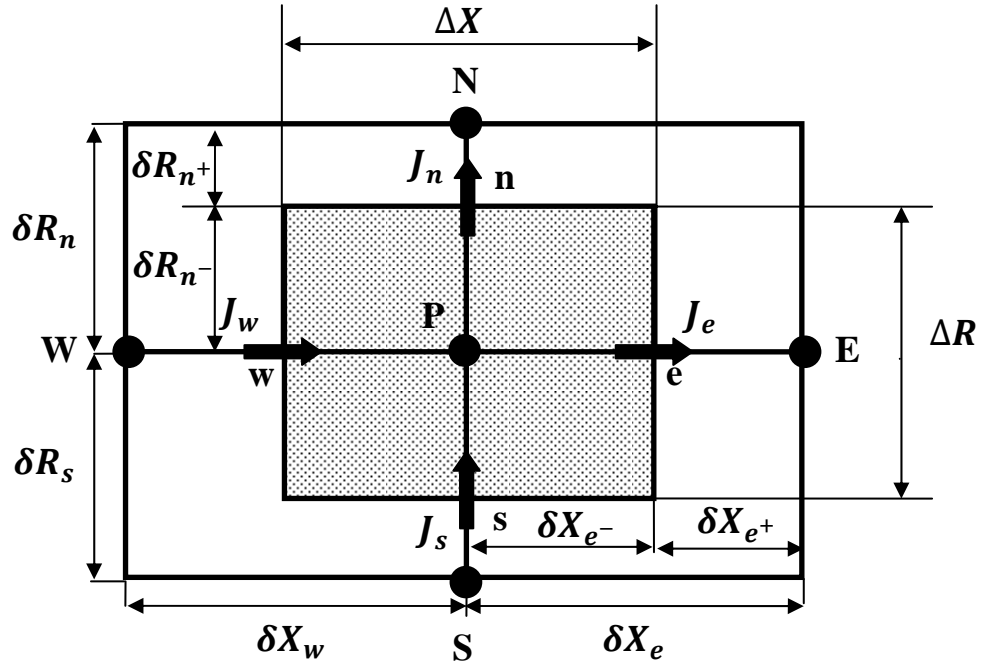


Figure IV.1 : Volume de contrôle représentatif.

En utilisant un schéma totalement implicite, on trouve :

$$\lambda_{\phi}(\Phi_P - \Phi_P^0) \frac{\Delta R \Delta X}{\Delta \tau} + [J_n - J_s] + [J_e - J_w] = \bar{S} \Delta V \quad (IV.8a)$$

$$J_n = \int_w^e R_n J_{R_n} dX = \left[ RV\phi - R\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial R} \right]_n \Delta X \quad (IV.8b)$$

$$J_s = \int_w^e R_s J_{R_s} dX = \left[ RV\phi - R\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial R} \right]_s \Delta X \quad (IV.8c)$$

$$J_e = \int_s^n J_{X_e} R dR = \left[ U\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X} \right]_e \Delta R R_e \quad (IV.8d)$$

$$J_w = \int_s^n J_{X_w} R dR = \left[ U\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X} \right]_w \Delta R R_w \quad (IV.8e)$$

On intègre l'équation de continuité sur le même volume de contrôle on obtient :

$$\iint_{sw}^{ne} \frac{\partial(UR)}{\partial X} dXdR + \iint_{ws}^{en} \frac{\partial(VR)}{\partial R} dRdX = 0 \quad (IV.9)$$

$$U_e R_e \Delta R - U_w R_w \Delta R + V_n R_n \Delta X - V_s R_s \Delta X = 0 \quad (IV.10a)$$

En introduisant les débits volumiques à travers les faces du volume de contrôle :

$$F_e = U_e R_e \Delta R \quad (IV. 10b)$$

$$F_w = U_w R_w \Delta R \quad (IV. 10c)$$

$$F_n = V_n R_n \Delta X \quad (IV. 10d)$$

$$F_s = V_s R_s \Delta X \quad (IV. 10e)$$

L'équation (IV. 10a) devient :

$$F_e - F_w + F_n - F_s = 0 \quad (IV. 11)$$

Multipliant cette équation par  $\phi_P$  elle devient :

$$F_e \phi_P - F_w \phi_P + F_n \phi_P - F_s \phi_P = 0 \quad (IV. 12)$$

D'autre part, la linéarisation du terme source donne :

$$\bar{S} = S_C + S_P \phi_P \quad (IV. 13)$$

En soustrayant l'équation (IV. 8a) de l'équation(IV. 12), on obtient :

$$\begin{aligned} \lambda_\phi (\phi_P - \phi_P^0) \frac{\Delta R \Delta X}{\Delta \tau} + [(J_e - F_e \phi_P) - (J_w - F_w \phi_P)] + [(J_n - F_n \phi_P) - (J_s - F_s \phi_P)] \\ = (S_C + S_P \phi_P) \Delta V \end{aligned} \quad (IV. 14a)$$

En utilisant les expressions suivantes (**Patankar [53]**) :

$$J_e - F_e \phi_P = a_E (\phi_P - \phi_E) \quad (IV. 14b)$$

$$J_w - F_w \phi_P = a_W (\phi_W - \phi_P) \quad (IV. 14c)$$

$$J_n - F_n \phi_P = a_n (\phi_P - \phi_N) \quad (IV. 14d)$$

$$J_s - F_s \phi_P = a_S (\phi_S - \phi_P) \quad (IV. 14e)$$

L'équation discrétisée s'écrira :

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b \quad (IV. 15a)$$

$$a_E = D_e A(|P_e|) + [-F_e, 0] \quad (IV.15b)$$

$$a_W = D_w A(|P_w|) + [F_w, 0] \quad (IV.15c)$$

$$a_N = D_n A(|P_n|) + [-F_n, 0] \quad (IV.15d)$$

$$a_S = D_s A(|P_s|) + [F_s, 0] \quad (IV.15e)$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + \lambda_\phi \frac{\Delta R \Delta X}{\Delta \tau} - S_P \Delta R \Delta X R_m \quad (IV.15f)$$

$$b = S_C \Delta R \Delta X R_m + \phi_p^0 \lambda_\phi \frac{\Delta R \Delta X}{\Delta \tau} \quad (IV.15g)$$

Le symbole  $[a, b]$  représente le maximum entre  $a$  et  $b$ , et  $A(|P_i|)$  la fonction d'interpolation qui diffère d'un schéma à un autre.

$$\begin{aligned} D_e &= \frac{\Gamma_e \Delta R R_e}{\delta X_e} & F_e &= U_e R_e \Delta R & P_e &= \frac{F_e}{D_e} \\ D_w &= \frac{\Gamma_w \Delta R R_w}{\delta X_w} & F_w &= U_w R_w \Delta R & P_w &= \frac{F_w}{D_w} \\ D_n &= \frac{\Gamma_n \Delta X R_n}{\delta R_n} & F_n &= V_n R_n \Delta X & P_n &= \frac{F_n}{D_n} \\ D_s &= \frac{\Gamma_s \Delta X R_s}{\delta X_s} & F_s &= V_s R_s \Delta X & P_s &= \frac{F_s}{D_s} \end{aligned}$$

$D_i, F_i$  et  $P_i$  représentent respectivement la diffusion, le débit volumique et le rapport du transfert par convection au transfert par diffusion.

L'équation (IV.15a) peut se mettre sous forme générale suivante :

$$a_P \Phi_P = \sum a_{nb} \Phi_{nb} + b \quad (IV.16)$$

Où « $nb$ » désigne les nœuds voisins au nœud principal « $P$ ».

#### IV.4 SCHEMAS D'INTERPOLATION

Dans les coefficients de l'équation algébrique (IV.15a), nous avons rencontré le terme  $A(|P_i|)$  qui représente la fonction d'interpolation utilisé pour l'évaluation de la variable dépendante  $\phi$  à une interface du volume de contrôle. Dans la littérature, plusieurs expressions existent pour la fonction d'interpolation, nous pouvons citer :

- **Schéma centré**

Le schéma aux différences centrées est limité aux problèmes à faible nombre de **Peclet** ( $|P| < 2$ ). La fonction d'interpolation est donnée par :

$$A|P| = 1 - 0.5|P| \quad (IV.17)$$

- **Schéma décentré amont (upwind)**

Avec ce schéma, on estime la variable  $\phi$  à l'interface d'un volume de contrôle par la variable au nœud amont. La fonction d'interpolation est donnée par :

$$A|P| = 1 \quad (IV.18)$$

- **Schéma hybride**

Le schéma hybride est une combinaison des deux schémas précédents, il se produit à l'approximation centrée  $|P| < 2$  et devient identique au schéma upwind lorsque  $|P| > 2$ . Son expression est :

$$A|P| = \max[0, (1 - 0.5|P|)] \quad (IV.19)$$

- **Schéma exponentiel (exact)**

Le schéma exponentiel donne une solution exacte pour les écoulements unidimensionnels. Cependant, il est très coûteux en temps de calcul à cause du terme « exponentiel » et présente l'inconvénient de ne pas être aussi précis dans les cas bidimensionnels et tridimensionnels. La fonction d'interpolation de ce schéma est donnée par :

$$A|P| = \frac{|P|}{\exp|P| - 1} \quad (IV.20)$$

- **Schéma en loi de puissance (power-law)**

Ce schéma est recommandé pour les problèmes de convection-diffusion (**Patankar [53]**). Il s'avère très efficace puisqu'il approche beaucoup mieux la solution exacte. La fonction d'interpolation de ce schéma est donnée par :

$$A|P| = \max[0, (1 - 0.5|P|)^5] \tag{IV.21}$$

C'est le schéma en loi de puissance qui a été utilisé dans notre étude.

### IV.5 LINEARISATION DU TERME SOURCE

Le terme source  $\bar{S}$  dépend généralement de la variable  $\phi$ . Afin de rendre les équations algébriques linéaires, on le linéarise :

$$\bar{S} = S_C + S_P \phi_P \tag{IV.22}$$

Avec :  $S_P \leq 0$

L'utilisation de la méthode de tangente permet d'écrire :

$$\bar{S} = \bar{S}^* + (d\bar{S}/d\phi)^* (\phi_P - \phi_P^*) \tag{IV.23}$$

Où :  $\bar{S}_C^* = \bar{S}^* - (d\bar{S}/d\phi)^* \phi_P^*$  et  $\bar{S}_P^* = (d\bar{S}/d\phi)^*$

$\bar{S}^*$  et  $\phi_P^*$  sont des valeurs de  $\bar{S}$  et  $\phi_P$  à l'itération précédente.

Le tableau suivant résume les valeurs de  $S_C, S_P$  pour nos différentes équations de conservation.

Equation	$\phi$	$S_C$	$S_P$
continuité	1	0	0
Mouvement / X	U	$-\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{C\varepsilon^2 U^{*3}}{DaRe \vec{V}^* }$	$-\frac{\varepsilon}{DaRe} \frac{R_{\mu nf}}{R_{\rho nf}} - \frac{C\varepsilon^2}{DaRe} \left(  \vec{V}^*  + \frac{U^{*2}}{ \vec{V}^* } \right)$
Mouvement / R	V	$-\frac{\partial P}{\partial R} + \frac{C\varepsilon^2 V^{*3}}{DaRe \vec{V}^* }$	$-\frac{1}{DaRe} \frac{R_{\mu nf}}{R_{\rho nf}} - \frac{C\varepsilon^2}{DaRe} \left(  \vec{V}^*  + \frac{V^{*2}}{ \vec{V}^* } \right)$
Energie	$\theta$	0	0

**Tableau IV. 2** : Expressions des termes sources linéarisés pour les différentes équations.

## IV.6 EVALUATION DES PROPRIETES THERMO-PHYSIQUE AUX INTERFACE

Pour assurer une continuité des flux aux interfaces (figure IV.2), il est nécessaire d'évaluer coefficient de diffusion par une moyenne harmonique (**Patankar [53]**). On le définit comme suit :

$$\Gamma_e = \frac{\Gamma_p \Gamma_E}{f_e \Gamma_p + (1 - f_e) \Gamma_E} \quad (IV.24)$$

Avec :  $f_e = \frac{\delta X_{e^+}}{\delta X_e}$

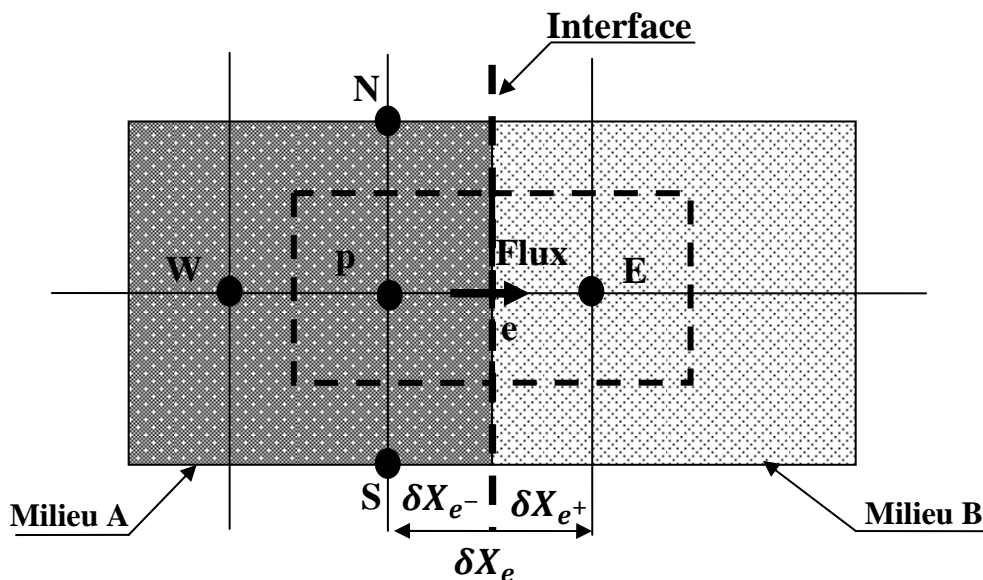


Figure IV. 2 : Position de l'interface.

## IV.7 DISCRETISATION DES EQUATIONS DE QUANTITE DE MOUVEMENT

Le traitement du champ de vitesse est difficile et la difficulté réside dans le champ de pression qui est inconnu et l'apparition du gradient de pression (terme source important) dans les équations de quantité de mouvement. La seconde difficulté qui est rencontrée est la localisation de toutes les variables au même point. Pour y remédier, un maillage proposé par **Patankar [53]** et appelé maillage décalé, est adopté afin d'évaluer le champ de vitesse aux interfaces des volumes de contrôle alors que les autres variables, y compris la pression, sont calculées aux nœuds principaux comme il apparaît sur la figure IV.3.

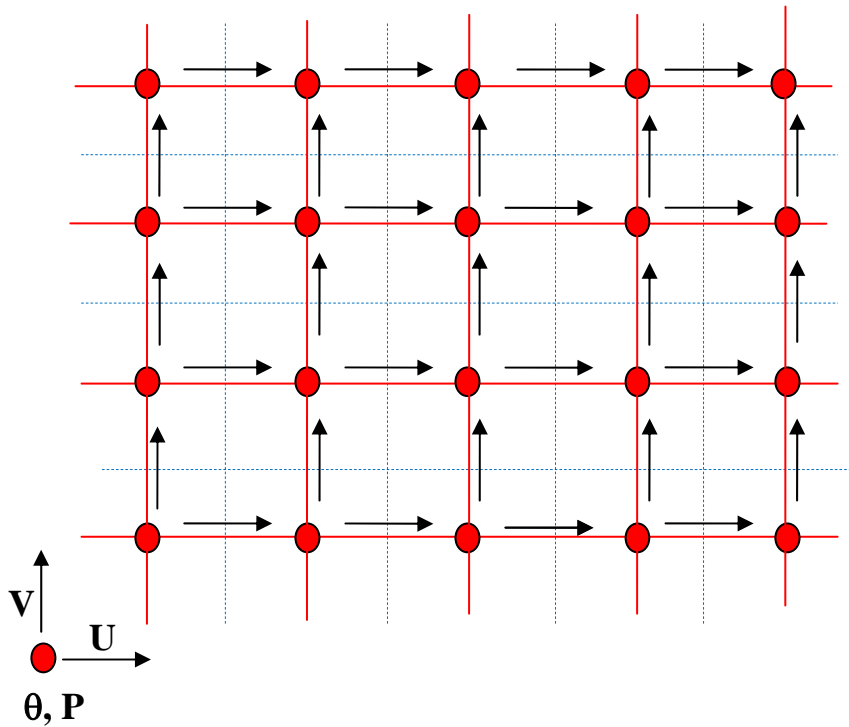


Figure IV. 3 : Représentation d'un maillage décalé.

L'intégration des deux équations de quantité de mouvement suivant les directions 'X' et 'R' donne :

$$\begin{cases} a_e U_e = \sum_{nb} a_{nb} U_{nb} + b + (P_P - P_E)A_e \\ a_n V_n = \sum_{nb} a_{nb} V_{nb} + b + (P_P - P_N)A_n \end{cases} \quad (IV.25)$$

b : Terme source

$A_e, A_n$ : Surfaces sur lesquelles agissent les forces de pression

$(P_P - P_E)A_e$  et  $(P_P - P_N)A_n$  : Forces de pression agissant sur les deux faces verticale et horizontale respectivement.

## IV.8 EQUATIONS DE CORRECTION DE LA PRESSION

Définissons  $P^*$  comme étant le champ de pression estimé et  $U^*$  et  $V^*$  les composantes de la vitesse calculées à partir de  $P^*$  :

$$\begin{cases} a_e U_e^* = \sum_{nb} a_{nb} U_{nb}^* + b + (P_P^* - P_E^*)A_e \\ a_n V_n^* = \sum_{nb} a_{nb} V_{nb}^* + b + (P_P^* - P_N^*)A_n \end{cases} \quad (IV.26)$$

Soit  $P', U'$  et  $V'$  les corrections de pression et des composants de vitesse. Les champs de pression et de vitesse corrigés s'écrivent comme suit :

$$P = P^* + P' \quad (IV.27a)$$

$$U = U^* + U' \quad (IV.27b)$$

$$V = V^* + V' \quad (IV.27c)$$

Faisons la soustraction entre les deux équations (IV.25) et (IV.26), on obtient :

$$a_e U_e' = \sum_{nb} a_{nb} U_{nb}' + (P_P' - P_E')A_e \quad (IV.28)$$

L'une des hypothèses simplificatrice introduites par **Patankar [53]** est de supposer que le terme  $(\sum_{nb} a_{nb} U_{nb}')$  est négligeable. Cela à pour but de construire une matrice tridiagonale pour l'équation de correction de pression. L'équation (IV.28) devient alors :

$$a_e U_e' = (P_P' - P_E')A_e \quad (IV.29a)$$

Ou encore :

$$U_e' = (P_P' - P_E')d_e \quad (IV.29b)$$

On écrira donc :

$$U_e = U_e^* + (P_P' - P_E')d_e \quad (IV.30)$$

De la même manière, on peut écrire :

$$V_n = V_n^* + (P_P' - P_N')d_n \quad (IV.31)$$

Avec :  $d_e = \frac{A_e}{a_e}$  et  $d_n = \frac{A_n}{a_n}$

En remplaçant les vitesses  $U_e, U_w, V_n, V_s$  dans l'équation de continuité par leurs expressions correspondantes, on aboutit à l'équation de correction de pression :

$$a_p P'_p = a_E P'_E + a_W P'_W + a_N P'_N + a_S P'_S + b \quad (IV. 32a)$$

$$a_E = d_e R_e \Delta R \quad (IV. 32b)$$

$$a_W = d_w R_w \Delta R \quad (IV. 32c)$$

$$a_N = d_n R_n \Delta X \quad (IV. 32d)$$

$$a_S = d_s R_s \Delta X \quad (IV. 32e)$$

$$a_p = a_E + a_W + a_N + a_S \quad (IV. 32f)$$

$$b = (R_w U_w^* - R_e U_e^*) \Delta R + (R_s V_s^* - R_n V_n^*) \Delta X \quad (IV. 32g)$$

Le terme b devrait tendre vers zéro à la convergence.

## IV.9 ALGORITHME SIMPLE

L'algorithme utilisé est l'algorithme **SIMPLE** (**S**emi **I**mplicite **M**ethod for **P**ressure **L**inked **E**quation) qui consiste à corriger itérativement la pression et les composantes de la vitesse jusqu'à ce que l'équation de continuité soit vérifiée. Ces différentes étapes peuvent se résumer comme suit :

- 1) Initialisation du champ de pression ( $P^*$ ).
- 2) Résolution de l'équation du mouvement pour obtenir les vitesses  $U^*$  et  $V^*$ .
- 3) Résolution de l'équation de correction de pression pour obtenir ( $P'$ ).
- 4) Correction de la pression ( $P = P^* + P'$ ) et des vitesses ( $U = U^* + U'$ ;  $V = V^* + V'$ )
- 5) Si le critère de convergence est satisfait, aller à l'étape 6, sinon prendre  $P^* = P$  et revenir à l'étape 2
- 6) Résolution de l'équation d'énergie.

Les étapes suscitées permettent d'avoir une solution pour un pas de temps dans un problème instationnaire. Pour les problèmes non linéaires transitoires, il faut de plus assurer une itération interne à chaque pas de temps, afin d'actualiser les non-linéarités et permettre d'avoir un schéma temporel purement implicite.

### IV.10 METHODE DE RESOLUTION

Après la discrétisation de toutes les équations de conservation, on aboutit à des équations algébriques de la forme :

$$a_{Pi,j}\Phi_{i,j} = a_{Ni,j}\Phi_{i,j+1} + a_{Si,j}\Phi_{i,j-1} + a_{Ei,j}\Phi_{i+1,j} + a_{Wi,j}\Phi_{i-1,j} + b_{i,j} \quad (IV.33)$$

Pour résoudre ce système d'équations, on fait appel à des méthodes itératives. Afin d'améliorer la vitesse de convergence on utilise une combinaison entre une méthode directe (**TDMA : Tri-Diagonal Matrix Algorithm**) dans une direction et une méthode itérative (Gauss-Seidel) dans l'autre direction. Cette combinaison est appelée méthode ligne par ligne. Donc l'équation (IV.33) va s'écrire comme suit :

$$a_{Pi,j}\Phi_{i,j} = a_{Ni,j}\Phi_{i,j+1} + a_{Si,j}\Phi_{i,j-1} + a_{Ei,j}\Phi_{i+1,j}^* + a_{Wi,j}\Phi_{i-1,j}^* + b_{i,j} \quad (IV.34)$$

Où l'indice (\*) indique la valeur de la variable  $\Phi$  à l'itération précédente.

L'équation (IV.34) s'écrit aussi sous la forme suivante :

$$A_{i,j}\Phi_{i,j} = B_{i,j}\Phi_{i,j+1} + C_{i,j}\Phi_{i,j-1} + D_{i,j} \quad (IV.35a)$$

$$A_{i,j} = a_{i,j} \quad (IV.35b)$$

$$B_{i,j} = a_{Ni,j} \quad (IV.35c)$$

$$C_{i,j} = a_{Si,j} \quad (IV.35d)$$

$$D_{i,j} = a_{Ei,j}\Phi_{i+1,j}^* + a_{Wi,j}\Phi_{i-1,j}^* + b_{i,j} \quad (IV.35e)$$

On considère deux coefficients  $P_{i,j}$  et  $Q_{i,j}$  tel que :

$$\Phi_{i,j} = P_{i,j}\Phi_{i,j+1} + Q_{i,j} \quad (IV.36)$$

D'où :

$$\Phi_{i,j-1} = P_{i,j-1}\Phi_{i,j} + Q_{i,j-1} \quad (IV.37)$$

En substituant l'équation (IV.37) dans l'équation (IV.35a), on obtient :

$$\phi_{i,j} = \left( \frac{B_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j}P_{i,j-1}} \right) \phi_{i,j+1} + \left( \frac{C_{i,j}Q_{i,j-1} + D_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j}P_{i,j-1}} \right) \quad (\text{IV. 38})$$

D'où :

$$P_{i,j} = \left( \frac{B_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j}P_{i,j-1}} \right) \text{ et } Q_{i,j} = \left( \frac{C_{i,j}Q_{i,j-1} + D_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j}P_{i,j-1}} \right) \quad (\text{IV. 39})$$

La procédure de calcul est la suivante :

- Calcule de  $P_{i,1}$  et  $Q_{i,1}$  par la condition imposée sur la frontière correspondant à  $j = 1$ .
- Calcule de  $P_{i,j}$  et  $Q_{i,j}$  par la relation (IV. 39).
- Calcule de  $Q_{i,m}$  par la condition imposée sur la frontière correspondant à  $j = m$ .
- Calcule de  $\phi_{i,j}$  de  $j = m-1$  à  $j = 1$  à l'aide de la relation (IV. 36).

## IV.11 TECHNIQUE DE SOUS RELAXATION

La sous-relaxation est régulièrement utilisée dans les problèmes non linéaires pour éviter que le processus itératif diverge. Elle consiste à diminuer la variation de la grandeur physique  $\phi$  d'une itération à une autre par l'introduction d'un coefficient de sous relaxation  $\alpha_\phi$ . Toutes les équations de conservation sont écrites après discrétisation sous la forme générale suivante :

$$a_p \phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \quad (\text{IV. 40})$$

Si nous notons  $\phi_p^*$  la valeur de  $\phi_p$  à l'itération précédente, il est possible d'écrire :

$$\phi_p = \phi_p^* + \left[ \frac{\sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b}{a_p} - \phi_p^* \right] \quad (\text{IV. 41})$$

Le terme entre parenthèses de cette équation représente le changement survenu à  $\phi_p$  pendant une itération. Cette variation peut être alors amortie par l'introduction d'un facteur de sous relaxation  $\alpha_\phi$  de la manière suivante :

$$\phi_P = \phi_P^* + \alpha_\phi \left[ \frac{\sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b}{a_P} - \phi_P^* \right] \quad (IV. 42)$$

Tous les facteurs de sous relaxation doivent être compris entre 0 et 1. Plus ils sont faibles, plus la sous relaxation est forte et la convergence lente. Mais plus ils sont élevés, plus la sous relaxation est faible avec des risques d'instabilités et divergence du processus itératif.

Il n'existe pas de règles pour choisir les coefficients de sous relaxation, cela peut dépendre de la nature du problème, du nombre et de la taille des volumes de contrôle ainsi que de la procédure itérative choisie. Il faut cependant savoir que le choix de ces facteurs est essentiel pour aboutir à la convergence du processus itératif.

## IV.12 CRITERES DE CONVERGENCE

On dit qu'un processus itératif atteint la convergence lorsque les itérations ultérieures ne produisent aucun changement significatif sur les variables dépendantes  $\phi$ . Pratiquement, on exprime cette convergence par un test d'arrêt du processus itératif appelé critère de convergence qui dépend de la nature du problème et des objectifs du calcul.

Pour notre cas, nous avons utilisé deux critères de convergence. Le premier porte sur le résidu de l'équation de continuité défini comme suit :

$$R_{P,r} = \sum_{nb} a_{nb} P'_{nb} + b - a_P P'_{nb} \quad (IV. 43)$$

Lorsque l'équation de continuité est satisfaite,  $R_{P,r}$  tend vers zéro.

Mathématiquement, cela se traduit par :

$$\max \left[ \sum R_{P,r}, \max |R_{P,r}| \right] \leq 10^{-6} \quad (IV. 44)$$

Le second critère porte sur le maximum des erreurs relatives sur  $\phi$  et qui s'écrit pour chaque variable :

$$\max \left| \frac{\phi - \phi^*}{\phi^*} \right| \leq 10^{-5} \quad (IV. 45)$$

Ces critères de convergence ont été utilisés pour un pas de temps donné. Pour l'arrêt du programme instationnaire, nous avons utilisé un troisième critère qui est :

$$\tau \leq \tau_{max} \quad (IV.46)$$

Où  $\tau_{max}$  est le temps maximum choisi suffisamment grand pour assurer un régime périodiquement établi.

### **Conclusion**

Dans ce chapitre nous avons présenté la procédure numérique choisie pour la détermination des champs dynamique et thermique. Pour cela, nous avons opté pour la méthode des volumes finis avec un schéma d'interpolation en loi de puissance. L'algorithme SIMPLE a été utilisé pour résoudre les équations algébriques et traiter le couplage pression-vitesse. Dans le prochain chapitre nous allons valider le code de calcul et présenter les différents résultats obtenus.

# RESULTATS ET DISCUSSION

## Introduction

Ce chapitre sera consacré à la présentation et la discussion des différents résultats dynamiques et thermiques dans les cas de la convection forcée stationnaire et pulsée dans un échangeur tubulaire muni de chicanes poreuses. Il sera question d'analyser plus particulièrement l'influence de la fraction volumique et du type des nanoparticules, ainsi que la hauteur, l'espacement et la perméabilité des chicanes poreuses en régime stationnaire. En régime pulsé, les effets de l'amplitude et de la fréquence sur les caractéristiques de l'écoulement et du transfert de chaleur seront aussi considérés. Des comparaisons avec les cas sans nanoparticules et sans ajout de composante oscillatoire à l'écoulement moyen seront faites pour voir l'impact de ces deux techniques d'amélioration sur les performances de l'échangeur de chaleur.

## V.1 SENSIBILITE DU MAILLAGE

Une des étapes à réaliser avant de procéder à l'étude paramétrique est le choix d'un nombre de nœuds adéquat. Pour cela, nous avons fait des tests avec plusieurs maillages (X-R) en variant les différents paramètres du problème.

En régime pulsé, un cas typique est représenté sur le tableau V.1 où il apparaît qu'à partir d'une grille de 400×120, la solution numérique devient très peu sensible au maillage (erreurs relatives entre les maillages 400×120 et 450×140 inférieures à 0.1%). Ainsi pour assurer à la fois la précision des résultats et le temps de calcul, un maillage de 400×120 est adopté.

En régime stationnaire, un maillage de 400×100 est choisi puisqu'à partir des données du tableau V.2 il apparaît que les erreurs relatives entre les maillages 400×100 et 450×120 sont inférieures à 0.1%.

<b>X - R</b>	<b>150 - 30</b>	<b>200 - 60</b>	<b>300 - 80</b>	<b>350 - 100</b>	<b>400 - 120</b>	<b>450 - 140</b>
<b>&lt;E&gt;</b>	0.1527	0.1497	0.1499	0.1495	0.1487	0.1488
<b>Erreur relative (%)</b>	-	1.967	0.134	0.267	0.535	0.067
<b>&lt;Numc&gt;</b>	7.5162	7.6752	7.6485	7.6452	7.6395	7.6352
<b>Erreur relative (%)</b>	-	2.099	0.348	0.043	0.074	0.056

$\langle \text{Nu}_{mf} \rangle$	8.8073	8.2193	8.0879	8.0165	8.0057	7.9981
Erreur relative (%)	-	6.676	1.599	0.883	0.135	0.095
$ \text{fr}_{mc} _{\max}$	3.3681	3.2981	3.3371	3.3229	3.3189	3.3164
Erreur relative (%)	-	2.078	1.182	0.425	0.120	0.075
$ \text{fr}_{mf} _{\max}$	9.8261	10.0701	9.9157	9.9668	10.0452	10.0377
Erreur relative (%)	-	2.483	1.533	0.515	0.787	0.075

**Tableau V.1 :** Sensibilité du maillage pour le cas P1,  $H_p = 0.6$ ,  $Da = 10^{-3}$ ,  $A = 0.5$  et  $St = 0.5$ .

X - R	200 - 50	250 - 60	300 - 70	350 - 80	400 - 100	450 - 120
E	0.1816	0.1820	0.1812	0.1814	0.1811	0.1810
Erreur relative (%)	-	0.220	0.439	0.110	0.165	0.055
$\text{Nu}_{mc}$	9.7255	9.7149	9.7169	9.7234	9.7328	9.7235
Erreur relative (%)	-	0.109	0.020	0.067	0.097	0.095
$\text{Nu}_{mf}$	17.5806	17.9432	17.3609	17.2106	17.1549	17.1393
Erreur relative (%)	-	2.062	3.245	0.866	0.324	0.091
$\text{fr}_{mc}$	0.1391	0.1369	0.1342	0.1321	0.1318	0.1319
Erreur relative (%)	-	1.581	1.972	1.565	0.227	0.076
$\text{fr}_{mf}$	3.9370	3.5819	3.0812	2.9454	2.8692	2.8664
Erreur relative (%)	-	9.019	13.979	4.407	2.587	0.097

**Tableau V.2 :** Sensibilité du maillage pour le cas NF1,  $H_p = 0.6$ ,  $Da = 10^{-6}$ , eau-Cu et  $\Phi = 0.1$ .

## V.2 RESOLUTION TEMPORELLE

La résolution d'un problème instationnaire consiste à faire plusieurs résolutions spatiales des équations établies pour le régime stationnaire. Les résultats obtenus à un pas de temps ( $\tau$ ) seront considérés comme valeurs d'initialisation du système d'équations au pas de temps ( $\tau + \Delta\tau$ ). Comme pour la résolution spatiale, il faut définir un pas d'avancement dans le temps  $\Delta\tau$ . Ainsi, la résolution temporelle dans notre cas a été telle qu'une période de pulsation a été divisée en 80 pas de temps. Ce pas de temps est lié à la fréquence comme suit :

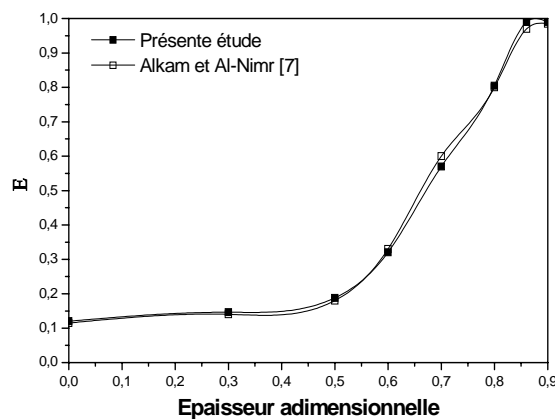
$$\Delta\tau = \frac{\tau^*}{80} = \frac{1}{80St}$$

Des solutions périodiquement établies ont été obtenues après 5 à 30 cycles

en fonction des valeurs des paramètres gouvernants notre problème.

### V.3 VALIDATION

Afin de tester la fiabilité du code de calcul que nous avons adopté à notre problème, nous avons comparé nos résultats avec ceux obtenus par **Alkam et Al-Nimr [7]** quand deux couches poreuses sont insérées sur les deux cotés de la paroi du cylindre intérieur d'un échangeur de chaleur tubulaire. La figure V.1 montre une bonne concordance entre les deux études avec une erreur maximale n'excédant pas les 5%.



**Figure V.1 :** Efficacité de l'échangeur de chaleur fonction de l'épaisseur des couches poreuses :  $Pr = 7$ ,  $R_m = 1/0.7$ ,  $Da = 10^{-3}$  et  $R_k = 78.12$ .

### V.4 RESULTATS EN REGIME STATIONNAIRE : UTILISATION DE NANOFLUIDES

Nous allons dans cette partie des résultats nous intéresser aux caractéristiques de l'écoulement et du transfert de chaleur en régime stationnaire. Vu le nombre important de paramètres qui contrôlent le problème étudié, certains ont été maintenues fixes : un rapport des rayons  $R_r = 2$ , une longueur de l'échangeur de chaleur  $L = 60$ , le même fluide circule dans le tube intérieur et l'espace annulaire (eau,  $Pr = 7$ ), un nombre de Reynolds  $Re = 300$ , un rapport de débits  $R_m = 1$ , une porosité  $\varepsilon = 0.95$ , un coefficient inertiel  $C = 0.35$ , des rapports de viscosités  $R_\mu = 1$  et de conductivités thermiques  $R_k = 1$ , et une largeur de chicane  $W = 0.5$ .

Nous nous sommes intéressés à l'effet de la hauteur des chicanes ( $0 \leq H_p \leq 1$ ), l'espacement entre les chicanes ( $0 \leq S \leq 9.5$ ), le nombre de Darcy ( $10^{-6} \leq Da \leq 10$ ), ainsi que la fraction volumique ( $0 \leq \Phi \leq 0.1$ ) et le type (Cu, Ag, CuO, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et TiO<sub>2</sub>) des

nanoparticules. Le tableau V.3 résume les propriétés thermophysiques du fluide de base et des différentes nanoparticules considérées.

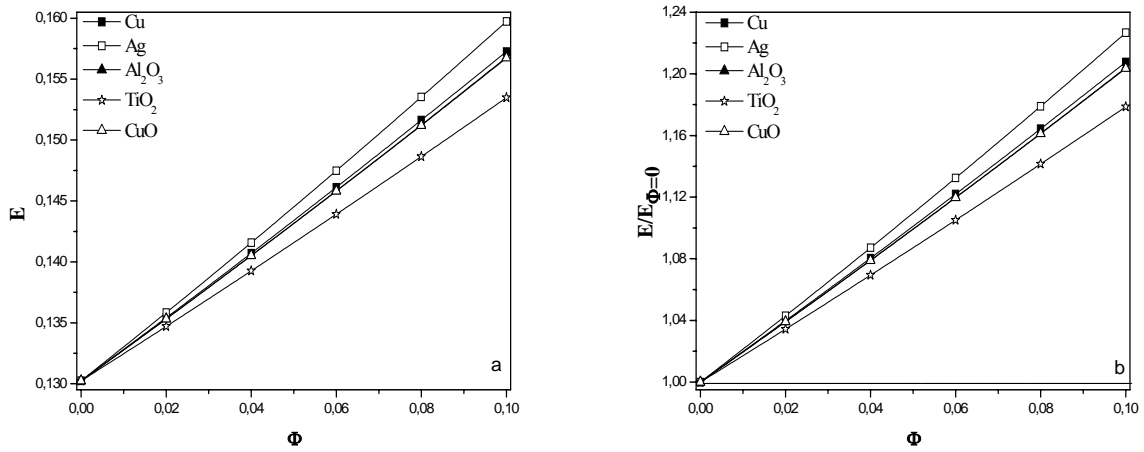
	Eau	Cuivre Cu	Argent Ag	Oxyde de Cuivre CuO	Alumine Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Oxyde de Titane TiO <sub>2</sub>
$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	997	8933	10500	6320	3970	4250
$C_p$ (J / kg K)	4179	385	235	532	765	686
$k$ (W/ m K)	0.6	401	429	77	40	9

**Tableau V.3** : Propriétés thermophysiques du fluide de base et des différents types de nanoparticules utilisés.

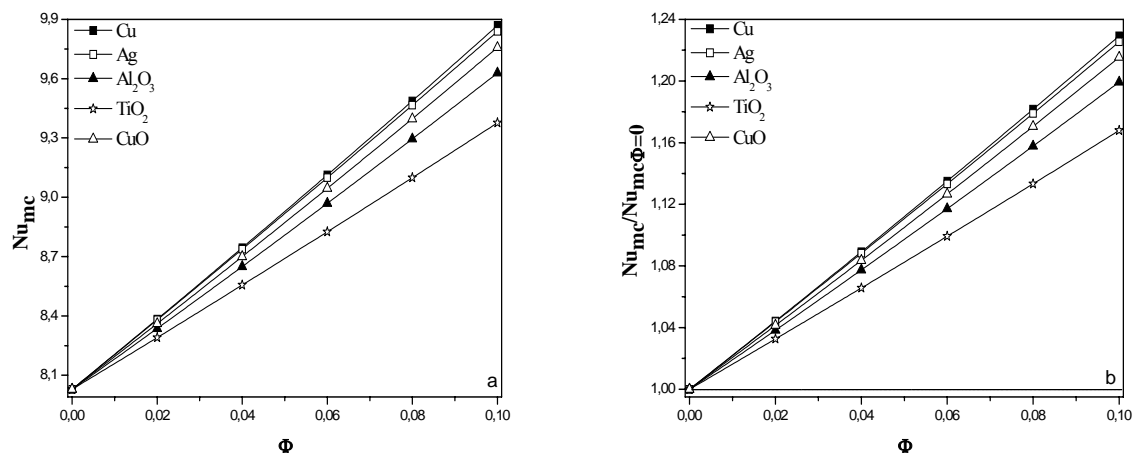
#### V.4.1 Concentration et type des nanoparticules

Les évolutions de l'efficacité et des nombres de Nusselt moyens dans la conduite interne et l'espace annulaire en fonction de la fraction volumique  $\Phi$  pour différents types de nanoparticules sont représentées sur les figures V.2a, V. 3a et V.4a. Que le milieu poreux soit faiblement ou fortement perméable, ces caractéristiques thermiques augmentent avec  $\Phi$  suite à l'accroissement de la conductivité thermique du mélange par ajout de nanoparticules métalliques largement plus conductrices de chaleur que le fluide de base (voir tableau V.3). Il est à noter aussi que  $E$ ,  $Nu_{mc}$  et  $Nu_{mf}$  sont beaucoup plus sensibles à la fraction volumique qu'à la nature des nanoparticules avec le plus faible taux obtenu pour le mélange eau-TiO<sub>2</sub> qui possède la plus faible conductivité thermique en comparaison aux autres. Les meilleures performances de l'échangeur de chaleur sont retrouvées avec les nanoparticules d'argent pour l'efficacité, alors que pour les nombres de Nusselt moyens cotés chaud et froid c'est plutôt le mélange eau-cuivre qui donne les plus grands taux de transfert de chaleur.

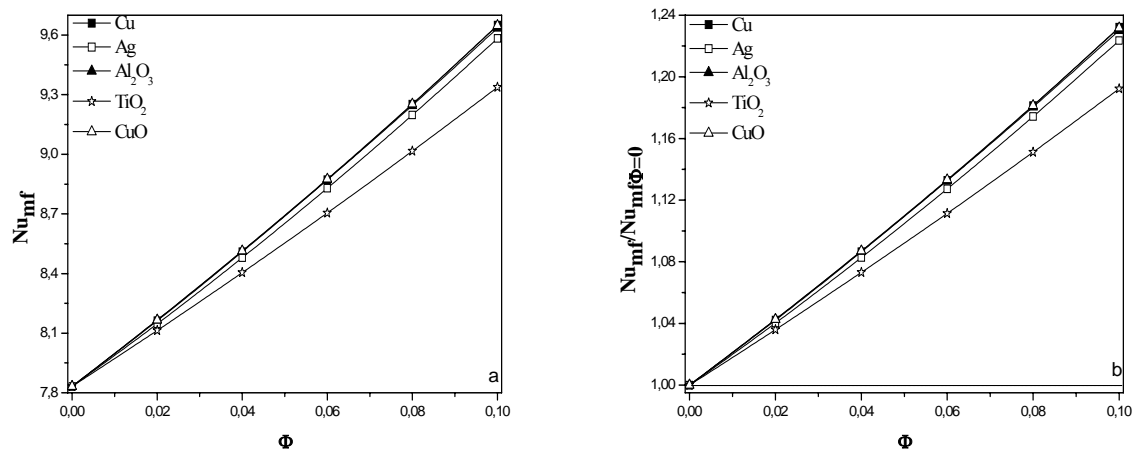
Afin de mettre en évidence l'intérêt de suspension de nanoparticules dans les fluides conventionnels, nous avons introduit les rapports de l'efficacité et des nombres de Nusselt moyens normalisés par les valeurs du cas du fluide de base correspondant à  $\Phi = 0$ . En examinant les figures V.2b, V. 3b et V.4b, nous pouvons affirmer que la présence des nanoparticules est bénéfique puisque ces rapports sont toujours supérieurs à l'unité et augmentent avec l'accroissement de  $\Phi$ . A titre d'exemple le plus grand taux amélioration de l'efficacité, de l'ordre de 23 %, est obtenu pour les nanoparticules d'argent alors que le plus faible taux, qui est autour de 18 %, est retrouvé dans le cas des nanoparticules d'oxyde de Titane. Des taux d'améliorations très proches sont obtenus pour  $Nu_{mc}$  et  $Nu_{mf}$ .



**Figure V.2 :** Evolution de E et  $E/E_{\Phi=0}$  en fonction de  $\Phi$  pour différents types de nanoparticules,  $H_p = 0.6$  et  $Da = 10^{-3}$ .

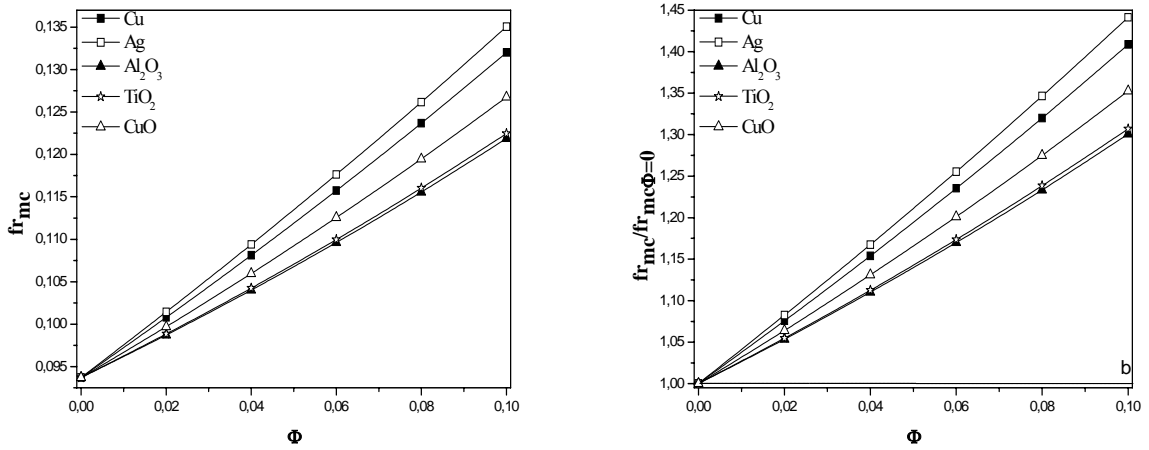


**Figure V.3 :** Evolution de  $Nu_{mc}$  et  $Nu_{mc}/Nu_{mc\Phi=0}$  en fonction de  $\Phi$  pour différents types de nanoparticules,  $H_p = 0.6$  et  $Da = 10^{-3}$ .

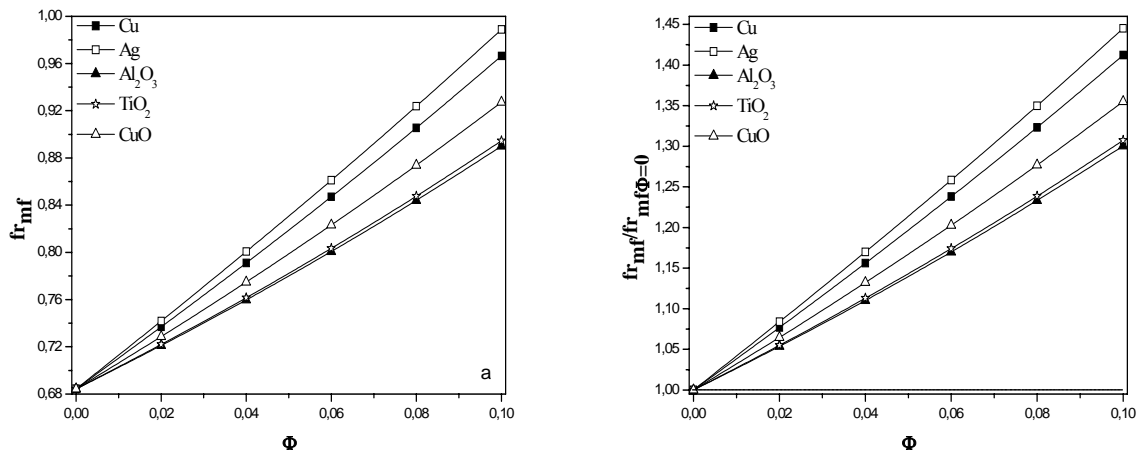


**Figure V.4 :** Evolution de  $Nu_{mf}$  et  $Nu_{mf}/Nu_{mf\Phi=0}$  en fonction de  $\Phi$  pour différents types de nanoparticules,  $H_p = 0.6$  et  $Da = 10^{-3}$ .

L'amélioration du transfert de chaleur observé précédemment est malheureusement accompagnée d'une augmentation des coefficients de frottement comme il apparaît sur les figures V.5 et V.6. Ceci est dû d'une part, à l'accroissement de la résistance à l'écoulement par l'ajout des nanoparticules et d'autre part, à la modification de la viscosité du nanofluide qui devient plus grande que celle du fluide de base conduisant à un ralentissement de son mouvement. Les plus grandes valeurs de  $f_{mc}$  et  $f_{mf}$  sont obtenues avec les nanoparticules d'argent, alors que les plus faibles valeurs sont retrouvées quand on ajoute de l'alumine ou de l'oxyde de Titane à l'eau. Ces figures montrent aussi que l'accroissement du frottement par rapport au cas d'un fluide conventionnel varie entre 30 % et 45 % en variant  $\Phi$  et la nature du nanofluide.



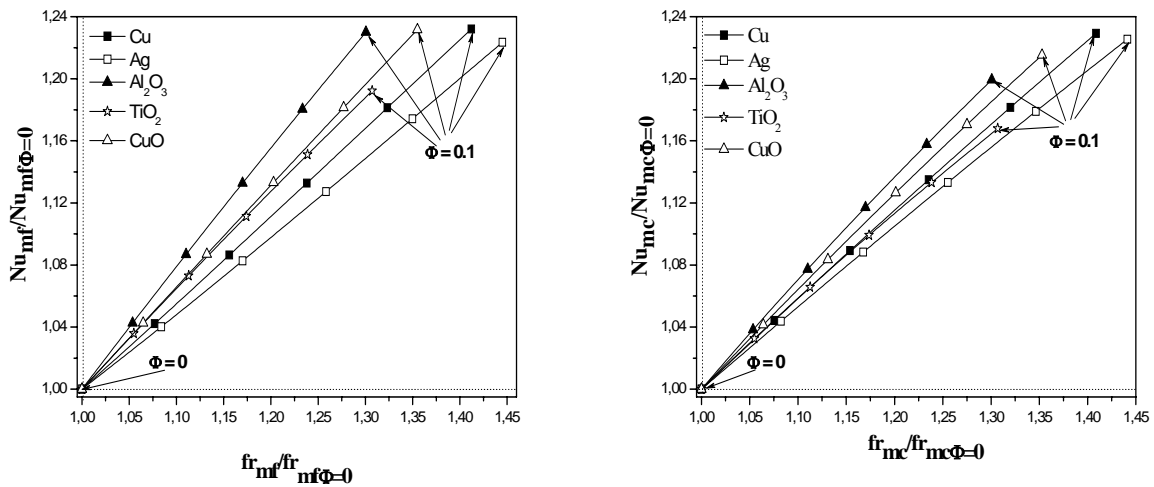
**Figure V.5 :** Evolution de  $fr_{mc}$  et  $fr_{mc}/fr_{mc\Phi=0}$  en fonction de  $\Phi$  pour différents types de nanoparticules,  $H_p = 0.6$  et  $Da = 10^{-3}$ .



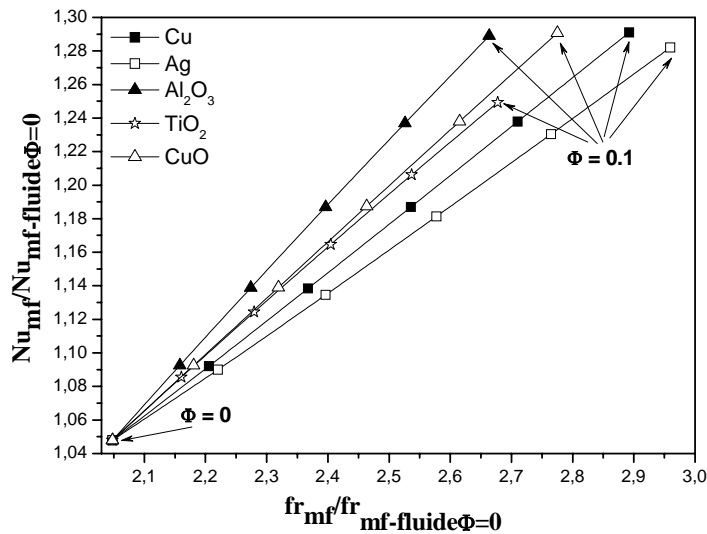
**Figure V.6 :** Evolution de  $fr_{mf}$  et  $fr_{mf}/fr_{mf\Phi=0}$  en fonction de  $\Phi$  pour différents types de nanoparticules,  $H_p = 0.6$  et  $Da = 10^{-3}$ .

Pour comparer le gain en énergie à la chute de pression occasionnée par l'utilisation de nanoparticules, on représente sur la figure V.7 la variation de  $Nu_{mf}/Nu_{mf\Phi=0}$  ( $Nu_{mc}/Nu_{mc\Phi=0}$ ) en fonction de  $fr_{mf}/fr_{mf\Phi=0}$  ( $fr_{mc}/fr_{mc\Phi=0}$ ) pour différents types de nanoparticules et fractions volumiques. Globalement, les nanoparticules d'argent ayant mené aux plus grands taux de transfert de chaleur ont aussi donné les valeurs les plus élevées des rapports de frottement et inversement pour les nanoparticules de  $TiO_2$  ; il faut alors trouver un compromis pour choisir

le meilleur nanofluide. A notre avis le cas de  $Al_2O_3$  paraît le plus intéressant de ce point de vue.



**Figure V.7 :**  $Nu_{mf}/Nu_{mf\Phi=0}$  ( $Nu_{mc}/Nu_{mc\Phi=0}$ ) en fonction de  $fr_{mf}/fr_{mf\Phi=0}$  ( $fr_{mc}/fr_{mc\Phi=0}$ ) pour différentes fractions volumiques et divers types de nanoparticules,  $H_p = 0.6$  et  $Da = 10^{-3}$ .



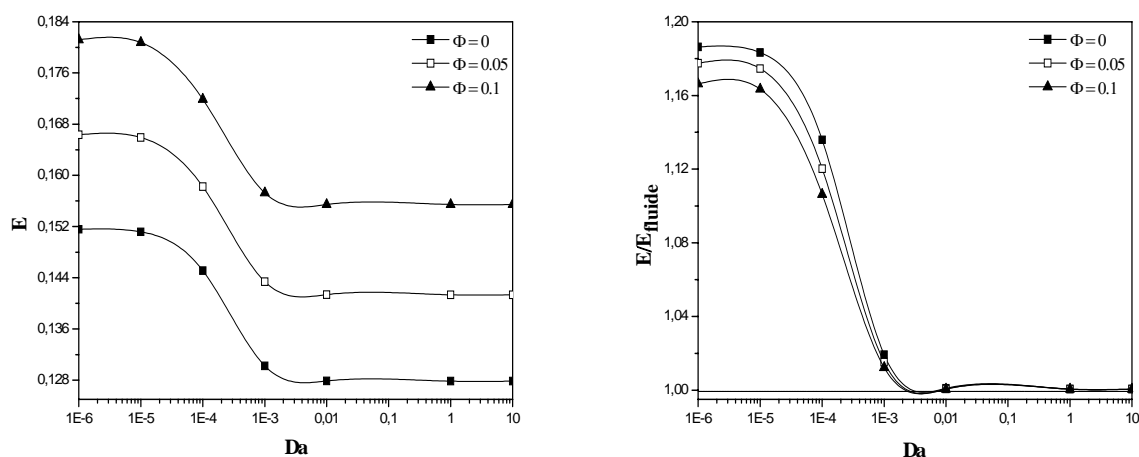
**Figure V.8 :**  $Nu_{mf}/Nu_{mf-fluide\Phi=0}$  en fonction de  $fr_{mf}/fr_{mf-fluide\Phi=0}$  pour différentes fractions volumiques et divers types de nanoparticules,  $H_p = 0.6$  et  $Da = 10^{-3}$ .

Afin de mettre en évidence la contribution de la présence simultanée de milieu poreux et nanoparticules, on représente sur la figure V.8 l'évolution du rapport des nombres de Nusselt en fonction du rapport des coefficients de frottement par rapport au cas fluide sans nanoparticules. Pour cette perméabilité ( $Da = 10^{-3}$ ) et faible conductivité thermique effective ( $R_k = 1$ ) du milieu poreux, l'insertion des chicanes contribue de façon très modérée à

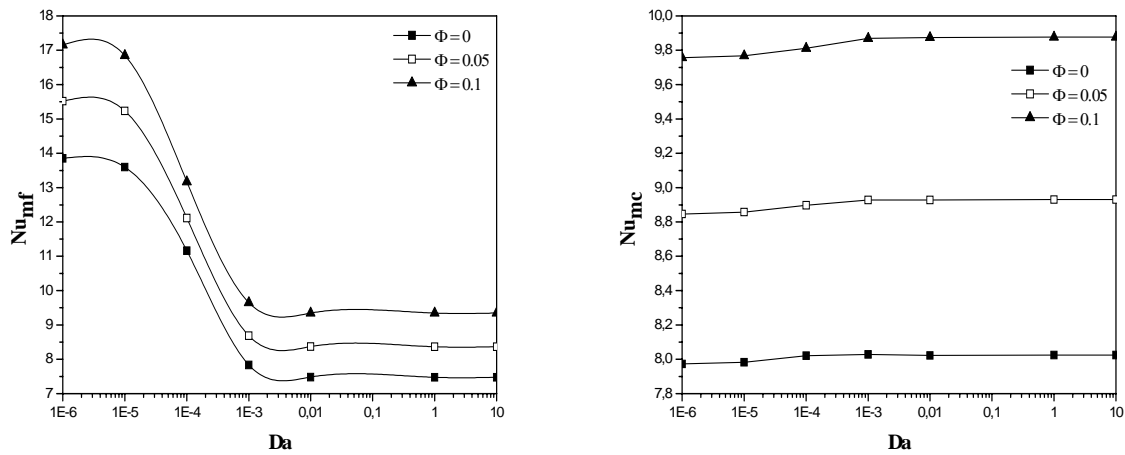
l'amélioration des performances de l'échangeur de chaleur mais au dépend d'une assez importante augmentation de la chute de pression. A titre d'exemple pour les nanoparticules de  $\text{Al}_2\text{O}_3$  à une fraction volumique  $\Phi = 0.1$ ,  $\text{Nu}_{\text{mf}}/\text{Nu}_{\text{mf } \Phi=0}$  passe de 1.23 en considérant uniquement l'effet de l'ajout des nanoparticules à 1.29 en tenant compte aussi de la présence du milieu poreux. Quant au rapport des coefficients de frottement, il passe de 1.30 à 2.66.

#### V.4.2 Perméabilité des chicanes poreuses : nombre de Darcy

Les évolutions de l'efficacité et du nombre de Nusselt moyen coté froid avec la perméabilité des chicanes poreuses, traduite par le nombre de Darcy, pour différentes valeurs de la fraction volumique  $\Phi$  sont illustrées sur les figures V.9 et V.10. Malgré qu'on utilise un milieu poreux faiblement conducteur de chaleur ( $R_k = 1$ ),  $E$  et  $\text{Nu}_{\text{mf}}$  diminuent en augmentant le nombre de Darcy et tendent vers une valeur asymptotique en allant vers le cas fluide correspondant à  $\text{Da}$  tendant vers l'infini. Cette décroissance peut s'expliquer par le fait qu'à faible perméabilité, la structure d'écoulement très complexe en présence des chicanes va favoriser le mélange du fluide avec des gradients de vitesse importants près des parois ce qui va mener à des taux élevés de transfert de chaleur. Ces gradients vont diminuer avec l'augmentation de  $\text{Da}$  et la pénétration du fluide dans les chicanes poreuses ce qui va conduire à une réduction des valeurs de  $E$  et  $\text{Nu}_{\text{mf}}$ . Le même comportement est retrouvé pour les rapports des efficacités et des nombres de Nusselt moyens froids normalisés par leurs valeurs correspondantes du cas fluide.



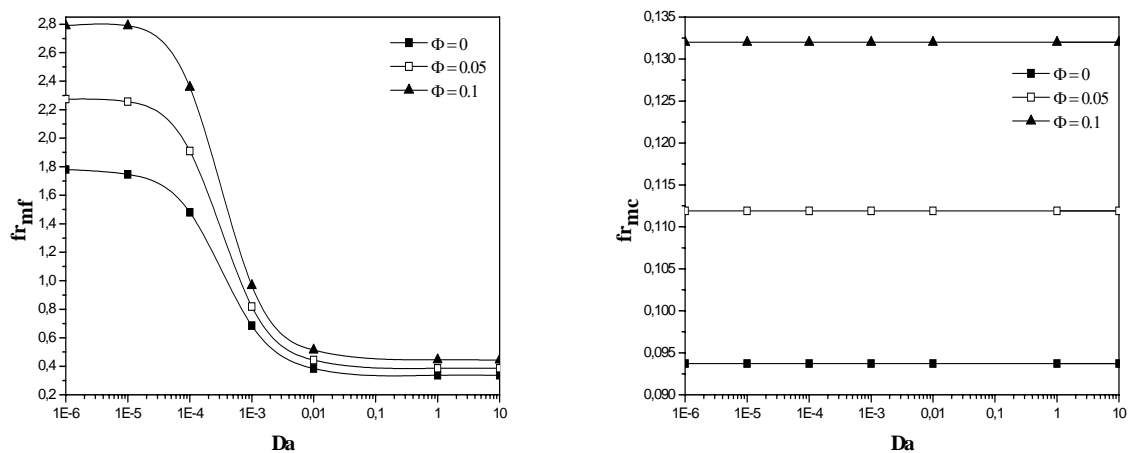
**Figure V.9 :** Evolution de  $E$  et  $E/E_{\text{fluide}}$  en fonction du nombre de Darcy pour différentes valeurs de  $\Phi$  : eau-Cu et  $H_p = 0.6$ .



**Figure V.10 :** Evolution de  $Nu_{mf}$  et  $Nu_{mc}$  en fonction du nombre de Darcy pour différentes valeurs de  $\Phi$  : eau-Cu et  $H_p = 0.6$ .

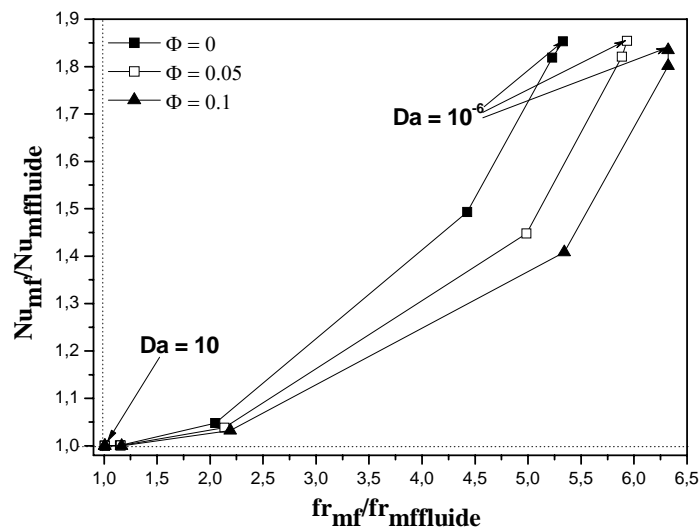
Quant au transfert convectif dans la conduite interne, il apparait d’après la figure V.10 que  $Nu_{mc}$  est presque pas sensible à la variation de la perméabilité des chicanes placées dans l’espace annulaire de l’échangeur de chaleur, par contre il augmente avec la fraction volumique des nanoparticules de cuivre utilisées.

L’augmentation du transfert de chaleur constatée sur les figures précédentes due à la diminution de  $Da$  est accompagnée par une forte augmentation du frottement (figure V.11) suite à l’accroissement de la résistance à l’écoulement par la présence du milieu poreux dans l’espace annulaire.



**Figure V.11 :** Evolution de  $fr_{mf}$  et  $fr_{mc}$  en fonction du nombre de Darcy pour différentes valeurs de  $\Phi$  : eau-Cu et  $H_p = 0.6$ .

La figure V.12 montre que pour les différentes concentrations de nanoparticules de Cu, le coefficient de frottement augmente considérablement avec la diminution du nombre de Darcy car le milieu devient très résistant à l'écoulement. On conclut que pour un système thermique efficace, un milieu poreux à très faible perméabilité est à éviter même s'il conduit aux plus grands taux de transfert de chaleur. Dans ce cas il faudra jouer sur les autres propriétés de ce dernier comme la conductivité thermique effective qui pourra avoir un effet non négligeable sur les valeurs de  $Nu_{mf}$  sans trop altérer celles de la chute de pression.



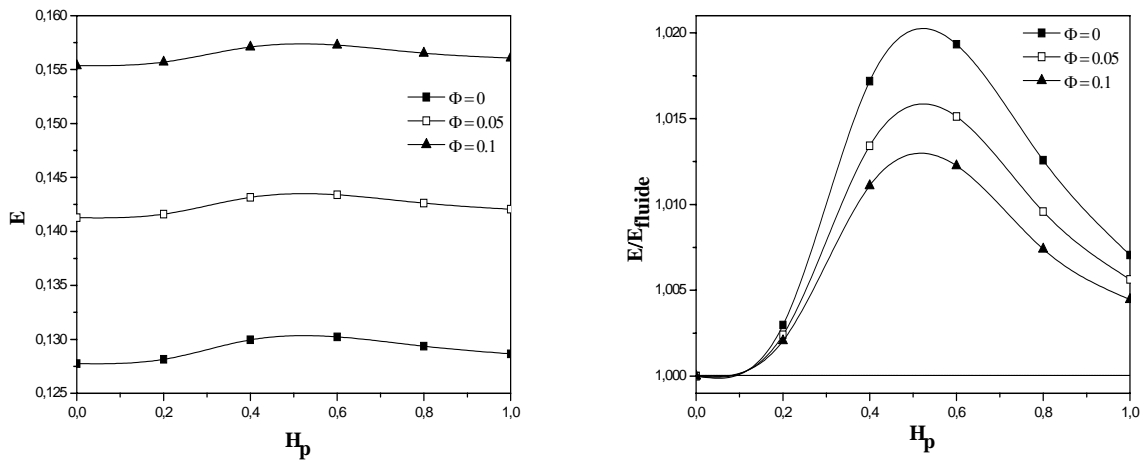
**Figure V.12 :** Evolution de  $fr_{mf}/fr_{mffluide}$  en fonction de  $Nu_{mf}/Nu_{mffluide}$  pour différents nombres de Darcy et diverses valeurs de  $\Phi$  : eau-Cu et  $H_p = 0.6$ .

### V.4.3 Hauteur des chicanes poreuses

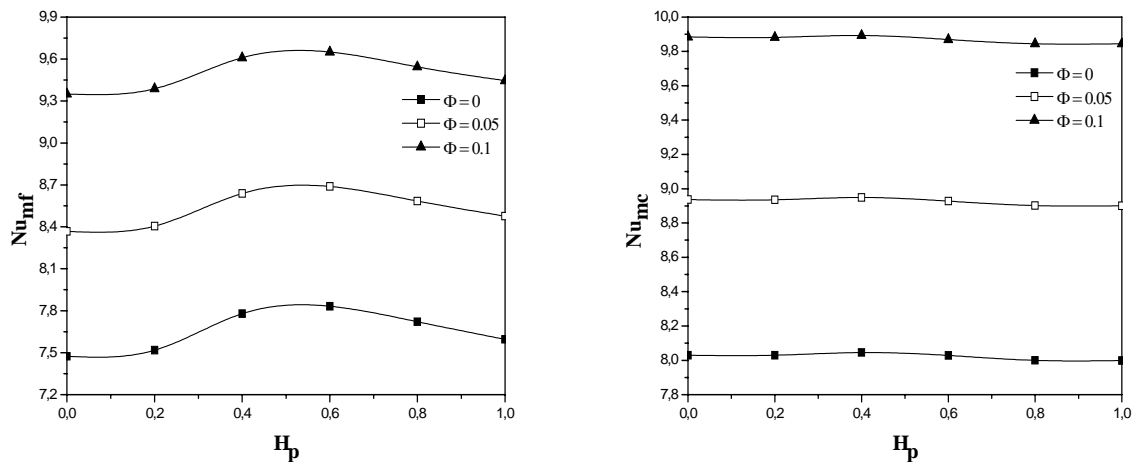
Les variations de  $E$ ,  $Nu_{mf}$  et  $Nu_{mc}$  en fonction de la hauteur des chicanes poreuses pour  $Da = 10^{-3}$  et différentes valeurs de la fraction volumique sont représentées sur les figures V.13 et V.14. Il apparaît d'après ces figures que la dispersion de nanoparticules solides dans le fluide de base est bénéfique au transfert thermique dans l'échangeur de chaleur quelle que soit la hauteur des chicanes suite principalement à l'augmentation de sa conductivité thermique.

Quant à l'effet de la hauteur, on observe une augmentation de  $E$  et  $Nu_{mf}$  avec  $H_p$  qui atteignent leurs valeurs maximales à une hauteur optimale comprise, dans ce cas, entre  $H_p=0.4$  et  $H_p = 0.6$ . Au-delà, le taux de transfert de chaleur diminue mais reste toutefois légèrement supérieur au cas fluide. La phase d'augmentation reflète à la fois l'accroissement de la surface d'échange et la perturbation de la structure de l'écoulement par la présence des

chicanes. Quant à la phase de décroissance elle peut s'expliquer par le fait qu'au-delà de  $H_{popt}$ , le fluide ayant de moins en moins d'espace pour s'écouler entre les chicanes se trouve forcé de les traverser et donc d'aller vers un écoulement uniforme ressemblant à celui du cas non poreux. Il est à noter aussi la faible variation du nombre de Nusselt moyen  $Nu_{mc}$  dans la conduite interne avec  $H_p$ .



**Figure V.13 :** Evolution de  $E$  et  $E/E_{\text{fluide}}$  en fonction de la hauteur des chicanes pour différentes valeurs de  $\Phi$  :  $Da = 10^{-3}$ .

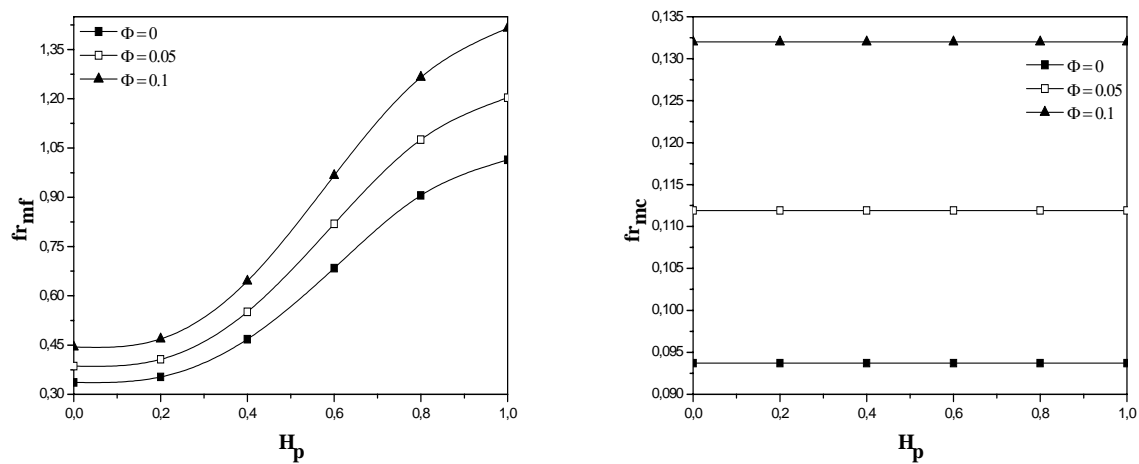


**Figure V.14 :** Evolution de  $Nu_{mf}$  et  $Nu_{mc}$  en fonction de la hauteur des chicanes pour différentes valeurs de  $\Phi$  :  $Da = 10^{-3}$ .

Le taux d'amélioration des performances thermiques de l'échangeur de chaleur est beaucoup plus sensible à la variation de la fraction volumique qu'à celle de la hauteur des chicanes probablement à cause de la faible conductivité thermique du milieu poreux. A titre

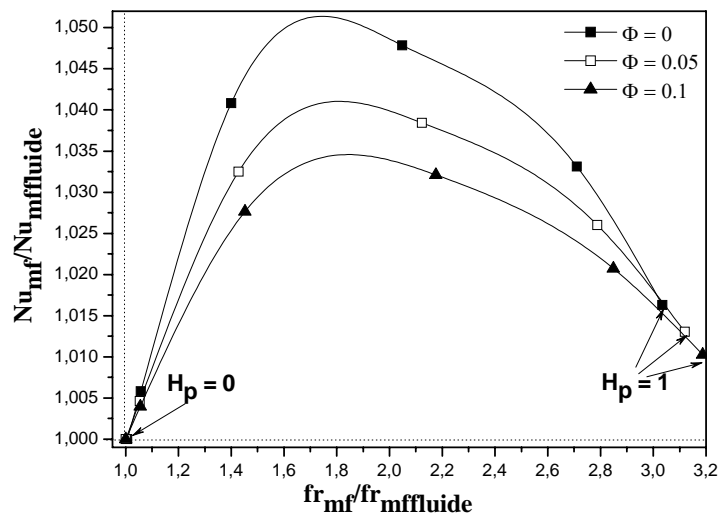
d'exemple à  $H_p = 0.6$  et  $\Phi=0.1$ , l'efficacité  $E$  augmente de 23 % si on tient compte à la fois des effets d'ajout des nanoparticules et d'insertion des chicanes poreuses et de 21 % si on ne considère que l'influence de la fraction volumique  $\Phi$ .

Comme prévu, la figure V.15 montre que l'augmentation de la hauteur des chicanes poreuses est accompagnée d'une augmentation du coefficient de frottement moyen dans l'espace annulaire à cause de l'accroissement de la résistance à l'écoulement. Cependant, dans le tube interne  $Nu_{mc}$  est indépendant de la valeur de  $H_p$  et croit avec la fraction volumique en nanoparticules.



**Figure V.15 :** Evolution de  $fr_{mf}$  et  $fr_{mc}$  en fonction de la hauteur des chicanes pour différentes valeurs de  $\Phi$  :  $Da = 10^{-3}$ .

La figure V.16 illustre l'évolution du rapport des nombres de Nusselt moyens  $Nu_{mf}/Nu_{mffluid}$  en fonction du rapport des coefficients de frottement moyens coté fluide froid  $fr_{mf}/fr_{mffluid}$ . Un résultat intéressant ressort de cette figure ; pour que le système soit thermiquement efficace il suffit de le remplir partiellement d'un milieu poreux sous forme de chicanes de hauteur optimale dont la valeur est autour de 0.5 pour ces conditions.

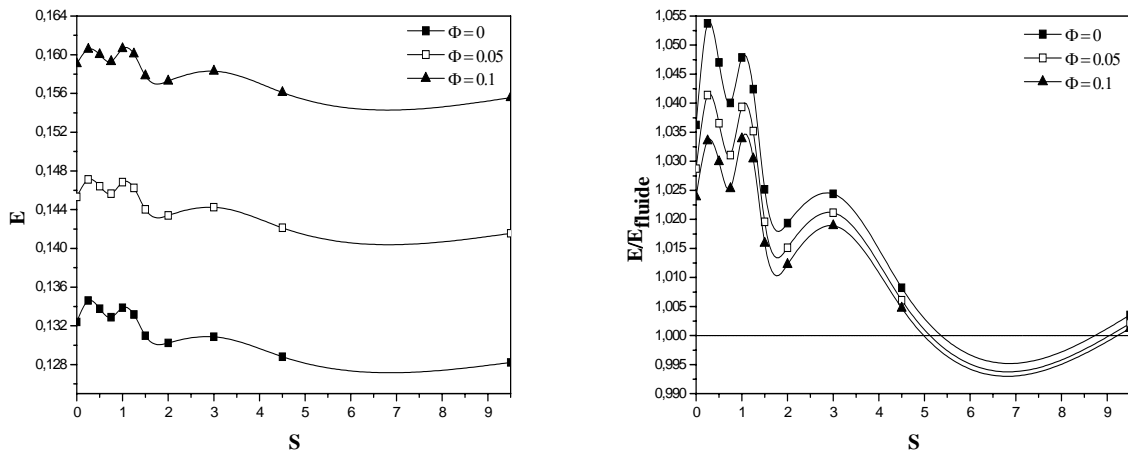


**Figure V.16 :** Evolution de  $Nu_{mf}/Nu_{mffluide}$  en fonction de  $fr_{mf}/fr_{mffluide}$  pour différentes hauteurs des chicane et diverses valeurs de  $\Phi$  :  $Da = 10^{-3}$ .

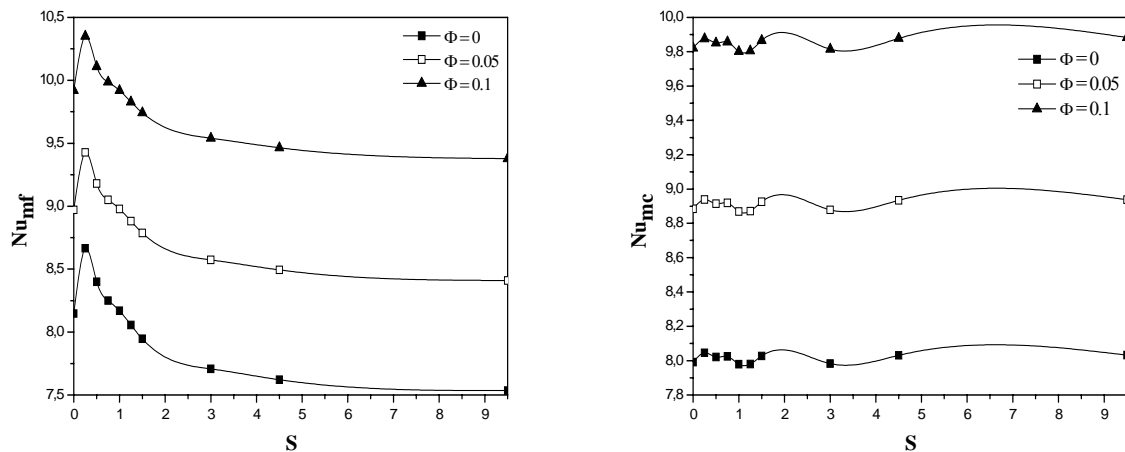
#### V.4.4 Espacement des chicane poreuses

Les figures V.17 et V.18 illustrent l'effet de l'espacement entre chicane sur les évolutions de l'efficacité et des nombres de Nusselt moyens pour différentes valeurs de  $\Phi$ .  $Nu_{mf}$  augmente avec  $S$  jusqu'à atteindre maximum atteint à une valeur optimale de l'espacement, autour de 0.25, au-delà de laquelle le transfert convectif dans l'espace annulaire diminue pour tendre vers une valeur constante. Etant donné que la longueur de l'échangeur de chaleur sur laquelle sont attachées les chicane poreuses est fixée à 20, l'accroissement de  $S$  va engendrer une réduction du nombre de chicane et par conséquent une diminution de la surface d'échange. A faible très espacement et à cause de l'arrangement en quinconce des chicane, le fluide va s'écouler entre elles en épousant exactement leur forme. Dans ce cas, la perturbation significative de la structure de l'écoulement en combinaison avec le nombre important des chicane vont permettre un meilleur mélange du fluide ce qui va provoquer un accroissement de l'échange convectif entre la paroi chaude de l'espace annulaire et le fluide froid. Cette amélioration persiste jusqu'à un espacement optimal au-delà duquel la réduction du nombre de chicane et la formation d'un noyau à écoulement uniforme va causer la diminution de  $Nu_{mf}$ . Un comportement similaire mais moins apparent est retrouvé pour l'évolution de l'efficacité de l'échangeur de chaleur avec l'espacement avec une amélioration par rapport au cas fluide quelle que soit la valeur de  $S$  et qui atteint une valeur maximale de

l'ordre de 5.4% à  $S = 0.25$  et  $\Phi = 0$ . Un autre résultat ressort de la figure V.18 où le transfert convectif est très peu influencé par l'espacement entre les chicanes poreuses.



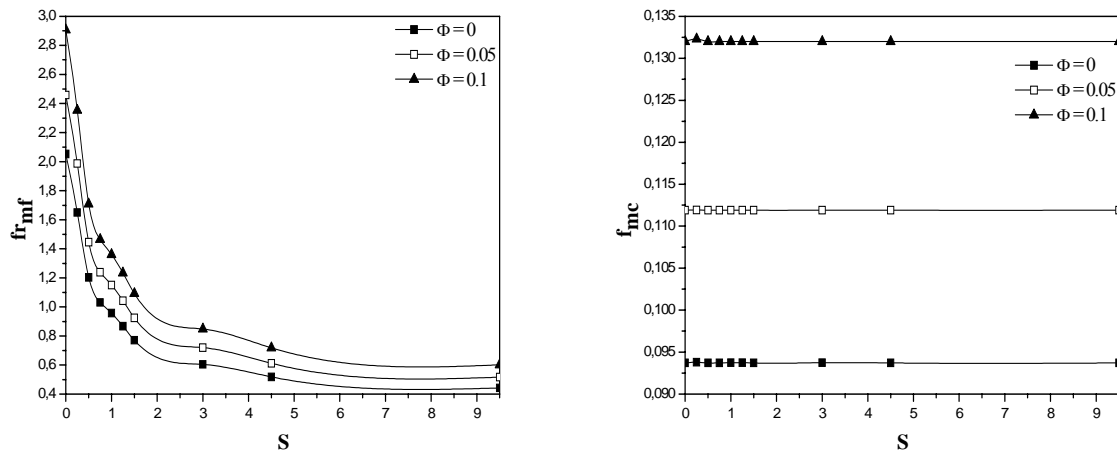
**Figure V.17 :** Evolution de  $E$  et  $E/E_{\text{fluide}}$  en fonction de l'espacement des chicanes pour différentes valeurs de  $\Phi$  :  $H_p = 0.6$  et  $Da = 10^{-3}$ .



**Figure V.18 :** Evolution de  $Nu_{mf}$  et  $Nu_{mc}$  en fonction de l'espacement des chicanes pour différentes valeurs de  $\Phi$  :  $H_p = 0.6$  et  $Da = 10^{-3}$ .

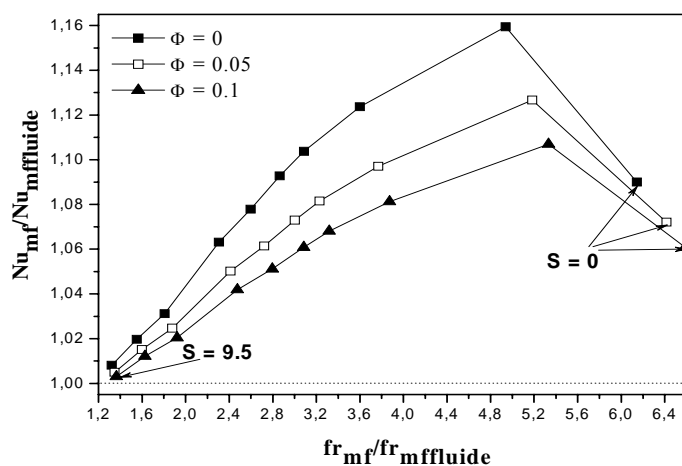
Les variations des coefficients de frottement moyens dans la conduite interne et l'espace annulaire avec l'espacement entre les chicanes poreuses sont représentées sur la figure V.19. On remarque tout d'abord, un accroissement des chutes de pression avec l'augmentation de la concentration en nanoparticules  $\Phi$  et que comme prévu le  $fr_{mc}$  n'est pas du tout influencé par l'espacement  $S$ . Quant au  $fr_{mf}$  il subi une diminution assez importante avec l'augmentation de  $S$  pour se stabiliser à une valeur constante aux grands espacements. Ceci

peut s'expliquer par le fait que l'augmentation de  $S$  conduit à une diminution du nombre de chicane et donc la réduction de la résistance à l'écoulement.



**Figure V.19 :** Evolution de  $fr_{mf}$  et  $fr_{mc}$  en fonction de l'espacement des chicanes pour différentes valeurs de  $\Phi$  :  $H_p = 0.6$  et  $Da = 10^{-3}$ .

De la figure V.20 apparait que les plus grands gains en transfert de chaleur, se produisant aux faibles espacements des chicanes, sont malheureusement accompagnés d'importantes chutes de pression et vis versa. Pour obtenir un système à performance thermo-hydrauliques optimisées il faudra considérer des espacements intermédiaires et choisir un milieu poreux à propriétés thermophysiques appropriées comme une grande conductivité thermique qui va faire augmenter les gains en énergie sans accroître les coefficients de frottement.

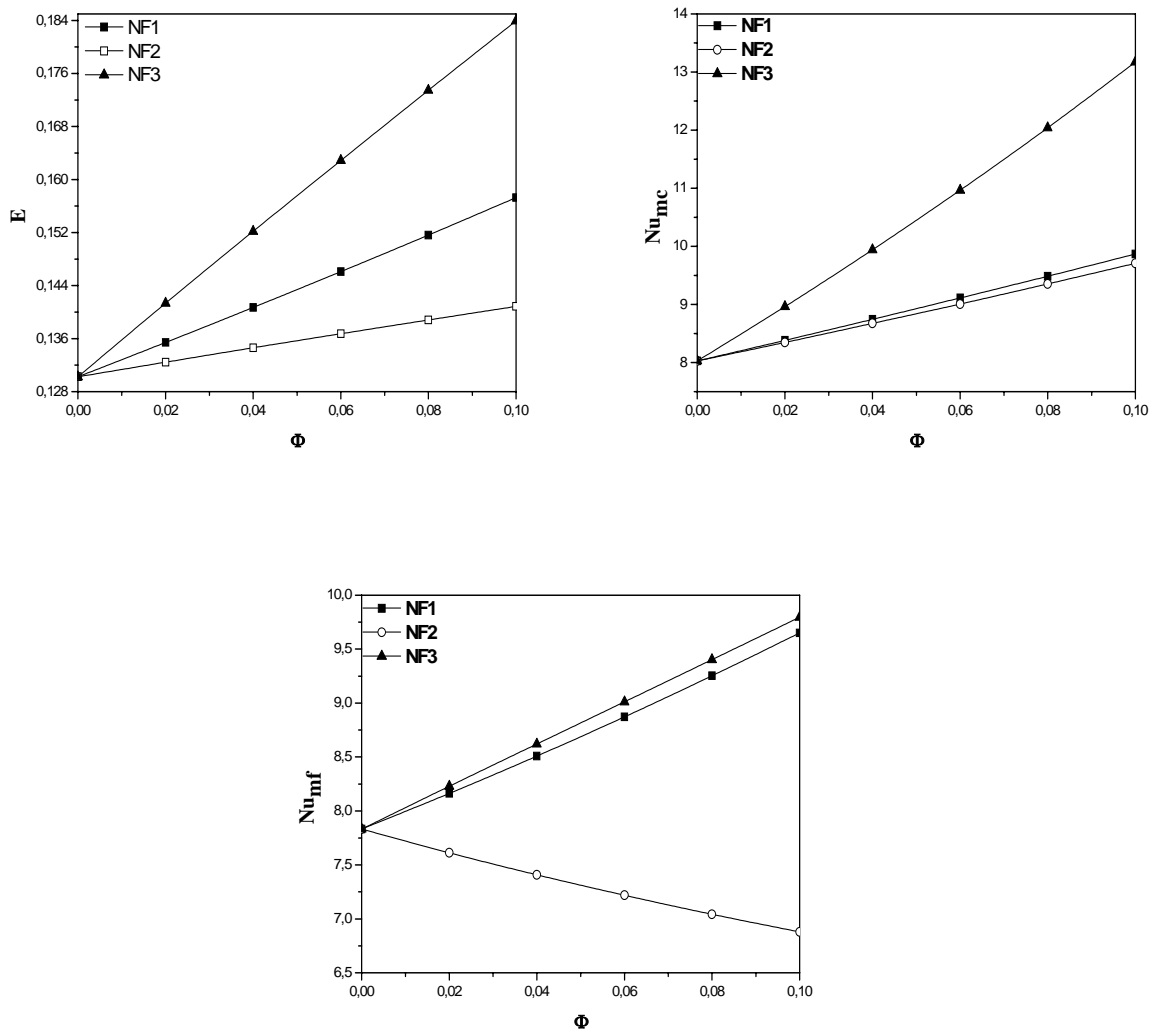


**Figure V.20 :** Evolution de  $fr_{mf}/fr_{mffluide}$  en fonction de  $Nu_{mf}/Nu_{mffluide}$  pour différents espacements des chicanes et diverses valeurs de  $\Phi$  :  $H_p = 0.6$  et  $Da = 10^{-3}$ .

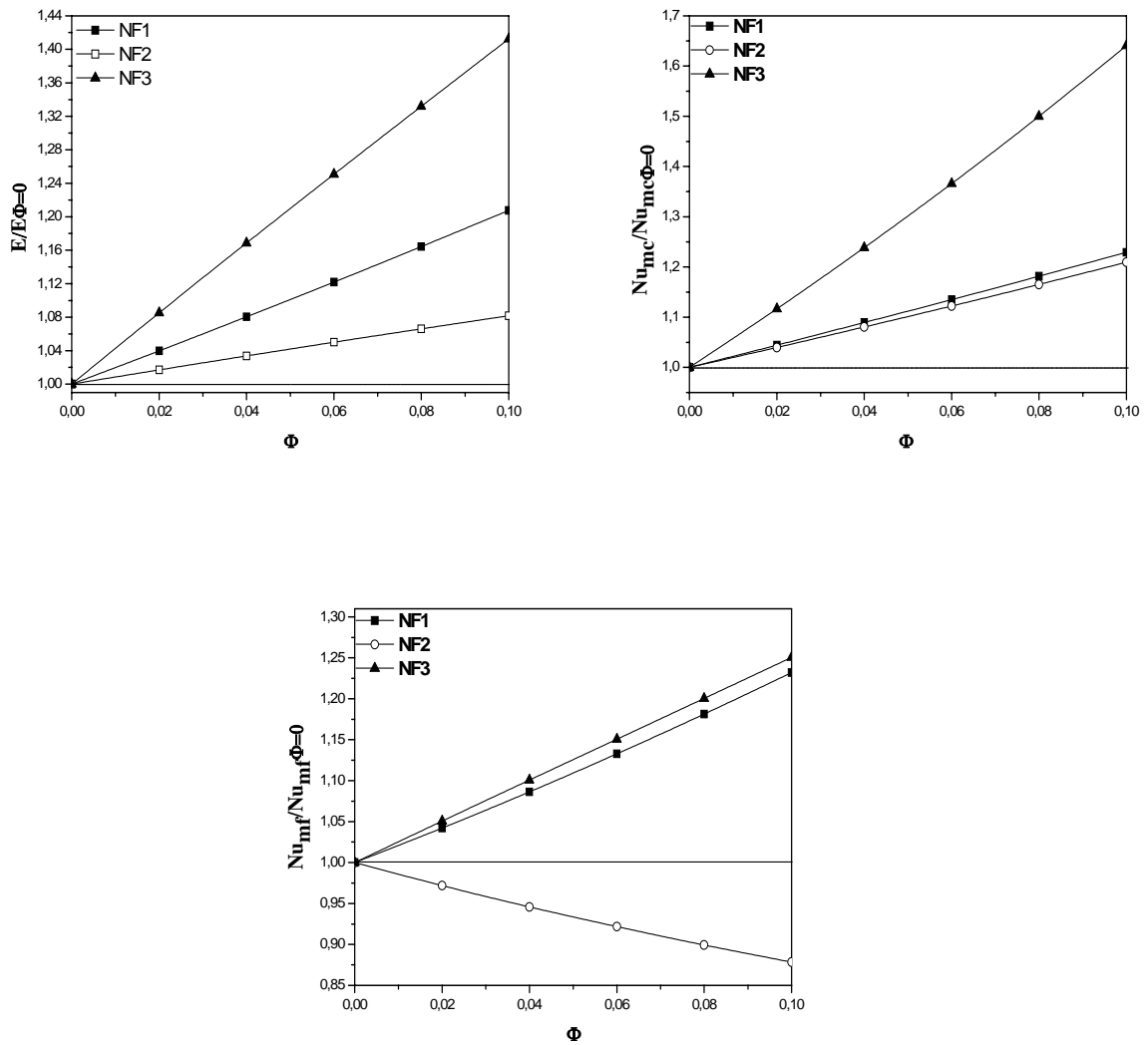
#### V.4.5 Etude des différentes configurations

Jusqu'à présent les nanoparticules ont été dispersées dans les deux fluides chaud et froid (cas NF1), nous allons à présent considérer deux autres configurations la NF2 où de l'eau pure s'écoule dans l'espace annulaire et un nanofluide eau-Cuivre circule dans la conduite interne, et inversement pour le cas NF3. L'effet de la fraction volumique  $\Phi$  sur l'évolution des performances thermiques de l'échangeur de chaleur pour les trois situations est illustrée sur les figures V.21 et V.22. Quelle que soit la configuration considérée il y a amélioration de l'efficacité de l'échangeur de chaleur par ajout de nanoparticules métalliques. Les meilleures performances sont obtenues lorsque les nanoparticules sont injectées avec le fluide de base dans la conduite annulaire, alors que les plus faibles sont obtenues dans le cas où le nanofluide circule uniquement dans le tube intérieur. Les plus grands taux d'amélioration sont de l'ordre de 41% pour le cas NF3 contre 21% et 8% pour les cas NF1 et NF2 respectivement.

Si à présent on considère l'évolution des nombres de Nusselt moyens des deux cotés de la paroi de la conduite interne, on constate que pour le  $Nu_{mc}$  la configuration NF3 est la plus intéressante en comparaison aux deux autres (taux maximal d'amélioration de l'ordre de 64% contre 22%). Il ressort aussi que quand le fluide chaud est chargé de nanoparticules, le transfert convectif avec la paroi est peu influencé par la nature du fluide dans la conduite annulaire et inversement pour le fluide froid (courbes NF1 et NF2 presque confondues pour  $Nu_{mc}$  et valeurs très proches de  $Nu_{mf}$  pour les cas NF1 et NF3 avec un taux d'amélioration maximal de l'ordre de 24%). Un nouveau comportement apparaît sur l'évolution de  $Nu_{mf}$  avec la fraction volumique  $\Phi$  où il y a diminution du transfert de chaleur par ajout de nanoparticules uniquement dans le fluide chaud. Ceci peut s'expliquer par le fait que puisque le fluide froid c'est de l'eau pure, il n'arrive pas à récupérer toute de chaleur transmise par le nanofluide chaud et dont la quantité augmente avec l'accroissement avec la fraction volumique en nanoparticules.



**Figure V.21 :** Evolution de  $E$ ,  $Nu_{mc}$  et  $Nu_{mf}$  en fonction de la fraction volumique des nanoparticules pour différents cas :  $H_p = 0.6$  et  $Da = 10^{-3}$ .



**Figure V.22 :** Evolution de  $E/E_{\Phi=0}$ ,  $Nu_{mc}/Nu_{mc\Phi=0}$  et  $Nu_{mf}/Nu_{mf\Phi=0}$  en fonction de la fraction volumique des nanoparticules pour différents cas :  $H_p = 0.6$  et  $Da = 10^{-3}$ .

## V.5 RESULTATS EN REGIME INSTATIONNAIRE : AJOUT D'UNE COMPOSANTE OSCILLATOIRE

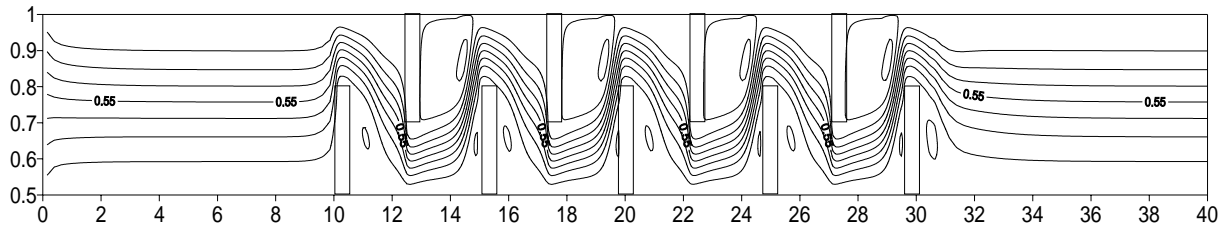
La deuxième partie des résultats sera consacrée à l'étude des performances de l'échangeur de chaleur en régime instationnaire par ajout d'une composante oscillatoire à l'écoulement moyen. L'intérêt sera porté particulièrement aux caractéristiques de l'écoulement pulsé (amplitude :  $0 \leq A \leq 0.8$  et fréquence donnée par le nombre de Strouhal :  $0 \leq St \leq 0.1$ ) pour différentes perméabilités des chicanes poreuses :  $Da=10^{-3}$ ,  $Da=10^{-6}$  et le cas fluide pris pour comparaison.

En plus des paramètres maintenus fixes en régime stationnaire, nous avons gardé constants la hauteur ( $H_p = 0.6$ ) et l'espacement ( $S = 2$ ) des chicanes.

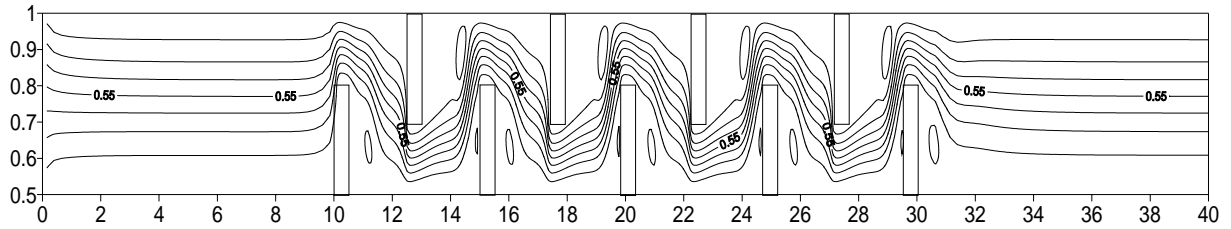
### V.5.1 Amplitude de pulsation

La figure V.23 représente les lignes de courant dans l'espace annulaire, en régime périodiquement établi, sur une période de pulsation pour  $Da = 10^{-6}$  et différentes valeurs d'amplitude. Au voisinage des chicanes poreuses le fluide est dévié et vient heurter les parois supérieure et inférieure. Cette figure révèle aussi la présence de deux régions différentes, à savoir l'écoulement principal et la zone de recirculation où il y a présence d'une grande cellule tourbillonnaire en aval de chaque chicane supérieure et deux petits tourbillons localisés sur les deux cotes des chicanes inférieures. Cette structure d'écoulement complexe va être favorable au transfert de chaleur en comparaison au cas non poreux.

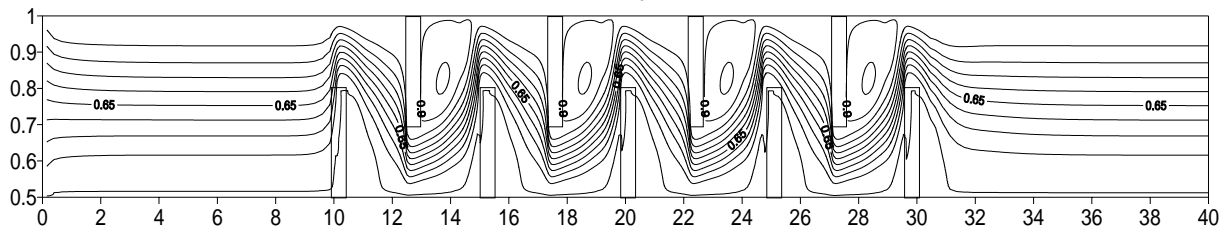
Par l'ajout d'une composante oscillatoire à l'écoulement moyen (figure V.23b par exemple), la structure de l'écoulement demeure globalement identique mais avec une alternance entre génération et destruction des tourbillons, en aval et en amont des chicanes, durant un cycle de pulsation. Ce comportement périodique de ces cellules de recirculation va contribuer au brassage global du fluide. A des grandes valeurs de  $A$  (figure V.23c), l'écoulement est plus perturbé avec une décélération apparente du mouvement du fluide à  $\tau = \tau_0 + 3\tau^*/4$  correspondant à l'instant où la vitesse à l'entrée de l'échangeur de chaleur est minimale et égale à  $(1 - A)$ .



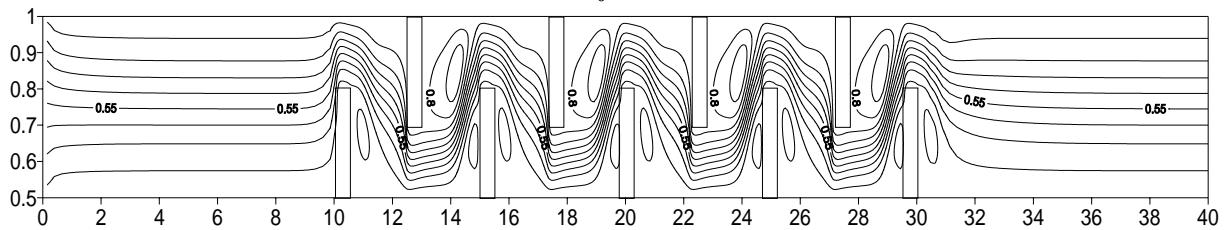
(a)



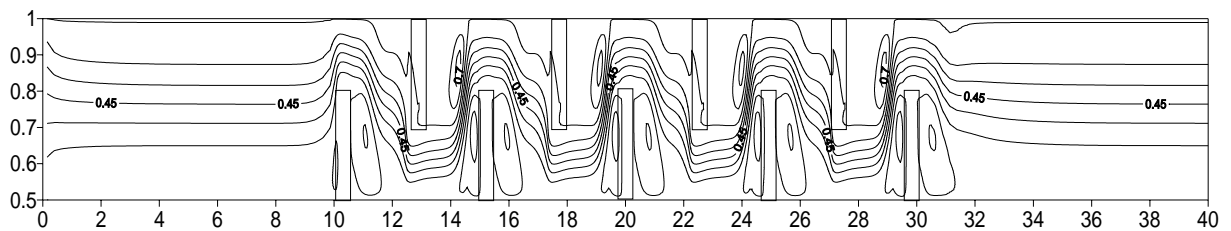
$$\tau = \tau_0$$



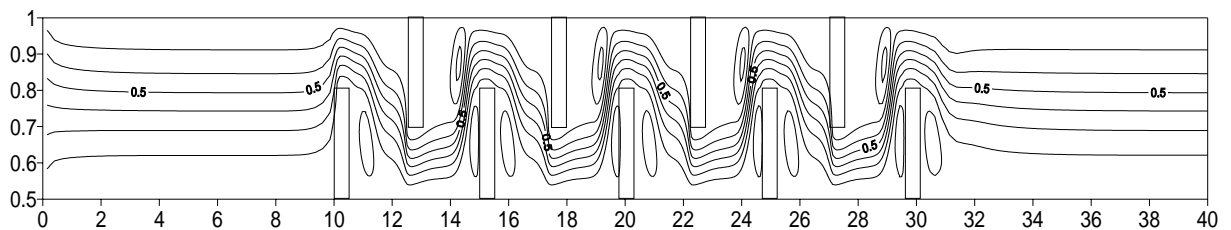
$$\tau = \tau_0 + \tau^*/4$$



$$\tau = \tau_0 + \tau^*/2$$

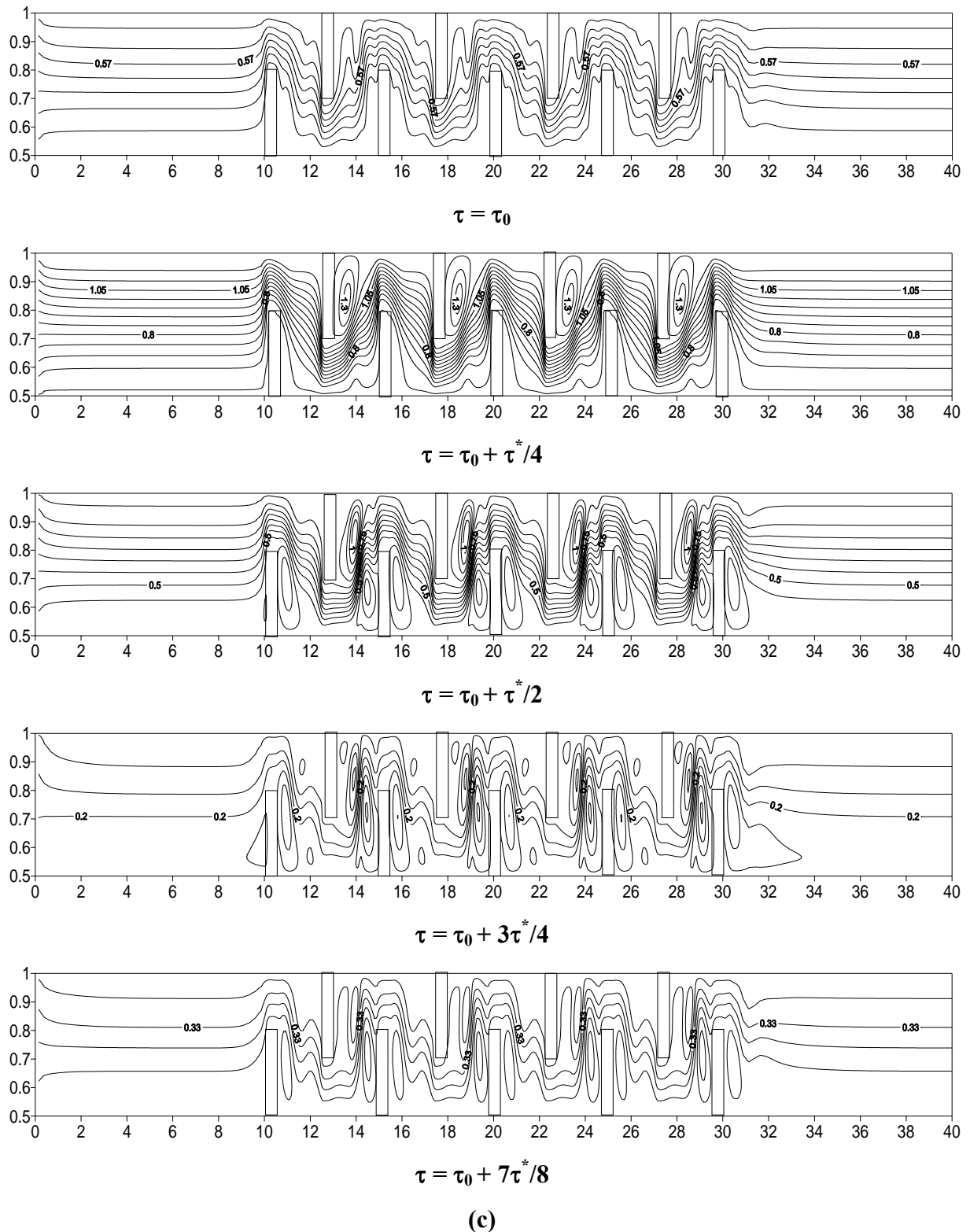


$$\tau = \tau_0 + 3\tau^*/4$$



$$\tau = \tau_0 + 7\tau^*/8$$

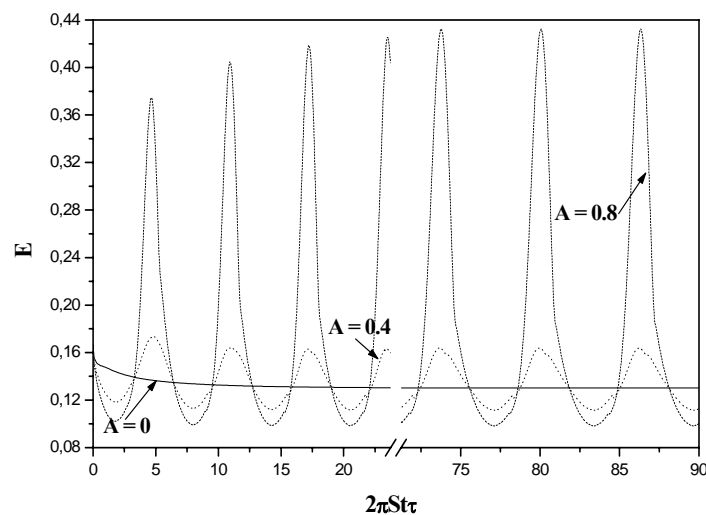
(b)



**Figure V.23 :** Evolution de la structure de l'écoulement durant un cycle de pulsation en régime périodiquement établi pour  $Da = 10^{-6}$  et  $St = 0.5$  : (a)  $A = 0$  ; (b)  $A = 0.2$  ; (c)  $A = 0.6$ .

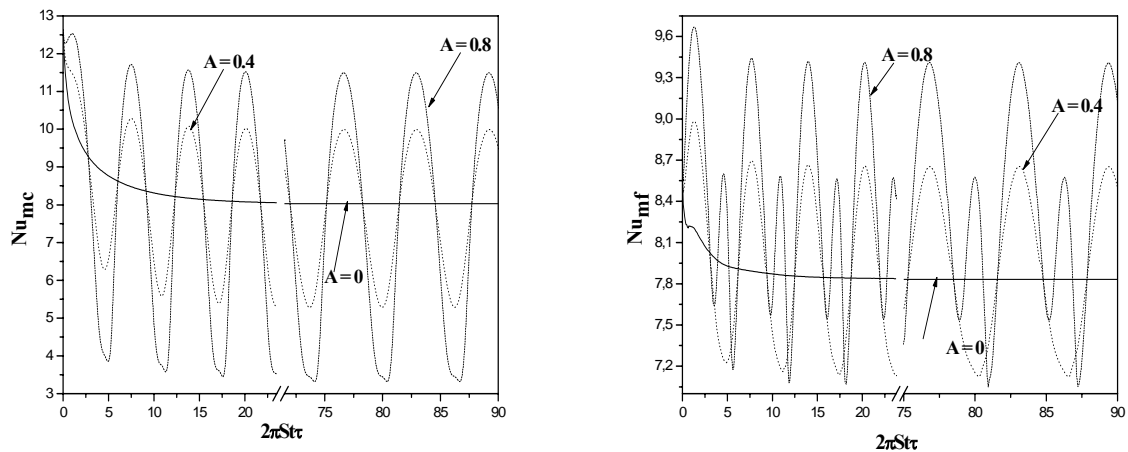
La figure V.24 illustre l'évolution temporelle de l'efficacité pour différentes amplitudes de pulsation. L'aspect oscillatoire de l'écoulement à l'entrée de l'échangeur est

transmis à  $E$  qui montre, après une période de transition s'étendant sur quelques cycles de pulsation, un aspect périodiquement établi. L'augmentation de  $A$  entraîne de grandes oscillations de l'efficacité avec l'accroissement de sa valeur durant la phase de décélération et sa réduction durant la phase d'accélération. Ce comportement peut être expliqué par le fait que durant la phase de décélération les mouvements des deux fluides sont ralentis, ils prennent plus de temps pour traverser l'échangeur de chaleur et donc le temps de contact et la quantité de chaleur échangée entre les deux fluides sont plus importants ce qui conduit à des valeurs élevées de l'efficacité. L'inverse se produit durant la phase d'accélération résultant en des valeurs plus faibles de  $E$ . La comparaison par rapport au cas non pulsé ( $A = 0$ ) montre qu'en moyenne l'efficacité est améliorée pour des amplitudes  $A \geq 0.4$ .



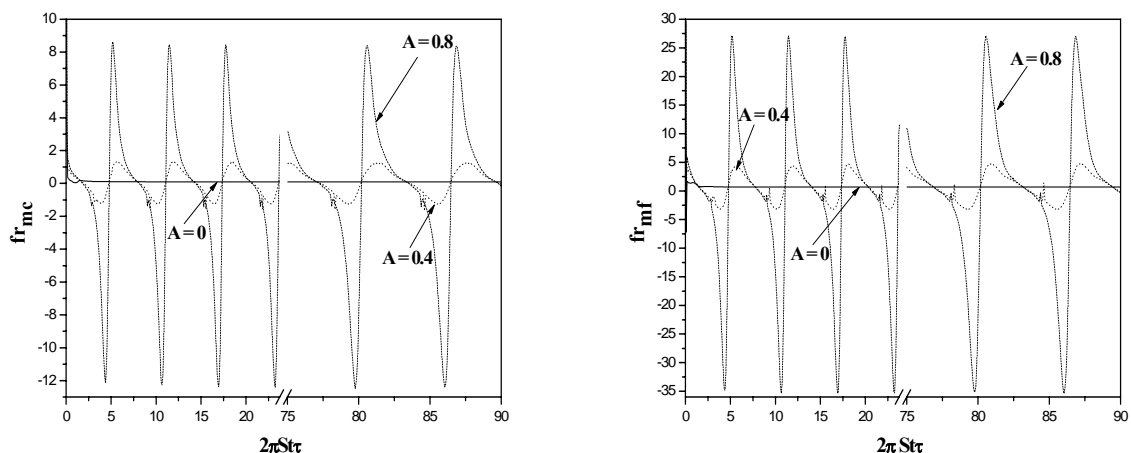
**Figure V.24 :** Evolution temporelle de l'efficacité  $E$  pour différentes valeurs de l'amplitude :  $St = 0.5$  et  $Da = 10^{-3}$ .

L'effet de l'amplitude de pulsation sur l'évolution temporelle du transfert de chaleur au niveau de la paroi interne est représenté sur la figure V.25. Un comportement similaire que celui de l'efficacité est retrouvé pour  $Nu_{mc}$  et  $Nu_{mf}$  avec toutefois une augmentation durant la phase d'accélération (accroissement des gradients de vitesse et de température) et sa réduction pendant la phase de décélération (diminution des gradients). La comparaison par rapport au cas non pulsé indique qu'en moyenne le transfert de chaleur dans la conduite annulaire est amélioré par l'ajout d'une composante oscillatoire à l'écoulement moyen, par contre le transfert convectif dans la conduite interne est réduit.



**Figure V.25 :** Evolution temporelle des nombres de Nusselt moyens coté chaud  $Nu_{mc}$  et coté froid  $Nu_{mf}$  pour différentes valeurs de l'amplitude :  $St = 0.5$  et  $Da = 10^{-3}$ .

Concernant les coefficients de frottement moyens chaud et froid, il apparait clairement d'après la figure V.26 que les chutes de pressions deviennent plus importantes en régime pulsé à cause de la perturbation de l'écoulement. Cet effet sur  $f_{mc}$  et  $f_{mf}$  est d'autant plus important que l'amplitude pulsation est grande. Il à noter aussi des valeurs de coefficients de frottement plus élevées dans l'espace annulaire que dans la conduite interne à cause de la présence des chicanes poreuses qui constituent une résistance supplémentaire au mouvement du fluide froid.

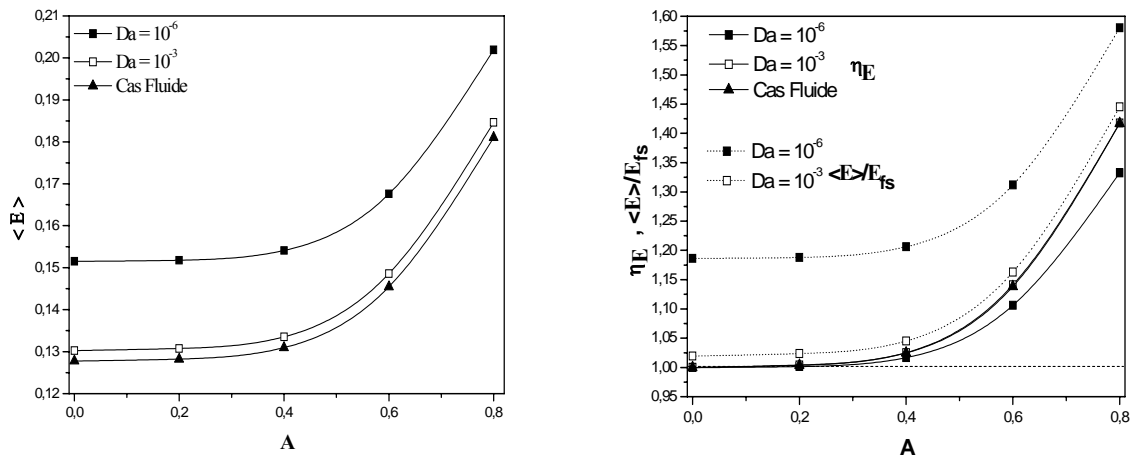


**Figure V.26 :** Evolution temporelle des coefficients de frottement moyens  $fr_{mc}$  et  $fr_{mf}$  pour différentes valeurs de l'amplitude :  $St = 0.5$  et  $Da=10^{-3}$ .

L'impact de l'amplitude de pulsation sur l'efficacité de l'échangeur de chaleur, en régime périodiquement établi, est illustré sur la figure V.27 pour deux valeurs du nombre de Darcy et le cas fluide sans chicanes poreuses.  $\langle E \rangle$  augmente avec  $A$  et cet accroissement ne devient apparent qu'à partir de  $A \approx 0.4$  suite au bon brassage du fluide causé par la grande perturbation de la structure de l'écoulement comme il apparait sur la figure V.23c. Il est à noter aussi que l'utilisation de chicanes poreuses mène à une meilleure performance de l'échangeur de chaleur en comparaison au cas fluide et la plus grande amélioration est obtenue aux faibles perméabilités ( $Da = 10^{-6}$  dans ce cas). Ce comportement peut s'expliquer par le fait que le fluide froid demeure plus longtemps dans l'échangeur de chaleur à faible nombre de Darcy car il doit contourner les chicanes qui se comportent comme des obstacles solides, et par conséquent il se chauffe plus. Cependant, la chute de pression dans l'échangeur de chaleur augmente significativement aux faibles valeurs de  $Da$ , et il est nécessaire de prendre ce paramètre en compte.

Sur la même figure, et pour mettre en évidence l'influence d'un écoulement pulsé, on représente l'évolution du rapport  $\eta_E$ . Initialement, pour  $A \leq 0.4$ ,  $\eta_E$  croît légèrement avec l'amplitude ne dépassant pas la valeur de 1.03. Au-delà, une amélioration significative de la performance de l'échangeur de chaleur, en comparaison par rapport au cas non pulsé, est obtenue quelle que soit la valeur de la perméabilité des chicanes suite au meilleur mélange du fluide. Le plus grand taux d'amélioration, obtenu à  $A = 0.8$ , est autour de 33 % à  $Da = 10^{-6}$  et d'environ 42 % pour  $Da = 10^{-3}$  et le cas fluide qui mènent approximativement aux mêmes valeurs de  $\eta_E$  à cause de la faible conductivité thermique effective des chicanes poreuses ( $R_k=1$ ).

Le paramètre  $\eta_E$  indique uniquement la part de l'écoulement pulsé dans l'amélioration de l'efficacité. Pour mettre en évidence la contribution due à la présence simultanée d'écoulements pulsés et chicanes poreuses, on reporte sur la même figure l'évolution du rapport  $\langle E \rangle / E_{fs}$  normalisé par la valeur de l'efficacité en régime stationnaire non poreux. L'insertion des chicanes contribue à l'amélioration des performances de l'échangeur de chaleur et de manière presque homogène (l'écart entre les courbes de  $\eta_E$  et  $\langle E \rangle / E_{fs}$  est presque le même quelle que soit la valeur de  $A$ ), mais cette contribution décroît en augmentant la perméabilité du milieu poreux. En effet, à titre d'exemple pour  $Da = 10^{-6}$  à  $A=0.8$ , l'amélioration passe de 33% si on considère seulement l'effet de la composante oscillatoire à 58% si on tient compte aussi de l'influence d'insertion des chicanes poreuses. A  $Da = 10^{-3}$ , et pour la même valeur de  $A$ , l'amélioration passe de 42% à 45%.



**Figure V.27 :** Variation de  $\langle E \rangle$  et  $\eta_E$  avec l'amplitude pour différentes valeurs du nombre de Darcy et  $St = 0.5$ .

La variation du nombre de Nusselt moyen froid avec l'amplitude de pulsation est illustrée sur la figure V.28. On remarque tout d'abord que le transfert convectif devient important pour des amplitudes  $A \geq 0.4$  pour les deux valeurs du nombre de Darcy, contrairement au cas fluide qui est très peu influencé par l'écoulement pulsé ( $\eta_E \approx 1$ ). La cause de ce dernier comportement peut s'expliquer comme suit : quand une composante oscillatoire est ajoutée à l'écoulement moyen, l'augmentation du taux de transfert de chaleur est généralement liée à la structure de l'écoulement évoluant continuellement durant un cycle de pulsation avec une alternance entre apparition et destruction de zones tourbillonnaires. Comme le cas sans milieu poreux se fait, à tout instant, de manière uniforme quelle que soit la valeur de l'amplitude  $A$ , alors le brassage du fluide est faible. Comme prévu, les meilleures améliorations sont obtenues aux faibles perméabilités et grandes amplitudes et sont de l'ordre de 9% par rapport au cas non pulsé et autour de 100% si on tient compte aussi de la présence du milieu poreux. A  $Da = 10^{-3}$ , ces accroissements sont moindres et passent de 6.5% à 11.6%.

Un comportement différent des deux précédents est retrouvé sur la figure V.29 donnant la variation du taux de transfert de chaleur dans la conduite interne.  $\langle Nu_{mc} \rangle$  diminue avec  $A$  indiquant que le transfert convectif entre le fluide chaud et la paroi du tube interne est meilleur en régime stationnaire ( $\eta_{Numcm} \approx 0.94$ ). En comparaison à  $\langle Nu_{mf} \rangle$ ,  $\langle Nu_{mc} \rangle$  est peu sensible à la variation de la perméabilité du milieu poreux d'une part, à cause de l'insertion des chicanes poreuses dans l'espace annulaire et d'autre part, en raison de la faible conductivité du milieu poreux utilisée qui est égale à celle du fluide circulant dans l'échangeur de chaleur.

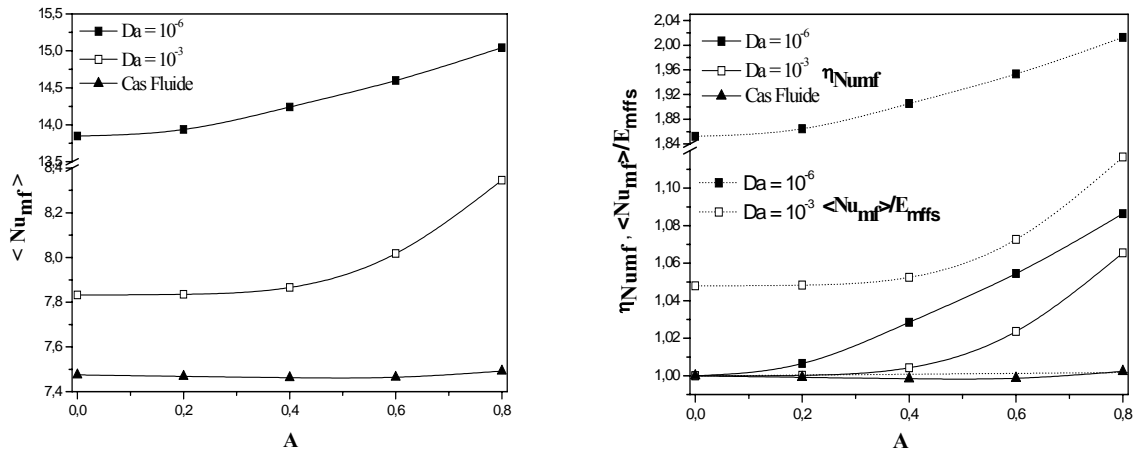


Figure V.28 : Variation de  $\langle Nu_{mf} \rangle$  et  $\eta_{Nu_{mf}}$  avec l'amplitude pour différentes valeurs du nombre de Darcy et  $St = 0.5$ .

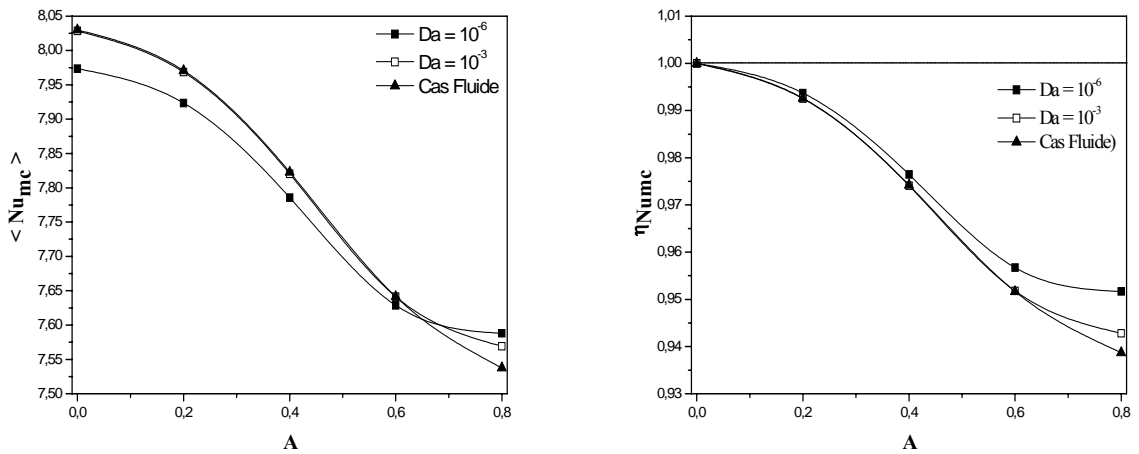


Figure V.29 : Variation de  $\langle Nu_{mc} \rangle$  et  $\eta_{Nu_{mc}}$  avec l'amplitude pour différentes valeurs du nombre de Darcy et  $St = 0.5$ .

Les évolutions des coefficients de frottement moyens maximums avec l'amplitude sont représentées sur les figures V.30 et V.31. On observe un accroissement de la chute de pression avec l'augmentation de l'amplitude, et cet accroissement devient très important pour  $A \geq 0.4$ . Ceci est dû à la grande résistance à l'écoulement aux grandes amplitudes. Dans l'espace annulaire les coefficients de frottement sont plus importants en raison de l'insertion des chicane poreuses. Ainsi à  $A = 0.8$  et  $Da = 10^{-3}$ ,  $|fr_{mc}|_{max} \approx 12.4$  alors que  $|fr_{mf}|_{max} \approx 38$ .

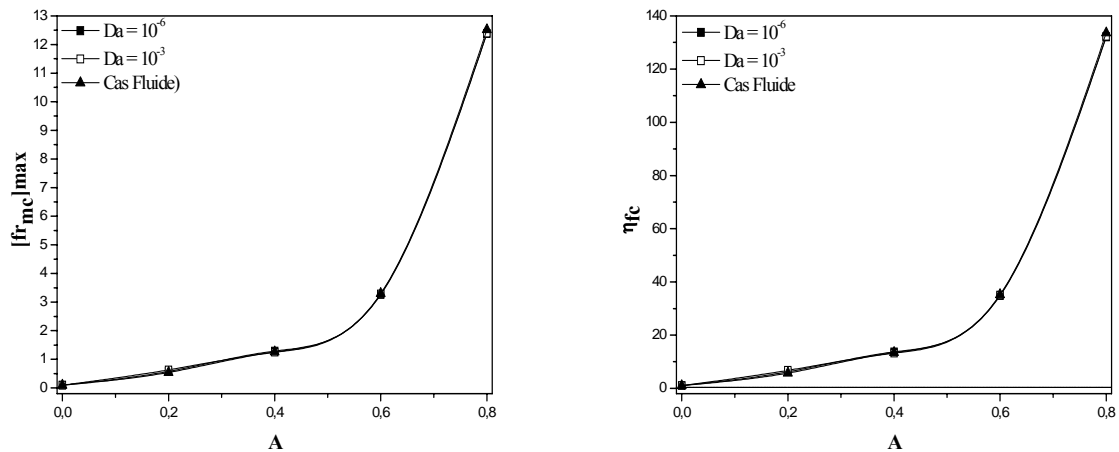


Figure V.30 : Variation de  $|fr_{mc}|_{max}$  et  $\eta_{fc}$  avec l’amplitude pour différentes valeurs du nombre de Darcy et  $St = 0.5$ .

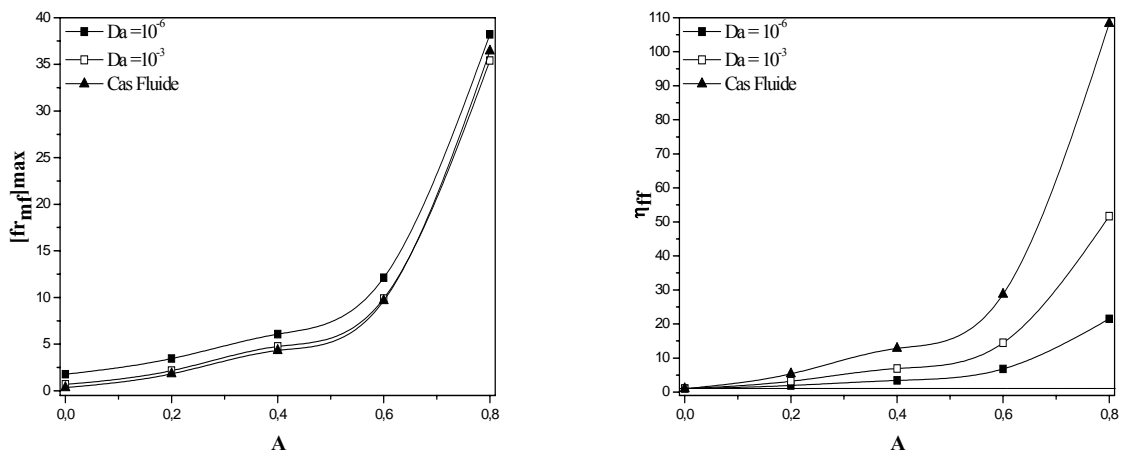


Figure V.31 : Variation de  $|fr_{mf}|_{max}$  et  $\eta_{ff}$  avec l’amplitude pour différentes valeurs du nombre de Darcy et  $St = 0.5$

L’étude de performance de tout système thermique passe par la comparaison des gains en transfert de chaleur par rapport aux pertes en énergie mécanique qui est dans notre cas représentée par les coefficients de frottement. Pour cette raison, on représente sur la figure V.32 la variation des rapports  $\eta_{Numc}$  ( $\eta_{Numf}$ ) en fonction de  $\eta_{fc}$  ( $\eta_{ff}$ ) pour différentes amplitudes de pulsation et perméabilités du milieu poreux. Pour le fluide chaud il est préférable de travailler aux faibles amplitudes (voir sans écoulement pulsé) pour obtenir les plus grands taux de transfert de chaleur et les plus faibles chutes de pression. Quant au fluide froid, il faudra trouver un compromis entre amélioration des échanges thermiques et augmentation des pertes mécaniques puisqu’elles évoluent dans des directions opposées. Il est à noter que les chutes de pression occasionnées par l’emploi d’un écoulement pulsé sont

largement plus importantes que les gains en transfert de chaleur. A titre d'exemple, à  $Da=10^{-6}$  et  $A = 0.8$ , nous avons  $\eta_{Numf} \approx 1.09$  contre  $\eta_{ff} \approx 20$ . Pour réduire cet écart, on pourra jouer sur les caractéristiques du milieu poreux et notamment la conductivité thermique.

Si à présent on tient compte aussi de l'effet d'utilisation des chicanes poreuses, on constate sur la figure V.33 que le milieu poreux améliore le transfert de chaleur dans l'espace annulaire (rapport des nombres de Nusselt passant de 1.09 à 2.01 pour  $Da = 10^{-6}$  et  $A = 0.8$ ) mais augmente en contre partie les chutes de pression (rapport des coefficients de frottement passant de 20 à 113).

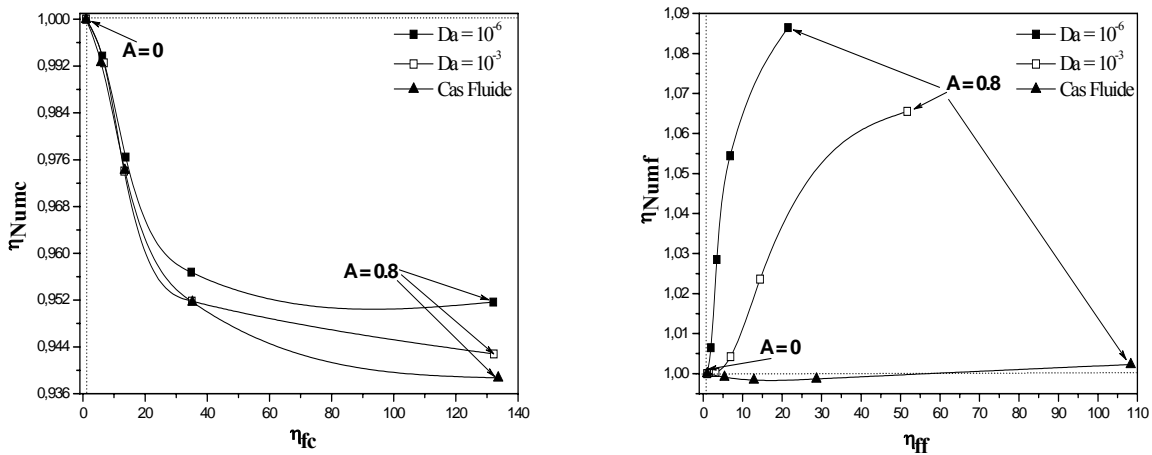


Figure V.32 :  $\eta_{Numc}(\eta_{Numf})$  fonction de  $\eta_{fc}(\eta_{ff})$  pour différentes valeurs de l'amplitude et du nombre de Darcy :  $St = 0.5$ .

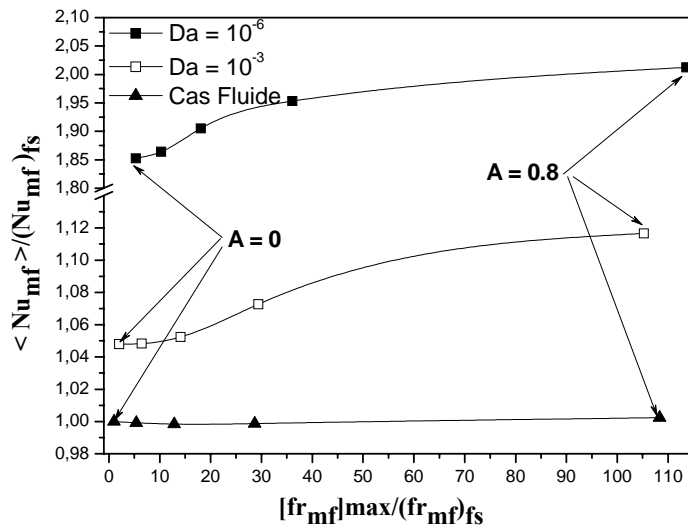
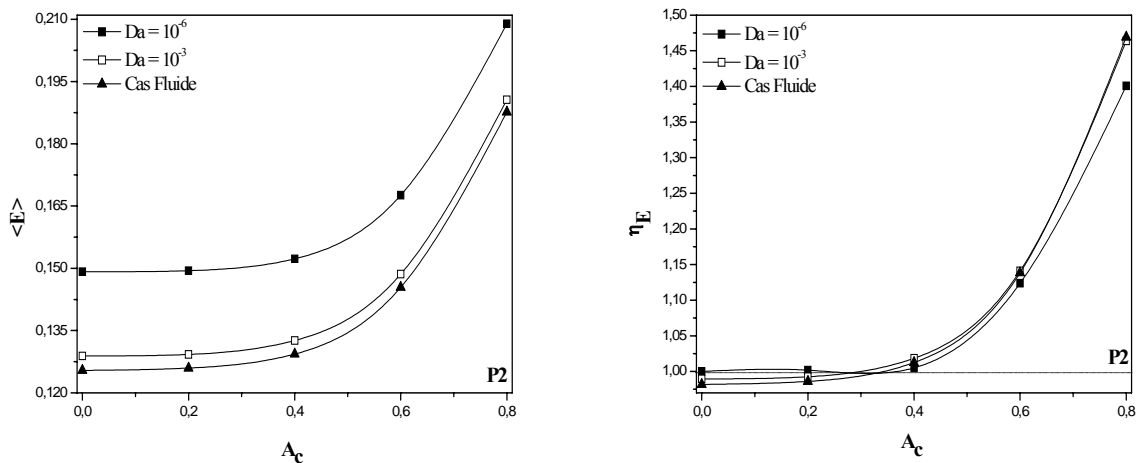


Figure V.33 :  $|fr_{mf}|_{max} / (fr_{mf})_{fs}$  en fonction de  $\langle Nu_{mf} \rangle / (Nu_{mf})_{fs}$  pour différentes valeurs de l'amplitude et du nombre de Darcy :  $St = 0.5$ .

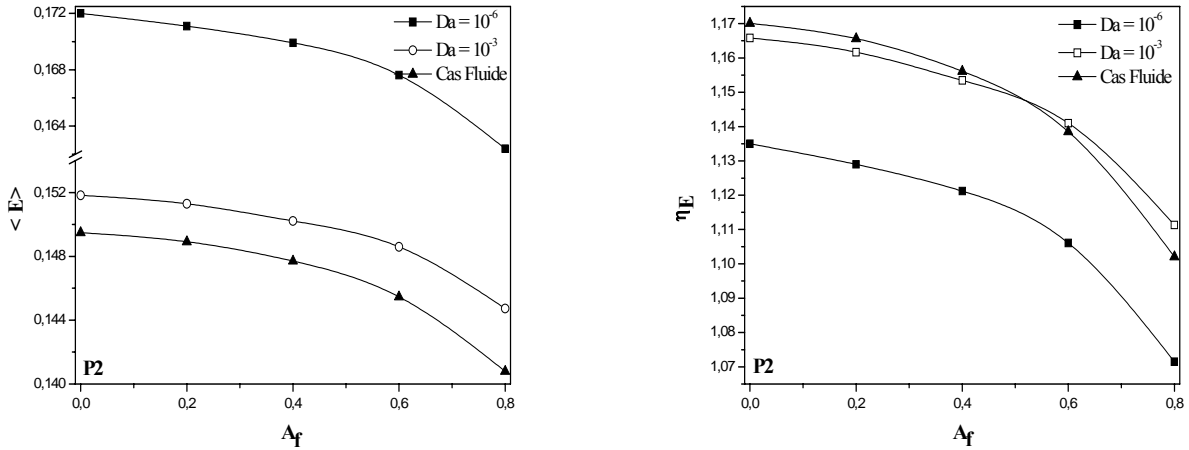
Nous allons considérer à présent le cas P2 où les composantes oscillatoires des deux fluides évoluent avec des amplitudes différentes ( $A_c \neq A_f$ ). Dans la figure V.34 on fixe la valeur de l'amplitude du fluide froid  $A_f$  à 0.6 et on varie celle du fluide chaud  $A_c$ .  $\langle E \rangle$  augmente initialement lentement avec l'amplitude et devient importante au-delà de  $A_c = 0.4$ . Des valeurs assez proches de l'efficacité sont trouvées en prenant  $A_c = A_f$  ou  $A_c \neq A_f$  (comparaison entre les figures V.27 et V.34), indiquant que la valeur prise par  $A_f$  a peu d'influence sur la performance de l'échangeur de chaleur. Si on analyse l'évolution de  $\eta_E$  avec  $A_c$ , il apparaît que l'écoulement pulsé ne devient plus performant que le cas non pulsé qu'à partir d'une amplitude autour de 0.4, et que cette amélioration ne devient importante que quand la contribution de la composante oscillatoire du fluide chaud est égale ou supérieure à celle du fluide froid ( $A_c \geq A_f = 0.6$ ). Les valeurs de  $\eta_E$  obtenues dans ce cas sont légèrement supérieures que celles trouvées dans le cas P1 surtout aux grandes amplitudes.



**Figure V.34 :** Variation de  $\langle E \rangle$  et  $\eta_E$  avec l'amplitude du fluide chaud pour différents valeurs du nombre de Darcy :  $St = 0.5$  et  $A_f = 0.6$ .

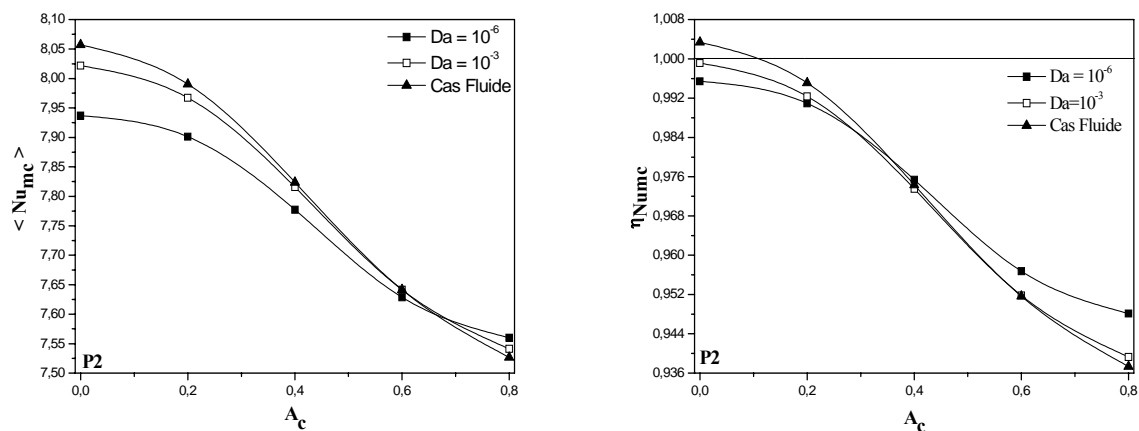
Toujours pour la configuration P2, on fixe la valeur de l'amplitude de pulsation du fluide chaud  $A_c$  à 0.6 et on varie celle du fluide froid. La figure V.35 montre un comportement différent de celui observé jusqu'à présent sur l'évolution de  $\langle E \rangle$  ; l'efficacité de l'échangeur de chaleur diminue à mesure que l'amplitude  $A_f$  augmente, et cette réduction devient assez notable quand l'amplitude du fluide froid atteint ou dépasse la valeur imposée pour le fluide chaud ( $A_f \geq A_c = 0.6$ ). Ceci nous mène à conclure que, pour les conditions de la présente étude, l'utilisation d'un écoulement pulsé dans l'espace annulaire n'est pas

bénéfique pour l'efficacité du présent échangeur de chaleur bien qu'elle soit plus efficace que le cas non pulsé puisque les valeurs de  $\eta_E$  sont supérieures à l'unité.

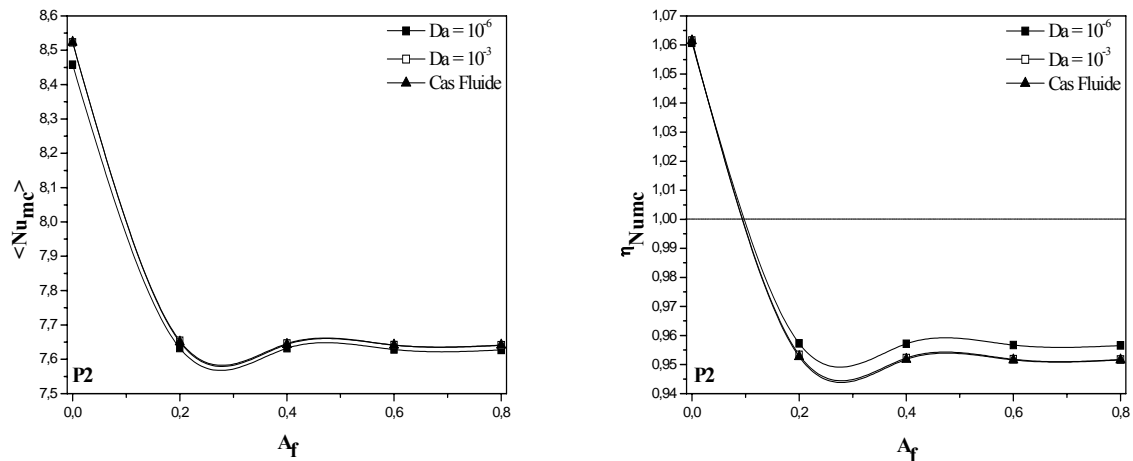


**Figure V. 35 :** Variation de  $\langle E \rangle$  et  $\eta_E$  avec l'amplitude du fluide froid pour différentes valeurs du nombre de Darcy :  $St = 0.5$  et  $A_c = 0.6$ .

Les figures V.36 et V.37 montrent que  $\langle Nu_{mc} \rangle$  reste similaire au cas P1 (figure V.29) quand on fixe l'amplitude de pulsation du fluide froid, et diminue considérablement pour tendre vers une valeur asymptotique, quand on fixe celle du fluide chaud. On peut conclure ainsi que les caractéristiques thermiques dans la conduite interne sont peu influencées par l'écoulement du fluide froid dans l'espace annulaire. On constate aussi que l'écoulement non pulsé est plus bénéfique que l'écoulement pulsé du point de vue échange convectif dans la conduite interne puisqu'on a globalement  $\eta_{Numc} < 1$ ,

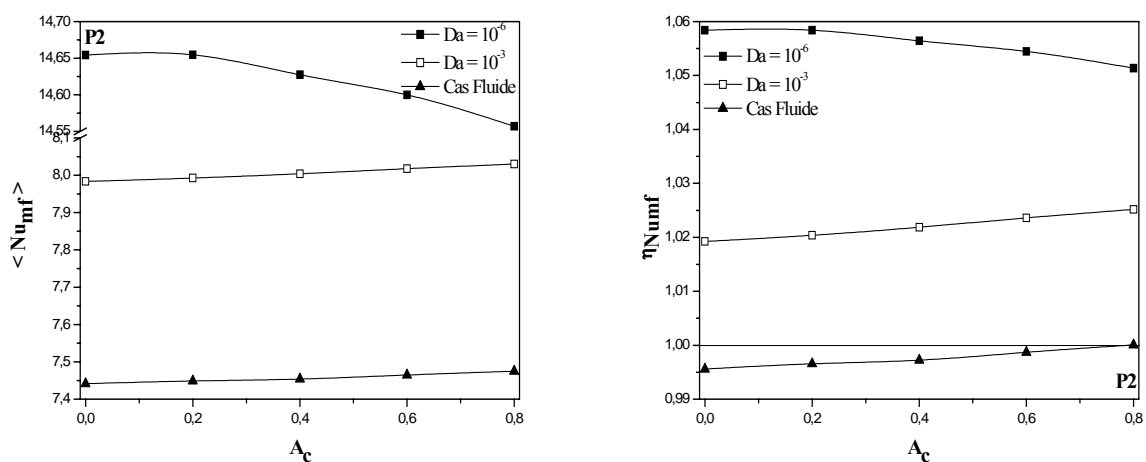


**Figure V.36 :** Variation de  $\langle Nu_{mc} \rangle$  et  $\eta_{Numc}$  avec l'amplitude du fluide chaud pour différentes valeurs du nombre de Darcy :  $St = 0.5$  et  $A_f = 0.6$ .

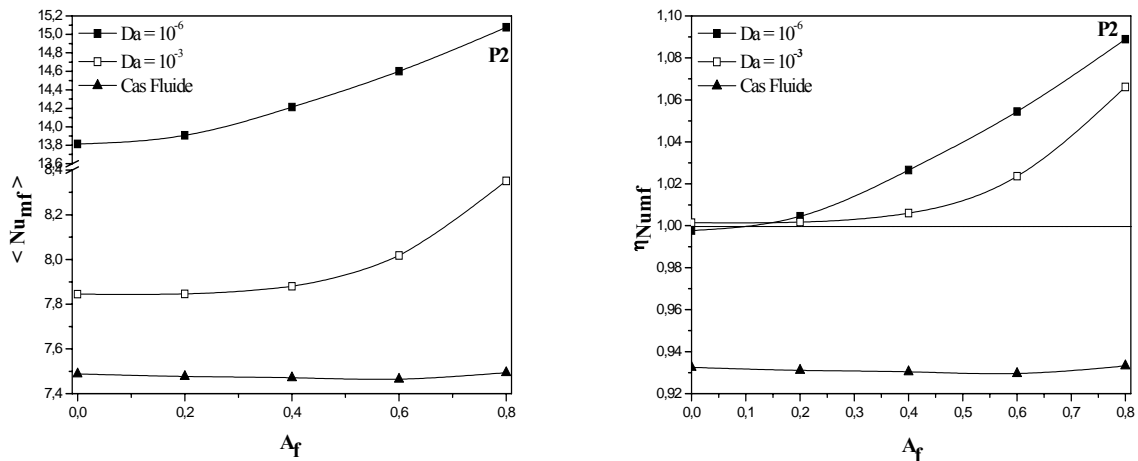


**Figure V.37 :** Variation de  $\langle Nu_{mc} \rangle$  et  $\eta_{Numc}$  avec l’amplitude du fluide froid pour différentes valeurs du nombre de Darcy :  $St = 0.5$  et  $A_c = 0.6$ .

Si on examine le transfert de chaleur entre la paroi du tube interne et le fluide froid, il apparait que l’amplitude du fluide chaud  $A_c$  a très peu d’influence sur les valeurs de  $\langle Nu_{mf} \rangle$  (figure V.38), alors que c’est l’amplitude du fluide froid  $A_f$  qui gouverne le transfert dans l’espace annulaire puisqu’on retrouve sur la figure V.39 les mêmes tendances et des valeurs assez proches de celles trouvées dans le cas P1 (figure V.28). A part le cas fluide, le régime pulsé est bénéfique pour les caractéristiques thermiques du fluide froid quelle que soit la situation considérée puisqu’on a  $\eta_{Numf} > 1$ ,

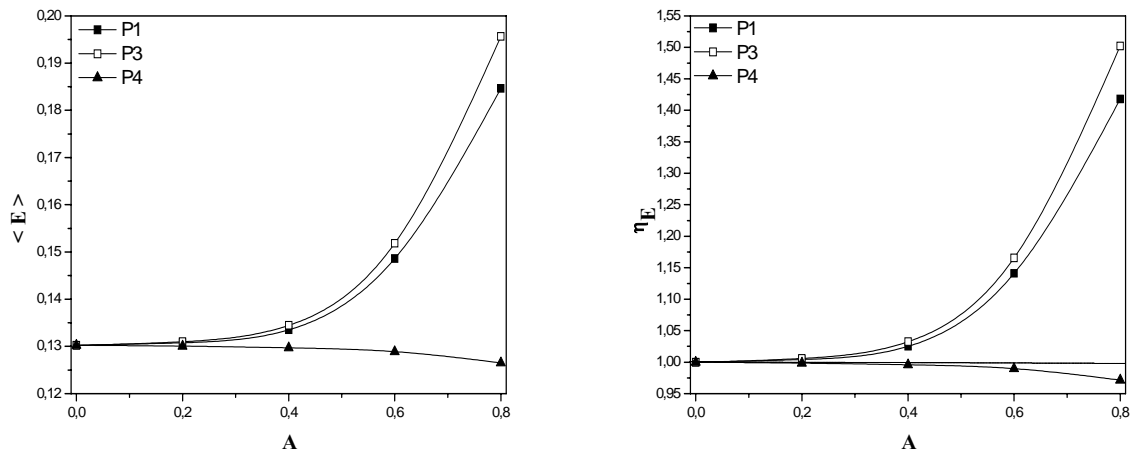


**Figure V.38 :** Variation de  $\langle Nu_{mf} \rangle$  et  $\eta_{Numf}$  avec l’amplitude du fluide chaud pour différentes valeurs du nombre de Darcy :  $St = 0.5$  et  $A_f = 0.6$ .



**Figure V.39 :** Variation de  $\langle Nu_{mf} \rangle$  et  $\eta_{Numf}$  avec l'amplitude du fluide froid pour différentes valeurs du nombre de Darcy :  $St = 0.5$  et  $A_c = 0.6$ .

Dans le but de mettre en évidence la contribution réelle de la nature de l'écoulement sur l'efficacité de l'échangeur de chaleur, on considère deux autres cas ; à savoir le cas P3 où seulement l'écoulement du fluide chaud dans la conduite interne est pulsé, et le cas P4 où une composante oscillatoire est ajoutée uniquement à l'écoulement moyen du fluide froid. La figure V.40 illustre les évolutions de  $\langle E \rangle$  et  $\eta_E$  à  $Da = 10^{-3}$  avec l'amplitude pour ces deux situations, le cas P1 où les deux fluides sont simultanément pulsés avec les mêmes amplitudes est ajouté pour comparaison. Il apparaît qu'il n'est pas recommandé de travailler en écoulement pulsé dans l'espace annulaire puisqu'il y a réduction de la performance thermique de l'échangeur de chaleur avec A ( $\eta_E < 1$ ), en contre partie il est conseillé de rajouter une composante oscillatoire à l'écoulement moyen du fluide chaud puisqu'on obtient dans ce cas les plus grandes valeurs de l'efficacité ainsi que  $\eta_E$  ( $\eta_{E_{max}} \approx 1.5$  au lieu de 1.42 quand les deux fluides sont pulsés). Il est à noter aussi que la décroissance du rapport  $\eta_E$  avec l'amplitude pour la configuration P4 ( $\eta_{E_{min}} \approx 0.97$ ) est faible en comparaison à l'accroissement obtenu dans les cas P1 et P3. Un comportement similaire a été retrouvé pour  $Da = 10^{-6}$  et le cas fluide à faible et à grande valeurs du rapport des conductivités thermiques  $R_k$  avec simplement des valeurs différentes.



**Figure V.40 :** Variation  $\langle E \rangle$  et  $\eta_E$  avec l'amplitude pour différentes configurations :  $St=0.5$  et  $Da = 10^{-3}$ .

Les évolutions des transferts convectifs dans la conduite interne et annulaire avec l'amplitude pour différentes configurations sont illustrées sur les figures V.41 et V.42 respectivement.  $\langle Nu_{mc} \rangle$  est très peu influencé par la nature de l'écoulement du fluide froid ce qui est prévisible puisque le transfert de chaleur se fait de la conduite interne vers l'espace annulaire. Quand  $A_c \neq 0$ , que l'écoulement du fluide froid soit pulsé (P1) ou non (P3), on retrouve des taux de transfert de chaleur presque identiques. Lorsqu'on est dans la situation où  $A_c = 0$  (P4),  $\langle Nu_{mc} \rangle$  devient indépendant de la valeur prise par l'amplitude de la composante oscillatoire du fluide froid.

Quant à l'évolution de  $\langle Nu_{mf} \rangle$  avec  $A$ , elle est peu (taux retrouvés pour P1 et P4 assez proches avec une légère amélioration quand les écoulements des deux fluides sont pulsés) ou presque pas (P3) influencée par la nature de l'écoulement dans la conduite interne avec toutefois une augmentation des échanges convectifs avec l'amplitude de pulsation pour les cas P1 et P4.

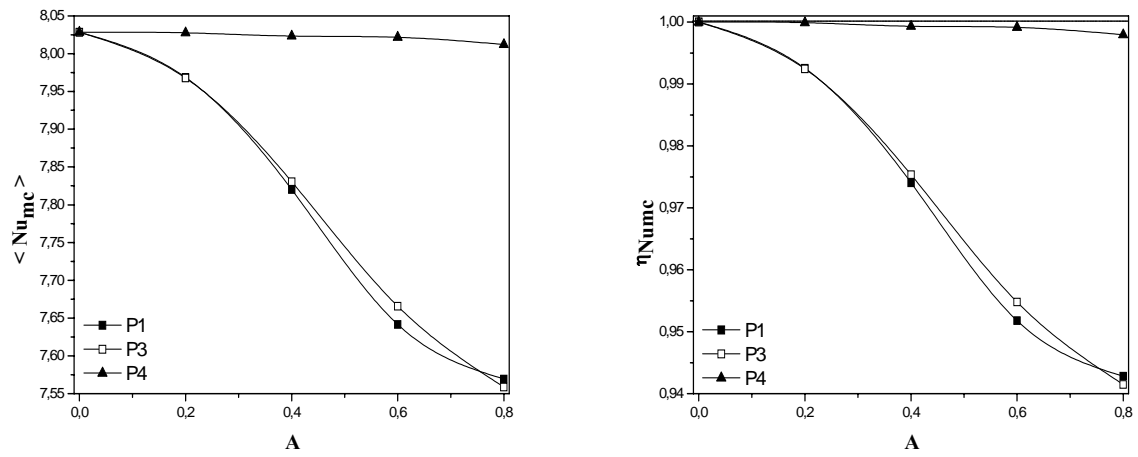


Figure V.41 : Variation de  $\langle Nu_{mc} \rangle$  et  $\eta_{Numc}$  avec l'amplitude pour différentes configurations :  $St = 0.5$  et  $Da = 10^{-3}$ .

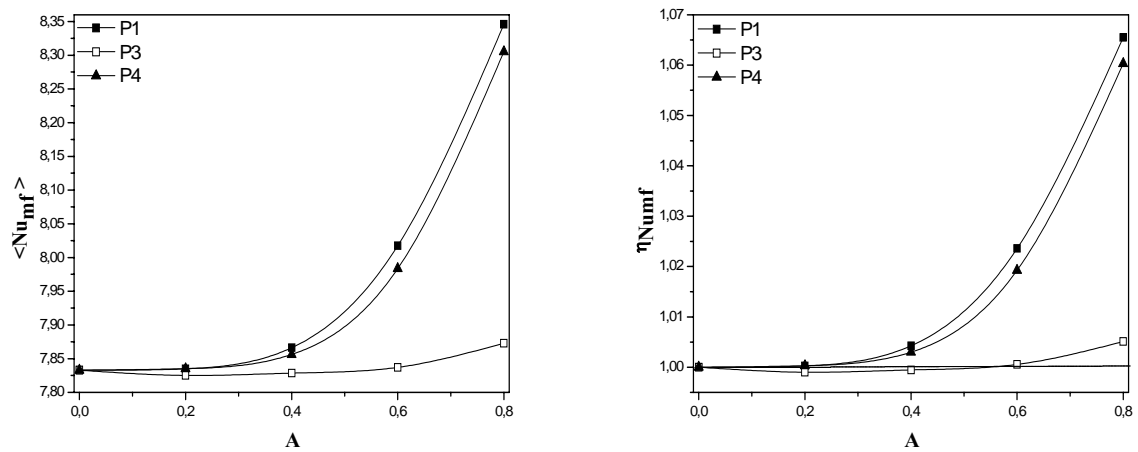
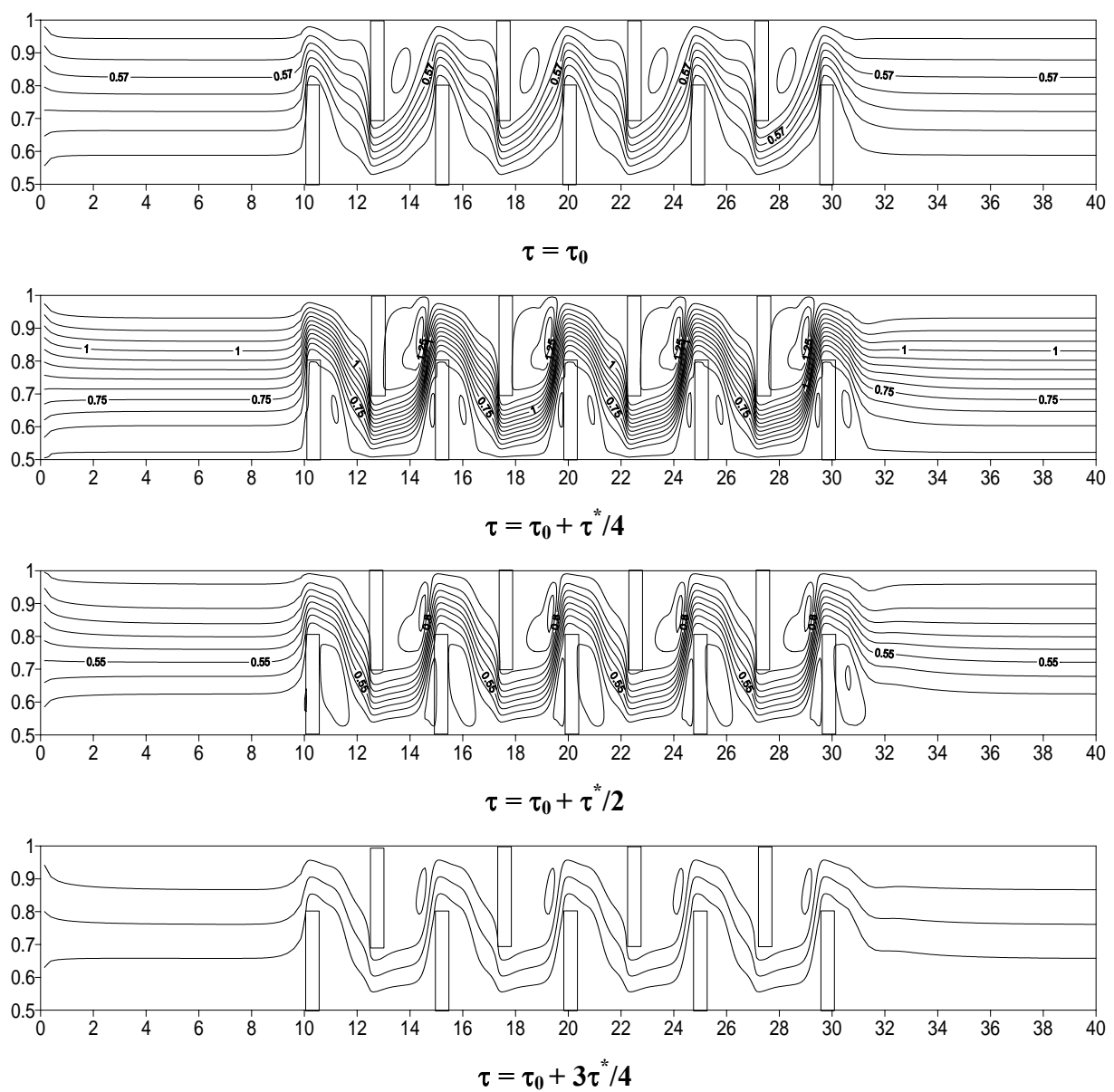


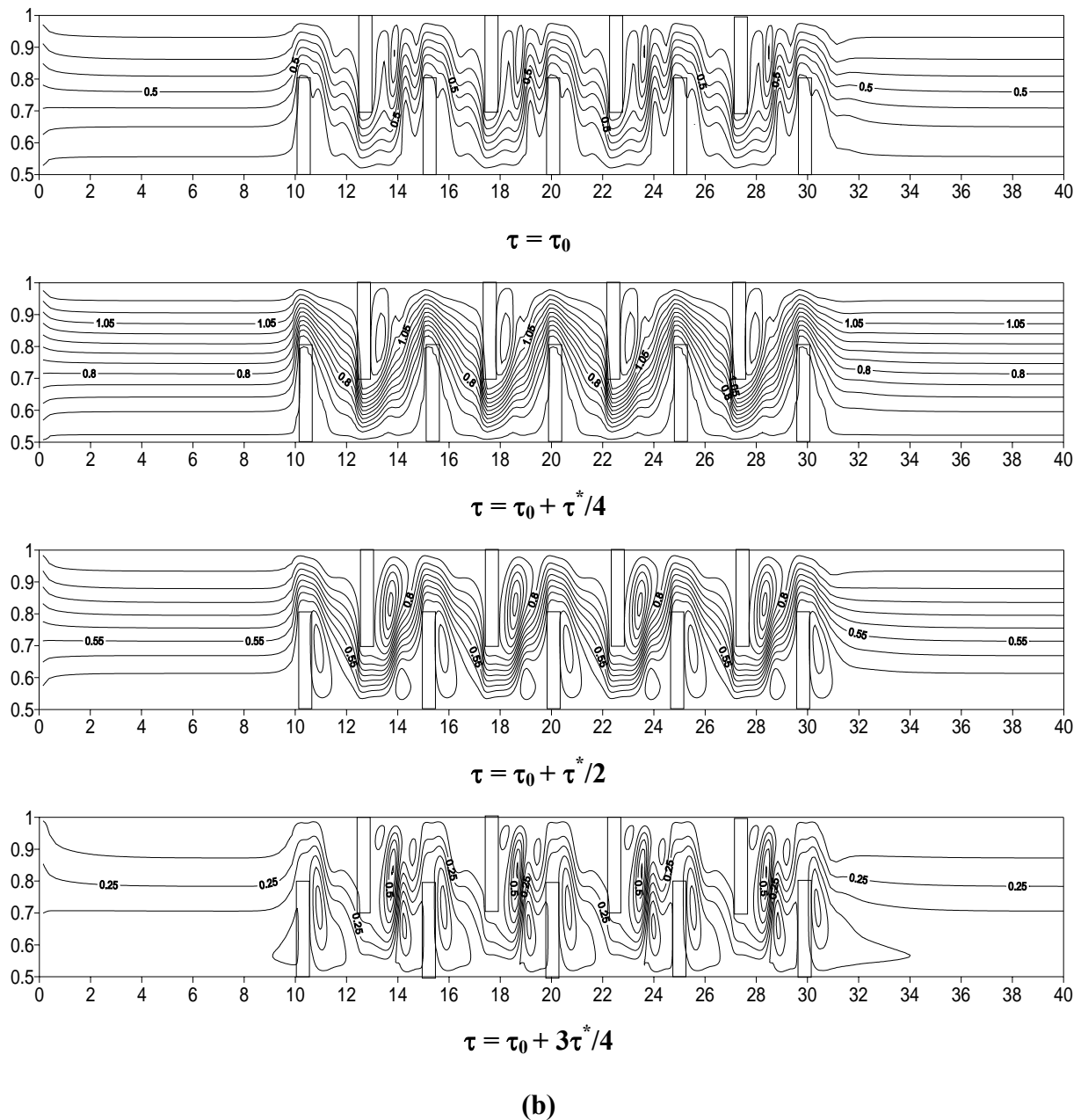
Figure V.42 : Variation de  $\langle Nu_{mf} \rangle$  et  $\eta_{Numf}$  avec l'amplitude pour différentes configurations :  $St = 0.5$  et  $Da = 10^{-3}$ .

### V.5.2 Fréquence de pulsation

Un autre paramètre pertinent caractérisant un écoulement pulsé est la fréquence représentée sous forme adimensionnelle par le nombre de Strouhal  $St$ . L'effet de ce paramètre sur la structure de l'écoulement dans la conduite annulaire est illustré sur la figure V.43. En plus de l'alternance entre génération et destruction de tourbillons durant un cycle de pulsation, l'augmentation du nombre de Strouhal conduit à plus de perturbations de l'écoulement ce qui va contribuer à accroître le transfert de chaleur et donc avoir un effet bénéfique sur la performance thermique de l'échangeur de chaleur.

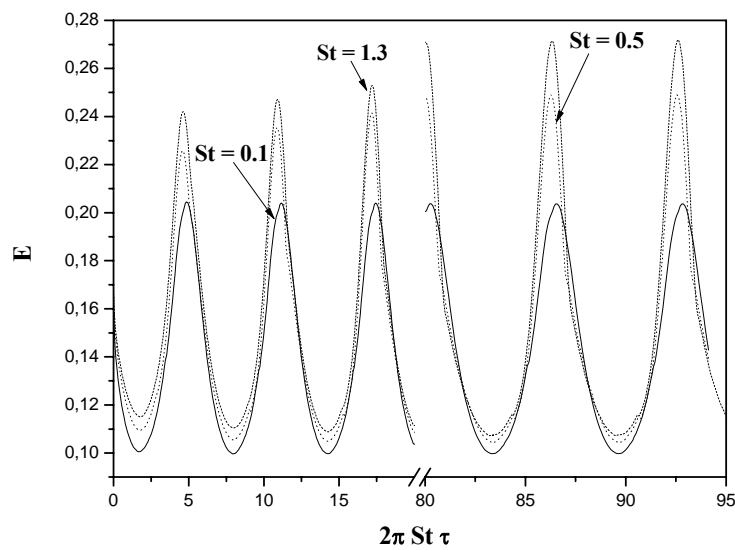


(a)



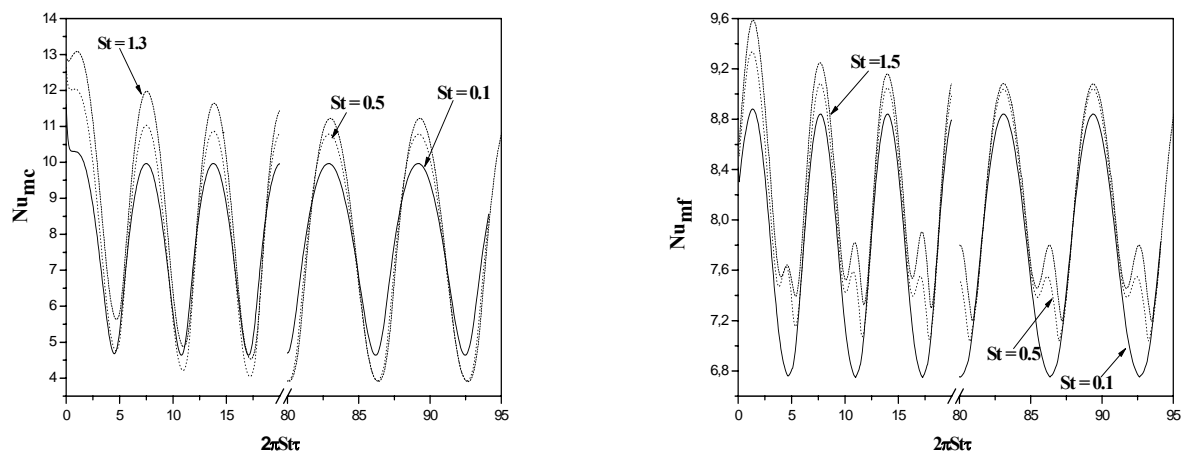
**Figure V.43 :** Evolution de la structure de l'écoulement durant un cycle de pulsation en régime périodiquement établi pour  $Da = 10^{-6}$  et  $A = 0.6$  : (a)  $St = 0.1$  ; (b)  $St = 0.8$ .

L'évolution temporelle de l'efficacité de l'échangeur de chaleur pour différents nombres de Strouhal est représentée sur la figure V.44. Le régime périodiquement établi est obtenu après un certain nombre de périodes qui augmente avec la fréquence de pulsation : ainsi il est obtenu après approximativement 5 cycles à  $St = 0.1$  et 20 périodes à  $St = 1.3$ . Il est à noter aussi une augmentation des oscillations avec l'accroissement de la fréquence de pulsation dont l'effet instantané sur  $E$  est moins apparent que celui de l'amplitude.



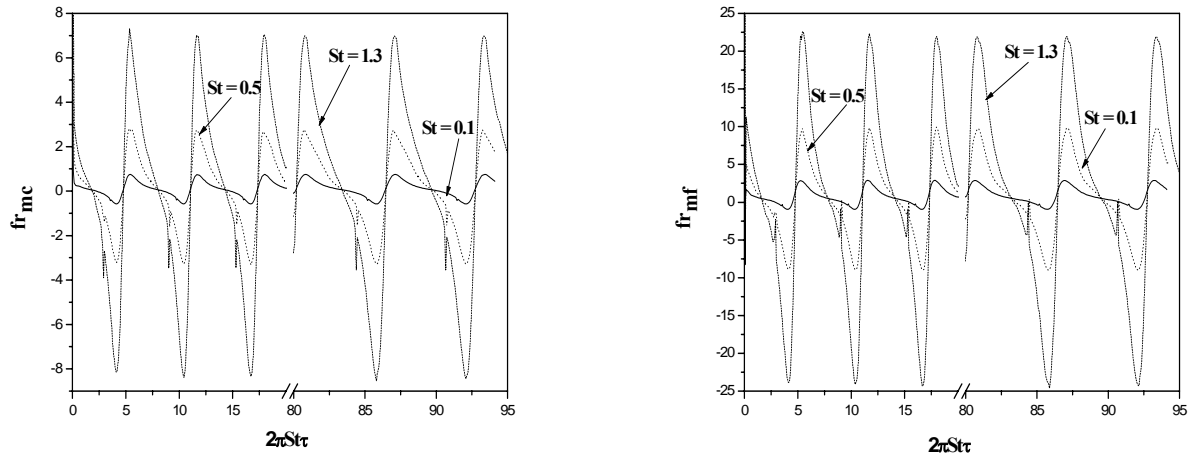
**Figure V.44 :** Evolution temporelle de l'efficacité E pour différentes valeurs du nombre de Strouhal :  $A = 0.6$  et  $Da = 10^{-3}$ .

Si on examine à présent les variations dans le temps de  $Nu_{mc}$  et  $Nu_{mf}$ , il apparait d'après la figure V.45 que, comme pour l'effet de l'amplitude de pulsation, ces deux caractéristiques thermiques sont affectées par l'aspect oscillatoire de l'écoulement à l'entrée de l'échangeur de chaleur quelle que soit la valeur de la fréquence. Il est à noter aussi que l'augmentation du nombre de Strouhal accroît les oscillations des nombres de Nusselt moyens dans le sens qui va mener à une amélioration des transferts convectifs.



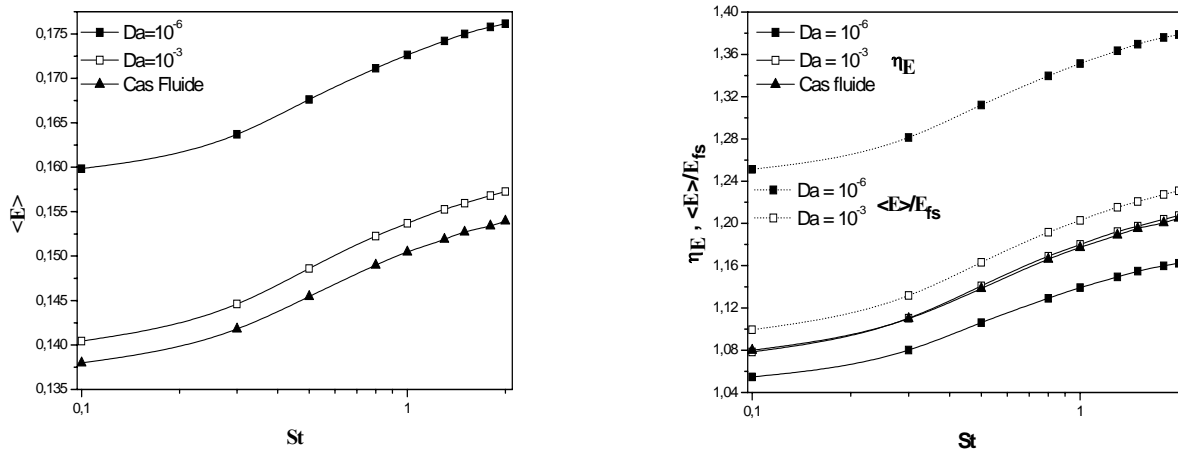
**Figure V.45 :** Evolution temporelle des nombres de Nusselt moyens coté chaud  $Nu_{mc}$  et coté froid  $Nu_{mf}$  pour différentes valeurs du nombre de Strouhal :  $A = 0.6$  et  $Da = 10^{-3}$ .

Quant aux évolutions temporelles des coefficients de frottement moyens (Figure V.46), il y a amplification des oscillations avec l'accroissement de  $St$  créant instantanément des fortes chutes de pression en comparaison par rapport au régime non pulsé.



**Figure V.46 :** Evolution temporelle des coefficients de frottement moyens  $fr_{mc}$  et  $fr_{mf}$  pour différentes valeurs du nombre de Strouhal :  $A = 0.6$  et  $Da=10^{-3}$ .

L'évolution de l'efficacité, moyennée sur un cycle de pulsation en régime périodiquement établi, avec  $St$  est représentée sur la figure V.47 où il y a augmentation de  $\langle E \rangle$  avec l'accroissement du nombre de Strouhal et la diminution de la perméabilité des chicanes poreuses pour les mêmes raisons citées précédemment pour la figure V.27. La comparaison par rapport au cas non pulsé montre d'une part, qu'un écoulement pulsé est plus favorable ( $\eta_E > 1$ ) pour la gamme de fréquence considérée dans cette étude, et d'autre part que les valeurs obtenues de  $\eta_E$  sont plus faibles que celles retrouvées en variant l'amplitude ( $\eta_{E_{max}} \approx 1.21$ ). Si on prend en considération aussi la contribution du milieu poreux dans l'amélioration de l'efficacité de l'échangeur de chaleur, on peut constater, à partir de la même figure, que l'insertion de chicanes poreuses dans l'espace annulaire est bénéfique puisque les valeurs de  $\langle E \rangle / E_{fs}$  sont plus élevées que celles de  $\eta_E$  particulièrement à faible perméabilité. A titre d'exemple à  $Da = 10^{-6}$  et  $St = 2$ , l'amélioration passe approximativement de 16% à 38%.



**Figure V.47 :** Evolution de  $E$  et  $\eta_E$  en fonction du nombre de Strouhal pour différentes valeurs du nombre de Darcy et  $A = 0.6$ .

La variation du nombre de Nusselt moyen froid avec la fréquence de pulsation est illustrée sur la figure V.48. Comme prévu, il y a accroissement du transfert convectif avec le nombre de Strouhal dont l'augmentation est accompagnée de plus de perturbations de l'écoulement comme il apparaît sur la figure V.43. Au-delà de  $St \approx 1$ , les courbes ont une tendance vers des valeurs asymptotiques qui augmentent avec la diminution du nombre de Darcy. Les meilleures améliorations sont obtenues aux faibles perméabilités et grandes fréquences et sont de l'ordre de 4.6% par rapport au cas non pulsé et autour de 94% si on tient compte aussi de la présence du milieu poreux. A  $Da = 10^{-3}$ , ces accroissements sont moindres et passent de 3.6% à 8.6%. Comme pour l'effet de l'amplitude de pulsation, le transfert convectif dans l'espace annulaire sans chicanes poreuses est très peu affecté par le nombre de Strouhal.

Quant au nombre de Nusselt moyen dans la conduite interne (figure V.49), il diminue jusqu'à une valeur critique du nombre de Strouhal autour de 0.3 au delà de laquelle il y a augmentation du transfert convectif avec la fréquence. Malgré cet accroissement, l'écoulement non pulsé reste toujours plus favorable, du point de vue transfert convectif, puisque les rapports  $\eta_{Numc}$  restent inférieurs à l'unité pour la gamme de  $St$  choisie.

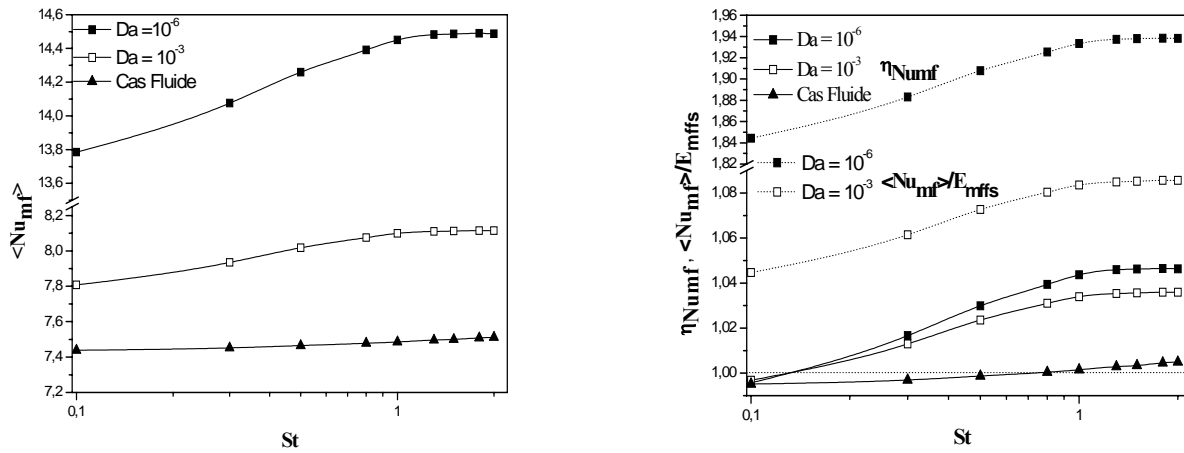


Figure V.48 : Evolution de  $\langle Nu_{mf} \rangle$  et  $\eta_{Numf}$  en fonction du nombre de Strouhal pour différentes valeur du nombre de Darcy et  $A = 0.6$ .

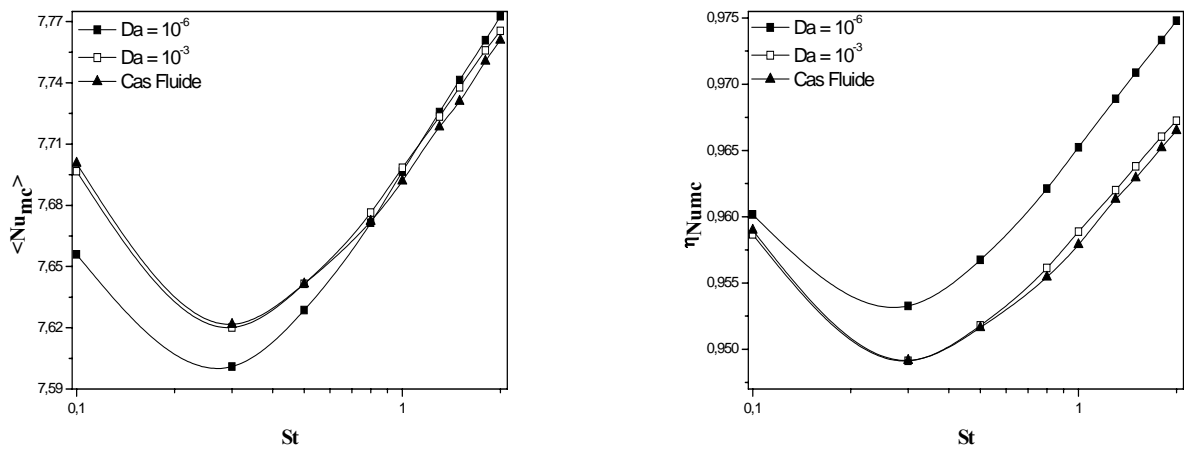


Figure V.49 : Evolution de  $\langle Nu_{mc} \rangle$  et  $\eta_{Numc}$  en fonction du nombre de Strouhal pour différentes valeur du nombre de Darcy et  $A = 0.6$ .

Les évolutions des coefficients de frottement côtés cylindre interne et espace annulaire sont représentées sur les figures V.50 et V.51. La fréquence de pulsation a un grand effet sur les chutes de pression maximales qui deviennent de plus en plus importantes en au fur et a mesure que le nombre adimensionnel Dans l'espace annulaire les coefficients de frottement sont plus importants en raison de l'insertion des chicane poreuses. Ainsi à  $St = 2$  et  $Da = 10^6$ ,  $|fr_{mc}|_{max} \approx 13$  alors que  $|fr_{mf}|_{max} \approx 42$ .

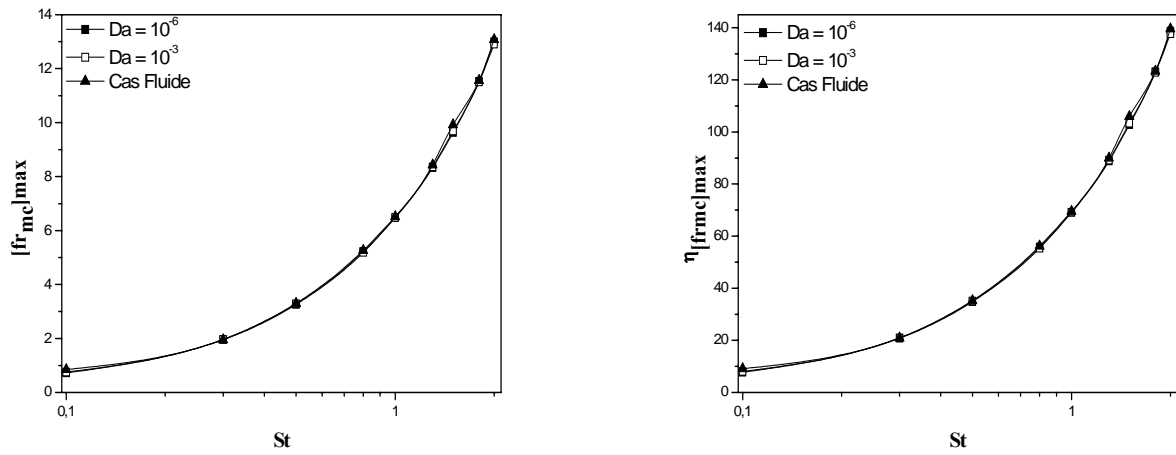


Figure V.50 : Evolution de  $|fr_{mc}|_{max}$  et  $\eta|fr_{mc}|_{max}$  avec le nombre de Strouhal pour différentes valeurs du nombre de Darcy et  $A = 0.6$ .

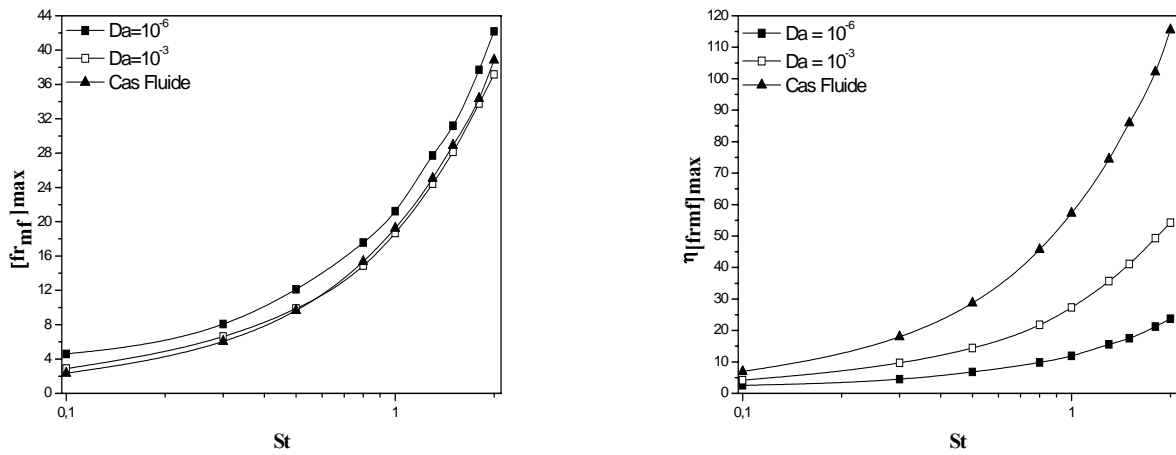


Figure V.51 : Evolution de  $|fr_{mf}|_{max}$  et  $\eta|fr_{mf}|_{max}$  avec le nombre de Strouhal pour différentes valeurs du nombre de Darcy et  $A = 0.6$ .

Un des moyens de tester l'efficacité de toute technique d'amélioration des performances thermo-hydrauliques d'un système thermique est la comparaison des gains en transfert de chaleur par rapport aux pertes en énergie mécanique. La figure V.52 montre que l'amélioration des échanges convectifs et l'augmentation des chutes de pression évoluent dans des directions opposées que ce soit pour le fluide chaud ou le fluide froid d'où la nécessité de trouver un compromis. Il apparait aussi que les chutes de pression engendrées par la variation de la fréquence de pulsation dépassent de beaucoup les valeurs des taux d'amélioration en transferts convectifs. Ainsi à  $Da = 10^{-3}$  et  $St = 2$ , nous avons  $\eta_{Numc} \approx 0.97$  contre  $\eta_{fc} \approx 138$  et  $\eta_{Numf} \approx 1.03$  contre  $\eta_{ff} \approx 54$ . Une solution consistera par exemple à augmenter la

conductivité thermique du milieu poreux ou celle des fluides (ajout de nanoparticules) pour réduire cet écart.

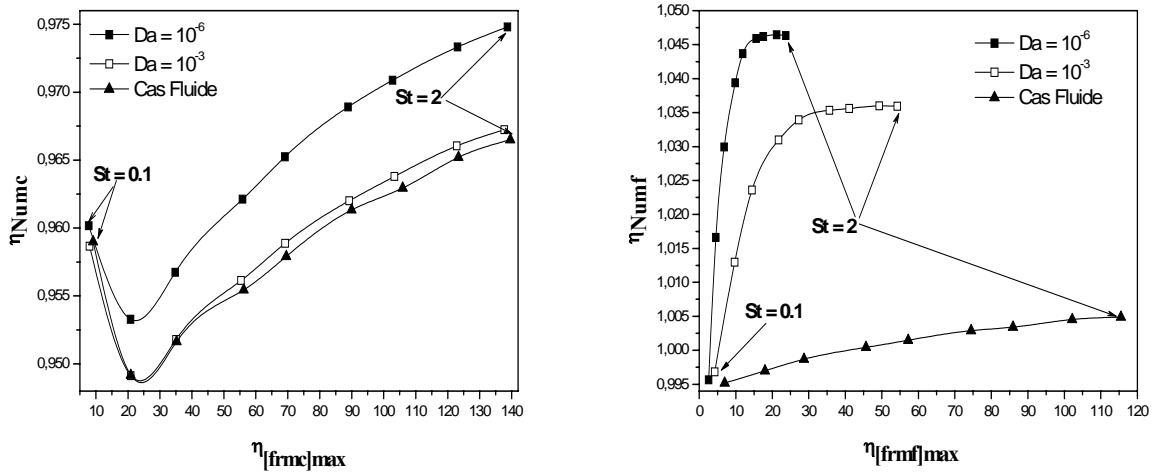


Figure V.52 :  $\eta_{Numc}(\eta_{Numf})$  fonction de  $\eta_{fc}(\eta_{ff})$  pour différentes valeurs des nombres de Strouhal et Darcy :  $A = 0.6$ .

Si l'effet d'insertion des chicanes poreuses est pris en considération, il ressort de la figure V.53 que le milieu poreux améliore le transfert de chaleur dans l'espace annulaire (rapport des nombres de Nusselt passant de 1.03 à 1.08 pour  $Da = 10^{-3}$  et  $St = 2$ ) mais augmente en contre partie les chutes de pression (rapport des coefficients de frottement passant de 54 à 110).

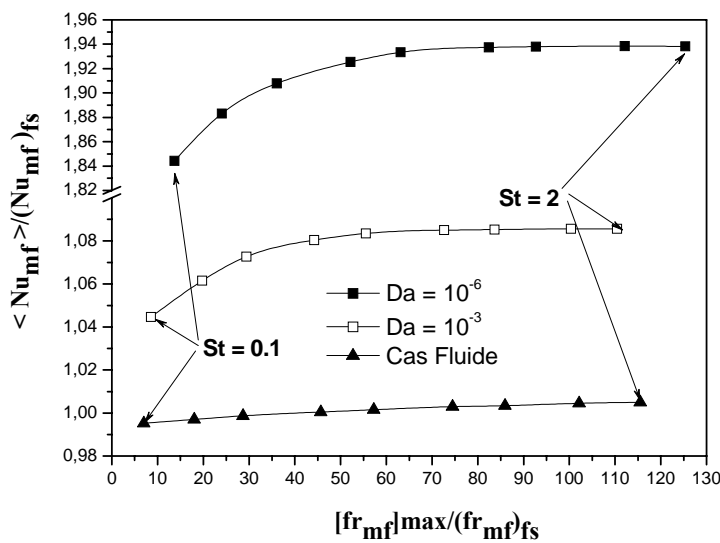
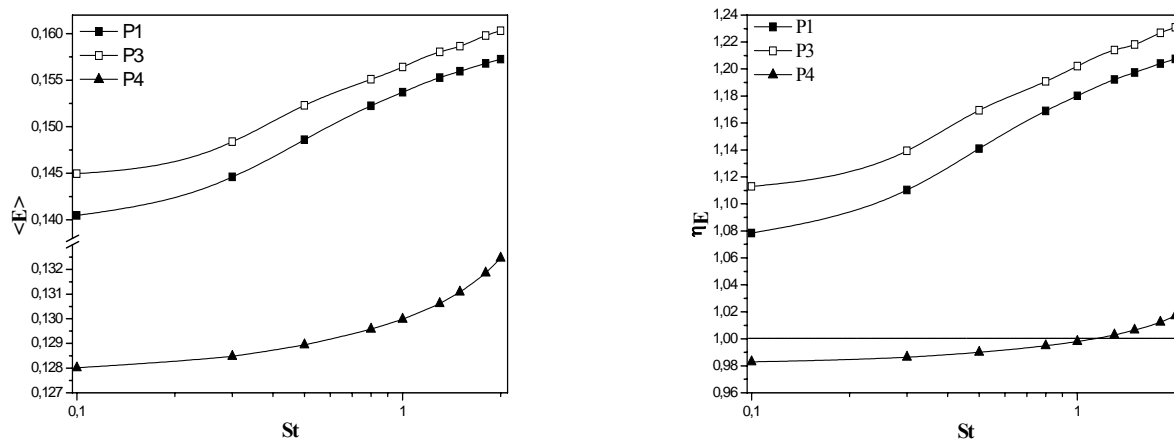


Figure V.53 :  $|f_{r_{mf}}|_{max} / (f_{r_{mf}})_{fs}$  en fonction de  $\langle Nu_{mf} \rangle / (Nu_{mf})_{fs}$  pour différentes valeurs des nombres de Strouhal et Darcy :  $A = 0.6$ .

La figure V.54 illustre la variation de l'efficacité de l'échangeur de chaleur en fonction du nombre de Strouhal pour les trois configurations P1, P3 et P4. Malgré que  $\langle E \rangle$  augmente avec  $St$  quelle que soit la situation considérée, il n'est pas intéressant de rajouter une composante oscillatoire uniquement à l'écoulement moyen de l'espace annulaire (cas P4) car on obtient les plus faibles valeurs de l'efficacité et le rapport  $\eta_E$  ne devient supérieur à l'unité qu'à partir de  $St$  de l'ordre de 1 avec une amélioration maximale de 1.7% à  $St = 2$ . Par contre, il est préférable de travailler en écoulement pulsé seulement dans la conduite interne (cas P2) puisqu'on aboutit dans ce cas aux plus grandes valeurs de  $\langle E \rangle$  et  $\eta_E$  ( $\eta_{E\max} \approx 1.23$  au lieu de 1.21 quand les deux fluides sont pulsés).



**Figure V.54 :** Evolution de  $E$  et  $\eta_E$  en fonction du nombre de Strouhal pour différentes configurations :  $A = 0.6$  et  $Da = 10^{-3}$ .

Les évolutions des nombres de Nusselt moyens dans la conduite interne et annulaire avec le nombre de Strouhal pour les différentes configurations sont représentées sur les figures V.55 et V.56 respectivement. Comme pour l'effet de l'amplitude de pulsation, les plus grandes valeurs de  $\langle Nu_{mc} \rangle$  sont obtenues quand l'écoulement du fluide chaud n'est pas pulsé (P4) mais avec une différence qui consiste en l'augmentation du taux de transfert de chaleur avec la fréquence et qui devient appréciable et meilleure que le cas non pulsé à partir de  $St \approx 0.5$  ( $\eta_{Numc\max} \approx 4.5\%$ ). Pour  $St < 0.5$  et avec  $A_c \neq 0$ , que l'écoulement du fluide froid soit pulsé (P1) ou non (P3), on retrouve des taux de transfert de chaleur très proches. Au-delà de cette valeur du nombre de Strouhal, la configuration où la composante oscillatoire est ajoutée uniquement à l'écoulement du fluide chaud (P3) devient meilleure que celle où les écoulements des deux fluides sont pulsés (P1). Dans ce cas, le régime non pulsé n'est dépassé pour la configuration P3 qu'à partir de  $St \approx 1.6$  ( $\eta_{Numc\max} \approx 1.8\%$ ).

Concernant l'évolution de  $\langle Nu_{mf} \rangle$ , il y a absence de valeurs asymptotiques pour les configurations P3 et P4 à grande fréquence de pulsation à l'opposé du cas P1 où le taux de transfert de chaleur se stabilise et tend vers une valeur constante. Comme pour l'effet de l'amplitude, les plus grandes valeurs de  $\langle Nu_{mf} \rangle$  et  $\eta_{Numf}$  sont obtenues pour le cas où les écoulements des deux fluides sont pulsés (P1) alors que les plus faibles taux sont retrouvés pour la configuration P3. Le régime pulsé ne devient plus efficace que le régime non pulsé qu'à partir d'une certaine valeur de la fréquence de pulsation qui est fonction de la configuration considérée (P1 :  $St \approx 0.13$  et  $\eta_{Numfmax} \approx 3.6\%$ , P4 :  $St \approx 0.14$  et  $\eta_{Numfmax} \approx 3.7\%$ , P3 :  $St \approx 0.5$  et  $\eta_{Numfmax} \approx 1.3\%$ ).

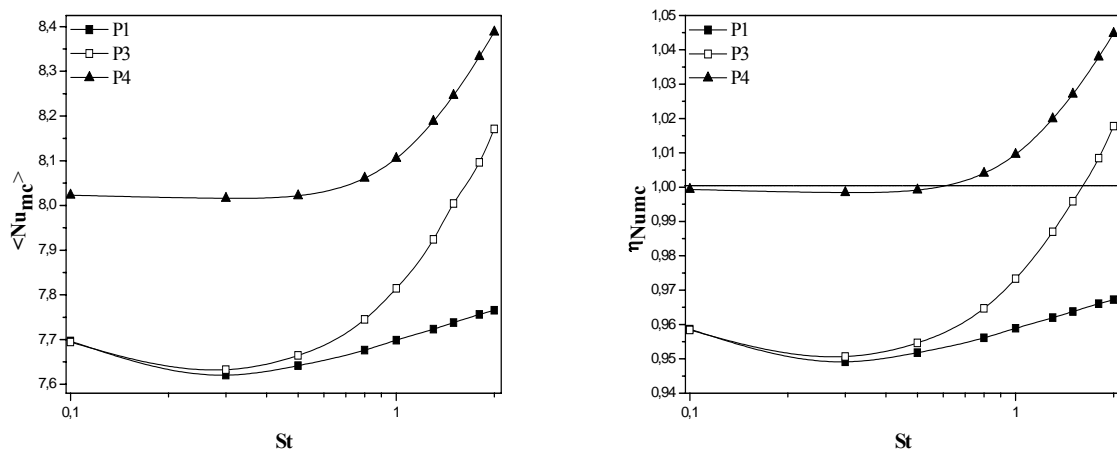


Figure V.55 : Evolution de  $Nu_{mc}$  et  $\eta_{Numc}$  en fonction du nombre de Strouhal pour différentes configurations :  $A = 0.6$  et  $Da=10^{-3}$ .

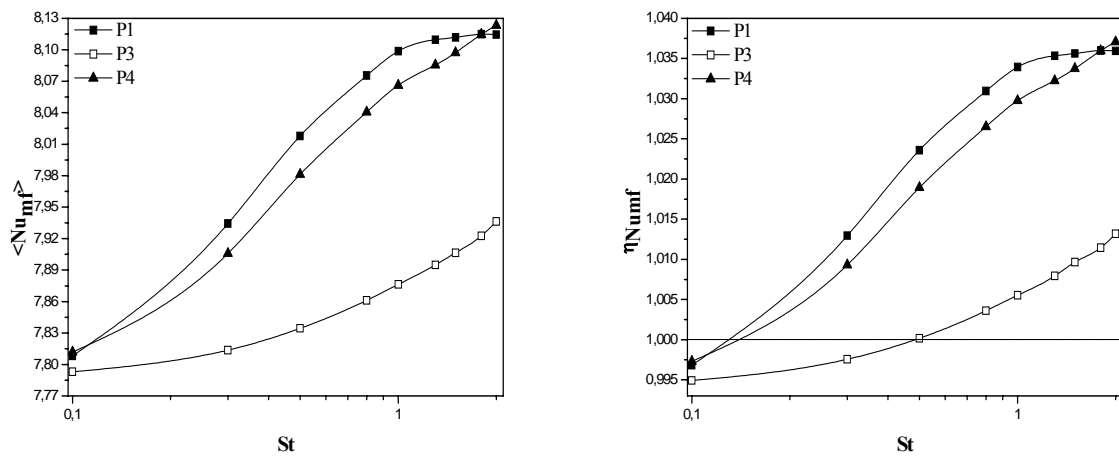


Figure V.56 : Evolution de  $Nu_{mf}$  et  $\eta_{Numf}$  en fonction du nombre de Strouhal pour différentes configurations :  $A = 0.6$  et  $Da=10^{-3}$ .

**Conclusion**

Ce chapitre a été consacré à la présentation et discussion des différents résultats obtenus dans un premier temps en régime stationnaire en utilisant la combinaison chicane poreuses-nanofluides, ensuite en régime pulsé par ajout d'une composante oscillatoire à l'écoulement moyen. Des conditions optimales de fonctionnement de l'échangeur de chaleur ont été retrouvées fonction des différents paramètres considérées dans cette étude comme l'amplitude et la fréquence de pulsation, ainsi que la fraction volumique et le type de nanoparticules sans oublier les propriétés des chicanes poreuses.

## CONCLUSION GENERALE

Le présent travail est une simulation numérique des performances d'un échangeur de chaleur bitubes muni de chicanes poreuses. Il s'agit d'étudier l'intérêt de l'utilisation simultanée d'un milieu poreux soit avec un nanofluide ou avec un écoulement pulsé. L'écoulement dans les régions poreuses a été décrit par le modèle de Darcy-Brinkman-Forscheimer, et le système d'équations obtenu avec les conditions aux limites associées a été résolu par la méthode des volumes finis. Les résultats obtenus, en régimes stationnaire et pulsé, ont été exploités en mettant en évidence l'influence de certains paramètres pertinents tels que l'amplitude et la fréquence de pulsation, ainsi que la fraction volumique et le type de nanoparticules pour différentes perméabilités du milieu poreux.

En régime stationnaire avec l'utilisation de nanofluides, il a été trouvé que le gain en transfert de chaleur est beaucoup plus lié à la fraction volumique des nanoparticules qu'à leur nature. Les plus grands taux d'amélioration sont obtenus avec les nanoparticules d'argent, alors que les plus faibles taux sont retrouvés en ajoutant des nanoparticules de dioxyde de titane. Malheureusement cette augmentation en transfert de chaleur est accompagnée d'un ralentissement de l'écoulement dans l'échangeur de chaleur et une augmentation des coefficients de frottement dont les valeurs les plus élevées sont obtenues pour le nanofluide eau-Ag. La comparaison entre les différentes configurations a permis de faire conclure qu'il est préférable d'utiliser un nanofluide dans l'espace annulaire où circule le fluide froid et où sont placées les chicanes poreuses pour obtenir les meilleures performances thermiques.

En régime pulsé, les résultats obtenus ont indiqué que la structure de l'écoulement est fortement affectée par l'utilisation de chicanes poreuses et l'ajout d'une composante oscillatoire à l'écoulement moyen. Durant un cycle de pulsation, les tourbillons créés dans l'espace annulaire à faibles nombres de Darcy tendent à diminuer de taille et disparaître durant la phase d'accélération et augmenter en dimension et occuper plus d'espace durant la phase de décélération. Cette structure d'écoulement a un effet important sur la performance de l'échangeur de chaleur notamment l'efficacité, les nombres de Nusselt moyens et les coefficients de frottement moyens cotés chaud et froid, ainsi que les rapports de ces différents paramètres normalisés par leurs valeurs en régime non pulsé. Globalement, la performance thermique de l'échangeur de chaleur croît avec l'augmentation de l'amplitude et de la fréquence de pulsation et la diminution de la perméabilité des chicanes poreuses. Les plus grandes valeurs de l'efficacité de l'échangeur de chaleur ont été obtenues pour la

configuration P3 correspondant au cas où la composante oscillatoire est ajoutée uniquement au fluide chaud, alors que les plus faibles sont retrouvées quand seul l'écoulement du fluide froid est pulsé.

Pour conclure, nous pouvons dire que l'utilisation simultanée d'un milieu poreux et d'écoulements pulsés ou de nanofluides pour l'amélioration des échanges thermiques a donné des résultats satisfaisants. Ces deux techniques semblent être prometteuses pour l'industrie des échangeurs de chaleur. En perspective il sera intéressant d'étudier la technique milieu poreux – écoulement pulsé – nanofluide.

---

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Technique de l'Ingénieur, Echangeur de chaleur, B2340 a 1994, pp. 12–15.
- [2] M. Kaviany. Principles of heat transfer in porous media. Springer-Verlag, 2<sup>nd</sup> Edition New York 1995.
- [3] S.U.S. Choi . Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles. Developments and Applications of Non-Newtonian Flows, D.A. Siginer and H.P. Wang (Eds.), 1995, FED-Vol. 231/MD-vol. 66, ASME, New York, pp. 99–105.
- [4] S. Chikh, A. Boumedien, K. Bouhadeh and G. Lauriat. Analytical solution of non-Darcian forced convection in an annular duct partially filled with a porous medium. *Int. J. Heat Mass Transfer* 1995, Vol. 38, pp. 1543–1551.
- [5] S. Chikh, A. Boumedien, K. Bouhadeh and G. Lauriat.. Non-Darcian forced convection in an annulus partially filled with a porous material. *Num. Heat Transfer Part A* 1995, Vol. 28, pp. 707–722.
- [6] S. Chikh, A. Boumedien, K. Bouhadeh and G. Lauriat. Amélioration du transfert thermique par un dépôt poreux sur la paroi d'un échangeur tubulaire. *Rev. Gén. Therm.* 1997, Vol. 36, pp. 41–50.
- [7] M.K. Alkam and M.A. Al-Nimr. Improving the performance of double-pipe heat exchangers by using porous substrates. *Int. J. Heat Mass Transfer* 1999, Vol. 42, pp. 3609–3618.
- [8] N. Allouache and S. Chikh. Second law analysis in partially double pipe heat exchanger. *Trans. ASME J. Appl. Mech.* 2006, Vol. 73, pp. 60–65.
- [9] H. Kahalerras and N. Targui. Numerical analysis of heat transfer enhancement in a double pipe heat exchanger with porous fins. *Int. J. Num. Methods Heat Fluid Flow* 2008, Vol. 18, pp. 593–617.
- [10] Targui N, Kahalerras H. Analysis of fluid flow and heat transfer in a double pipe heat exchanger with porous structures. *Energy Conv. Management* 2008, Vol. 49, pp. 3217–3229.
- [11] S.M.H. Hashemi, S.A. Fazeli and H. Shokouhmand. Fully developed non-Darcian forced convection slip-flow in a micro-annulus filled with a porous medium: analytical solution. *Energy Conv. Management* 2011, Vol. 52, pp. 1054–1060.

- [12] R. Hatami. Pulsating flow in a heat exchanger. *Wärme-und Stoffübertragung* 1980, Vol. 14, pp. 109–118.
- [13] K.N. Krishnan and V.M.K. Sastri. Pulsating flow in heat exchangers – an experimental study. *Wärme-und Stoffübertragung* 1982, Vol. 16, pp. 169–173.
- [14] M.R. Mackley, G.M. Tweddle and I.D. Wyatt. Experimental heat transfer measurements for pulsatile flow in baffled tube. *Chem. Eng. Sci.* 1990, Vol. 45, pp. 12379–1242.
- [15] W. Jorosinski. Various experimental methods to study heat transfer from the heated rib-roughed wall to a study or pulsating flow. *J. KONES Int. Comb. Engines* 2003, Vol. 10.
- [16] Y. Chen and J. Zhao. Applications of the strong transformation by pulse flow in the shell and tube heat exchanger. *HVAC Techn. Energy Efficiency* 2006, Vol. IV-6-3.
- [17] N. Saghatoleslami, M. Salooki and M. Armin. Prediction of thickness and fouling rate in pulsating flow heat exchangers using FLUENT simulator. *Korean J. Chem. Eng.* 2010, Vol. 27, pp. 96–103.
- [18] A.E. Zohir. The influence of pulsation on heat transfer in a heat exchanger for parallel and counter water flows. *NY Sci. J.* 2011, Vol. 4, pp. 61–71.
- [19] A.E. Zohir. Heat transfer characteristics in a heat exchanger for turbulent pulsating water flow with different amplitudes. *J. Am. Sci.* 2012, Vol. 8, pp. 241–250.
- [20] M. Sözen and K. Vafai. Analysis of oscillating compressible flow through a packed bed. *Int. J. Heat Fluid Flow* 1991, Vol. 12, pp. 130–136.
- [21] S.Y. Kim, B.H. Kang and J.M. Hyun. Pulsating flow and heat transfer in a channel filled with porous media. *ASME Heat Transfer Div.* 1993, Vol. 240, pp. 59–66.
- [22] S.Y. Kim, B.H. Kang and J.M. Hyun. Heat transfer from pulsating flow in a channel filled with porous media. *Int. J. Heat Mass Transfer* 1994, Vol. 37, pp. 2025–2033.
- [23] K.R. Hall, G.M. Smith and D.J. Turcke. Comparison of oscillatory and stationary flow through porous media. *Coastal Eng* 1995, Vol. 24, pp. 217–232.
- [24] Z. Guo, S.Y. Kim and H.J. Sung. Pulsating flow and heat transfer in a pipe partially filled with a porous medium. *Int. J. Heat Mass Transfer* 1997, Vol. 40, pp. 4209–4218.
- [25] Z. Guo, H.J. Sung and J.M. Hyun. Pulsating flow and heat transfer in an annulus partially filled with porous media. *Num. Heat Transfer Part A* 1997, Vol. 31, pp. 517–527.

- [26] J.W. Paek, B.H. Kang and J.M. Hyun. Transient cool-down of a porous medium in pulsating flow. *Int. J. Heat Mass Transfer* 1999, Vol. 42, pp. 3523–3527.
- [27] H.L. Fu, K.C. Leong, X.Y. Huang and C.Y. Liu. An experimental study of heat transfer of a porous channel subjected to oscillating flow. *ASME J. Heat Transfer* 2001, Vol. 123, pp. 163–170.
- [28] K.C. Leong and L.W. Jin. An experimental study of heat transfer in oscillating flow through a channel filled with an aluminum foam. *Int. J. Heat Mass Transfer* 2005, Vol. 48, pp. 243–253.
- [29] K.C. Leong and L.W. Jin. Effect of oscillatory frequency on heat transfer in metal foam heat sinks of various pore densities. *Int. J. Heat Mass Transfer* 2006, Vol. 49, pp. 671–681.
- [30] R. Bhargava, H.S. Takhar, R. Rawat, T.A. Bég and O.A. Bég. Finite elements solutions for non-Newtonian pulsatile flow in a non-Darcian porous medium conduit. *Nonlin. Anal.: Modell. Contr.* 2007, Vol. 12, pp. 317–327.
- [31] P.C. Huang and C.F. Yang. Analysis of pulsating convection from two heat sources mounted with porous blocks. *Int. J. Heat Mass Transfer* 2008, Vol. 51, pp. 6294–6311.
- [32] L.W. Jin and K.C. Leong. Pressure drop and friction factor of steady and oscillating flows in open-cell porous media. *Transp. Porous Med* 2008, Vol. 72, pp. 37–52.
- [33] H. Dhahri, K. Slimi and S.B. Nasrallah. Entropy generation for pulsating flow in a composite fluid/porous system. *J. Porous Med.* 2008, Vol. 11, pp. 557–574.
- [34] M.G. Pathak and S.M. Ghiaasiaan. Convective heat transfer and thermal dispersion during laminar pulsating flow in porous media. *Int. J. Therm. Sci.* 2011, Vol. 50, pp. 440–448.
- [35] M.T Pamuk and M. Özdemir. Heat transfer in porous media of steel balls under oscillating flow. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2012, Vol. 42, pp. 79–92.
- [36] M. Ghafarian, D. Mohebbi-Kalhari and J. Sadegi. Analysis of heat transfer in oscillating flow through a channel filled with metal foam using computational fluid dynamics. *Int. J. Therm. Sci.* 2013, Vol. 66, pp. 42–50.
- [37] Q. Dai and L. Yang. LBM numerical study on oscillating flow and heat transfer in porous media. *Appl. Therm. Eng.* 2013, Vol. 54, pp. 16–25.

- [38] Y. Xuan and Q. Li. Heat transfer enhancement of nanofluids. *Int. J. Heat Fluid Flow* 2000, Vol. 21, pp. 58–64.
- [39] T-H. Tsai and R. Chein. Performance analysis of nanofluid-cooled microchannel heat sinks. *Int. J. Heat Fluid Flow* 2007, Vol. 28, pp. 1013–1026.
- [40] B. Ghasemi and S.M. Aminossadati. Periodic natural convection in a nanofluid-filled enclosure with oscillating heat flux. *Int. J. Therm. Sciences* 2010, Vol. 49, pp. 1–9.
- [41] M. Shafahi, V. Bianco and K. Vafai. An investigation of the thermal performance of cylindrical heat pipes using nanofluids. *Int. J. Heat Mass Transfer* 2010, Vol. 53, pp. 376–383.
- [42] S.M. Aminossadati, A. Raisi and B. Ghasemi. Effects of magnetic field on nanofluid forced convection in a partially heated microchannel. *Int. J. Non-Linear Mech.* 2011, Vol. 46, pp. 1373–1382.
- [43] E. Sourtiji, S.F. Hosseinizadeh, M. Gorji-Bandpy and D.D. Ganji. Effect of water-based  $\text{Al}_2\text{O}_3$  nanofluids on heat transfer and pressure drop in periodic mixed convection inside a square ventilated cavity. *Int. Comm. Heat Mass Transfer* 2011, Vol. 38, pp. 1125–1134.
- [44] M. Hojjat, S. Gh. Etemad, R. Bagheri and J. Thibault. Convective heat transfer of non-Newtonian nanofluids through a uniformly heated circular tube. *Int. J. Thermal Sciences* 2011, Vol. 50, pp. 525–531.
- [45] M.K. Moraveji, S.M.H. Haddad and M. Darabi. Modeling of forced convective heat transfer of a non-Newtonian nanofluid in the horizontal tube under constant heat flux with computational fluid dynamics. *Int. Comm. Heat Mass Transfer* 2012, Vol. 39, pp. 995–999.
- [46] A.H. Mahmoudi, I. Pop, M. Shahi and F. Talebi. MHD natural convection and entropy generation in a trapezoidal enclosure using Cu-water nanofluid. *Computers Fluids* 2013, Vol. 72, pp. 46–62.
- [47] M. Ghazvini and H. Shokouhmand. Investigation of a nano-cooled microchannel heat sink using fin and porous media approaches. *Energy Conv. management* 2009, Vol. 50, pp. 2373–2380.
- [48] S. Ahmad and I. Pop. Mixed convection boundary layer flow from a vertical flat plate embedded in a porous medium filled with nanofluids. *Int. Comm. Heat Mass Transfer* 2010, Vol. 37, pp. 987–991.

- [49] D. S. Cimpean and I. Pop. Fully developed mixed convection flow of a nanofluid through an inclined channel filled with a porous medium. *Int. J. Heat Mass Transfer* 2012, Vol. 55, pp. 907–914.
- [50] E. Zarifi, G. Jahanfarnia and F. Veysi. Thermal-hydraulic modeling of nanofluids as the coolant in VVER-1000 reactor core by the porous media approach. *Ann. Nuclear Energy* 2013, Vol. 51, pp. 203–212.
- [51] M. Hajipour and A.M. Dehkordi. Analysis of nanofluid heat transfer in parallel-plate vertical channels partially filled with porous medium. *Int. J. Therm. Sciences* 2012, Vol. 55, pp. 103–113.
- [52] A. J. Chamkha and M. A. Ismael. Conjugate heat transfer in a porous cavity filled with nanofluids and heated by a triangular thick wall. *Int. J. Therm. Sciences* 2013, Vol. 67, pp. 135–151.
- [53] S.V. Patankar. *Numerical Heat transfer and Fluid Flow*. Mc Graw Hill, New York 1980.