



HAL
open science

Étude et modélisation des systèmes de stockage thermique de type régénératif solide/fluide

Thibaut Esence

► **To cite this version:**

Thibaut Esence. Étude et modélisation des systèmes de stockage thermique de type régénératif solide/fluide. Génie des procédés. Université Grenoble Alpes, 2017. Français. NNT : 2017GREAA024 . tel-01714439

HAL Id: tel-01714439

<https://theses.hal.science/tel-01714439>

Submitted on 21 Feb 2018

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Énergétique et Génie des Procédés**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Thibaut ESENCE

Thèse dirigée par **Benoit STUTZ**, Professeur à l'Université
Savoie Mont Blanc, et
codirigée par **Arnaud BRUCH**, Docteur au CEA/LITEN, et
Jean-François FOURMIGUÉ, Ingénieur de recherche au
CEA/LITEN

préparée au sein du **CEA/LITEN**
dans l'**École Doctorale SISEO**

Étude et modélisation des systèmes de stockage thermique de type régénératif solide/fluide

Thèse soutenue publiquement le **07 novembre 2017**,
devant le jury composé de :

M. Jean-Pierre BÉDÉCARRATS

Professeur, LATEP - Université de Pau et des Pays de l'Adour, Président

M. Jean-Jacques BÉZIAN

Ingénieur de recherche, RAPSODEE - Mines Albi-Carmaux, Rapporteur

M. Xavier PY

Professeur, PROMES - Université de Perpignan, Rapporteur

M. Quentin FALCOZ

Maître de conférences, PROMES - Université de Perpignan, Examineur

M. Philippe MARTY

Professeur, LEGI - Université Grenoble Alpes, Examineur

M. Benoit STUTZ

Professeur, LOCIE - Université Savoie Mont Blanc, Directeur de thèse

M. Arnaud BRUCH

Docteur, CEA/LITEN, Encadrant

M. Jean-François FOURMIGUÉ

Ingénieur de recherche, CEA/LITEN, Co-Encadrant



Remerciements

Ces trois années de labeur ont été un enrichissement scientifique et professionnel, mais surtout une expérience humaine très forte. Je tiens donc à remercier tous ceux qui ont rendu cette expérience non seulement possible, mais également très riche.

Je veux tout d'abord remercier les membres de mon jury de thèse qui ont pris soin d'évaluer le résultat de ces trois années d'effort. Merci à Jean-Pierre Bédécarrats de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de thèse. Merci à Xavier Py et Jean-Jacques Bézian qui, en tant que rapporteurs, ont pris la peine de critiquer minutieusement mon mémoire. Merci également à Quentin Falcoz pour avoir examiné soigneusement mon travail et avec qui j'ai eu la chance de collaborer. Enfin, merci à Philippe Marty qui a évalué mon travail à l'issue de la thèse et durant son déroulement.

Je tiens également à remercier ceux qui m'ont guidé durant la réalisation de ces travaux. Merci donc à Benoit Stutz, mon directeur de thèse, pour sa direction rigoureuse. Travailler avec toi fut agréable et enrichissant, et cette thèse n'aurait pas été de cette qualité sans ta contribution. Merci également à Jean-François Fourmigué, qui n'a jamais été avare de son temps pour m'aiguiller dans les choix importants et lors des moments difficiles. Ton aide et ton expérience furent précieuses. Enfin, un grand merci à Arnaud Bruch, qui a encadré cette thèse au quotidien. Je mesure la chance d'avoir travaillé avec toi. Je te considère comme un excellent chercheur et, aujourd'hui, surtout comme un ami.

Je veux par ailleurs remercier Raphael Couturier pour m'avoir chaleureusement accueilli dans son laboratoire et pour m'avoir conseillé durant ces trois ans. Merci également à Olivier Lemaire pour l'accueil dont j'ai bénéficié dans son service, et à Patrice Tochon, grâce à qui cette thèse a été rendue possible au sein de son département.

Merci à Jérôme Pouvreau pour les multiples discussions que nous avons eues et pour avoir pris le temps de répondre à mes questions. Merci également à Sylvie Rougé qui m'a permis de progresser grâce au regard critique et attentif qu'elle a porté sur mon travail.

Je tiens par ailleurs à remercier Thomas Fasquelle, avec qui j'ai pris grand plaisir à collaborer. Nous avons soutenu nos thèses presque en même temps, sur des sujets proches, dans deux institutions qui ont parfois du mal à se parler. Alors que d'aucuns auraient vu là une source de rivalité, grâce à toi nous avons pu mener une coopération fructueuse. J'espère que nous saurons renforcer les liens professionnels et personnels que nous avons commencé à tisser.

Merci à Rocío Bayón pour son naturel chaleureux et sa bonne humeur, et avec qui j'ai eu la chance de travailler. Merci à Esther Rojas, grâce à qui cette collaboration fut possible. *Muchas gracias.*

Merci à Kévin Attonaty, avec qui j'ai pris plaisir à échanger sur le stockage régénératif. Je te souhaite bon courage pour la fin de thèse et bon vent pour la suite. Et merci à Tristan Desrues, que je n'ai pas eu la chance de rencontrer, mais sur le travail de qui j'ai pu m'appuyer.

Merci à tous ceux avec qui j'ai travaillé et qui m'ont apporté leur concours à un moment ou l'autre : Gilles Matringe, Olivier Soriano, Marion Chandesris, Pierre Coste, Frédéric Ducros, Pierre Dumoulin, Monique Sabate, Julie Deguet-Morin...

Je veux également remercier les collègues avec qui j'ai partagé de bons moments en salle café ou autour d'un verre : Arnaud Landelle, Violette Turon, Franck Mastrippolito, Stéphane Ollivier, Laura Guimard, Aude-Claire Doiseau, Christel Fritsch, Zoé Minvielle, Pham Quynh Trang, Jérôme Bentivoglio, Amélie Maise, Stéphane Collasson, Philippe Bandelier, Fabrice Bentivoglio, Nicolas Tauveron, Rasmey Try, Isabelle Champon, Alban Chappaz, Michel Jouve, Grégoire Bellenot, Clément Beust...

Merci à Valéry Vuillerme et Estelle Le Baron, que j'ai eu la chance de rencontrer à l'autre bout du monde, et avec qui j'ai partagé d'excellents moments.

Merci à ceux qui ont fait germer en moi l'idée de faire une thèse, ou qui ont appuyé ce projet : Fabien Jouot, Sandrine Amblard, Éric Auzenet, Xavier Moch et Aïssa Ould-Driss.

Si j'ai gagné en compétence et en maturité durant ces trois années, j'ai surtout gagné des amis. À ce titre, je souhaite remercier Davy dont j'ai partagé bien plus que le bureau. Tu as été un excellent parrain et atterrir dans le légendaire bureau 410 fut le début d'une véritable amitié. Je tiens également à remercier Rémi, que je n'ai croisé que trop brièvement, et dont je me suis efforcé d'être le digne successeur dans ce bureau mythique.

Merci bien sûr à Matthieu et Audrey (et Leeloo !). Sans vous, ces trois années à Grenoble auraient été bien plus fades, au sens propre comme au figuré ! Nous avons partagé les hauts et les bas (je parle là de nos pérégrinations sur les cimes et en souterrain), des journées de glisse et de grimpe, des ripailles chaleureuses, des débats enflammés et j'en passe. Je ne doute pas que nous aurons l'occasion de partager bien plus encore.

Merci également à Adèle, l'autre membre du bureau des blonds. Ton naturel enjoué et nos pétages de plombs ont illuminé ma première année de thèse. Derrière la reine des potins à qui on ne peut rien cacher, se trouve une grande professionnelle et surtout une chti au grand cœur.

Je tiens à remercier tout particulièrement Sophie qui, avant de devenir une amie, fut également une excellente collègue. Même si tu refuses de l'admettre, ton travail a beaucoup contribué à la réussite de cette thèse. Après ton départ, j'ai pris soin de *STONE* du mieux que j'ai pu... Merci également à Yann, dont le travail m'a permis de m'évader vers d'autres contrées et grâce à qui je regarderai le mobilier urbain d'un autre œil. Je vous souhaite à tous les deux le meilleur pour la suite.

Merci à Nahia, ma collègue de bureau, pour sa gentillesse et ses « petites questions » qui ont égayé un quotidien laborieux en fin de thèse. Partir en conférence avec toi à l'autre bout du monde fut un plaisir... malgré quelques péripéties ! Je compte sur toi pour maintenir haut l'étendard du bureau 410.

Merci à Odin, notre maître Jedi, pour sa verve et sa fantaisie inénarrables. Il faut de la rigueur, de la curiosité, mais aussi un grain de folie pour faire avancer la science. Tu possèdes toutes ces qualités. Merci à Cristina pour sa profonde gentillesse et à Anthony pour m'avoir mis la tête dans les étoiles. Merci à Quentin, qui a débuté sa thèse bien trop tard à mon goût. Nous n'aurons pas été collègues longtemps, mais cela ne nous empêchera pas de partager de bons moments. Merci à Clément, que j'ai eu la chance de rencontrer non pas au D4, mais en Finlande ! Avant que nous nous retrouvions à Grenoble. On ne le dira jamais assez : le monde est petit. Et c'est très bien ainsi.

Enfin, que seraient ces remerciements si je n'évoquais les irréductibles du D4, avec qui j'ai tissé des liens plus personnels que professionnels. Merci donc à Mathieu pour sa grande sollicitude. C'est avec les meilleurs amis que l'on partage les meilleurs repas. En cela tu n'as jamais failli. Merci à Pierre pour sa profonde générosité. J'ai passé d'agréables moments en ta compagnie et j'ai toujours pris beaucoup de plaisir à échanger avec toi. Merci à Greg, notre roi de la fête et des plans loufoques. Tu sais semer la gaieté et la bonne humeur sur ton passage. Enfin, merci à Seb. Ta jovialité et ta créativité n'ont d'égal que ton amour des frometons.

Je tiens également à remercier ici les gens qui ont jalonné ma vie grenobloise. Merci donc à Audrey et Maryse avec qui j'ai passé d'excellents moments à crapahuter en montagne ou à festoyer. Merci à Jérôme Sakalian et Sevan Awakian, grâce à qui j'ai évolué durant ces trois années sans jamais oublier mes racines. Merci enfin à Nicolas, Stéphanie, Carole et Fanny qui m'ont permis de faire le vide quand c'était dur et de progresser sur les tatamis.

Bien sûr, un grand merci à tous mes amis, notamment à mes potes de toujours : Etienne, Stéphane et Julien. Enfin, un immense merci à ma famille : mes parents, mon frère, mes cousins et cousines, et mes oncles et tantes. Vous m'avez toujours soutenu, même de loin, parfois sans le savoir, et rien n'aurait été possible sans cela.



Extrait de *Gaston, La saga des gaffes*, © 1982 by Franquin and Editions Dupuis.

L'histoire ne dit pas si Gaston Lagaffe s'engagea dans une thèse sur le stockage d'énergie pour résoudre son problème...

Table des matières

REMERCIEMENTS	I
TABLE DES MATIERES	III
NOMENCLATURE	IX
INTRODUCTION ET CONTEXTE	1
CHAPITRE I - ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE	5
I.1. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET COMPORTEMENT GENERAL	5
<i>I.1.1. Résultats expérimentaux</i>	5
<i>I.1.2. Comportement et pilotage des systèmes de stockage thermique régénératif</i>	10
I.1.2.1. Principe de fonctionnement	10
I.1.2.2. Circulation du fluide.....	12
I.1.2.3. Stabilité de décharge	12
I.1.2.4. Rendement	14
I.1.2.5. Fonctionnement en cyclage.....	14
<i>I.1.3. Dimensionnement du réservoir</i>	16
<i>I.1.4. Fluide caloporteur</i>	18
<i>I.1.5. Solide de remplissage</i>	19
I.2. MODELISATION DES SYSTEMES DE STOCKAGE THERMIQUE REGENERATIF	20
<i>I.2.1. Modèles négligeant le gradient thermique dans les solides</i>	20
I.2.1.1. Modèle de Schumann et modèles monodimensionnels à deux équations	21
I.2.1.2. Modèles monodimensionnels à une équation : réduction du modèle de Schumann	25
I.2.1.3. Modèle de perturbation	27
I.2.1.4. Modèles monodimensionnels à trois équations	28
I.2.1.5. Modèles bidimensionnels.....	28
<i>I.2.2. Modèles tenant compte du gradient thermique dans les solides</i>	30
I.2.2.1. Modèles monodimensionnels de conduction intra-solide	30
I.2.2.2. Modèles bidimensionnels de conduction intra-solide	31
<i>I.2.3. Comparaison des modèles</i>	34
I.2.3.1. Temps de calcul	34
I.2.3.2. Études paramétriques.....	35
I.3. PROPRIETES PHYSIQUES DES MILIEUX POREUX.....	36
<i>I.3.1. Coefficient de transfert thermique entre le fluide et les solides</i>	37
I.3.1.1. Méthodes de détermination	37
I.3.1.2. Comparaison des corrélations sélectionnées.....	38
I.3.1.3. Coefficient d'échange thermique effectif	39
<i>I.3.2. Coefficient de transfert thermique entre le fluide et la paroi</i>	41
I.3.2.1. Comparaison des corrélations sélectionnées.....	41
I.3.2.2. Coefficient d'échange thermique effectif	42
<i>I.3.3. Conductivité thermique effective</i>	44
I.3.3.1. Phénomènes participant à la diffusion de la chaleur	44
I.3.3.2. Conductivité thermique effective en condition de fluide stagnant.....	44
I.3.3.3. Contribution du mélange et des turbulences du fluide.....	47
I.3.3.4. Intégration de la conductivité thermique effective dans les modèles	48
<i>I.3.4. Pertes de charge</i>	52
I.3.4.1. La loi d'Ergun	52
I.3.4.2. Modifications et ajustements de la loi d'Ergun.....	52
I.3.4.3. Aspects spécifiques aux lits de roches	54
I.3.4.4. Comparaison des corrélations sélectionnées.....	55
I.4. BILAN	58
CHAPITRE II - DEVELOPPEMENT ET REDUCTION DU MODELE	61
II.1. ÉQUATIONS ET HYPOTHESES GENERALES.....	61
<i>II.1.1. Équation de continuité</i>	61
<i>II.1.2. Équation de conservation de l'énergie</i>	62
II.2. PROLEGOMENES	63
<i>II.2.1. Modélisation des solides</i>	63

II.2.1.1. Milieu poreux continu.....	64
II.2.1.2. Modèle analytique de conduction intra-solide	64
II.2.1.3. Modèle numérique de conduction intra-solide	68
II.2.1.4. Comparaison des approches.....	68
II.2.2. Échange convectif entre le fluide et les solides	72
II.2.2.1. Granulométries simples.....	72
II.2.2.2. Granulométries doubles	74
II.2.3. Échange convectif entre le fluide et la paroi.....	75
II.2.4. Coefficients de diffusion.....	76
II.3. DEVELOPPEMENT DU MODELE	77
II.3.1. Principe	77
II.3.2. Équations principales.....	77
II.3.3. Convention d'écriture.....	79
II.3.4. Schéma de discrétisation	79
II.3.4.1. Schéma de discrétisation temporelle.....	79
II.3.4.2. Schéma de discrétisation spatiale des termes diffusifs.....	80
II.3.4.3. Schéma de discrétisation spatiale des termes d'advection.....	80
II.3.5. Conditions aux limites.....	80
II.3.5.1. Équation de continuité	80
II.3.5.2. Équation d'énergie du fluide.....	81
II.3.5.3. Équation d'énergie des solides et de la paroi	81
II.3.6. Développement des équations.....	82
II.3.6.1. Équation de continuité	82
II.3.6.2. Équation d'énergie du fluide.....	82
II.3.6.3. Équation d'énergie des solides	83
II.3.6.4. Équation d'énergie de la paroi	83
II.3.7. Méthodes de résolution	84
II.3.7.1. Systèmes liquide/solide	84
II.3.7.2. Systèmes gaz/solide.....	85
II.4. REDUCTIONS DU MODELE	87
II.4.1. Modèle à deux équations d'énergie : réduction de l'équation de paroi.....	87
II.4.1.1. Hypothèses de départ et considérations préliminaires.....	87
II.4.1.2. Reformulation de la dérivée spatiale de la température de paroi	88
II.4.1.3. Reformulation de la température de paroi	89
II.4.1.4. Fusion des équations de fluide et de paroi	90
II.4.1.5. Résultat final	91
II.4.2. Modèle à deux équations d'énergie : réduction de l'équation des solides.....	92
II.4.3. Réduction à une équation	93
II.5. BILAN	94
CHAPITRE III - ÉTUDE NUMERIQUE.....	95
III.1. HALLET ET GERVAIS, 1977	95
III.1.1. Test 32	95
III.1.2. Test 35	98
III.1.3. Test 36	100
III.2. SYSTEME DE STOCKAGE DE LA CENTRALE SOLAR ONE	102
III.2.1. Mode 5.....	102
III.2.2. Mode 6.....	104
III.3. PACHECO, SHOWALTER ET KOLB, 2002	105
III.4. JONES ET HILL, 1979.....	107
III.5. CASCETTA ET AL., 2016.....	109
III.6. RECAPITULATIF DES MODELISATIONS	112
III.6.1. Valeurs caractéristiques des essais modélisés	112
III.6.2. Validité de la réduction du modèle	112
III.6.3. Contribution de l'échange thermique à la dé-stratification.....	115
III.6.4. Temps de calcul.....	117
III.7. BILAN	118
CHAPITRE IV - VALIDATION DU MODELE ET ETUDES EXPERIMENTALES	119
IV.1. ÉTUDE DE DEUX SYSTEMES GAZ/SOLIDE : LA BOUCLE CLAIRE	119
IV.1.1. Régénérateur à plaques.....	121

IV.1.1.1. Présentation du régénérateur à plaque.....	121
IV.1.1.2. Méthode de modélisation du régénérateur à plaques	124
IV.1.1.3. Résultats numériques et expérimentaux du régénérateur à plaques	128
IV.1.1.4. Bilan des modélisations du régénérateur à plaques	132
IV.1.2. Régénérateur à graviers	132
IV.1.2.1. Présentation du régénérateur à graviers	132
IV.1.2.2. Méthode de modélisation du régénérateur à graviers	135
IV.1.2.1. Résultats numériques et expérimentaux du régénérateur à graviers.....	138
IV.1.2.2. Bilan des modélisations du régénérateur à graviers	141
IV.2. ÉTUDE EXPERIMENTALE D'UN SYSTEME HUILE/ROCHE : LA BOUCLE STONE	142
IV.2.1. Présentation de la boucle STONE.....	142
IV.2.2. Hétérogénéités thermiques et répétabilité.....	145
IV.2.3. Détermination de la température d'entrée du lit	150
IV.2.4. Détermination du coefficient de pertes thermiques du réservoir	151
IV.2.5. Influence de la température	152
IV.2.5.1. Étude expérimentale	152
IV.2.5.2. Validation du modèle	153
IV.2.5.3. Étude numérique.....	154
IV.2.6. Influence de la vitesse du fluide caloporteur	156
IV.2.6.1. Étude expérimentale	156
IV.2.6.2. Validation du modèle	159
IV.2.6.3. Étude numérique.....	162
IV.2.7. Influence du taux d'extraction de la thermocline	165
IV.2.7.1. Étude expérimentale	165
IV.2.7.2. Étude numérique.....	168
IV.2.8. Caractéristiques du cyclage	171
IV.2.8.1. Stabilisation	174
IV.2.8.2. Perturbations.....	174
IV.2.8.3. État initial	178
IV.2.9. Vers un modèle analytique	181
IV.2.9.1. Diffusion de la thermocline	181
IV.2.9.2. Durée des cycles et énergies	183
IV.2.9.3. Perspectives.....	185
IV.3. BILAN.....	186
CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	189
LISTE DES FIGURES	195
LISTE DES TABLEAUX.....	203
ANNEXES	205
ANNEXE A – FORMES CONSERVATIVE ET NON CONSERVATIVE	205
ANNEXE B – RELATION ENTRE LES DIAMETRES DES SPHERES EQUIVALENTES.....	206
ANNEXE C – REDUCTION DE L'ÉQUATION DES SOLIDES	207
ANNEXE D – REDUCTION DU MODELE DE TROIS A UNE EQUATION.....	209
ANNEXE E – PARAMETRES DE MODELISATION DES SYSTEMES DE LA LITTERATURE	211
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	217

Nomenclature

Variables (lettres latines)

A	constante du terme visqueux de la loi d'Ergun
A_c	surface externe de solide (m^2)
a_c	surface externe de solide par unité de volume du lit fixe ($m^2 \cdot m^{-3}$), cf. équation (5)
A_l	surface externe du lit fixe (m^2)
a_l	surface externe du lit fixe (ou de la paroi interne du réservoir) par unité de volume du lit fixe ($m^2 \cdot m^{-3}$), $a_l = A_l/V_l = A_{p,int}/V_l$
$A_{p,ext}$	surface de paroi externe du réservoir (m^2)
$a_{p,ext}$	surface de paroi externe du réservoir par unité de volume de paroi du réservoir ($m^2 \cdot m^{-3}$), $a_{p,ext} = A_{p,ext}/V_p$
$A_{p,int}$	surface de paroi interne du réservoir (m^2)
$a_{p,int}$	surface de paroi interne du réservoir par unité de volume de paroi du réservoir ($m^2 \cdot m^{-3}$), $a_{p,int} = A_{p,int}/V_p$
B	constante du terme inertiel de la loi d'Ergun ou facteur de déformation des solides dans la corrélation de conductivité effective de Zehner et Schlünder, 1970 (et dans les corrélations apparentées)
Bi	nombre adimensionnel de Biot, cf. équation (2)
Bi'	nombre adimensionnel de Biot tel que défini par Votyakov et Bonanos, 2014, $Bi' = h \cdot a_c \cdot L^2/\lambda_{eff}$
Co	nombre adimensionnel de Courant, cf. équation (111)
c_p	capacité calorifique massique ($J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$)
$\bar{c}_p(T)$	capacité calorifique massique moyenne entre la température de référence et la température T ($J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$), cf. équation (110)
D	diamètre (m)
E	effusivité thermique ($J \cdot K^{-1} \cdot m^{-2} \cdot s^{-1/2}$), $E = \sqrt{\rho \cdot c_p \cdot \lambda}$
e	épaisseur (m)
e	écart relatif
f	terme de tortuosité défini dans Cheng et Hsu, 1998
f_k	coefficient de perte de charge, $f_k = \Delta P \cdot D_c \cdot \varepsilon^3 / [L \cdot \rho_f \cdot u_{sup}^2 \cdot (1 - \varepsilon)]$
Fo	nombre adimensionnel de Fourier, $Fo = \alpha_c \cdot \Delta t / (V_c/A_c)^2$
g	accélération de la pesanteur, $g = 9,81 \text{ m} \cdot s^{-2}$
H	enthalpie massique ($J \cdot kg^{-1}$) ou dimension latérale des canaux du régénérateur structuré (m)

h	coefficient de transfert de chaleur ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$)
Hg	nombre adimensionnel de Hagen, $Hg = \rho_f \cdot \Delta P \cdot D_c^3 / (L \cdot \mu_f^2)$
h_v	coefficient volumique de transfert de chaleur ($\text{W}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{K}^{-1}$)
I	énergie interne par unité de masse ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$)
L	dimension du lit fixe dans la direction de l'écoulement (m)
l	dimension latérale des lits fixes parallélépipédiques (m)
m	masse (kg)
\dot{m}	débit massique ($\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$)
N	nombre de volumes élémentaires du domaine discrétisé
Nu	nombre adimensionnel de Nusselt, $Nu = h \cdot D_c / \lambda_f$
P	pression (Pa)
Pe	nombre adimensionnel de Péclet tel que défini par Votyakov et Bonanos, 2014, $Pe = u \cdot L / \alpha_{\text{eff}}$
Pr	nombre adimensionnel de Prandtl, $Pr = \mu_f \cdot c_{p_f} / \lambda_f$
Q	énergie (J)
Q^*	énergie adimensionnelle, $Q^* = Q / [(\rho \cdot c_p)_{\text{eff}} \cdot V_l \cdot (T_{\text{max}} - T_{\text{min}})]$
\dot{Q}	puissance thermique (W)
q	flux thermique surfacique ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$)
R	rayon (m)
r	coordonnée radiale (m)
Re	nombre adimensionnel de Reynolds, $Re = \rho_f \cdot \varepsilon \cdot u \cdot D_c / \mu_f$
Ri	nombre adimensionnel de Richardson, $Ri = g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot \Delta z / u^2$
T	température ($^{\circ}\text{C}$, K)
T^*	température adimensionnelle, $T^* = (T - T_{\text{min}}) / (T_{\text{max}} - T_{\text{min}})$
t	temps (s)
t^*	temps adimensionnel relatif, $t^* = t / t_{\text{tot}}$
$t_{\text{séj}}$	temps de séjour du fluide, $t_{\text{séj}} = L / u$
$U_{f/\infty}$	coefficient global de perte de chaleur entre le fluide et l'extérieur ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$)
$U_{p/\infty}$	coefficient global de perte de chaleur entre la paroi et l'extérieur ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$)
u	vitesse interstitielle du fluide ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), $u = \dot{m} / (\rho_f \cdot \varepsilon \cdot \pi \cdot R_l^2)$
u_{sup}	vitesse superficielle du fluide ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), $u_{\text{sup}} = \varepsilon \cdot u$
V	volume (m^3)

w	vitesse de front thermique ($m \cdot s^{-1}$), cf. équation (11) ou équation (122)
x_c	fraction volumique de solides dans le lit fixe (seulement les gros solides en cas de granulométrie double), $x_c = V_c/V_1$
x_p	fraction volumique de paroi par rapport au lit fixe, $x_p = V_p/V_1$
x_s	fraction volumique de sable dans le lit fixe, $x_s = V_s/V_1$
y	longueur adimensionnelle du modèle de Schumann, $y = h_v \cdot z / (\varepsilon \cdot \rho_f \cdot c_{pf} \cdot u)$
y'	temps adimensionnel du modèle de Schumann, $y' = h_v \cdot (t - z/u) / [(1 - \varepsilon) \cdot \rho_c \cdot c_{pc}]$
z	coordonnée longitudinale (dans la direction de l'écoulement) (m)
z^*	coordonnée longitudinale adimensionnelle, $z^* = z/L$

Variables (lettres grecques)

α	diffusivité thermique ($m^2 \cdot s^{-1}$), $\alpha = \lambda / (\rho \cdot c_p)$
β	coefficient d'expansion thermique ($^{\circ}C^{-1}$)
γ	rapport entre la capacité calorifique volumique ($\rho \cdot c_p$) du fluide ou du solide et la capacité calorifique volumique du lit fixe (c'est-à-dire du fluide et du solide)
δ	rayon du front thermique au sein d'un solide (m)
$\delta\theta$	différence adimensionnelle de température entre le fluide et le solide
ε	porosité, c'est-à-dire, dans le cas général, fraction volumique de fluide dans le lit fixe, $\varepsilon = V_f/V_1$
ϵ	émissivité
ζ	distance au point d'inflexion de la thermocline ou demi-épaisseur de la thermocline (m)
Λ	coefficient adimensionnel de diffusion tel que défini par Votyakov et Bonanos, 2014, $\Lambda = 1 + (\gamma_c \cdot \gamma_f \cdot Pe)^2 / Bi'$
λ	conductivité thermique ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)
μ	viscosité dynamique ($Pa \cdot s$)
ν	viscosité cinématique ($m^2 \cdot s^{-1}$)
ν_0	viscosité cinématique à l'interface avec les solides ($m^2 \cdot s^{-1}$)
ν_{∞}	viscosité cinématique en écoulement libre ($m^2 \cdot s^{-1}$)
Ξ	exergie (J)
ρ	masse volumique ($kg \cdot m^{-3}$)
σ	constante de Stephan-Boltzmann, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$
τ	temps adimensionnel tel que défini par Votyakov et Bonanos, 2014, $\tau = t / (L^2 / \alpha_{eff})$
Φ	terme source de l'équation de conservation de l'énergie ($W \cdot m^{-3}$)

φ	flux thermique volumique ($\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$)
Ψ	sphéricité (surface de la sphère de même volume divisée par la surface réelle), $\Psi = D_{\text{eq},a}/D_{\text{eq},V} = (D_{\text{eq},V}/D_{\text{eq},S})^2$

Indices

0	relatif au centre des solides
∞	relatif à l'ambiance extérieure ou en condition libre
adv	relatif à l'advection
c	relatif au solide (seulement les gros solides en cas de granulométrie double)
ch	relatif à la charge
cond	relatif à la conduction (et à ce qui est modélisé comme telle)
conv	relatif à la convection
déch	relatif à la décharge
e	électrique
eff	valeur effective
enth	relatif à la température moyenne enthalpique (cf. équation (157))
eq	relatif à/calculé avec le diamètre équivalent
eq,A	relatif à/calculé avec le diamètre de la sphère de même surface, cf. équation (42)
eq,a	relatif à/calculé avec le diamètre de la sphère de surface spécifique équivalente, cf. équation (39)
eq,V	relatif à/calculé avec le diamètre de la sphère de volume équivalent, cf. équation (40)
ext	relatif à la surface externe des parois
f	relatif au fluide
global	valeur globale
h	hydraulique
i	numéro du volume élémentaire
ini	relatif à la condition initiale
int	relatif à la surface interne des parois
k	numéro de l'itération
l	relatif au lit fixe (le lit fixe comprend les solides et le fluide)
max	valeur maximale
min	valeur minimale
mix	relatif au mélange et aux turbulences

N	relatif au dernier volume élémentaire
p	relatif aux parois
pertes	relatif aux pertes thermiques
r	relatif à la direction radiale (orthogonale à l'écoulement du fluide)
R _c	relatif au rayon externe des solides
ref	relatif aux conditions de référence
s	relatif au sable
th	thermique
tot	valeur totale
z	relatif à la direction longitudinale (direction de l'écoulement du fluide)

Exposants

0	avec la contribution de la conduction dans chaque phase (conductivité thermique effective en condition de fluide stagnant)
C	avec la contribution de la conduction à travers les surfaces de contact entre solides
h _c	avec la contribution de la non-idéalité de l'échange thermique entre le fluide et les solides
h _p	avec la contribution de la non-idéalité de l'échange thermique entre le fluide et la paroi
n	numéro de pas de temps
R	avec la contribution du transfert thermique par rayonnement

Opérateurs

D/Dt	dérivée particulière, $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_x \cdot \frac{\partial}{\partial x} + u_y \cdot \frac{\partial}{\partial y} + u_z \cdot \frac{\partial}{\partial z}$
div	divergence, $\text{div}(\mathbf{f}) = \frac{\partial f_x}{\partial x} + \frac{\partial f_y}{\partial y} + \frac{\partial f_z}{\partial z}$
grad	gradient, $\mathbf{grad} = \frac{\partial}{\partial x} \cdot \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \cdot \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z} \cdot \mathbf{k}$

Introduction et contexte

Dans le cadre des objectifs de réduction des émissions anthropiques de gaz à effet de serre, une bifurcation du modèle de production et de consommation d'énergie s'avère nécessaire. Outre les enjeux climatiques et environnementaux (GIEC, 2013), cette transition est également susceptible de répondre à des problématiques d'ordre économique et politique comme le coût de l'énergie, les insécurités d'approvisionnement, les conflits pour l'accès aux ressources, etc. (GIEC, 2014a). Elle devra vraisemblablement se caractériser par une réduction de la consommation d'énergie finale, par l'optimisation de la gestion et de la distribution de l'énergie, et par le développement des systèmes de production d'énergie renouvelable (GIEC, 2014b).

Dans ce contexte, les systèmes permettant de stocker puis de restituer de l'énergie ont vocation à se développer. Les systèmes de stockage ont pour rôle principal de déphaser la production et la consommation d'énergie. Cette caractéristique permet notamment de gérer l'intermittence, qu'elle soit liée à la production ou à la consommation. Les procédés industriels discontinus, les pics de demande sur le réseau électrique et la production fluctuante des systèmes solaires ou éoliens en sont autant d'exemples. Ainsi, dans les procédés discontinus, les systèmes de stockage permettent de stocker l'énergie temporairement excédentaire en vue d'une valorisation ultérieure. En jouant le rôle de tampon, ils sont par ailleurs capables de lisser la production et la consommation, ce qui permet de valoriser au mieux l'énergie produite et d'optimiser le dimensionnement des équipements puisque ceux-ci fonctionnent plus régulièrement dans leurs conditions nominales. En permettant d'optimiser les performances et la flexibilité de l'ensemble de l'infrastructure énergétique, les systèmes de stockage constituent ainsi un levier important de la transition énergétique.

L'énergie peut être stockée sous différentes formes. Les principales sont de type chimique (combustibles), gravitaire (barrages hydrauliques), thermique, électrochimique (batteries), mécanique (air comprimé), cinétique (volants d'inerties) et magnétique. Le stockage thermique est particulièrement avantageux lorsque l'énergie est produite ou consommée sous forme de chaleur car la conversion n'est alors pas nécessaire. C'est également un type de stockage relativement efficace et compétitif lorsque les quantités d'énergie en jeu dépassent plusieurs centaines de MWh (Philibert, 2011). Pour ces différentes raisons, le stockage thermique est une solution technique particulièrement adaptée pour les besoins domestiques, les unités de production électrique à partir de chaleur comme les centrales solaires thermodynamiques, et l'industrie lourde utilisatrice de chaleur (sidérurgie, verrerie, papeterie, etc.). Intégré à un cycle thermodynamique adapté, c'est également une solution prometteuse pour des applications telles le stockage d'énergie électrique par pompage thermique (Desrues et al., 2010) ou par compression d'air adiabatique.

Il est possible de stocker la chaleur sous trois formes : sensible, latente et thermochimique (Gil et al., 2009). Le stockage de chaleur sensible consiste à échauffer puis refroidir un matériau et se traduit par un changement de température sans qu'il n'y ait ni changement d'état ni modification chimique. La densité de stockage (c'est-à-dire la quantité d'énergie stockée par

unité de volume) dépend directement de l'écart de température. Technologiquement, ce type de stockage thermique est le plus simple à mettre en œuvre et est relativement bien maîtrisé.

Le stockage de chaleur latente consiste quant à lui à modifier l'état physique du matériau de stockage. La transition la plus communément envisagée et la plus étudiée est la transition liquide/solide, principalement car la variation de volume lors du changement de phase est faible. Ce type de stockage thermique offre une densité de stockage relativement élevée et permet une restitution de l'énergie à température constante. En revanche, il nécessite le plus souvent des échangeurs adaptés, car la résistance de conduction dans le matériau à l'état solide pénalise l'échange de chaleur.

Enfin, le stockage thermochimique met à profit des réactions chimiques exothermiques et endothermiques réversibles. Cette solution permet d'atteindre des densités de stockage potentiellement très élevées, de restituer la chaleur à température contrôlée (en adaptant les conditions opératoires de la réaction chimique) et de stocker de l'énergie sur le très long terme. Elle nécessite toutefois un échangeur réacteur capable de gérer les réactifs et les produits, et de maintenir les conditions propices à la réaction chimique.

Malgré leurs atouts évidents, le stockage de chaleur latente et le stockage thermochimique ne sont pas encore technologiquement matures pour des applications de grande échelle (plusieurs centaines de MWh). Le stockage massif de chaleur sensible est en revanche déjà largement répandu.

Pour les applications à haute température comme dans les centrales solaires thermodynamiques, le stockage de chaleur sensible à deux réservoirs de sels fondus est communément utilisé. Cette technologie consiste à stocker et à récupérer la chaleur par échauffement et refroidissement d'un fluide constitué de sels fondus. Les sels fondus chauds et froids sont stockés dans deux réservoirs distincts qui peuvent faire plusieurs milliers de mètres cubes chacun (par exemple, dans la centrale solaire thermodynamique Andasol en Espagne : deux réservoirs de 14 250 m³ chacun pour 1 010 MWh de stockage, soit 7,5 heures de fonctionnement). Lors de la charge, les sels fondus du réservoir froid sont chauffés et envoyés dans le réservoir chaud, et réciproquement en décharge (Fig. 1). Les sels fondus sont choisis comme matériau de stockage car ils restent liquides à haute température et possèdent une capacité calorifique volumique relativement élevée. Ils sont cependant corrosifs, ce qui nécessite d'adapter les équipements. De plus, ils cristallisent à relativement haute température (238 °C pour les sels fondus utilisés dans la centrale solaire Andasol), ce qui nécessite de maintenir l'ensemble du système à haute température ou de vidanger les équipements lors des périodes d'arrêt. Enfin, les ressources naturelles de nitrate de sel aujourd'hui utilisées pour produire les sels fondus sont limitées et ne permettraient pas de répondre à une forte croissance de la demande en systèmes de stockage (García-Olivares et al., 2012).

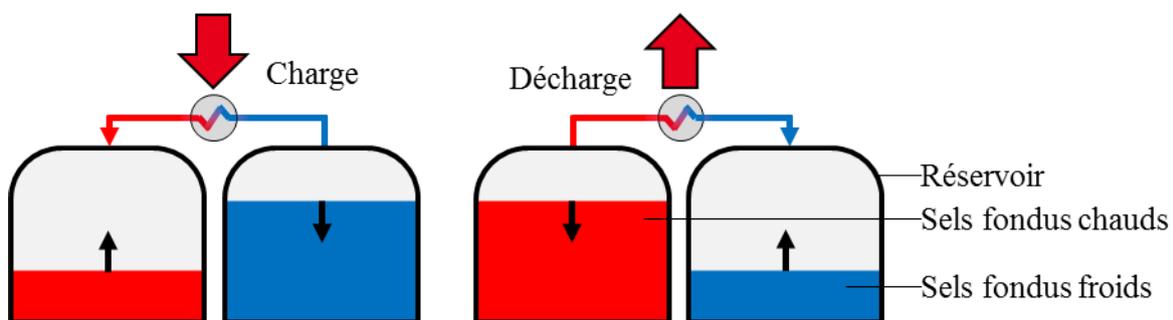


Fig. 1. Principe de fonctionnement des systèmes de stockage thermique à deux réservoirs de sels fondus.

Afin de pallier ces problématiques, le stockage de chaleur sensible de type régénératif est une alternative prometteuse à court et moyen termes. Ce principe de stockage thermique a

notamment été introduit au milieu du XIX^{ème} siècle avec le régénérateur breveté par Edward Alfred Cowper (Cowper, 1857). Le stockage régénératif consiste à stocker la chaleur sensible non pas dans un fluide, mais dans un matériau solide constituant un lit fixe contenu dans un réservoir unique. La chaleur est chargée et déchargée par l'intermédiaire d'un fluide caloporteur circulant dans le réservoir en contact direct avec le solide de stockage (Fig. 2). Lors des phases transitoires (charge ou décharge), une zone chaude et une zone froide cohabitent dans le même réservoir. Elles sont séparées par une zone de gradient thermique appelée thermocline. C'est pourquoi ce type de stockage thermique est également appelé stockage de type thermocline.

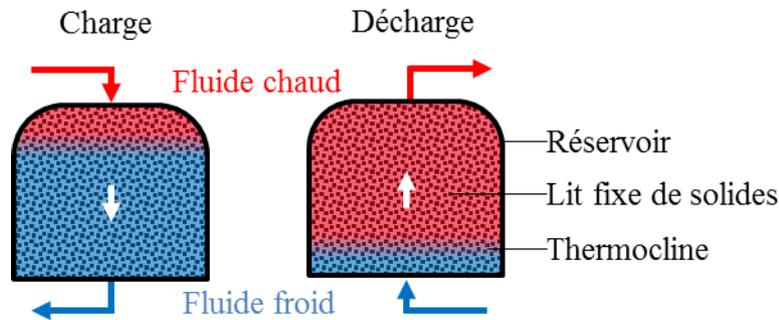


Fig. 2. Principe de fonctionnement des systèmes de stockage thermique régénératif.

L'utilisation de systèmes de stockage régénératif plutôt que de systèmes à deux réservoirs de sels fondus présente plusieurs avantages. Le fluide ayant avant tout un rôle de caloporteur et non plus de matériau de stockage, il existe une plus grande flexibilité dans le choix du fluide. Il est ainsi possible d'utiliser des fluides n'ayant pas les inconvénients des sels fondus et dont les caractéristiques correspondent davantage au procédé dans lequel s'intègre le système de stockage. Par ailleurs, de grandes quantités de fluide peuvent être remplacées par des matériaux solides peu coûteux. Alors que dans le système à deux réservoirs, l'équivalent du volume d'un réservoir est systématiquement vide, avec le stockage régénératif, la totalité du réservoir est utilisée ce qui conduit à une densité de stockage potentiellement plus élevée lorsque celle-ci est calculée en termes de volume de réservoir. Grâce à ces atouts, les systèmes régénératifs permettent de réduire jusqu'à 35 % le coût des infrastructures de stockage thermique (Brousseau et al., 2005 ; Libby, 2010).

En revanche, alors que les performances des systèmes à deux réservoirs de sels fondus dépendent peu des conditions opératoires (notamment de la puissance de charge/décharge), ce n'est pas le cas des systèmes régénératifs. Le comportement thermique des systèmes régénératifs est en effet régi par divers phénomènes physiques en interaction les uns avec les autres : échanges thermiques entre le fluide caloporteur et le solide de stockage, diffusion de la chaleur dans le lit fixe, influence thermique de la paroi du réservoir, pertes de chaleur vers l'extérieur, distribution du fluide caloporteur, pertes de charge du lit de solides, etc. Ces divers phénomènes affectent la puissance de charge/décharge et la qualité de la chaleur disponible (exergie). Or ces aspects revêtent une importance croissante dans la mesure où les systèmes de stockage ont vocation à s'intégrer dans une infrastructure énergétique de plus en plus contrainte et répondant à des critères de performance de plus en plus exigeants.

Dans ce cadre, il est nécessaire de simuler le fonctionnement des systèmes régénératifs afin d'optimiser leur dimensionnement et de prédire leurs performances. Il existe donc un intérêt à disposer d'un modèle numérique suffisamment robuste et général permettant de simuler les systèmes régénératifs dans une large gamme de configurations et de conditions opératoires. Le développement et la validation d'un tel modèle, ainsi que l'étude de certains phénomènes propres aux systèmes de stockage thermique régénératif est l'objectif du travail présenté dans ce mémoire. Une attention plus particulière est portée aux systèmes dont le lit fixe est constitué d'un milieu granulaire, car ceux-ci semblent les plus communément envisagés.

Le présent mémoire s'attache tout d'abord à exposer les principaux systèmes régénératifs qui ont été construits, étudiés et présentés dans la littérature. Les principales approches de modélisation numérique, ainsi que les corrélations permettant de modéliser les différents phénomènes physiques à l'œuvre dans les systèmes régénératifs sont également présentées.

Sur cette base, un modèle numérique monodimensionnel relativement complet est proposé et développé. Ce modèle fait ensuite l'objet d'une procédure de réduction visant à restreindre le nombre d'équations d'énergie nécessaire à son calcul. Cela vise à simplifier sa mise en œuvre et à réduire le temps de calcul requis pour son exécution.

Une première validation du modèle est réalisée grâce aux résultats expérimentaux les plus représentatifs de la littérature. Ces validations sur divers systèmes sont par ailleurs mises à profit pour étudier le comportement du modèle numérique et de ses différents degrés de réduction.

En raison des informations souvent parcellaires disponibles dans la littérature, ces validations sont relatives. C'est pourquoi une validation plus complète est proposée grâce à l'étude de trois systèmes de stockage régénératif conçus et exploités par le Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA) (Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014 ; Desrues, 2011). De par leurs spécificités, ces systèmes permettent d'éprouver les limites du modèle numérique. De nombreux essais expérimentaux réalisés sur l'un de ces systèmes permettent par ailleurs d'étudier des phénomènes propres aux systèmes régénératifs, et ce, particulièrement en cyclage, c'est-à-dire lors de la réalisation de plusieurs cycles successifs de charges et de décharges thermiques. Cette étude permet notamment de mettre en lumière le rôle prépondérant que joue la diffusivité effective dans le comportement et les performances des systèmes régénératifs. L'utilisation de ce paramètre ouvre la voie à une modélisation analytique des systèmes de stockage thermique régénératif.

Chapitre I - Étude bibliographique

Ce chapitre expose les principaux résultats disponibles dans la littérature concernant les systèmes de stockage thermique régénératif. Une première partie présente les résultats des installations expérimentales et les principales lois de comportement qui en ont été induites. Les différents modèles numériques développés dans la littérature pour rendre compte du comportement thermique des systèmes de stockage thermique régénératif sont ensuite passés en revue. Enfin, la troisième partie s'attache à présenter les lois et les corrélations permettant de déterminer les paramètres thermo-physiques propres aux milieux poreux et nécessaires au dimensionnement et à la modélisation numérique des systèmes de stockage régénératif.

I.1. Résultats expérimentaux et comportement général

Cette partie présente l'état de l'art des systèmes de stockage thermique régénératif. Les résultats expérimentaux les plus significatifs ainsi que les retours d'expérience sur le comportement, le pilotage, les performances et la conception de ces systèmes sont abordés. La plupart des analyses présentées sont empiriques et directement issues des résultats expérimentaux. Des résultats de simulations ou de modélisations numériques de la littérature sont également invoqués pour étayer certaines observations.

I.1.1. Résultats expérimentaux

Les principaux systèmes de stockage thermique régénératif sont présentés dans le Tableau 1 et le Tableau 2. Le Tableau 1 présente les systèmes à caloporteur liquide, tandis que le Tableau 2 présente les systèmes à caloporteur gazeux. La vitesse interstitielle (u) du fluide caloporteur avec laquelle les résultats expérimentaux publiés ont été obtenus n'est pas toujours indiquée directement par les auteurs. Dans ce cas, la vitesse indiquée dans le tableau est déduite des données disponibles. Les valeurs calculées à partir de données complètes sont signalées par l'exposant a , tandis que les valeurs estimées à partir de données incomplètes sont signalées par l'exposant b .

Le premier système de stockage thermique régénératif de taille commerciale sur lequel des résultats d'étude ont été publiés a été mis en œuvre en 1982 pour des applications de stockage de chaleur dans la centrale solaire thermodynamique Solar One, en Californie (Faas et al., 1986 ; McDonnell Douglas Astronautics Company, 1986). Solar One était une centrale solaire à tour d'une puissance de 10 MW_e fonctionnant avec de l'eau comme fluide caloporteur (génération directe de vapeur). Le système de stockage était de type indirect, ce qui signifie que le fluide caloporteur du champ solaire et celui du système de stockage étaient séparés par un échangeur de chaleur. Le système de stockage possédait un volume de plus de 3 000 m³ pour une capacité nominale de stockage de 182 MWh_{th} (7 MW_e pendant 4 heures). Il se composait d'un lit fixe de roches et de sable et fonctionnait entre 200 °C et 290 °C avec de l'huile comme fluide caloporteur. Le système de stockage fut rapidement mis hors service (en 1986) suite à

l'admission accidentelle d'eau dans le réservoir provoquant une augmentation brutale de pression et des dommages irréversibles sur la cuve.

Préalablement à la mise en place du système de stockage de Solar One, un système prototype de 5,7 MWh_{th} avait été testé et caractérisé (Hallet et Gervais, 1977). Seules des données partielles et peu de retours d'expérience sont disponibles dans la littérature à propos de ces deux installations.

Les résultats obtenus par Pacheco, Showalter et Kolb, 2002, sur un prototype expérimental de 40 m³ et 2,3 MWh_{th} sont largement cités et font référence dans le domaine du stockage régénératif. Le système en question était composé d'un lit fixe de roches et de sable et fonctionnait avec des sels fondus montant jusqu'à 390 °C. Ces résultats sont aujourd'hui largement utilisés pour la validation des modèles numériques (Bayón et Rojas, 2013 ; Flueckiger et al., 2014 ; Van Lew et al., 2011 ; Xu et al., 2012). Cependant, les conditions opératoires utilisées durant les essais n'ont pas été intégralement publiées et les profils de température disponibles sont particulièrement bruités (Fig. 5), ce qui rend les validations incertaines.

Outre les trois principaux résultats mentionnés ci-avant, d'autres systèmes de stockage thermique régénératif ont été mis en œuvre et testés.

Zanganeh et al., 2012, ont caractérisé un système de stockage air/roche de 6,5 MWh_{th} fonctionnant jusqu'à 500 °C. Le réservoir présente la particularité d'être de forme tronconique et enterré. Cela vise à contrecarrer les efforts mécaniques exercés par la contraction/dilatation thermique du lit de roches sur les parois du réservoir. Les résultats expérimentaux furent utilisés pour valider un modèle numérique qui a servi notamment à dimensionner un système de taille commerciale destiné à la centrale solaire thermodynamique d'Aït-Baha (Maroc). Cette centrale de 3,9 MW_{th}, inaugurée en 2014 (Airlight Energy ; Zanganeh et al., 2014), est la première à disposer d'un système de stockage thermique régénératif depuis Solar One. Mais à ce jour, seules la construction du système et des simulations numériques préliminaires ont été publiées.

Kuravi et al., 2013, ont testé un lit fixe structuré (c'est-à-dire constitué d'un agencement organisé de solides réguliers) de 0,1 m³ composé de briques et utilisant de l'air jusqu'à 530 °C comme fluide caloporteur. Les essais ont permis de valider un modèle numérique et de confirmer la viabilité des lits structurés en termes de distribution du fluide et de stratification thermique.

Les études réalisées par le Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives français (Bruch et al., 2014 ; Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014 ; Rodat et al., 2015) ont permis de caractériser deux systèmes de stockage constitués d'un mélange de roches et de sable de 2,4 m³ et 30 m³ fonctionnant avec de l'huile jusqu'à 300 °C. Les essais réalisés en cyclage (c'est-à-dire en procédant à des charges et des décharges successives, généralement pilotées de manière identique) ont notamment permis de mettre en lumière un fonctionnement aisément contrôlable à travers les conditions opératoires et à la fois stable, répétable et résistant aux perturbations.

Un tel comportement fut également observé par Cascetta et al., 2015, sur un système de 0,5 m³ composé d'un lit de sphères en alumine et fonctionnant avec de l'air jusqu'à 240 °C. Les auteurs ont notamment étudié l'influence sur les performances du stockage du facteur de forme (c'est-à-dire du rapport entre la hauteur et le diamètre du lit), du débit de fluide caloporteur, du niveau de température et de l'inertie de la paroi du réservoir (mise en évidence par les profils transversaux de température).

Il existe d'autres résultats expérimentaux dans la littérature. Cependant, la plupart d'entre eux proviennent de systèmes de petite échelle, dont les dimensions sont souvent inférieures au mètre (Fig. 3). Bien que ces installations permettent d'étudier certains phénomènes, elles sont rarement représentatives du fonctionnement global des systèmes de taille commerciale (plusieurs centaines à plusieurs milliers de mètres cubes).

En effet, les pertes thermiques sont proportionnellement plus importantes pour les réservoirs de petite taille en raison de leur compacité plus faible. Malgré les dispositions prises pour isoler thermiquement les réservoirs, plusieurs systèmes de petite taille souffrent de pertes thermiques significatives affectant les résultats expérimentaux (Hoffmann et al., 2016 ; Klein, Roos et Sheer, 2013 ; Kuravi et al., 2013 ; Okello, Nydal et Banda, 2014 ; Shewen et al., 1978). Par exemple, le système étudié par Okello, Nydal et Banda, 2014, (environ $0,05 \text{ m}^3$) perd l'équivalent de 25 % de sa capacité de stockage en 18 h, tandis qu'à des niveaux de température équivalents, le système de stockage de Solar One (plus de $3\,000 \text{ m}^3$) ne perdait que l'équivalent de 2,5 % de sa capacité de stockage en 20 h (Faas et al., 1986).

D'autre part, les dimensions absolues et relatives du réservoir et des solides composant le lit fixe affectent les profils de vitesse de fluide, l'échange thermique et la stratification au sein du lit. Les effets de bord sont notamment plus marqués sur les systèmes de petite taille. En outre, les passages préférentiels du fluide près de la paroi sont liés au rapport entre la taille du réservoir et celle des solides.

Des effets d'échelle peuvent également affecter les systèmes de petite taille. Ainsi, la hauteur occupée par la thermocline influe sur le comportement et les performances du système de stockage. Or elle est proportionnellement plus faible dans les systèmes de grande taille. En effet, de nombreux résultats issus de réservoirs de petite taille montrent une thermocline occupant la quasi-totalité du réservoir (Anderson et al., 2014 ; Bhavsar et Balakrishnan, 1990 ; Mawire et Taole, 2011 ; Meier, Winkler et Wuillemmin, 1991 ; Shitzer et Levy, 1983 ; Yang, Qin et Jiang, 2014). Cela est peu représentatif du fonctionnement attendu pour les systèmes de taille commerciale.

Pour ces différentes raisons, les résultats expérimentaux issus des systèmes de petites dimensions (typiquement inférieures au mètre) doivent être exploités avec précaution, car le comportement et les performances de ces systèmes peuvent être notablement différents de ceux des systèmes de taille commerciale.

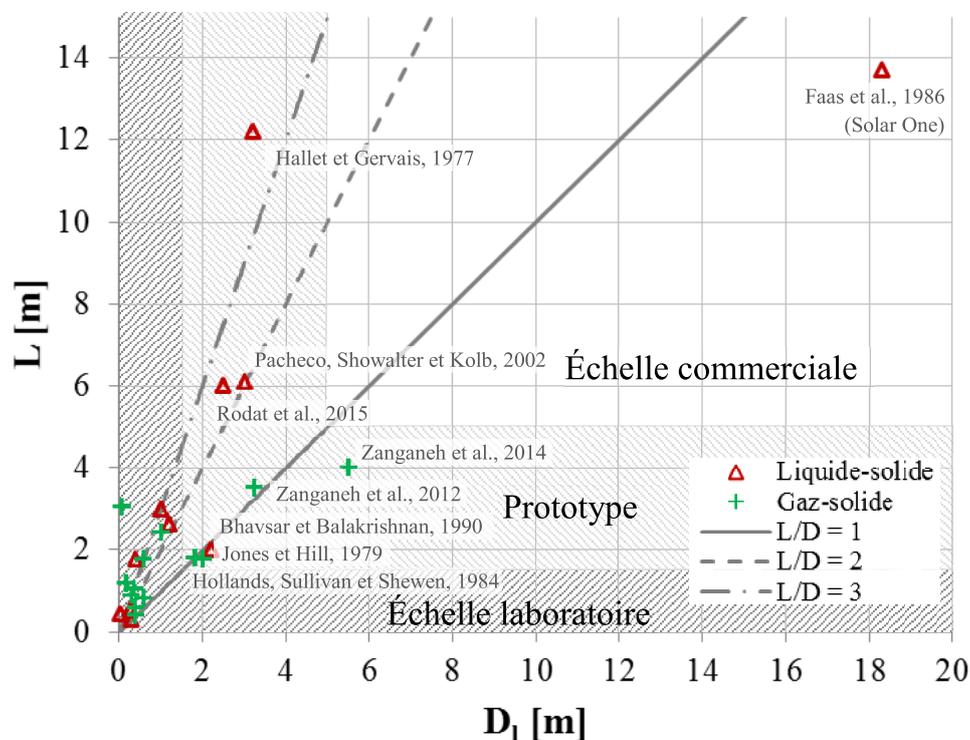


Fig. 3. Dimensions des systèmes de stockage thermique régénératif référencés.

Sources (par date)	Solides	Fluides	D _i [m]	L [m]	D _e [mm]	ε	D _i /D _e	T [°C]	u	Mesures de température
Hallet et Gervais, 1977	Galets fluviaux (granite) et sable de silice	Caloria HT 43 (huile)	3,2	12,2	25 / 1,5	0,25	128	218 - 302	0,3 – 3,3 mm/s ^a	Fluide Longitudinal / Transversal
Faas et al., 1986 ; McDonnell Douglas Astronautics Company, 1986	Roches et sable (NC)	Caloria HT 43 (huile)	18,3	13,7	25 / NC	0,22	732	200 - 290	NC	Fluide Longitudinal
Bhavsar et Balakrishnan, 1990	Roches (NC)	HP Hytherm 500 (huile)	2,2	2,0	50	0,30	44	230 - 247	0,4 mm/s ^a	Fluide / Solide Longitudinal / Transversal
Pacheco, Showalter et Kolb, 2002	Roches de quartzite et sable de silice	Hitec XL [®] (Ca(NO ₃) ₂ -NaNO ₃ - KNO ₃ , 42-15-43 %m)	3,0	6,1	19 / 1,5	0,22	158	290 - 390	2,6 mm/s ^b	Fluide Longitudinal / Transversal
Mawire et al., 2009 ; Mawire et McPherson, 2009 ; Mawire et Taole, 2011	Roches (NC)	CALFLO [™] LT (huile)	0,29	0,3	5	0,42	58	20 - 240	0,04 – 0,12 mm/s ^a	Fluide Longitudinal
Mawire et al., 2010	Billes en verre de silice	Shell Thermia Oil B (huile)	0,035	0,45	3	0,42	12	30 - 160	10 – 19 mm/s ^a	Fluide Longitudinal
Yang, Qin et Jiang, 2014	Sphères en céramique	Hitec [®] (KNO ₃ -NaNO ₂ -NaNO ₃ , 53-40-7 %m)	0,263	0,55	30	NC	8,8	280 - 355	3 mm/s ^b	Fluide Longitudinal
Bruch et al., 2014 ; Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014	Roches de silice et sable de silice	Therminol [®] 66 (huile)	1,0	3,0	30 / 3	0,27	33	50 - 250	0,7 – 1,9 mm/s	Fluide / Solide Longitudinal / Transversal
Rodat et al., 2015	Roches de silice et sable de silice	Therminol [®] 66 (huile)	2,5	6,0	30 / 3	0,27	83	100 - 250	0,5 – 1,7 mm/s	Fluide / Solide Longitudinal / Transversal
Hoffmann et al., 2016	Roches de quartzite	Huile de colza	0,4	1,8	40	0,41	4,5	160 - 210	0,5 mm/s ^a	Fluide Longitudinal / Transversal
Fasquelle et al., 2017	Billes d'alumine	Jarysol [®] (huile)	1,28	2,64	20	0,485	64	220 - 300	1,7 mm/s	Fluide Longitudinal / Transversal

Tableau 1. Caractéristiques principales de quelques systèmes de stockage liquide/solide de la littérature.

NC : non connu

^a : valeur calculée

^b : valeur estimée à partir de données partielles

Sources (par date)	Solides	Fluides	D ₁ [m] ou l×l [m ²]	L [m]	D _c [mm]	ε	D ₁ /D _c	T [°C]	u	Mesures de température
Jones et Hill, 1979	Galets fluviaux lavés	Air	1,8 × 1,8	2,0	38 – 50	NC	36 – 47	24 – 63	16 – 32 cm/s ^a	Fluide Longitudinal
Hollands, Sullivan et Shewen, 1984 ; Shewen et al., 1978	Galets fluviaux	Air	1,8 × 1,8	0,38 – 1,82	18,1	0,42	99	20 - 67	15 – 30 cm/s ^b	Fluide / Solide Longitudinal / Transversal
Coutier et Farber, 1982	Roches (NC)	Air	0,57	0,84	18 – 28	NC	20 – 32	NC	NC	Fluide / Solide Longitudinal / Transversal
Shitzer et Levy, 1983	Roches « broyées »	Air	1,0	2,45	18 – 45	0,34	22,2 – 55,6	30 - 75	20 – 46 cm/s ^b	Fluide / Solide Longitudinal
Beasley et Clark, 1984	Sphères de verre sodocalcique	Air	0,375	0,62	12,6	0,364	30	25 - 70	40 – 300 cm/s ^b	Fluide / Solide Longitudinal / Transversal
Meier, Winkler et Wullemin, 1991	Sphères de porcelaine	Air	0,15	1,20	20	0,40	7,5	25 - 550	90 cm/s	Fluide Longitudinal
Zanganeh et al., 2012	Roches sédimentaires	Air	2,5 – 4	2,9	20 - 30	0,342	83 - 200	20 - 500	3,0 cm/s ^b	Fluide Longitudinal
Klein, Roos et Sheer, 2013	Billes de céramique	Fumées / air	0,40	0,62	19	0,39	21	25 - 900	90 – 140 cm/s ^b	Fluide / Solide Longitudinal / Transversal
Kuravi et al., 2013	Briques	Air	0,508 × 0,203	1,07	50,8 × 203 × 178	0,20	NC	20 - 530	510 – 590 cm/s ^b	Fluide / Solide Longitudinal / Transversal
Okello, Nydal et Banda, 2014	Roches « broyées »	Air	0,40 0,40	0,40 0,90	14,6	0,38	27	20 - 350	12 cm/s ^b 22 cm/s ^b	Fluide Longitudinal
Anderson et al., 2014	Sphères d'alumine	Air	0,0572	3,05	6	0,40	9,5	25 - 120	485 – 975 cm/s ^a	Fluide Longitudinal
Zanganeh et al., 2014	Roches (NC)	Air	5 – 6	4,0	NC	NC	NC	250 - 550	NC	Fluide Longitudinal / Transversal
Cascetta et al., 2015	Billes d'alumine frittée	Air	0,58	1,80	7 - 9	0,39	64,5 – 83,0	38 - 239	90 – 225 cm/s ^b	Fluide Longitudinal / Transversal

Tableau 2. Caractéristiques principales de quelques systèmes de stockage gaz/solide de la littérature.

NC : non connu

^a : valeur calculée

^b : valeur estimée à partir de données partielles

I.1.2. Comportement et pilotage des systèmes de stockage thermique régénératif

I.1.2.1. Principe de fonctionnement

La charge et la décharge d'un système de stockage régénératif consistent à faire circuler le fluide caloporteur à travers le lit fixe de solides de manière à déplacer les zones chaude et froide au sein du réservoir. Pour des raisons d'efficacité liées à l'exergie, une forte stratification thermique doit être conservée dans le réservoir. Cela signifie qu'il est préférable que le système possède des zones chaude et froide bien distinctes séparées par un fort gradient thermique et donc une thermocline fine (Haller et al., 2009; Qin et al., 2012). Plus la stratification thermique est importante, plus les quantités de fluide chaud et de fluide froid sont importantes au détriment du fluide « tiède » constituant la thermocline (Fig. 4). Une stratification élevée implique une durée de fonctionnement aux températures nominales accrue pour les procédés sources et les procédés puits et donc une meilleure capacité exergétique du stockage. Cela signifie que la chaleur mise en jeu est de meilleure qualité, autrement dit qu'elle est mécanisable avec un meilleur rendement. Par exemple, dans le cas d'une centrale solaire thermodynamique, le procédé source correspond à la production de chaleur à partir des récepteurs solaires, tandis que le procédé puits correspond à la production d'électricité par conversion thermodynamique.

Du fait des différences de masse volumique entre le fluide chaud et le fluide froid cohabitant dans le réservoir, la poussée d'Archimède peut jouer un rôle significatif, notamment au repos (c'est-à-dire lorsqu'aucune circulation forcée n'est imposée au fluide). Ce phénomène est exploité de manière à favoriser la stratification thermique : le fluide chaud est injecté et extrait par le haut, tandis que le fluide froid est injecté et extrait par le bas (Close, 1965 ; Zanganeh et al., 2012).

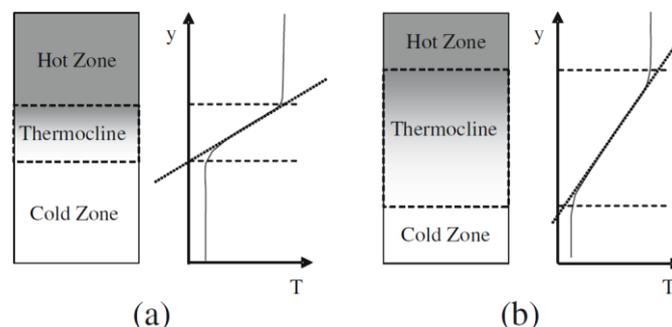


Fig. 4. Différents degrés de stratification pour une même quantité d'énergie stockée : (a) stratification forte, (b) stratification modérée (Haller et al., 2009).

Durant la charge et la décharge, la thermocline se déplace respectivement vers le bas et vers le haut du réservoir. Le fluide caloporteur circulant en amont de la thermocline génère alors une zone à température relativement uniforme. Au cours du processus, la thermocline a généralement tendance à s'épaissir en raison de la non-idéalité du transfert thermique entre le fluide et le solide, de la diffusion de chaleur provoquée par la présence d'un gradient thermique et du mélange du fluide. Ce comportement typique a été observé expérimentalement et prédit théoriquement par de nombreux auteurs (Anderson et al., 2014 ; Beasley et Clark, 1984 ; Bhavsar et Balakrishnan, 1990 ; Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014 ; Cascetta et al., 2015 ; Coutier et Farber, 1982 ; Hallet et Gervais, 1977 ; Klein, Roos et Sheer, 2013 ; Kuravi et al., 2013 ; McDonnell Douglas Astronautics Company, 1986 ; Meier, Winkler et Willemin, 1991 ; Okello, Nydal et Banda, 2014 ; Pacheco, Showalter et Kolb, 2002 ; Shewen et al., 1978 ; Shitzer et Levy, 1983 ; Van Lew et al., 2011 ; Yang, Qin et Jiang, 2014 ; Zanganeh et al., 2012). Quelques résultats représentatifs issus d'installations de tailles, de matériaux et de niveaux de température divers sont présentés de la Fig. 5 à la Fig. 7. En Fig. 6, les profils sont exprimés en

température adimensionnelle T^* , laquelle est définie de manière à prendre la valeur 0 à la température minimale du procédé et la valeur 1 à la température maximale (cf. nomenclature).

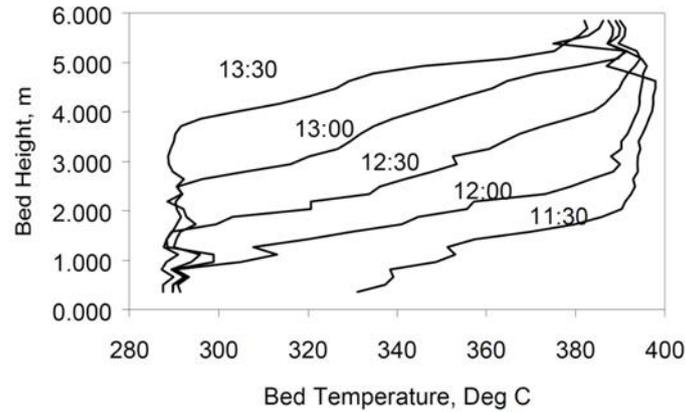


Fig. 5. Profils de température mesurés au cours de la décharge d'un système de stockage de $4,3 \text{ m}^3$ constitué d'un lit de roches et de sable fonctionnant avec des sels fondus (Pacheco, Showalter et Kolb, 2002).

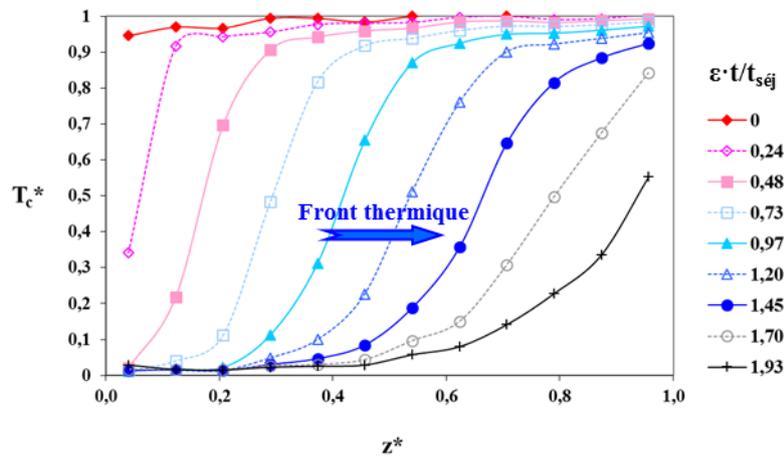


Fig. 6. Profils de température adimensionnels au cours de la décharge d'un système de stockage de $2,4 \text{ m}^3$ constitué d'un lit de roches et de sable fonctionnant avec de l'huile (Bruch et al., 2014).

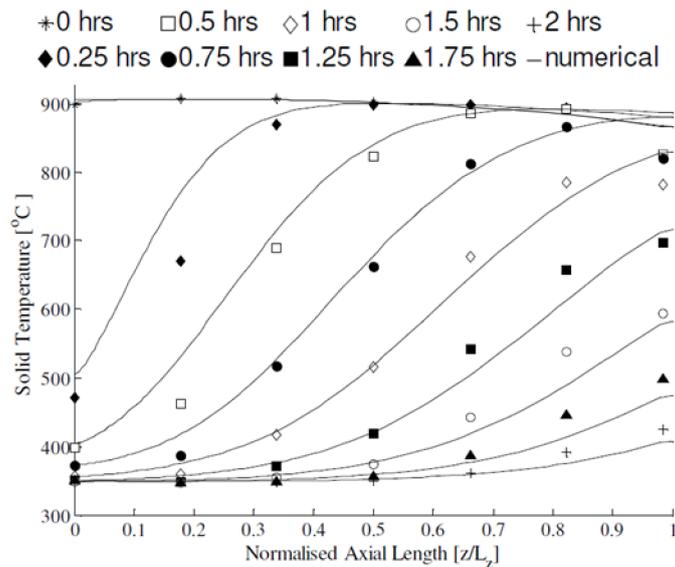


Fig. 7. Profils de température mesurés et simulés au cours de la décharge d'un système de stockage de $0,08 \text{ m}^3$ constitué d'un lit de billes en céramique fonctionnant avec de l'air (Klein, Roos et Sheer, 2013).

I.1.2.2. Circulation du fluide

Le procédé idéal de circulation du fluide dans le réservoir est l'écoulement piston (caractérisé par une vitesse de fluide uniforme dans chaque section de passage) puisqu'il permet d'éviter le mélange du fluide et la dé-stratification thermique (Hollands, Sullivan et Shewen, 1984). Pour cette raison, une distribution homogène du fluide évitant les effets de jet en entrée du lit fixe est essentielle pour assurer l'efficacité exergetique du stockage. Par ailleurs, grâce aux pertes de charge qui lui sont associées, le lit fixe renforce l'homogénéisation de la distribution du fluide et limite le développement de la convection naturelle qui conduit au mélange du fluide et à la dé-stratification thermique (Gil et al., 2009; Yang, Qin et Jiang, 2014).

Une vitesse de circulation faible tend généralement à améliorer la stratification thermique en réduisant le mélange du fluide, en réduisant les effets d'inertie dans les solides et en rapprochant le procédé de l'idéalité (succession d'états d'équilibre). L'influence en ce sens de la vitesse du fluide a été étayée par des simulations numériques de systèmes liquide/solide et gaz/solide (Durisch, Frick et Kesselring, 1986 ; Motte, Bugler-Lamb et Falcoz, 2015 ; Votyakov et Bonanos, 2015 ; Yang et Garimella, 2010b) et par des résultats expérimentaux issus de systèmes gaz/solide (Anderson et al., 2014 ; Cascetta et al., 2015). Cependant, puisque la réduction de la vitesse de circulation du fluide tend à accroître le temps de séjour, l'affirmation selon laquelle une vitesse faible améliore l'efficacité du stockage n'est vraie que tant que les phénomènes conduisant à la dé-stratification et qui dépendent du temps restent de second ordre. Ces phénomènes sont principalement la diffusion thermique et les pertes de chaleur du réservoir (Yang et Garimella, 2010a, Votyakov et Bonanos, 2015) : plus le temps de séjour est long, plus les pertes de chaleur et la diffusion thermique ont le temps d'œuvrer à la dé-stratification du système. Cela fut observé expérimentalement sur un système air/roche par Jones et Hill, 1979, et sur un système huile/roche par Bruch et al., 2014 : en-deçà d'une certaine limite, la réduction de la vitesse conduit à une diminution du taux d'utilisation du système de stockage via l'augmentation du temps de séjour et donc des pertes de chaleur du fluide. Le taux d'utilisation est défini comme le rapport entre l'énergie effectivement stockée puis récupérée et la capacité de stockage théorique du système. Ceci est possible car, contrairement au temps de séjour qui est inversement proportionnel à la vitesse du fluide, l'évolution du coefficient d'échange convectif interne (entre le fluide caloporteur et la paroi du réservoir) avec la vitesse du fluide est moins marquée et tend à s'annuler à faible vitesse (cf. I.3.2). De plus, le transfert de chaleur entre le réservoir et l'extérieur étant essentiellement gouverné par la conduction dans l'isolant thermique, l'influence de la convection interne est relativement faible.

I.1.2.3. Stabilité de décharge

La température de sortie du système de stockage est constante tant que la thermocline reste dans le réservoir (cf. Fig. 4). Cela fut illustré par des résultats expérimentaux en charge par Pacheco, Showalter et Kolb, 2002 (Fig. 8), et en décharge par Bruch et al., 2014 (Fig. 9). La Fig. 8 montre l'évolution en fonction du temps des températures en entrée et en sortie du système de stockage lors d'une charge. Tandis que la température d'entrée est approximativement constante (excepté lors d'un phénomène transitoire au tout début du procédé), la température de sortie est constante dans un premier temps, puis croît à la fin de la charge à mesure que la thermocline est extraite du réservoir. Le même phénomène peut être observé sur la Fig. 9. Celle-ci montre les évolutions de l'énergie déchargée et des températures adimensionnelles d'entrée et de sortie lors de la décharge à débit constant présentée sous forme de profils de température en Fig. 6. Dès lors que la thermocline atteint le haut du stockage ($\varepsilon \cdot t / t_{s\acute{e}j} \cong 1,45$ sur la Fig. 6), la température de sortie ainsi que la puissance de décharge (matérialisée par la dérivée temporelle de l'énergie déchargée) chutent.

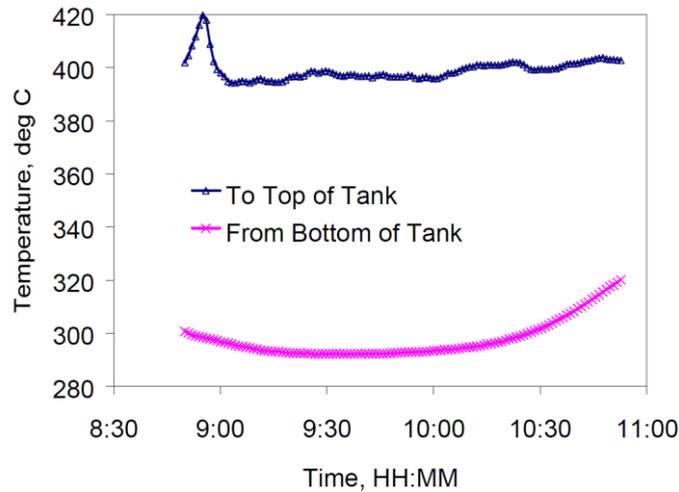


Fig. 8. Température des sels fondus mesurée en entrée et en sortie du réservoir durant une charge (Pacheco, Showalter et Kolb, 2002).

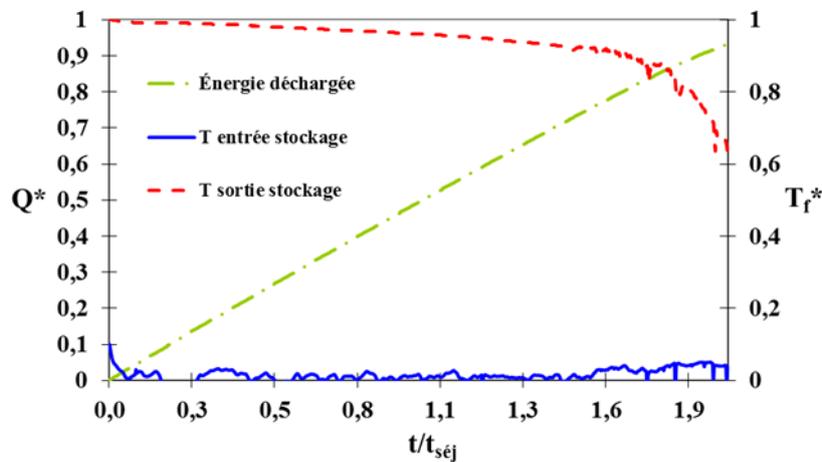


Fig. 9. Évolutions durant une décharge de la température adimensionnelle du fluide en entrée et en sortie du réservoir et de l'énergie adimensionnelle extraite (Bruch et al., 2014).

Afin de ne pas pénaliser les procédés liés à la charge et à la décharge du système de stockage, il est généralement préférable de les alimenter aux niveaux de température nominaux. Pour cette raison, il est préférable de ne pas extraire la thermocline du réservoir.

Cependant, si la thermocline n'est jamais extraite, le volume correspondant à son épaisseur n'est pas exploité, ce qui peut conduire à une baisse significative de la capacité de stockage du système. De plus, en régime de cyclage, ne pas extraire au moins une partie de la thermocline en fin de charge ou de décharge conduit irrémédiablement à son épaissement par déstratification (cf. I.1.2.5). Au bout de plusieurs cycles, la thermocline finirait par occuper toute la hauteur du réservoir, ce qui priverait ce dernier de sa capacité de stockage aux températures nominales de charge et de décharge (Bayón, Rivas et Rojas, 2013).

De ce fait, il existe un compromis entre d'une part l'optimisation du rendement des procédés sources et puits, et d'autre part la préservation de la capacité de stockage à long terme du système.

I.1.2.4. Rendement

Il est possible d'évaluer l'efficacité des systèmes de stockage régénératif par l'intermédiaire d'un rendement exergetique tenant compte la qualité thermodynamique de la chaleur stockée puis récupérée. Ainsi, Anderson et al., 2014, proposent un rendement exergetique défini comme le rapport entre l'exergie totale du fluide sortant du réservoir en décharge et l'exergie totale du fluide entrant dans le réservoir en charge. L'exergie d'un courant de fluide de débit massique \dot{m} à la température T_f durant un intervalle de temps t est alors définie d'après l'équation (1) (T_∞ étant la température de plus basse énergie, par exemple la température ambiante).

$$\Xi = \int_0^t \dot{m} \cdot \left[\int_{T_\infty}^{T_f} c_p \cdot dT - T_\infty \cdot \int_{T_\infty}^{T_f} \frac{c_p}{T} \cdot dT \right] \cdot dt \quad (1)$$

Cependant, dans la plupart des cas, un simple rendement énergétique est utilisé : la quantité d'énergie déchargée au-dessus d'un niveau de température arbitrairement fixé est rapportée à la quantité d'énergie préalablement chargée dans le système. Le seuil de température est généralement exprimé de manière adimensionnelle : il est nul lorsqu'il correspond à la température nominale froide (système intégralement déchargé jusqu'à ce que la température de sortie atteigne la température d'entrée) et il vaut 1 lorsqu'il correspond à la température nominale chaude (système déchargé tant que la température de sortie reste constante).

Lors des essais pilotes réalisés préalablement à la mise en service de la centrale solaire thermodynamique Solar One, Hallet et Gervais, 1977, ont atteint des rendements énergétiques de 87 % sur un système huile/roche d'environ 100 m³ en imposant un seuil adimensionnel de température de 0,9. Dans les conditions d'exploitation, le système de stockage de la centrale Solar One (système huile/roche de plus de 3 000 m³) présentait un rendement de 92 % (Faas et al., 1986). Plusieurs auteurs obtiennent des rendements énergétiques similaires à travers des simulations numériques. Libby, 2010, parvient à un rendement énergétique de 89 % en modélisant des systèmes de stockage sels fondus/roche de 2 000 à 2 500 m³ avec un seuil adimensionnel de température de 0,95. Les simulations numériques réalisées par Van Lew et al., 2011, sur un système huile/roche de 580 m³ présentent des rendements énergétiques de 90 à 95 % en fonction du facteur de forme du réservoir, de la taille des solides et de la porosité du lit fixe. Différentes configurations de systèmes huile/roche aboutissant à des rendements énergétiques de 75 à 95 % ont été modélisées par Yang et Garimella, 2010b. Avec un seuil adimensionnel de température de 0,8, les calculs réalisés par Xu et al., 2012, sur un système sels fondus/roche de 200 m³ présentent un rendement énergétique de 90 %. Enfin, même en incluant les dépenses énergétiques de pompage du fluide, Zavattoni et al., 2014, obtiennent un rendement de 92 % en simulant le fonctionnement d'un système air/roche de taille industrielle.

Ainsi, il existe un large consensus autour de l'efficacité énergétique des systèmes de stockage thermique régénératif. Toutefois, les rendements présentés sont systématiquement calculés sur des charge/décharge simples. Aussi, rien ne permet de préjuger des performances des systèmes de stockage lorsque de nombreuses charges et décharges sont opérées successivement.

I.1.2.5. Fonctionnement en cyclage

Le cyclage consiste à procéder de manière répétée à des charges et décharges, le plus souvent réalisées avec des conditions opératoires identiques d'un cycle à l'autre. Le fonctionnement à long terme en cyclage des systèmes de stockage thermique régénératif a été peu étudié jusqu'à présent. La plupart des études réalisées s'appuient sur des simulations numériques.

Comme cela a été mentionné en I.1.2.3, Bayón, Rivas et Rojas, 2013, ont ainsi montré que la thermocline doit être extraite du réservoir au moins en partie à la fin de chaque charge et/ou

de chaque décharge afin de contrecarrer la dé-stratification thermique et garantir une capacité de stockage pérenne au fur et à mesure des cycles. Zanganeh et al., 2012, et Zavattoni et al., 2015, ont mené à bien des analyses s'appuyant respectivement sur le premier et le second principe de la thermodynamique en modélisant des systèmes air/roche à haute température en cyclage. Ils montrent notamment qu'après une phase transitoire de quelques cycles dépendant de l'état thermique initial du système, ce dernier présente un comportement et des performances constants d'un cycle sur l'autre (si les conditions opératoires sont conservées). Ainsi, il existe un processus de stabilisation. À partir d'études numériques, Mertens et al., 2014, montrent que ce régime de cyclage stabilisé est relativement résistant aux perturbations : les fluctuations des conditions opératoires de charge et de décharge sont en partie compensées par l'énergie stockée dans le système durant les cycles de préchauffe réalisés au début du cyclage. Ainsi, le cyclage conduit à un régime stabilisé qui se caractérise par un comportement répétable capable de supporter des perturbations.

Sur le plan expérimental, de nombreux cycles de charge/décharge ont été réalisés par Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014, sur un système huile/roche. Comme cela fut prévu numériquement par Zanganeh et al., 2012, lorsque le système est soumis à des conditions cycliques de débit, de température d'entrée et de seuil adimensionnel de température en fin de charge et de décharge, les essais montrent l'établissement d'un régime stabilisé. Le régime stabilisé est régi par les seuils adimensionnels de température en fin de charge et de décharge, représentés par ΔT_1^* et ΔT_2^* en Fig. 10 et Fig. 11. Ces seuils correspondent à la part de thermocline extraite du réservoir à la fin de chaque cycle. Plus la thermocline est extraite en fin de charge ou de décharge, plus la capacité effective de stockage est importante, et plus la stabilisation est rapide, à la fois en termes de nombre de cycles et de temps (car alors les cycles n'ont a priori pas la même durée). La capacité effective de stockage peut être représentée par la différence des intégrales des profils de température de fin de charge et de fin de décharge d'un même cycle. Elle est illustrée par les aires grisées en Fig. 10 et Fig. 11.

La stabilisation en cyclage fut également étudiée expérimentalement par Cascetta et al., 2015, sur un système air/alumine. Les résultats obtenus par les auteurs confirment les conclusions de Bayón, Rivas et Rojas, 2013, dans la mesure où la thermocline est plus fine lorsqu'elle est davantage extraite du réservoir en fin de charge et de décharge. Cependant, comme cela a déjà été mentionné, une extraction accrue de la thermocline conduit à une température de sortie plus froide en fin de décharge et plus chaude en fin de charge, ce qui peut être préjudiciable aux procédés tributaires du système de stockage et dont les performances dépendent du niveau de température.

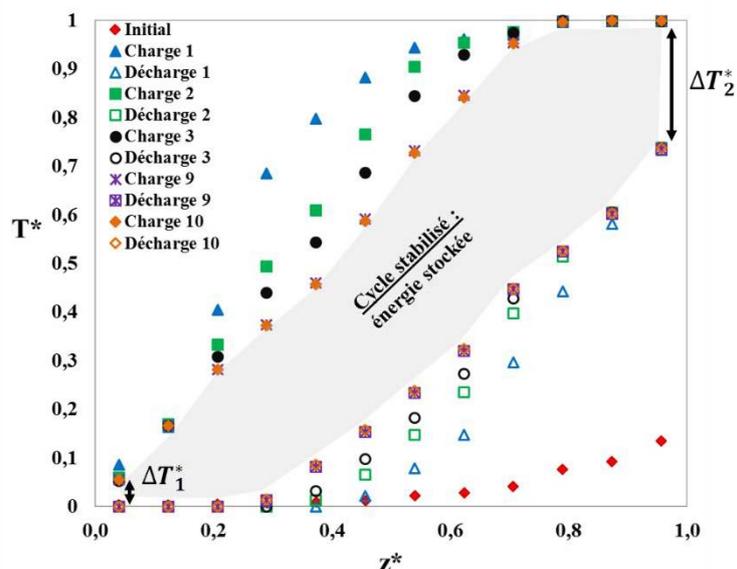


Fig. 10. Profils de température adimensionnels en fin de charge et de décharge lorsque la thermocline est faiblement extraite du réservoir (Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014).

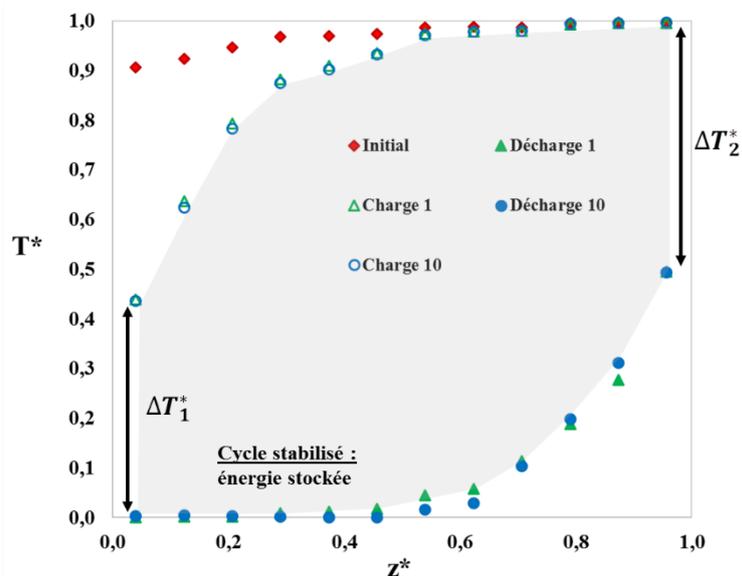


Fig. 11. Profils de température adimensionnels en fin de charge et de décharge lorsque la thermocline est largement extraite du réservoir (Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014).

D'autre part, Bruch et al., 2014, démontrent que le comportement de leur système liquide/solide est avant tout régi par le seuil adimensionnel de température en fin de charge, en fin de décharge ou les deux. En cyclage, le régime stabilisé est en effet peu affecté par le débit de fluide et le niveau de température. Dans la gamme étudiée, le débit, qui est varié d'un facteur 2,5 environ, n'a qu'une légère influence sur les profils de température stabilisés en fin de charge et de décharge. Cette légère influence est principalement imputée aux pertes thermiques par l'intermédiaire du temps de séjour du fluide. De la même manière, tant que les propriétés physiques du fluide restent du même ordre de grandeur, le niveau de température n'a d'influence sur les résultats que par l'intermédiaire des pertes thermiques du réservoir. Par ailleurs, conformément aux prédictions de Mertens et al., 2014, les résultats montrent que le régime stabilisé n'est pas affecté par des perturbations ponctuelles matérialisées par des charges partielles : au cours du cyclage, une des charges est considérablement écourtée par rapport aux autres cycles (jusqu'à 63 % de réduction du temps de charge). Malgré cela, si le cycle suivant est réalisé « normalement », le système revient immédiatement à l'état stabilisé sans repasser par un long processus de stabilisation.

En conclusion, la stratégie de pilotage influe directement sur le comportement et les performances des systèmes de stockage thermique régénératif. Le système ne peut donc être évalué indépendamment du procédé global dans lequel il s'inscrit. La stratégie de pilotage du système de stockage doit être conçue de manière à répondre aux exigences du procédé dans sa globalité (Biencinto et al., 2014).

1.1.3. Dimensionnement du réservoir

Afin de limiter les pertes de chaleur du système de stockage vers l'extérieur, les réservoirs sont généralement isolés thermiquement. Lorsque le fluide caloporteur est constitué de sels fondus, le réservoir peut également être tracé de manière à compenser les pertes thermiques et éviter la cristallisation des sels durant les périodes de repos (Pacheco, Showalter et Kolb, 2002). Les essais au repos, (c'est-à-dire sans circulation imposée du fluide) réalisés par plusieurs auteurs (Faas et al., 1986 ; Kuravi et al., 2013 ; McDonnell Douglas Astronautics Company, 1986 ; Okello, Nydal et Banda, 2014 ; Pacheco, Showalter et Kolb, 2002 ; Shewen et al., 1978) montrent que les pertes de chaleur surviennent principalement dans la partie haute du réservoir. Cela est dû à la différence de température plus élevée entre cette partie du réservoir (partie

chaude) et l'extérieur, et éventuellement à la convection naturelle. Étant donné que la partie haute du réservoir contient l'énergie thermique utile, elle doit donc être isolée avec soin.

Les réservoirs ont généralement des dimensions longitudinales et transversales de même ordre de grandeur (Fig. 3), car cela favorise la compacité du système et permet de limiter les pertes thermiques (Brosseau et al., 2005 ; Zanganeh et al., 2012). Par ailleurs, à débit fixé (choisi par exemple pour des raisons de puissance de charge et de décharge), la section et la hauteur du réservoir affectent le temps de séjour du fluide et par conséquent les pertes thermiques auquel il est sujet.

La plupart des réservoirs sont de forme cylindrique. Cette forme supporte relativement bien les contraintes mécaniques, par exemple en termes de tenue à la pression (Melanson et Dixon, 1985), permet de minimiser la surface latérale du réservoir pour une section donnée et favorise une répartition homogène du débit sur la section en évitant les effets de coin. Certains auteurs ont étudié des réservoirs de section rectangulaire, soit pour mettre en œuvre des lits fixes de type structuré (c'est-à-dire constitués de solides réguliers disposés de manière organisée) tels Kuravi et al., 2013, soit pour utiliser des matériaux bon marché, telles des planches en bois, pour fabriquer les parois du réservoir (Hollands, Sullivan et Shewen, 1984 ; Jones et Hill, 1979 ; Shewen et al., 1978). Zanganeh et al., 2012, ont quant à eux étudié un réservoir de forme tronconique (avec la grande section en haut). Cette forme fut choisie pour minimiser les efforts mécaniques exercés sur les parois du réservoir par les contractions et les dilations thermiques du lit de solides.

La gamme de vitesses de fluide étant limitée pour de raisons de distribution et de perte de charge, la section du réservoir a une incidence sur la gamme de débits et donc de puissances de charge et de décharge. Lorsque la vitesse du fluide est limitée, une section plus importante permet une puissance thermique accrue.

Le facteur de forme du réservoir affecte la stratification thermique et donc les performances du stockage (Haller et al., 2009). La stratification est directement liée à la hauteur relative occupée par la thermocline et peut être évaluée par l'intermédiaire du rendement énergétique tel que défini en I.1.2.4. Pour une vitesse de fluide et une taille de solides fixées, la hauteur relative occupée par la thermocline diminue lorsque la hauteur du réservoir augmente. Abstraction faite des pertes thermiques (liées à la compacité du réservoir), cela signifie qu'un rapport hauteur sur diamètre élevé favorise la stratification et le rendement du stockage (Cascetta et al., 2015 ; Mertens et al., 2014 ; Pacheco, Showalter et Kolb, 2002 ; Yang et Garimella, 2010b). De plus, lorsque le lit fixe possède une perméabilité homogène sur la section, un rapport hauteur sur diamètre élevé permet de réduire les hétérogénéités de débit éventuellement introduites par le système de distribution (Szekely et Poveromo, 1975).

Cependant, un rapport hauteur sur diamètre élevé tend à accroître les pertes de charge du système, ce qui peut pénaliser son efficacité énergétique globale notamment lorsque le fluide est fortement compressible (Mertens et al., 2014). De plus, d'un point de vue technique, la hauteur des cuves est en pratique limitée à 16 m pour des raisons mécaniques (Libby, 2010 ; Pacheco, Showalter et Kolb, 2002). Par ailleurs, le phénomène de cliquet thermique doit également être pris en compte lors du dimensionnement du réservoir. Le phénomène de cliquet thermique consiste en la déformation plastique du réservoir provoquée par la dilatation différentielle cyclique des parois et du lit de solides, et la réorganisation des solides (Flueckiger, Yang et Garimella, 2013) : en charge, les parois se dilatent généralement davantage que les solides composant le lit fixe (car elles sont le plus souvent métalliques) ; sous l'effet de la gravité, l'espace ainsi créé est occupé par effondrement du lit de solides ; lors de la décharge suivante, la paroi n'est donc plus libre de se contracter pour retrouver ses dimensions initiales ; si la contrainte ainsi exercée provoque une déformation plastique, le diamètre et l'épaisseur de la paroi sont irrémédiablement modifiés. Sur le long terme, une succession de tels cycles peut conduire à des dommages considérables pouvant aller jusqu'à l'effondrement total du réservoir (Dogangun et al., 2009). Jusqu'à présent, le phénomène de cliquet thermique a été relativement peu étudié. Cependant, des études numériques montrent qu'un rapport hauteur sur diamètre élevé a tendance à accroître les contraintes exercées par le phénomène de cliquet thermique

(Charlas et al., 2010). D'ailleurs, le système de stockage de Solar One, qui est à ce jour le seul réservoir de très grande taille à avoir fonctionné, possédait un rapport hauteur sur diamètre inférieur à un (0,75).

En résumé, le dimensionnement des réservoirs de stockage thermique régénératif est en compromis entre des problématiques liées à la mécanique, à la distribution du fluide, aux pertes de charge, à la puissance thermique, aux pertes de chaleur et à la stratification thermique. De manière générale, il est préférable d'adopter une forme cylindrique avec un rapport hauteur sur diamètre légèrement supérieur à l'unité. Cependant, il n'existe pas de modèle universel et chaque installation doit être spécifiquement adaptée.

1.1.4. Fluide caloporteur

Le plus souvent, les caloporteurs liquides sont constitués d'huile thermique ou de sels fondus, tandis que l'air est utilisé comme caloporteur gazeux. Pour des fonctionnements à très haute température ou des procédés thermodynamiques spécifiques, des fumées de combustion ou des gaz rares peuvent également être utilisés (Desrues et al., 2010). Le Tableau 3 présente les propriétés physiques de certains fluides caloporteurs aux températures typiques de fonctionnement (50 °C pour l'eau, 250 °C pour les huiles, 400 °C pour les sels fondus et 700 °C pour l'air). La capacité calorifique volumique ($\rho \cdot c_p$) permet notamment d'évaluer la densité volumique de stockage des matériaux, tandis que l'effusivité E permet d'évaluer leur aptitude à échanger de la chaleur.

Comparativement aux gaz, les caloporteurs liquides possèdent une conductivité thermique et une capacité calorifique élevées. Cela permet aux systèmes liquide/solide de fonctionner à faible vitesse de fluide tout en conservant un coefficient d'échange convectif fluide/solide élevé, ce qui tend à améliorer la stratification. À l'inverse, en raison de la faible capacité calorifique volumique des gaz, les systèmes gaz/solide sont généralement contraints de fonctionner à haute vitesse, sinon la charge et la décharge du système de stockage seraient trop longues. De plus, les gaz ont une viscosité faible par rapport aux liquides, ce qui signifie que le nombre adimensionnel de Reynolds est généralement beaucoup plus élevé. Étant donné que le mélange du fluide est plus important à haut nombre de Reynolds (Yang et Garimella, 2010b), cela pénalise encore davantage la stratification dans les systèmes gaz/solide par rapport aux systèmes liquide/solide. En outre, un fonctionnement à haute vitesse tend à accroître les pertes de charge, or les coûts énergétiques de pompage peuvent être rédhibitoires dans le cas des fluides compressibles (Kuravi et al., 2013).

Cependant l'air, qui est utilisé quasi-systématiquement comme caloporteur gazeux, présente l'avantage d'être gratuit, non toxique et non inflammable, ce qui peut réduire significativement les coûts et les risques inhérents au système de stockage. De plus, l'air est chimiquement stable et, contrairement à la plupart des liquides, permet de fonctionner à très haute température, ce qui peut considérablement accroître la densité de stockage du système et le rendement de conversion thermodynamique correspondant. De plus, la compatibilité chimique à long terme de l'air avec les solides composant le lit fixe est généralement moins problématique que pour les huiles ou les sels fondus.

Fluides	T_{\min}/T_{\max} [°C]	ρ [kg·m ⁻³]	c_p [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	λ [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	μ [Pa·s]	$\rho \cdot c_p$ [kWh·m ⁻³ ·K ⁻¹]	E [J·K ⁻¹ ·m ⁻² ·s ^{-1/2}]
Eau	0 / 100	990	4180	0,64	$5,5 \cdot 10^{-4}$	1,15	1630
Caloria HT 43	0 / 315	695	2700	0,16	$6,8 \cdot 10^{-4}$	0,52	547
Therminol 66	0 / 345	845	2380	0,10	$5,7 \cdot 10^{-4}$	0,56	451
Jarysol	0 / 350	870	2350	0,11	$5,1 \cdot 10^{-4}$	0,57	469
Solar salt	220 / 600	1835	1510	0,52	$1,8 \cdot 10^{-3}$	0,77	1200
Hitec	142 / 535	1790	1560	0,33	$1,8 \cdot 10^{-3}$	0,78	960
Hitec XL	120 / 500	1990	1445	0,52	$6,3 \cdot 10^{-3}$	0,80	1224
Air	- / -	0,5	1075	0,05	$3,4 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	5,3

Tableau 3. Propriétés physiques de quelques fluides caloporteurs usuels au niveau de température moyen typique.

1.1.5. Solide de remplissage

Les propriétés physiques de quelques matériaux de remplissage sont présentées dans le Tableau 4. Les valeurs sont estimatives dans la mesure où elles peuvent varier en fonction de la provenance et de la qualité des matériaux.

Les lits fixes utilisés pour le stockage thermique régénératif peuvent être structurés ou non. Les lits structurés se caractérisent par un agencement organisé de solides réguliers. Ils sont donc généralement plus coûteux à mettre en place que les lits non structurés, tels les lits de roche. Le lit de solides est principalement caractérisé par sa porosité, qui correspond à la fraction volumique du lit qui n'est pas occupée par le solide (et qui est donc généralement occupée par le fluide).

Les lits non structurés composés de sphéroïdes de taille uniforme disposées en vrac possèdent une porosité généralement comprise entre 0,3 et 0,4 (Nellis et Klein, 2009). Une porosité de 0,25 peut être atteinte en utilisant des solides de deux tailles différentes, par exemple en mélangeant des roches et du sable (Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014 ; Faas et al., 1986 ; Hallet et Gervais, 1977 ; Pacheco, Showalter et Kolb, 2002). Une faible porosité permet d'augmenter la part occupée par le solide au détriment de celle occupée par le fluide. Dans les systèmes liquide/solide, où le fluide est généralement plus cher que le solide, cela permet de réduire les coûts. Dans les systèmes gaz/solide, où le solide possède une capacité calorifique volumique bien supérieure à celle du fluide, cela permet d'accroître la densité de stockage du système. Cependant, la réduction de la porosité induit une réduction de la section de passage du fluide et donc une augmentation des pertes de charge, ce qui peut être prohibitif dans le cas des fluides caloporteurs compressibles (c'est-à-dire gazeux). Des solides en matériau de synthèse, tels la céramique, le verre ou l'alumine, peuvent être utilisés pour fonctionner à très haute température ou pour s'affranchir des interactions chimiques entre le fluide et les solides.

Les solides de petite taille permettent d'améliorer la stratification thermique en augmentant la surface globale d'échange fluide/solide et en réduisant le nombre adimensionnel de Biot des solides (Van Lew et al., 2011 ; Yang et Garimella, 2010b). En effet, pour favoriser la stratification, le nombre de Biot, qui caractérise la résistance de conduction au sein des solides par rapport à la résistance de convection, doit être le plus petit possible de manière que l'échange de chaleur soit avant tout régi par la convection (Adeyanju et Manohar, 2009). Cette influence de la taille des solides sur la stratification a été démontrée par des études expérimentales (Anderson et al., 2014) et numériques (Durisch, Frick et Kesselring, 1986 ; Mertens et al., 2014 ; Yang et Garimella, 2010b). D'autre part, tant que la fluidisation est évitée, la réduction de la taille des solides tend à améliorer l'homogénéité de la distribution du fluide via l'augmentation des pertes de charge (Hollands, Sullivan et Shewen, 1984) et la limitation des passages préférentiels près de la paroi. Dans les réservoirs cylindriques remplis de solides sphéroïdaux, ce phénomène peut-être contenu en respectant un rapport minimum d'environ 30 à 40 entre le diamètre du réservoir et le diamètre des solides (Meier, Winkler et Wuillemin, 1991 ; Rose et Rizk, 1949). Dans les réservoirs de section rectangulaire, le rapport entre le plus

petit côté de la section et la taille des solides doit être supérieur à 50 pour éviter les passages préférentiels près de la paroi (Hollands, Sullivan et Shewen, 1984).

Les solides réguliers telles les briques ou les plaques permettent de structurer rationnellement le lit fixe. Bien que cela soit généralement plus coûteux que d'utiliser un lit en vrac (en raison des coûts de fabrication et mise en place des matériaux), cela permet d'optimiser la géométrie du lit en termes d'échange convectif, de nombre de Biot des solides et de pertes de charge. Les lits structurés permettent d'atteindre des porosités très basses (0,2 dans le cas de Kuravi et al., 2013) tout en maintenant des pertes de charge acceptables. De plus, les lits structurés peuvent permettre de s'affranchir des passages préférentiels près de la paroi. Ils peuvent également être conçus de manière à empêcher la réorganisation du lit au cours des cycles thermiques, ce qui permet de traiter efficacement les problématiques liées au phénomène de cliquet thermique. Pour toutes ces raisons, les lits structurés sont particulièrement intéressants pour les systèmes gaz/solide fonctionnant à haute température.

Solides	ρ [kg·m ⁻³]	c_p [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	λ [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	$\rho \cdot c_p$ [kWh·m ⁻³ ·K ⁻¹]	E [J·K ⁻¹ ·m ⁻² ·s ^{-1/2}]
Quartzite	2600	850	5,5	0,61	3486
Basalte	2900	900	2,0	0,73	2285
Béton	2200	850	1,5	0,52	1675
Brique	3200	800	1,6	0,71	2024
Céramique	3550	900	1,3	0,89	2038
Alumine	4000	900	11	1,0	6293

Tableau 4. Ordres de grandeur des propriétés physiques de quelques solides de remplissage.

I.2. Modélisation des systèmes de stockage thermique régénératif

De nombreux modèles de stockage thermique régénératif ont été présentés et résumés par Ismail et Stuginsky, 1999. La totalité d'entre eux s'appuie sur l'équation de conservation de l'énergie appliquée aux composants du système de stockage et postule l'absence de réaction chimique et de production de chaleur au sein du système. L'échange de chaleur par convection entre le fluide et les solides de remplissage est supposé proportionnel à la différence de température (loi de Newton). Les propriétés physiques des matériaux peuvent être supposées constantes et uniformes ou non selon le cas étudié et les hypothèses simplificatrices. Les hypothèses supplémentaires et les simplifications qui en découlent (Tableau 5) permettent de distinguer les différents types de modèle. En premier lieu, les modèles peuvent être distingués selon que le gradient thermique au sein des solides est négligé ou non. Puis, les modèles peuvent être classés selon le nombre de dimensions pris en compte (monodimensionnel, bidimensionnel et tridimensionnel). Enfin, ils se distinguent par le nombre de phases (fluide, solides, parois) prises en compte dans une équation d'énergie distincte.

I.2.1. Modèles négligeant le gradient thermique dans les solides

Ce type de modèle est utilisé lorsque le solide peut être qualifié de thermiquement mince, c'est-à-dire lorsque la résistance de conduction des solides est négligeable devant la résistance de convection du fluide (Saez et McCoy, 1982). Cette hypothèse peut être évaluée grâce au nombre adimensionnel de Biot des solides défini par l'équation (2) (Bergman et al., 2011).

$$Bi = \frac{h \cdot V_c / A_c}{\lambda_c} \leq 0,1 \quad (2)$$

I.2.1.1. Modèle de Schumann et modèles monodimensionnels à deux équations

Le modèle de Schumann est le modèle de référence sur lequel se sont appuyé nombre d'auteurs. Ce modèle de transfert de chaleur au sein d'un milieu poreux fut développé par Schumann, 1929. C'est un modèle monodimensionnel à deux équations d'énergie qui modélise le lit fixe comme un milieu poreux continu et homogène. Il se compose de deux équations d'énergie exprimées sous forme volumique, l'une pour le fluide (3), l'autre pour le solide (4), reliées par un terme d'échange convectif.

$$\varepsilon \cdot \rho_f \cdot c_{pf} \cdot \left(\frac{\partial T_f}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) = h \cdot a_c \cdot (T_c - T_f) \quad (3)$$

$$(1 - \varepsilon) \cdot \rho_c \cdot c_{pc} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial t} = h \cdot a_c \cdot (T_f - T_c) \quad (4)$$

Du fait de la forme volumique des équations, le terme a_c représente la surface de solide par unité de volume du lit et s'exprime en $m^2 \cdot m^{-3}$. Le volume de lit s'entend ici comme la somme du volume de solide et du volume de fluide. La surface spécifique d'échange peut être déterminée avec l'équation (5) grâce au diamètre de la sphère de même surface spécifique que les solides ($D_{eq,a}$). Ce diamètre (cf. équation (39)) permet en effet de respecter la surface de solide par unité de volume de lit quelle que soit la forme des solides.

$$a_c = \frac{A_{c,tot}}{V_l} = \frac{6 \cdot (1 - \varepsilon)}{D_{eq,a}} \quad (5)$$

Le modèle de Schumann est valide dans certaines conditions présentées dans le Tableau 5 (p. 33). Ce modèle possède une solution analytique proposée par Schumann lui-même sous forme d'abaques (Fig. 12 et Fig. 13). Cette solution analytique est valable à condition que la capacité calorifique volumique du fluide soit négligeable devant celle du solide (c'est-à-dire pour les systèmes gaz/solide), que le solide soit initialement uniformément à la température adimensionnelle zéro et que les propriétés physiques des matériaux, la température d'entrée et le débit de fluide soient constants.

Shitzer et Levy, 1983, ont simplifié l'écriture de la solution analytique proposée par Schumann et ont étendu sa validité aux cas où la température d'entrée du fluide varie.

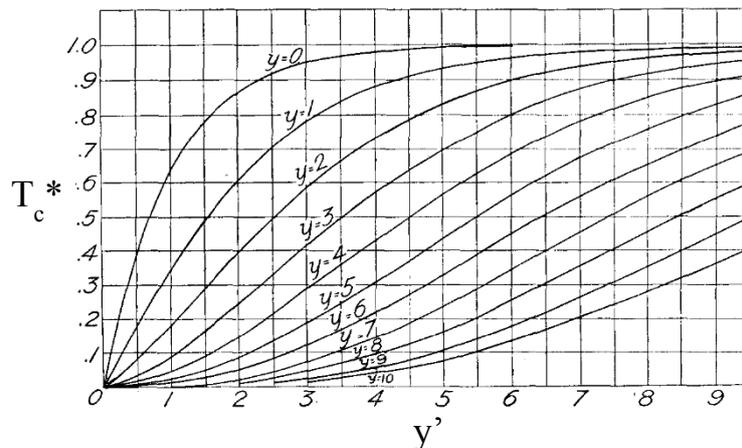


Fig. 12. Solution analytique du modèle de Schumann pour la température du solide en fonction du temps adimensionnel y' et de la longueur adimensionnelle y (Schumann, 1929).

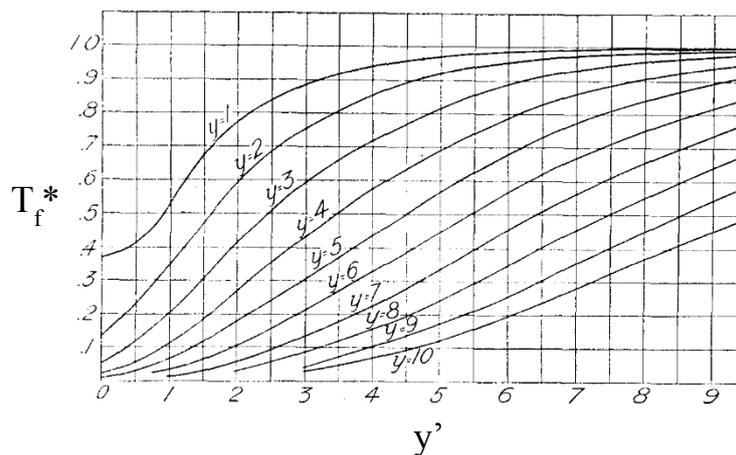


Fig. 13. Solution analytique du modèle de Schumann pour la température du fluide en fonction du temps adimensionnel y' et de la longueur adimensionnelle y (Schumann, 1929).

Le modèle de Schumann peut être complété en tenant compte de phénomènes supplémentaires jusqu'alors négligés.

Les pertes thermiques vers l'extérieur peuvent être non négligeables et doivent être prises en compte notamment dans les systèmes faiblement isolés, présentant une compacité faible ou pour modéliser des fonctionnements à haute température ou au repos. En s'appuyant sur des comparaisons entre les résultats expérimentaux et numériques sur des systèmes aux échelles laboratoire, prototype et commerciale, Hoffmann et al., 2016, ont montré que les pertes doivent être prises en compte pour simuler efficacement le fonctionnement des systèmes d'échelle laboratoire. Pour les systèmes d'échelles prototype et commerciale, cela n'est pas nécessaire car l'influence des pertes est plus faible. Étant donné que la surface de contact entre les solides et la paroi est généralement faible par rapport à la surface de contact entre le fluide et la paroi, le terme correspondant aux pertes de chaleur est généralement négligé dans l'équation d'énergie des solides. Cependant, dans le cas des systèmes gaz/solide, le transfert de chaleur entre les solides et la paroi peut être non négligeable en raison du transfert par rayonnement (Klein, Roos et Sheer, 2013), et ce, particulièrement pour les systèmes fonctionnant à haute température, c'est-à-dire au-delà de 200 à 300 °C (Balakrishnan et Pei, 1979b ; Krupiczka, 1967 ; Kunii et Smith, 1960 ; Schröder, Class et Krebs, 2006). En revanche, dans les systèmes liquide/solide, le rayonnement est négligeable en raison de l'opacité du fluide (Kunii et Smith, 1960).

Les pertes thermiques peuvent être modélisées grâce à un coefficient d'échange global ($U_{f/\infty}$) tenant compte des résistances thermiques de convection interne et externe, et de la résistance de conduction dans la paroi et dans l'isolant. Ce coefficient d'échange surfacique doit être associé à la surface spécifique d'échange du lit (a_l) qui correspond à la surface d'échange entre l'intérieur et l'extérieur du réservoir rapportée au volume du lit (Ismail et Stuginsky, 1999).

Le modèle de Schumann peut également être complété par un terme de diffusion thermique modélisant les phénomènes conduisant à la dé-stratification du système de stockage. Ce terme s'appuie généralement sur une conductivité thermique effective permettant d'appliquer la loi de Fourier (Weidenfeld, Weiss et Kalman, 2004). Il convient de remarquer que le modèle original de Schumann modélise déjà la dé-stratification liée à la non-idéalité du transfert de chaleur entre le fluide et les solides, puisque le coefficient d'échange n'est pas infini (Hollands, Sullivan et Shewen, 1984). Lorsque le fluide circule, la dé-stratification liée à la diffusion est généralement de second ordre par rapport à celle provoquée par la non-idéalité de l'échange thermique entre le fluide et les solides. En revanche, la prise en compte de la diffusion devient essentielle pour modéliser l'épaississement de la thermocline durant les périodes de repos (Gunn et Vortmeyer, 1982 ; Handley et Hegg, 1969). Les phénomènes de dé-stratification et leur modélisation sous forme de conductivité effective sont plus largement abordés en I.3.3.

La capacité thermique des parois du réservoir peut avoir une influence non négligeable, particulièrement dans les systèmes de petite taille (Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014 ; Hoffmann et al., 2016). Il est possible de tenir compte de cette influence dans un modèle de type Schumann en utilisant une masse volumique effective pour les solides ($\rho_{c,eff}$). Cela revient à modifier la capacité calorifique volumique des solides de manière à y inclure artificiellement l'inertie de la paroi (Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014). Cette masse volumique effective peut être exprimée par l'équation (6).

$$\rho_{c,eff} = \rho_c + \frac{m_p \cdot c_{pp}}{(1 - \varepsilon) \cdot c_{pc} \cdot V_l} \quad (6)$$

Pour résumer, si les pertes thermiques, les conductivités effectives du fluide et des solides, et la capacité thermique des parois sont ajoutées au modèle de Schumann, un modèle monodimensionnel à deux équations plus général peut être obtenu et s'exprime selon les équations (7) et (8). Les termes modifiés ou ajoutés sont signalés en gras. Ce modèle est plus complet que celui proposé originellement par Schumann, 1929, en revanche, contrairement à ce dernier, il ne possède pas de solution analytique. Il doit donc être résolu par méthode numérique.

$$\varepsilon \cdot \rho_f \cdot c_{pf} \cdot \left(\frac{\partial T_f}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left(\lambda_{eff,f} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + h \cdot a_c \cdot (T_c - T_f) + \mathbf{U}_{f/\infty} \cdot \mathbf{a}_l \cdot (T_\infty - T_f) \quad (7)$$

$$(1 - \varepsilon) \cdot \rho_{c,eff} \cdot c_{pc} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left(\lambda_{eff,c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} \right) + h \cdot a_c \cdot (T_f - T_c) \quad (8)$$

La validation expérimentale d'un modèle consiste le plus souvent à comparer les profils de température mesurés dans une installation à ceux calculés par le modèle. Deux exemples de validation de modèles numériques monodimensionnels à deux équations d'énergie sont présentés en Fig. 14 et Fig. 15.

La Fig. 14 illustre la validation du modèle numérique proposé par Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014, sur leur installation expérimentale huile/roche (cf. Tableau 1). Le modèle correspond aux équations (7) et (8). La Fig. 14 représente les profils adimensionnels de température en fin de charge et de décharge au cours d'un cyclage (répétition de cycles opérés dans des conditions identiques). Les courbes correspondant aux résultats numériques permettent de retrouver avec un bon accord les mesures expérimentales illustrées par les points, notamment lorsque le régime est stabilisé. Parmi celles répertoriées dans la littérature, cette validation expérimentale est la seule à avoir été réalisée sur plusieurs cycles successifs.

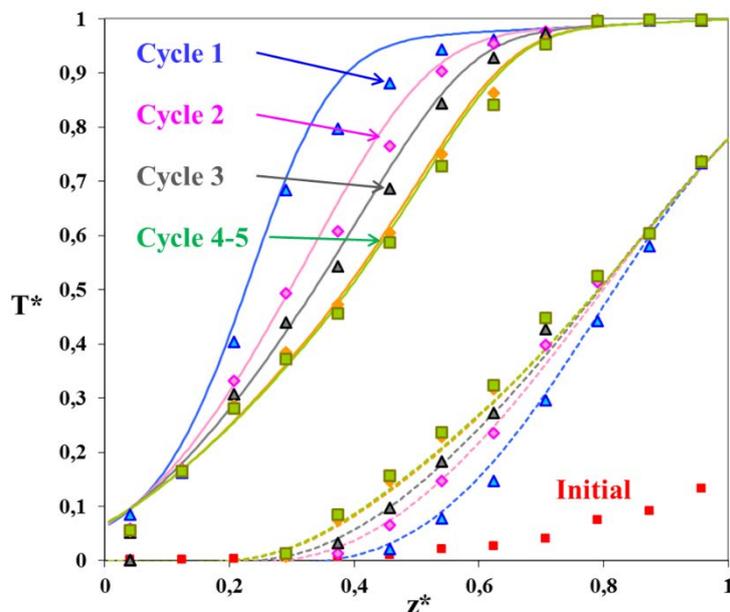


Fig. 14. Validation du modèle numérique monodimensionnel à deux équations proposé par Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014, avec les résultats expérimentaux des auteurs (Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014).

Un modèle similaire a été développé et validé par Meier, Winkler et Willemin, 1991, grâce à des mesures sur un système constitué de sphères de porcelaine fonctionnant avec de l'air (cf. Tableau 1). Cependant, les auteurs furent confrontés à des effets de bord non négligeables dans leur installation : en raison du faible rapport entre la taille des solides et celle du réservoir, les passages préférentiels du fluide près de la paroi du réservoir sont non négligeables. Aussi, le débit de fluide alimentant effectivement le lit de solide et contribuant réellement à l'échange de chaleur s'en trouve réduit. Or le modèle utilisé étant monodimensionnel, il est inapte à rendre compte d'une telle hétérogénéité transversale. Par conséquent, afin de tenir compte de ce phénomène, le débit de fluide utilisé pour la modélisation numérique est réduit de 25 % par rapport au débit mesuré. Sur la Fig. 15, les résultats numériques obtenus avec le débit mesuré correspondent aux courbes supérieures, tandis que les résultats numériques obtenus avec le débit corrigé correspondent aux courbes inférieures. Les résultats expérimentaux sont quant à eux représentés par les points qui sont compris entre les deux calculs numériques. Cela tend à conforter le diagnostic des auteurs concernant les passages préférentiels du fluide près de la paroi.

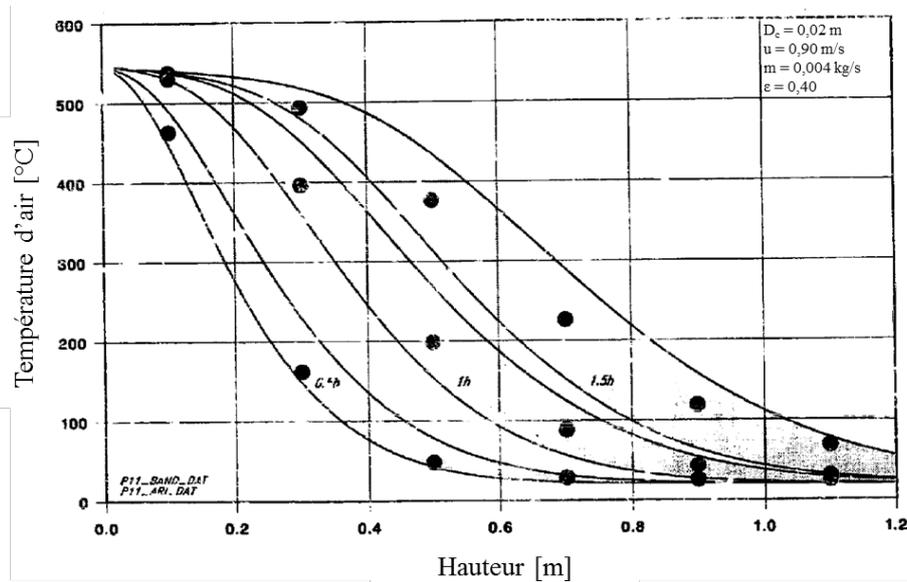


Fig. 15. Profils de température expérimentaux (points) et numériques (courbes) obtenus par Meier, Winkler et Wuillemmin, 1991. Les courbes inférieures correspondent à la modélisation avec le débit corrigé (- 25 %) et les courbes supérieures à la modélisation avec le débit mesuré (Meier, Winkler et Wuillemmin, 1991).

I.2.1.2. Modèles monodimensionnels à une équation : réduction du modèle de Schumann

Les modèles à une équation dérivent directement du modèle développé par Schumann, et ont été introduits par les travaux de Vortmeyer et Schaefer, 1974. Ils consistent à modéliser le système de stockage à l'aide d'une unique équation d'énergie. Lorsque l'ensemble des hypothèses est respecté, la température que permet de calculer cette unique équation correspond à la température des solides (Vortmeyer, 1989). Deux types de modèle à une équation, impliquant des hypothèses et des simplifications différentes selon la nature du fluide caloporteur (liquide ou gazeux) peuvent être distingués.

Lorsque le fluide caloporteur est gazeux, il est raisonnable de supposer que son énergie interne est négligeable devant celle des solides puisque les volumes de fluide et de solides au sein du système sont de même ordre de grandeur et la capacité calorifique volumique du fluide est inférieure de plusieurs ordres de grandeur à celle des solides ($\rho_f \cdot c_{pf} \ll \rho_c \cdot c_{pc}$). Par conséquent, un modèle de type Schumann équivalent aux équations (3) et (4) dans lesquelles des termes de diffusion sont ajoutés, mais où le terme temporel de l'équation (3) est négligé, peut être considéré. À partir de ce modèle, Vortmeyer et Schaefer, 1974, démontrent qu'il est possible de parvenir à un modèle à une équation (9). Pour cela, seule l'hypothèse selon laquelle les dérivées spatiales secondes des températures du fluide et du solide sont égales est nécessaire ($\partial^2 T_f / \partial z^2 = \partial^2 T_c / \partial z^2$). Or, dans la plupart des systèmes cette hypothèse est réaliste (Vortmeyer et Schaefer, 1974). Telle qu'elle est formulée par les auteurs, la méthode utilisée pour réduire le modèle à une équation suppose également que les propriétés physiques sont uniformes.

$$(1 - \varepsilon) \cdot \rho_c \cdot c_{pc} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial t} + \varepsilon \cdot \rho_f \cdot c_{pf} \cdot u \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} = \left[\lambda_{\text{eff},c} + \lambda_{\text{eff},f} + \frac{(\varepsilon \cdot \rho_f \cdot c_{pf} \cdot u)^2}{h \cdot a_c} \right] \cdot \frac{\partial^2 T_c}{\partial z^2} \quad (9)$$

Lorsque le fluide caloporteur est liquide, son énergie interne ne peut être raisonnablement négligée devant celle des solides. Dans ce cas, Vortmeyer et Schaefer, 1974, se sont appuyé sur un modèle de type Schumann équivalent aux équations (3) et (4) dans lesquelles des termes de

diffusion sont ajoutés. À partir de ce modèle, et en supposant que les dérivées spatiales et temporelles des températures du fluide et des solides sont égales ($\partial T_c / \partial t = \partial T_f / \partial t$ et $\partial T_c / \partial z = \partial T_f / \partial z$), les auteurs ont développé le modèle à une équation décrit par l'équation (10).

$$\begin{aligned} & [(1 - \varepsilon) \cdot \rho_c \cdot c_{p_c} + \varepsilon \cdot \rho_f \cdot c_{p_f}] \cdot \frac{\partial T_c}{\partial t} + \varepsilon \cdot \rho_f \cdot c_{p_f} \cdot u \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} \\ &= \left[\lambda_{\text{eff},c} + \lambda_{\text{eff},f} + \frac{[(1 - \varepsilon) \cdot \rho_c \cdot c_{p_c} \cdot w]^2}{h \cdot a_c} \right] \cdot \frac{\partial^2 T_c}{\partial z^2} \\ &+ \frac{(1 - \varepsilon) \cdot \rho_c \cdot c_{p_c} \cdot w \cdot \lambda_{\text{eff},c}}{h \cdot a_c} \cdot \frac{\partial^3 T_c}{\partial z^3} \end{aligned} \quad (10)$$

Dans l'équation (10), le dernier terme est généralement petit et peut être négligé puisqu'il s'agit d'une dérivée du troisième ordre. Le terme w représente la vitesse du front thermique (c'est-à-dire du centre de la thermocline) exprimée en m/s. Il découle directement des hypothèses réalisées sur les dérivées de température que cette vitesse w est supposée identique pour la température du fluide et celle des solides. À moins de mesurer expérimentalement la vitesse du front thermique, il est possible de l'estimer à l'aide d'un bilan d'énergie. La vitesse du front thermique s'exprime alors comme suit :

$$w = \frac{\varepsilon \cdot \rho_f \cdot c_{p_f}}{(1 - \varepsilon) \cdot \rho_c \cdot c_{p_c} + \varepsilon \cdot \rho_f \cdot c_{p_f}} \cdot u \quad (11)$$

L'équation (11) s'appuyant sur un bilan d'énergie, elle suppose mécaniquement que le fluide et les solides sont à l'équilibre thermique. Par conséquent, si cette équation est utilisée pour estimer w , le modèle est restreint aux systèmes dans lesquels la différence de température entre le fluide et les solides est faible.

Il convient de remarquer que dans les deux modèles à une équation, la dé-stratification liée à la non-idéalité de l'échange convectif entre le fluide et les solides est prise en compte sous forme de diffusion. Ainsi, les hypothèses simplificatrices nécessaires à l'établissement des modèles à une équation permettent de réduire le temps de calcul (car il n'y a plus qu'une équation à résoudre), mais ne permettent pas, en toute rigueur, de se dispenser du calcul du coefficient d'échange entre le fluide et les solides.

Bayón et Rojas, 2013, ont développé un modèle simplifié à une équation qui correspond à l'équation (10) dans laquelle sont négligés la dérivée tierce et le terme de diffusion lié à la non-idéalité de l'échange convectif entre le fluide et les solides. Ce modèle monodimensionnel à une équation fut comparé aux mesures effectuées sur le réservoir de la centrale Solar One, sur l'installation de Pacheco, Showalter et Kolb, 2002 (cf. Tableau 1), et sur un système de stockage fonctionnant uniquement avec du liquide (sans solides de remplissage : Zurigat, Liche et Ghajar, 1991). La comparaison aux résultats obtenus par Pacheco, Showalter et Kolb, 2002, (système sels fondus/roche) est présentée en Fig. 16. L'état thermique initial du réservoir n'étant pas connu, le premier profil expérimental de température est utilisé pour initialiser les calculs numériques. Sur la Fig. 16, le modèle numérique montre un bon accord avec les données expérimentales malgré la forte dispersion de ces dernières.

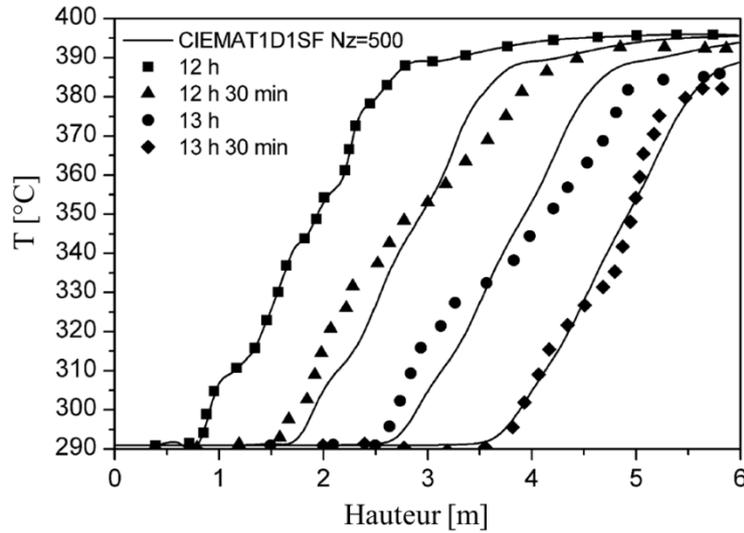


Fig. 16. Profils de température expérimentaux (points) mesurés sur le système sels fondus/roche de Pacheco, Showalter et Kolb, 2002, comparés aux résultats numériques (courbes) obtenus avec le modèle monodimensionnel à une équation de Bayón et Rojas, 2013. (Bayón et Rojas, 2013)

I.2.1.3. Modèle de perturbation

Le modèle de perturbation fut à l'origine développé par Kuznetsov, 1995, et fut par la suite appliqué au stockage thermique régénératif par Votyakov et Bonanos, 2014. Ce modèle dérive de celui de Schumann, auquel sont préalablement ajoutés les termes de diffusion thermique pour le fluide et les solides. Le principe sous-jacent au modèle de perturbation est l'hypothèse selon laquelle, bien que supposées différentes, les températures du fluide et des solides sont jugées relativement proches l'une de l'autre par rapport à la température de référence utilisée pour adimensionner les équations. De ce fait, la température du solide peut être assimilée à une perturbation dans le champ de température du fluide. Ainsi, la température du fluide peut être calculée uniquement à l'aide de l'équation adimensionnelle (12). Dans cette équation, tout comme dans les modèles à une équation, la dé-stratification est prise en compte sous forme de diffusion (à travers le paramètre Λ). À partir de la température du fluide, la température des solides peut être obtenue à l'aide de l'équation (13).

$$\frac{\partial T_f^*}{\partial \tau} + \gamma_f \cdot Pe \cdot \frac{\partial T_f^*}{\partial z^*} = \Lambda \cdot \frac{\partial^2 T_f^*}{\partial z^{*2}} \quad (12)$$

$$T_c^* = T_f^* + \delta\theta = T_f^* + \frac{\gamma_c \cdot \gamma_f \cdot Pe}{Bi'} \cdot \frac{\partial T_f^*}{\partial z^*} \quad (13)$$

Le modèle de perturbation est plus réaliste que les modèles à une équation puisqu'il permet de calculer distinctement les températures du fluide et des solides. Par ailleurs, lorsque le débit et la température d'entrée sont constants, ce modèle possède une solution analytique. Une solution semi-analytique fut également proposée dans les cas où le débit et la température d'entrée varient en fonction du temps (Mabrouk, Kheiri et Feidt, 2015). Cependant, ce modèle ne permet pas de tenir compte des pertes de chaleur vers l'extérieur.

I.2.1.4. Modèles monodimensionnels à trois équations

Afin de tenir compte finement de l'influence de la paroi, celle-ci peut être modélisée à l'aide d'une équation d'énergie dédiée (Beasley et Clark, 1984 ; Hoffmann et al., 2016). Cette équation permet de tenir compte de la capacité thermique et de la conduction longitudinale de chaleur dans la paroi. En complétant de la sorte le modèle de type Schumann présenté à travers les équations (7) et (8), le modèle monodimensionnel à trois équations exprimé par les équations (14) à (16) peut être obtenu. Dans ce modèle, le coefficient d'échange convectif entre le fluide et la paroi interne ($h_{p,int}$), et le coefficient d'échange global entre la paroi et l'extérieur ($U_{p/\infty}$) sont associés aux facteurs de forme de la paroi calculés respectivement avec la surface interne et externe ($a_{p,int}$ et $a_{p,ext}$).

$$\begin{aligned} \varepsilon \cdot \rho_f \cdot c_{pf} \cdot \left(\frac{\partial T_f}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) \\ = \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left(\lambda_{eff,f} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + h \cdot a_c \cdot (T_c - T_f) + \mathbf{h}_{p,int} \cdot \mathbf{a}_1 \cdot (T_p - T_f) \end{aligned} \quad (14)$$

$$(1 - \varepsilon) \cdot \rho_c \cdot c_{pc} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left(\lambda_{eff,c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} \right) + h \cdot a_c \cdot (T_f - T_c) \quad (15)$$

$$\rho_p \cdot c_{pp} \cdot \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left(\lambda_p \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + \mathbf{h}_{p,int} \cdot \mathbf{a}_{p,int} \cdot (T_f - T_p) + \mathbf{U}_{p/\infty} \cdot \mathbf{a}_{p,ext} \cdot (T_\infty - T_p) \quad (16)$$

I.2.1.5. Modèles bidimensionnels

Pour prendre en compte des effets de bord, tels les hétérogénéités de distribution du fluide ou le gradient thermique transversal dû à des pertes de chaleur latérales significatives, un modèle bidimensionnel est nécessaire. Les paramètres, telles la température, la vitesse du fluide ou la porosité, sont alors susceptibles de prendre des valeurs différentes sur la section du réservoir. Les modèles bidimensionnels permettent également de prendre en compte une éventuelle anisotropie dans la conductivité thermique effective du lit de solides, ce qui peut être particulièrement utile pour modéliser des lits structurés. Cependant, pour qu'un tel modèle soit pertinent, la variabilité transversale de ces paramètres doit être connue, ce qui n'est pas toujours aisé.

Étant donné que l'échange thermique entre l'intérieur et l'extérieur du réservoir (ou bien ses parois) survient uniquement aux limites, ce phénomène est modélisé par l'intermédiaire des conditions aux limites, le plus souvent de Neumann, c'est-à-dire portant sur la dérivée de la variable (en l'occurrence la température). Bien que cela ne soit pas nécessaire, si une équation de paroi est utilisée, celle-ci peut également être bidimensionnelle (Klein, Roos et Sheer, 2013). La version bidimensionnelle du modèle présenté par les équations (14) à (16) est exprimée en coordonnées cylindriques par les équations (17) à (19). Dans ce modèle, la composante radiale de la vitesse du fluide est négligée (ce qui est le cas dans la plupart des modèles de ce type).

$$\begin{aligned} \varepsilon \cdot \rho_f \cdot c_{pf} \cdot \left(\frac{\partial T_f}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) \\ = \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left(\lambda_{eff,f,z} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + \frac{1}{\mathbf{r}} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left(\mathbf{r} \cdot \lambda_{eff,f,r} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial \mathbf{r}} \right) + h \cdot a_c \cdot (T_c - T_f) \end{aligned} \quad (17)$$

$$(1 - \varepsilon) \cdot \rho_c \cdot c_{pc} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left(\lambda_{\text{eff},c,z} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \lambda_{\text{eff},c,r} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial r} \right) + h \cdot a_c \cdot (T_f - T_c) \quad (18)$$

$$\rho_p \cdot c_{pp} \cdot \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left(\lambda_{p,z} \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \lambda_{p,r} \cdot \frac{\partial T_p}{\partial r} \right) \quad (19)$$

Des modèles bidimensionnels plus complets peuvent être mis en œuvre, notamment à l'aide de logiciels de mécanique des fluides numérique, tel le code commercial Ansys® Fluent (Chang et al., 2015 ; Yang et Garimella, 2010b). Grâce à ce type de logiciel, les équations de continuité et de conservation de la quantité de mouvement peuvent être facilement mises en œuvre et permettent par exemple de tenir compte de phénomènes tels que le travail de compression par contraction/dilatation du fluide, les effets de viscosité ou de variation de l'énergie cinétique. Toutefois, ces phénomènes ont le plus souvent une influence marginale (Chang et al., 2015).

Deux exemples de validation de modèles bidimensionnels à trois équations (fluide, solide et paroi) sont présentés en Fig. 17 et Fig. 18.

La Fig. 17 illustre la validation du modèle développé par Beasley et Clark, 1984, sur le système air/roche de Jones et Hill, 1979 (cf. Tableau 1). Le modèle bidimensionnel permet de tenir compte d'un profil de vitesse non uniforme sur la section. Pour estimer la répartition transversale de porosité, les auteurs s'appuient sur les profils adimensionnels typiques de vitesse mesurés dans les lits de coke. À partir du profil de porosité, le profil de vitesse est calculé par le modèle à l'aide d'une forme vectorisée de la loi d'Ergun, laquelle permet de déterminer la perte de charge d'un milieu poreux (cf. I.3.4).

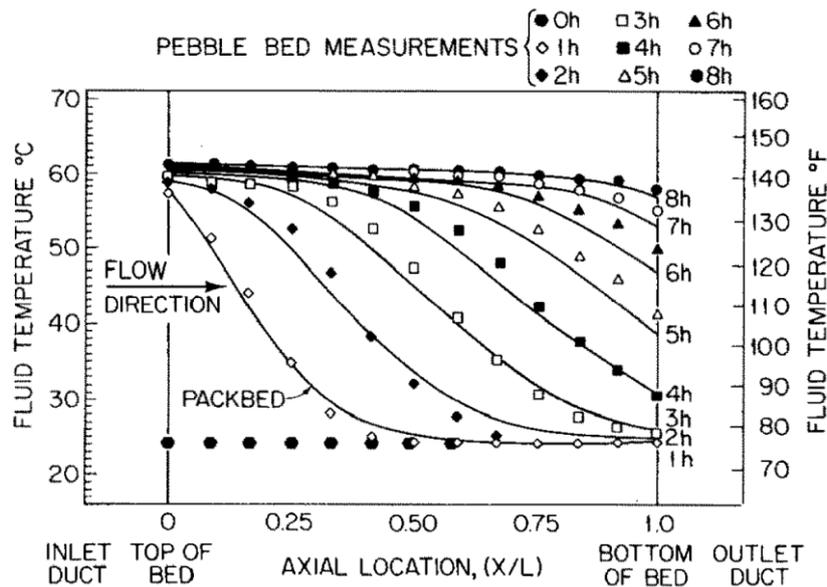


Fig. 17. Profils de température numériques (courbes) obtenus par Beasley et Clark, 1984, avec un modèle bidimensionnel comparés aux profils de température expérimentaux (points) obtenus par Jones et Hill, 1979, sur un système air/roche. Les profils correspondent à l'axe central du lit. (Beasley et Clark, 1984)

Enfin, un exemple de validation expérimentale du modèle bidimensionnel à trois équations proposé par Cascetta et al., 2016, sur leur système air/alumine (cf. Tableau 1) est présenté en Fig. 18. Dans ce modèle, le profil transversal de porosité dans le lit est déterminé grâce à une

corrélation. Le profil de vitesse qui en résulte est déterminé par une équation de conservation de la quantité de mouvement se fondant sur la loi d'Ergun pour le calcul de la perte de charge (cf. I.3.4). La Fig. 18 (a) montre les profils adimensionnels axiaux de température du fluide, tandis la Fig. 18 (b) montre les profils de température transversaux et la température externe de paroi.

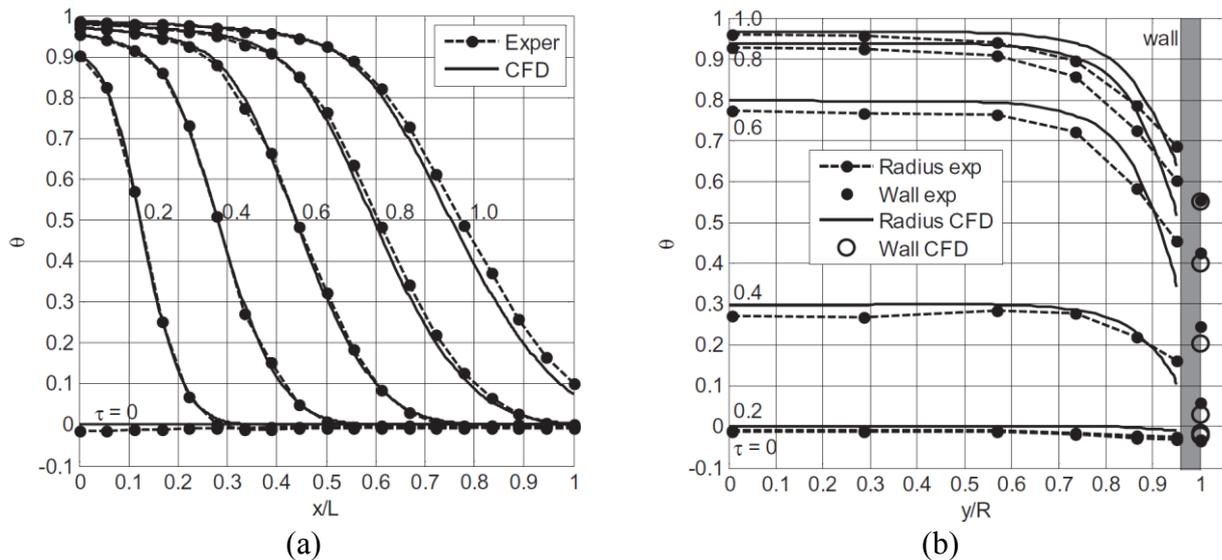


Fig. 18. Profils expérimentaux (points) et numériques (courbes et cercles) obtenus par Cascetta et al., 2016, sur un système air/alumine. (a) profils axiaux, (b) profils transversaux et température de paroi. (Cascetta et al., 2016)

I.2.2. Modèles tenant compte du gradient thermique dans les solides

Le critère de solide thermiquement mince exprimé par l'équation (2) peut ne pas être rempli, notamment si les solides sont de grande taille, possèdent une conductivité thermique faible ou si le coefficient d'échange convectif entre le fluide et les solides est très élevé. Dans ce cas, la température au sein des solides ne peut être raisonnablement supposée uniforme. Dans la littérature, il existe deux approches permettant de traiter ce problème : soit le profil de température au sein des solides est calculé en adaptant spécifiquement les équations du modèle, soit les modèles présentés précédemment sont utilisés avec un coefficient d'échange fluide/solide effectif. Ce coefficient effectif permet d'étendre l'hypothèse de solide thermiquement mince. En pratique, cela revient à abaisser le coefficient d'échange en fonction de la résistance de conduction interne des solides. La première approche est présentée dans cette partie, tandis que la seconde est abordée en I.3.1.3 en même temps que les corrélations de coefficient d'échange convectif entre le fluide et les solides.

I.2.2.1. Modèles monodimensionnels de conduction intra-solide

Ce type de modèle tenant compte du gradient thermique au sein des solides fut introduit par Handley et Heggs, 1969. Les solides sont modélisés comme des sphères de même volume (Fig. 19). Dans chaque couche élémentaire, le modèle permet de calculer la température du fluide et le profil de température au sein d'un solide représentatif. Le comportement global du système est supposé monodimensionnel. Par rapport au modèle de Schumann, deux autres hypothèses sont nécessaires : le comportement thermique des solides est supposé concentrique (c'est-à-dire obéissant à une symétrie centrale) et la température du fluide ainsi que le coefficient d'échange sont supposés uniformes autour de chaque solide. Ces conditions sont exprimées par des conditions aux limites de Neumann.

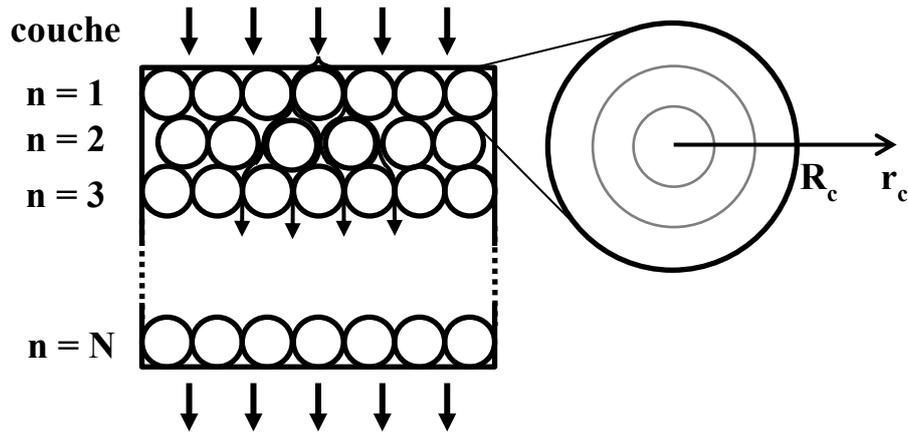


Fig. 19. Principe du modèle de conduction intra-solide. Schéma reproduit à partir de Meier, Winkler et Wuillemin, 1991.

Lorsque les pertes thermiques et la diffusion dans le fluide, ainsi que l'influence des parois du réservoir sont ajoutées au modèle original de Handley et Hegg, 1969, le modèle monodimensionnel à trois équations qui en résulte peut être exprimé par les équations (20) à (22). Dans l'équation des solides de ce type de modèle, l'échange convectif entre le fluide et les solides est exprimé par des conditions aux limites de Neumann. La diffusion thermique liée aux solides est prise en compte dans l'équation du fluide grâce à l'hypothèse que les dérivées spatiales secondes des températures du fluide et des solides le long du réservoir sont proches et que le transfert thermique entre le fluide et les solides prédomine par rapport au transfert thermique au sein de chaque phase (hypothèse du modèle de Schumann). Ainsi, la conductivité effective globale du système (λ_{eff}) est utilisée dans l'équation du fluide (Wakao, Kaguei et Funazkri, 1979).

$$\varepsilon \cdot \rho_f \cdot c_{pf} \cdot \left(\frac{\partial T_f}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left(\lambda_{eff} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + h \cdot a_c \cdot (T_{c,Rc} - T_f) + h_{p,int} \cdot a_l \cdot (T_p - T_f) \quad (20)$$

$$\rho_c \cdot c_{pc} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial t} = \frac{1}{r_c^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r_c} \left(r_c^2 \cdot \lambda_c \cdot \frac{\partial T_c}{\partial r_c} \right) \quad (21)$$

$$\rho_p \cdot c_{pp} \cdot \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left(\lambda_p \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + h_{p,int} \cdot a_{p,int} \cdot (T_f - T_p) + U_{p/\infty} \cdot a_{p,ext} \cdot (T_\infty - T_p) \quad (22)$$

I.2.2.2. Modèles bidimensionnels de conduction intra-solide

Il semble qu'aucun auteur n'ait explicitement proposé un modèle bidimensionnel de conduction intra-solide dans la littérature. Cependant un tel modèle peut facilement être déduit du précédent. Il s'exprimerait alors d'après les équations (23) à (25).

$$\begin{aligned} \varepsilon \cdot \rho_f \cdot c_{p_f} \cdot \left(\frac{\partial T_f}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial \mathbf{z}} \right) \\ = \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left(\lambda_{\text{eff},z} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + \frac{1}{\mathbf{r}} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left(\mathbf{r} \cdot \lambda_{\text{eff},r} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial \mathbf{r}} \right) + h \cdot a_c \cdot (T_{c,R_c} - T_f) \end{aligned} \quad (23)$$

$$\rho_c \cdot c_{p_c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial t} = \frac{1}{r_c^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r_c} \left(r_c^2 \cdot \lambda_c \cdot \frac{\partial T_c}{\partial r_c} \right) \quad (24)$$

$$\rho_p \cdot c_{p_p} \cdot \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left(\lambda_p \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + \frac{\lambda_p}{\mathbf{r}} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left(\mathbf{r} \cdot \frac{\partial T_p}{\partial \mathbf{r}} \right) \quad (25)$$

Hypothèses / Conditions	Schumann (3), (4)	Schumann complété (7), (8)	1D 1 équation (gaz) (9)	1D 1 équation (liquide) (10)	Modèle de perturbation (12), (13)	1D 3 équations (14), (15), (16)	2D 3 équations (17), (18), (19)	Conduction intra-solide 1D (20), (21), (22)	Conduction intra-solide 2D (23), (24), (25)
Gradient thermique négligeable dans les solides ($Bi < 0,1$)	X	X	X	X	X	X	X		
Milieu poreux homogène	X	X	X	X	X	X	X		
Système 1D fonctionnant selon un écoulement piston	X	X	X	X	X	X		X	
Système adiabatique avec une influence des parois négligeable	X		X	X	X				
Diffusion négligeable par rapport à la convection	X								
Dérivées spatiales secondes des températures de fluide et de solide proches			X	X	X				
Capacité calorifique volumique du fluide négligeable par rapport à celle des solides			X						
Températures du fluide et des solides proches				si w est calculé avec (11) (sinon seulement les dérivées temporelles et spatiales)	par rapport à la température de référence				
$\frac{\gamma_c \cdot \gamma_f \cdot Pe}{Bi'} \ll 1$					X				
Coefficient d'échange convectif uniforme autour des solides et profil de température concentrique dans les solides								X	X

Tableau 5. Hypothèses et simplifications relatives à chaque modèle.

1.2.3. Comparaison des modèles

Dans la littérature, il existe peu de comparaisons exhaustives entre différents modèles dédiés aux systèmes de stockage thermique régénératif. La plus complète est probablement celle proposée par Ismail et Stuginsky, 1999. Les auteurs ont comparé plusieurs types de modèle en termes de résultats et de temps de calcul.

1.2.3.1. Temps de calcul

Ismail et Stuginsky, 1999, ont comparé le temps de calcul de différents modèles numériques sur un système eau/roche possédant à chaque fois les mêmes conditions initiales et finales de fonctionnement, et la même discrétisation (nombre de mailles et pas de temps). Sauf mention contraire, tous les modèles testés tiennent compte de la diffusion thermique dans le fluide et les solides, et des pertes de chaleur du réservoir. Les résultats obtenus par les auteurs sont comparés en Fig. 20.

Modèle	Temps de calcul
1D 1 équation	1
1D 2 équations sans diffusion	4
1D 2 équations	7
2D 1 équation	20
1D conduction intra-solide	81
2D 2 équations	180

Fig. 20. Comparaison des temps de calcul de différents modèles (base 1 pour le modèle monodimensionnel à une équation). Reproduit à partir d'Ismail et Stuginsky, 1999.

Ces résultats sont difficiles à exploiter dans la mesure où les conditions de validité des modèles ne peuvent être vérifiées, puisqu'aucune condition opératoire n'est fournie par les auteurs (températures, débit, taille des solides, propriétés des matériaux, nombre de Biot, etc.). De plus, la discrétisation radiale pour le modèle bidimensionnel et la discrétisation des solides pour le modèle de conduction intra-solide ne sont pas fournies. Nonobstant, ces résultats permettent d'estimer le temps de calcul additionnel lié à la prise en compte de chaque phénomène. Ainsi :

- le temps de calcul est 7 à 9 fois plus important pour les modèles à deux équations par rapport aux modèles à une équation ;
- le temps de calcul est 20 à 25 fois plus important pour les modèles bidimensionnels par rapport aux modèles monodimensionnels ;
- la prise en compte de la diffusion thermique multiplie le temps de calcul par un facteur 1,7 ;
- la prise en compte du gradient dans les solides multiplie le temps de calcul par un facteur 11.

I.2.3.2. Études paramétriques

Si les conditions de validité d'un modèle sont correctement remplies, les résultats obtenus numériquement doivent normalement être proches des résultats expérimentaux et des résultats obtenus avec un modèle numérique moins simplifié et donc plus réaliste. Cependant, même si un modèle relativement simple donne de bons résultats, son utilisation à des fins d'étude paramétrique peut être trompeuse.

Par exemple, Ismail et Stuginsky, 1999, ont étudié l'influence de la taille des solides d'un système eau/roche à l'aide de trois modèles différents :

- un modèle de milieu poreux continu à une équation qui néglige la résistance de convection fluide/solide et le gradient thermique au sein des solides ;
- un modèle de milieu poreux continu à deux équations qui néglige le gradient thermique au sein des solides (modèle de type Schumann) ;
- un modèle à deux équations de conduction intra-solide tenant compte des deux phénomènes précités.

Du fait des hypothèses inhérentes au modèle de milieu poreux continu à une équation, celui-ci ne décèle aucune influence de la taille des solides sur le comportement thermique du système (Fig. 21 (a)).

Dans le modèle de milieu poreux continu à deux équations, l'augmentation de la taille des solides conduit à une légère baisse du transfert de chaleur entre le fluide et les solides (Fig. 21 (b)). Cela est dû principalement à la réduction de la surface d'échange totale entre le fluide et les solides.

Dans le modèle de conduction intra-solide à deux équations, la réduction du transfert de chaleur entre le fluide et les solides provoquée par l'augmentation de la taille des solides est plus marquée (Fig. 21 (c)). En effet, outre la réduction de la surface d'échange totale entre le fluide et les solides, ce modèle tient compte également de l'augmentation de la résistance de conduction au sein des solides.

Dans cet exemple, alors que le modèle de milieu poreux continu à une équation donne de bons résultats pour des solides de petit diamètre, il ne permet pas d'évaluer pertinemment l'influence de la taille des solides. Cela est dû au fait que certains phénomènes impliqués dans cette influence sont négligés. Toutefois, ces tests de comparaison doivent être appréhendés avec précaution car les modèles ne peuvent être raisonnablement comparés que dans leur domaine de validité. Or les débits et les nombre de Biot des solides qui permettraient de vérifier la validité des modèles ne sont pas fournis.

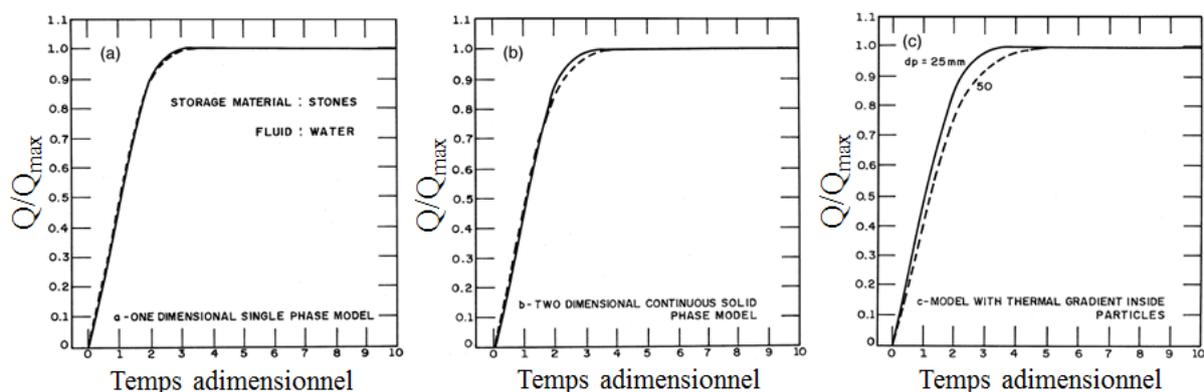


Fig. 21. Influence du diamètre des solides sur l'évolution de l'énergie stockée évaluée avec différents modèles : (a) monodimensionnel à une équation, (b) bidimensionnel à deux équations et (c) monodimensionnel avec conduction intra-solide ; les courbes en ligne continue et en pointillés correspondent respectivement à des diamètres de solide de 25 mm et de 50 mm (Ismail et Stuginsky, 1999).

En conclusion, divers types de modèles ont été développés dans la littérature. Ils découlent tous de l'équation de conservation de l'énergie appliquée aux différents composants du système de stockage. Le modèle doit être choisi en fonction du système modélisé, des simplifications possibles, des phénomènes étudiés, du niveau de réalisme voulu et des moyens de calcul disponibles. Même si les résultats numériques obtenus sont cohérents avec la réalité expérimentale, il convient de garder à l'esprit que la plupart des modèles négligent certains phénomènes, ce qui les limite à un domaine de validité restreint. De plus, les données expérimentales disponibles dans la littérature et permettant de valider les modèles ont généralement été obtenues dans des conditions de fonctionnement restreintes. Par conséquent, l'influence de chaque phénomène et le domaine de validité de chaque hypothèse ne sont pas connus précisément. Les modèles numériques doivent de ce fait être utilisés avec précaution lorsqu'ils sont employés pour réaliser des extrapolations ou des études paramétriques.

I.3. Propriétés physiques des milieux poreux

Comme illustré en Fig. 22, de nombreux phénomènes physiques régissent le comportement des systèmes de stockage thermique régénératif. Pour mettre en œuvre les modèles numériques et dimensionner les installations, certains paramètres doivent être connus ou au moins estimés : le coefficient d'échange convectif entre le fluide et les solides et entre le fluide et la paroi du réservoir, la conductivité thermique effective du milieu et les pertes de charge du système. Cette partie vise à présenter les approches et les corrélations permettant d'appréhender ces phénomènes.

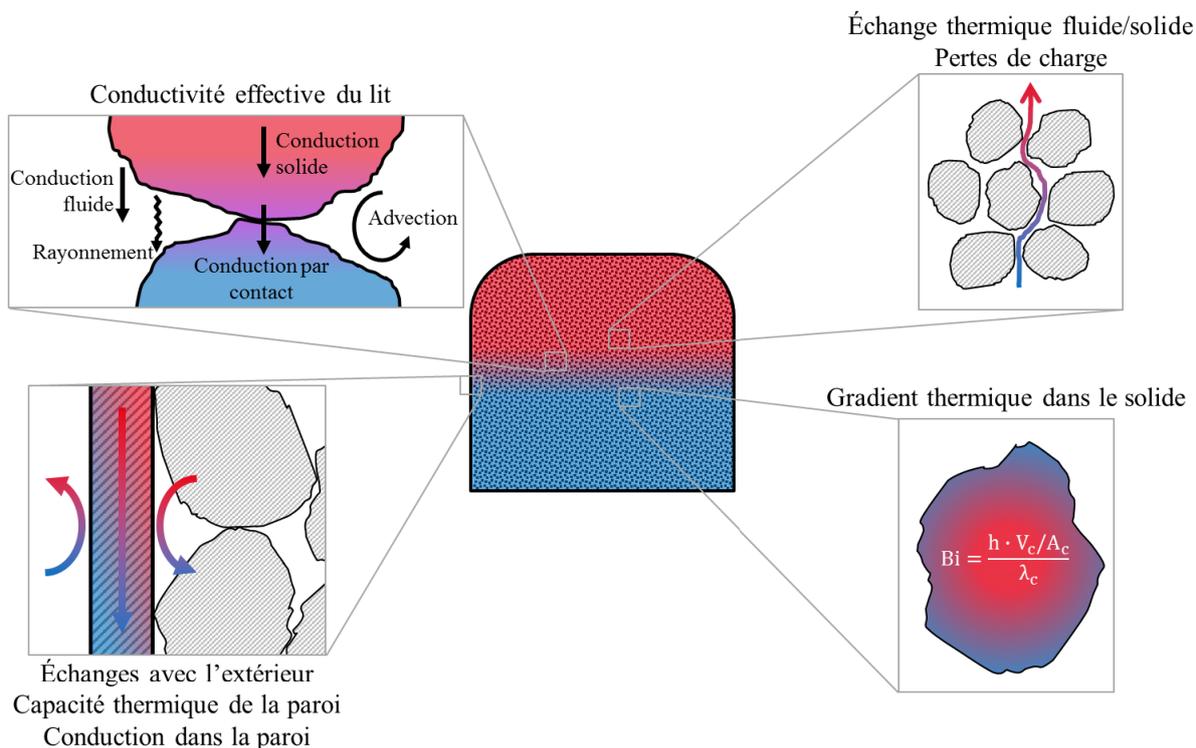


Fig. 22. Schéma des principaux phénomènes impliqués dans le comportement des systèmes de stockage thermique régénératif.

1.3.1. Coefficient de transfert thermique entre le fluide et les solides

Le coefficient d'échange convectif entre le fluide et les solides a une influence prépondérante sur le comportement thermique du système. La puissance de charge et de décharge ainsi que la stratification thermique dépendent en grande partie de ce paramètre. Il peut être exprimé sous forme volumique (h_v en $W \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}$) ou plus classiquement sous forme surfacique (h en $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$). Ces deux formes sont reliées par la surface spécifique d'échange du lit de solides a_c définie par l'équation (5) (Chandra et Willits, 1981) :

$$\frac{h_v}{h} = a_c = \frac{A_{c,tot}}{V_l} \quad (26)$$

1.3.1.1. Méthodes de détermination

Il existe plusieurs manières de déterminer le coefficient d'échange de chaleur entre le fluide et les solides. Comme l'ont souligné Balakrishnan et Pei, 1979a, la méthode utilisée influe sur les modes de transfert thermique inclus dans le coefficient d'échange. Lorsque la méthode ne permet pas d'isoler la convection entre le fluide et les solides des autres modes de transfert de chaleur (comme la conduction dans les solides et le rayonnement entre les solides), le coefficient d'échange obtenu correspond à l'échange total de chaleur. Étant donné que le transfert total de chaleur dépend de nombreux paramètres souvent propres au système, les corrélations ainsi établies ne peuvent bien souvent pas être généralisées et sont restreintes au système à partir duquel elles ont été développées.

La première méthode de détermination consiste à utiliser un bilan d'énergie et des mesures de température du fluide et des solides. Cette méthode, qui inclut tous les modes de transfert de chaleur, fut introduite par Furnas, 1930, et reprise par plusieurs auteurs (Achenbach, 1995 ; Inaba et Fukuda, 1984 ; Schröder, Class et Krebs, 2006 ; Singh, Saini et Saini, 2006).

La deuxième méthode de détermination consiste à comparer les résultats expérimentaux et les résultats issus d'un modèle numérique. Le coefficient d'échange du modèle est alors ajusté de manière à faire correspondre les résultats expérimentaux et numériques. Avec cette méthode, les modes de transfert thermique inclus dans le coefficient d'échange dépendent des phénomènes pris en compte par le modèle : l'influence des phénomènes non pris en compte distinctement dans le modèle est de fait imputée au coefficient d'échange. Cette méthode introduite par Furnas, 1932, et reprise par de nombreux auteurs s'appuie le plus souvent sur le modèle de Schumann (Alanís, Saravia et Rovetta, 1977 ; Chandra et Willits, 1981 ; Handley et Heggs, 1968 ; Löf et Hawley, 1948 ; Morgan, 1980 ; Sagara et Nakahara, 1991). Des modèles plus complets furent utilisés par Coutier et Farber, 1982, et Beasley et Clark, 1984. Un modèle de conduction intra-solide à deux équations, c'est-à-dire un des modèles les plus complets, fut utilisé par Wakao, Kagueli et Funazkri, 1979, pour corréliser un grand nombre de données expérimentales de la littérature. Cette corrélation fait aujourd'hui référence.

La troisième méthode de détermination s'appuie sur l'analogie de Chilton-Colburn qui relie le transfert de chaleur par convection et les phénomènes de transfert de masse à travers la caractérisation de la couche limite. Plusieurs auteurs utilisèrent cette méthode (Acetis et Thodos, 1960 ; Achenbach, 1995 ; Beek, 1962 ; Gupta et Thodos, 1962 ; Khan, Beasley et Alatas, 1991 ; Satterfield, Resnick et Wentworth, 1954), mais certains d'entre eux (Acetis et Thodos, 1960 ; Satterfield, Resnick et Wentworth, 1954) obtinrent des coefficients de transfert de chaleur par convection supérieurs aux coefficients de transfert de masse correspondants, ce qui est en contradiction avec l'analogie de Chilton-Colburn. D'après Balakrishnan et Pei, 1979a, cela est dû à l'interférence de modes de transfert de chaleur supplémentaires et à des problèmes méthodologiques. Ces biais furent corrigés par Gupta et Thodos, 1962, qui obtinrent

des coefficients de transfert de chaleur et de transfert de masse très similaires, ce qui laisse supposer que la corrélation ainsi développée est générale.

Outre les trois méthodes principales présentées ci-avant, d'autres approches ont été développées. Galloway et Sage, 1970, utilisèrent des mesures locales de température et de vitesse dans un lit de sphères et corrélèrent leurs résultats en adaptant empiriquement un modèle de couche limite autour d'une sphère isolée. Whitaker, 1972, and Gunn, 1978, utilisèrent une méthode statistique pour corréler un grand nombre de résultats de mesures de la littérature et déterminer l'influence de plusieurs paramètres. Ranz, 1952, et Pfeffer, 1964, estimèrent le transfert de chaleur dans un lit de sphères en s'appuyant sur les corrélations connues pour le transfert de chaleur autour d'une sphère isolée. Martin, 2005, utilisa la théorie de Lévêque, 1928, qui relie les transferts de masse et de chaleur aux pertes de charge frictionnelles, afin d'établir une corrélation générale de coefficient d'échange convectif dans les lits fixes composés de solides de diverses formes.

I.3.1.2. Comparaison des corrélations sélectionnées

En fonction de leur méthode de détermination, certaines corrélations de la littérature ont été sélectionnées et détaillées dans le Tableau 6. La plupart des corrélations sont exprimées sous forme de nombre adimensionnel de Nusselt avec pour longueur caractéristique la taille nominale des solides (Nu) ou le diamètre de la sphère équivalente (Nu_{eq}), sans que soit toujours spécifié selon quel paramètre de référence (surface, volume ou surface spécifique). La colonne « domaine de validité » du Tableau 6 indique uniquement les conditions explicitement spécifiées par les auteurs des corrélations, et ce, indépendamment des conditions expérimentales à partir desquelles elles ont été établies.

Les corrélations sont comparées en Fig. 23 sur un cas d'étude correspondant à un lit fixe de sphères de taille uniforme fonctionnant avec de l'huile thermique. Pour des raisons de lisibilité, seules les corrélations les plus représentatives sont tracées. Hormis la corrélation de Löff et Hawley, 1948, qui a été développée spécifiquement pour les lits de roche (et qui n'est donc pas pertinente dans ce cas d'étude avec des sphères), toutes les corrélations du Tableau 6 donnent des résultats situés dans l'enveloppe formée par les corrélations tracées. La Fig. 23 montre que le nombre de Nusselt augmente avec le nombre de Reynolds (Re). Ainsi, toutes choses égales par ailleurs, le coefficient d'échange thermique entre le fluide et le solide augmente avec la vitesse du fluide. Cet accroissement est cependant inférieur à la proportionnalité. Des tendances similaires sont observés lorsque des cas d'étude avec des sels fondus ou de l'air comme fluide caloporteur sont considérés. La corrélation de Wakao, Kaguei et Funazkri, 1979, a été développée à partir d'un grand nombre de données expérimentales de la littérature corrigées à l'aide d'un modèle de conduction intra-solide, ce qui permet de corréler le transfert de chaleur convectif indépendamment des autres modes de transferts de chaleur. De plus, cette corrélation est relativement facile à mettre en œuvre, elle est très largement reprise dans la littérature et elle se trouve dans la moyenne des corrélations sélectionnées. Elle semble donc pertinente pour estimer le coefficient d'échange convectif entre le fluide et des solides de taille relativement uniforme.

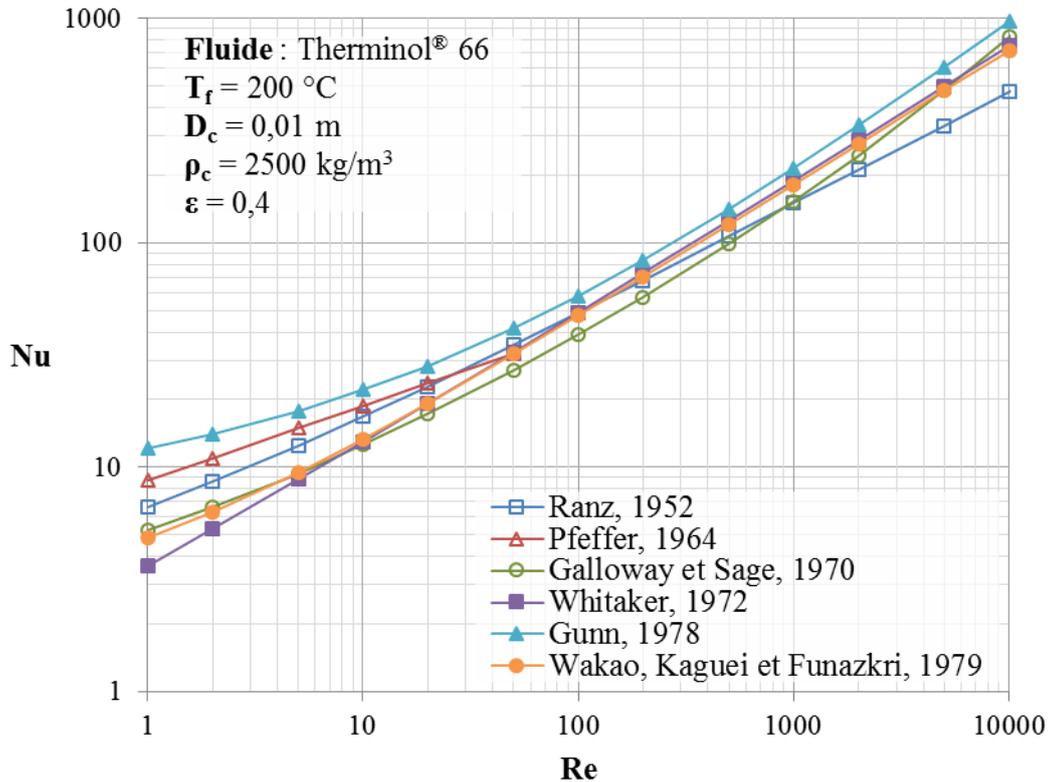


Fig. 23. Influence du nombre de Reynolds sur une sélection de corrélations de nombre de Nusselt correspondant à l'échange thermique entre le fluide et les solides d'un lit de sphères.

I.3.1.3. Coefficient d'échange thermique effectif

Comme cela fut mentionné en I.2.2, lorsque le gradient thermique au sein des solides n'est pas négligeable, il peut être pertinent d'utiliser un coefficient d'échange thermique effectif. Celui-ci permet d'étendre l'hypothèse de solide thermiquement mince en tenant compte de la résistance de conduction dans les solides. Cette méthode fut introduite par les travaux de Stuke, 1948. Le coefficient d'échange thermique effectif se calcule de la manière suivante :

$$\frac{1}{h_{\text{eff}}} = \frac{1}{h} + \frac{D_c}{\lambda_c \cdot k} \quad (27)$$

Dans l'équation (27), la constante k dépend de la forme des solides : elle vaut respectivement 10, 8 ou 6 pour les sphères, les cylindres et les plaques. D_c représente alors le diamètre des sphères ou des cylindres, ou l'épaisseur des plaques (Dixon et Cresswell, 1979). Lorsqu'elle est comparée à une solution analytique exacte, la méthode du coefficient d'échange effectif donne de très bons résultats, même pour des nombres de Biot allant jusqu'à 100 (Xu, Li et Chan, 2012). Cette méthode permet d'élargir le domaine de validité des modèles de milieu poreux continu. Dans ce cas, la température des solides calculée par les modèles correspond à la température moyenne.

En revanche, cette méthode n'est pas pertinente si le coefficient d'échange thermique tient déjà compte de la résistance de conduction dans les solides. C'est notamment le cas lorsque le coefficient d'échange est déterminé à l'aide de corrélations empiriques incluant tous les modes de transfert de chaleur. L'influence de la résistance de conduction dans les solides serait alors prise en compte deux fois, à tort.

Sources	Corrélations	Domaine de validité	Méthode de détermination
Löf et Hawley, 1948	$h_v = 652 \cdot \left(\frac{\rho_f \cdot u_{sup}}{D_{eq,v}} \right)^{0,7}$	<ul style="list-style-type: none"> Lits air/roche avec des graviers de construction standards $35 \text{ °C} < T < 120 \text{ °C}$ $5 \text{ mm} < D_c < 40 \text{ mm}$ $0,07 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1} < \rho_f u_{sup} < 0,4 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ 	Analyse de résultats expérimentaux sur des lits air/roche à l'aide du modèle de Schumann.
Ranz, 1952	$Nu = 2 + 1,8 \cdot Re^{0,5} \cdot Pr^{1/3}$	<ul style="list-style-type: none"> Lits de sphères uniformes 	Corrélation entre le coefficient d'échange dans un lit de sphères (mesuré par Gamson, Thodos et Hougen, 1943) et le coefficient d'échange autour d'une sphère seule (corrélation de Frössling, 1938).
Beek, 1962	$Nu = 3,22 \cdot (Re \cdot Pr)^{1/3} + 0,117 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4}$	<ul style="list-style-type: none"> $Re > 40$ 	Corrélation des résultats expérimentaux de transfert de masse obtenus par Thoenes et Kramers, 1958.
Gupta et Thodos, 1962	$Nu = \frac{Re \cdot Pr^{1/3}}{\varepsilon} \cdot \left(0,0108 + \frac{0,929}{Re^{0,58} - 0,483} \right)$	<ul style="list-style-type: none"> Lits de sphères uniformes $Re > 20$ 	Corrélation de nombreux résultats expérimentaux de transfert de masse et de chaleur provenant de la littérature.
Pfeffer, 1964	$Nu = 1,26 \cdot \left[\frac{1 - (1 - \varepsilon)^{5/3}}{2 - 3 \cdot (1 - \varepsilon)^{1/3} + 3 \cdot (1 - \varepsilon)^{5/3} - 2 \cdot (1 - \varepsilon)^2} \cdot Re \cdot Pr \right]^{1/3}$	<ul style="list-style-type: none"> Nombre de Péclet « élevé » Nombre de Reynolds « faible » (sans plus de précision mais validé avec $Re < 74$) 	Modèle théorique assimilant le lit fixe à un assemblage de solides indépendants possédant leur propre couche limite de fluide.
Galloway et Sage, 1970	$Nu = 2 + \left[0,5483 \cdot \left(\frac{v_\infty}{v_0} \right)^{0,16} + [0,1212 \cdot \alpha_t \cdot (\alpha_t - 0,04595) + 0,001656] \cdot Re^{0,5} \cdot Pr^{1/6} \right] \cdot \frac{Re^{0,5} \cdot Pr^{1/3}}{(\varepsilon - \varepsilon_b)^{0,5}}$ <p>avec α_t le niveau apparent de turbulence et ε_b la porosité des zones mortes près de la paroi ; ces deux paramètres peuvent être déterminés graphiquement dans l'article original et valent tous deux approximativement 0,2 pour les lits aléatoires de sphères avec $\varepsilon = 0,4$</p>	-	Théorie des couches limites en régime turbulent autour d'un cylindre et d'une sphère. Les constantes sont déterminées empiriquement par des mesures locales de transfert thermique dans un lit de sphères.
Whitaker, 1972	$Nu_{eq,a} = \frac{(1 - \varepsilon) \cdot Pr^{1/3}}{\varepsilon} \cdot \left[0,5 \cdot \left[\frac{Re_{eq,a}}{1 - \varepsilon} \right]^{0,5} + 0,2 \cdot \left[\frac{Re_{eq,a}}{1 - \varepsilon} \right]^{2/3} \right]$	<ul style="list-style-type: none"> Lits non structurés Solides non cubiques 	Analyse statistique de nombreuses données expérimentales issues de la littérature.
Gupta, Chaube et Upadhyay, 1974	$Nu_{eq} = \frac{Pr^{1/3}}{\varepsilon} \cdot [2,876 + 0,3023 \cdot Re_{eq}^{0,65}]$	<ul style="list-style-type: none"> $Re_{eq} > 10$ 	Analyse statistique de nombreuses données expérimentales issues de la littérature.
Gunn, 1978	$Nu = (7 - 10 \cdot \varepsilon + 5 \cdot \varepsilon^2) \cdot (1 + 0,7 \cdot Re^{0,2} \cdot Pr^{1/3}) + (1,33 - 2,4 \cdot \varepsilon + 1,2 \cdot \varepsilon^2) \cdot Re^{0,7} \cdot Pr^{1/3}$	<ul style="list-style-type: none"> Lits de sphères uniformes $Re < 10^5$ $0,35 < \varepsilon < 1,0$ 	Analyse statistique de nombreuses données expérimentales issues de la littérature.
Wakao, Kaguei et Funazkri, 1979	$Nu = 2 + 1,1 \cdot Re^{0,6} \cdot Pr^{1/3}$	<ul style="list-style-type: none"> Uniquement destiné aux modèles dans lesquelles la diffusion thermique dans le lit est prise en compte 	Données expérimentales de la littérature analysées et corrigées à l'aide d'un modèle de conduction intra-solide.
Martin, 2005	$Nu = 0,4038 \cdot \left[\frac{4}{3} \cdot x_f \cdot Hg \cdot Pr \cdot \frac{\varepsilon}{(1 - \varepsilon)^{2/3}} \right]^{1/3}$ <p>avec</p> $Hg = \left(\frac{0,4}{\varepsilon} \right)^{0,78} \cdot Re \cdot [150 \cdot (1 - \varepsilon) + 1,75 \cdot Re] \cdot \frac{(1 - \varepsilon)}{\varepsilon^3}$ <p>et x_f la part frictionnelle des pertes de charge totales qui dépend de la forme des solides (sphères : 0,45 ; selles : 0,34 ; anneaux : 0,28 ; cylindres : 0,25 cubes : 0,20)</p>	-	Application de la théorie de Lévêque, 1928, qui corrèle les transferts de masse et de chaleur dans la couche limite aux pertes de charge frictionnelles.

Tableau 6. Corrélations de coefficient d'échange thermique entre le fluide et les solides d'un lit fixe.

I.3.2. Coefficient de transfert thermique entre le fluide et la paroi

Afin de déterminer l'influence de la paroi sur le comportement thermique du système (pertes de chaleur, capacité thermique et conduction longitudinale dans les parois), il est nécessaire de connaître le coefficient de transfert thermique entre le lit et les parois.

Comme pour le coefficient d'échange thermique entre le fluide et les solides, le coefficient d'échange thermique entre le fluide et la paroi peut être déterminé grâce à des mesures de température (Chu et Storrow, 1952 ; Colburn, 1931 ; Leva, 1947 ; Leva et al., 1948 ; Leva, 1950 ; Leva et Grummer, 1948 ; Yagi et Kunii, 1960), l'analogie de Chilton-Colburn (Beek, 1962 ; Dixon, DiCostanzo et Soucy, 1984 ; Kunii et Suzuki, 1968 ; Li et Finlayson, 1977 ; Yagi et Wakao, 1959) ou des approches plus théoriques (Tsotsas et Schlünder, 1990).

I.3.2.1. Comparaison des corrélations sélectionnées

Certaines corrélations de la littérature ont été sélectionnées et présentées dans le Tableau 7. Pour la totalité d'entre elles, le nombre de Nusselt est calculé avec le diamètre des solides. La colonne « domaine de validité » indique uniquement les préconisations explicites des auteurs des corrélations. Les corrélations sont comparées sur un cas d'étude en Fig. 24. Malgré l'écart parfois important entre les corrélations, la figure montre une tendance générale de croissance du nombre de Nusselt inférieure à la proportionnalité par rapport au nombre de Reynolds. Les résultats de la comparaison sont similaires dans des cas d'étude impliquant des sels fondus ou de l'air. Bien que Dixon, DiCostanzo et Soucy, 1984, aient établi leur corrélation pour de faibles rapports entre le diamètre du réservoir et le diamètre des solides, cette corrélation se situe dans la moyenne des corrélations présentées (même pour des rapports de diamètre élevés). En première approche, cette corrélation peut donc être utilisée pour estimer le coefficient d'échange entre le fluide et la paroi.

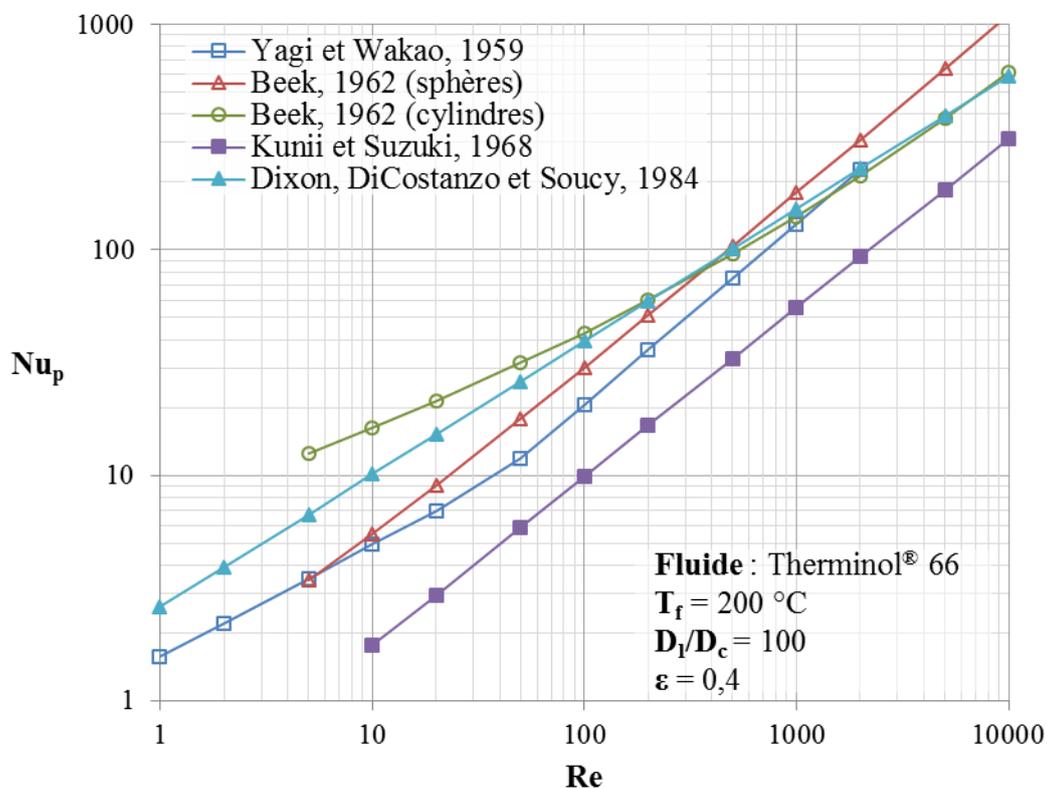


Fig. 24. Influence du nombre de Reynolds sur une sélection de corrélations de nombre de Nusselt pour l'échange thermique entre le fluide et la paroi.

I.3.2.2. Coefficient d'échange thermique effectif

De la même manière que pour l'échange thermique avec les solides, il est possible de tenir compte de la résistance de conduction radiale dans la paroi en étendant l'hypothèse de solide thermique mince. Pour cela, Xu, Li et Chan, 2012, ont notamment développé une équation permettant de calculer le coefficient d'échange thermique effectif pour un tube à l'intérieur duquel circule le fluide et dont les parois externes sont supposées adiabatiques. Le coefficient d'échange effectif est donc applicable à la paroi interne du réservoir, c'est-à-dire située à l'intérieur de l'isolation thermique du système. Il s'exprime d'après l'équation (28).

Dans le cas d'un réservoir parallélépipédique, la paroi est plane et le coefficient d'échange effectif peut être calculé d'après l'équation (27) en prenant $k = 6$ et l'épaisseur de la paroi comme dimension caractéristique.

$$\frac{1}{h_{\text{eff}}} = \frac{1}{h} + \frac{1}{\lambda_p} \cdot \frac{R_1^3 \cdot [4 \cdot (R_1 + e_p)^2 - R_1^2] + R_1 \cdot (R_1 + e_p)^4 \cdot [4 \cdot \ln\left(1 + \frac{e_p}{R_1}\right) - 3]}{4 \cdot [(R_1 + e_p)^2 - R_1^2]^2} \quad (28)$$

Sources	Corrélations	Domaine de validité	Méthode de détermination
Yagi et Wakao, 1959	$\text{Nu}_p = 0,6 \cdot \text{Pr}^{1/3} \cdot \text{Re}^{0,5}$ $\text{Nu}_p = 0,2 \cdot \text{Pr}^{1/3} \cdot \text{Re}^{0,8}$	<ul style="list-style-type: none"> ▪ $1 < \text{Re} < 40$ ▪ $40 < \text{Re} < 2\,000$ 	Corrélation de résultats expérimentaux de transfert de masse.
Beek, 1962	$\text{Nu}_p = 0,203 \cdot \text{Pr}^{1/3} \cdot \text{Re}^{1/3} + 0,220 \cdot \text{Pr}^{0,4} \cdot \text{Re}^{0,8}$ $\text{Nu}_p = 2,58 \cdot \text{Pr}^{1/3} \cdot \text{Re}^{1/3} + 0,094 \cdot \text{Pr}^{0,4} \cdot \text{Re}^{0,8}$	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Lit de sphéroïdes ▪ $\text{Re} > 40$ ▪ Lits de solides assimilables à des cylindres ▪ $\text{Re} > 40$ 	Adaptation de corrélations d'échange thermique entre le fluide et les solides à la zone pariétale.
Kunii et Suzuki, 1968	$\text{Nu}_p = \frac{0,06}{\varepsilon_p^2} \cdot \text{Pr}^{1/3} \cdot \text{Re}^{0,75}$ <p>avec $\varepsilon_p^2 = 0,5$ pour les lits de sphères (Dixon, 1968)</p>	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Lit de sphères ▪ $\text{Re} > 100$ 	Corrélation de résultats expérimentaux de transfert de masse.
Dixon, DiCostanzo et Soucy, 1984	$\text{Nu}_p = \left[1 - 1,5 \cdot \left(\frac{D_c}{D_l} \right)^{1,5} \right] \cdot \text{Pr}^{1/3} \cdot \text{Re}^{0,59}$	<ul style="list-style-type: none"> ▪ $3,0 < D_l/D_c < 12$ 	Corrélation de résultats expérimentaux de transfert de masse.
Tsotsas et Schlünder, 1990	$\text{Nu}_p = \left(1,75 \cdot \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon^3} \cdot \text{Re} \right)^{0,5}$	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Caloporteur gazeux ▪ Nombre de Péclet « élevé » 	Calcul de la couche limite thermique supposée équivalente à la couche limite dynamique.

Tableau 7. Corrélations de coefficient d'échange thermique entre le fluide et les parois d'un lit fixe.

I.3.3. Conductivité thermique effective

Lorsque le fluide circule dans le système, la diffusion thermique est généralement un phénomène de second ordre par rapport à l'échange convectif entre le fluide et les solides. Cependant, dans certains cas, notamment lorsque le transfert thermique par rayonnement est présent (dans les systèmes gaz/solide à haute température), la diffusion thermique peut devenir non négligeable. Par ailleurs, durant les périodes de repos (c'est-à-dire sans circulation forcée du fluide), la diffusion thermique devient, avec les pertes de chaleur, un phénomène de premier ordre gouvernant la dé-stratification thermique du système. Dans ces cas, la diffusion thermique dans le lit, exprimée à l'aide d'une conductivité thermique effective, doit être évaluée et éventuellement prise en compte.

La conductivité thermique effective des lits fixes a été étudiée avec des approches diverses par de nombreux auteurs. Des études bibliographiques relativement exhaustives existent dans la littérature (Kaviany, 1995 ; Tsotsas et Martin, 1987 ; Van Antwerpen, Du Toit et Rousseau, 2010 ; Wakao et Kagui, 1982). Cette partie vise à en résumer les principales conclusions et les aspects clef. Certaines corrélations sont présentées et une méthode d'intégration de la conductivité dans les modèles est proposée.

I.3.3.1. Phénomènes participant à la diffusion de la chaleur

La conductivité effective (λ_{eff}) d'un lit fixe peut être exprimée comme la somme de trois contributions principales (Bauer, 1990) : la première tient compte de la conductivité thermique effective du lit fixe en condition de fluide stagnant ($\lambda_{eff}^{0,C,R}$), la deuxième tient compte de l'advection à petite échelle provoquée par le mélange et les turbulences du fluide (λ_{mix}) et, de manière similaire, la dernière tient compte du déplacement des solides. Cette dernière contribution n'est pas traitée ici dans la mesure où les solides sont supposés immobiles dans les lits fixes.

La conductivité effective en condition de fluide stagnant ($\lambda_{eff}^{0,C,R}$) intègre elle-même quatre modes principaux de transfert de chaleur (Van Antwerpen, Du Toit et Rousseau, 2010) : la conduction au sein des solides, la conduction dans le fluide, la conduction à travers les surfaces de contact des solides adjacents et le rayonnement thermique entre les solides. La conduction dans chacune des phases (λ_{eff}^0), la conduction à travers les surfaces de contact (λ_{eff}^C) et le rayonnement (λ_{eff}^R) peuvent être sommés conformément à l'équation (29) pour déterminer la conductivité thermique effective en condition de fluide stagnant (IAEA, 2000).

$$\lambda_{eff} = \lambda_{eff}^{0,C,R} + \lambda_{mix} = (\lambda_{eff}^0 + \lambda_{eff}^C + \lambda_{eff}^R) + \lambda_{mix} \quad (29)$$

Les quatre termes présents dans cette équation sont illustrés en Fig. 22.

I.3.3.2. Conductivité thermique effective en condition de fluide stagnant

Diverses corrélations existent pour déterminer la conductivité effective en condition de fluide stagnant dans les lits fixes isotropes constitués de sphéroïdes.

Les plus simples négligent le rayonnement et la conduction à travers les surfaces de contact. Ainsi, seule la conduction dans les deux phases (λ_{eff}^0) est prise en compte. Ces corrélations permettent d'estimer la valeur ou bien les limites de conductivité effective en fonction de la conductivité thermique des matériaux et de la porosité du lit. La théorie des milieux effectifs dérivée des travaux de Maxwell, 1873, permet de calculer des limites hautes et basses lorsque $\lambda_c/\lambda_f \geq 1$. Des limites moins restrictives peuvent être déterminées grâce aux corrélations de

Deissler et Boegli, 1958, en supposant le fluide et le solide agencés parallèlement (limite haute) ou en série (limite basse) par rapport à la direction du flux de chaleur. Une corrélation simplifiée de Nield, 1991, permet d'estimer la conductivité thermique effective grâce à une moyenne géométrique des conductivités du fluide et du solide en fonction de la porosité du lit.

Il existe également des corrélations plus complètes, mais négligeant toujours le rayonnement et la conduction à travers les surfaces de contact. L'une d'elles, développée par Krupiczka, 1967, pour les lits de sphères, est une équation semi-empirique s'appuyant sur des modélisations numériques du transfert de chaleur perpendiculaire à un faisceau de cylindres. Zehner et Schlünder, 1970, calculèrent la conductivité thermique effective d'une cellule élémentaire constituée de fluide et de solide et utilisèrent des résultats expérimentaux de transfert de masse pour corréliser l'influence de la porosité. Ce modèle, noté ZS, fait aujourd'hui référence et est largement repris dans la littérature. Hadley, 1986, utilisa la limite supérieure de Maxwell et introduisit empiriquement l'influence de la porosité à partir de résultats expérimentaux obtenus sur des lits fixes de disques et de poudres. De manière similaire, Gonzo, 2002, corréla empiriquement l'influence de la porosité et de la conductivité des matériaux à partir des limites de Maxwell.

Le transfert par rayonnement est négligeable lorsque le fluide caloporteur est liquide (en raison de l'opacité du fluide), mais il peut devenir non négligeable avec les caloporteurs gazeux, particulièrement à haute température lorsque les solides sont de grande taille (Kunii et Smith, 1960). Cette contribution (λ_{eff}^R) fut prise en compte et étudiée par plusieurs auteurs. Ainsi, la corrélation de conductivité thermique effective développée par Kunii et Smith, 1960, tient compte du transfert par rayonnement entre les solides adjacents et entre les pores adjacents (c'est-à-dire entre des solides qui ne sont pas directement en vis-à-vis). Breitbach et Barthels, 1980, et Sih et Barlow, 1995, reprirent la méthode de la cellule unitaire utilisée par Zehner et Schlünder, 1970, pour établir des corrélations de transfert thermique par rayonnement sous forme de conductivité thermique effective.

La contribution de la conduction à travers les surfaces de contact (λ_{eff}^C) est négligeable lorsque $\lambda_c/\lambda_f < 10^3$ (Hsu, Cheng et Wong, 1994), ce qui est le cas dans la plupart des lits fixes de stockage thermique régénératif. Il existe quelques corrélations permettant d'évaluer cette contribution. Bauer et Schlünder, 1978, complétèrent le modèle ZS en ajoutant non seulement la contribution du rayonnement, mais également celle de la conduction à travers les surfaces de contact. Le modèle de Zehner, Bauer et Schlünder (ZBS) ainsi obtenu est fondé sur un paramètre empirique caractérisant la part des surfaces de contact et permet de déterminer la conductivité effective globale en condition de fluide stagnant $\lambda_{eff}^{D,C,R}$. Hsu, Cheng et Wong, 1994, proposèrent également une amélioration du modèle ZS de cellule unitaire en incluant des surfaces de contact caractérisées à l'aide de facteur de déformation empirique (c'est la déformation des solides qui transforme les points de contact en surface de contact). Kaviany, 1995, développa une corrélation pour estimer la contribution additionnelle liée aux surfaces de contact. Tandis que le rayon des surfaces de contact est calculé en supposant un contact de Hertz, le nombre de surfaces de contact est déterminé en assimilant les lits aléatoires de solides à une combinaison de différents arrangements (cubique, cubique corps centrés ou cubique faces centrées) en fonction de la porosité. Hsu, Cheng et Wong, 1995, développèrent trois modèles différents de cellule unitaire constituée de parallélépipèdes, de cylindres ou de cubes, avec des plaques ou des colonnes de connexion modélisant les surfaces de contact. Les auteurs montrèrent que le modèle de cube est le plus représentatif des données expérimentales pour les lits de sphères. Certaines corrélations sont relativement complexes à mettre en œuvre et requièrent une connaissance relativement fine du lit de solides. Aussi seules la corrélation de Hsu, Cheng et Wong, 1994, et le modèle cubique de Hsu, Cheng et Wong, 1995, sont développés ici. Les autres corrélations donnent des résultats similaires (Van Antwerpen, Du Toit et Rousseau, 2010).

Toutes les corrélations mentionnées jusqu'ici furent développées pour la région centrale du lit et peuvent être utilisées lorsque les effets de bord sont négligeables (modèles monodimensionnels). Pour les modèles bidimensionnels, une corrélation tenant compte de la

variation radiale de conductivité effective due aux effets de bord a été développée par Van Antwerpen, Rousseau et Du Toit, 2009. Cette corrélation permet de tenir compte du transfert par rayonnement et de la conduction à travers les surfaces de contact.

Les corrélations mentionnées ci-avant sont présentées dans le Tableau 8. Les corrélations qui négligent le transfert par rayonnement (c'est-à-dire permettant de déterminer λ_{eff}^0 ou $\lambda_{eff}^{0,C}$) sont comparées en Fig. 25. Les corrélations de Kunii et Smith, 1960 (lorsque la contribution du rayonnement est supprimée) et de Krupiczka, 1967, ne sont pas tracées pour des raisons de lisibilité mais donnent toutes deux des résultats similaires au modèle ZS. Les résultats expérimentaux de la littérature collectés par Kaviany, 1995, sont également reportés. La Fig. 25 montre ainsi que les corrélations sélectionnées et la plupart des données expérimentales se situent dans les limites établies d'après Maxwell, 1873, et Deissler et Boegli, 1958. Pour les rapports λ_c/λ_f inférieurs à 10^3 , toutes les corrélations tracées sont proches des points expérimentaux. Pour des rapports λ_c/λ_f supérieurs à 10^3 , les corrélations ne tenant pas compte de la conduction à travers les surfaces de contact, telles celles de Zehner et Schlünder, 1970, et Gonzo, 2002, s'écartent des données expérimentales. À l'inverse, les corrélations qui tiennent compte de la conduction à travers les surfaces de contact comme celles de Hsu, Cheng et Wong, 1994, et Hsu, Cheng et Wong, 1995, conservent un bon accord avec les données expérimentales. Il est intéressant de constater que la corrélation de Hadley, 1986, parvient à reproduire les résultats expérimentaux à haut rapport λ_c/λ_f alors que la conduction à travers les surfaces de contact n'est a priori pas prise en compte (puisqu'elle dérive des limites de Maxwell). Cela peut être dû à l'approche très empirique utilisée qui a « capturé » la contribution des surfaces de contact. En résumé, le modèle ZS, qui est relativement simple et largement reconnu, peut être préconisé pour les rapports λ_c/λ_f inférieurs à 10^3 , tandis que des corrélations tenant compte de la conduction à travers les surfaces de contact doivent être utilisées pour des rapports λ_c/λ_f plus élevés. Dans la plupart des lits fixes de roche, le rapport λ_c/λ_f va de l'unité à quelques dizaines pour les caloporteurs liquides, et de quelques dizaines à quelques centaines pour l'air.

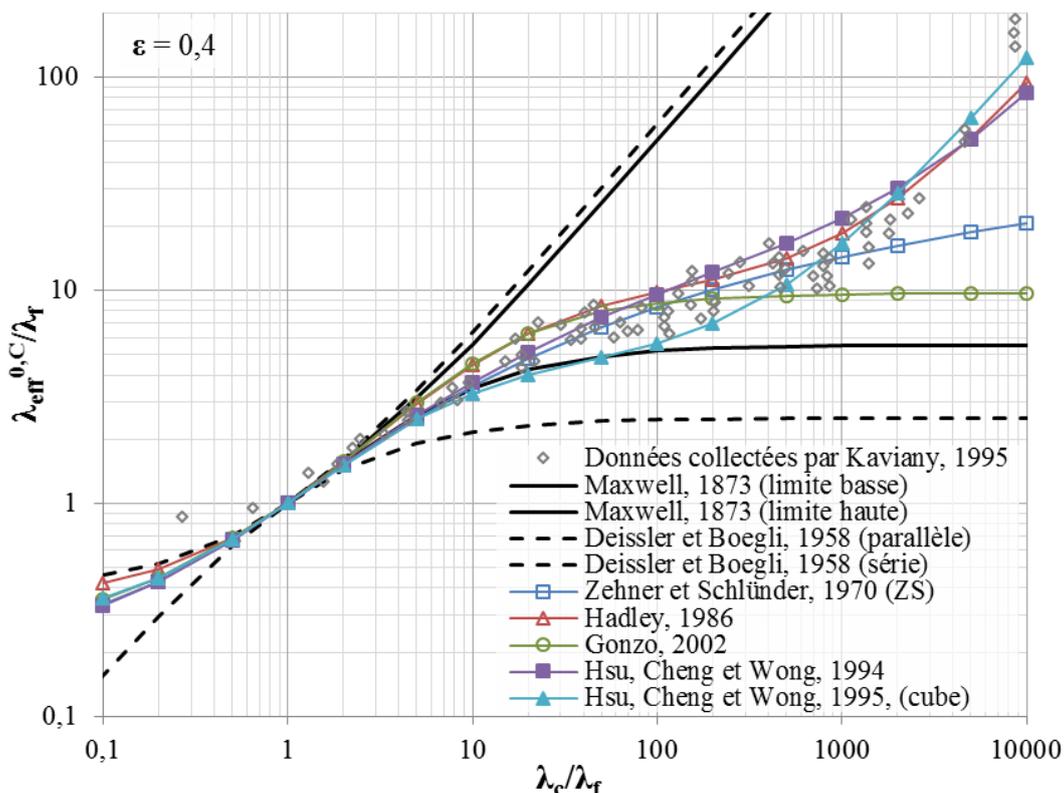


Fig. 25. Comparaison de corrélations de conductivité thermique effective sans rayonnement en condition de fluide stagnant dans un lit de sphères (la contribution des surfaces de contact est incluse ou non selon les corrélations).

La contribution relative du transfert par rayonnement dans diverses conditions est illustrée en Fig. 26. Divers cas dans lesquels chaque paramètre est varié un à un (toutes choses égales par ailleurs) sont comparés à un cas de référence. Cette étude paramétrique est réalisée à l'aide de la corrélation de Breitbach et Barthels, 1980. Les corrélations de Sih et Barlow, 1995, et Kunii et Smith, 1960, aboutissent à des tendances similaires (sauf que celle de Kunii et Smith, 1960, est insensible à la conductivité du solide). La Fig. 26 montre que la contribution du rayonnement est avant tout fortement dépendante de la taille des pores (et donc des solides) et du niveau de température. La porosité du lit, la conductivité du solide et l'émissivité du solide affectent également la contribution du rayonnement mais leur influence est moindre dans la mesure où ces paramètres sont peu sujets à des variations importantes. Les courbes $D_c = 5$ mm et 10 mm correspondent à des configurations typiques de système de stockage régénératif. Or la contribution du rayonnement à la conductivité effective n'est pas négligeable dans ces cas de figure.

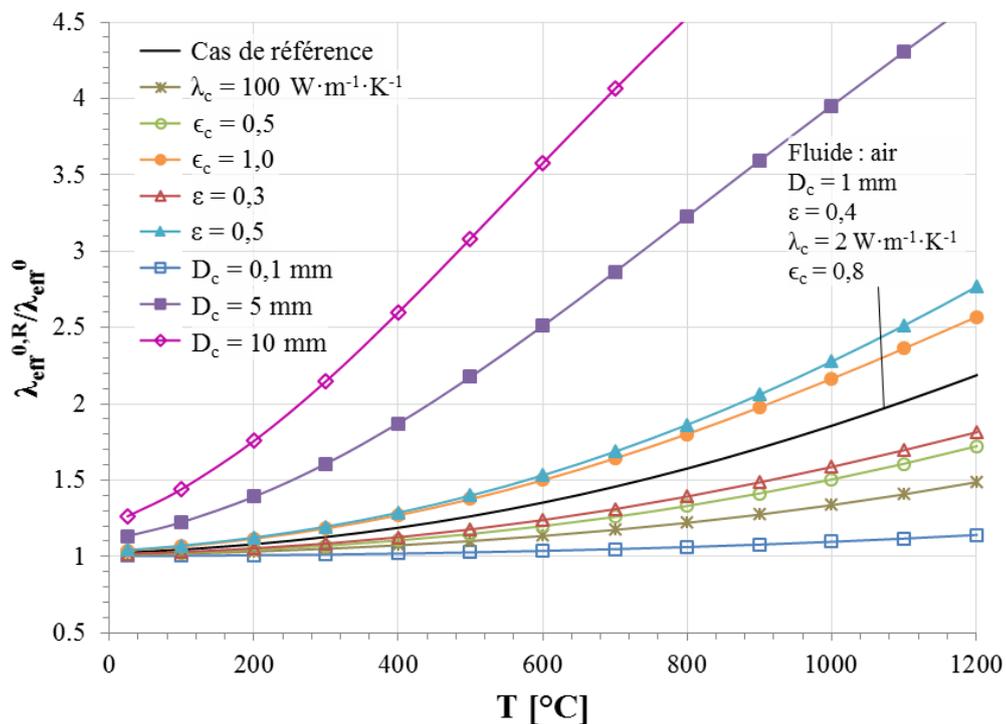


Fig. 26. Influence de différents paramètres sur la contribution relative du transfert par rayonnement sur la conductivité thermique effective d'après la corrélation de Breitbach et Barthels, 1980.

I.3.3.3. Contribution du mélange et des turbulences du fluide

La contribution de l'advection à petite échelle du fluide (λ_{mix}) peut être additionnée à la conductivité thermique effective en condition de fluide stagnant ($\lambda_{eff}^{0,C,R}$). Cette contribution n'est pas la même dans les directions parallèle ($\lambda_{mix,z}$) et perpendiculaire ($\lambda_{mix,r}$) à celle de l'écoulement global. Elle s'exprime (Wakao et Kaguei, 1982) :

$$\frac{\lambda_{mix,z}}{\lambda_f} = 0,5 \cdot Re \cdot Pr \quad (30)$$

$$\frac{\lambda_{mix,r}}{\lambda_f} = 0,1 \cdot Re \cdot Pr \quad (31)$$

Dans les modèles bidimensionnels, l'inhibition de cette contribution près des parois du réservoir doit être prise en compte. Cette inhibition est liée à la vitesse moindre du fluide (due à la porosité locale relativement élevée et à la couche limite dynamique de la paroi) et à l'absence de mouvements latéraux du fluide (du fait de la présence de la paroi). Par conséquent, la contribution radiale du mélange du fluide près de la paroi est jugée dix fois inférieure à celle existant au sein du lit. Ainsi, à une distance inférieure à l'équivalent d'un rayon de solide des parois, le coefficient 0,1 peut être remplacé par 0,01 dans l'équation (31) (Baddour et Yoon, 1961). L'influence de la paroi sur la contribution longitudinale n'est quant à elle pas claire, mais il semble que l'équation (30) puisse s'appliquer à l'ensemble de la section du réservoir (Tsotsas et Schlünder, 1990).

D'après les équations (30) et (31), la contribution du mélange du fluide dans certains systèmes peut être jusqu'à plusieurs dizaines de fois supérieure à la conductivité du fluide. Cependant, cette contribution n'existe que lorsque le fluide circule, c'est-à-dire alors même que la diffusion est un phénomène de second ordre devant la convection entre le fluide et les solides. Pour cette même raison, la contribution du mélange du fluide peut également être artificiellement imputée au coefficient d'échange entre le fluide et les solides lorsque des corrélations de coefficient d'échange empiriques sont utilisées (Balakrishnan et Pei, 1979a). C'est pourquoi, dans de nombreux modèles numériques de la littérature, la contribution du mélange du fluide est omise.

I.3.3.4. Intégration de la conductivité thermique effective dans les modèles

Les corrélations de conductivité thermique effective permettent de déterminer la conductivité du lit dans son ensemble. Cela convient par conséquent aux modèles de conduction intra-solide (équations (20) et (23)) puisque ceux-ci requièrent la conductivité thermique effective globale (λ_{eff}) (cf. I.2.2.1). Cela est également adapté aux modèles à une équation (équations (9) et (10)), dans lesquels les dérivées spatiales secondes des températures du fluide et des solides sont supposées égales. La conductivité thermique effective globale peut par conséquent être supposée équivalente à la somme des conductivités thermiques effectives du fluide ($\lambda_{eff,f}$) et des solides ($\lambda_{eff,c}$) :

$$\lambda_{eff} = \lambda_{eff,f} + \lambda_{eff,c} \quad (32)$$

Pour les modèles à deux équations (ou plus), deux approches existent. Étant donné que les dérivées spatiales secondes des températures du fluide et des solides peuvent être supposées proches dans la plupart des systèmes, la première méthode consiste simplement à utiliser la conductivité thermique effective globale (λ_{eff}) dans un terme de diffusion présent soit dans l'équation du fluide, soit dans celle des solides (Gunn et Vortmeyer, 1982). Cette approche est en réalité identique à celle proposée par Wakao, Kaguei et Funazkri, 1979, pour traiter la problématique de la diffusion dans les modèles de conduction intra-solide.

La seconde méthode consiste à répartir les contributions à la conductivité thermique effective entre le fluide et les solides. Lorsqu'elles sont prises en compte, les contributions du rayonnement (λ_{eff}^R) et de la conduction à travers les surfaces de contact (λ_{ef}^C) doivent être incluses dans la conductivité thermique effective des solides ($\lambda_{eff,c}$), puisqu'elles dépendent du gradient thermique du lit de solides. Réciproquement, la contribution du mélange du fluide (λ_{mix}) doit être incluse dans la conductivité thermique effective du fluide. En revanche, la conduction dans les deux phases modélisée par λ_{eff}^0 est plus difficile à répartir puisqu'elle correspond à l'association des conductions dans le fluide et dans le solide. Comme cela a été montré par Cheng et Hsu, 1998, la conduction seule dans chaque phase peut être exprimée de la manière suivante :

$$\lambda_{\text{eff},f}^0 = \varepsilon \cdot \lambda_f + f \cdot \lambda_f \quad (33)$$

$$\lambda_{\text{eff},c}^0 = (1 - \varepsilon) \cdot \lambda_c - f \cdot \lambda_c \quad (34)$$

Le coefficient f , qui dépend de nombreux paramètres, correspond à la tortuosité du lit, c'est-à-dire au fait que le transfert de chaleur « ondule » à travers les interfaces entre le fluide et les solides. Sur la Fig. 25, ce terme peut être illustré comme l'écart entre la conductivité effective observée expérimentalement et la limite haute de conductivité effective déterminée d'après la corrélation de Deissler et Boegli, 1958 (agencement en parallèle). Le terme de tortuosité peut être utilisé pour répartir la conductivité thermique effective du lit due à la conduction dans les deux phases. Étant donné que l'équation (32) peut raisonnablement être supposée vraie même pour les modèles à deux équations, alors :

$$f = \frac{(\lambda_{\text{eff},f}^0 + \lambda_{\text{eff},c}^0) - \varepsilon \cdot \lambda_f - (1 - \varepsilon) \cdot \lambda_c}{\lambda_f - \lambda_c} \cong \frac{\lambda_{\text{eff}}^0 - \varepsilon \cdot \lambda_f - (1 - \varepsilon) \cdot \lambda_c}{\lambda_f - \lambda_c} \quad (35)$$

Par conséquent, les conductivités effectives de chaque phase peuvent être exprimées comme :

$$\lambda_{\text{eff},f} \cong [\varepsilon \cdot \lambda_f + f \cdot \lambda_f] + \lambda_{\text{mix}} \quad (36)$$

$$\lambda_{\text{eff},c} \cong [(1 - \varepsilon) \cdot \lambda_c - f \cdot \lambda_c] + \lambda_{\text{eff}}^R + \lambda_{\text{eff}}^C \quad (37)$$

Ainsi le coefficient f peut être déterminé à l'aide de l'équation (35) et de λ_{eff}^0 calculée à l'aide de corrélations comme le modèle ZS. La contribution du mélange du fluide (λ_{mix}) peut être calculée avec les équations (30) ou (31) en fonction de la direction considérée. La contribution du rayonnement (λ_{eff}^R) peut être déterminée grâce aux corrélations de Sih et Barlow, 1995, ou Breitbach et Barthels, 1980. Il convient de noter que la contribution du rayonnement (λ_{eff}^R) disparaît de l'équation (37) si le fluide caloporteur est liquide (car le milieu est opaque). La contribution de la conduction à travers les surfaces de contact entre les solides ($\lambda_{\text{eff}}^{\theta,C}$) peut être déterminée grâce à la corrélation de Kaviani, 1995, ou, plus simplement, en retranchant λ_{eff}^0 de $\lambda_{\text{eff}}^{\theta,C}$ (déterminée avec une corrélation telle que celles de Bauer et Shlunder, 1978, Hsu, Cheng et Wong, 1994, ou Hsu, Cheng et Wong, 1995).

Les deux méthodes ici présentées pour l'intégration de la conductivité dans les modèles à deux équations doivent normalement conduire à des résultats similaires puisque l'échange thermique entre le fluide et les solides prévaut généralement sur le transfert de chaleur au sein de chaque phase, comme cela fut supposé par Schumann, 1929, pour établir son modèle.

Sources	Corrélations	Modes de transfert pris en compte	Méthodes de détermination / Remarques
Maxwell, 1873	Limite basse : $\frac{\lambda_{\text{eff}}^0}{\lambda_f} = \frac{2 \cdot \varepsilon + \frac{\lambda_c}{\lambda_f} \cdot (3 - 2 \cdot \varepsilon)}{3 - \varepsilon + \varepsilon \frac{\lambda_c}{\lambda_f}}$ Limite haute : $\frac{\lambda_{\text{eff}}^0}{\lambda_f} = \frac{2 \cdot (1 - \varepsilon) \cdot \left(\frac{\lambda_c}{\lambda_f}\right)^2 + (1 + 2 \cdot \varepsilon) \cdot \frac{\lambda_c}{\lambda_f}}{(2 + \varepsilon) \frac{\lambda_c}{\lambda_f} + 1 - \varepsilon}$	<ul style="list-style-type: none"> Conduction dans les deux phases 	Théorie des milieux effectifs.
Deissler et Bogli, 1958	Agencement parallèle : $\lambda_{\text{eff}}^0 = \varepsilon \cdot \lambda_f + (1 - \varepsilon) \cdot \lambda_c$ Agencement perpendiculaire : $\lambda_{\text{eff}}^0 = \left[\frac{\varepsilon}{\lambda_f} + \frac{(1 - \varepsilon)}{\lambda_c} \right]^{-1}$	<ul style="list-style-type: none"> Conduction dans les deux phases 	Fluide et solides agencés en parallèle ou en série.
Krupiczka, 1967	$\frac{\lambda_{\text{eff}}^0}{\lambda_f} = \left(\frac{\lambda_c}{\lambda_f}\right)^{0,280 - 0,757 \cdot \log(\varepsilon) - 0,057 \cdot \log\left(\frac{\lambda_c}{\lambda_f}\right)}$	<ul style="list-style-type: none"> Conduction dans les deux phases 	Équation semi-empirique issue de simulations numériques de transfert de chaleur à travers un faisceau de cylindres et de nombreuses données expérimentales de la littérature. La corrélation approche 76 % de 165 données de la littérature avec une erreur inférieure à ± 30 %.
Zehner et Schlünder, 1970	$\frac{\lambda_{\text{eff}}^0}{\lambda_f} = 1 - \sqrt{1 - \varepsilon} + \frac{2 \cdot \sqrt{1 - \varepsilon} \cdot \varepsilon}{1 - \frac{\lambda_f}{\lambda_c} \cdot B} \cdot \left[\frac{\left(1 - \frac{\lambda_f}{\lambda_c}\right) \cdot B}{\left(1 - \frac{\lambda_f}{\lambda_c} \cdot B\right)^2} \cdot \ln\left(\frac{\lambda_c}{B \cdot \lambda_f}\right) - \frac{B + 1}{2} - \frac{B - 1}{1 - \frac{\lambda_f}{\lambda_c} \cdot B} \right]$ Avec le facteur de déformation des solides, $B = \frac{C \cdot (1 - \varepsilon)^{10/9}}{\varepsilon}$ Si $\left(\frac{\lambda_f}{\lambda_c} \cdot B\right) = 1$ alors $\frac{\lambda_{\text{eff}}^0}{\lambda_f} = 1 - \sqrt{1 - \varepsilon} + \sqrt{1 - \varepsilon} \cdot \frac{1 + 2 \cdot B^3 - 3 \cdot B^2}{3 \cdot (B - 1)^2}$	<ul style="list-style-type: none"> Conduction dans les deux phases 	Modèle théorique de cellule unitaire complété avec des résultats expérimentaux en transfert de masse pour corrélérer l'influence de la porosité. Le modèle est supposé valide pour $0,2 < \varepsilon < 0,6$ et $10^{-3} < \lambda_c / \lambda_f < 10^4$. Le facteur de forme C vaut respectivement 1,25, 1,4 et 2,5 pour les sphères, les solides broyés et les anneaux de Raschig. Pour les sphères, Hsu, Cheng et Wong, 1994, proposèrent $C = 1,364$ et un exposant de 1,055 au lieu de 10/9.
Breitbach et Barthels, 1980	$\lambda_{\text{eff}}^R = \left[(1 - \sqrt{1 - \varepsilon}) \cdot \varepsilon + \frac{\sqrt{1 - \varepsilon}}{\frac{2}{\varepsilon_c} - 1} \cdot \frac{B + 1}{B} \cdot \frac{1}{1 + \frac{1}{\left(\frac{2}{\varepsilon_c} - 1\right) \cdot \frac{\lambda_c}{4 \cdot \sigma \cdot T^3 \cdot D_c}}} \right] \cdot 4 \cdot \sigma \cdot T^3 \cdot D_c$	<ul style="list-style-type: none"> Conduction dans les solides Rayonnement entre les solides 	Adaptation du modèle ZS de cellule unitaire en assimilant les surfaces de base des cellules à des corps noirs. B est défini de la même manière que dans le modèle ZS.
Hadley, 1986	$\frac{\lambda_{\text{eff}}^0}{\lambda_f} = (1 - \alpha_0) \cdot \frac{\varepsilon \cdot f_0 + \frac{\lambda_c}{\lambda_f} \cdot (1 - \varepsilon \cdot f_0)}{1 - \varepsilon \cdot (1 - f_0) + \frac{\lambda_c}{\lambda_f} \cdot \varepsilon \cdot (1 - f_0)} + \alpha_0 \cdot \frac{2 \cdot \left(\frac{\lambda_c}{\lambda_f}\right)^2 \cdot (1 - \varepsilon) + (1 + 2 \cdot \varepsilon) \cdot \frac{\lambda_c}{\lambda_f}}{(2 + \varepsilon) \cdot \frac{\lambda_c}{\lambda_f} + 1 - \varepsilon}$ $\log(\alpha_0) = -4,898 \cdot \varepsilon \text{ si } 0 \leq \varepsilon \leq 0,0827$ $\log(\alpha_0) = -0,405 - 3,154 \cdot (\varepsilon - 0,0827) \text{ si } 0,0827 \leq \varepsilon \leq 0,298$ $\log(\alpha_0) = -1,084 - 6,778 \cdot (\varepsilon - 0,298) \text{ si } 0,298 \leq \varepsilon \leq 0,580$ $f_0 = 0,8 + 0,1 \cdot \varepsilon$	<ul style="list-style-type: none"> Conduction dans les deux phases 	Amélioration de la limite haute de Maxwell en incluant empiriquement l'influence de la porosité à partir de mesures expérimentales sur des lits fixes de disques et de poudre.

Suite sur la page suivante.

<p>Hsu, Cheng et Wong, 1994</p>	$\frac{\lambda_{eff}^{0,C}}{\lambda_f} = (1 - \sqrt{1 - \varepsilon}) + \frac{\lambda_c}{\lambda_f} \cdot \sqrt{1 - \varepsilon} \cdot \left(1 - \frac{1}{(1 + \alpha \cdot B)^2}\right) + \frac{2 \cdot \sqrt{1 - \varepsilon}}{1 - \frac{\lambda_f}{\lambda_c} \cdot B + \left(1 - \frac{\lambda_f}{\lambda_c}\right) \cdot \alpha \cdot B}$ $\cdot \left[\frac{\left(1 - \frac{\lambda_f}{\lambda_c}\right) \cdot (1 + \alpha) \cdot B}{\left[1 - \frac{\lambda_f}{\lambda_c} \cdot B + \left(1 - \frac{\lambda_f}{\lambda_c}\right) \cdot \alpha \cdot B\right]^2} \cdot \ln \left[\frac{1 + \alpha \cdot B}{(1 + \alpha) \cdot B \cdot \frac{\lambda_f}{\lambda_c}} \right] - \frac{B + 1 + 2 \cdot \alpha \cdot B}{2 \cdot (1 + \alpha \cdot B)^2} \right.$ $\left. - \frac{(B - 1)}{\left[1 - \frac{\lambda_f}{\lambda_c} \cdot B + \left(1 - \frac{\lambda_f}{\lambda_c}\right) \cdot \alpha \cdot B\right] \cdot (1 + \alpha \cdot B)} \right]$ <p>avec $\alpha = 0,002$ et B tel que : $1 - \varepsilon - \frac{B^2}{(1-B)^6 \cdot (1+\alpha \cdot B)^2} \cdot \left[(B^2 - 4 \cdot B + 3) + 2 \cdot (1 + \alpha) \cdot (1 + \alpha \cdot B) \cdot \ln \left[\frac{(1+\alpha) \cdot B}{1+\alpha \cdot B} \right] + \alpha \cdot (B - 1) \cdot (B^2 - 2B - 1) \right]^2 = 0$</p>	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Conduction dans les deux phases ▪ Conduction à travers les surfaces de contact entre solides 	<p>Amélioration du modèle ZS de cellule unitaire par l'ajout de surfaces de contact entre les solides. L'influence des surfaces de contact est prise en compte à l'aide d'un coefficient empirique de déformation noté α.</p>
<p>Hsu, Cheng et Wong, 1995</p>	$\frac{\lambda_{eff}^{0,C}}{\lambda_f} = 1 - \gamma_a^2 - 2 \cdot \gamma_c \cdot \gamma_a + 2 \cdot \gamma_c \cdot \gamma_a^2 + \gamma_c^2 \cdot \gamma_a^2 \cdot \frac{\lambda_c}{\lambda_f} + \frac{\gamma_a^2 - \gamma_c^2 \cdot \gamma_a^2}{\left[1 - \gamma_a + \gamma_a \cdot \frac{\lambda_f}{\lambda_c}\right]} + \frac{2 \cdot (\gamma_c \cdot \gamma_a - \gamma_c \cdot \gamma_a^2)}{\left[1 - \gamma_c \cdot \gamma_a + \gamma_c \cdot \gamma_a \cdot \frac{\lambda_f}{\lambda_c}\right]}$ <p>avec $\gamma_c = 0,13$ et γ_a tel que : $(1 - 3 \cdot \gamma_c^2) \cdot \gamma_a^3 + 3 \cdot \gamma_c^2 \cdot \gamma_a^2 - (1 - \varepsilon) = 0$</p>	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Conduction dans les deux phases ▪ Conduction à travers les surfaces de contact entre solides 	<p>Modèle de cellule unitaire dans lequel les solides sont assimilés à des cubes et les surfaces de contact entre solides à des colonnes parallélépipédiques dont les dimensions (γ_a et γ_c) sont déterminées empiriquement.</p>
<p>Sih et Barlow, 1995</p>	$\lambda_{eff}^R = \left[(1 - \sqrt{1 - \varepsilon}) \cdot \varepsilon + \sqrt{1 - \varepsilon} \right] \cdot 4 \cdot \left(\frac{2}{\frac{2}{\varepsilon_c} - 0,264} \right) \cdot \sigma \cdot T^3 \cdot D_c$	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Conduction dans les solides ▪ Rayonnement entre les solides 	<p>Ajout dans le modèle ZS d'un terme de transfert par rayonnement d'après Damköhler, 1937, avec un facteur de forme calculé d'après Wakao et Kato, 1969.</p>
<p>Gonzo, 2002</p>	$\frac{\lambda_{eff}^0}{\lambda_f} = \frac{1 + 2 \cdot \beta \cdot (1 - \varepsilon) + (2 \cdot \beta^3 - 0,1 \cdot \beta) \cdot (1 - \varepsilon)^2 + (1 - \varepsilon)^3 \cdot 0,05 \cdot \exp(4,5 \cdot \beta)}{1 - \beta \cdot (1 - \varepsilon)}$ <p>avec $\beta = \frac{\lambda_c - \lambda_f}{\lambda_c + 2 \cdot \lambda_f}$</p>	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Conduction dans les deux phases 	<p>Limites de Maxwell auxquelles sont ajoutées empiriquement l'influence de la porosité et de la conductivité. Le modèle est supposé valide pour $0,15 < \varepsilon < 0,85$ et $10^{-3} < \lambda_c / \lambda_f < 10^4$. Par rapport à 35 données expérimentales de la littérature, la corrélation affiche un écart moyen de 10,6 % (+ 55 % / - 23 %).</p>

Tableau 8. Corrélations de conductivité thermique effective dans les lits fixes en condition de fluide stagnant.

1.3.4. Pertes de charge

La circulation du fluide au sein du lit fixe est soumise à des pertes de charge qu'il peut être nécessaire de connaître, notamment dans le but d'estimer les coûts de pompage et dimensionner les éléments de distribution fluide. Cette problématique est particulièrement importante pour les caloporteurs gazeux, puisque les coûts de pompage des fluides compressibles sont bien plus élevés que ceux des fluides incompressibles (c'est-à-dire liquides). Ces coûts de pompage peuvent affecter le rendement énergétique global du système de stockage.

1.3.4.1. La loi d'Ergun

La loi d'Ergun, 1952, est le modèle de référence permettant de calculer les pertes de charge à travers un milieu poreux. Cette loi associe d'une part l'équation de Kozeny-Carman qui fut développée par Carman, 1937, à partir des travaux de Kozeny, 1927, pour les milieux faiblement à modérément poreux, et d'autre part l'équation de Burke et Plummer, 1928, qui fut développée pour les milieux hautement poreux. La loi d'Ergun s'exprime comme la somme de deux termes : un terme visqueux correspondant à l'équation de Kozeny-Carman et un terme inertiel correspondant à l'équation de Burke-Plummer. Ces termes correspondent respectivement aux termes de gauche et de droite de l'équation (38). Chacun d'eux correspond au comportement asymptotique de la loi d'Ergun et leur association permet de traiter aussi bien les cas intermédiaires.

$$\frac{\Delta P}{L} = A \cdot \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \cdot \frac{\mu_f \cdot u_{\text{sup}}}{D_c^2} + B \cdot \frac{(1 - \varepsilon)}{\varepsilon^3} \cdot \frac{\rho_f \cdot u_{\text{sup}}^2}{D_c} \quad (38)$$

A et B sont des constantes empiriques déterminées par Ergun :

$$A = 150$$

$$B = 1,75$$

1.3.4.2. Modifications et ajustements de la loi d'Ergun

Pour les lits fixes de sphères, la validité de la loi d'Ergun est confortée par plusieurs auteurs (Lakota, Levec et Carbonell, 2002 ; Nemeč et Levec, 2005). Grâce à un modèle de cellule unitaire, Du Plessis et Woudberg, 2008, confortent théoriquement la loi empirique d'Ergun pour les lits de sphères de taille uniforme et élargissent sa validité à toute la gamme de porosités (de zéro à un). Cependant, plusieurs auteurs remettent en question les valeurs des constantes A et B définies par Ergun, en particulier lorsque les solides ne sont pas sphériques. Certains auteurs ajustent empiriquement les valeurs des constantes à partir de résultats expérimentaux (Handley et Heggs, 1968 ; Lakota, Levec et Carbonell, 2002 ; Yu et al., 2002), tandis que d'autres proposent des corrélations pour calculer A et B en fonction de divers paramètres (Achenbach, 1995 ; Foumeny et al., 1996 ; Hicks, 1970 ; Macdonald et al., 1979 ; Nemeč et Levec, 2005). En particulier, le terme inertiel B semble dépendre de la forme des solides, étant donné qu'il correspond aux pertes de charge liées à la tortuosité de l'écoulement (Handley et Heggs, 1968 ; Lakota, Levec et Carbonell, 2002). Cette affirmation fut étayée par plusieurs résultats expérimentaux (Achenbach, 1995 ; Allen, von Backström et Kröger, 2015 ; Foumeny et al., 1996 ; Macdonald et al., 1979). Par ailleurs, certaines corrélations spécifiques aux lits de roches ont été développées (Allen, von Backström et Kröger, 2015 ; Chandra et Willits, 1981 ; Dunkle et Ellul, 1972 ; Hollands et Sullivan, 1984), mais elles sont susceptibles d'être limitées aux conditions dans lesquelles elles ont été établies du fait de leur nature souvent très empirique.

En accord avec ce que propose Ergun, 1952, lorsque les solides sont non sphériques et/ou non uniformes en taille, la plupart des auteurs utilisent le diamètre de la sphère de même surface spécifique $D_{eq,a}$ tel qu'exprimé en équation (39) (Allen, von Backström et Kröger, 2015 ; Du Plessis et Woudberg, 2008 ; Foumeny et al., 1996 ; Hollands et Pott, 1971 ; Lakota, Levec et Carbonell, 2002 ; Macdonald et al., 1979 ; Martin, 2005 ; Nemeč et Levec, 2005 ; Rose et Rizk, 1949). Cependant, pour les solides non réguliers tels que les roches, la surface externe des solides peut être difficile à mesurer. C'est pourquoi certains auteurs utilisent alors le diamètre de la sphère de même volume $D_{eq,v}$ (40), qu'il est possible de mesurer par immersion dans un fluide (Allen, von Backström et Kröger, 2015 ; Chandra et Willits, 1981 ; Dunkle et Ellul, 1972 ; Singh, Saini et Saini, 2006). Une approche alternative, représentée par l'équation (41) et s'appuyant sur la masse des solides, fut proposée par Hollands et Sullivan, 1984. D'après les auteurs, ce diamètre représentatif $D'_{eq,a}$ est similaire au diamètre de la sphère de même surface spécifique $D_{eq,a}$ défini par l'équation (39), bien qu'il soit altéré pour faciliter son calcul à partir de simples pesées. Outre les diamètres des sphères de même volume et de même surface spécifique, il est également possible de définir le diamètre de la sphère de même surface $D_{eq,A}$ conformément à l'équation (42) (Kasaoka, Hiramatsu et Hamazaki, 1975). Dans l'idéal, les sommes dans les équations (39), (40), (41) et (42) doivent être réalisées sur l'ensemble des solides du lit, mais en pratique, elles peuvent être réalisées sur un échantillon statistiquement représentatif (Hollands et Pott, 1971).

$$D_{eq,a} = 6 \cdot \frac{\sum_i^N V_{c,i}}{\sum_i^N A_{c,i}} \quad (39)$$

$$D_{eq,v} = \left(\frac{6}{\pi} \cdot \frac{\sum_i^N V_{c,i}}{N} \right)^{1/3} \quad (40)$$

$$D'_{eq,a} = \left(\frac{6}{\pi} \cdot \frac{1}{\rho_c} \right)^{1/3} \cdot \frac{\sum_i^N m_{c,i}}{\sum_i^N m_{c,i}^{2/3}} \quad (41)$$

$$D_{eq,A} = \left(\frac{1}{\pi} \cdot \frac{\sum_i^N A_{c,i}}{N} \right)^{1/2} \quad (42)$$

Une version de la loi d'Ergun adaptée aux lits composés de solides de deux tailles très différentes (au moins un ordre de grandeur d'écart) fut proposée par Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014 (équation (43)). Cette loi est donc particulièrement utile pour traiter les lits constitués de roches et de sable (c'est-à-dire dont les pores entre les roches sont intégralement occupés par un lit de sable). Pour ce faire, les auteurs font l'hypothèse que les roches et le sable affectent tous deux la vitesse interstitielle (u_{sup}/ε) du fluide en réduisant la section de passage, mais que seul le sable est directement responsable des pertes de charge. Par conséquent, la vitesse interstitielle est calculée à l'aide de la porosité globale (ε_{global}) du lit, tandis que la porosité du sable seul (ε_s) est utilisée dans l'équation d'Ergun. La porosité du sable seul correspond au volume occupé par le fluide rapporté au volume occupé par le sable et le fluide. Sans ajustement des constantes A et B, les résultats de l'équation (43) permettent de prédire les pertes de charge expérimentales d'un lit fixe constitué de roches de 30 mm et de sable de 3 mm de diamètre avec une erreur inférieure à +5 %/-15 %.

$$\frac{\Delta P}{L} = A \cdot \frac{(1 - \varepsilon_s)^2}{\varepsilon_s^2} \cdot \frac{\mu_f}{D_s^2} \cdot \left(\frac{u_{\text{sup}}}{\varepsilon_{\text{global}}} \right) + B \cdot \frac{(1 - \varepsilon_s)}{\varepsilon_s} \cdot \frac{\rho_f}{D_s} \cdot \left(\frac{u_{\text{sup}}}{\varepsilon_{\text{global}}} \right)^2 \quad (43)$$

La loi d'Ergun et les équations apparentées ne permettent pas de tenir compte des effets de bord dus notamment à la porosité relativement élevée à proximité de la paroi et qui affectent les pertes de charge globales du lit fixe. Afin de tenir compte de ces effets de bord, Rose et Rizk, 1949, établirent un diagramme (Fig. 27) permettant de déterminer le facteur de correction à appliquer aux pertes de charge d'un lit infini. Ce facteur de correction dépend du nombre adimensionnel de Reynolds et du rapport des diamètres entre le réservoir et les solides (comme évoqué en I.1.5).

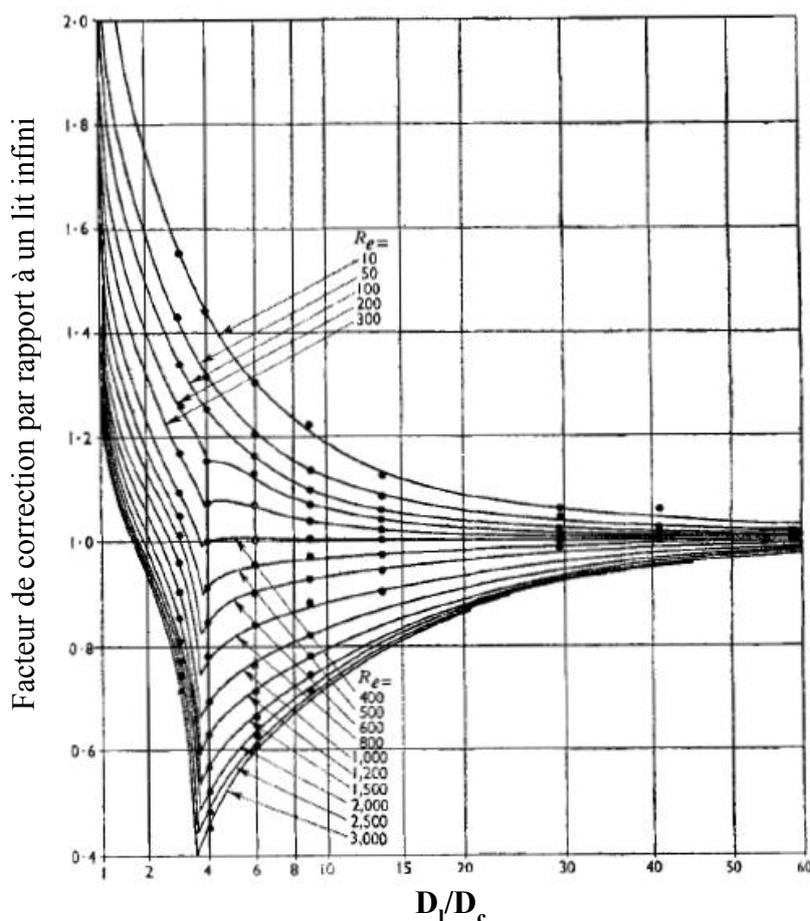


Fig. 27. Facteur de correction permettant de tenir compte de l'influence des effets de bord sur les pertes de charge d'un lit fixe en fonction du nombre de Reynolds et du rapport des diamètres entre le réservoir et les solides. Établi pour des lits de sphères mais valide pour d'autres formes de solide d'après les auteurs (Rose et Rizk, 1949).

I.3.4.3. Aspects spécifiques aux lits de roches

Hollands et Sullivan, 1984, pointent l'influence des poussières sur les pertes de charge d'un lit air/roche : les pertes de charge mesurées sur un lit constitué de roches non lavées sont plus de deux fois supérieures à celles d'un lit dans lequel les roches ont été préalablement lavées et débarrassées des poussières. La présence de poussières doit par conséquent être prise en compte et peut être à l'origine des écarts parfois importants observés entre les résultats de la littérature. De plus, bien que lavées, les roches peuvent produire elles-mêmes des poussières du fait de la friction provoquée par les sollicitations thermomécaniques liées au cyclage thermique.

D'autre part, Allen, von Backström et Kröger, 2015, montrent l'influence de la direction dans laquelle le lit de roches est mis en place dans le réservoir par rapport à la direction de l'écoulement. Lorsque les roches ne sont pas parfaitement sphériques, elles ont naturellement tendance à s'agencer parallèlement au fond du réservoir dans lequel elles sont versées. Par conséquent, lorsque la direction de l'écoulement est parallèle à la direction de versement des solides (configuration co/contre-courant), les pertes de charge peuvent être jusqu'à 80 % plus élevées que lorsque la direction de l'écoulement est perpendiculaire à la direction de versement (configuration courant croisé). De plus, les données expérimentales des auteurs tendent à montrer que le réarrangement des roches dû à leurs contractions/dilatations thermiques peut modifier de manière irréversible les pertes de charge du lit (à hauteur d'environ 15-20 %).

I.3.4.4. Comparaison des corrélations sélectionnées

Quelques corrélations de perte de charge dans les lits fixes sont présentées en Tableau 9. Afin de simplifier l'écriture et la comparaison des corrélations, celles-ci sont présentées sous forme de coefficient de perte de charge (f_k). La colonne « domaine de validité » indique uniquement ce qui est explicitement préconisé par les auteurs des corrélations. Certaines corrélations sont tracées en fonction du nombre de Reynolds en Fig. 28. La figure montre que la loi d'Ergun et la corrélation de Du Plessis et Woudberg, 2008, (qui se veut une généralisation théorique de la loi d'Ergun), donnent des résultats très similaires dans le cas ici considéré ($\varepsilon = 0,4$). Les corrélations d'Achenbach, 1995, de Lakota, Levec et Carbonell, 2002, et de Yu et al., 2002, ne sont pas présentées mais donnent des résultats similaires.

La quasi-totalité des corrélations développées pour les lits de solides non sphériques aboutit à des coefficients de perte de charge supérieurs à ceux issus de la loi d'Ergun. La corrélation de Chandra et Willits, 1981, pour les lits de roches (non tracée) donne des résultats très similaires à ceux de la corrélation de Dunkle et Ellul, 1972. Les corrélations de Lakota, Levec et Carbonell, 2002, pour des cylindres poreux et des anneaux de Raschig donnent des résultats compris entre ceux correspondant à des extrudats poreux et ceux de la loi d'Ergun.

Il convient de noter que la Fig. 28 compare les différentes corrélations seulement pour une valeur de porosité fixée ($\varepsilon = 0,4$). D'après la loi d'Ergun, toutes choses égales par ailleurs, les pertes de charge augmentent lorsque la porosité baisse. Cette tendance est suivie par toutes les corrélations, mais selon des degrés divers. Seule la corrélation de Dunkle et Ellul, 1972, est indépendante de la porosité, ce qui semble peu réaliste.

En résumé, la loi d'Ergun permet d'estimer les pertes de charge des lits fixes possédant une porosité « classique » ($0,35 < \varepsilon < 0,5$) et constitués de solides sphériques de taille uniforme. Lorsque la forme des solides est très éloignée de la sphère, les corrélations fournies par Macdonald et al., 1979, peuvent être mises à profit dans la mesure où elles ont été éprouvées sur diverses géométries de solide. Enfin, lorsque les solides sont de deux tailles très différentes, l'approche développée par Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014, peut être adoptée.

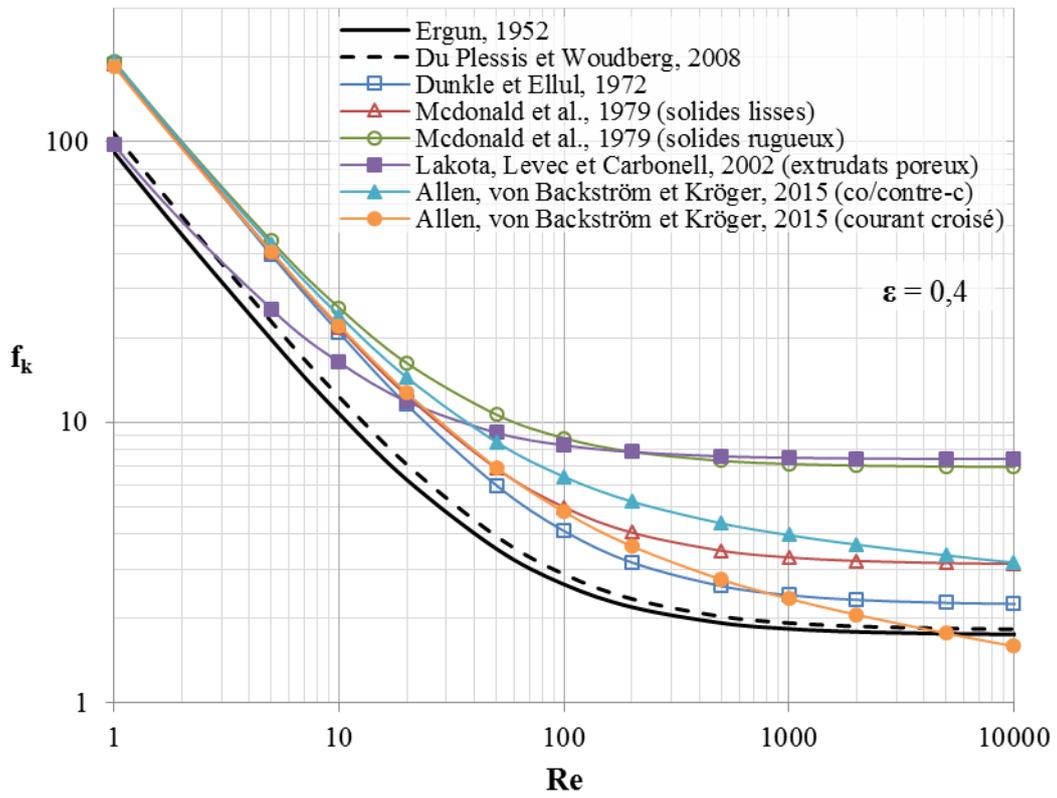


Fig. 28. Comparaison de plusieurs corrélations de perte de charge dans les lits fixes.

Sources	Corrélations	Domaine de validité	Méthodes de détermination / Remarques
Ergun, 1952	$f_k = 150 \cdot \left(\frac{1 - \varepsilon}{Re_{eq,a}} \right) + 1,75$	-	Association des équations de Kozeny-Carman et de Burke-Plummer. Détermination empirique des coefficients A et B à partir de 640 résultats expérimentaux obtenus avec des sphères de tailles diverses, du sable, du charbon broyé, et du CO_2 , du N_2 , du CH_4 et du H_2 .
Dunkle et Ellul, 1972	$f_k = \frac{\varepsilon^3}{1 - \varepsilon} \cdot \left(\frac{1750}{Re_{eq,V}} + 21 \right)$	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Lits de roche ▪ $1 < Re_{eq,V} < 10^5$ 	Données expérimentales sur des lits air/roche.
Macdonald et al., 1979	<p>Solides « lisses » : $f_k = \frac{180}{\varepsilon^{0,6}} \cdot \left(\frac{1 - \varepsilon}{Re_{eq,a}} \right) + \frac{1,8}{\varepsilon^{0,6}}$</p> <p>Solides « rugueux » : $f_k = \frac{180}{\varepsilon^{0,6}} \cdot \left(\frac{1 - \varepsilon}{Re_{eq,a}} \right) + \frac{4,0}{\varepsilon^{0,6}}$</p>	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Milieux poreux « non consolidés » (non défini) 	Résultats expérimentaux avec de l'air et des sphères, des cylindres, du sable et des fibres ($0,123 < \varepsilon < 0,919$ et $18,3 \cdot 10^{-3} \text{ mm} < D_{eq,a} < 65,8 \text{ mm}$). Prédiction des résultats expérimentaux avec une erreur de $\pm 50 \%$ sur une large variété de milieux poreux « non consolidés » (non défini).
Chandra et Willits, 1981	$f_k = \frac{\varepsilon^{0,4}}{1 - \varepsilon} \cdot \left(\frac{185}{Re_{eq,V}} + 1,7 \right)$	<ul style="list-style-type: none"> ▪ $0,3 < \varepsilon < 0,5$ ▪ $1 < Re_{eq,V} < 1000$ 	Résultats expérimentaux avec de l'air et des galets fluviaux lavés et du granite broyé ($0,38 < \varepsilon < 0,46$ et $9,9 \text{ mm} < D_{eq,V} < 26,9 \text{ mm}$). Erreur moyenne de 8% entre les résultats expérimentaux et la corrélation.
Lakota, Levec et Carbonell, 2002	<p>Sphères : $f_k = 150 \cdot \left(\frac{1 - \varepsilon}{Re_{eq,a}} \right) + 1,75$</p> <p>Cylindres poreux : $f_k = 150 \cdot \left(\frac{1 - \varepsilon}{Re_{eq,a}} \right) + 3$</p> <p>Extrudats poreux : $f_k = 150 \cdot \left(\frac{1 - \varepsilon}{Re_{eq,a}} \right) + 7,4$</p> <p>Anneaux de Raschig : $f_k = 150 \cdot \left(\frac{1 - \varepsilon}{Re_{eq,a}} \right) + 6$</p>	-	Résultats expérimentaux avec de l'air et des sphères, des cylindres, des extrudats et des anneaux de Raschig ($0,375 < \varepsilon < 0,580$ et $3 \text{ mm} < D_{eq,a} < 6 \text{ mm}$). Écart moyen entre les résultats expérimentaux et la corrélation compris entre $5,3 \%$ et $10,5 \%$ pour les sphères, et entre $4,4 \%$ et $15,3 \%$ pour les autres formes.
Du Plessis et Woudberg, 2008	$f_k = \frac{\varepsilon^2}{[1 - (1 - \varepsilon)^{2/3}]^2} \cdot \left[25,4 \cdot \frac{\varepsilon \cdot (1 - \varepsilon)^{1/3}}{Re_{eq,a} \cdot [1 - (1 - \varepsilon)^{1/3}]} + 0,95 \right]$	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Sphères de taille uniforme 	Modélisation du lit par une cellule unitaire représentative constituée d'un volume de fluide partiellement occupé par un solide cubique.
Allen, von Backström et Kröger, 2015	<p>Co/contre-courant (cf. I.3.4.3) avec $9 \text{ mm} < D_{eq,V} < 49 \text{ mm}$:</p> $f_k = 310 \cdot \left(\frac{1 - \varepsilon}{Re_{eq,V}} \right) + 6,85 \cdot \left(\frac{1 - \varepsilon}{Re_{eq,V}} \right)^{0,08}$ <p>Courant croisé (cf. I.3.4.3) avec $9 \text{ mm} < D_{eq,V} < 30 \text{ mm}$:</p> $f_k = 300 \cdot \left(\frac{1 - \varepsilon}{Re_{eq,V}} \right) + 6,15 \cdot \left(\frac{1 - \varepsilon}{Re_{eq,V}} \right)^{0,14}$	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Roche broyée ▪ Effet de tirage thermique négligeable 	Résultats expérimentaux avec de l'air et de la roche broyée en configuration co/contre-courant et courant croisé ($0,38 < \varepsilon < 0,46$ et $9 \text{ mm} < D_{eq,V} < 49 \text{ mm}$). Par rapport aux résultats expérimentaux des auteurs, le coefficient de détermination (R^2) vaut $0,93$ en co/contre-courant et $0,96$ en courant croisé.

Tableau 9. Corrélations de coefficient de perte de charge dans les lits fixes.

I.4. Bilan

Les études expérimentales de la littérature sur le comportement et les performances des systèmes de stockage thermique régénératif dessinent un comportement commun, que les systèmes soient de type liquide/solide ou gaz/solide. De manière générale, les systèmes de stockage thermique régénératif se caractérisent par un lit fixe de solides dans lequel la chaleur est stockée sous forme sensible par échange convectif avec un fluide caloporteur. Dans un même réservoir coexistent alors (au moins temporairement) une région chaude et une région froide séparées par une zone de transition nommée thermocline. Les systèmes de stockage régénératif sont régis par une multitude de phénomènes physiques en interaction les uns avec les autres. Dans les installations de petite taille (moins de quelques mètres cubes), certains phénomènes, telles les pertes thermiques, l'inertie de la paroi ou les hétérogénéités de distribution du fluide caloporteur, ont une influence de premier ordre qui affecte le comportement global du système. Cela n'est pas le cas dans les installations de taille commerciale de plusieurs mètres cubes à plusieurs milliers de mètres cubes. Or il existe peu d'études expérimentales sur des installations qui, de par leur taille, sont pleinement représentatives des systèmes de taille commerciale. De plus, les quelques résultats disponibles sur des installations répondant à ces critères sont souvent parcellaires.

Outre les pertes thermiques vers l'extérieur, les performances thermodynamiques des systèmes de stockage thermique régénératif sont essentiellement régies par l'épaisseur relative de la thermocline. Plus la thermocline est fine, plus le système est efficace d'un point de vue thermodynamique. En effet, lorsque le réservoir est fortement stratifié thermiquement, la charge et la décharge s'opèrent essentiellement aux températures chaude et froide nominales ce qui, d'après le second principe de la thermodynamique, est favorable à l'efficacité globale du système. Cela peut se traduire au travers soit d'un rendement exergetique, soit d'un rendement énergétique tenant compte de seuils de température. Si l'épaisseur de la thermocline régit l'efficacité thermodynamique du système, la réciproque est également vraie : plus les modes de transferts de chaleur s'approchent de l'idéalité, meilleure est la stratification thermique. Ainsi, la thermocline est d'autant plus fine que le profil de vitesse du fluide est transversalement uniforme (écoulement piston), car cela limite les transferts de chaleur transversaux. La qualité du transfert de chaleur par convection entre le fluide caloporteur et les solides, ainsi que la résistance de conduction interne des solides (tous deux quantifiables à travers le nombre adimensionnel de Biot) ont également une incidence sur la stratification thermique du stockage. Plus l'échange de chaleur entre le fluide et le solide est important, plus la distance que le fluide doit parcourir dans le lit pour céder ou extraire de la chaleur est réduite, ce qui limite l'épaississement de la thermocline. Ainsi, les solides de petites tailles, offrant une faible résistance de conduction interne et une large surface spécifique d'échange, sont propices à la stratification thermique du stockage. Enfin, la vitesse du fluide, dont l'influence a été relativement peu étudiée sur le plan expérimental, semble avoir une influence paradoxale sur la stratification thermique. D'une part, une vitesse de fluide élevée conduit à des durées de charge et de décharge réduites, ce qui limite l'importance relative de la diffusion thermique et des pertes de chaleur vers l'extérieur qui sont toutes deux sources d'inefficacité. D'autre part, cela suppose que l'échange de chaleur s'éloigne de l'idéalité thermodynamique caractérisée par une succession d'états d'équilibres. Les corrélations de coefficient d'échange thermique entre le fluide et les solides permettent d'illustrer ce phénomène : tandis que le coefficient d'échange (c'est-à-dire la puissance d'échange) croît proportionnellement moins que la vitesse du fluide (exposant du nombre de Reynolds inférieur à un), le temps de séjour du fluide au contact des solides décroît quant à lui proportionnellement à la vitesse. Si bien que l'énergie totale échangée entre le fluide et les solides sur une distance donnée tend à décroître avec la vitesse du fluide, conduisant ainsi à un épaississement accru de la thermocline. Ainsi, la vitesse nominale du fluide doit faire l'objet d'un compromis pour optimiser l'efficacité énergétique du système. Il en va par exemple de même pour le rapport d'aspect du réservoir,

d'autant que dans ce cas, outre les considérations thermique et énergétique, des considérations liées à la distribution du fluide et à la mécanique du réservoir sont à prendre en compte.

L'interaction de tous les mécanismes de transfert de chaleur et leurs influences combinées rendent l'étude des systèmes de stockage thermique régénératif relativement complexe. C'est pourquoi la modélisation numérique se révèle pertinente pour tenir compte de tous les phénomènes à l'œuvre. Tous les modèles numériques de la littérature répertoriés dans ce chapitre s'appuient principalement sur l'équation de conservation de l'énergie appliquée aux composants du système de stockage. Les différents modèles se distinguent par les hypothèses simplificatrices dont ils sont issus (quant à la diffusion thermique, à la résistance de conduction interne des solides, à l'influence de la paroi du réservoir, etc.). Ces simplifications dépendent du système étudié et font l'objet d'un compromis entre le niveau de réalisme exigé et les moyens de calcul disponibles. La plupart des modèles ont été validés par comparaison à des installations expérimentales. Cependant, chaque modèle n'a bien souvent été validé que sur des installations précises ou dans des gammes de fonctionnement relativement restreintes. Presque aucun modèle n'a été validé expérimentalement sur du cyclage à long terme, alors même que c'est le régime de fonctionnement normalement attendu pour un système de stockage. De plus, les modèles doivent être utilisés avec précaution lorsqu'ils sont employés à des fins d'extrapolation ou d'étude paramétrique : le domaine de validité des hypothèses simplificatrices n'est pas connu précisément et l'influence du phénomène négligé, lorsqu'elle cesse d'être de second ordre, est rarement connue avec précision. Par ailleurs, il convient de noter qu'il n'existe pas de modèle tenant compte explicitement des particularités des systèmes de stockage constitués de solides de deux tailles très différentes (par exemple les systèmes composés d'un mélange de roches et de sable), et ce, alors qu'ils sont communément envisagés du fait de leurs avantages comparatifs (faible porosité, faible coût). Pour toutes ces raisons, il est intéressant de disposer d'un modèle numérique suffisamment robuste, général et réaliste permettant le dimensionnement, l'étude comparative et l'optimisation des systèmes de stockage thermique régénératif dans diverses configurations et sur une large gamme de conditions opératoires.

Pour cela, les différents phénomènes physiques à l'œuvre doivent être modélisés indépendamment les uns des autres de la manière la plus générale possible. Dans ce chapitre, plusieurs corrélations de la littérature ont été présentées et comparées afin de déterminer celles qui semblent répondre le mieux à ces critères.

Chapitre II - Développement et réduction du modèle

Ce chapitre présente le développement d'un modèle numérique de stockage thermique régénératif. Le modèle développé a pour objectif de permettre la modélisation du comportement thermique de systèmes de différentes tailles, utilisant différents fluides caloporteurs (liquides ou gazeux) et constitués de différents types de remplissage. Le modèle est principalement destiné à traiter les lits fixes constitués d'un milieu granulaire. Il doit notamment permettre de traiter efficacement les lits constitués d'un mélange de roches et de sable, car ces systèmes sont communément envisagés, mais aucun modèle de la littérature n'a été spécifiquement développé pour tenir compte d'une telle répartition granulométrique. Bien que relativement général, robuste et réaliste, le modèle doit également minimiser les ressources de calcul nécessaires à son exécution. Pour atteindre cet objectif, le modèle combine plusieurs approches développées dans la littérature et présentées dans l'étude bibliographique. Dans un premier temps, les équations et les hypothèses générales sur lesquelles est fondé le modèle sont présentées. Différentes approches permettant de modéliser les phénomènes de transfert (conduction dans les solides, diffusion dans le lit fixe, convection du fluide avec les solides de remplissage et les parois du réservoir) sont ensuite détaillées. À partir de ces éléments, le développement du modèle est présenté, tant sur le plan des équations, que de la discrétisation et des méthodes de résolution numérique. Le modèle de référence ainsi établi fait enfin l'objet d'une réduction qui consiste à réduire le nombre d'équations du modèle afin de limiter le temps de calcul. Selon les hypothèses simplificatrices formulées, deux degrés de réduction sont proposés. La validation du modèle, de ses différents degrés de réduction et des hypothèses qui les sous-tendent est traitée dans un chapitre ultérieur.

II.1. Équations et hypothèses générales

II.1.1. Équation de continuité

La première équation régissant le système est l'équation de continuité qui garantit la conservation de la masse au sein du système :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \cdot \mathbf{u}) = 0 \quad (44)$$

Grâce à la dérivée particulaire, elle peut également s'exprimer sous la forme :

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \cdot \text{div}(\mathbf{u}) = 0 \quad (45)$$

Cette équation est appliquée et résolue pour le fluide (liquide ou gazeux) au sein du système. Elle se simplifie pour les solides (tels la paroi et les solides de remplissage) puisque, par hypothèse, ceux-ci sont supposés immobiles, incompressibles et indilatables. Ainsi, la vitesse des solides est supposée nulle et leur masse volumique constante.

II.1.2. Équation de conservation de l'énergie

Le modèle s'appuie également sur un bilan d'énergie. Les développements suivants décrivent la démarche et les hypothèses utilisées pour parvenir à l'équation de conservation de l'énergie appliquée aux éléments du système. La démarche s'appuie sur les travaux de Bird, Stewart et Lightfoot, 2002.

En premier lieu, le bilan d'énergie utilisé néglige l'énergie atomique, l'énergie électromagnétique, l'énergie radiative, l'énergie chimique, l'énergie cinétique, le travail des forces visqueuses, la production irréversible de chaleur par dissipation visqueuse et le travail des forces de pression externe au système. Bien que négligés à ce stade, les transferts de chaleur liés à l'énergie radiative peuvent être réintroduits a posteriori sous la forme d'un terme diffusif linéarisé en fonction de la température (cf. I.3.3.2), ce qui permet de simplifier les équations. À partir de ces hypothèses, l'équation de conservation de l'énergie interne pour un système monophasique (sans changement de phase) peut s'exprimer sous la forme :

$$\rho \cdot \frac{DI}{Dt} = -\text{div}(\mathbf{q}) - P \cdot \text{div}(\mathbf{u}) + \Phi \quad (46)$$

L'enthalpie massique H telle que $I = H - P/\rho$ est introduite, ce qui implique que les lois de l'équilibre thermodynamique sont supposées applicables à des systèmes qui ne sont localement pas à l'équilibre. En utilisant cette définition et l'équation de continuité (45), il est possible de parvenir à l'équation (47). Introduite dans l'équation (46), celle-ci permet alors d'exprimer l'équation de conservation de l'énergie à l'aide de l'enthalpie selon l'équation (48) :

$$\rho \cdot \frac{DI}{Dt} = \rho \cdot \frac{DH}{Dt} - \frac{DP}{Dt} - P \cdot \text{div}(\mathbf{u}) \quad (47)$$

$$\rho \cdot \frac{DH}{Dt} = -\text{div}(\mathbf{q}) + \frac{DP}{Dt} + \Phi \quad (48)$$

L'enthalpie est considérée comme une fonction exclusive de la température et de la pression. Cependant, dans les systèmes gaz/solide, le fluide est assimilé à un gaz parfait car les niveaux de pression considérés sont relativement faibles (proche de la pression atmosphérique). Or pour un gaz parfait, l'enthalpie ne dépend que de la température. Pour les systèmes liquide/solide, la variation d'enthalpie massique du fluide avec la pression est supposée négligeable. De la même manière, et à plus forte raison, l'enthalpie de tous les éléments solides du système ne dépend que de la température. Ainsi, dans le cadre du modèle, la variation d'enthalpie liée au travail des forces de pression est négligée.

À partir de cette considération, et en admettant que le flux de chaleur peut s'écrire d'après la loi de Fourier, l'équation d'énergie sur laquelle est fondée le modèle peut être exprimée selon l'équation (49). L'enthalpie est calculée en fonction de la température d'après l'équation (50). En pratique, l'enthalpie de référence H_{ref} correspondant à la température de référence T_{ref} est considérée comme nulle.

$$\rho \cdot \frac{DH}{Dt} = \text{div}[\lambda \cdot \mathbf{grad}(T)] + \Phi \quad (49)$$

$$H(T) - H_{ref} = \int_{T_{ref}}^T c_p \cdot dT \quad (50)$$

Le modèle est fondé sur l'hypothèse d'après laquelle les systèmes étudiés ont un comportement thermique essentiellement monodimensionnel. Cette hypothèse ne signifie pas que les phénomènes thermiques intervenant aux limites du système, telles l'influence de la paroi ou les pertes thermiques latérales, sont négligés, mais que leurs effets peuvent être modélisés comme ayant un effet moyen sur toute la section transversale. Appliquée à l'équation (49), cette hypothèse permet de parvenir à l'équation (51). Pour cela, l'équation de continuité (44) est également mise à contribution afin de parvenir à une forme conservative (aussi dite forte) de l'équation d'énergie (cf. Annexe A). De gauche à droite, les termes de l'équation (51) correspondent à la variation temporelle d'enthalpie, à l'advection, à la diffusion thermique et au terme source.

$$\frac{\partial(\rho \cdot H)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot u_z \cdot H)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \Phi \quad (51)$$

Dans certains cas, il peut être intéressant d'exprimer l'équation d'énergie en température. Les hypothèses considérées permettent décrire l'égalité (52) grâce à laquelle l'équation (51) peut, de manière parfaitement équivalente, être exprimée en température d'après l'équation (53). Cependant, lorsque la capacité calorifique c_p est supposée variable, la forme en température n'est pas nécessairement la plus commode à mettre en œuvre lors de l'intégration et de la discrétisation des équations.

$$\frac{DH}{Dt} = \frac{DH}{DT} \Big|_p \cdot \frac{DT}{Dt} = c_p \cdot \frac{DT}{Dt} \quad (52)$$

$$c_p \cdot \frac{\partial(\rho \cdot T)}{\partial t} + c_p \cdot \frac{\partial(\rho \cdot u_z \cdot T)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \Phi \quad (53)$$

II.2. Prolégomènes

Préalablement au développement du modèle, cette section présente la manière dont sont appréhendés les différents phénomènes modélisés. Les résultats présentés ici s'appuient largement sur les informations et les considérations exposées dans l'étude bibliographique.

II.2.1. Modélisation des solides

L'étude bibliographique a montré qu'il existe plusieurs manières d'appliquer l'équation de conservation de l'énergie (51) aux solides constituant le lit fixe. Les différentes approches se distinguent notamment par la manière avec laquelle la résistance thermique des solides est prise en compte.

Le lit de solides peut être modélisé comme un milieu poreux continu, homogène et isotrope. Dans ce cas, les solides sont de fait supposés à température uniforme dans chaque volume élémentaire, ce qui nécessite qu'ils soient thermiquement minces (TM). Il est possible d'étendre la validité de cette hypothèse à des nombres adimensionnels de Biot supérieurs à la limite classique de 0,1 à l'aide d'un coefficient d'échange effectif entre le fluide et les solides. Dans le cadre de l'hypothèse de solide thermiquement mince étendue (TME), le coefficient d'échange effectif tient compte non seulement de la résistance thermique de convection, mais également de la résistance de conduction interne des solides (cf. I.3.1.3).

Les solides peuvent également être modélisés de manière discrète. Dans ce cas, dans chaque volume élémentaire, un solide représentatif est modélisé et le profil de température en son sein est calculé (cf. I.2.2.1). Ce modèle de conduction intra-solide permet de traiter les solides qu'ils

soient thermiquement minces ou non et paraît plus réaliste que les modèles de milieu poreux continu. Il est en revanche relativement coûteux en temps de calcul (cf. I.2.3.1) puisqu'il est résolu de façon numérique en discrétisant les solides.

Afin de pallier cet inconvénient, un modèle analytique de conduction intra-solide a été développé. Plutôt que de calculer le profil de température au sein des solides par discrétisation puis résolution numérique, le profil est calculé de manière analytique. En termes de temps de calcul et d'exactitude, ce modèle a pour objectif d'être une solution intermédiaire entre l'approche continue (TM ou TME) et le modèle numérique de conduction intra-solide.

Ainsi quatre approches sont ici considérées : milieu poreux continu avec hypothèse de solides thermiquement minces (TM), milieu poreux continu avec hypothèse de solides thermiquement minces étendue (TME), modèle analytique de conduction intra-solide et modèle numérique de conduction intra-solide. Afin de sélectionner une des quatre approches, celles-ci sont comparées sur un cas d'étude consistant à observer la réponse thermique d'un volume élémentaire isolé de solide (c'est-à-dire sans échange thermique avec d'éventuels volumes élémentaires adjacents) lorsque celui-ci est exposé à une température de fluide et un coefficient de convection imposés. Dans le cas d'étude, le solide est supposé parfaitement sphérique et ses propriétés physiques sont supposées constantes et uniformes.

II.2.1.1. Milieu poreux continu

Dans le cas d'étude considéré, le solide est supposé immobile et isolé, ce qui signifie que les termes d'advection et de diffusion de l'équation d'énergie sont nuls. Par conséquent, le modèle de milieu poreux continu revient à appliquer l'équation (54). Discrétisée selon le schéma temporel implicite (cf. II.3.4.1), elle permet d'aboutir à l'équation (55).

$$\rho_c \cdot c_{p_c} \cdot V_c \cdot \frac{\partial \bar{T}_c}{\partial t} = h_c \cdot A_c \cdot (T_f - \bar{T}_c) \quad (54)$$

Soit écrite sous la forme discrétisée en temps :

$$\bar{T}_c^n = \frac{\bar{T}_c^{n-1} + Bi \cdot Fo \cdot T_f^n}{1 + Bi \cdot Fo} \quad (55)$$

$$\text{avec } Fo = \frac{\alpha_c \cdot \Delta t}{(V_c/A_c)^2} \quad (56)$$

Pour passer de l'approche TM à l'approche TME, il suffit de remplacer le coefficient d'échange h_c par un coefficient effectif $h_{c,eff}$ tel que décrit par l'équation (27).

II.2.1.2. Modèle analytique de conduction intra-solide

Dans cette approche dérivée de l'équation (54), la température de solide utilisée pour calculer le flux convectif ne correspond plus à la température moyenne \bar{T}_c , mais à la température de paroi T_{c,R_c} conformément à l'équation (57). Le processus est traité de manière monodimensionnelle, ce qui signifie que le profil de température au sein du solide est radioconcentrique et que les conditions aux limites sont uniformes autour du solide (cf. Fig. 29).

$$\rho_c \cdot c_{pc} \cdot V_c \cdot \frac{\partial \bar{T}_c}{\partial t} = h_c \cdot A_c \cdot (T_f - T_{c,R_c}) \quad (57)$$

Soit écrite sous la forme discrétisée en temps :

$$\bar{T}_c^n = \bar{T}_c^{n-1} + Bi \cdot Fo \cdot (T_f^n - T_{c,R_c}^n) \quad (58)$$

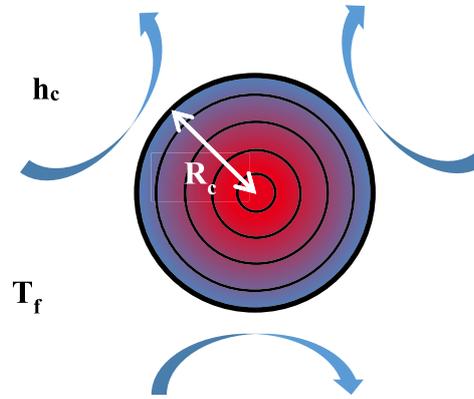


Fig. 29. Schéma du modèle de conduction intra-solide et des conditions aux limites associées.

Afin de calculer analytiquement le profil de température au sein du solide, la température est supposée uniforme à l'instant initial.

Après le début du procédé ($t > 0$), le solide passe par deux périodes successives. Lors de la première période, le centre du solide reste à la température initiale tandis que les couches externes sont progressivement affectées par l'environnement thermique du solide (cf. Fig. 30). Ainsi, le rayon du front thermique δ diminue au cours du temps. Les couches externes du solide situées en $r_c > \delta$ se caractérisent par un profil de température supposé quadratique. Les coefficients a , b et c régissant ce profil quadratique tel que $T_c(r_c) = a \cdot r_c^2 + b \cdot r_c + c$ sont déterminés grâce à une condition de Dirichlet et deux conditions de Neumann : condition de raccord entre les deux parties du profil de température (température imposée et flux nul en $r_c = \delta$) et condition de flux imposé par la convection à la paroi du solide. La valeur prise par le rayon du front thermique δ est quant à elle régie par l'équation de conservation de l'énergie (58).

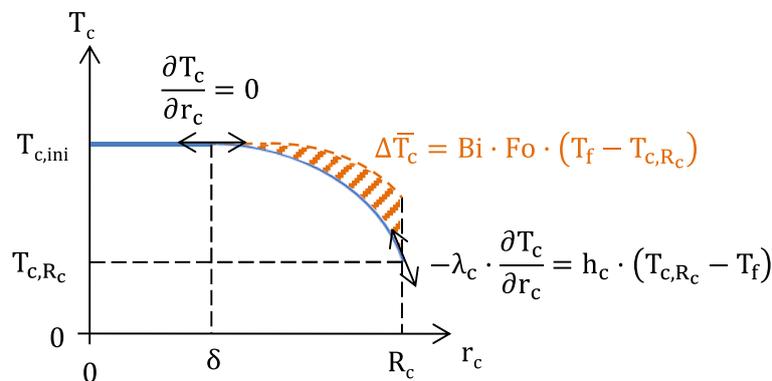


Fig. 30. Schéma de principe et conditions aux limites du profil de température dans les solides lors de la première période (cas d'une décharge).

La seconde période (cf. Fig. 31) débute lorsque le front thermique est parvenu au centre du solide ($\delta = 0$). Elle se caractérise donc par un profil de température supposé quadratique dans l'ensemble du solide. Contrairement à la première période, la température au centre du solide $T_{c,0}$ varie au cours du temps. Le profil quadratique de température est également régi par une condition de Dirichlet et deux conditions de Neumann : température au centre permettant de respecter la variation de température moyenne calculée grâce à l'équation de conservation de l'énergie (58), condition de flux nul au centre (condition de symétrie) et condition de flux imposé par la convection à la paroi du solide.

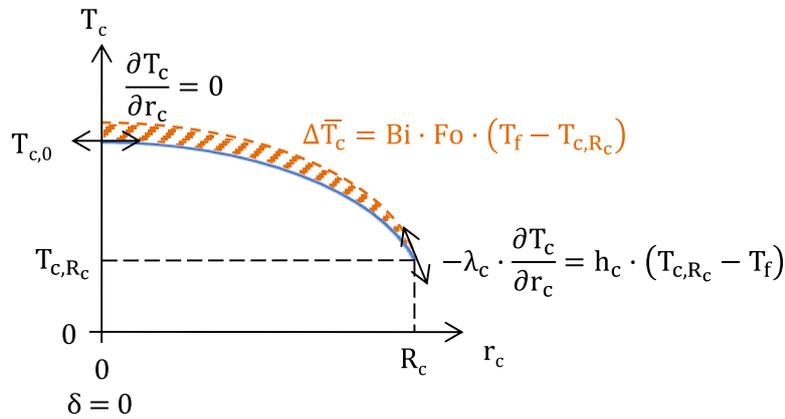


Fig. 31. Schéma de principe et conditions aux limites du profil de température dans les solides lors de la seconde période (cas d'une décharge).

Les conditions aux limites exposées ci-dessus conduisent aux équations (59), (60) et (61). Ces équations expriment les valeurs prises à chaque pas de temps par les coefficients a , b et c régissant la partie quadratique du profil de température dans les solides tel que $T_c(r_c) = a \cdot r_c^2 + b \cdot r_c + c$.

$$a = \frac{h_c \cdot (T_f - T_{c,0})}{(R_c - \delta) \cdot [2 \cdot \lambda_c + h_c \cdot (R_c - \delta)]} \quad (59)$$

$$b = \frac{-2 \cdot h_c \cdot (T_f - T_{c,0}) \cdot \delta}{(R_c - \delta) \cdot [2 \cdot \lambda_c + h_c \cdot (R_c - \delta)]} \quad (60)$$

$$c = T_{c,0} + \frac{h_c \cdot (T_f - T_{c,0}) \cdot \delta^2}{(R_c - \delta) \cdot [2 \cdot \lambda_c + h_c \cdot (R_c - \delta)]} \quad (61)$$

Les équations (59), (60) et (61) sont valables aussi bien en première qu'en seconde période : en première période, $T_{c,0}$ est connue ($T_{c,0} = T_{c,ini}$) et δ est calculé par l'intermédiaire de l'équation de conservation de l'énergie des solides (58) ; à l'inverse, en seconde période, δ est connu (valeur nulle) et $T_{c,0}$ est calculé par l'intermédiaire de l'équation (58). Pour cela, il suffit, selon la période considérée, de déterminer la valeur de l'un ou l'autre de ces paramètres permettant d'égaliser la température moyenne du solide calculée par l'équation (58) d'une part et la moyenne volumique du profil de température respectant les conditions aux limites exprimées par l'intermédiaire des équations (59), (60) et (61) d'autre part. Cette moyenne volumique est calculée d'après l'équation (62) en considérant une géométrie sphérique. Cela conduit à l'équation (63).

$$\bar{T}_c = \frac{1}{V_c} \cdot \left(\int_0^\delta T_{c,0} \cdot \frac{\partial V_c}{\partial r_c} \cdot dr_c + \int_\delta^{R_c} T_c(r_c) \cdot \frac{\partial V_c}{\partial r_c} \cdot dr_c \right) \quad (62)$$

$$\begin{aligned} & \left[-\frac{h_c \cdot (T_f - T_{c,0})}{10} \right] \cdot \delta^5 + [h_c \cdot R_c^3 \cdot (T_f - \bar{T}_c)] \cdot \delta^2 \\ & + \left[2 \cdot R_c^3 \cdot (\lambda_c + h_c \cdot R_c) \cdot (\bar{T}_c - T_{c,0}) - \frac{3 \cdot h_c \cdot R_c^4 \cdot (T_f - T_{c,0})}{2} \right] \cdot \delta \\ & + \left[\frac{3 \cdot h_c \cdot R_c^5 \cdot (T_f - T_{c,0})}{5} - R_c^4 \cdot (2 \cdot \lambda_c + h_c \cdot R_c) \cdot (\bar{T}_c - T_{c,0}) \right] = 0 \end{aligned} \quad (63)$$

En première période, la température au centre du solide ($T_{c,0}$) est connue et correspond à la température initiale. L'équation (63) est donc une équation polynomiale du cinquième degré ayant le rayon du front thermique δ pour inconnue. Étant donné qu'en première période, la température de paroi T_{c,R_c} apparaissant dans l'équation (58) dépend du rayon du front thermique δ , et qu'il n'existe pas d'expression générale permettant de calculer la solution d'une équation polynomiale du cinquième degré (Abel, 1824 ; Galois, 1831), l'équation (58) doit être résolue par itérations. Parmi les cinq racines du polynôme, la solution physique correspond à la racine réelle appartenant à l'intervalle $[0 ; \delta^{ini}]$, sachant qu'au premier pas de temps, le rayon du front thermique correspond au rayon du solide ($\delta_{ini} = R_c$).

S'il n'existe aucune racine répondant à ce critère, alors le front thermique a atteint le centre du solide ($\delta = 0$). Dans ce cas, le solide entre en seconde période, l'équation (63) aboutit à l'équation (64) et la température centrale $T_{c,0}$, devenue variable, constitue l'inconnue qu'il convient de déterminer. Puisqu'il existe une expression de la température centrale $T_{c,0}$, il n'est pas nécessaire de procéder par itérations pour résoudre l'équation (58) en seconde période (car dans le cas d'étude les propriétés physiques sont supposées constantes et uniformes). Il suffit de remplacer la température de paroi T_{c,R_c} par son expression à l'aide des équations (59), (60), (61) et (64), en sachant que $T_{c,R_c} = a \cdot R_c^2 + b \cdot R_c + c$. Cela permet d'aboutir à l'équation (65).

$$T_{c,0} = \frac{(2 \cdot \lambda_c + h_c \cdot R_c) \cdot \bar{T}_c - \frac{3 \cdot h_c \cdot R_c}{5} \cdot T_f}{2 \cdot \left(\lambda_c + \frac{h_c \cdot R_c}{5} \right)} \quad (64)$$

Soit :

$$\bar{T}_c^n = \frac{\bar{T}_c^{n-1} + \frac{Bi}{1 + \frac{3 \cdot Bi}{5}} \cdot Fo \cdot T_f^n}{1 + \frac{Bi}{1 + \frac{3 \cdot Bi}{5}} \cdot Fo} \quad (65)$$

L'équation (65) équivaut donc à l'équation (55) dans laquelle le nombre de Biot classique serait remplacé par un nombre de Biot effectif Bi_{eff} tel qu'exprimé par l'équation (66). Ce résultat est conforme à ce qui a été établi par Xu, Li et Chan, 2012, dans le cadre du modèle TME. Cela signifie qu'à partir de la seconde période, pour le calcul de la température moyenne, le modèle analytique de conduction intra-solide équivaut au modèle TME.

$$Bi_{\text{eff}} = \frac{Bi}{1 + \frac{3 \cdot Bi}{5}} \quad (66)$$

II.2.1.3. Modèle numérique de conduction intra-solide

Le modèle analytique de conduction intra-solide reprend le problème tel qu'illustré en Fig. 29. À la différence de l'approche analytique, le problème est cette fois traité par discrétisation de l'équation de la chaleur en géométrie sphérique. Lorsque les propriétés physiques sont supposées uniformes et constantes, l'équation de la chaleur s'exprime selon la loi de Fourier d'après l'équation (67). Une fois discrétisée selon la méthode des volumes finis avec un schéma temporel implicite, l'équation (67) permet d'aboutir aux équations (68), (69) et (70) correspondant respectivement au volume élémentaire central, aux volumes intermédiaires et au volume externe du solide (avec l'indice i allant de 1 à N du centre vers la périphérie). Dans l'équation (70) correspondant au volume externe, la température de surface du solide est déterminée par extrapolation linéaire de la température des deux derniers volumes élémentaires.

$$\rho_c \cdot c_{pc} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial t} = \frac{\lambda_c}{r_c^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r_c} \left(r_c^2 \cdot \frac{\partial T_c}{\partial r_c} \right) \quad (67)$$

$$\rho_c \cdot c_{pc} \cdot \frac{T_{c,1}^n - T_{c,1}^{n-1}}{\Delta t} \cdot (r_{c,1+1/2}^3 - r_{c,1-1/2}^3) = 3 \cdot \lambda_c \cdot r_{c,1+1/2}^2 \cdot \frac{T_{c,2}^n - T_{c,1}^n}{\Delta r_c} \quad (68)$$

$$\begin{aligned} \rho_c \cdot c_{pc} \cdot \frac{T_{c,i}^n - T_{c,i}^{n-1}}{\Delta t} \cdot (r_{c,i+1/2}^3 - r_{c,i-1/2}^3) \\ = 3 \cdot \lambda_c \cdot r_{c,i+1/2}^2 \cdot \frac{T_{c,i+1}^n - T_{c,i}^n}{\Delta r_c} - 3 \cdot \lambda_c \cdot r_{c,i-1/2}^2 \cdot \frac{T_{c,i}^n - T_{c,i-1}^n}{\Delta r_c} \end{aligned} \quad (69)$$

$$\begin{aligned} \rho_c \cdot c_{pc} \cdot \frac{T_{c,N}^n - T_{c,N}^{n-1}}{\Delta t} \cdot (R_c^3 - r_{c,N-1/2}^3) \\ = 3 \cdot R_c^2 \cdot h_c \cdot \left(T_f^n - \frac{3}{2} \cdot T_{c,N}^n + \frac{1}{2} \cdot T_{c,N-1}^n \right) - 3 \cdot \lambda_c \cdot r_{c,N-1/2}^2 \\ \cdot \frac{T_{c,N}^n - T_{c,N-1}^n}{\Delta r_c} \end{aligned} \quad (70)$$

II.2.1.4. Comparaison des approches

Dans le cas d'étude permettant de comparer les différentes approches, le solide et le fluide sont supposés à la température adimensionnelle nulle à l'instant initial. Le solide est ensuite soumis à un coefficient de convection et à une température de fluide variant progressivement avec le temps à l'image de ce que subirait un solide situé dans un système de stockage régénératif : les données permettant de constituer le cas d'étude sont issues de la modélisation d'un système de stockage liquide/solide. Le nombre adimensionnel de Biot est cependant artificiellement accru par abaissement de la conductivité thermique afin d'accentuer le gradient thermique dans les solides ($Bi \gg 1$).

La Fig. 32 représente l'évolution de la température adimensionnelle du fluide et du coefficient de convection (exprimé sous forme de nombre adimensionnel de Biot) en fonction

du temps (exprimé sous forme de nombre adimensionnel de Fourier). Les légères fluctuations du nombre de Biot en fonction du temps sont dues aux fluctuations du débit de fluide et donc du coefficient d'échange convectif lors de l'essai ayant servi à constituer le cas d'étude. Les résultats restitués par les différentes approches pour la température moyenne, la température centrale et la température surfacique du solide sont respectivement représentés par les Fig. 33, Fig. 34 et Fig. 35. Dans le cas des modèles de milieu poreux continu (TM et TME), ces trois températures sont identiques puisque le solide est supposé être uniformément à la température moyenne. Les profils adimensionnels de température des modèles analytique et numérique de conduction intra-solide sont représentés en Fig. 36 (les modèles de milieu poreux continu permettent quant à eux de calculer uniquement des profils plats qui ne sont par conséquent pas représentés).

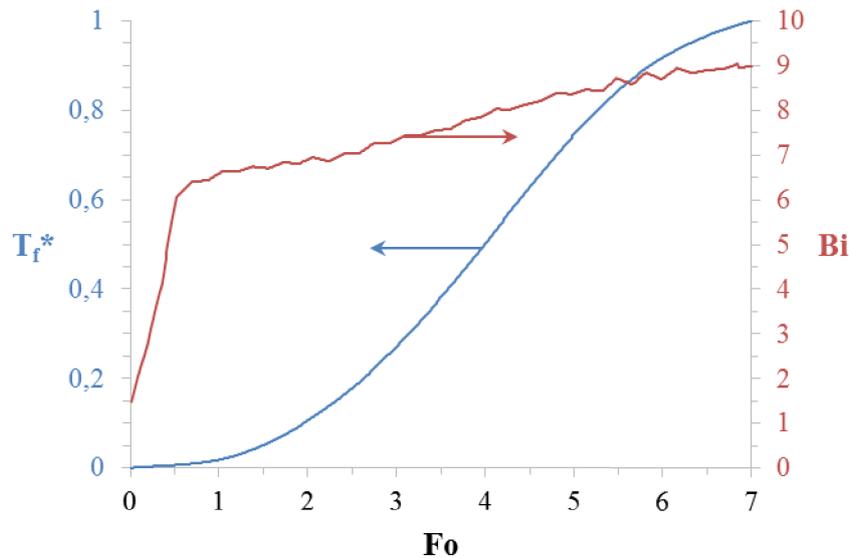


Fig. 32. Évolution de la température adimensionnelle du fluide et du nombre de Biot (convection adimensionnelle) en fonction du nombre de Fourier (temps adimensionnel) dans le cas d'étude du modèle de conduction intra-solide.

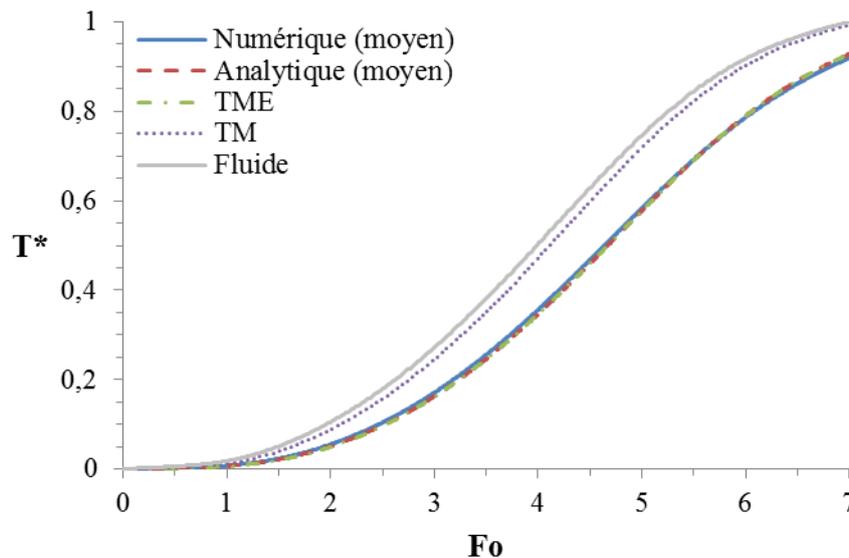


Fig. 33. Évolution de la température adimensionnelle moyenne en fonction du nombre de Fourier prédite par les quatre modèles.

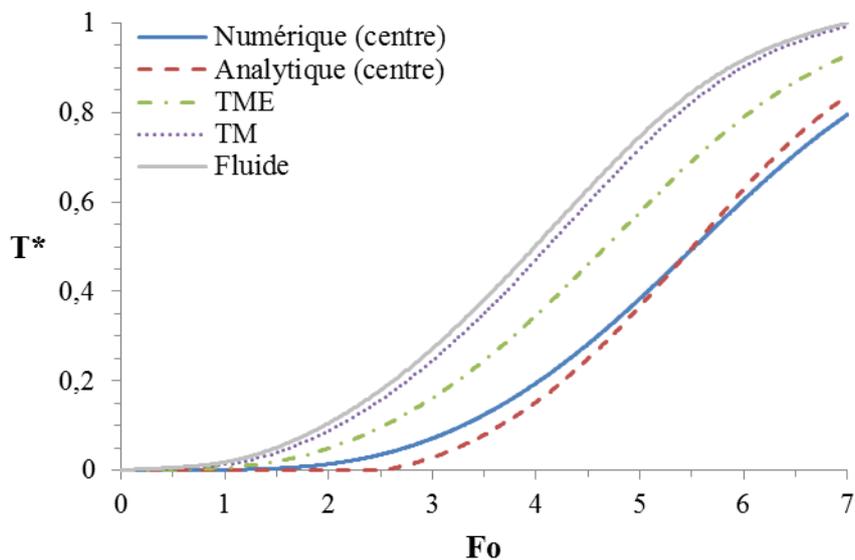


Fig. 34. Évolution de la température adimensionnelle au centre du solide en fonction du nombre de Fourier prédite par les quatre modèles.

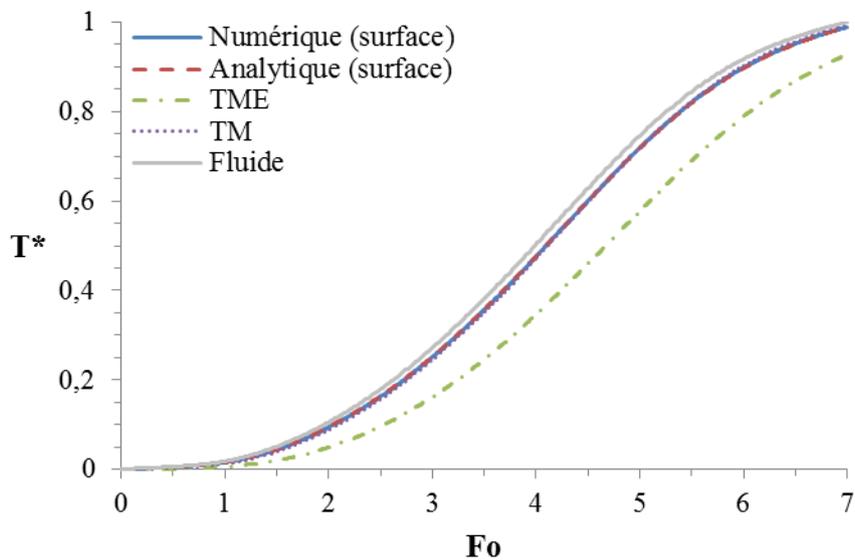


Fig. 35. Évolution de la température adimensionnelle à la surface du solide en fonction du nombre de Fourier prédite par les quatre modèles.

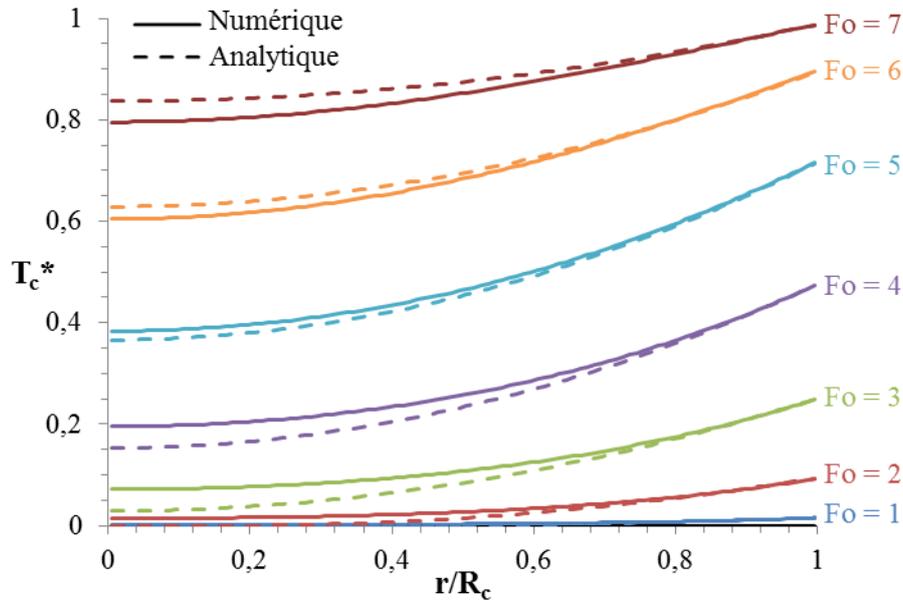


Fig. 36. Profils adimensionnels de température au sein du solide à différents nombres de Fourier prédits par les modèles numérique et analytique de conduction intra-solide.

Pour les comparaisons, le modèle numérique de conduction intra-solide constitue le modèle de référence puisque cette méthode nécessite moins d'hypothèses simplificatrices que les autres. Les approches sont comparées sur cette base en Tableau 10, où les écarts moyens de température adimensionnelle sont calculés d'après l'équation (71).

$$\bar{e} = \frac{1}{n} \cdot \frac{\sum_{i=1}^n |T_i - T_{ref,i}|}{(T_{ref,max} - T_{ref,min})} \quad (71)$$

Modèles	Écart moyen de température moyenne	Écart moyen de température centrale	Écart moyen de température de surface	Écarts de temps de calcul
Analytique	1,5 %	9,7 %	0,1 %	-28,3 %
TME	1,6 %	44,2 %	18,9 %	-49,7 %
TM	21,5 %	77,2 %	0,9 %	-49,2 %

Tableau 10. Comparaison des différentes approches de modélisation du solide par rapport au modèle numérique de conduction intra-solide.

La comparaison montre que les modèles tenant compte de la résistance de conduction dans les solides (modèle TME et modèles numérique et analytique de conduction intra-solide) aboutissent tous les trois à des températures moyennes très proches (moins de 2 % d'écart moyen). La température de solide calculée à l'aide du modèle TM correspond en revanche davantage à la température de surface, ce qui est cohérent avec le fait que ce modèle ne tient pas compte de la résistance de conduction dans les solides.

Bien que le modèle TME permette de déterminer la température moyenne avec presque autant d'exactitude que les modèles de conduction intra-solide, il ne permet pas de calculer la température au centre ou à la paroi du solide puisque celui-ci est supposé thermiquement uniforme. À l'inverse, le modèle analytique de conduction intra-solide permet de déterminer avec exactitude (à 0,1 % près) la température de paroi et d'estimer correctement (avec un écart moyen de 10 %) la température centrale.

Les modèles de milieu poreux continu (TM et TME) permettent de réduire considérablement le temps de calcul (environ -50 %) par rapport au modèle numérique de conduction intra-solide pour lequel le solide a été discrétisé en 75 volumes élémentaires (discrétisation optimisée de sorte que l'erreur moyenne due à la discrétisation ne dépasse pas 0,1 % sur les différentes températures considérées). Le gain de temps de calcul est sensiblement inférieur avec le modèle analytique de conduction intra-solide (-28 %).

Ainsi, en termes de temps de calcul et de résultat, le modèle analytique de conduction intra-solide apparaît bien comme un compromis entre le modèle numérique de conduction intra-solide et le modèle TME. Cependant, le modèle TME, qui nécessite presque deux fois moins de temps de calcul, est tout aussi performant pour calculer la température moyenne, laquelle régit le stockage d'énergie dans le système. De plus, contrairement au cas d'étude, les systèmes réels sont généralement dimensionnés de sorte que le nombre de Biot s'éloigne peu de la limite thermiquement mince ($Bi < 0,1$), ce qui réduit d'autant les avantages que peut présenter un modèle de conduction intra-solide. Ainsi, même s'il peut être utile de connaître la température de paroi des solides, par exemple pour estimer le transfert thermique par rayonnement entre les solides, il reste généralement raisonnable de la prendre égale à la température moyenne. Si malgré tout, il s'avère que le système modélisé présente un nombre de Biot élevé ($Bi \gg 1$), la Fig. 35 montre qu'il est possible si besoin d'utiliser la température du fluide pour estimer celle de la paroi. Enfin, les modèles de milieu poreux continu (TM ou TME) permettent de tenir compte de la diffusion liée au lit de solides dans l'équation des solides. Cela n'est pas le cas des modèles de conduction intra-solide, dans lesquels la diffusion à travers le lit est uniquement modélisée par l'intermédiaire de l'équation du fluide, ce qui introduit une hypothèse supplémentaire (cf. I.2.2.1).

Pour ces différentes raisons, le modèle de milieu poreux continu TME est retenu pour la suite des travaux.

II.2.2. Échange convectif entre le fluide et les solides

Pour mettre en œuvre le modèle, il est nécessaire de calculer le coefficient d'échange convectif h_c entre le fluide et les solides.

II.2.2.1. Granulométries simples

Lorsque le lit est un milieu granulaire constitué de solides dont les tailles sont de même ordre de grandeur, la corrélation de Wakao, Kaguei et Funazkri, 1979, rappelée en équation (72) est appliquée. Cette corrélation fait en effet référence dans la littérature et permet de déterminer l'échange purement convectif indépendamment de l'influence de la diffusion thermique à travers le lit et de la résistance de conduction au sein des solides, puisque ces phénomènes furent pris en compte séparément lors de l'établissement de la corrélation (cf. I.3.1.1).

$$Nu = 2 + 1,1 \cdot Re^{0,6} \cdot Pr^{1/3} \quad (72)$$

Lorsque les solides constituant le milieu granulaire possèdent une géométrie régulière permettant de calculer leur surface, les diamètres des sphères équivalentes définis par les équations (39), (40) et (42) peuvent aisément être déterminés. Ainsi, afin d'appliquer la corrélation de Wakao, Kaguei et Funazkri, 1979, le nombre de Reynolds est calculé à l'aide du diamètre de la sphère de même surface spécifique $D_{eq,a}$ conformément à ce qui est préconisé par de nombreux auteurs (cf. I.3.4.2). À partir du nombre de Nusselt, le coefficient d'échange convectif h_c peut alors être calculé à l'aide du diamètre de la sphère de même surface $D_{eq,A}$. La

surface est en effet la dimension pertinente pour caractériser la couche limite thermique, et donc la relation entre le nombre de Nusselt et le coefficient d'échange convectif. Le coefficient d'échange effectif $h_{eff,c}$ peut ensuite être déterminé à l'aide de l'équation (27) appliquée avec la géométrie adéquate (sphères, cylindres ou plaques, cf. I.3.1.3). À défaut de géométrie adaptée, l'équation (27) est appliquée en supposant une sphère de même volume (c'est-à-dire avec $k = 10$ et $D_c = D_{eq,v}$). Enfin, dans les équations du modèle, le coefficient d'échange effectif est couplé à la surface spécifique d'échange des solides a_c déterminée à l'aide du diamètre de la sphère de même surface spécifique $D_{eq,a}$ conformément à l'équation (5) (cf. I.2.1.1). Naturellement, lorsque le lit est constitué de sphères de tailles uniformes, toutes les équations précitées sont simplement appliquées avec le diamètre des sphères.

Lorsque les solides constituant le milieu granulaire sont irréguliers, comme dans le cas des lits de roches, la surface des solides ne peut être aisément déterminée. Dans ce cas, seul le diamètre de la sphère de même volume $D_{eq,v}$ est calculable à l'aide de l'équation (40) en mesurant le volume des solides (par exemple par immersion dans un fluide). Afin d'estimer les diamètres des sphères de même surface et de même surface spécifique à partir du diamètre de la sphère de même volume, la sphéricité Ψ des solides est utilisée. Définies par Wadell, 1932, comme étant la surface de la sphère de même volume divisée par la surface réelle du solide, la sphéricité permet de relier les diamètres des différentes sphères équivalentes (cf. Annexe B). La sphéricité peut être estimée visuellement grâce au diagramme de Krumbein et Sloss, 1963, représenté en Fig. 37. Ce diagramme permet par ailleurs de déterminer l'indice d'émoussé (« *roundness* ») des solides (non utilisé ici) défini comme le rayon de courbure moyen des arêtes et des coins divisé par le rayon de la plus grande sphère inscrite (Krumbein et Sloss, 1963).

Les démarches suivies pour les solides réguliers et irréguliers sont récapitulées en Tableau 11.

Solides réguliers	Solides irréguliers
$D_{eq,a}$, $D_{eq,v}$ et $D_{eq,A}$ calculés grâce aux équations (39), (40) et (42)	$D_{eq,v}$ calculé grâce à l'équation (40) et Ψ estimée grâce à la Fig. 37.
$Re = \frac{\rho_f \cdot \varepsilon \cdot u \cdot D_{eq,a}}{\mu_f}$	$Re = \frac{\rho_f \cdot \varepsilon \cdot u \cdot \Psi \cdot D_{eq,v}}{\mu_f}$
$h_c = \frac{Nu \cdot \lambda_f}{D_{eq,A}}$	$h_c = \frac{Nu \cdot \lambda_f \cdot \sqrt{\Psi}}{D_{eq,v}}$
$\frac{1}{h_{eff,c}} = \frac{1}{h_c} + \frac{D_{eq,v}}{10 \cdot \lambda_c}$	
$a_c = \frac{6 \cdot (1 - \varepsilon)}{D_{eq,a}}$	$a_c = \frac{6 \cdot (1 - \varepsilon)}{\Psi \cdot D_{eq,v}}$

Tableau 11. Récapitulatif des différentes dimensions caractéristiques utilisées pour modéliser les milieux granulaires constitués de solides réguliers (dont la surface est calculable) et de solides irréguliers (dont la surface n'est pas aisément mesurable).

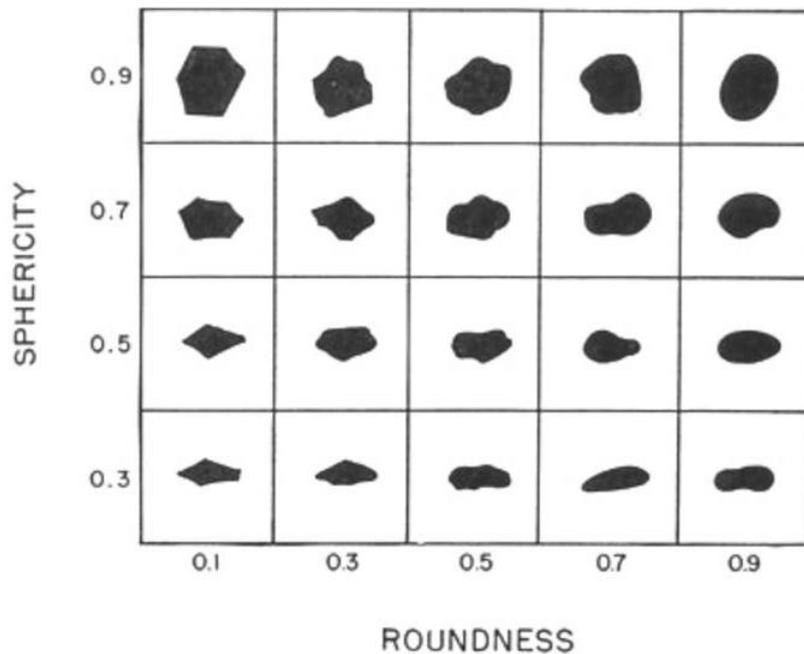


Fig. 37. Diagramme permettant d'estimer visuellement la sphéricité (« sphericity ») et l'indice d'émoussé (« roundness ») des solides (Krumbein et Sloss, 1963).

II.2.2.2. Granulométries doubles

Afin de réduire la porosité du lit fixe, certains systèmes sont constitués de solides de deux tailles différentes. Cela est obtenu le plus souvent en mélangeant du sable et des roches dont les tailles diffèrent d'environ un ordre de grandeur (Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014 ; Faas et al., 1986 ; Hallet et Gervais, 1977 ; Pacheco, Showalter et Kolb, 2002 ; Rodat et al., 2015). Dans ce cas, les corrélations usuelles pour des granulométries simples ne sont pas adaptées et une approche différente est adoptée pour calculer le coefficient d'échange entre le fluide et les solides.

Le lit de solides est modélisé comme un faisceau de tubes remplis de petits solides (sable). Les parois des tubes représentent les parois des gros solides (roches). Ainsi, le coefficient d'échange entre le fluide et les roches est calculé grâce à des corrélations de coefficient d'échange entre le fluide et les parois d'un tube rempli par un lit de solides, en l'occurrence le sable. Le diamètre caractéristique des tubes, correspondant au diamètre moyen des pores entre les roches, est supposé égal au rayon des roches (cf. Fig. 38).

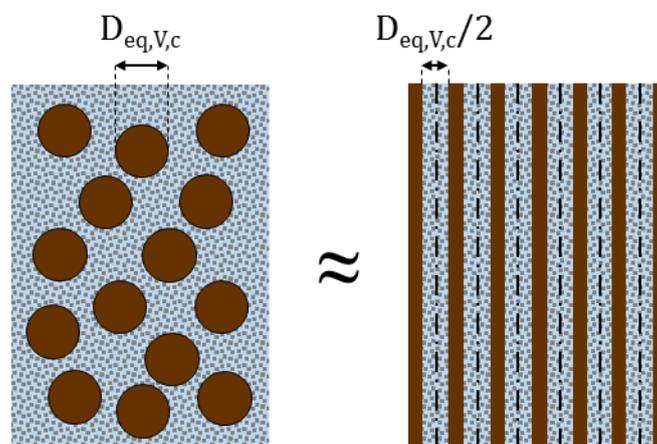


Fig. 38. Principe de modélisation des systèmes à granulométrie double pour déterminer le coefficient d'échange convectif entre le fluide et les gros solides.

Les nombres de Reynolds et de Nusselt sont calculés grâce au diamètre des grains sable D_s et à la porosité du lit de sable ε_s (équations (73) et (74)). À partir de ces données, la corrélation de Dixon, DiCostanzo et Soucy, 1984, rappelée en équation (73) est utilisée. Cette corrélation est en effet adaptée pour les petits rapports de diamètre de lit sur diamètre de solides et se situe dans la moyenne des différentes corrélations répertoriées (cf. I.3.2.1).

$$\text{Nu} = \frac{h_c \cdot D_s}{\lambda_f} = \left[1 - 1,5 \cdot \left(\frac{D_s}{D_{eq,v,c}/2} \right)^{1,5} \right] \cdot \text{Pr}^{1/3} \cdot \text{Re}_s^{0,59} \quad (73)$$

$$\text{Re}_s = \varepsilon_s \cdot \frac{\rho_f \cdot u \cdot D_s}{\mu_f} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon + x_s} \cdot \frac{\rho_f \cdot u \cdot D_s}{\mu_f} \quad (74)$$

Le coefficient d'échange effectif $h_{eff,c}$ est calculé conformément à ce qui est décrit en Tableau 11 avec le diamètre de la sphère de même volume que les roches $D_{eq,v,c}$, car c'est bien la résistance de conduction au sein des roches qu'il s'agit de prendre en compte. La surface spécifique d'échange des roches a_c est déterminée selon l'équation (75) dans laquelle est utilisée la porosité du lit de roches ε_c définie par l'équation (76).

Comme cela est expliqué ultérieurement, le calcul du coefficient d'échange convectif entre le fluide et le sable n'est pas nécessaire.

$$a_c = \frac{6 \cdot (1 - \varepsilon_c)}{D_{eq,a,c}} \quad \text{ou} \quad a_c = \frac{6 \cdot (1 - \varepsilon_c)}{\Psi \cdot D_{eq,v,c}} \quad (75)$$

$$\varepsilon_c = \frac{V_f + V_s}{V_f + V_s + V_c} = \frac{V_f + V_s}{V_l} = \varepsilon + x_s \quad (76)$$

II.2.3. Échange convectif entre le fluide et la paroi

Le coefficient d'échange convectif entre le fluide et les parois du réservoir est déterminé grâce à la corrélation de Dixon, DiCostanzo et Soucy, 1984, conformément aux conclusions tirées de l'étude bibliographique (cf. I.3.2.1). Dans le cas d'un lit à granulométrie simple, le diamètre du lit correspond au diamètre hydraulique interne du réservoir D_l . Le nombre de Nusselt permettant de déterminer le coefficient d'échange convectif avec la paroi se calcule alors d'après l'équation (77).

$$\text{Nu}_p = \frac{h_p \cdot D_c}{\lambda_f} = \left[1 - 1,5 \cdot \left(\frac{D_c}{D_l} \right)^{1,5} \right] \cdot \text{Pr}^{1/3} \cdot \text{Re}^{0,59} \quad (77)$$

Dans le cas d'un lit à granulométrie double, en reprenant l'analogie décrite par la Fig. 38, le coefficient d'échange convectif avec la paroi h_p est identique au coefficient d'échange convectif avec les gros solides h_c . Il se calcule donc de la même manière (équations (73) et (74)).

La paroi est supposée thermiquement mince dans son épaisseur. Afin d'étendre cette hypothèse aux parois épaisses ou peu conductrices, l'approche TME est utilisée. Pour cela, le coefficient d'échange effectif $h_{eff,p}$ est calculé d'après les formules proposées par Xu, Li et Chan, 2012. Ainsi l'équation (78) est appliquée dans le cas des réservoirs cylindriques, tandis

que l'équation (79) est appliquée dans le cas des réservoirs dont la paroi est plane (réservoirs prismatiques). L'équation (79) est l'adaptation de l'équation (27) pour des plaques (c'est-à-dire avec $k = 6$) en prenant le double de l'épaisseur de la paroi comme dimension caractéristique : la paroi n'est en effet soumise à la convection du fluide que sur une face, l'autre étant presque adiabatique du fait de l'isolation thermique.

Ces approches supposent que l'isolation thermique entre la paroi et l'extérieur est suffisante pour que la paroi apparaisse comme thermiquement mince vis-à-vis de l'extérieur (résistance de conduction de l'isolant bien supérieure à la résistance de conduction interne de la paroi).

$$\frac{1}{h_{\text{eff,p}}} = \frac{1}{h_p} + \frac{1}{\lambda_p} \cdot \frac{R_1^3 \cdot [4 \cdot (R_1 + e_p)^2 - R_1^2] + R_1 \cdot (R_1 + e_p)^4 \cdot [4 \cdot \ln\left(1 + \frac{e_p}{R_1}\right) - 3]}{4 \cdot [(R_1 + e_p)^2 - R_1^2]^2} \quad (78)$$

$$\frac{1}{h_{\text{eff,p}}} = \frac{1}{h_p} + \frac{e_p}{3 \cdot \lambda_c} \quad (79)$$

II.2.4. Coefficients de diffusion

La diffusion thermique liée aux différents modes de transfert de chaleur décrits en I.3.3.1, est modélisée sous la forme d'une conductivité thermique effective calculée d'après les équations (36) et (37). Toutefois, la contribution de la conduction à travers les surfaces de contact entre solides λ_{eff}^c est négligée dans la mesure où le rapport des conductivités thermiques des solides et du fluide n'excède pas 10^3 .

Le facteur de tortuosité f est déterminé grâce à l'équation (35). Pour cela, la conductivité effective globale en condition de fluide stagnant λ_{eff}^0 est calculée à l'aide de la corrélation de Zehner et Schlünder, 1970. Si le lit est constitué de roches, la corrélation est appliquée avec le coefficient correspondant à des solides broyés (cf. Tableau 8). Lorsque le lit possède une granulométrie double, la conductivité effective globale est obtenue en appliquant cette corrélation deux fois, comme illustré en Fig. 39 : une première fois pour déterminer la conductivité effective du fluide et des petits solides (sable), puis une seconde fois en assimilant cette même conductivité à celle d'un fluide effectif baignant les gros solides (roches).

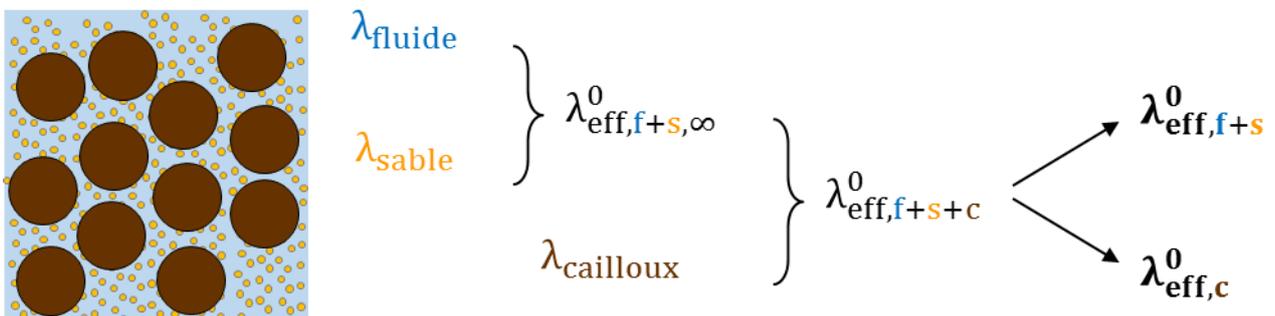


Fig. 39. Principe de calcul de la conductivité effective globale en condition de fluide stagnant dans le cas d'un lit à granulométrie double.

La conductivité effective liée au mélange et aux turbulences du fluide λ_{mix} est calculée d'après l'équation (30).

Enfin, dans les systèmes gaz/solide, la contribution du transfert thermique par rayonnement λ_{eff}^R est calculée d'après la corrélation de Breitbach et Barthels, 1980 (cf. Tableau 8). Conformément aux considérations exposées en II.2.1.4, la température moyenne des solides est

utilisée pour estimer la température de paroi des solides, car la totalité des systèmes modélisés présente un nombre de Biot relativement faible.

II.3. Développement du modèle

II.3.1. Principe

Le modèle monodimensionnel développé s'appuie sur plusieurs approches issues de la littérature. Il comporte trois équations permettant de calculer distinctement la température du fluide, des solides de remplissage et de la paroi. Le terme de paroi désigne ici uniquement la paroi interne, le plus souvent métallique, située à l'intérieur de l'isolation thermique (l'isolant n'est quant à lui modélisé que sous la forme d'une résistance thermique entre le système et l'extérieur).

Comme dans les modèles numériques classiques à trois équations présentés dans l'étude bibliographique (cf. I.2.1.4), les équations sont couplées par des termes sources modélisant l'échange de chaleur entre les différentes phases du système (fluide, solides et paroi).

Afin de traiter le cas des lits fixes à granulométrie double (mélange de roches et de sable), une approche similaire à celle utilisée dans les modèles à une équation est utilisée. En raison de leur petite taille, les grains de sable possèdent une très faible résistance de conduction interne et une surface spécifique d'échange très élevée. Le sable peut donc être raisonnablement supposé à l'équilibre thermique avec le fluide. Ainsi, une seule équation d'énergie permet de modéliser le comportement thermique du fluide et du sable. Lorsque les solides sont de tailles relativement uniformes, ils sont uniquement modélisés à l'aide de l'équation d'énergie des solides et le terme de variation d'énergie interne correspondant au sable dans l'équation d'énergie du fluide est nul. L'équation du fluide modélise alors uniquement le comportement du fluide comme c'est le cas dans les modèles classiques à deux ou trois équations.

Ainsi, dans le cas d'un milieu granulaire constitué d'un mélange de roches et de sable, la décomposition du système opérée par le modèle proposé peut être schématisée par la Fig. 40.

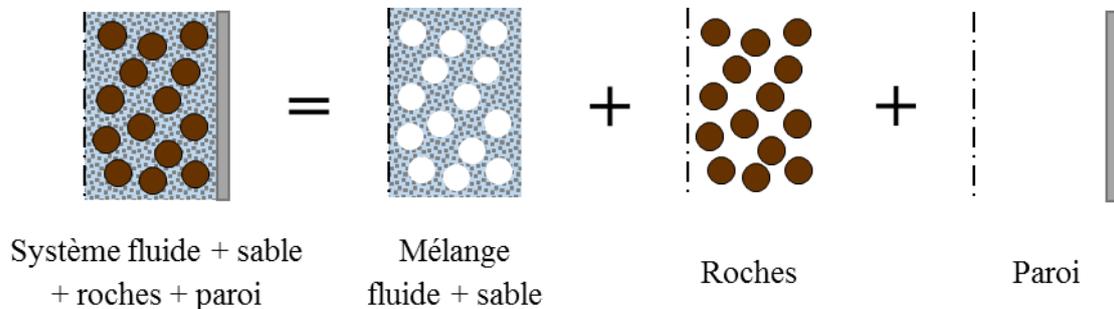


Fig. 40. Schéma de principe du modèle numérique proposé dans le cas d'un lit fixe constitué d'un mélange de roches et de sable.

II.3.2. Équations principales

Afin de parvenir à un tel modèle, l'équation (51) de conservation de l'énergie est appliquée aux phases du système.

Les phases solides (solides de remplissage, sable et paroi) sont supposées immobiles, ce qui implique que le terme d'advection est nul.

Pour chaque phase, le terme source Φ est explicité comme suit :

- Pour le fluide : échange convectif avec les solides et échange convectif avec la paroi ;
- pour les solides : échange convectif avec le fluide ;
- pour la paroi : échange convectif avec le fluide et échanges de chaleur avec l'extérieur (pertes thermiques).

Comme cela fut mentionné en 0, l'échange de chaleur entre les solides et la paroi est négligé. Cette simplification est justifiée par le fait que la surface de contact entre les solides et la paroi est généralement négligeable devant la surface de contact entre le fluide et la paroi. De plus, la paroi échange de la chaleur avec les solides par conduction, tandis qu'elle échange de la chaleur avec le fluide par convection, ce qui conduit à des transferts souvent bien plus importants. Ainsi, l'intégralité de la paroi interne du réservoir est supposée en contact avec le fluide avec lequel elle échange par convection.

Exprimées en enthalpie, les équations (80), (81) et (82) correspondent respectivement au fluide (associé au sable si le volume correspondant V_s est non nul), aux gros solides et à la paroi. Dans l'équation (80), l'enthalpie massique du sable H_s est calculée avec la même température que celle du fluide puisque le fluide et le sable sont supposés être à l'équilibre thermodynamique, donc à la même température. D'autre part, la température T_c désigne ici et pour la suite des travaux la température moyenne des gros solides conformément à l'approche adoptée à l'issue de l'étude II.2.1.4. C'est avec cette température qu'est calculée l'enthalpie massique des solides H_c . Les interactions entre les différentes phases telles qu'elles sont modélisées sont schématisées en Fig. 41 (les couleurs permettent d'identifier les différents termes des équations).

$$V_f \cdot \frac{\partial(\rho_f \cdot H_f)}{\partial t} + V_s \cdot \frac{\partial(\rho_s \cdot H_s)}{\partial t} + V_f \cdot \frac{\partial(\rho_f \cdot u_f \cdot H_f)}{\partial z} = V_l \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},f+s} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + h_{\text{eff},c} \cdot A_{c,\text{tot}} \cdot (T_c - T_f) + h_{\text{eff},p} \cdot A_{p,\text{int}} \cdot (T_p - T_f) \quad (80)$$

$$V_c \cdot \frac{\partial(\rho_c \cdot H_c)}{\partial t} = V_l \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} \right) + h_{\text{eff},c} \cdot A_{c,\text{tot}} \cdot (T_f - T_c) \quad (81)$$

$$V_p \cdot \frac{\partial(\rho_p \cdot H_p)}{\partial t} = V_p \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_p \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + h_{\text{eff},p} \cdot A_{p,\text{int}} \cdot (T_f - T_p) + U_{p/\infty} \cdot A_{p,\text{ext}} \cdot (T_\infty - T_p) \quad (82)$$

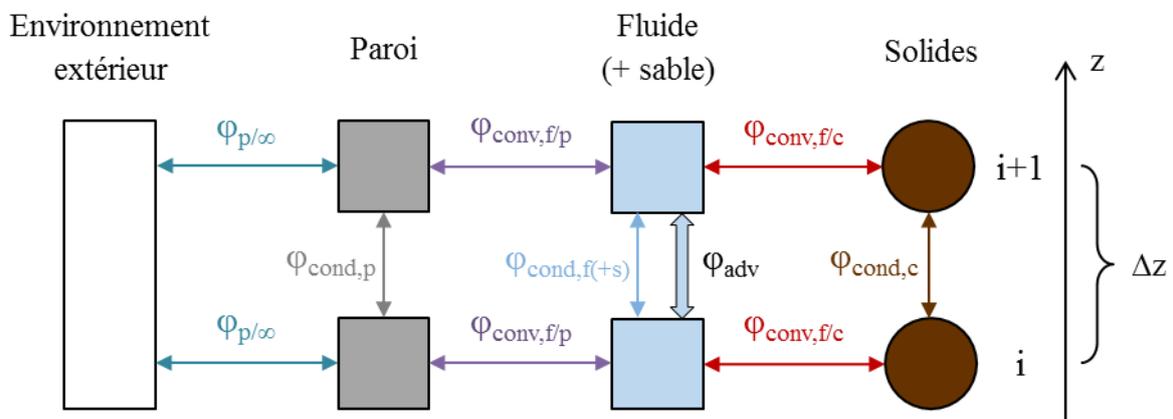


Fig. 41. Schéma de l'interaction thermique entre les différentes phases du système modélisé.

À l'exception de la masse volumique des solides de remplissage et de la paroi, les propriétés physiques sont supposées variables en fonction de la température. Les réservoirs modélisés sont cylindriques ou prismatiques (c'est-à-dire de section transversale uniforme) et leur composition volumique est supposée uniforme et constante.

Le modèle s'appuie également sur l'équation de continuité (44) qui permet de calculer le champ de vitesse du fluide.

II.3.3. Convention d'écriture

Les équations sont discrétisées grâce à la méthode des volumes finis. Par convention, l'axe z est orienté dans le sens de circulation du fluide (de sorte que le vecteur de la vitesse du fluide soit positif). Les termes des équations discrétisées sont indicés selon la convention d'écriture schématisée en Fig. 42. Les indices $i-1/2$ et $i+1/2$ correspondent respectivement aux interfaces amont et aval des volumes élémentaires i .

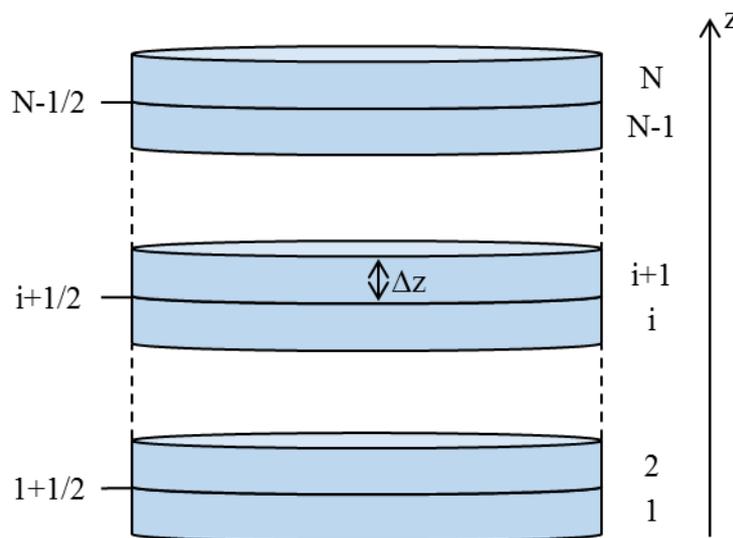


Fig. 42. Discrétisation du domaine d'étude.

Les équations sont exprimées sous forme volumique (rapportées au volume du lit pour les équations du fluide et des solides, et au volume de paroi pour l'équation de paroi) et pour alléger leur écriture, les termes ε , x_c , x_p , x_s , a_c , a_l , $a_{p,ext}$ et $a_{p,int}$ sont introduits (cf. nomenclature). De plus, les paramètres sont implicitement évalués à la position i et/ou au pas de temps n lorsqu'ils ne sont pas indicés en espace et/ou en temps.

II.3.4. Schéma de discrétisation

II.3.4.1. Schéma de discrétisation temporelle

Les termes temporels des équations sont discrétisés selon la méthode d'Euler implicite : la dérivée temporelle d'une variable entre le temps $n-1$ et le temps n est calculée à l'aide de la valeur de cette variable au pas de temps n (contrairement à la méthode explicite qui consiste à utiliser la valeur de la variable au pas de temps $n-1$). Dans le cas de la dérivée temporelle d'une variable x s'exprimant comme la fonction de plusieurs variables (a , b , c ...), ce schéma peut s'exprimer d'après l'équation (83). Cela implique que le système d'équation doit être résolu par itérations.

$$\frac{\partial x}{\partial t} = f(a, b, c \dots) \Leftrightarrow \frac{x^n - x^{n-1}}{\Delta t} = f(a^n, b^n, c^n \dots) \quad (83)$$

II.3.4.2. Schéma de discrétisation spatiale des termes diffusifs

Le schéma centré est classiquement utilisé pour la diffusion, il en effet conservatif et donne de bons résultats. Ainsi, pour calculer le flux diffusif entre deux volumes élémentaires adjacents, les dérivées spatiales de température et de conductivité thermique effective aux frontières sont calculées par différence centrée :

$$\lambda_{i-1/2} = \frac{\lambda_{i-1} + \lambda_i}{2} \quad \lambda_{i+1/2} = \frac{\lambda_i + \lambda_{i+1}}{2} \quad (84)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{i-1/2} = \frac{T_i - T_{i-1}}{\Delta z} \quad \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{i+1/2} = \frac{T_{i+1} - T_i}{\Delta z} \quad (85)$$

II.3.4.3. Schéma de discrétisation spatiale des termes d'advection

Pour calculer le flux d'advection, l'enthalpie massique aux frontières des volumes élémentaires est estimée par interpolation quadratique selon le schéma de QUICK (*Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics*). Ce schéma est conservatif et, par rapport aux schémas centré, amont ou hybride, il limite la diffusion numérique et donne des résultats relativement bons même lorsque la discrétisation du domaine d'étude est grossière (Versteeg et Malalasekera, 1995). Ainsi, étant donné que le fluide circule selon l'axe z dans le sens croissant :

$$H_{i-1/2} = -\frac{1}{8} \cdot H_{i-2} + \frac{6}{8} \cdot H_{i-1} + \frac{3}{8} \cdot H_i \quad H_{i+1/2} = -\frac{1}{8} \cdot H_{i-1} + \frac{6}{8} \cdot H_i + \frac{3}{8} \cdot H_{i+1} \quad (86)$$

II.3.5. Conditions aux limites

II.3.5.1. Équation de continuité

Dans chaque volume élémentaire, la masse volumique initiale du fluide est déterminée en fonction de la température initiale, ce qui permet d'initialiser l'équation de continuité (44).

Le débit de fluide caloporteur entrant dans le système est connu. Ainsi, dans le premier volume ($i = 1$) :

$$(\rho_f \cdot u_f)_{1-1/2} = \frac{\dot{m}_{\text{entrée}}}{\varepsilon \cdot S_1} \quad (87)$$

II.3.5.2. Équation d'énergie du fluide

À l'instant initial, la température, et donc l'enthalpie massique du fluide dans chaque volume élémentaire du système est fixée.

L'enthalpie massique du fluide caloporteur entrant dans le système est connue et la frontière amont du premier volume élémentaire est supposée adiabatique. Ainsi, dans le premier volume ($i = 1$) :

$$H_{f,1-1/2} = H_f(T_{f,\text{entrée}}) = H_{f,\text{entrée}} \quad (88)$$

$$\left(\frac{\partial T_f}{\partial z}\right)_{1-1/2} = 0 \quad (89)$$

Afin d'appliquer l'équation (86) et calculer l'enthalpie massique du fluide à la frontière amont du deuxième volume élémentaire ($i = 2$), un volume fictif dont l'enthalpie de fluide équivaut à l'enthalpie imposée en entrée est supposé en amont du premier volume :

$$H_{f,2-2} = H_{f,\text{entrée}} \quad (90)$$

Enfin, pour le dernier volume élémentaire ($i = N$), un schéma de discrétisation amont est appliqué pour estimer la valeur de l'enthalpie massique à la frontière de sortie du système, laquelle est par ailleurs supposée adiabatique :

$$H_{f,N+1/2} = H_{f,N} \quad (91)$$

$$\left(\frac{\partial T_f}{\partial z}\right)_{N+1/2} = 0 \quad (92)$$

II.3.5.3. Équation d'énergie des solides et de la paroi

À l'instant initial, la température des solides et de la paroi dans l'ensemble des volumes élémentaires du système est fixée.

La frontière amont du premier volume élémentaire est supposée adiabatique. Ainsi, dans le premier volume ($i = 1$) :

$$\left(\frac{\partial T_c}{\partial z}\right)_{1-1/2} = \left(\frac{\partial T_p}{\partial z}\right)_{1-1/2} = 0 \quad (93)$$

De même, la frontière aval du système ($i = N$) est supposée adiabatique :

$$\left(\frac{\partial T_c}{\partial z}\right)_{N+1/2} = \left(\frac{\partial T_p}{\partial z}\right)_{N+1/2} = 0 \quad (94)$$

II.3.6. Développement des équations

Lorsque le schéma de discrétisation et les conditions aux limites exposés précédemment sont appliqués aux équations principales présentées en II.3.2, cela permet de parvenir aux équations détaillées ci-après.

II.3.6.1. Équation de continuité

Premier volume ($i = 1$) :

$$(\rho_f \cdot u_f)_{1+1/2} - \frac{\dot{m}_{\text{entrée}}}{\varepsilon \cdot S_1} + \frac{\rho_f^n - \rho_f^{n-1}}{\Delta t} \cdot \Delta z = 0 \quad (95)$$

Volumes quelconques ($i \neq 1$) :

$$(\rho_f \cdot u_f)_{i+1/2} - (\rho_f \cdot u_f)_{i-1/2} + \frac{\rho_f^n - \rho_f^{n-1}}{\Delta t} \cdot \Delta z = 0 \quad (96)$$

II.3.6.2. Équation d'énergie du fluide

Premier volume ($i = 1$) :

$$\begin{aligned} & \varepsilon \cdot \frac{(\rho_f \cdot H_f)^n - (\rho_f \cdot H_f)^{n-1}}{\Delta t} + x_s \cdot \rho_s \cdot \frac{H_s^n - H_s^{n-1}}{\Delta t} \\ & + \frac{\varepsilon}{8 \cdot \Delta z} \cdot \left[(\rho_f \cdot u_f)_{1+1/2} \cdot (-H_{f,\text{entrée}} + 6 \cdot H_{f,1} + 3 \cdot H_{f,2}) - 8 \cdot \frac{\dot{m}_{\text{entrée}}}{\varepsilon \cdot S_1} \cdot H_{\text{entrée}} \right] \\ & = \frac{(\lambda_{\text{eff},f+s,1} + \lambda_{\text{eff},f+s,2}) \cdot (T_{f,2} - T_{f,1})}{2 \cdot \Delta z^2} + h_{\text{eff},c} \cdot a_c \cdot (T_c - T_f) + h_{\text{eff},p} \cdot a_1 \cdot (T_p - T_f) \end{aligned} \quad (97)$$

Deuxième volume ($i = 2$) :

$$\begin{aligned} & \varepsilon \cdot \frac{(\rho_f \cdot H_f)^n - (\rho_f \cdot H_f)^{n-1}}{\Delta t} + x_s \cdot \rho_s \cdot \frac{H_s^n - H_s^{n-1}}{\Delta t} \\ & + \frac{\varepsilon}{8 \cdot \Delta z} \cdot \left[(\rho_f \cdot u_f)_{2+1/2} \cdot (-H_{f,1} + 6 \cdot H_{f,2} + 3 \cdot H_{f,3}) - (\rho_f \cdot u_f)_{2-1/2} \cdot (-H_{\text{entrée}} + 6 \cdot H_{f,1} + 3 \cdot H_{f,2}) \right] \\ & = \frac{(\lambda_{\text{eff},f+s,2} + \lambda_{\text{eff},f+s,3}) \cdot (T_{f,3} - T_{f,2})}{2 \cdot \Delta z^2} - \frac{(\lambda_{\text{eff},f+s,1} + \lambda_{\text{eff},f+s,2}) \cdot (T_{f,2} - T_{f,1})}{2 \cdot \Delta z^2} + h_{\text{eff},c} \cdot a_c \cdot (T_c - T_f) \\ & \quad + h_{\text{eff},p} \cdot a_1 \cdot (T_p - T_f) \end{aligned} \quad (98)$$

Volumes intermédiaires ($i \neq \{1 ; 2 ; N\}$) :

$$\begin{aligned} & \varepsilon \cdot \frac{(\rho_f \cdot H_f)^n - (\rho_f \cdot H_f)^{n-1}}{\Delta t} + x_s \cdot \rho_s \cdot \frac{H_s^n - H_s^{n-1}}{\Delta t} \\ & + \frac{\varepsilon}{8 \cdot \Delta z} \cdot [(\rho_f \cdot u_f)_{i+1/2} \cdot (-H_{f,i-1} + 6 \cdot H_{f,i} + 3 \cdot H_{f,i+1}) - (\rho_f \cdot u_f)_{i-1/2} \cdot (-H_{f,i-2} + 6 \cdot H_{f,i-1} + 3 \cdot H_{f,i})] \quad (99) \\ & = \frac{(\lambda_{\text{eff},f+s,i} + \lambda_{\text{eff},f+s,i+1}) \cdot (T_{f,i+1} - T_{f,i})}{2 \cdot \Delta z^2} - \frac{(\lambda_{\text{eff},f+s,i-1} + \lambda_{\text{eff},f+s,i}) \cdot (T_{f,i} - T_{f,i-1})}{2 \cdot \Delta z^2} + h_{\text{eff},c} \cdot a_c \cdot (T_c - T_f) \\ & \quad + h_{\text{eff},p} \cdot a_1 \cdot (T_p - T_f) \end{aligned}$$

Dernier volume ($i = N$) :

$$\begin{aligned} & \varepsilon \cdot \frac{(\rho_f \cdot H_f)^n - (\rho_f \cdot H_f)^{n-1}}{\Delta t} + x_s \cdot \rho_s \cdot \frac{H_s^n - H_s^{n-1}}{\Delta t} \\ & + \frac{\varepsilon}{8 \cdot \Delta z} \cdot [(\rho_f \cdot u_f)_{N+1/2} \cdot 8 \cdot H_{f,N} - (\rho_f \cdot u_f)_{N-1/2} \cdot (-H_{f,N-2} + 6 \cdot H_{f,N-1} + 3 \cdot H_{f,N})] \quad (100) \\ & = - \frac{(\lambda_{\text{eff},f+s,N-1} + \lambda_{\text{eff},f+s,N}) \cdot (T_{f,N} - T_{f,N-1})}{2 \cdot \Delta z^2} + h_{\text{eff},c} \cdot a_c \cdot (T_c - T_f) + h_{\text{eff},p} \cdot a_1 \cdot (T_p - T_f) \end{aligned}$$

II.3.6.3. Équation d'énergie des solides

Premier volume ($i = 1$) :

$$x_c \cdot \rho_c \cdot \frac{H_c^n - H_c^{n-1}}{\Delta t} = \frac{(\lambda_{\text{eff},c,1} + \lambda_{\text{eff},c,2}) \cdot (T_{c,2} - T_{c,1})}{2 \cdot \Delta z^2} + h_{\text{eff},c} \cdot a_c \cdot (T_f - T_c) \quad (101)$$

Volumes intermédiaires ($i \neq \{1 ; N\}$) :

$$\begin{aligned} & x_c \cdot \rho_c \cdot \frac{H_c^n - H_c^{n-1}}{\Delta t} \\ & = \frac{(\lambda_{\text{eff},c,i} + \lambda_{\text{eff},c,i+1}) \cdot (T_{c,i+1} - T_{c,i})}{2 \cdot \Delta z^2} - \frac{(\lambda_{\text{eff},c,i-1} + \lambda_{\text{eff},c,i}) \cdot (T_{c,i} - T_{c,i-1})}{2 \cdot \Delta z^2} + h_{\text{eff},c} \cdot a_c \cdot (T_f - T_c) \quad (102) \end{aligned}$$

Dernier volume ($i = N$) :

$$x_c \cdot \rho_c \cdot \frac{H_c^n - H_c^{n-1}}{\Delta t} = - \frac{(\lambda_{\text{eff},c,N-1} + \lambda_{\text{eff},c,N}) \cdot (T_{c,N} - T_{c,N-1})}{2 \cdot \Delta z^2} + h_{\text{eff},c} \cdot a_c \cdot (T_f - T_c) \quad (103)$$

II.3.6.4. Équation d'énergie de la paroi

Premier volume ($i = 1$) :

$$\rho_p \cdot \frac{H_p^n - H_p^{n-1}}{\Delta t} = \frac{(\lambda_{p,1} + \lambda_{p,2}) \cdot (T_{p,2} - T_{p,1})}{2 \cdot \Delta z^2} + h_{\text{eff},p} \cdot a_{p,\text{int}} \cdot (T_f - T_p) + U_{p/\infty} \cdot a_{p,\text{ext}} \cdot (T_\infty - T_p) \quad (104)$$

Volumes intermédiaires ($i \neq \{1 ; N\}$) :

$$\begin{aligned} & \rho_p \cdot \frac{H_p^n - H_p^{n-1}}{\Delta t} \\ &= \frac{(\lambda_{p,i} + \lambda_{p,i+1}) \cdot (T_{p,i+1} - T_{p,i})}{2 \cdot \Delta z^2} - \frac{(\lambda_{p,i-1} + \lambda_{p,i}) \cdot (T_{p,i} - T_{p,i-1})}{2 \cdot \Delta z^2} + h_{\text{eff},p} \cdot a_{p,\text{int}} \cdot (T_f - T_p) \\ &+ U_{p/\infty} \cdot a_{p,\text{ext}} \cdot (T_\infty - T_p) \end{aligned} \quad (105)$$

Dernier volume ($i = N$) :

$$\rho_p \cdot \frac{H_p^n - H_p^{n-1}}{\Delta t} = - \frac{(\lambda_{p,N-1} + \lambda_{p,N}) \cdot (T_{p,N} - T_{p,N-1})}{2 \cdot \Delta z^2} + h_{\text{eff},p} \cdot a_{p,\text{int}} \cdot (T_f - T_p) + U_{p/\infty} \cdot a_{p,\text{ext}} \cdot (T_\infty - T_p) \quad (106)$$

II.3.7. Méthodes de résolution

Le modèle codé sous le logiciel MATLAB est résolu numériquement. Deux méthodes de résolution sont utilisées selon le cas considéré.

II.3.7.1. Systèmes liquide/solide

Lorsque le système est de type liquide/solide, les propriétés physiques du fluide varient peu avec la température et la vitesse du fluide est relativement faible (quelques millimètres par seconde). Ainsi, les variables varient relativement lentement dans le temps. Dans ce cas, le système d'équations est presque linéaire en fonction de la température. Il peut donc être traité à l'aide d'une méthode de résolution linéaire en procédant par itérations. Ainsi, le système est résolu grâce à la méthode de Cramer, établie par le mathématicien suisse Gabriel Cramer (1704 – 1752). Cette méthode permet de résoudre un système d'équations linéaires (107) en regroupant les coefficients, les inconnues et les seconds membres du système d'équations (respectivement a , x et c) sous forme matricielle (108). La solution prend alors la forme d'un quotient de déterminants (109), avec A_j correspondant à la matrice A dans laquelle la colonne j est remplacée par le vecteur C (Polyanin et Manzhirou, 2007).

$$\begin{aligned} a_{1,1} \cdot x_1 + a_{1,2} \cdot x_2 + \dots + a_{1,N} \cdot x_N &= c_1 \\ a_{2,1} \cdot x_1 + a_{2,2} \cdot x_2 + \dots + a_{2,N} \cdot x_N &= c_2 \\ &\vdots \\ a_{N,1} \cdot x_1 + a_{N,2} \cdot x_2 + \dots + a_{N,N} \cdot x_N &= c_N \end{aligned} \quad (107)$$

$$\begin{bmatrix} a_{1,1} & a_{1,2} & \dots & a_{1,N} \\ a_{2,1} & a_{2,2} & \dots & a_{2,N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{N,1} & a_{N,2} & \dots & a_{N,N} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ x_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \\ \vdots \\ c_N \end{bmatrix} \Leftrightarrow \mathbf{A} \cdot \mathbf{X} = \mathbf{C} \quad (108)$$

$$x_j = \frac{\det(\mathbf{A}_j)}{\det(\mathbf{A})} \Leftrightarrow \mathbf{X} = \mathbf{A}^{-1} \cdot \mathbf{C} \quad (109)$$

Dans le cas présent, la température constitue l'inconnue. Pour utiliser les équations telles qu'elles ont été développées en II.3.6, cela signifie que l'enthalpie doit être exprimée comme une variable pseudo-linéaire de la température. Conformément à l'équation (110), l'enthalpie massique est donc simplement reformulée comme le produit de la capacité calorifique moyenne

entre la température de référence et la température traitée, et l'écart à la température de référence.

$$H(T) = \frac{H(T)}{T - T_{\text{ref}}} \cdot (T - T_{\text{ref}}) = \frac{\int_{T_{\text{ref}}}^T c_p \cdot dT}{T - T_{\text{ref}}} \cdot (T - T_{\text{ref}}) = \bar{c}_p(T) \cdot (T - T_{\text{ref}}) \quad (110)$$

Dans un premier temps, les coefficients et les seconds membres du système d'équations sont déterminés grâce aux valeurs de température du pas temps précédent, comme cela serait fait avec la méthode d'Euler explicite. La solution obtenue permet alors de réévaluer les coefficients et les seconds membres et de calculer une nouvelle solution. La procédure est itérée jusqu'à obtenir une solution variant suffisamment peu d'un calcul à l'autre. Ainsi, en débutant par un calcul obéissant à la méthode d'Euler explicite, la procédure de résolution permet de converger vers une solution obéissant à la méthode d'Euler implicite. Cette méthode ne permet toutefois de converger vers la solution que lorsque le système d'équations possède un comportement quasi-linéaire. Cela dépend notamment de la variabilité des propriétés physiques et de la discrétisation, qui peut être caractérisée par le nombre de Courant exprimé par l'équation (111). En l'occurrence, celui-ci ne doit pas être très supérieur à 1.

$$Co = \frac{u \cdot \Delta t}{\Delta z} \quad (111)$$

II.3.7.2. Systèmes gaz/solide

Dans les systèmes gaz/solide, la vitesse de fluide est généralement élevée (de l'ordre de quelques mètres par seconde). Respecter un nombre de Courant suffisamment faible pour permettre de faire converger la méthode de Cramer exposée précédemment supposerait donc soit d'augmenter considérablement le pas d'espace, ce qui conduirait à une discrétisation spatiale grossière, soit de réduire considérablement le pas de temps, ce qui conduirait à des temps de calcul excessifs. Ceci est d'autant plus vrai que les propriétés physiques des gaz varient généralement davantage avec la température que celles des liquides, ce qui tend à accroître l'instabilité du système.

Par conséquent, pour les systèmes gaz/solide, le système d'équations est résolu grâce à la méthode de Newton-Raphson, établie par les mathématiciens anglais Isaac Newton (1643 – 1727) et Joseph Raphson (1648 – 1715). Cette méthode, illustrée en Fig. 43 pour une seule équation, permet de converger vers la racine d'une fonction f grâce au calcul de sa dérivée f' . Ainsi, conformément à l'équation (112), la solution issue de l'itération $k+1$ est obtenue à partir de la solution issue de l'itération précédente k . Pour cela, la dérivée de la fonction est calculée en un point initial (b sur la Fig. 43). La tangente ainsi calculée permet d'obtenir une première approximation x_1 de la solution qui sert de valeur de départ pour répéter l'opération. Afin de converger vers la solution finale (c sur la Fig. 43), la procédure est itérée jusqu'à ce que la solution x_{k+1} obtenue soit jugée suffisamment proche de la solution précédente x_k (Polyanin et Manzhurov, 2007).

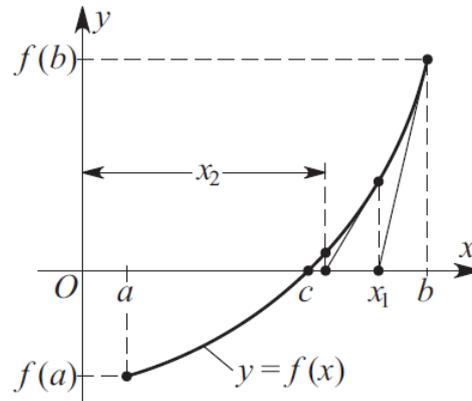


Fig. 43. Principe de la méthode de résolution de Newton-Raphson (Polyanin et Manzhirov, 2007).

$$x_{k+1} = x_k - \frac{f(x_k)}{f'(x_k)} \quad (112)$$

Dans le cas d'un système d'équations (113), l'équivalent matriciel de l'équation (112) peut être exprimé grâce à la matrice jacobienne \mathbf{J} (114). Les éléments de la matrice jacobienne sont calculés par différences finies conformément à l'équation (115). Il convient de remarquer que la majorité des éléments de la matrice jacobienne sont nuls, car chaque inconnue ne dépend que de quelques autres inconnues qu'il est aisé d'identifier grâce à la fonction vectorielle \mathbf{F} . Ainsi, seuls les éléments supposément non nuls sont effectivement calculés afin d'économiser du temps de calcul.

$$\begin{aligned} f_1(x_1, x_2, \dots, x_N) &= 0 \\ f_2(x_1, x_2, \dots, x_N) &= 0 \\ &\vdots \\ f_N(x_1, x_2, \dots, x_N) &= 0 \end{aligned} \quad (113)$$

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ x_N \end{bmatrix}_{k+1} &= \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ x_N \end{bmatrix}_k - \begin{bmatrix} \partial f_1 / \partial x_1 & \partial f_1 / \partial x_2 & \cdots & \partial f_1 / \partial x_N \\ \partial f_2 / \partial x_1 & \partial f_2 / \partial x_2 & \cdots & \partial f_2 / \partial x_N \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \partial f_N / \partial x_1 & \partial f_N / \partial x_2 & \cdots & \partial f_N / \partial x_N \end{bmatrix}_k^{-1} \cdot \begin{bmatrix} f_1(x_1, x_2, \dots, x_N) \\ f_2(x_1, x_2, \dots, x_N) \\ \vdots \\ f_N(x_1, x_2, \dots, x_N) \end{bmatrix}_k \\ &\Leftrightarrow \mathbf{X}_{k+1} = \mathbf{X}_k - \mathbf{J}(\mathbf{X}_k)^{-1} \cdot \mathbf{F}(\mathbf{X}_k) \end{aligned} \quad (114)$$

$$\frac{\partial f_i}{\partial x_j} \cong \frac{f_i(x_1, x_2, \dots, x_j + \Delta x, \dots, x_N) - f_i(x_1, x_2, \dots, x_j, \dots, x_N)}{\Delta x} \quad (115)$$

Bien que plus générale, la méthode de Newton-Raphson nécessite davantage de temps de calcul que la méthode de Cramer pour les systèmes liquide/solide. C'est pourquoi il a été choisi de la réserver aux systèmes gaz/solide. La comparaison des deux méthodes de résolution sur un système liquide/solide confirme qu'elles parviennent à des résultats identiques (l'écart est du même ordre de grandeur que la tolérance fixée pour arrêter les itérations de calcul).

II.4. Réductions du modèle

Le modèle développé précédemment est un modèle à trois équations d'énergie. L'étude bibliographique a montré qu'il existe des modèles comportant une ou deux équations d'énergie seulement : une équation pour l'ensemble du système, ou bien une équation pour le fluide et l'autre pour le solide. Cette partie vise à établir de tels modèles en prenant pour point de départ le modèle à trois équations. Dans tous les cas, l'équation de continuité est conservée et les méthodes de discrétisation et de résolution sont inchangées par rapport au modèle principal. La réduction du modèle nécessite plusieurs hypothèses dont la validité et le bien-fondé seront évalués lors de la validation expérimentale des différentes versions du modèle. La démarche de réduction utilisée se fonde sur les travaux de Vortmeyer et Schaefer, 1974.

II.4.1. Modèle à deux équations d'énergie : réduction de l'équation de paroi

Dans la plupart des modèles développés dans la littérature, l'influence de la paroi est négligée, ou du moins ne fait-elle pas l'objet d'une équation d'énergie spécifique. Le modèle se réduit alors à deux équations d'énergie : une pour le fluide, l'autre pour le solide. La paroi peut être prise en compte par l'intermédiaire d'une des équations restantes. C'est par exemple ce qui est mis en œuvre dans le modèle proposé par Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014, à travers l'utilisation d'une masse volumique de solide équivalente (cf. équation (6)). Dans ce cas, l'inertie de la paroi est arbitrairement rattachée au lit de solides.

Afin de parvenir à un modèle à deux équations d'énergie, le modèle à trois équations développé précédemment est reformulé en température par les équations (116) à (118) sous forme non conservative. Comme cela fut montré en II.1.2 avec l'équation (53), l'expression en température est strictement équivalente à l'expression en enthalpie dans le cadre des hypothèses générales formulées lors de l'établissement du modèle, et la forme non conservative est strictement équivalente à la forme conservative puisque le système respecte l'équation de continuité (cf. Annexe A). Par ailleurs, l'équation d'énergie de la paroi est multipliée par la fraction volumique de paroi x_p qui est uniforme (puisque le modèle se limite aux réservoirs dont la composition volumique est uniforme), en sachant que par définition $x_p \cdot a_{p,int} = a_l$. À ce stade, aucune hypothèse supplémentaire n'est donc introduite par rapport au modèle à trois équations développé précédemment.

$$\begin{aligned} (\varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f + x_s \cdot c_{ps} \cdot \rho_s) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial t} + \varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f \cdot u_f \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \\ = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{eff,f+s} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + h_{eff,c} \cdot a_c \cdot (T_c - T_f) + h_{eff,p} \cdot a_l \cdot (T_p - T_f) \end{aligned} \quad (116)$$

$$x_c \cdot \rho_c \cdot c_{pc} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{eff,c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} \right) + h_{eff,c} \cdot a_c \cdot (T_f - T_c) \quad (117)$$

$$x_p \cdot \rho_p \cdot c_{pp} \cdot \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(x_p \cdot \lambda_p \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + h_{eff,p} \cdot a_l \cdot (T_f - T_p) + x_p \cdot U_{p/\infty} \cdot a_{p,ext} \cdot (T_\infty - T_p) \quad (118)$$

II.4.1.1. Hypothèses de départ et considérations préliminaires

Afin de réduire le modèle de trois à deux équations, plusieurs hypothèses sont nécessaires. La première, formulée par l'équation (119), consiste à considérer que les dérivées spatiales et temporelles de la température du fluide et de la paroi sont équivalentes.

$$\frac{\partial T_f}{\partial t} \cong \frac{\partial T_p}{\partial t} \quad \text{et} \quad \frac{\partial T_f}{\partial z} \cong \frac{\partial T_p}{\partial z} \quad (119)$$

La seconde hypothèse de départ, exprimée par l'équation (120), stipule que la résistance thermique entre le fluide et la paroi est négligeable devant la résistance thermique entre la paroi et l'ambiance extérieure (au rapport de surface près). Cette hypothèse est généralement respectée puisque les parois sont le plus souvent métalliques, donc relativement fines et conductrices, et recouvertes d'isolant thermique.

$$h_{\text{eff,p}} \gg \frac{A_{\text{p,ext}}}{A_{\text{p,int}}} \cdot U_{\text{p}/\infty} \quad (120)$$

La propagation du front thermique dans le système de stockage peut être décrite au premier ordre en négligeant la diffusion. En introduisant la vitesse de front thermique w , l'évolution de la température peut donc s'exprimer d'après l'équation (121). De l'hypothèse exprimée par l'équation (119), il découle naturellement que la vitesse de front thermique est identique pour le fluide et la paroi. Cette vitesse de front thermique peut être estimée grâce à l'équation (122), qui n'est autre que la transposition de l'équation (11) proposée par Vortmeyer et Schaefer, 1974. Cependant, pour que cette équation soit valable, il est nécessaire que l'ensemble des phases possèdent une vitesse de front thermique similaire. Cela revient par conséquent à étendre à l'ensemble des phases la première hypothèse exprimée par l'équation (119).

$$\frac{\partial T}{\partial t} + w \cdot \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial T}{\partial t} = -w \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \quad (121)$$

$$w = \frac{\varepsilon \cdot \rho_f \cdot c_{p_f}}{(\rho \cdot c_p)_{\text{eff}}} \cdot u = \frac{\varepsilon \cdot \rho_f \cdot c_{p_f}}{x_c \cdot \rho_c \cdot c_{p_c} + \varepsilon \cdot \rho_f \cdot c_{p_f} + x_s \cdot \rho_s \cdot c_{p_s} + x_p \cdot \rho_p \cdot c_{p_p}} \cdot u \quad (122)$$

II.4.1.2. Reformulation de la dérivée spatiale de la température de paroi

Cette étape vise à reformuler la dérivée spatiale de la température de paroi. Pour cela, l'équation (118) est simplifiée en supposant que le comportement thermique de la paroi est régi au premier ordre par l'échange convectif avec le fluide. Ainsi, *dans cette partie du raisonnement seulement*, la conduction thermique longitudinale au sein de la paroi est négligée. Les pertes thermiques de la paroi vers l'extérieur sont quant à elles négligées devant l'échange entre le fluide et la paroi du fait de l'hypothèse (120). Cela permet de réduire l'équation (118) à l'équation (123) :

$$x_p \cdot \rho_p \cdot c_{p_p} \cdot \frac{\partial T_p}{\partial t} = h_{\text{eff,p}} \cdot a_1 \cdot (T_f - T_p) \quad (123)$$

L'équation (121), permettant d'exprimer la dérivée temporelle en fonction de la dérivée spatiale et de la vitesse de front thermique, est ensuite introduite dans l'équation (123) pour parvenir à l'équation suivante :

$$T_p = \frac{x_p \cdot \rho_p \cdot c_{pp} \cdot w_p}{h_{\text{eff},p} \cdot a_1} \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} + T_f \quad (124)$$

Cette dernière est alors dérivée :

$$\frac{\partial T_p}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{x_p \cdot \rho_p \cdot c_{pp} \cdot w_p}{h_{\text{eff},p} \cdot a_1} \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + \frac{\partial T_f}{\partial z} \quad (125)$$

II.4.1.3. Reformulation de la température de paroi

Cette étape vise à reformuler la température de paroi dans le terme correspondant aux pertes de chaleur vers l'extérieur. À l'échelle du réservoir, du fait des conditions aux limites (93) et (94) (parois adiabatiques à leurs extrémités), l'intégralité de la chaleur transférée du fluide vers la paroi est soit accumulée dans la paroi soit perdue vers l'extérieur. Lorsque la paroi est relativement fine et conductrice (comme c'est généralement le cas pour les parois métalliques), un régime pseudo-permanent s'établit rapidement et, par conservation du flux thermique, permet d'établir l'équation (126), de laquelle découle l'équation (127). Cette hypothèse revient à considérer que le déphasage provoqué par la capacité thermique que représente la paroi entre le fluide et l'extérieur peut être négligé.

$$\dot{Q}_{\text{pertes}} = U_{p/\infty} \cdot A_{p,\text{ext}} \cdot (T_p - T_\infty) \cong h_{\text{eff},p} \cdot A_{p,\text{int}} \cdot (T_f - T_p) \quad (126)$$

$$T_p \cong \frac{h_{\text{eff},p}}{h_{\text{eff},p} + U_{p/\infty} \cdot \frac{A_{p,\text{ext}}}{A_{p,\text{int}}}} \cdot T_f + \frac{U_{p/\infty} \cdot \frac{A_{p,\text{ext}}}{A_{p,\text{int}}}}{h_{\text{eff},p} + U_{p/\infty} \cdot \frac{A_{p,\text{ext}}}{A_{p,\text{int}}}} \cdot T_\infty \quad (127)$$

L'hypothèse (120) permet alors de parvenir à l'égalité (128). Elle est également utilisée pour formuler le coefficient de perte de chaleur entre le fluide et l'extérieur conformément à l'équation (129).

$$T_p \cong T_f \quad (128)$$

$$U_{f/\infty} \cong \frac{A_{p,\text{ext}}}{A_{p,\text{int}}} \cdot U_{p/\infty} \quad (129)$$

Ainsi, le terme de pertes de chaleur du système vers l'extérieur peut être exprimé à l'aide de la température du fluide :

$$x_p \cdot U_{p/\infty} \cdot a_{p,\text{ext}} \cdot (T_\infty - T_p) \cong U_{f/\infty} \cdot a_1 \cdot (T_\infty - T_f) \quad (130)$$

II.4.1.4. Fusion des équations de fluide et de paroi

À l'aide des résultats et des hypothèses présentés ci-avant, il est possible de rendre compte du comportement thermique du fluide et de la paroi à l'aide d'une seule équation. Pour cela, les équations (116) et (118) sont sommées :

$$\begin{aligned} & (\varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f + x_s \cdot c_{ps} \cdot \rho_s) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial t} + x_p \cdot \rho_p \cdot c_{pp} \cdot \frac{\partial T_p}{\partial t} + \varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f \cdot u_f \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \\ & = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},f+s} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(x_p \cdot \lambda_p \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + h_{\text{eff},c} \cdot a_c \cdot (T_c - T_f) + x_p \cdot U_{p/\infty} \cdot a_{p,\text{ext}} \cdot (T_\infty - T_p) \end{aligned} \quad (131)$$

La dérivée temporelle de la température de paroi est ensuite exprimée sous forme de dérivée spatiale grâce à l'équation (121) et le terme de pertes thermiques est exprimé conformément à l'équation (130). Les termes résultant de cette opération sont signalés en gras :

$$\begin{aligned} & (\varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f + x_s \cdot c_{ps} \cdot \rho_s) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial t} - \mathbf{x}_p \cdot \boldsymbol{\rho}_p \cdot \mathbf{c}_{pp} \cdot \mathbf{w}_p \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} + \varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f \cdot u_f \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \\ & = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},f+s} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(x_p \cdot \lambda_p \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + h_{\text{eff},c} \cdot a_c \cdot (T_c - T_f) + \mathbf{U}_{f/\infty} \cdot \mathbf{a}_1 \cdot (T_\infty - T_f) \end{aligned} \quad (132)$$

L'introduction de l'équation (125) permet alors de parvenir à l'équation suivante :

$$\begin{aligned} & (\varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f + x_s \cdot c_{ps} \cdot \rho_s) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial t} - \mathbf{x}_p \cdot \boldsymbol{\rho}_p \cdot \mathbf{c}_{pp} \cdot \mathbf{w}_p \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{x_p \cdot \rho_p \cdot c_{pp} \cdot w_p}{h_{\text{eff},p} \cdot a_1} \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) - \mathbf{x}_p \cdot \boldsymbol{\rho}_p \cdot \mathbf{c}_{pp} \cdot \mathbf{w}_p \\ & \quad \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} + \varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f \cdot u_f \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \\ & = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},f+s} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(x_p \cdot \lambda_p \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + h_{\text{eff},c} \cdot a_c \cdot (T_c - T_f) + U_{f/\infty} \cdot a_1 \cdot (T_\infty - T_f) \end{aligned} \quad (133)$$

À ce stade, une nouvelle hypothèse est formulée : la dérivée spatiale du produit $c_{pp} \cdot w_p$ est supposée suffisamment faible pour que l'erreur introduite en « incluant » ces termes dans la dérivée du premier terme en gras de l'équation (133) soit suffisamment petite. Les paramètres x_p et ρ_p sont quant à eux uniformes, ce qui permet de procéder de même sans introduire d'erreur. D'autre part, la dérivée spatiale de la température du fluide est exprimée sous forme temporelle grâce à l'équation (121), aboutissant ainsi à l'équation (134).

$$\begin{aligned} & (\varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f + x_s \cdot c_{ps} \cdot \rho_s) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial t} + \mathbf{x}_p \cdot \boldsymbol{\rho}_p \cdot \mathbf{c}_{pp} \cdot \frac{\mathbf{w}_p}{\mathbf{w}_f} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial t} + \varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f \cdot u_f \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \\ & = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},f+s} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(x_p \cdot \lambda_p \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{(x_p \cdot \rho_p \cdot c_{pp} \cdot w_p)^2}{h_{\text{eff},p} \cdot a_1} \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right] + h_{\text{eff},c} \cdot a_c \cdot (T_c - T_f) \\ & \quad + U_{f/\infty} \cdot a_1 \cdot (T_\infty - T_f) \end{aligned} \quad (134)$$

En mettant à profit l'hypothèse d'après laquelle la dérivée spatiale et la vitesse de front thermique de la température du fluide et de la paroi sont équivalentes, il est possible de parvenir au résultat suivant :

$$\begin{aligned} & \left(\varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f + x_s \cdot c_{ps} \cdot \rho_s + x_p \cdot \rho_p \cdot c_{pp} \right) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial t} + \varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f \cdot u_f \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \\ &= \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\lambda_{\text{eff},f+s} + x_p \cdot \lambda_p + \frac{(x_p \cdot \rho_p \cdot c_{pp} \cdot w)^2}{h_{\text{eff},p} \cdot a_l} \right) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right] + h_{\text{eff},c} \cdot a_c \cdot (T_c - T_f) + U_{f/\infty} \cdot a_l \cdot (T_\infty - T_f) \end{aligned} \quad (135)$$

II.4.1.5. Résultat final

Ainsi, le modèle à deux équations résultant de la réduction du modèle à trois équations peut s'exprimer en enthalpie dans sa forme conservative d'après les équations d'énergie (136) et (137). La première correspond à la paroi et au fluide, éventuellement associés au sable, tandis que la seconde correspond aux gros solides. L'enthalpie de la paroi est alors calculée avec la même température que celle du fluide.

$$\begin{aligned} & \varepsilon \cdot \frac{\partial(\rho_f \cdot H_f)}{\partial t} + x_s \cdot \frac{\partial(\rho_s \cdot H_s)}{\partial t} + x_p \cdot \frac{\partial(\rho_p \cdot H_p)}{\partial t} + \varepsilon \cdot \frac{\partial(\rho_f \cdot u_f \cdot H_f)}{\partial z} \\ &= \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\lambda_{\text{eff},f+s} + x_p \cdot \lambda_p + \frac{(x_p \cdot \rho_p \cdot c_{pp} \cdot w)^2}{h_{\text{eff},p} \cdot a_l} \right) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right] + h_{\text{eff},c} \cdot a_c \cdot (T_c - T_f) + U_{f/\infty} \cdot a_l \cdot (T_\infty - T_f) \end{aligned} \quad (136)$$

$$x_c \cdot \frac{\partial(\rho_c \cdot H_c)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} \right) + h_{\text{eff},c} \cdot a_c \cdot (T_f - T_c) \quad (137)$$

À la différence du modèle à trois équations, l'équation du fluide inclue ici la variation d'énergie interne de la paroi et les pertes thermiques vers l'extérieur comme cela peut se retrouver dans certains modèles à deux équations de la littérature, mais également un terme supplémentaire correspondant à une conductivité effective. La première partie de ce terme matérialise simplement la conduction thermique longitudinale au sein de la paroi. Cette contribution est notée $\lambda_{\text{eff},p}^0$:

$$\lambda_{\text{eff},p}^0 = x_p \cdot \lambda_p \quad (138)$$

À la manière des modèles à une équation présentés dans l'étude bibliographique, la seconde partie de ce terme supplémentaire traduit quant à elle la dé-stratification thermique provoquée par la non-idéalité de l'échange de chaleur entre le fluide et la paroi. En effet, cette conductivité effective croît selon le carré de la vitesse du fluide (par l'intermédiaire de la vitesse de front thermique w) et proportionnellement à la résistance de convection entre le fluide et la paroi. Cette contribution est notée $\lambda_{\text{eff}}^{hp}$.

$$\lambda_{\text{eff}}^{h_p} = \frac{\left(x_p \cdot \rho_p \cdot c_{p_p} \cdot w\right)^2}{h_{\text{eff},p} \cdot a_l} \quad (139)$$

Ainsi, en plus des deux hypothèses générales formulées en II.4.1.1, deux hypothèses supplémentaires ont été introduites « localement » pour permettre la réduction du modèle (en II.4.1.2 et II.4.1.4). Contrairement à la solution adoptée par Vortmeyer et Schaefer, 1974, il n'est pas nécessaire de supposer que les propriétés physiques sont constantes et uniformes pour réduire le modèle de trois à deux équations. L'hypothèse (119) concernant les dérivées de température du fluide et de la paroi est vraisemblablement la plus forte de celles utilisées ici. C'est donc elle qui régit l'équivalence entre les modèles à deux et trois équations.

II.4.2. Modèle à deux équations d'énergie : réduction de l'équation des solides

Selon un principe similaire et à partir du même modèle de départ que précédemment (équations (116) à (118)), il est possible de réduire le modèle à deux équations d'énergie, mais cette fois en conservant l'équation de la paroi et en modélisant le comportement thermique du fluide et des solides à l'aide d'une seule équation.

Pour cela, le fluide et les solides doivent avoir des dérivées de température similaires conformément à l'équation (140).

$$\frac{\partial T_f}{\partial t} \cong \frac{\partial T_c}{\partial t} \qquad \frac{\partial T_f}{\partial z} \cong \frac{\partial T_c}{\partial z} \quad (140)$$

Comme en II.4.1.2 pour la paroi, afin de reformuler la dérivée spatiale de la température du solide, cette dernière est considérée comme régie au premier ordre par l'échange thermique avec le fluide, si bien que, *pour cette étape*, la diffusion est négligée. Cela permet d'établir l'équation suivante :

$$\frac{\partial T_c}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{x_c \cdot \rho_c \cdot c_{p_c} \cdot w_c}{h_{\text{eff},c} \cdot a_c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} \right) + \frac{\partial T_f}{\partial z} \quad (141)$$

Le modèle à deux équations est alors obtenu en sommant les équations (116) et (117). En suivant la même démarche qu'en II.4.1.4 (cf. Annexe C), le modèle à deux équations d'énergie régi par les équations (142) et (143) en résulte.

$$\begin{aligned} & \varepsilon \cdot \frac{\partial(\rho_f \cdot H_f)}{\partial t} + x_s \cdot \frac{\partial(\rho_s \cdot H_s)}{\partial t} + x_c \cdot \frac{\partial(\rho_c \cdot H_c)}{\partial t} + \varepsilon \cdot \frac{\partial(\rho_f \cdot u_f \cdot H_f)}{\partial z} \\ & = \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\lambda_{\text{eff},f+s} + \lambda_{\text{eff},c} + \frac{(x_c \cdot \rho_c \cdot c_{p_c} \cdot w)^2}{h_{\text{eff},c} \cdot a_c} \right) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right] + h_{\text{eff},p} \cdot a_l \cdot (T_p - T_f) \end{aligned} \quad (142)$$

$$\frac{\partial(\rho_p \cdot H_p)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_p \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + h_{\text{eff},p} \cdot a_{p,\text{int}} \cdot (T_f - T_p) + U_{p/\infty} \cdot a_{p,\text{ext}} \cdot (T_\infty - T_p) \quad (143)$$

De manière analogue à la réduction de l'équation de paroi, la réduction de l'équation des solides fait apparaître dans l'équation du fluide non seulement un terme de variation d'énergie interne des solides et un terme de conductivité effective du lit de solides, mais également un terme traduisant la dé-stratification thermique liée à la non-idéalité du transfert de chaleur entre le fluide et les solides. Cette contribution à la conductivité effective est notée λ_{eff}^{hc} :

$$\lambda_{eff}^{hc} = \frac{(x_c \cdot \rho_c \cdot c_{pc} \cdot w)^2}{h_{eff,c} \cdot a_c} \quad (144)$$

Comme précédemment, l'équivalence entre le modèle de départ et le modèle réduit semble avant tout régie par l'hypothèse (140) concernant les dérivées de température.

II.4.3. Réduction à une équation

Enfin, en combinant les deux méthodes exposées précédemment, il est possible de réduire le modèle de trois à une équation. L'hypothèse d'équivalence des dérivées doit pour cela être étendue à toutes les phases conformément à l'équation (145).

$$\frac{\partial T_f}{\partial t} \cong \frac{\partial T_c}{\partial t} \cong \frac{\partial T_p}{\partial t} \quad \frac{\partial T_f}{\partial z} \cong \frac{\partial T_c}{\partial z} \cong \frac{\partial T_p}{\partial z} \quad (145)$$

Le modèle à une équation est obtenu en sommant les équations (116) à (118). Le modèle à une équation exprimé par l'équation (146) en résulte (cf. Annexe D).

$$\begin{aligned} & \varepsilon \cdot \frac{\partial(\rho_f \cdot H_f)}{\partial t} + x_s \cdot \frac{\partial(\rho_s \cdot H_s)}{\partial t} + x_c \cdot \frac{\partial(\rho_c \cdot H_c)}{\partial t} + x_p \cdot \frac{\partial(\rho_p \cdot H_p)}{\partial t} + \varepsilon \cdot \frac{\partial(\rho_f \cdot u_f \cdot H_f)}{\partial z} \\ & = \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\lambda_{eff,f+s} + \lambda_{eff,c} + x_p \cdot \lambda_p + \frac{(x_c \cdot \rho_c \cdot c_{pc} \cdot w)^2}{h_{eff,c} \cdot a_c} + \frac{(x_p \cdot \rho_p \cdot c_{pp} \cdot w)^2}{h_{eff,p} \cdot a_1} \right) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right] + U_{f/\infty} \cdot a_1 \cdot (T_\infty - T_f) \end{aligned} \quad (146)$$

Tout comme pour la réduction à deux équations, l'équivalence entre les modèles à une et à trois équations semble avant tout régie par l'hypothèse (145) concernant les dérivées de température.

II.5. Bilan

Un modèle numérique permettant de modéliser le comportement thermique monodimensionnel des systèmes de stockage régénératif a été établi. Ce modèle se fonde sur l'équation de continuité garantissant la conservation de la masse et sur l'équation de conservation de l'énergie. Cette dernière est appliquée aux trois phases principales du système que sont les solides de remplissage, le fluide caloporteur et les parois internes du réservoir. Lorsque le lit de solides est partiellement constitué de solides de très petite taille, tel du sable, ceux-ci sont supposés à l'équilibre thermique avec le fluide. La résistance de conduction interne des gros solides de remplissage et de la paroi sont pris en compte à travers l'utilisation de coefficients d'échange thermique effectif permettant d'étendre la validité de l'hypothèse de solide thermiquement mince. Les modèles de conduction intra-solide sont en effet écartés au vu de l'effort de calcul supplémentaire que nécessite leur exécution et au faible avantage comparatif qu'ils représentent en termes de résultat. Un modèle analytique de conduction intra-solide a toutefois été proposé et validé. En termes d'effort de calcul et de résultat, cette approche constitue un compromis entre le modèle numérique de conduction intra-solide, tel qu'il est classiquement proposé dans la littérature, et le modèle de milieu poreux continu avec extension de l'hypothèse de solide thermiquement mince.

Tel qu'il a été formulé et développé, le modèle s'applique aux réservoirs cylindriques ou prismatiques de composition volumique uniforme : l'aire de la section transversale est supposée uniforme et la fraction volumique des différentes phases est la même dans chacune des « tranches » du système.

Pour des raisons pratiques liées notamment à l'effort de calcul, la méthode de résolution numérique du système d'équations constituant le modèle est adaptée selon que le système de stockage modélisé est de type liquide/solide ou gaz/solide. La méthode de Cramer, relativement simple et rapide, est préférée pour les premiers, tandis que la méthode de Newton-Raphson, plus complexe, est nécessaire pour les seconds.

Deux niveaux de simplification du modèle à trois équations sont proposés : le modèle peut être réduit à deux ou une équation. L'hypothèse majeure permettant la réduction du modèle est l'équivalence des dérivées spatiale et temporelle de la température des phases réduites. Selon la phase réduite, deux types de modèle à deux équations peuvent être obtenus : lorsque l'équation de paroi est réduite, il ne subsiste plus qu'une équation d'énergie pour les gros solides et une équation d'énergie pour le fluide et la paroi (et éventuellement le sable) ; à l'inverse, lorsque l'équation des solides est réduite, il ne subsiste plus qu'une équation d'énergie pour la paroi et une équation d'énergie pour le fluide et les solides. Le modèle à une équation modélise quant à lui l'ensemble des phases à l'aide d'une seule équation d'énergie. Dans tous les cas, l'équation de continuité est conservée.

Par la suite, l'objectif est de valider ou d'invalider le modèle principal et ses différents degrés de simplification à l'aide de résultats expérimentaux. Le but est de s'appuyer sur des systèmes et des cas de figure suffisamment variés pour permettre d'éprouver la généralité et la robustesse du modèle proposé.

Chapitre III - Étude numérique

Cette section vise à comparer les résultats de la modélisation numérique aux principaux résultats expérimentaux disponibles dans la littérature. Cette démarche doit permettre une première validation du modèle. Cependant, les données disponibles dans la littérature, notamment les conditions opératoires, sont bien souvent partielles, ce qui peut être de nature à limiter la portée de cette validation. Ces cas d'étude sont donc avant tout mis à profit pour étudier la réduction du modèle numérique, notamment en termes d'équivalence des résultats et de temps de calcul. Les cas d'étude ont été sélectionnés de manière à explorer ce qui, d'après la littérature, constitue la gamme de configurations et de fonctionnements typique des systèmes de stockage thermique régénératif. Les systèmes liquide/solide puis gaz/solide sont traités par ordre chronologique de publication.

III.1. Hallet et Gervais, 1977

Comme mentionné dans l'étude bibliographique, préalablement à la construction du système de stockage de la centrale solaire Solar One, Hallet et Gervais, 1977, ont réalisé des mesures sur un prototype huile/roche dont les caractéristiques principales ont été présentées en Tableau 1. Les auteurs présentent des graphiques figurant les profils de température mesurés au sein du réservoir lors de plusieurs essais. Afin de mettre en lumière certains phénomènes et valider le modèle numérique, trois essais relativement bien documentés sont sélectionnés : deux décharges (nommées « test 32 » et « test 36 ») et une charge (« test 35 »). Les paramètres utilisés pour la modélisation sont détaillés en Annexe E.

III.1.1. Test 32

Le premier essai modélisé (test 32) consiste en une décharge. Le débit utilisé n'est pas explicitement fourni dans le document publié par les auteurs, cependant la puissance thermique moyenne délivrée par le système au cours de la décharge est indiquée. À partir de cette information et des températures nominales chaude et froide fournies, il est possible d'estimer le débit moyen correspondant en appliquant l'équation (147).

$$\dot{m} = \frac{\dot{Q}}{\int_{T_{\text{froid}}}^{T_{\text{chaud}}} c_{p_f} \cdot dT} \quad (147)$$

La comparaison des résultats expérimentaux et numériques est présentée en Fig. 44. Le profil de température au début de la décharge n'est pas publié, c'est pourquoi la modélisation numérique est initialisée avec le premier profil de température connu (noté « 0 min »). Trois versions du modèle sont présentées : le modèle de référence à trois équations d'énergie (cf. II.3.2), le modèle réduit à une équation d'énergie (cf. II.4.3) et le modèle réduit à une équation d'énergie dans lequel est négligée la dé-stratification liée à la non-idéalité des échanges thermiques fluide/solide et fluide/paroi (λ_{eff}^{hc} et λ_{eff}^{hp}).

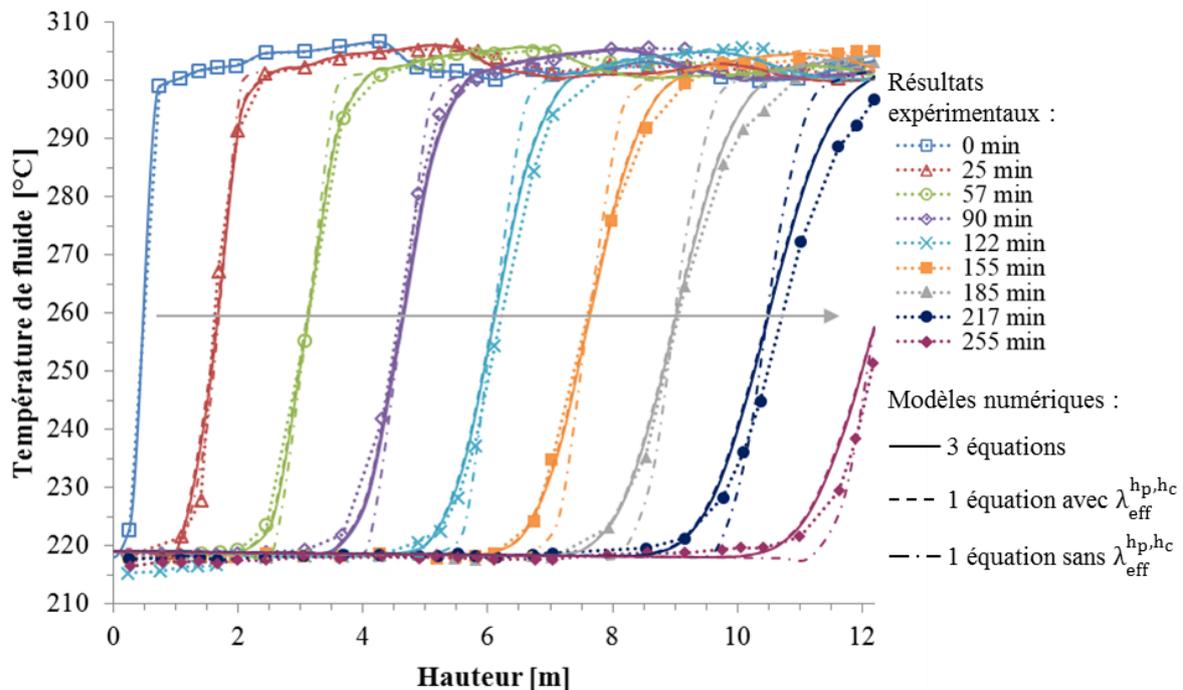


Fig. 44. Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques lors de la décharge « test 32 » du système de Hallet et Gervais, 1977.

La Fig. 44 permet de constater que le modèle à trois équations parvient à modéliser correctement le comportement thermique observé expérimentalement. D'un point de vue énergétique, l'énergie déchargée calculée à l'aide du modèle numérique est seulement 6 % inférieure à celle correspondant à la puissance moyenne indiquée par les auteurs et utilisée pour estimer le débit moyen de fluide caloporteur (5,19 MWh_{th} contre 5,53 MWh_{th}). Ce léger écart est principalement dû au fait que, pour la modélisation numérique, le débit est calculé en supposant un écart de température nominal constant, conformément à l'équation (147). Or, lorsque la thermocline commence à sortir du réservoir en fin de décharge, l'écart de température chute. Ainsi, le débit moyen est en réalité légèrement supérieur à celui estimé à l'aide de l'équation (147), ce qui peut expliquer l'écart d'énergie observé.

La Fig. 44 montre par ailleurs que les résultats du modèle à trois équations et du modèle réduit à une équation (avec $\lambda_{\text{eff}}^{\text{hp,hc}}$) sont presque identiques : sur les différents profils de température, l'écart moyen exprimé en température adimensionnelle (c'est-à-dire calculé d'après l'équation (71)) ne dépasse pas 0,16 % avec un écart maximum inférieur à 2,40 %. Les modèles réduits à deux équations d'énergie ne sont pas tracés par souci de lisibilité, mais donnent des résultats similaires puisqu'ils résultent d'approches intermédiaires qui nécessitent moins d'hypothèses simplificatrices que le modèle réduit à une équation (par exemple, la réduction de l'équation de paroi conduit à des écarts moyen et maximum respectivement inférieurs à 0,05 % et 0,66 % par rapport au modèle à trois équations).

La validité de la réduction du modèle est avant tout régie par l'équivalence des dérivées spatiale et temporelle de température des phases réduites (cf. II.4). Calculées à l'aide des résultats du modèle à trois équations, ces dérivées sont illustrées et comparées en Fig. 45.

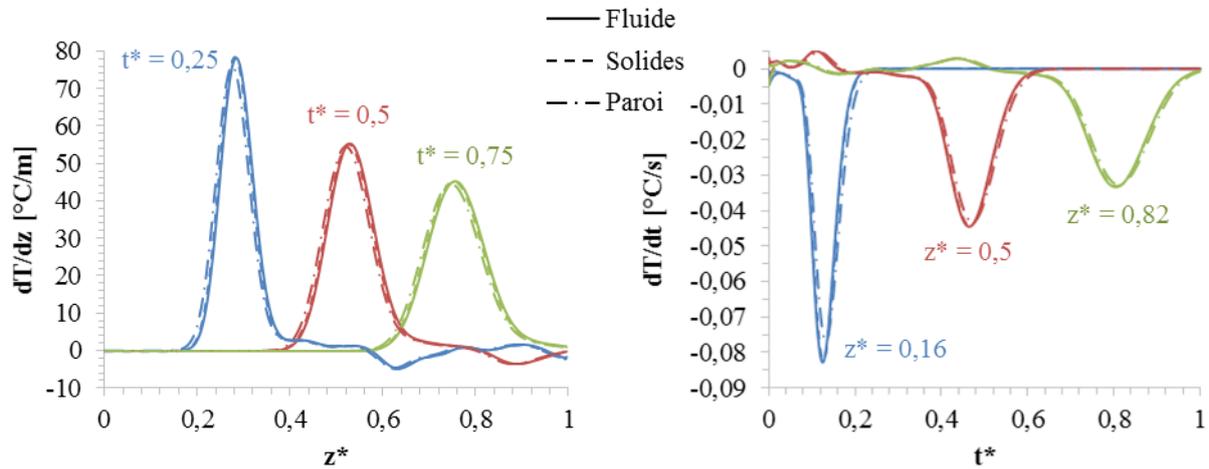


Fig. 45. Dérivées des températures de fluide, de solides et de paroi lors de la décharge « test 32 » du système de Hallet et Gervais, 1977. Gauche : dérivées spatiales à différents temps de décharge. Droite : dérivées temporelles à différentes hauteurs du réservoir.

Pour chaque profil spatial ou temporel j , il est possible de calculer l'écart moyen entre les dérivées de température des différentes phases d'après l'équation (148).

$$\bar{e}_j = \frac{1}{n} \cdot \frac{\sum_{i=1}^n |x_{i,j} - x_{i,j,ref}|}{(x_{max,j,ref} - x_{min,j,ref})} \quad (148)$$

Par rapport au fluide, les dérivées spatiales et temporelles de la température des solides présentent des écarts moyens inférieurs à 0,6 %, tandis que ces écarts sont respectivement inférieurs à 1,8 % et 2,1 % pour la température de paroi. Ainsi, dans ce cas d'étude, les hypothèses nécessaires à la réduction du modèle peuvent a priori être considérées comme valides.

Cependant, lorsque la dé-stratification liée à la non-idéalité des échanges thermiques fluide/solide et fluide/paroi n'est pas prise en compte, la Fig. 44 permet de constater que le modèle à une équation d'énergie ne parvient pas à restituer correctement la forme des profils de température (écarts moyen et maximum atteignant respectivement 2,1 % et 13,5 % par rapport au modèle à trois équations). En exprimant chacun des phénomènes contribuant à la dé-stratification sous forme de coefficient de diffusion, le modèle à une équation permet de déterminer quels phénomènes ont une influence de premier ordre sur le comportement du système. La Fig. 46 illustre ainsi la contribution relative de chaque phénomène au coefficient de diffusion global (qui peut également être exprimé sous forme de diffusivité effective α_{eff}) dans le modèle à une équation d'énergie. Il apparaît que près de 78 % de la dé-stratification est liée à la non-idéalité de l'échange entre le fluide et les solides. Le reste est essentiellement régi par l'échange entre le fluide et la paroi (environ 10,5 %) et le mélange du fluide (environ 7,5 %), tandis que la conduction pure ne contribue que de façon marginale (4 % au total).

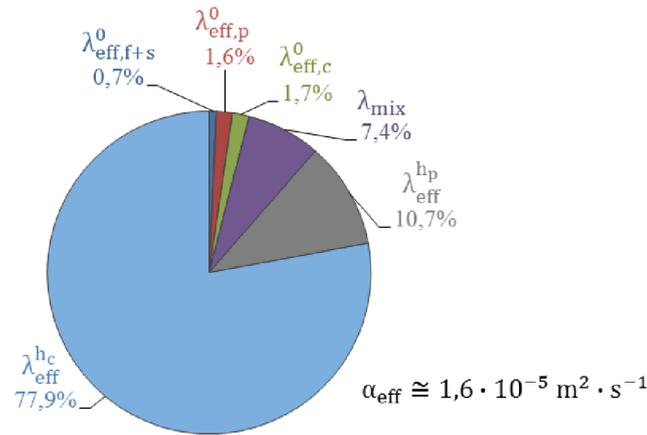


Fig. 46. Contributions relatives moyennes de chaque phénomène à la dé-stratification thermique dans le cas du test 32 de Hallet et Gervais, 1977.

III.1.2. Test 35

Le test 35 mené par Hallet et Gervais, 1977, consiste en une charge à partir d'un réservoir thermiquement stratifié : le stockage n'est pas à température uniforme, cependant la région froide est toujours surplombée par la région chaude. Les températures chaude et froide du test ne sont pas fournies par les auteurs, elles sont donc déterminées graphiquement pour les besoins de la modélisation. À partir de cette information, de la même manière que pour le test 32, le débit moyen est calculé d'après l'équation (147) grâce à la puissance moyenne de charge indiquée dans la publication. La Fig. 47 montre que les deux premiers profils expérimentaux de température (0 min et 44 min) sont très proches par rapport aux profils suivants. Cela est probablement dû au fait que le débit met du temps avant d'atteindre sa valeur nominale. Aussi, comme seul un débit moyen peut être estimé, la modélisation du test 35 n'est réalisée qu'à partir de l'instant où le débit est supposé avoir atteint sa valeur nominale. Ainsi, la modélisation est initialisée avec le profil de température à 44 min.

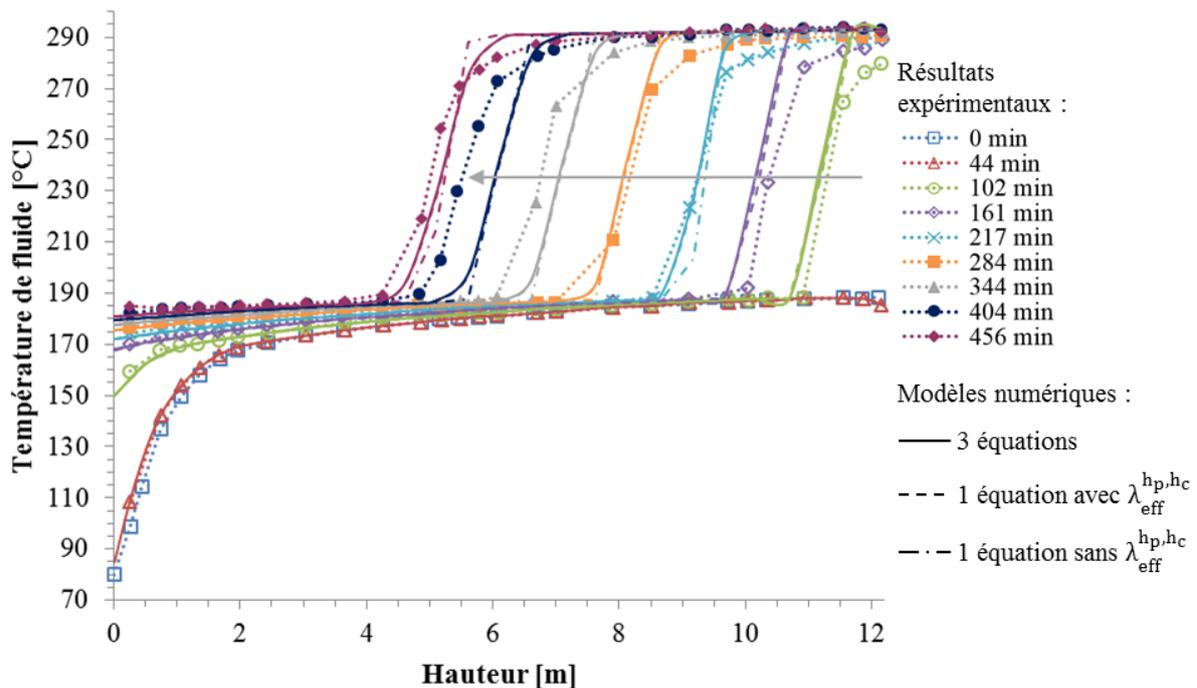


Fig. 47. Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques lors de la charge « test 35 » du système de Hallet et Gervais, 1977.

La comparaison des profils expérimentaux et numériques montre que le comportement global du système est restitué par le modèle à trois équations. En effet, les derniers profils expérimentaux et numériques (456 min) sont proches. Cependant, à certains instants, les profils numériques et expérimentaux sont relativement éloignés (par exemple à 161 min et 404 min). Cela est probablement dû au fait que, contrairement au cas numérique, dans la réalité, le débit instantané n'est pas constant au cours de la charge. D'autre part, le modèle prédit une thermocline plus fine que celle observée expérimentalement. Cela peut être lié au fait que, contrairement à ce qui est modélisé, dans la réalité, la température d'entrée du réservoir n'atteint pas immédiatement sa valeur nominale. Cela conduit à un épaississement de la thermocline qui ne peut être modélisé puisque l'évolution temporelle de la température en entrée du réservoir n'est pas connue.

L'énergie calculée par le modèle est 10 % supérieure à celle correspondant à la puissance moyenne de charge indiquée par les auteurs (4,56 MWh_{th} contre 4,12 MWh_{th}). À l'inverse du test 32, durant une partie du test 35, l'écart de température est supérieur à l'écart nominal (notamment entre 44 min et 161 min). C'est pourquoi, le débit moyen est légèrement surestimé par l'équation (147), ce qui explique l'écart d'énergie.

La Fig. 47 permet à nouveau de constater l'équivalence des modèles à trois équations et à une équation : les écarts moyen et maximum de température adimensionnelle sont respectivement inférieurs à 0,1 % et 1,5 %. Comme l'illustre la Fig. 48, les dérivées de température des différentes phases sont en effet relativement proches : par rapport au fluide, les dérivées spatiales et temporelles de la température des solides présentent des écarts moyens respectivement inférieurs à 0,3 % et 0,5 %, tandis que ces écarts sont respectivement inférieurs à 1,2 % et 3,9 % pour la température de paroi.

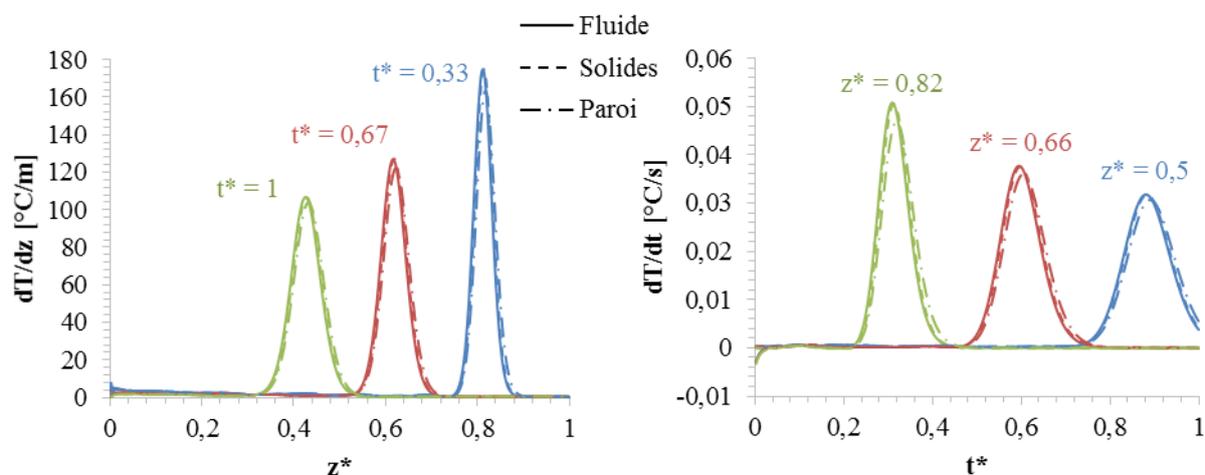


Fig. 48. Dérivées des températures de fluide, de solides et de paroi lors de la charge « test 35 » du système de Hallet et Gervais, 1977. Gauche : dérivées spatiales à différents temps de charge. Droite : dérivées temporelles à différentes hauteurs du réservoir.

D'autre part, dans le cas du test 35, négliger la non-idéalité des échanges thermiques provoque une erreur plus faible que lors du test 32 (écarts moyen et maximum atteignant respectivement 0,7 % et 6,7 % par rapport au modèle à trois équations). Comme le montre la Fig. 49, cela s'explique par le fait que la dé-stratification liée à la non-idéalité des échanges thermiques représente une part plus faible dans le coefficient de diffusion global (environ 74 % pour le test 35 contre environ 89 % pour le test 32). Mais surtout, dans le cas du test 35, la diffusion effective est un phénomène moins prépondérant que dans le cas du test 32 puisque la diffusivité thermique effective y est d'environ $4 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ contre environ $16 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ dans le cas du test 32. Ainsi, en négligeant la dé-stratification liée à la non-idéalité des échanges thermiques, une erreur plus faible sur un phénomène plus marginal est commise dans le test 35 par rapport au test 32.

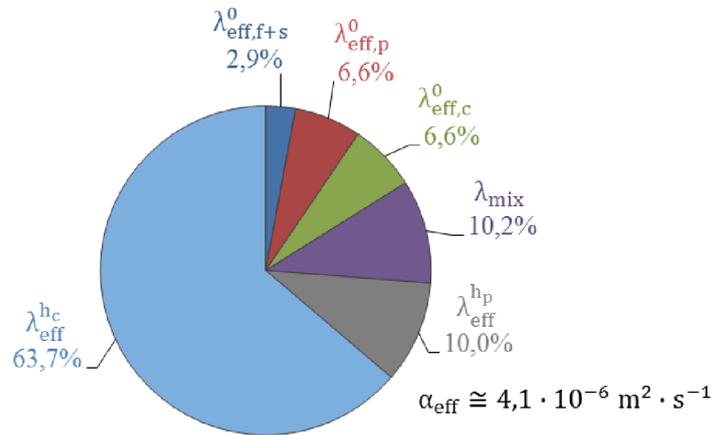


Fig. 49. Contributions relatives de chaque phénomène à la dé-stratification thermique dans le cas du test 35 de Hallet et Gervais, 1977.

III.1.3. Test 36

Le test 36 est une décharge réalisée à partir d'un système de stockage qui n'est pas tout à fait stratifié thermiquement : le fond du réservoir est à une température plus élevée ($\sim 200^\circ\text{C}$) que la région qui le surplombe directement ($\sim 190^\circ\text{C}$). De plus, lors de la décharge, la température d'entrée du fluide ($\sim 215^\circ\text{C}$) est supérieure à la température la plus basse présente initialement dans le réservoir. Comme cela fut mentionné dans l'étude bibliographique, cette configuration est généralement évitée car elle est de nature à provoquer de la convection naturelle, source de dé-stratification thermique et donc d'inefficacité. Cette région plus froide que la température de décharge forme ce qui pourrait être qualifié « d'anomalie froide » dans le profil thermique.

Comme pour le test précédent, les températures chaude et froide sont déterminées graphiquement et le débit moyen est calculé grâce à la puissance thermique moyenne indiquée en appliquant l'équation (147). Les résultats sont présentés en Fig. 50.

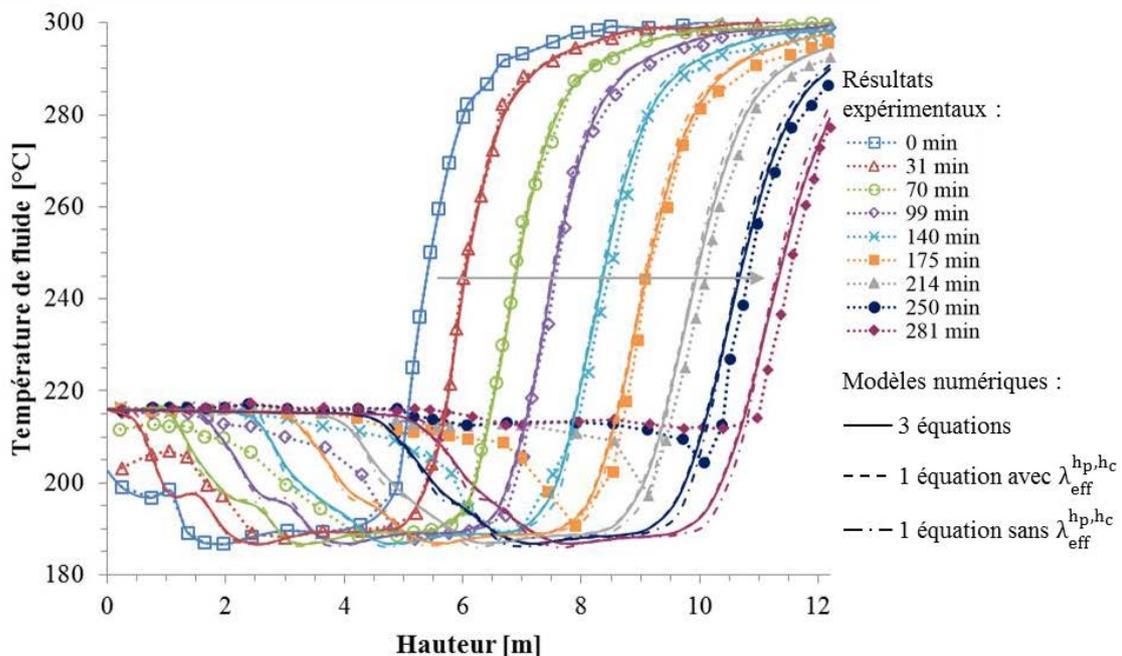


Fig. 50. Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques lors de la décharge « test 36 » du système de Hallet et Gervais, 1977.

La Fig. 50 montre que le modèle parvient à restituer le comportement général du système. Cependant, les mesures expérimentales montrent que ce qui a été qualifié d'anomalie froide tend à se résorber rapidement au cours de la décharge. Ainsi, à l'exception de la thermocline principale située au sommet du réservoir, le profil en fin de décharge (281 min) est uniformément à la température de décharge. Ce comportement n'est pas correctement modélisé : d'après les résultats numériques, l'anomalie froide ne se résorbe aucunement et persiste jusqu'à la fin de la décharge. La résorption de l'anomalie froide est en effet très probablement liée à la convection naturelle provoquée par la présence d'une région froide (~ 190 °C) surplombant une région plus chaude (~ 215 °C) et qui brasse le fluide jusqu'à ce qu'une stratification stable s'établisse. Or le modèle numérique n'intègre pas d'équation de conservation de la quantité de mouvement tenant compte des forces d'Archimède entre fluides chaud et froid. De plus, son caractère monodimensionnel rend impossible la modélisation de boucles convectives qui sont, par nature, au moins bidimensionnelles. Le modèle est par conséquent inapte à rendre compte de la convection naturelle. Le nombre adimensionnel de Richardson, défini par l'équation (149), permet de comparer la convection naturelle à la convection forcée.

$$Ri = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot \Delta z}{u^2} \quad (149)$$

Pour un coefficient d'expansion thermique de $9 \cdot 10^{-4}$ °C⁻¹ (caractéristique des huiles thermiques minérales), un écart de température de 25 °C (entre 190 °C et 215 °C), une longueur caractéristique de 2 m (épaisseur caractéristique du gradient thermique entre l'anomalie froide et la région à la température de décharge) et une vitesse interstitielle de fluide de 2 mm/s en moyenne (d'après le débit calculé), le nombre de Richardson est de l'ordre de 10^5 , donc très supérieur à l'unité. Cela signifie qu'au niveau de l'anomalie froide, la convection naturelle est prépondérante, ou du moins non négligeable. Cela accrédite l'hypothèse selon laquelle la résorption de l'anomalie froide trouve sa cause dans la convection naturelle.

Comme pour le test 32, en fin de décharge, l'écart de température entre l'entrée et la sortie du fluide est inférieur à l'écart nominal en raison de l'extraction de la thermocline. Le débit moyen estimé à l'aide de l'équation (147) est par conséquent légèrement sous-estimé. C'est probablement la raison pour laquelle l'énergie déchargée calculée par le modèle est inférieure d'environ 6 % à l'énergie correspondant à la puissance moyenne indiquée par les auteurs (2,65 MWh_{th} contre 2,81 MWh_{th}).

Par ailleurs, la réduction du modèle à une équation donne des résultats équivalents au modèle à trois équations : les écarts moyen et maximum de température adimensionnelle sont respectivement inférieurs à 0,1 % et 0,9 %. Comme l'illustre la Fig. 51, cela s'explique à nouveau par l'équivalence des dérivées de température des phases réduites : par rapport au fluide, les dérivées spatiales et temporelles de la température des solides présentent des écarts moyens respectivement inférieurs à 0,4 % et 1,2 %, tandis que ces écarts sont respectivement inférieurs à 1,5 % et 4,5 % pour la température de paroi.

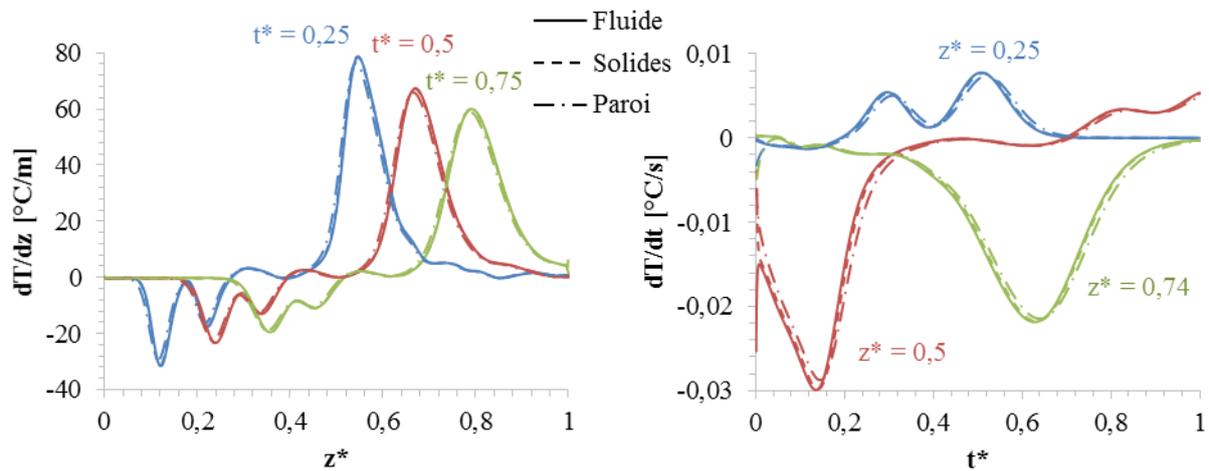


Fig. 51. Dérivées des températures de fluide, de solides et de paroi lors de la décharge « test 36 » du système de Hallet et Gervais, 1977. Gauche : dérivées spatiales à différents temps de décharge. Droite : dérivées temporelles à différentes hauteurs du réservoir.

D'autre part, tout comme pour le test 35, négliger la non-idéalité des échanges thermiques provoque une erreur limitée (écarts moyen et maximum de température adimensionnelle respectivement inférieurs à 0,9 % et 3,8 % par rapport au modèle à trois équations). Dans le test 36, la répartition des différentes contributions à la dé-stratification thermique est en effet très similaire au test 35 (diffusivité effective de $5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ dont 78 % lié à la non-idéalité des échanges thermiques).

III.2. Système de stockage de la centrale Solar One

Quelques résultats d'essais menés sur le système de stockage de la centrale solaire Solar One ont été publiés par la McDonnell Douglas Astronautics Company, 1986. Les profils de température lors d'une charge (« mode 5 ») et d'une décharge (« mode 6 ») sont notamment disponibles. Les paramètres utilisés pour la modélisation sont détaillés en Annexe E.

III.2.1. Mode 5

Les profils de température au cours d'une charge (mode 5) sur une période de 7 heures (de 10h à 17h) sont publiés. Les auteurs du rapport indiquent qu'un bilan d'énergie réalisé sur le système de stockage permet de conclure que 156 MWh_{th} ont été chargés au cours de l'essai. Cependant, il n'est pas indiqué explicitement à quelle durée de charge correspond cette énergie. Elle peut ainsi correspondre à l'énergie chargée durant les 7 heures pour lesquelles les profils de température sont publiés, ou bien à l'ensemble de la charge, par exemple depuis un état thermiquement uniforme (réservoir complètement déchargé). La durée totale de la charge est cependant inconnue. En supposant que l'énergie indiquée correspond à 7 heures de charge, il est possible de déterminer une puissance thermique moyenne pour appliquer l'équation (147) et calculer un débit moyen. D'après les résultats numériques, ce débit s'avère surévalué : les profils numériques progressent plus vite que les profils expérimentaux. Cela laisse supposer que l'énergie indiquée correspond en fait à l'énergie totale depuis un profil de température et une heure qui ne sont pas connus. Pour les besoins de la modélisation, le débit précédemment calculé est donc ajusté empiriquement en le réduisant de 10 %. Les résultats correspondant sont présentés en Fig. 52.

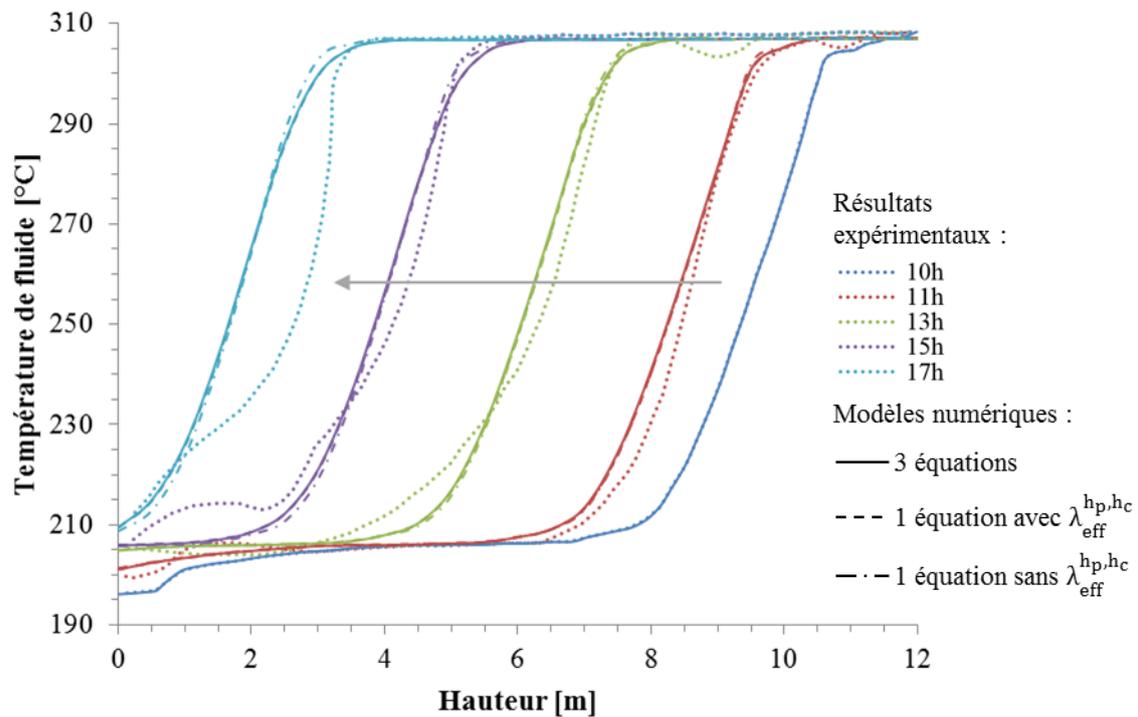


Fig. 52. Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques lors d'une charge (mode 5) du système de stockage de la centrale solaire Solar One.

Le modèle parvient à restituer correctement le comportement thermique général du système, à l'exception d'une inflexion dans le dernier profil de température (à 17h). L'origine de cette inflexion est inexplicite. Elle pourrait par exemple être due à des phénomènes de distribution du fluide dans le réservoir. L'inflexion est en effet située à environ 2 m d'altitude dans le réservoir. Or, à cette hauteur, le système de stockage de la centrale Solar One possède un distributeur auxiliaire (qui permet d'utiliser la partie à basse température du réservoir pour des opérations de préchauffage et de mise en température de certains organes de la centrale). La présence du distributeur peut éventuellement perturber l'écoulement du fluide à travers le milieu poreux et être à l'origine de l'inflexion observée. En l'absence de données supplémentaires, cette hypothèse n'est cependant pas vérifiable.

La Fig. 52 permet de constater l'équivalence des modèles à trois et à une équation. En effet, comme l'illustre la Fig. 53, les dérivées de température des phases réduites sont proches. La non-idéalité des échanges a par ailleurs une influence limitée (environ 78 % d'une diffusivité effective relativement faible d'environ $4 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$), ce qui explique pourquoi la négliger provoque une erreur faible.

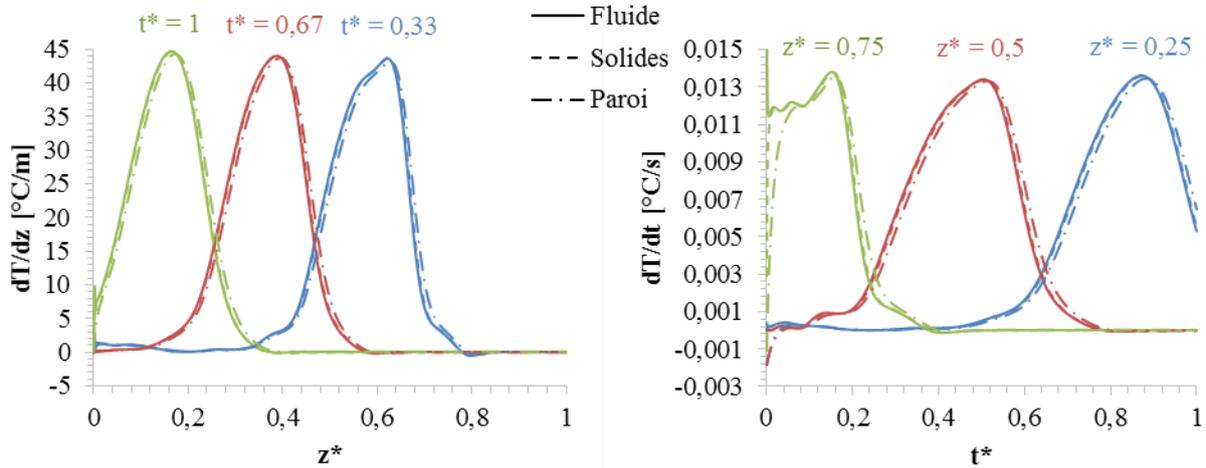


Fig. 53. Dérivées des températures de fluide, de solides et de paroi lors de la charge du système de la centrale Solar One. Gauche : dérivées spatiales à différents temps de charge. Droite : dérivées temporelles à différentes hauteurs du réservoir.

III.2.2. Mode 6

Le mode 6 consiste en une décharge. Les profils de température correspondant à cet essai sur une période de 7 heures sont publiés. Comme précédemment le débit moyen est déterminé à l'aide de la durée de l'essai et de l'énergie totale déchargée indiquée dans la publication (221 MWh_{th}). Cette fois aucun ajustement du débit n'est opéré. Les résultats sont présentés en Fig. 54.

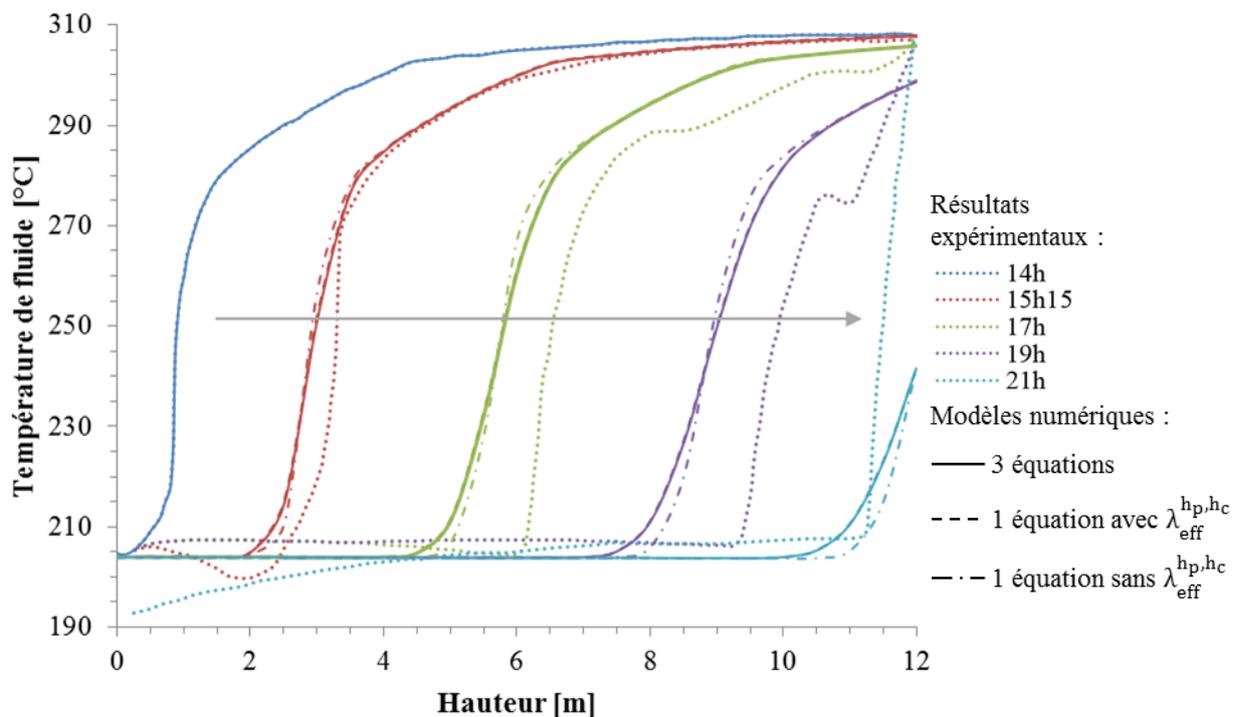


Fig. 54. Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques lors d'une décharge (mode 6) du système de stockage de la centrale solaire Solar One.

La Fig. 54 montre qu'à partir de 17h, un décalage temporel relativement important apparaît entre les profils numériques et expérimentaux. Cela est probablement dû à des variations de débit lors de l'essai qui ne peuvent être prises en compte par le modèle faute d'information. La forme du profil est correctement restituée jusqu'à 17h. Cependant, au-delà, les profils

expérimentaux changent radicalement de forme : des inflexions apparaissent (notamment à 19h) et la thermocline s'affine considérablement pour une raison inexpliquée. Il est probable que les conditions opératoires aient varié lors de l'essai, mais aucune information à ce sujet n'est publiée. Le modèle n'étant pas renseigné de ces éventuelles variations, il prédit un comportement dans la continuité de ce qui est observé au début de la décharge.

À nouveau, les modèles à trois et à une équation donnent des résultats équivalents (Fig. 54) du fait de la proximité des dérivées de température (Fig. 55). La non-idéalité des échanges a par ailleurs une influence limitée, bien que légèrement supérieure au cas du mode 5 (environ 83 % d'une diffusivité effective d'environ $7 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$).

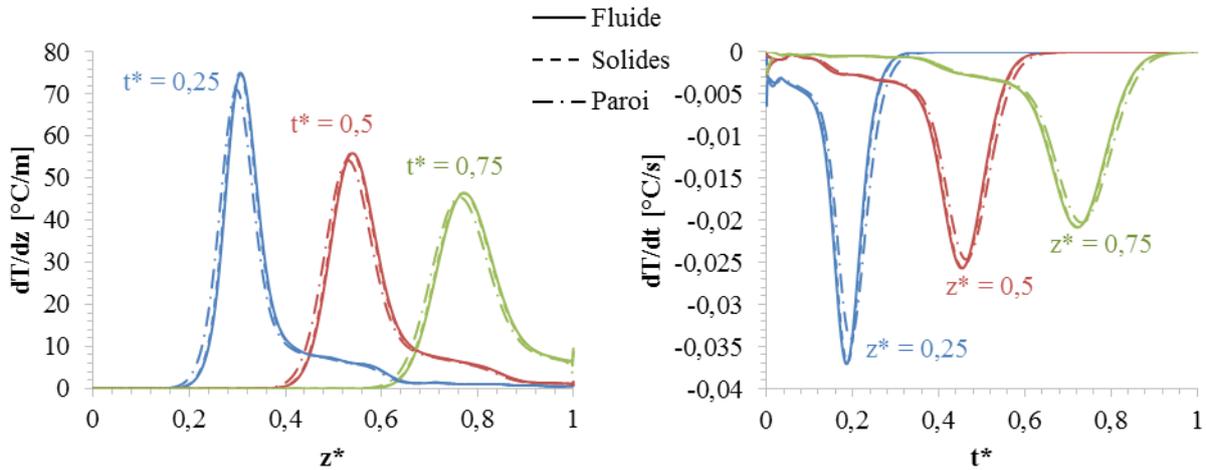


Fig. 55. Dérivées des températures de fluide, de solides et de paroi lors de la décharge du système de la centrale Solar One. Gauche : dérivées spatiales à différents temps de décharge. Droite : dérivées temporelles à différentes hauteurs du réservoir.

III.3. Pacheco, Showalter et Kolb, 2002

Le prototype étudié par Pacheco, Showalter et Kolb, 2002, est un système de stockage constitué d'un lit de roches et de sable fonctionnant avec des sels fondus. Les résultats expérimentaux obtenus au cours d'une décharge ont été publiés et sont largement repris dans la littérature pour la validation de modèles numériques. Les profils de température disponibles sont cependant particulièrement bruités et aucune information fournie par les auteurs ne permet de calculer directement le débit de décharge utilisé.

Afin de pallier cela, Flueckiger et al., 2014, ont estimé le débit à partir des profils de température. Pour cela, ils ont mesuré graphiquement la vitesse du front thermique et en ont déduit la vitesse du fluide en entrée (selon l'équation (11)). La vitesse de fluide ainsi déterminée permet de calculer le débit massique de fluide. Pour corrélérer la vitesse du fluide à celle du front thermique, Flueckiger et al., 2014, ont pris en compte les capacités calorifiques du lit de solides et du fluide, mais la capacité de la paroi du réservoir a été négligée. En outre, l'épaisseur de la paroi n'est pas indiquée dans la publication de Pacheco, Showalter et Kolb, 2002. Pour ces raisons, un modèle à deux équations d'énergie ne tenant pas compte de la paroi est ici considéré. D'autre part, le prototype est tracé thermiquement afin de maintenir les sels à l'état liquide et compenser les pertes thermiques. Ces dernières sont par conséquent supposées nulles. Dans la réalité, un chauffage du réservoir par la paroi n'est pas à exclure. Il n'est toutefois pas pris en compte dans la modélisation. Les informations utilisées sont détaillées en Annexe E. Les résultats sont présentés en Fig. 56.

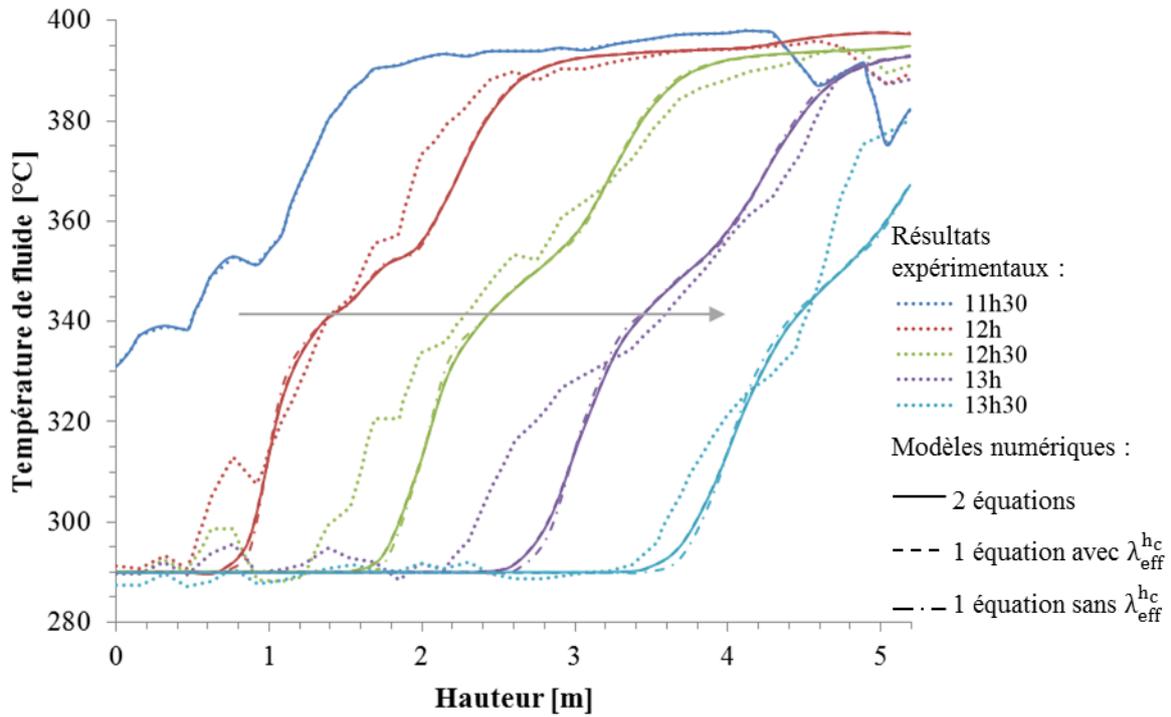


Fig. 56. Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques lors d'une décharge du prototype de Pacheco, Showalter et Kolb, 2002.

Malgré l'aspect irrégulier des profils de température expérimentaux, le modèle à deux équations d'énergie parvient à rendre compte du comportement thermique global du système. C'est également le cas du modèle réduit à une équation du fait de la proximité des dérivées de température (cf. Fig. 57) La diffusivité effective et la part que représente la non-idéalité de l'échange thermique fluide/solide étant relativement faibles (respectivement $4 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ et 42 %), le modèle à une équation ne tenant pas compte de cette contribution commet une erreur limitée par rapport au modèle à deux équations. Cela concorde avec les résultats numériques obtenus par Bayón et Rojas, 2013 (cf. Fig. 16). En effet, bien que leur modèle à une équation ne tienne pas compte de la non-idéalité des échanges, il donne des résultats en accord avec les mesures expérimentales de Pacheco, Showalter et Kolb, 2002.

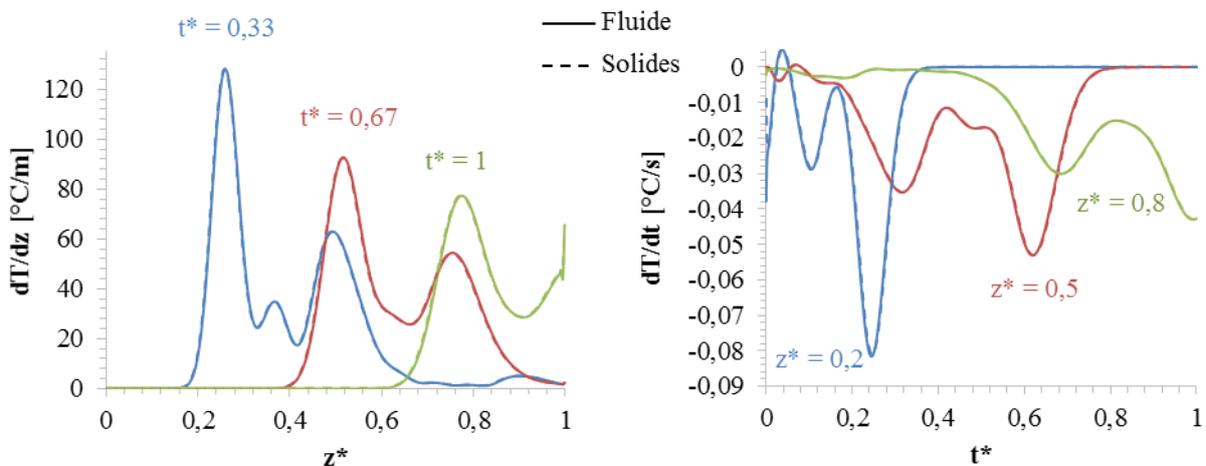


Fig. 57. Dérivées des températures de fluide et de solides lors de la décharge du prototype de Pacheco, Showalter et Kolb, 2002. Gauche : dérivées spatiales à différents temps de décharge. Droite : dérivées temporelles à différentes hauteurs du réservoir.

III.4. Jones et Hill, 1979

Le prototype testé par Jones et Hill, 1979, (schématisé en Fig. 58) est constitué d'un réservoir parallélépipédique en bois rempli de roches et fonctionne avec de l'air. Les profils de température disponibles correspondent à une charge réalisée à partir d'un lit à température uniforme.

Les parois en bois ont une masse volumique et une capacité calorifique relativement faibles (entre $500 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ et $700 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, et environ $1\,200 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$), ainsi qu'une conductivité thermique proche des isolants usuels (environ $0,13 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$). Pour cette raison, leur capacité de stockage est jugée négligeable et, pour la modélisation, elles sont assimilées à l'isolation. Le système est donc modélisé sans équation d'énergie pour la paroi.

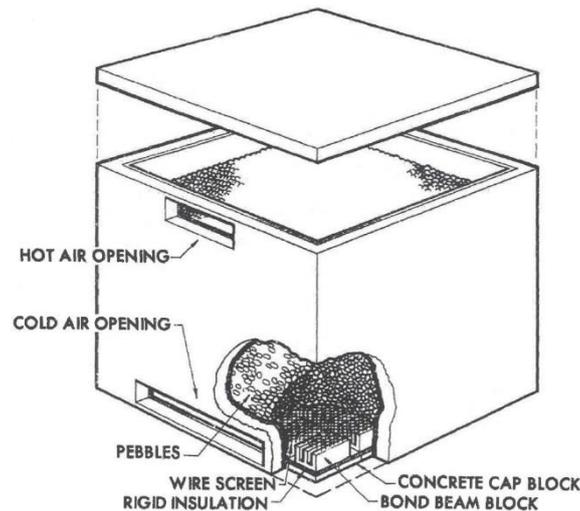


Fig. 58. Schéma du système de stockage air/roches testé par Jones et Hill, 1979 (Jones et Hill, 1979)

D'après les auteurs, durant la charge, la température de l'air injecté est constante. Cependant, le thermocouple placé à l'entrée du lit de roches ($z = 2 \text{ m}$), et servant à tracer les profils expérimentaux de température reproduits en Fig. 59, montre que la température de l'air n'est pas constante : au bout d'une heure de charge, la valeur n'est pas encore tout à fait stabilisée. Ainsi, bien que l'air fourni au système ait, d'après les auteurs, une température constante, cela ne semble pas être le cas à l'entrée même du lit de roches. Cela peut être dû à l'inertie thermique de certains éléments situés entre l'organe de chauffe et le lit (canalisations d'entrée, volume libre en amont du lit, etc.), au fait que le thermocouple ne mesure pas la température du fluide mais une température de film à la paroi des roches, ou à des phénomènes de distribution. Le fluide est en effet injecté latéralement dans un volume de distribution de section carrée (Fig. 58). Du fait de cette configuration, il est peu probable qu'en début de charge la température du fluide soit homogène sur la section d'entrée. Et il est par conséquent peu probable que la température mesurée par un unique thermocouple soit pleinement représentative de la température moyenne sur la section.

En outre, la température de l'air en entrée du lit est mesurée avec une résolution temporelle faible (toutes les heures). Notamment, son évolution est inconnue entre 0h et 1h, or c'est durant cette période que la température d'entrée réalise 90 % de sa progression jusqu'à la valeur finale. Pour la même raison, il semble raisonnable de considérer que la température d'entrée est constante au-delà d'une heure de charge. Par conséquent, afin de s'affranchir des incertitudes sur l'évolution de la température du fluide en entrée du lit de roches, la charge n'est modélisée qu'à partir d'une heure en considérant une température d'entrée nominale constante. Le modèle est ainsi initialisé à l'aide du profil de température correspondant.

La taille équivalente des roches n'est pas connue puisque les auteurs indiquent seulement que le lit est constitué de roches de 3,8 mm à 5,0 mm de diamètre et la répartition granulométrique n'est pas disponible. Aussi, pour la modélisation, une valeur moyenne de 4,4 mm est utilisée comme diamètre équivalent de sphère de même volume.

Les informations utilisées pour la modélisation sont détaillées en Annexe E. Les résultats du modèle à deux équations et du modèle réduit à une équation sont comparés en Fig. 59.

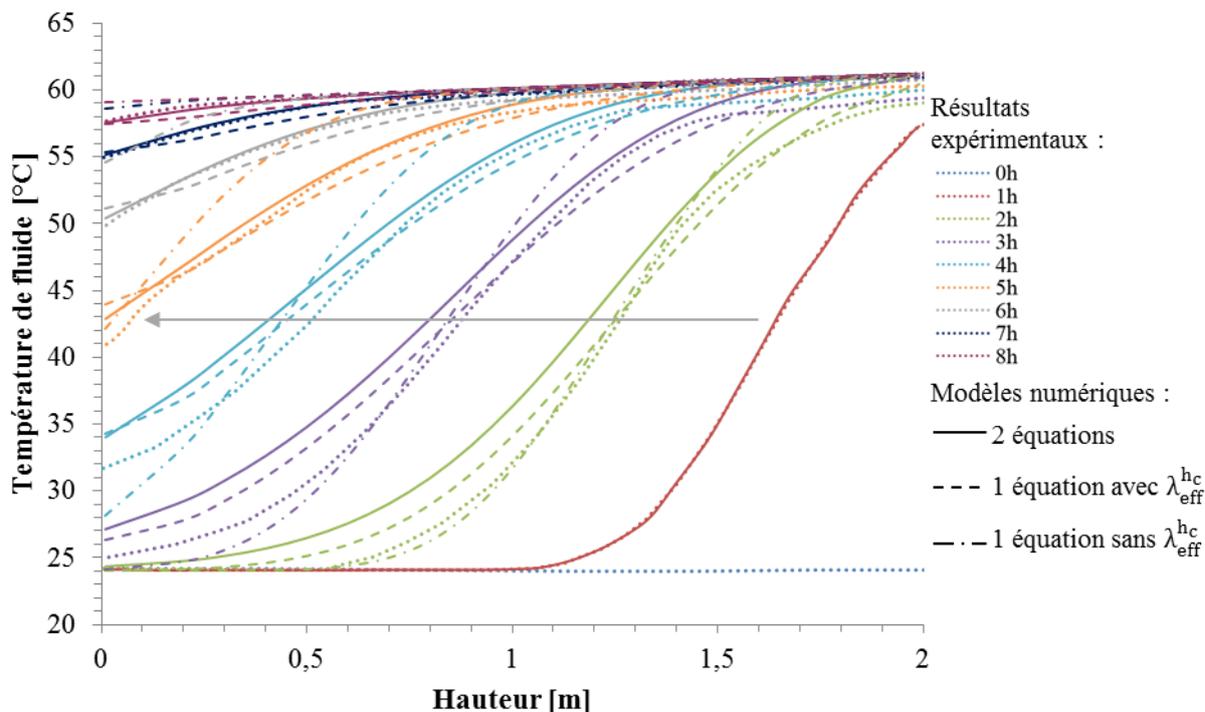


Fig. 59. Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques lors de la charge du prototype de Jones et Hill, 1979.

La Fig. 59 montre que le modèle permet de restituer le comportement thermique global du système de stockage. Le modèle numérique est cependant légèrement en avance sur les premiers profils de température. Cela est lié à l'initialisation du modèle à l'aide du profil à 1h. À l'instant initial, les solides sont en effet supposés à la même température que le fluide puisque c'est la seule température disponible. Or, dans la réalité, étant donné que la charge est en cours, les solides ne sont pas à l'équilibre thermique avec le fluide : ils sont légèrement plus froids. Les supposer à la température du fluide revient donc à accroître l'énergie présente initialement dans le système, ce qui explique l'avance du modèle.

Par ailleurs, la Fig. 59 permet de constater qu'il existe un écart relativement important entre le modèle à deux équations d'énergie et sa réduction à une équation (écarts moyen et maximum atteignant respectivement 4,5 % et 6,5 %). Cela est dû au fait que les hypothèses nécessaires à la réduction du modèle ne sont pas correctement respectées. En effet, comme l'illustre la Fig. 60, les dérivées de température du fluide et des solides ne peuvent être considérées comme parfaitement équivalentes : par rapport au fluide, les dérivées spatiales et temporelles de la température des solides présentent des écarts moyens atteignant respectivement 9,3 % et 6,5 %.

Lorsque la non-idéalité des échanges n'est pas prise en compte, l'écart entre le modèle à deux équations et sa réduction à une équation devient bien plus important (écarts moyen et maximum atteignant respectivement 6,7 % et 15,8 %). La non-idéalité des échanges ne peut en effet être négligée puisqu'elle représente 82 % d'une diffusivité effective de $13 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ en moyenne.

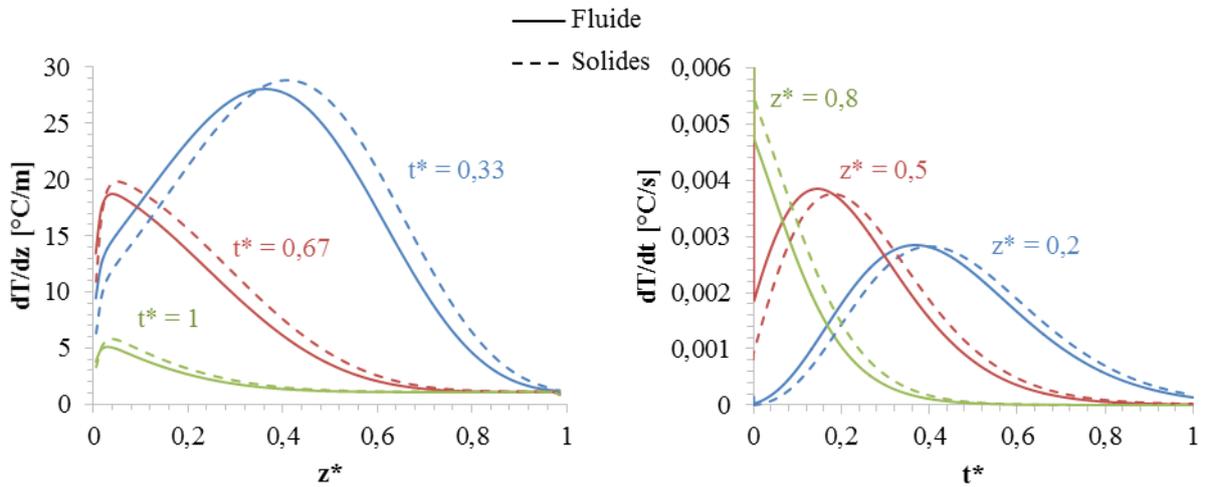


Fig. 60. Dérivées des températures de fluide et de solides lors de la charge du système de Jones et Hill, 1979. Gauche : dérivées spatiales à différents temps de charge. Droite : dérivées temporelles à différentes hauteurs du réservoir.

III.5. Cascetta et al., 2016

Cascetta et al., 2016, ont conçu et exploité un prototype constitué d'un lit de billes d'alumine fonctionnant avec de l'air. Les nombreux essais réalisés font l'objet de plusieurs publications. L'un en particulier consiste en une charge à partir d'un état thermiquement uniforme et suivie immédiatement d'une décharge. Le débit lors de l'essai est presque parfaitement constant, tandis que l'évolution de la température du fluide à l'entrée du lit est fournie (Fig. 61). Pour la modélisation, l'état final de la charge sert à initialiser la décharge consécutive. La comparaison des résultats expérimentaux et numériques ainsi obtenus lors de la charge et de la décharge sont respectivement présentés en Fig. 62 et Fig. 63.

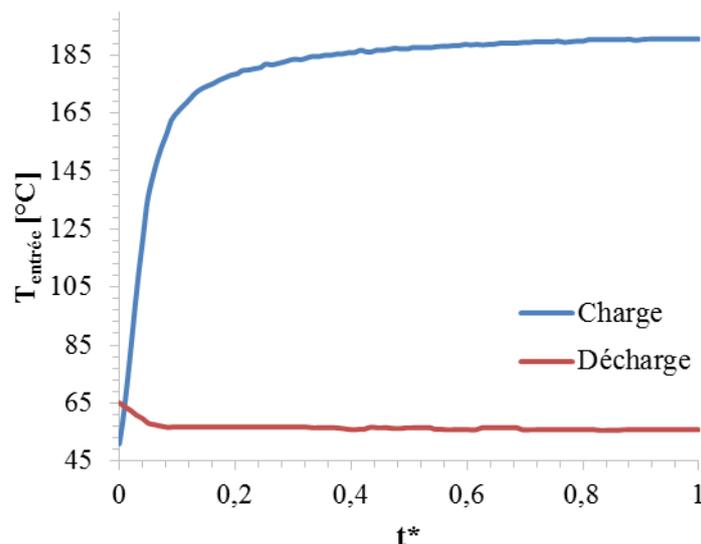


Fig. 61. Évolution temporelle de la température du fluide à l'entrée du lit de solides au cours de la charge et de la décharge consécutive du prototype de Cascetta et al., 2016.

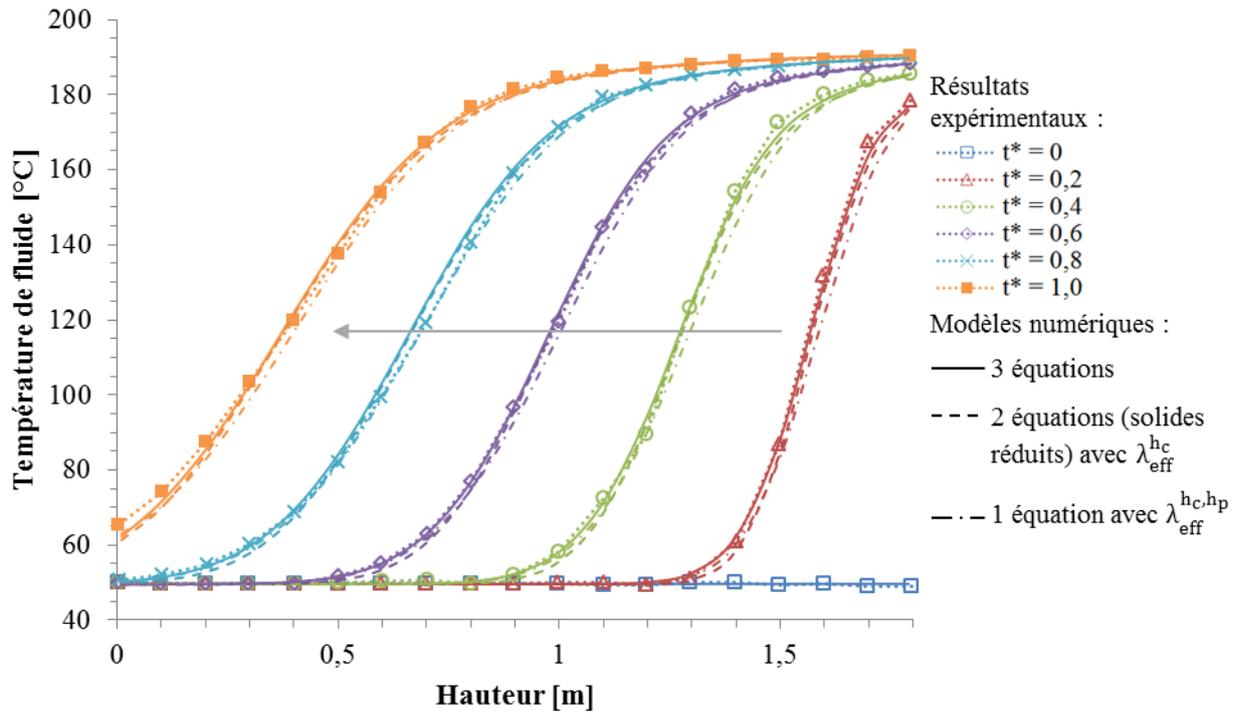


Fig. 62. Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques lors de la charge du prototype de Cascetta et al., 2016.

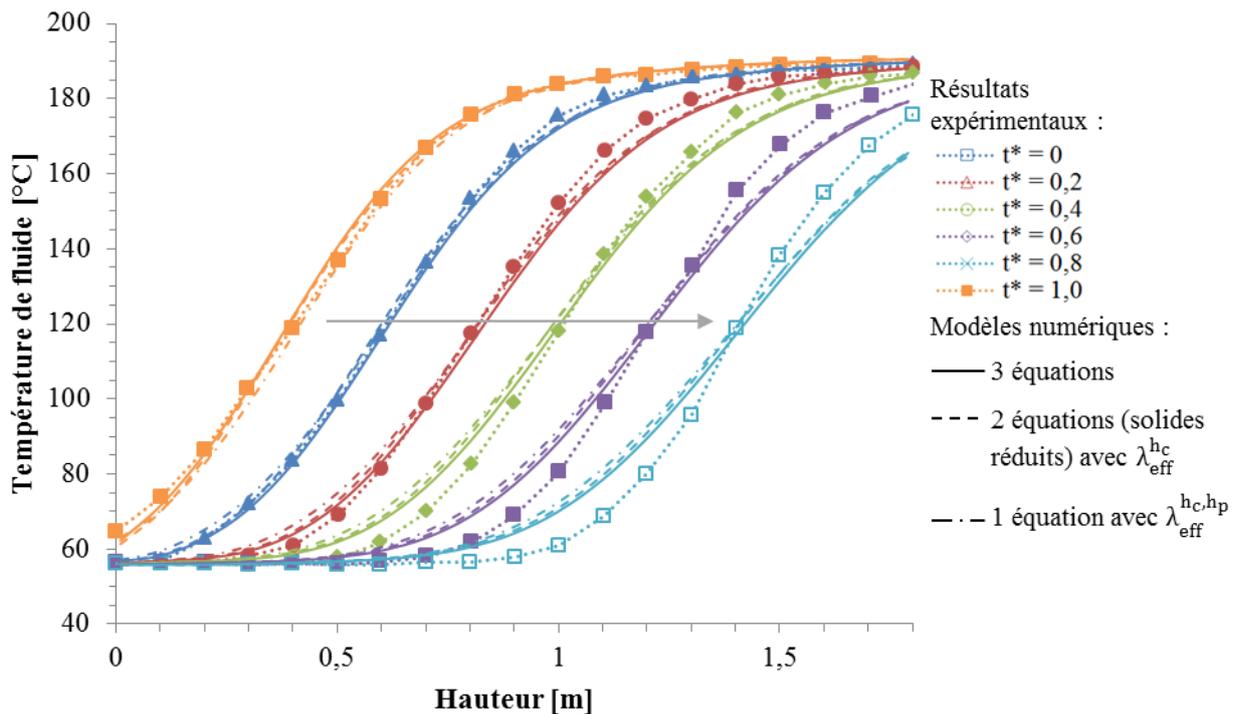


Fig. 63. Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques lors de la décharge du prototype de Cascetta et al., 2016.

La Fig. 62 montre un très bon accord entre les résultats expérimentaux et numériques lors de la charge. Les résultats sont légèrement moins bons en Fig. 63 lors de la décharge car le modèle prédit une thermocline moins fine que ce qui est observé expérimentalement. Cela est peut-être dû à des phénomènes d'inertie thermique des solides ou de la paroi qui ne sont pas correctement modélisés lors de la charge et qui influent sur la décharge consécutive.

Dans la publication de Cascetta et al., 2016, tous les résultats sont présentés en temps adimensionnel. D'après la modélisation numérique, la charge et la décharge durent

respectivement 4 245 s et 2 795 s. La durée réelle des essais a été gracieusement communiquée par M. Cascetta : en réalité, la charge et la décharge durent respectivement environ 3985 s et 2700 s. Ainsi, le modèle aboutit aux mêmes durées à 6,6 % et 3,5 % près.

Comme l'illustre la Fig. 64 lors de la charge, les dérivées de température du fluide et des solides peuvent être considérées comme équivalentes, ce qui permet de réduire ces deux phases dans une seule équation d'énergie (par rapport au fluide, les dérivées spatiales et temporelles de la température des solides présentent des écarts moyens respectivement inférieurs à 1,4 % et 1,9 %). Les Fig. 62 et Fig. 63 montrent en effet que la réduction de l'équation d'énergie des solides donne des résultats très proches du modèle à trois équations (écarts moyen et maximum de température adimensionnelle respectivement inférieurs à 0,7 % et 2,7 %).

La Fig. 64 montre par ailleurs que la paroi possède un comportement thermique bien distinct de celui des autres phases : par rapport au fluide, les dérivées spatiales et temporelles de la température de paroi présentent des écarts moyens atteignant 10,3 %. Pourtant, comme l'illustrent les Fig. 62 et Fig. 63, la réduction de l'équation de paroi dans un modèle à une équation d'énergie provoque une erreur relativement faible : les écarts moyen et maximum de température adimensionnelle sont respectivement inférieurs à 1,1 % et 6,1 % par rapport au modèle à trois équations. En effet, bien que la paroi ait un comportement en théorie trop différent des autres phases pour être réduite dans une même équation d'énergie, elle ne représente qu'une faible part de la capacité de stockage totale du système (moins de 9 %). Ainsi, même si l'erreur commise est importante, elle ne porte que sur une faible part du système de stockage, ce qui explique pourquoi l'écart qui en résulte est finalement limité.

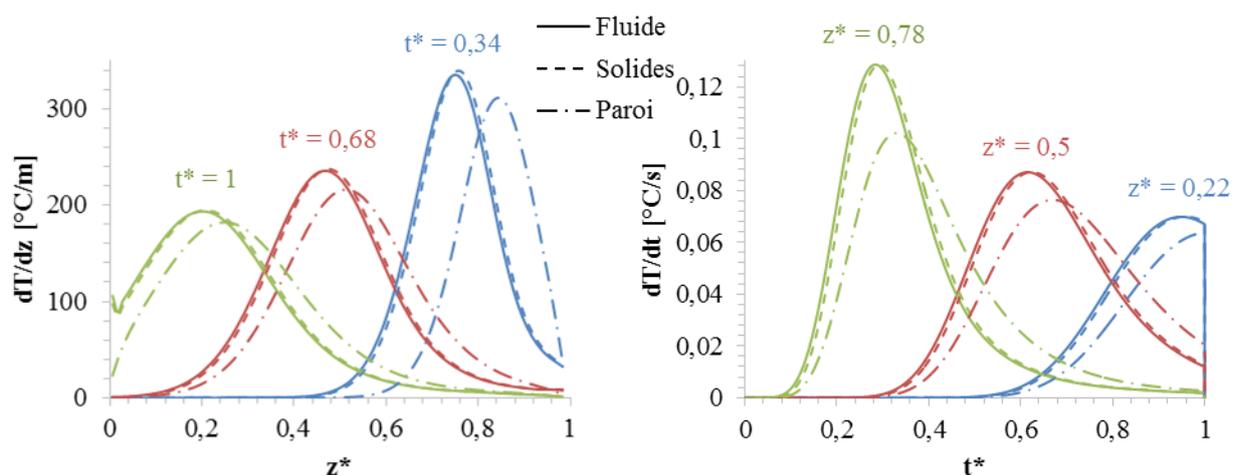


Fig. 64. Dérivées des températures de fluide, de solides et de paroi lors de la charge du prototype de Cascetta et al., 2016. Gauche : dérivées spatiales à différents temps de charge. Droite : dérivées temporelles à différentes hauteurs du réservoir.

Concernant le processus de réduction du modèle, cet exemple montre ainsi que l'équivalence des dérivées de température est un critère qui doit être pondéré par l'importance relative qu'occupe la phase réduite dans le système. Si bien que la parfaite équivalence des dérivées de température n'est pas toujours nécessaire pour obtenir des résultats proches du modèle non réduit.

III.6. Récapitulatif des modélisations

III.6.1. Valeurs caractéristiques des essais modélisés

Le Tableau 12 synthétise quelques paramètres caractéristiques calculés à l'aide du modèle numérique lors de la modélisation des systèmes de stockage de la littérature présentés ci-avant. Pour les systèmes liquide/solide, la taille caractéristique du milieu granulaire est relativement faible en raison de la présence de sable. La vitesse de fluide étant en outre relativement faible (de l'ordre du mm/s), cela conduit à des nombres de Reynolds très faibles de l'ordre de l'unité. Le nombre de Nusselt est par conséquent proche de l'unité, ce qui signifie qu'une part importante de l'échange thermique entre le fluide et les solides s'effectue par conduction dans le fluide. Pour autant, les propriétés physiques des liquides conduisent à des coefficients d'échange convectif suffisamment élevés pour que le nombre de Biot des solides soit supérieur à la limite classique de 0,1. En théorie, les solides ne sont donc pas thermiquement minces. Cela ne constitue toutefois pas une limite du modèle numérique puisque celui-ci tient compte de la résistance de conduction interne des solides par l'intermédiaire du coefficient d'échange effectif (cf. II.2.1).

Les systèmes gaz/solide fonctionnent à plus haute vitesse de fluide avec des solides plus gros (sans sable). Les nombres de Reynolds sont ainsi supérieurs de deux ordres de grandeur par rapport aux systèmes liquide/solide et l'échange thermique entre le fluide et les solides s'effectue majoritairement par convection. Cependant, soit le coefficient de convection étant relativement faible (Jones et Hill, 1979), soit les solides étant particulièrement petits et conducteurs (Cascetta et al., 2016), dans les deux cas gaz/solide modélisés, le nombre de Biot qui en résulte est plus faible que dans les systèmes liquide/solide : les solides peuvent être considérés comme thermiquement minces ($Bi < 0,1$).

			u [$m \cdot s^{-1}$]	Re	Nu	Bi
Liquides	Hallet et Gervais, 1977	Test 32	$4,5 \cdot 10^{-3}$	3,57 (2,40 – 5,02)	3,9 (3,4 – 4,4)	0,46 (0,44 – 0,50)
		Test 35	$1,6 \cdot 10^{-3}$	0,90 (0,13 – 1,70)	2,1 (1,2 – 2,7)	0,24 (0,16 – 0,28)
		Test 36	$2,0 \cdot 10^{-3}$	1,27 (0,78 – 2,20)	2,5 (2,1 – 3,0)	0,28 (0,26 – 0,31)
	Solar One	Mode 5	$1,8 \cdot 10^{-3}$	1,46 (0,77 – 2,03)	2,5 (2,1 – 2,9)	0,27 (0,25 – 0,29)
		Mode 6	$2,7 \cdot 10^{-3}$	1,91 (1,21 – 2,96)	2,9 (2,6 – 3,4)	0,33 (0,31 – 0,37)
	Pacheco, Showalter et Kolb, 2002		$2,0 \cdot 10^{-3}$	1,12 (0,78 – 1,50)	1,5 (1,4 – 1,6)	0,32 (0,29 – 0,35)
Gaz	Jones et Hill, 1979		0,33	275 (268 – 295)	30 (29 – 31)	0,04 (0,04 – 0,04)
	Cascetta et al., 2016		2,1	274 (233 – 306)	30 (28 – 32)	0,005 (0,005 – 0,005)

Tableau 12. Valeurs caractéristiques des systèmes modélisés calculées d'après le modèle de référence (c'est-à-dire à trois ou deux équations d'énergie selon la prise en compte de la paroi). Valeurs moyennes en gras et valeurs extrêmes entre parenthèses.

III.6.2. Validité de la réduction du modèle

Pour les différents systèmes de la littérature modélisés, la Fig. 65 permet de comparer l'écart moyen atteint par les dérivées spatiale et temporelle de température des solides par rapport au fluide à l'écart de température adimensionnelle que la réduction de l'équation d'énergie des solides provoque par rapport au modèle de référence.

Les écarts sont plus importants dans les systèmes gaz/solide que dans les systèmes liquide/solide. Cela est principalement dû à la vitesse relativement élevée du fluide et/ou au coefficient de convection relativement faible dans les systèmes gaz/solide, ce qui conduit à un

échange thermique entre le fluide et les solides plus éloigné de l'idéalité. Le fluide circulant beaucoup plus lentement et avec un meilleur coefficient d'échange dans les systèmes liquide/solide, le fluide et les solides sont plus proches de l'équilibre thermique. Les écarts sont plus importants sur le système de Jones et Hill, 1979, que sur celui de Cascetta et al., 2016, car, bien que la vitesse du gaz soit plus importante dans ce dernier, les solides y sont très petits et thermiquement très conducteurs (8 mm de diamètre pour $30 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ contre 44 mm pour $2,5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$), ce qui favorise l'équilibre thermique entre le fluide et les solides.

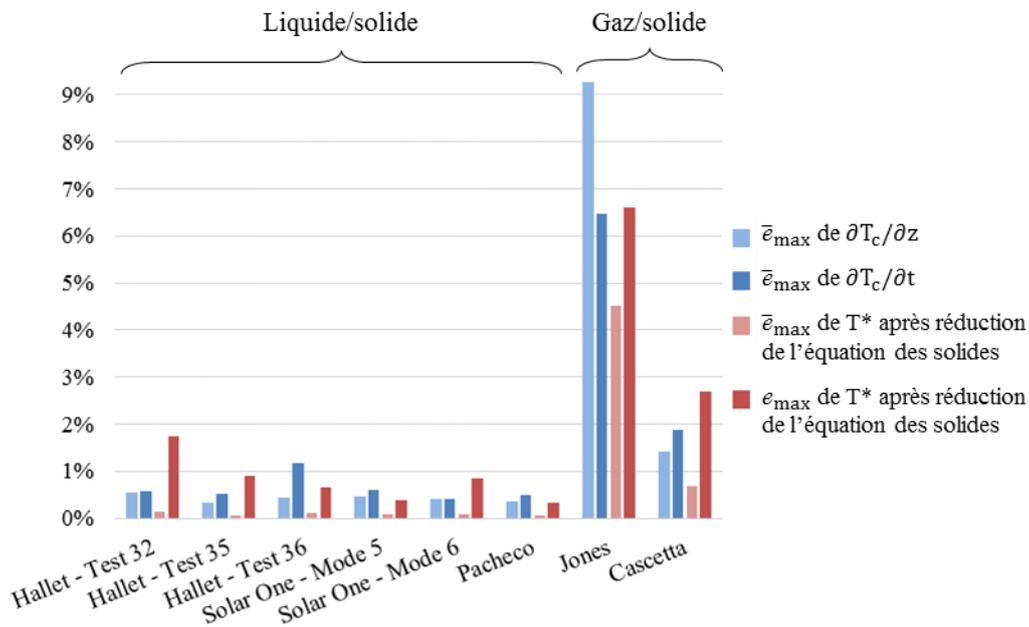


Fig. 65. Écarts des dérivées spatiale et temporelle de température des solides par rapport au fluide comparés aux écarts de température adimensionnelle provoqués par la réduction de l'équation d'énergie des solides par rapport au modèle de référence (c'est-à-dire à trois ou deux équations d'énergie selon la prise en compte de la paroi).

La Fig. 65 permet par ailleurs de constater qu'il existe une certaine corrélation entre l'équivalence des dérivées de température du fluide et des solides, et l'équivalence du modèle de référence et du modèle avec réduction de l'équation d'énergie des solides : plus l'écart des dérivées est important, plus l'écart sur les résultats du modèle est élevé. Cela est clairement visible sur la Fig. 66, qui trace l'écart moyen de température adimensionnelle entre le modèle réduit et le modèle de référence en fonction de l'écart moyen des dérivées de température (dérivées spatiales et temporelles confondues).

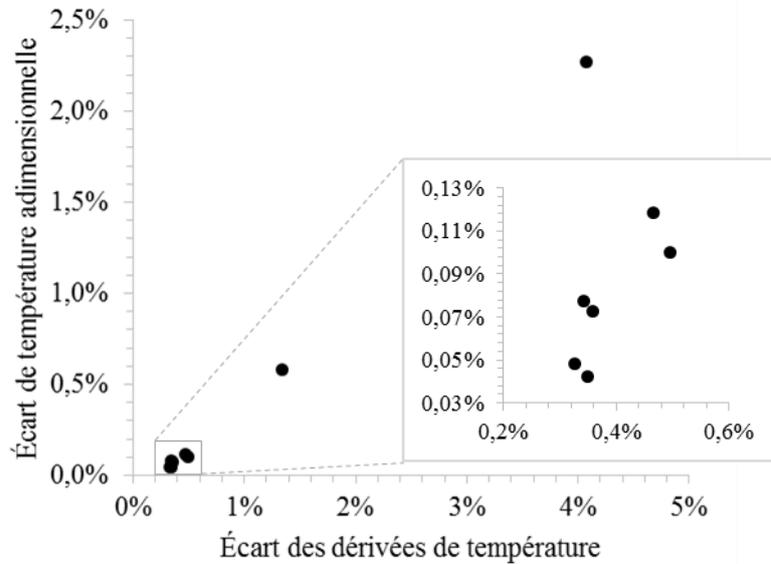


Fig. 66. Écart moyen de température adimensionnelle entre le modèle avec réduction de l'équation d'énergie des solides et le modèle de référence en fonction de l'écart moyen des dérivées spatiales et temporelles de température des solides par rapport au fluide.

Comme l'attestent la Fig. 67 et la Fig. 68, un constat similaire est possible concernant la réduction de l'équation d'énergie de la paroi. Les écarts de température adimensionnelle résultant de la réduction de l'équation de paroi sont toutefois relativement faibles du fait de la part que représente la paroi dans la capacité totale de stockage thermique du système. Cela est particulièrement vrai sur le système de stockage de Solar One, dont la paroi a une influence très faible du fait de la taille du réservoir. Pour tenir compte de ce phénomène, l'écart des dérivées est pondéré par cette part de paroi en Fig. 68. En procédant de la sorte, il est possible de remarquer que l'écart de température adimensionnelle causée par la réduction du modèle est du même ordre de grandeur que l'écart pondéré des dérivées.

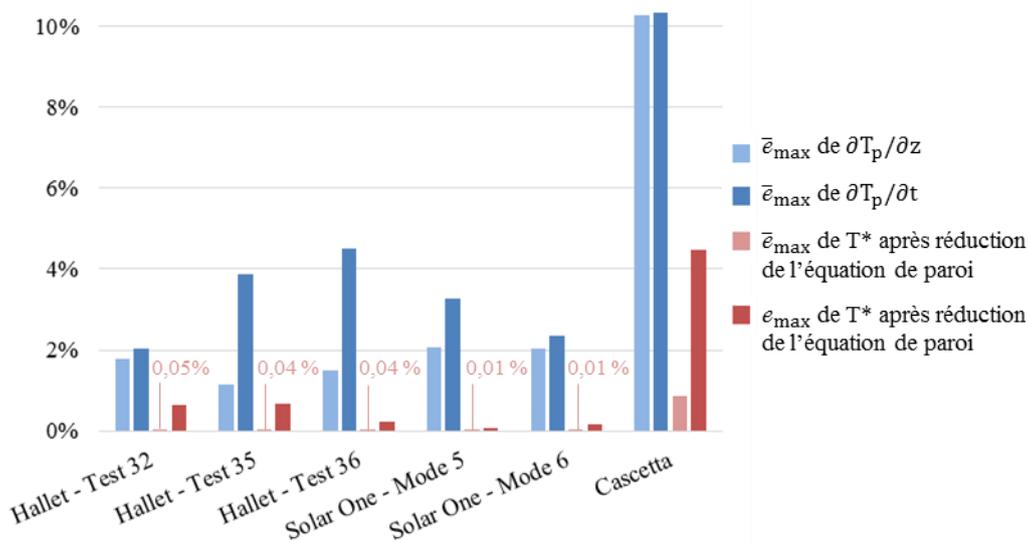


Fig. 67. Écarts des dérivées spatiale et temporelle de température de paroi par rapport au fluide comparés aux écarts de température adimensionnelle provoqués par la réduction de l'équation d'énergie de la paroi par rapport au modèle de référence (c'est-à-dire à trois équations d'énergie).

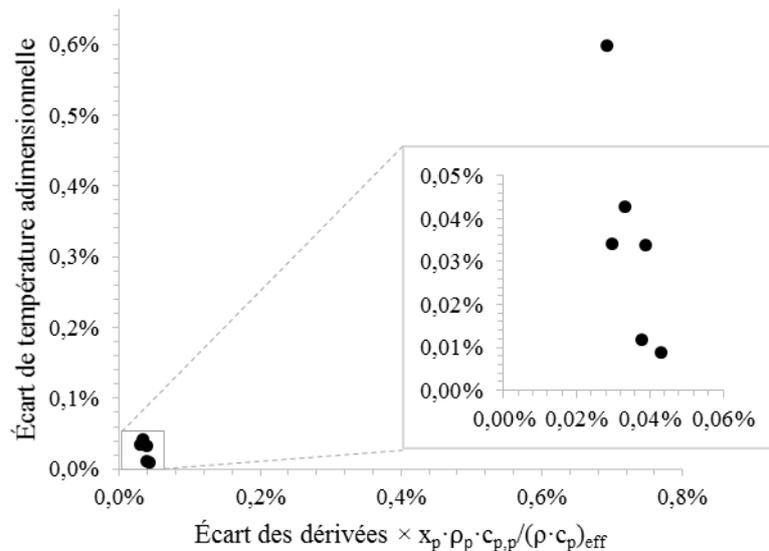


Fig. 68. Écart moyen de température adimensionnelle entre le modèle avec réduction de l'équation d'énergie de la paroi et le modèle de référence en fonction de l'écart moyen des dérivées spatiales et temporelles de température de la paroi par rapport au fluide pondéré par la part que représente la paroi dans la capacité calorifique du système.

Pour conclure, cette étude corrobore l'hypothèse formulée en II.4 d'après laquelle l'erreur commise par la réduction du modèle est régie au premier ordre par l'équivalence des dérivées (spatiale et temporelle) de température des phases réduites. Cette erreur est toutefois à mettre en regard avec l'importance relative que représente la phase réduite dans la capacité calorifique globale du système de stockage.

III.6.3. Contribution de l'échange thermique à la dé-stratification

Comme l'illustre la Fig. 69, sur les différents cas modélisés, la dé-stratification du stockage thermique au cours de la charge ou de la décharge est principalement due à la non-idéalité des transferts de chaleur fluide/solide et fluide/paroi (α_{eff}^{hc} et α_{eff}^{hp}), tandis que les autres phénomènes sont de second ordre. Cela explique pourquoi, dans la littérature, le modèle de Schumann donne généralement de bons résultats alors qu'il ne tient pas compte de la diffusion, mais seulement de la variation d'énergie interne et des transferts de chaleur entre le fluide et les solides (cf. I.2.1.1).

En comparant les Fig. 69 et Fig. 70, il est possible de constater qu'il y a une forte corrélation entre la diffusivité effective liée à la non-idéalité des échanges thermiques et l'erreur sur les résultats du modèle causée par la négligence de ce phénomène. Cette considération est d'autant plus vraie si les systèmes liquide/solide et gaz/solide sont considérés séparément. Les deux types de systèmes ne sont en effet pas parfaitement comparables du fait du rôle légèrement différent que joue le fluide dans chacun d'eux : tandis que dans les systèmes gaz/solide, le fluide n'assure qu'une fonction de caloporteur (transport de la chaleur), dans les systèmes liquide/solide, il assure également une partie non négligeable du stockage d'énergie.

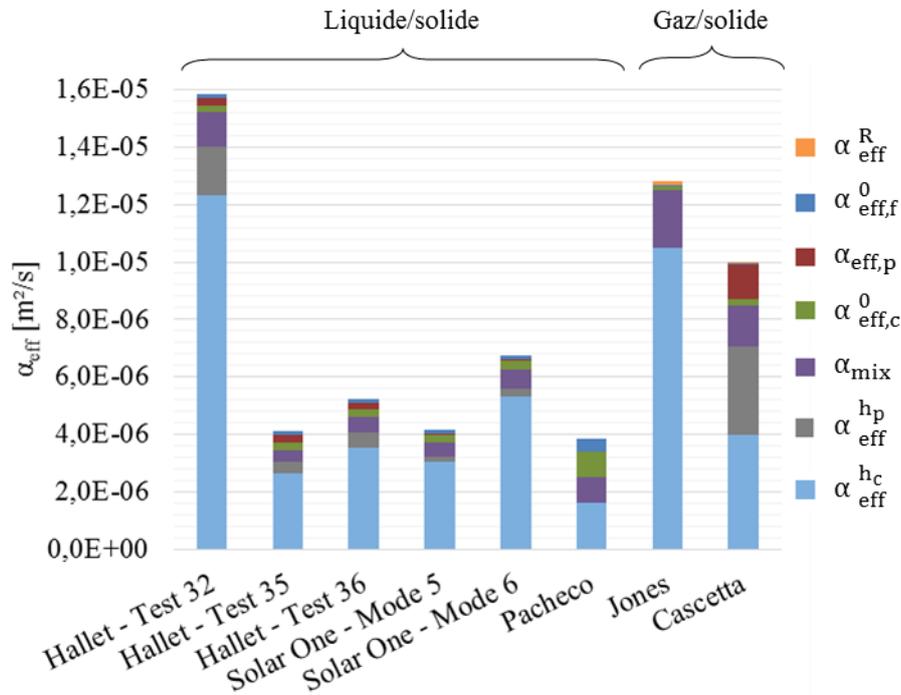


Fig. 69. Contribution de chaque phénomène à la dé-stratification thermique du système de stockage. Phénomènes exprimés sous forme de diffusivité effective.

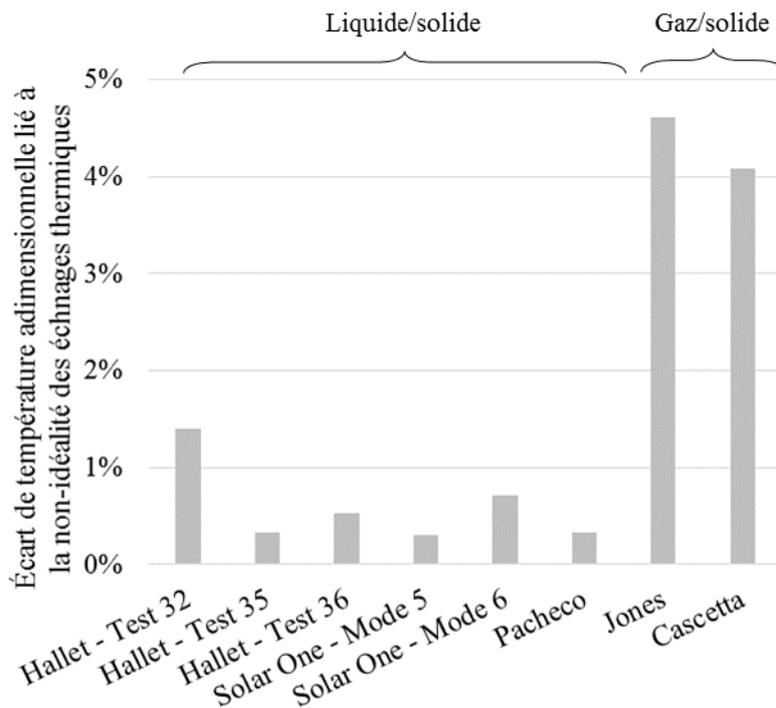


Fig. 70. Écart moyen de température adimensionnelle entre le modèle complet à une équation et le modèle à une équation négligeant la conductivité effective liée à la non-idéalité des échanges.

En s'appuyant sur l'équation (144), il est possible d'analyser la diffusivité effective liée à la non-idéalité des échanges thermiques fluide/solide (α_{eff}^{hc}). Pour ce qui concerne les différents systèmes liquide/solide modélisés, il apparaît que les différences sont principalement dues à la vitesse du fluide u (comme l'attestent les valeurs indiquées en Tableau 12) à laquelle la vitesse du front thermique w est directement proportionnelle (cf. équation (122)). Tous les autres termes sont quant à eux comparables d'un système ou d'un essai à l'autre : capacité calorifique

volumique des solides ($x_c \cdot \rho_c \cdot c_{p,c}$), rapport entre la vitesse du fluide et la vitesse du front thermique (w/u), coefficient effectif d'échange fluide/solide ($h_{eff,c}$), surface spécifique d'échange du lit de solides (a_c) et capacité calorifique volumique effective du système ($(\rho \cdot c_p)_{eff}$).

Les deux systèmes gaz/solide modélisés se distinguent quant à eux en raison de l'échange thermique fluide/solide : bien que la vitesse du front thermique w soit plus faible dans le système de Jones et Hill, 1979, que dans celui de Cascetta et al., 2016, dans ce dernier, cette différence est plus que compensée par la qualité de l'échange thermique fluide/solide ($h_{eff,c}$) et par la surface spécifique d'échange (a_c) élevée.

III.6.4. Temps de calcul

La Fig. 71 illustre le gain de temps de calcul réalisé grâce à la réduction du nombre d'équations d'énergie utilisé par le modèle par rapport au modèle de référence comportant deux ou trois équations selon la prise en compte de la paroi. Ce gain diffère selon la méthode de résolution numérique utilisée (cf. II.3.7). Avec la méthode de Cramer, le passage de trois à deux équations permet de diviser par deux environ le temps de calcul. Le passage de deux à une équation d'énergie permet quant à lui de réduire le temps de calcul de 70 %. Au final, le passage de trois à une équation permet ainsi de réduire le temps de calcul de presque un ordre de grandeur (-86 % en moyenne).

Le gain de temps est moins substantiel lorsque la méthode de résolution de Newton-Raphson est utilisée : les passages de trois à deux, et de deux à une équation permettent chacun de réduire le temps de calcul de 10 % à 20 %. Ainsi, le passage de trois à une équation ne permet au final de réduire le temps de calcul que de 35 % environ.

Ces considérations sont cependant indicatives, car le code de calcul développé et utilisé pour parvenir à ces conclusions n'a pas fait l'objet d'une démarche exhaustive et rigoureuse d'optimisation numérique. Après un tel travail, la « compressibilité » du temps de calcul liée à la réduction du nombre d'équations d'énergie pourrait s'en trouver augmentée.

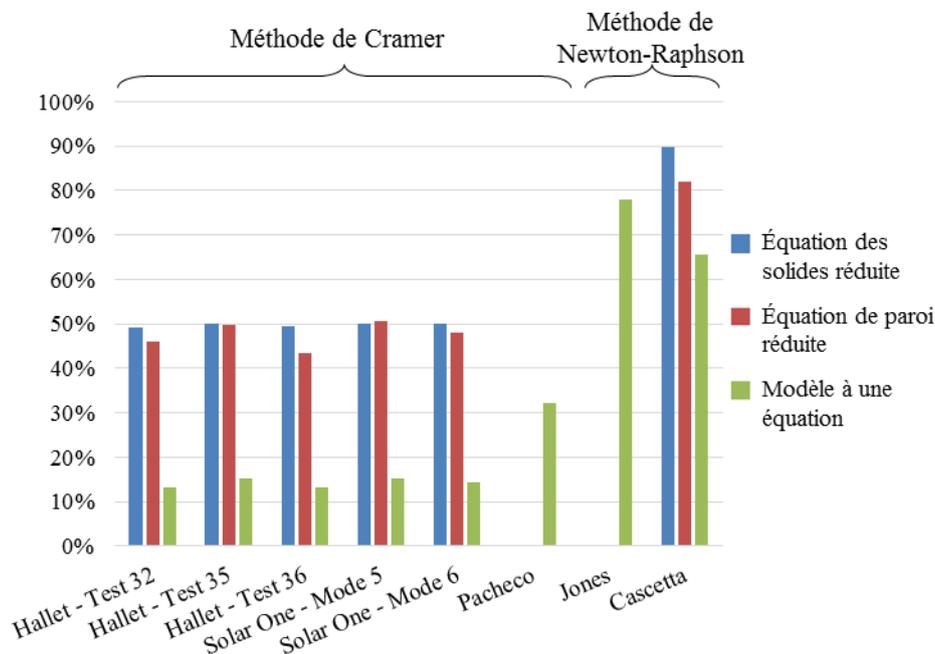


Fig. 71. Temps de calcul des modèles réduits exprimé en pourcentage du temps de calcul du modèle de référence (c'est-à-dire à trois ou deux équations d'énergie selon la prise en compte de la paroi).

III.7. Bilan

Malgré la diversité des systèmes modélisés et en dépit des informations souvent parcellaires, le modèle numérique parvient à modéliser correctement le comportement thermique des systèmes de stockage régénératif observé dans la littérature. La principale limite du modèle mise en lumière par cette étude est son inaptitude à tenir compte des phénomènes de convection naturelle. En effet, le modèle développé ici ne dispose pas d'équation de conservation de la quantité de mouvement capable de rendre compte de l'influence des différences de masse volumique entre les fluides chaud et froid. Il est en outre impossible de modéliser des boucles convectives dans le cadre d'un modèle monodimensionnel. Une solution envisageable serait de tenir compte de la dé-stratification liée à la convection naturelle à l'aide d'une conductivité effective n'opérant que dans les régions où une zone froide surplombe une zone chaude. Cela nécessiterait toutefois d'être en mesure de déterminer la valeur de cette conductivité et la région dans laquelle elle s'applique. Sans cela, le modèle est limité aux écoulements dans lesquels la convection naturelle est, si ce n'est inexistante, du moins négligeable.

Les systèmes liquide/solide se caractérisent par des vitesses de fluide faibles mais un coefficient d'échange thermique fluide/solide relativement élevé du fait des propriétés physiques des liquides caloporteurs. À l'inverse, les systèmes gaz/solide se caractérisent par des vitesses de fluide élevées visant à compenser les propriétés physiques des gaz caloporteurs.

Pour cette raison, le fluide et les solides sont souvent plus proches de l'équilibre thermique et les différentes phases évoluent plus couramment selon une dynamique thermique similaire dans les systèmes liquide/solide. Cela se traduit par une meilleure équivalence des dérivées de température des différentes phases, or c'est le critère principal régissant la qualité de la réduction du modèle.

En outre, du fait des méthodes de résolution numérique utilisées selon que le fluide est liquide ou gazeux, la réduction du modèle permet d'économiser davantage de temps de calcul pour les systèmes liquide/solide (jusqu'à 86 % de réduction lors du passage de trois à une équation d'énergie). La réduction du modèle s'avère donc plus intéressante pour les systèmes liquide/solide.

La réduction rigoureuse du modèle nécessite de calculer sous forme de conductivité effective la dé-stratification liée à la non-idéalité des échanges thermiques. En exprimant la majeure partie des phénomènes impliqués dans le comportement thermique du système sous forme de conductivité effective (ou de diffusivité effective), il apparaît que la non-idéalité des échanges doit être prise en compte pour améliorer l'équivalence entre le modèle complet et le modèle réduit. Les échanges thermiques entre phases jouent en effet un rôle de premier ordre dans la stratification du système de stockage. Cela est d'autant plus vrai pour les systèmes gaz/solide, d'une part car les phases sont relativement éloignées de l'équilibre thermodynamique, d'autre part car le fluide fait uniquement office de caloporteur (à l'inverse des systèmes liquide/solide dans lesquels le fluide assure une partie non négligeable du stockage de chaleur). Le rôle prépondérant des échanges thermiques entre phases a d'ailleurs déjà été identifié par Schumann, 1929, lors de l'établissement de son modèle.

Des résultats expérimentaux plus complets obtenus sur des installations mieux connues sont nécessaires pour valider le modèle numérique de manière plus approfondie et éprouver ses limites. C'est en partie l'objet du chapitre suivant.

Chapitre IV - Validation du modèle et études expérimentales

Dans ce chapitre, le modèle numérique est comparé à des résultats expérimentaux obtenus sur deux installations exploitées par le Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA). Cette comparaison vise à valider le modèle de manière plus approfondie que cela n'est possible avec les résultats de la littérature.

La première installation étudiée, la boucle CLAIRE, est constituée de deux systèmes de stockage thermique régénératif gaz/solide à haute température. Le premier système est constitué d'un lit fixe structuré. L'exploitation des résultats expérimentaux obtenus sur ce système vise à montrer que le modèle numérique, bien que principalement destiné aux systèmes constitués d'un milieu granulaire, est capable de modéliser les lits fixes structurés moyennant l'adaptation des corrélations d'échange thermique. Comme pour les milieux granulaires, l'approche revient à modéliser le lit fixe structuré comme un milieu poreux homogène.

Le second système de stockage de la boucle CLAIRE est constitué d'un lit de roches confiné par des parois en matériau réfractaire. De par leur épaisseur et leurs propriétés physiques, les parois représentent une capacité de stockage potentielle non négligeable et présentent un gradient thermique important dans l'épaisseur. Par ailleurs, le système de stockage présente un comportement thermique relativement éloigné du comportement monodimensionnel idéal caractérisé par un écoulement de type piston : les mesures de température au sein du lit révèlent des effets de bord importants provoquant de fortes hétérogénéités thermiques transversales. Par conséquent, l'exploitation des résultats obtenus sur ce système de stockage vise d'une part à valider la méthode de modélisation des parois fondée entre autres sur l'approche thermiquement mince étendue, d'autre part à montrer qu'il est possible de modéliser le comportement monodimensionnel moyen d'un système dont le comportement n'est pas strictement monodimensionnel.

La seconde installation exploitée par le CEA, la boucle STONE, est constituée d'un lit de roches et de sable, et utilise de l'huile thermique comme fluide caloporteur. Cette installation a fait l'objet de campagnes d'essais relativement exhaustives permettant d'étudier l'influence de divers paramètres. Cette boucle permet notamment d'étudier le comportement du système de stockage dans diverses configurations de cyclage thermique consistant en une succession de charges et de décharges. L'exploitation des résultats obtenus sur cette boucle expérimentale vise à montrer que le modèle numérique est capable de prendre en compte l'influence de paramètres tels que le niveau de température et le débit de fluide caloporteur. Le modèle numérique peut ainsi être utilisé afin d'approfondir les études paramétriques réalisées expérimentalement. Ces études mettent notamment en lumière le rôle prépondérant joué par la thermocline et son renouvellement au cours du cyclage. Enfin, une approche de modélisation analytique est présentée dans le but de conforter cette analyse.

IV.1. Étude de deux systèmes gaz/solide : la boucle CLAIRE

Le modèle numérique a été confronté aux résultats expérimentaux obtenus par le Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternative (CEA) sur un prototype

industriel de stockage thermique régénératif de type gaz/solide : la boucle CLAIRE. Cette boucle expérimentale a été conçue et développée pour étudier le stockage de chaleur à haute température (jusqu'à 1 200 °C). Cette installation (cf. Fig. 72) a fait l'objet de plusieurs campagnes d'essais, dont l'une fut conçue, mise en œuvre et analysée par Tristan Desrues durant et après sa thèse de doctorat (Desrues, 2011). Ce sont ces résultats qui sont ici mis à contribution.

La boucle CLAIRE est constituée de deux systèmes de stockage régénératif de section carrée. L'un est constitué d'un lit structuré composé de plaques en céramique, l'autre d'un lit de roches. Les deux régénérateurs fonctionnent en parallèle : lorsque l'un est en phase de charge, l'autre est en phase de décharge (cf. Fig. 73). Les cycles sont alternés selon un critère de température : le premier des deux régénérateurs dont la température de sortie atteint la consigne provoque le changement de régime.

Les charges sont réalisées à l'aide d'un brûleur au gaz naturel d'une puissance de 1,4 MW. En charge, le lit est alimenté par les gaz de combustion du brûleur mélangés à de l'air ambiant afin de maintenir la température des gaz entrant à 800 °C. Les décharges sont réalisées avec de l'air ambiant préchauffé électriquement à 80 °C. Cette température de décharge a été choisie au-dessus de la température de rosée afin d'éviter que l'eau contenue dans les gaz de combustion ne se condense au contact des solides froids lors de la charge ultérieure.



Fig. 72. Photographies des régénérateurs de la boucle CLAIRE (Desrues, 2011).

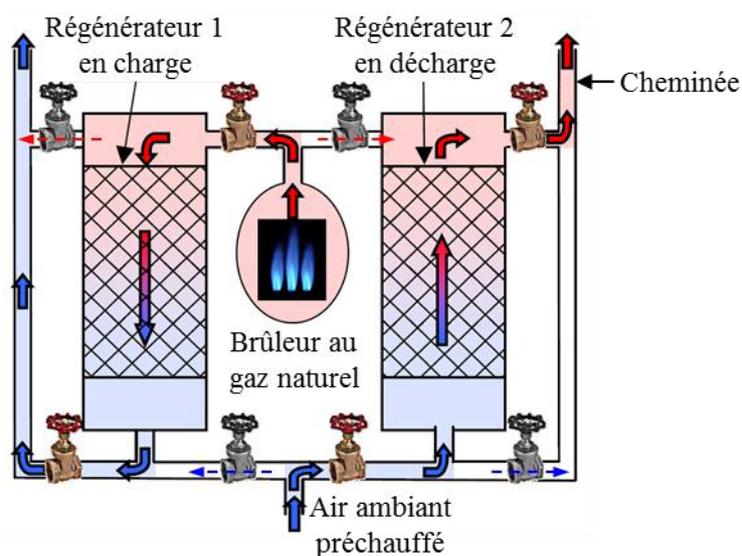


Fig. 73. Schéma de principe de la boucle CLAIRE (Desrues, 2011).

IV.1.1. Régénérateur à plaques

IV.1.1.1. Présentation du régénérateur à plaque

Le régénérateur structuré constitué de plaques en céramique (ici identifié sous le terme de « régénérateur à plaques ») a été conçu par T. Desrues. Les plaques en céramique sont agencées de manière à former des canaux corrugués par lesquels le gaz circule à travers le lit fixe (cf. Fig. 74 et Fig. 75).

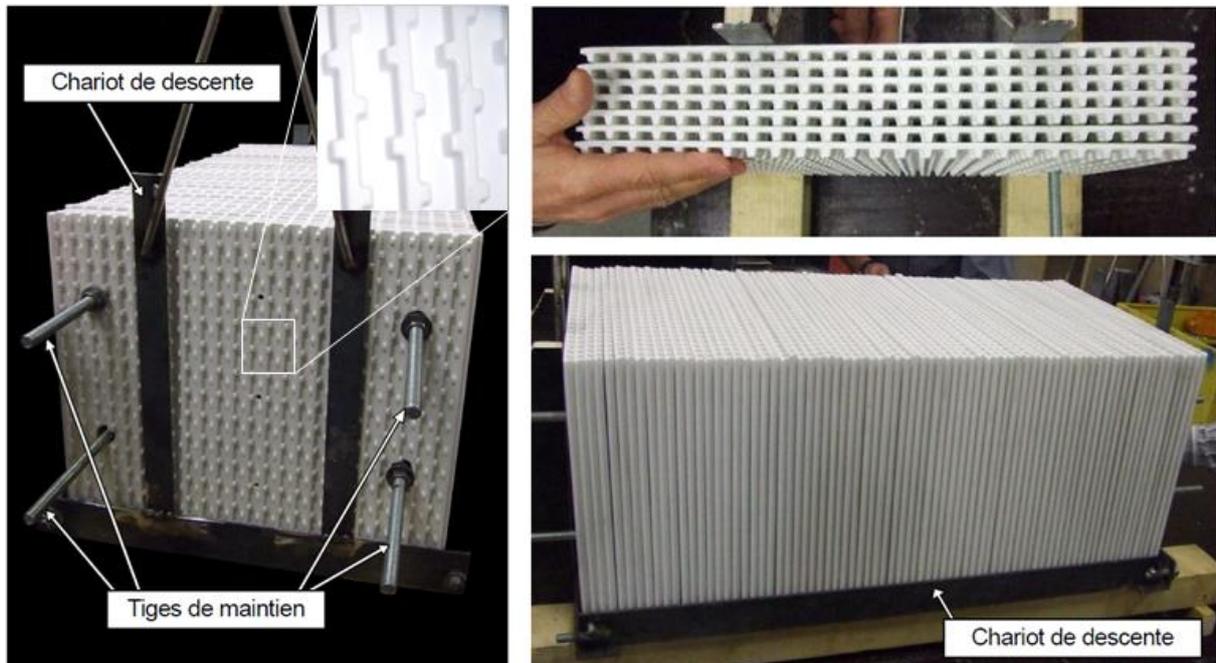


Fig. 74. Photographies des plaques en céramique constituant le régénérateur de la boucle CLAIRE avant leur mise en place (Desrues, 2011).



Fig. 75. Photographie de l'intérieur du régénérateur à plaques. Vue de dessus lors des travaux de démantèlement à l'issue de la campagne d'essais.

Grâce à des simulations numériques réalisées par Desrues, 2011, la géométrie et les dimensions des plaques ont été choisies de manière à minimiser le volume de solide ainsi que

le volume de lit permettant de respecter un cahier des charges fixé (énergies et durées de charge et de décharge, pertes de pression, etc.). La géométrie retenue est présentée en Fig. 76.

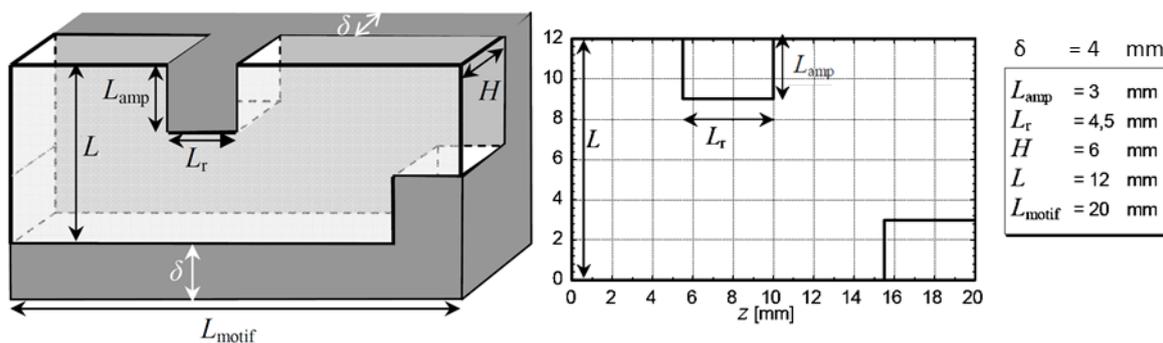


Fig. 76. Dimensions d'un motif élémentaire périodique formé par l'agencement des plaques en céramique (Desrues, 2011).

Au total, le lit fixe est constitué de 14 étages de plaques. La section du lit est de $0,64 \text{ m}^2$ ($0,8 \text{ m} \times 0,8 \text{ m}$) pour 5 m de hauteur (cf. Fig. 77), soit un total de $3,2 \text{ m}^3$ avec une porosité de $0,40$. Le lit est isolé par l'intérieur à l'aide de 55 cm d'isolant fibreux d'une conductivité thermique moyenne de $0,07 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$.

La capacité théorique totale du régénérateur à plaques calculée entre les températures de fonctionnement ($80 \text{ }^\circ\text{C}$ à $800 \text{ }^\circ\text{C}$) est de $740 \text{ kWh}_{\text{th}}$. Le coefficient de pertes thermiques entre le fluide et l'extérieur est calculé en tenant compte de la résistance thermique de l'isolation et de la résistance de convection externe (estimée à $0,13 \text{ m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$). Les caractéristiques principales du régénérateur à plaques sont récapitulées dans le Tableau 13.

Lit fixe	
L [m]	5,0
$l \times l$ [m^2]	$0,8 \times 0,8$
ε	0,40
Plaques : Porcelaine cordiéritique	
x_c	0,60
ρ_c [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]	2500
c_{p_c} [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]	$-9,1463 \cdot 10^{-10} \cdot T(^{\circ}\text{C})^4 + 3,1601 \cdot 10^{-6} \cdot T(^{\circ}\text{C})^3 - 4,0216 \cdot T(^{\circ}\text{C})^2 + 2,4562 \cdot T(^{\circ}\text{C}) + 660,1069$
λ_c [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]	1,0
Pertes thermiques	
$U_{f/\infty}$ [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$]	0,13
T_∞ [$^\circ\text{C}$]	20

Tableau 13. Caractéristiques du régénérateur à plaques de la boucle CLAIRE.

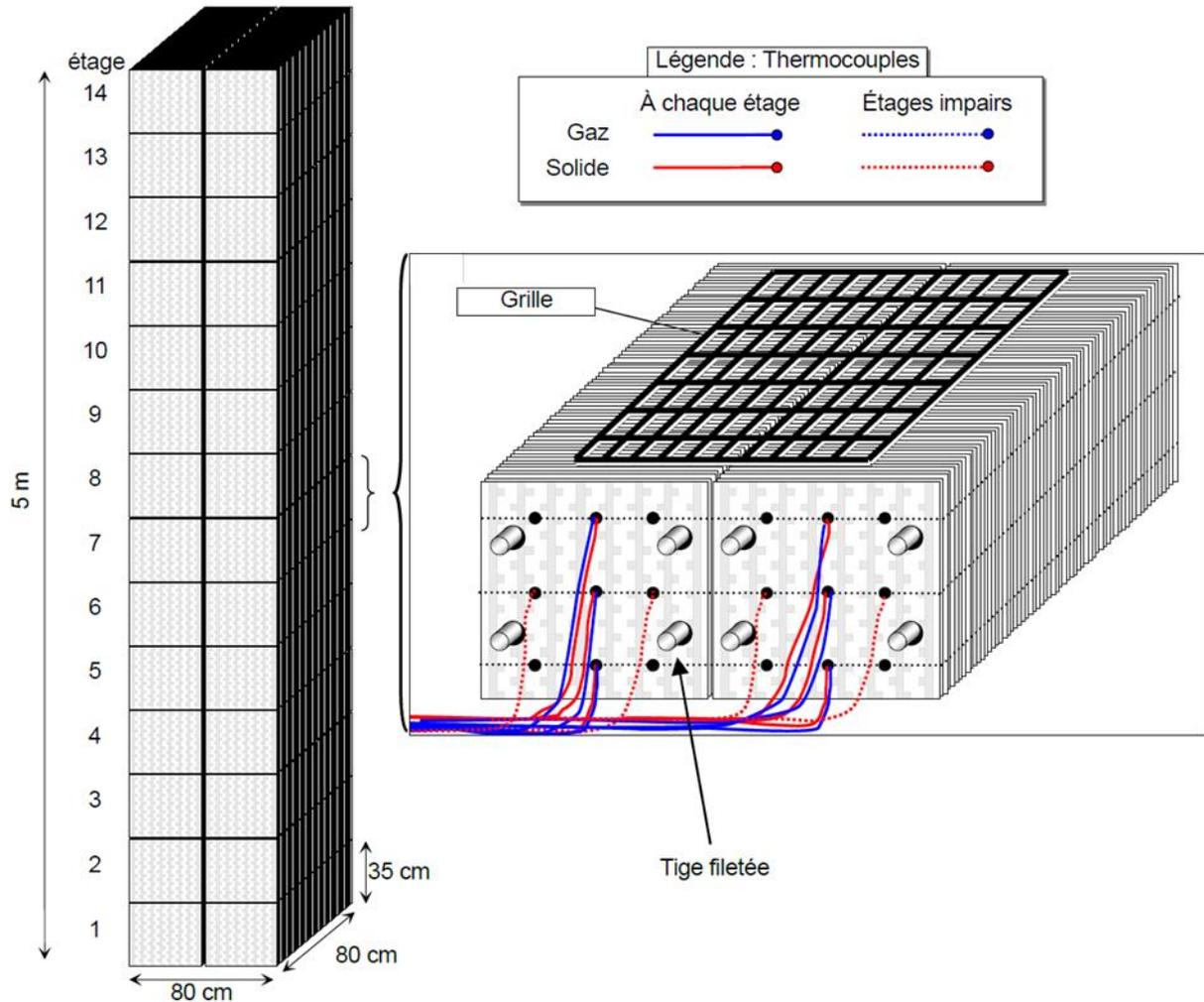


Fig. 77. Schéma du régénérateur à plaques (Desrues, 2011).

Le lit est instrumenté à l'aide de thermocouples (type K classe 1) répartis longitudinalement et transversalement (cf. Fig. 78). Certains thermocouples sont situés au milieu des canaux afin de mesurer la température des gaz, tandis que d'autres sont insérés dans les orifices des plaques colmatés avec du ciment afin de mesurer la température du solide (cf. Fig. 79). Certains thermocouples n'ont toutefois pas supporté les sollicitations thermiques et mécaniques lors des essais et se sont rapidement révélés défectueux. La température correspondant à certains thermocouples n'est donc pas toujours disponible pour l'ensemble des essais.

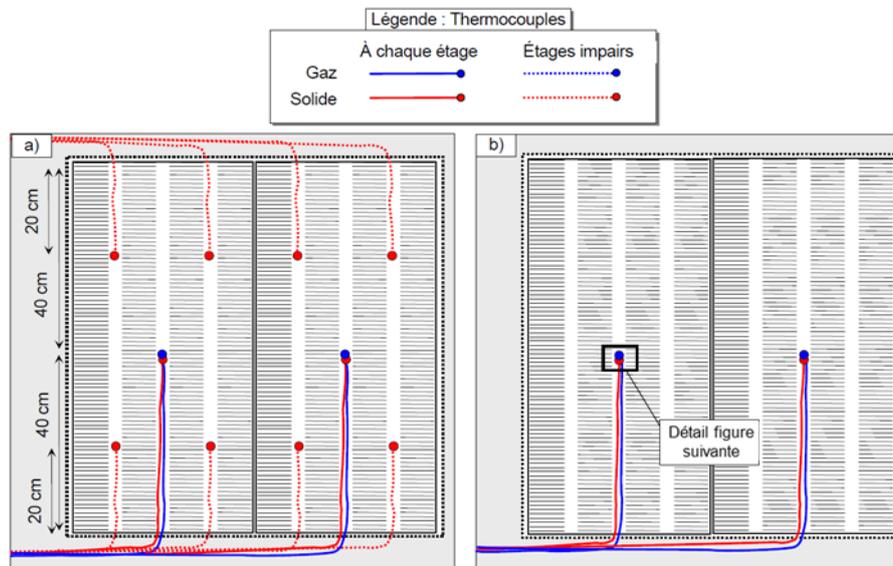


Fig. 78. Répartition des thermocouples de gaz et de solide selon l'étage du régénérateur (Desrues, 2011).

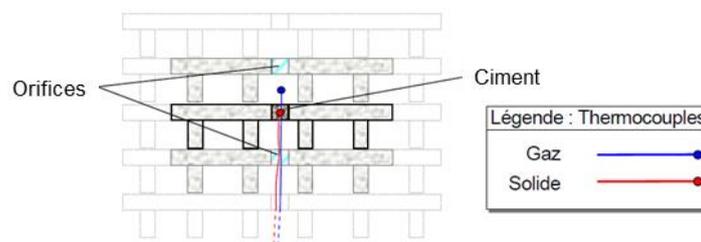


Fig. 79. Schéma d'implantation des thermocouples de gaz et des thermocouples de solide (Desrues, 2011).

IV.1.1.2. Méthode de modélisation du régénérateur à plaques

Lors de la campagne d'essais réalisée sur l'installation CLAIRE, des cycles thermiques de charges et de décharges ont été réalisés jusqu'à l'établissement d'un régime stabilisé, lequel se caractérise notamment par des profils de température, des durées, des énergies chargées et déchargées similaires d'un cycle à l'autre. De légères variations (cf. Fig. 86 et Fig. 88) subsistent toutefois en raison des fluctuations des conditions opératoires, notamment de la durée des charges/décharges. Seul le régime stabilisé est ici étudié, car la stabilisation en elle-même est essentiellement le résultat de contraintes opératoires inhérentes à l'installation (mise en route de la boucle, préchauffe du brûleur, conditions climatiques, etc.). La modélisation de tous ces phénomènes particuliers serait donc à la fois complexe et peu pertinente dans le cadre de cette étude. La stabilisation a été obtenue avec deux débits de fluide différents : un débit de l'ordre de 0,3 kg/s (bas débit), et un débit de l'ordre de 0,6 kg/s (haut débit).

La connaissance du débit exact circulant dans le lit fixe lors des essais est toutefois problématique. En effet, le débit est mesuré à l'aide de sondes de Pitot situées dans les cheminées de sortie de chaque régénérateur (cf. Fig. 73). En raison des pertes de charge des régénérateurs, la pression est plus faible à la sortie qu'à l'entrée des régénérateurs, c'est-à-dire dans les cheminées. Or, les vannes permettant le basculement des cycles entre les régénérateurs n'étant pas parfaitement étanches, une partie du fluide injecté vers le régénérateur a tendance à fuir directement vers les cheminées (cf. flèches en pointillés sur la Fig. 73). De ce fait, le débit mesuré par les sondes de Pitot dans les cheminées surestime celui circulant réellement dans le lit fixe. En outre, les régénérateurs eux-mêmes sont le siège de fuites, ce qui complique d'autant plus la mesure du débit.

Pour la modélisation, le débit mesuré par les sondes de Pitot a donc été corrigé de manière à satisfaire le bilan d'énergie : l'énergie chargée/déchargée dans le lit fixe calculée par le modèle doit correspondre à l'énergie nette injectée/extraite dans le régénérateur via le fluide caloporteur. La correction de débit consiste alors à appliquer un coefficient correctif en charge et en décharge pour chaque débit (bas débit et haut débit). Le coefficient correctif est identique pour tous les cycles d'un même essai. Pour le régénérateur à plaques, il y a donc au total quatre coefficients correctifs : charge et décharge pour les deux débits testés (cf. Tableau 14).

	Charge	Décharge
Bas débit	0,952	0,848
Haut débit	0,988	0,810

Tableau 14. Coefficients correctifs appliqués aux débits mesurés par les sondes de Pitot situées dans la cheminée du régénérateur à plaques.

Afin d'analyser les résultats d'essais, le régénérateur est appréhendé selon une approche monodimensionnelle. Cela revient à considérer que chaque étage est uniformément à une température moyenne. Cette température moyenne est assimilée à la moyenne arithmétique des températures mesurées par les thermocouples de solide disponibles à chaque étage. Cette approche est pertinente dans la mesure où les hétérogénéités transversales de température sont limitées. Cela est illustré en Fig. 80 : lors d'un cycle thermique réalisé à haut débit, l'ensemble des thermocouples de solide présents à une même altitude mesurent des températures similaires (bien que par endroits, des écarts de près de 170 °C soient atteints au passage du front thermique). Il est donc possible d'étudier le comportement thermique monodimensionnel du système à l'aide de la température moyenne de chaque étage (tracée en noir sur la Fig. 80).

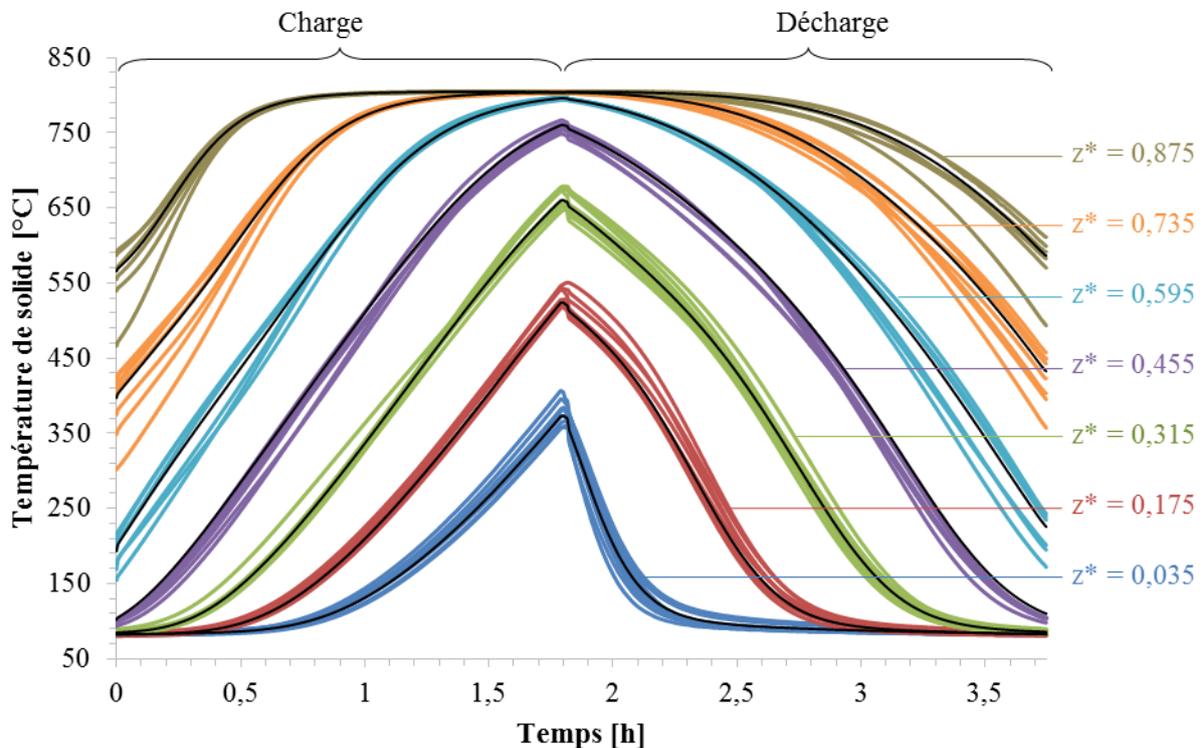


Fig. 80. Température mesurée par l'ensemble des thermocouples de solide disponibles à différentes altitudes du système de stockage durant une charge puis une décharge à haut débit ($\dot{m} \cong 0,6$ kg/s). Moyenne arithmétique des mesures de température par étage tracée en noir.

Le modèle est initialisé grâce au profil de température moyenne de solide au début de la charge du premier cycle. La modélisation consiste alors à imposer durant plusieurs cycles le débit corrigé et la température mesurée à l'entrée du régénérateur en fonction du temps durant exactement les mêmes durées que lors des essais expérimentaux. À la fin de chaque cycle, la température à laquelle parvient le modèle sert d'état initial pour le cycle suivant.

La température d'entrée est estimée grâce à la température moyenne mesurée par les deux premiers thermocouples de gaz, c'est-à-dire situés respectivement tout en haut et tout en bas du lit en charge et en décharge (ces thermocouples sont situés à moins de 6 cm des extrémités du lit fixe). Un exemple de l'évolution temporelle de la température d'entrée et du débit est illustré en Fig. 81 pour une charge et une décharge à bas débit.

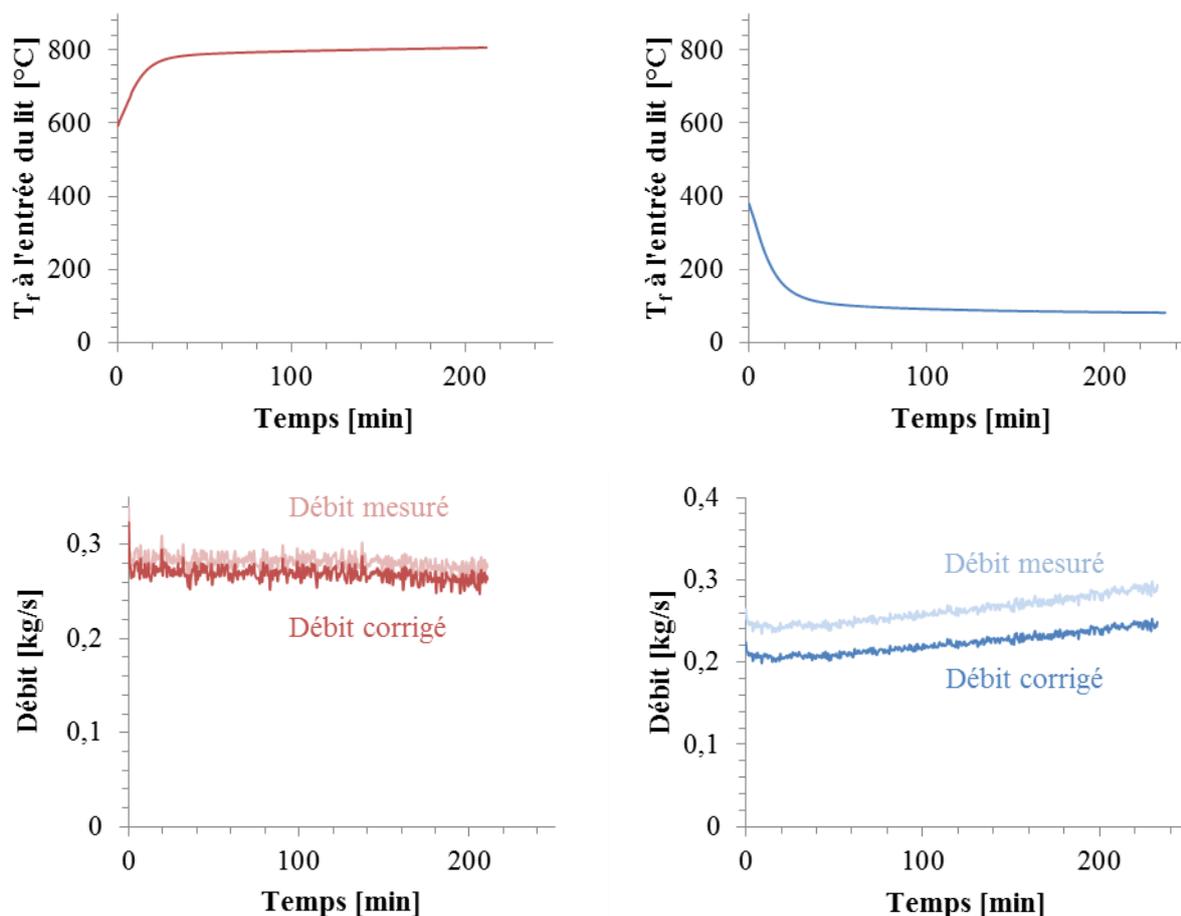


Fig. 81. Évolutions temporelles de la température d'entrée et du débit lors d'une charge (gauche) et d'une décharge (droite) du régénérateur à plaques à bas débit.

Afin de modéliser le comportement thermique du régénérateur à plaques, il est nécessaire de connaître le coefficient volumique de convection h_v entre le fluide et le solide (exprimé en $\text{W}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{K}^{-1}$). Ce coefficient permet d'assimiler le lit fixe structuré à un milieu poreux homogène et ainsi d'appliquer le modèle tel qu'il a été développé. D'après Desrues, 2011, ce coefficient d'échange s'exprime selon l'équation (150) en fonction des paramètres géométriques indiqués en Fig. 76. Il est possible de calculer le coefficient de convection surfacique (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$) à partir de l'expression de la surface spécifique d'échange a_c exprimée par l'équation (151) (dans laquelle les dimensions correspondent à celles indiquées en Fig. 76).

$$h_v = h_c \cdot a_c = \frac{9 \cdot \varepsilon \cdot \lambda_f \cdot Nu}{4 \cdot H \cdot \left(H - \frac{L_{amp} \cdot L_r}{L_{motif}} \right)} \quad (150)$$

$$a_c = \frac{2 \cdot (L \cdot L_{motif} - 2 \cdot L_r \cdot L_{amp}) + 2 \cdot H \cdot L_{motif} + 3 \cdot H \cdot L_{amp}}{L_{motif} \cdot (H + \delta) \cdot (L_c + \delta)} \quad (151)$$

Le nombre de Nusselt a été corrélé par Desrues, 2011, en fonction du nombre de Reynolds hydraulique Re_h grâce à des simulations numériques réalisées avec $75 < Re_h < 2\,000$. Avec la géométrie et les dimensions des plaques retenues pour les essais, le nombre de Nusselt s'exprime selon l'équation (152). Le nombre de Reynolds hydraulique est quant à lui donné par l'expression (153), où H représente la dimension indiquée en Fig. 76.

$$Nu = 1,616 + 0,01454 \cdot Re_h^{0,9693} \quad (152)$$

$$Re_h = \frac{\rho_f \cdot u \cdot (4 \cdot H/3)}{\mu_f} \quad (153)$$

Le coefficient d'échange convectif h_c ainsi obtenu permet de calculer le coefficient d'échange effectif $h_{eff,c}$ tenant compte de la résistance thermique interne des plaques. Pour cela, l'équation (154) valable pour des plaques (cf. I.3.1.3) est appliquée (dans cette équation, δ représente l'épaisseur des plaques conformément à la Fig. 76).

$$\frac{1}{h_{eff,c}} = \frac{1}{h_c} + \frac{\delta}{6 \cdot \lambda_c} \quad (154)$$

Les propriétés physiques des gaz utilisées pour appliquer ces équations et mettre en œuvre le modèle numérique sont présentées dans le Tableau 15.

Fluide de charge : Gaz de combustion	
ρ_f [kg·m ⁻³]	$101325 \cdot M / (8,3145 \cdot T(K))$ $M = 0,029745 \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$
c_{p_f} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	$-2,0832 \cdot 10^{-7} \cdot T(K)^3 + 4,9188 \cdot 10^{-4} \cdot T(K)^2 - 0,093549 \cdot T(K) + 1078,41532$
λ_f [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	$5,3424 \cdot 10^{-12} \cdot T(K)^3 - 2,0605 \cdot 10^{-8} \cdot T(K)^2 + 8,3753 \cdot 10^{-5} \cdot T(K) - 1,42685 \cdot 10^{-3}$
μ_f [Pa·s]	$7,6324 \cdot 10^{-15} \cdot T(K)^3 - 2,7249 \cdot 10^{-11} \cdot T(K)^2 + 6,04167 \cdot 10^{-8} \cdot T(K) + 1,8356 \cdot 10^{-6}$
Fluide de décharge : Air	
ρ_f [kg·m ⁻³]	$101325 \cdot M / (8,3145 \cdot T(K))$ $M = 0,028971 \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$
c_{p_f} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	$-2,3397 \cdot 10^{-7} \cdot T(K)^3 + 5,5136 \cdot 10^{-4} \cdot T(K)^2 - 0,19523 \cdot T(K) + 1019,9050$
λ_f [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	$1,521 \cdot 10^{-11} \cdot T(K)^3 - 4,857 \cdot 10^{-8} \cdot T(K)^2 + 1,0184 \cdot 10^{-4} \cdot T(K) - 3,9333 \cdot 10^{-4}$
μ_f [Pa·s]	$8,3592 \cdot 10^{-15} \cdot T(K)^3 - 2,9800 \cdot 10^{-11} \cdot T(K)^2 + 6,2772 \cdot 10^{-8} \cdot T(K) + 2,0863 \cdot 10^{-6}$

Tableau 15. Propriétés physiques des gaz utilisées pour la modélisation de la boucle CLAIRE.

Desrues, 2011, ayant montré que le rayonnement est négligeable dans les canaux par rapport au transfert par convection, la contribution radiative à la conductivité effective est négligée dans le modèle de régénérateur à plaques. La contribution liée au mélange du fluide et

aux turbulences est également négligée car le fluide est canalisé entre les plaques. Ainsi, la conductivité effective est simplement calculée en pondérant la conductivité thermique du fluide et du solide avec leur fraction volumique respective (équations (155) et (156)). Cela revient à considérer que le coefficient de tortuosité f (cf. I.3.3.4) est nul et que la conduction thermique s'effectue en parallèle dans chaque phase.

$$\lambda_{\text{eff},f} = \lambda_{\text{eff},f}^0 = \varepsilon \cdot \lambda_f \quad (155)$$

$$\lambda_{\text{eff},c} = \lambda_{\text{eff},c}^0 = x_c \cdot \lambda_c \quad (156)$$

IV.1.1.3. Résultats numériques et expérimentaux du régénérateur à plaques

Lors des essais à bas débit, l'installation est parvenue à un régime relativement stable durant une douzaine de cycles. Les profils de température numériques et expérimentaux lors de la charge et de la décharge du premier cycle stabilisé sont respectivement présentés en Fig. 82 et en Fig. 83. Ces figures montrent que, moyennant la correction des débits mesurés, le modèle numérique parvient à restituer le comportement thermique observé expérimentalement.

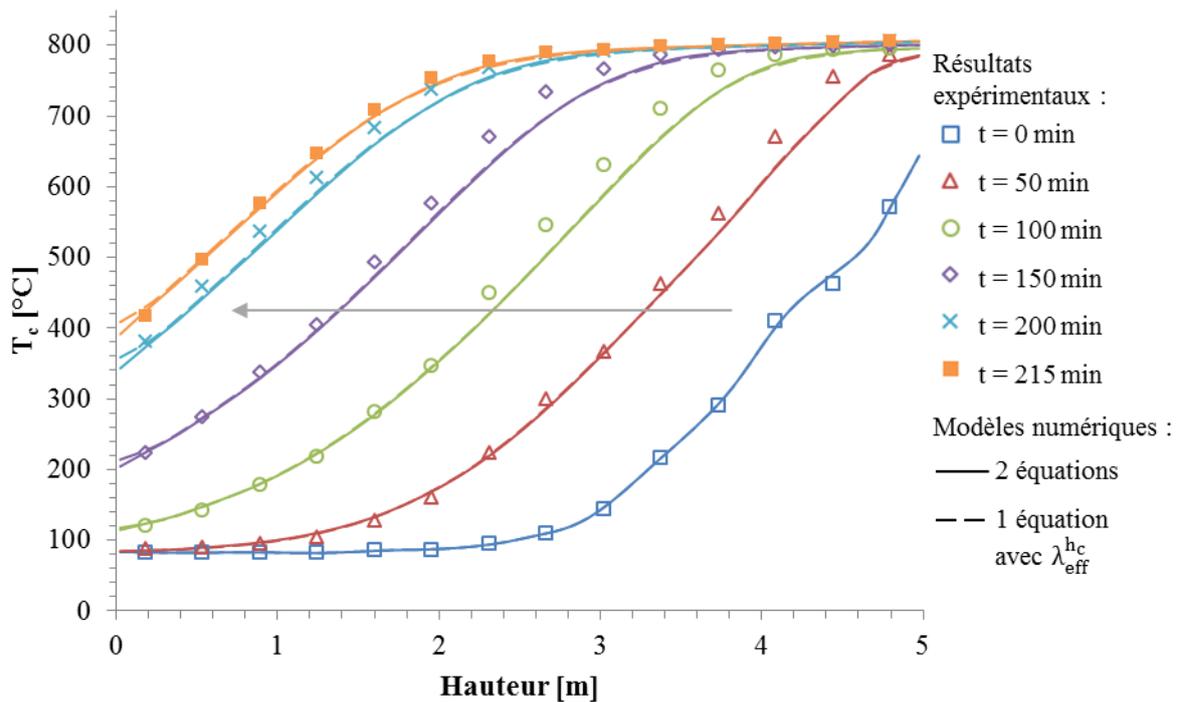


Fig. 82. Profils thermiques expérimentaux et numériques au cours de la charge du premier cycle stabilisé à bas débit du régénérateur à plaques. Modèle initialisé avec le profil thermique de début de charge ($t = 0$ min).

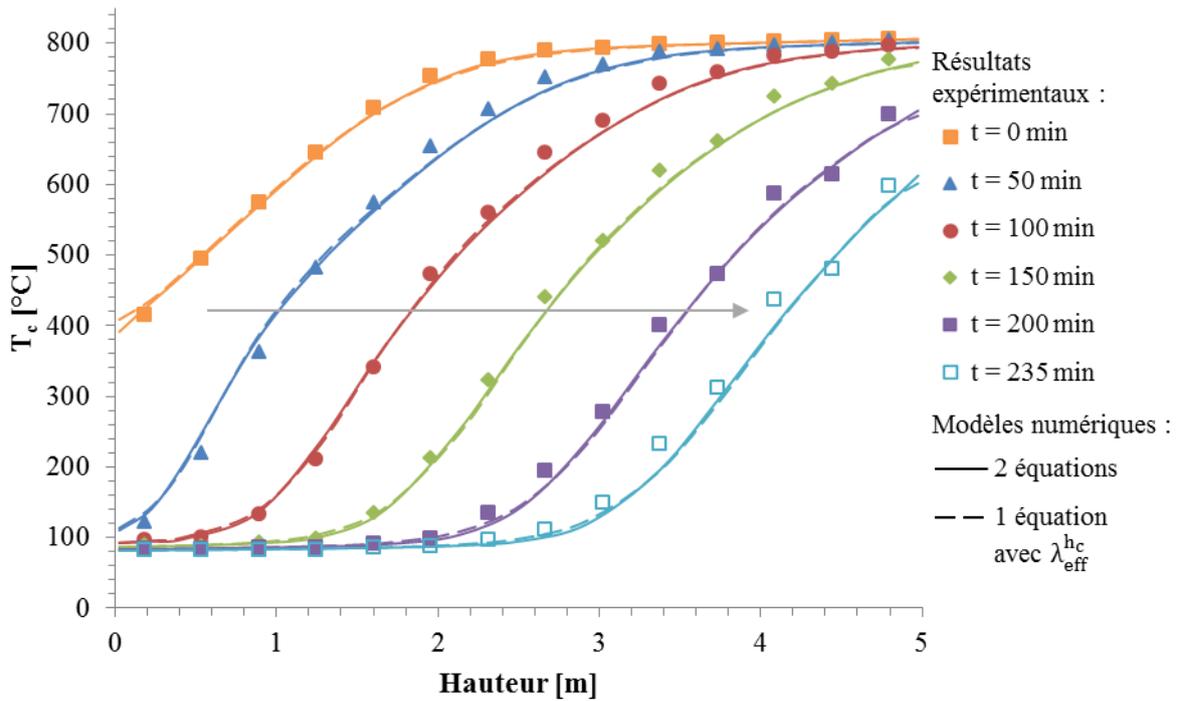


Fig. 83. Profils thermiques expérimentaux et numériques au cours de la décharge du premier cycle stabilisé à bas débit du régénérateur à plaques. Modèle initialisé avec le profil thermique obtenu numériquement à l'issue de la charge précédente (cf. Fig. 82).

Il est également possible de constater l'équivalence quasi-parfaite des températures restituées par le modèle réduit à une équation d'énergie par rapport au modèle de référence à deux équations. Pour les cyclages à haut et bas débit, la réduction du modèle permet d'abaisser le temps de calcul de 28 % environ. Comme illustré en Fig. 84, la validité de la réduction est liée à l'équivalence des dérivées spatiales et temporelles des températures de fluide et de solides (bien que la dérivée temporelle de la température du fluide soit particulièrement bruitée du fait des fluctuations du débit). Sur les différents profils testés, l'écart moyen des dérivées spatiales et temporelles ne dépasse pas respectivement 3,3 % et 5,7 %.

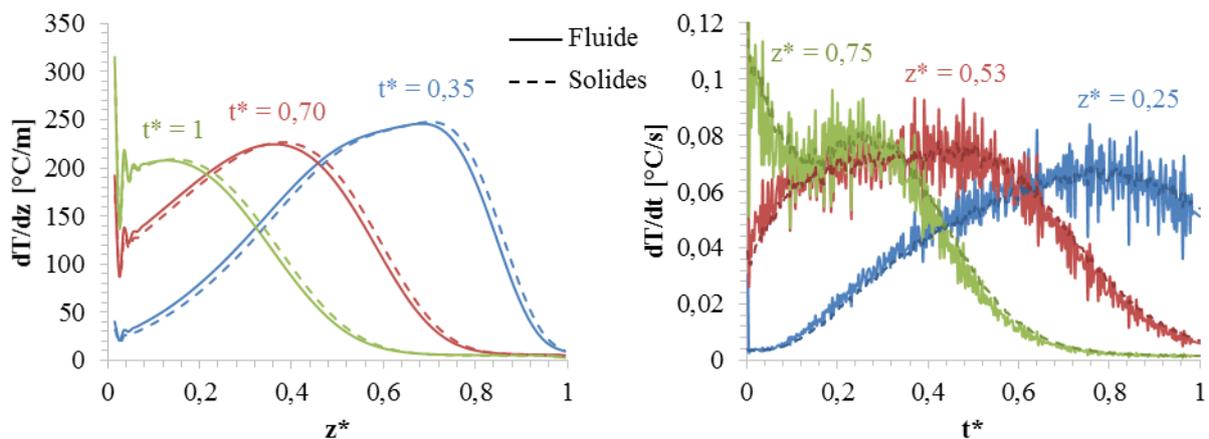


Fig. 84. Dérivées des températures de fluide et de solides lors de la première charge à bas débit du régénérateur à plaques (Fig. 82). Gauche : dérivées spatiales à différents temps de charge. Droite : dérivées temporelles à différentes hauteurs du réservoir.

Le modèle est également en accord avec les observations expérimentales à l'issue d'un cyclage prolongé comme l'atteste la Fig. 85. Celle-ci présente les profils thermiques en fin de

charge et en fin de décharge au cours du cyclage à bas débit (par souci de lisibilité, seul le modèle à deux équations d'énergie est représenté).

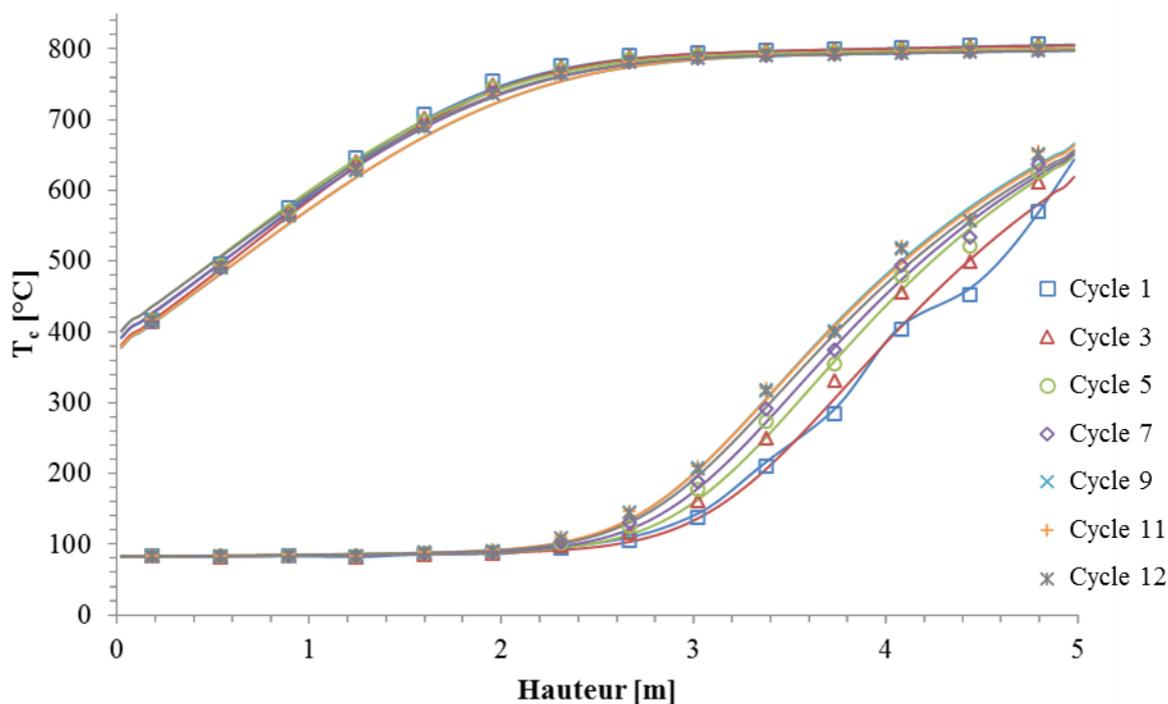


Fig. 85. Profils thermiques de fin de charge et de fin de décharge lors du cyclage thermique à bas débit du régénérateur à plaques. Comparaison des résultats expérimentaux (symboles) et numériques (courbes). Modèle initialisé avec le profil thermique en début de charge du cycle 1.

À aucun moment lors du cyclage numérique les profils thermiques ne sont corrigés : une fois le profil initialisé au début du premier cycle, l'évolution thermique du stockage calculée par le modèle n'est que le fruit des conditions opératoires imposées au système. Or il est possible de constater que le modèle ne diverge pas par rapport aux résultats expérimentaux au cours du cyclage. Il est à même de rendre compte correctement des légères variations dues aux fluctuations des conditions opératoires. Cela est illustré par la Fig. 86 qui montre l'évolution du taux d'utilisation du régénérateur au cours des cycles. Pour chaque cycle, le taux d'utilisation est défini comme l'énergie nette déchargée (calculée à l'aide des profils thermiques) rapportée à la capacité théorique totale du régénérateur. Le fait que les taux d'utilisation expérimentaux et numériques moyens correspondent n'a pas beaucoup de signification, puisque c'est le principe même de la correction des débits. En revanche, le fait que le modèle parvienne à rendre compte des fluctuations observées expérimentalement, alors même que le coefficient de correction de débit est le même pour tous les cycles, montre que le modèle tient correctement compte des phénomènes physiques à l'œuvre.

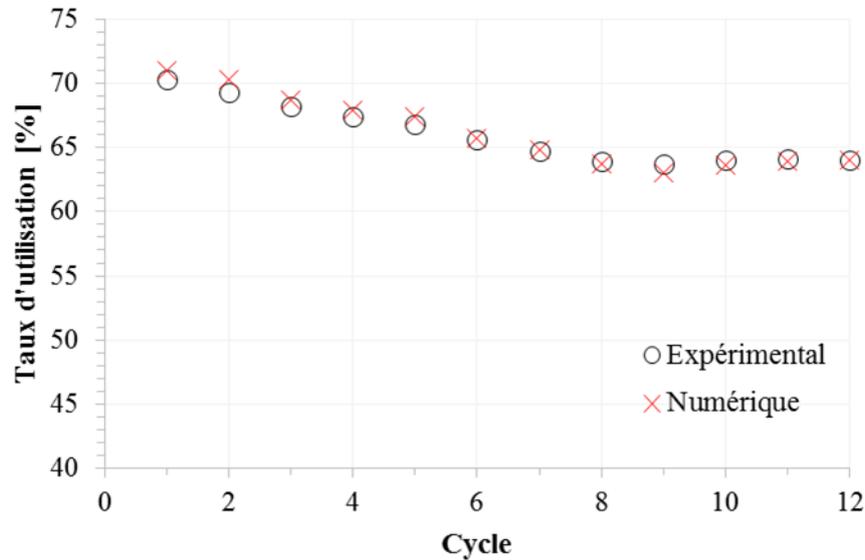


Fig. 86. Évolution du taux d'utilisation au cours des cycles à bas débit sur le régénérateur à plaques.

Un nombre plus important de cycles (28 cycles) avec des fluctuations plus prononcées a été réalisé à haut débit. Le modèle est également à même de restituer le comportement thermique observé durant ces essais et de tenir compte de l'influence des fluctuations des conditions opératoires. Cela est d'autant plus significatif que les fluctuations observées à haut débit entraînent des variations de comportement qui, contrairement à l'essai à bas débit, ne sont pas monotones. Cela est illustré par la Fig. 87 et la Fig. 88.

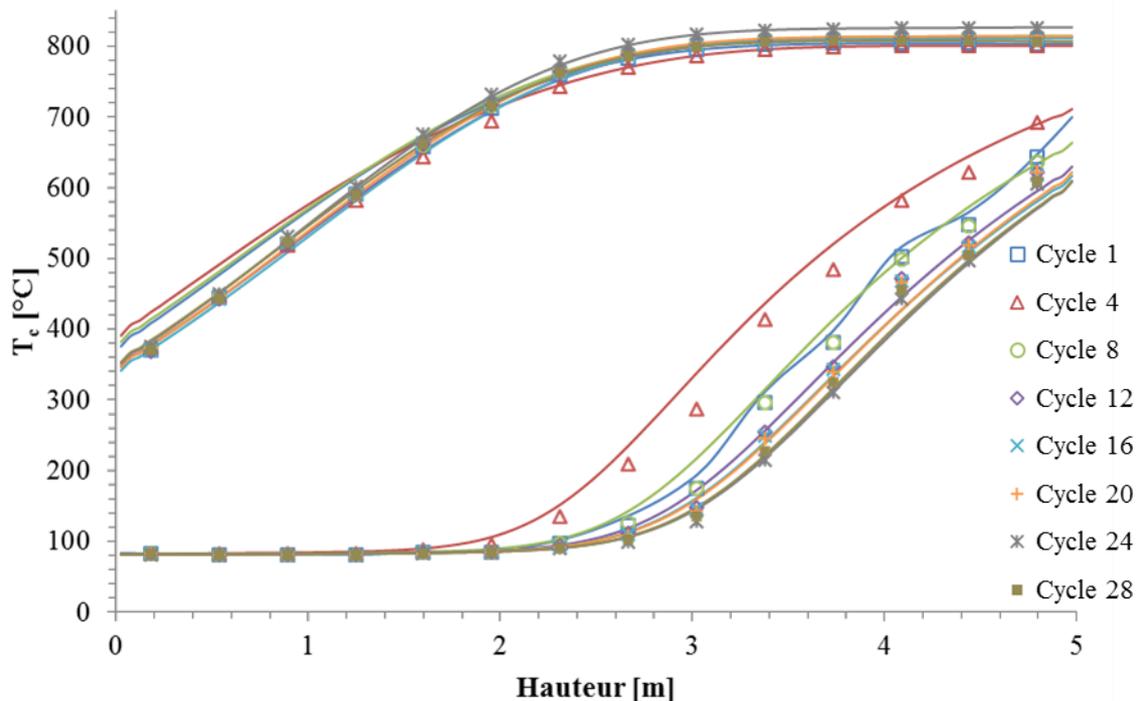


Fig. 87. Profils thermiques de fin de charge et de fin de décharge lors du cyclage thermique à haut débit du régénérateur à plaques. Comparaison des résultats expérimentaux (symboles) et numériques (courbes). Modèle initialisé avec le profil thermique en début de charge du cycle 1.

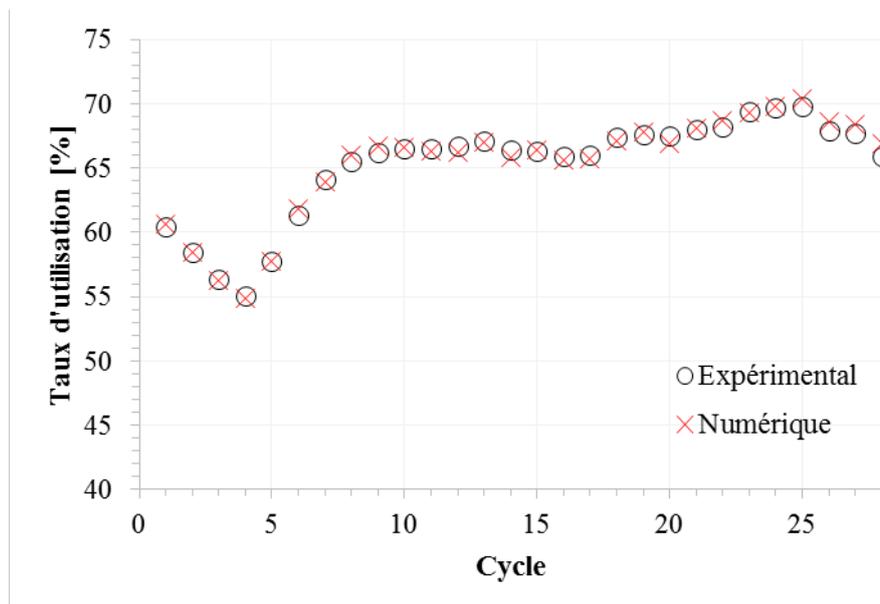


Fig. 88. Évolution du taux d'utilisation au cours des cycles à haut débit sur le régénérateur à plaques de la boucle CLAIRE.

IV.1.1.4. Bilan des modélisations du régénérateur à plaques

L'ensemble de ces résultats montre que le modèle numérique est capable de rendre compte des phénomènes thermiques régissant le comportement d'un système de stockage régénératif gaz/solide de type structuré. Ce type de lit fixe peut donc être modélisé comme un milieu poreux. Par rapport au modèle numérique développé et présenté précédemment, cela nécessite principalement d'adapter la méthode de calcul des coefficients d'échange thermique utilisés par le modèle (coefficient d'échange convectif et conductivité effective).

Une correction du débit mesuré est par ailleurs nécessaire pour obtenir des résultats numériques et expérimentaux concordants. Cette correction semble toutefois fondée au vu des particularités de l'installation (emplacement du débitmètre et présence de fuites) et de l'aptitude du modèle à reproduire les fluctuations expérimentales.

IV.1.2. Régénérateur à graviers

IV.1.2.1. Présentation du régénérateur à graviers

Le second régénérateur de la boucle CLAIRE (désigné sous le terme de « régénérateur à graviers ») est constitué d'un lit de roches basaltiques de 3 m de haut et de 1,09 m de côté (section carrée de 1,188 m²). Le lit fait donc 3,564 m³ et possède une porosité de 0,37. Il est maintenu par un isolant rigide en matériau réfractaire de 4,3 cm d'épaisseur faisant office de paroi interne. Cette paroi permet de protéger mécaniquement l'isolant fibreux (conductivité thermique moyenne de 0,07 W·m⁻¹·K⁻¹) enveloppant le lit sur 36,2 cm d'épaisseur (cf. Fig. 89).

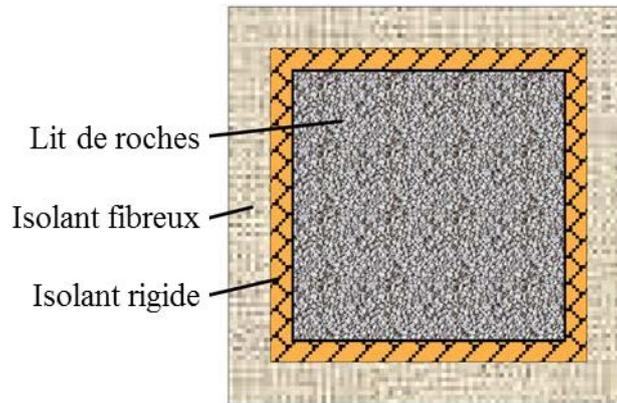


Fig. 89. Schéma de coupe du régénérateur à graviers de la boucle CLAIRE (Desrues, 2011).

La masse volumique des roches a été mesurée par immersion dans un fluide sur un échantillon de plus de 5 kg. La masse volumique moyenne obtenue permet d'estimer le volume d'une roche à partir de sa masse et ainsi d'appliquer l'équation (40) afin de déterminer le diamètre moyen des sphères de même volume. Ce diamètre moyen a été estimé à partir de la pesée individuelle de 180 roches. Par comparaison au diagramme de la Fig. 37, la sphéricité des roches (visibles en Fig. 90) est estimée à 0,7.



Fig. 90. Photographies de l'intérieur du régénérateur à graviers lors des travaux de démantèlement à l'issue de la campagne d'essais.

La capacité théorique totale du régénérateur à graviers calculée entre les températures de fonctionnement (80 °C et 800 °C) est de 830 kWh_{th} (1 087 kWh_{th} si la capacité calorifique de la paroi interne constituée d'isolant rigide est incluse). Le coefficient de pertes thermiques entre l'isolant rigide et l'extérieur est calculé en tenant compte de la résistance thermique de l'isolant fibreux et de la résistance de convection externe (estimée à 0,13 m²·K·W⁻¹). Les résultats de ces mesures et les caractéristiques du régénérateur à graviers sont récapitulées dans le Tableau 16.

Lit fixe	
L [m]	3,0
$l \times l$ [m ²]	$1,09 \times 1,09$
ε	0,37
Roches : Basalte	
x_c	0,63
$D_{eq,v,c}$ [m]	0,0171
Ψ	0,7
ρ_c [kg·m ⁻³]	2950
c_{pc} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	$1,3193 \cdot 10^{-6} \cdot T(^{\circ}\text{C})^3 - 2,3594 \cdot 10^{-3} \cdot T(^{\circ}\text{C})^2 + 1,5697 \cdot T(^{\circ}\text{C}) + 747,166$
λ_c [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	1,5
Paroi interne : Isolant rigide en brique réfractaire (alumine 40 %)	
e_p [m]	0,043
ρ_p [kg·m ⁻³]	2200
c_{pp} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	1000
λ_p [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	$2,9 \cdot 10^{-4} \cdot T(^{\circ}\text{C}) + 1,202$
Pertes thermiques	
$U_{p/\infty}$ [W·m ⁻² ·K ⁻¹]	0,19
T_{∞} [°C]	20

Tableau 16. Caractéristiques du régénérateur à graviers de la boucle CLAIRE.

Des thermocouples (type K classe 1) répartis dans le lit fixe permettent de suivre l'évolution de la température du gaz et des roches lors des essais. Les thermocouples de roche (cf. Fig. 91 (a)) et de gaz (cf. Fig. 91 (b)) sont répartis conformément aux schémas de la Fig. 92. Des grilles sont régulièrement disposées dans le lit de roches de manière à limiter le mouvement des solides lié aux contractions/dilatations thermiques des solides et des parois (la grille située à $z = 2,3$ m est visible en Fig. 90).

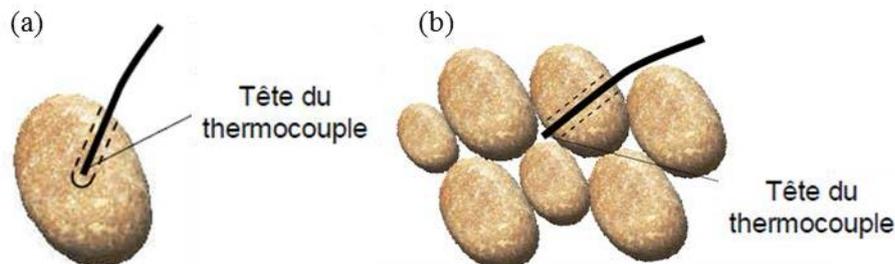


Fig. 91. Schéma d'implantation des thermocouples de roche (a) et de gaz (b) (Desrues, 2011).

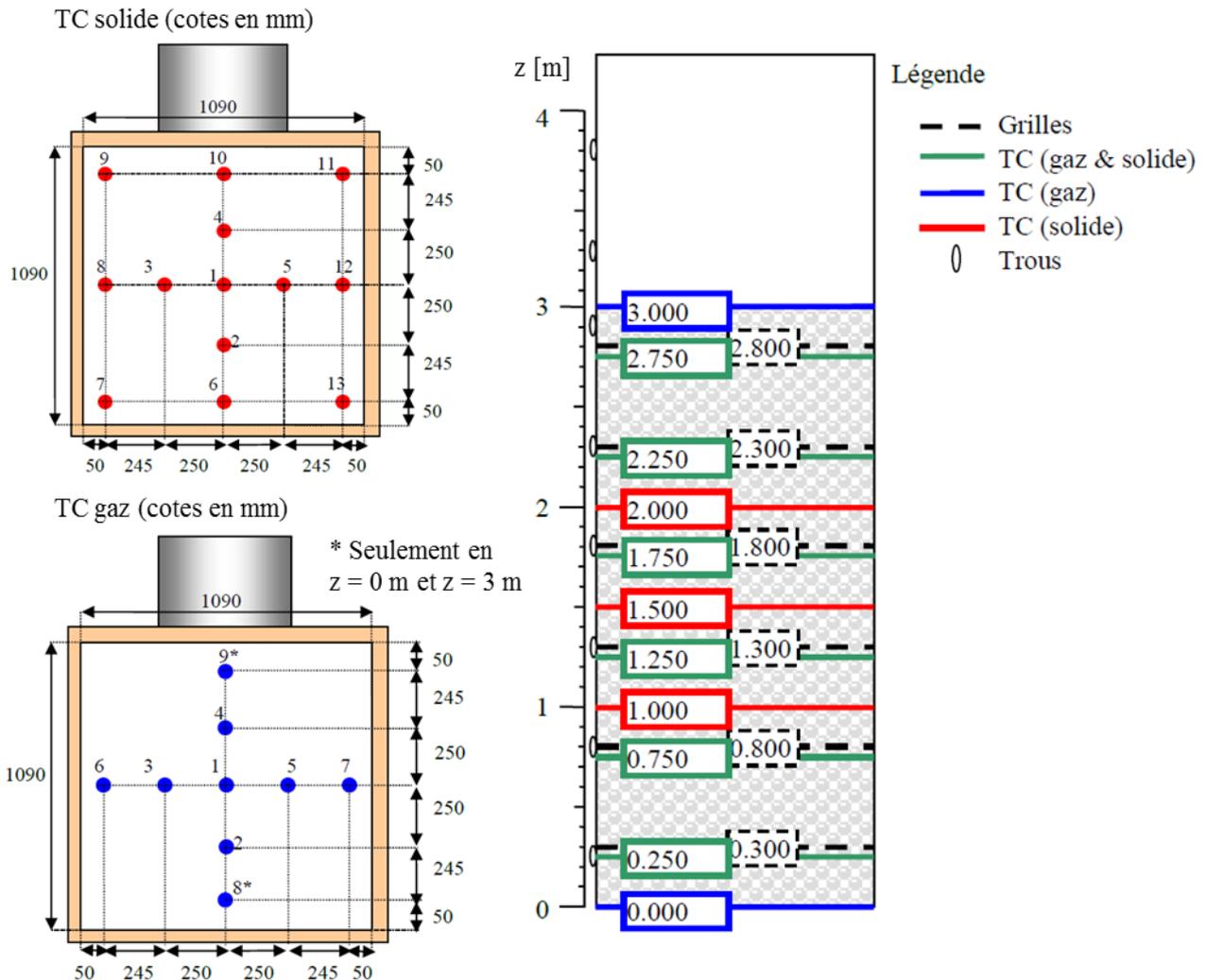


Fig. 92. Répartition transversale (gauche) et longitudinale (droite) des thermocouples de gaz et de solide dans le régénérateur à graviers de la boucle CLAIRE.

IV.1.2.2. Méthode de modélisation du régénérateur à graviers

La modélisation du régénérateur à graviers nécessite de corriger les débits mesurés dans la cheminée selon le même principe que pour le régénérateur à plaques (cf. IV.1.1.2). Les coefficients de correction utilisés sont présentés dans le Tableau 17.

	Charge	Décharge
Bas débit	0,981	0,859
Haut débit	0,947	0,853

Tableau 17. Coefficients correctifs appliqués aux débits mesurés par les sondes de Pitot situées dans la cheminée du régénérateur à graviers.

Le régénérateur à graviers est traité selon une approche monodimensionnelle. Cependant, contrairement au régénérateur à plaques qui possède une température relativement uniforme sur chaque section, le régénérateur à graviers présente des effets de bord particulièrement marqués dans les coins. La Fig. 93 illustre ainsi l'évolution de la température mesurée par les thermocouples de roche disponibles à différentes altitudes. Les températures mesurées dans les coins (positions 9, 7, 11 et 13 sur la Fig. 92) sont tracées en pointillés.

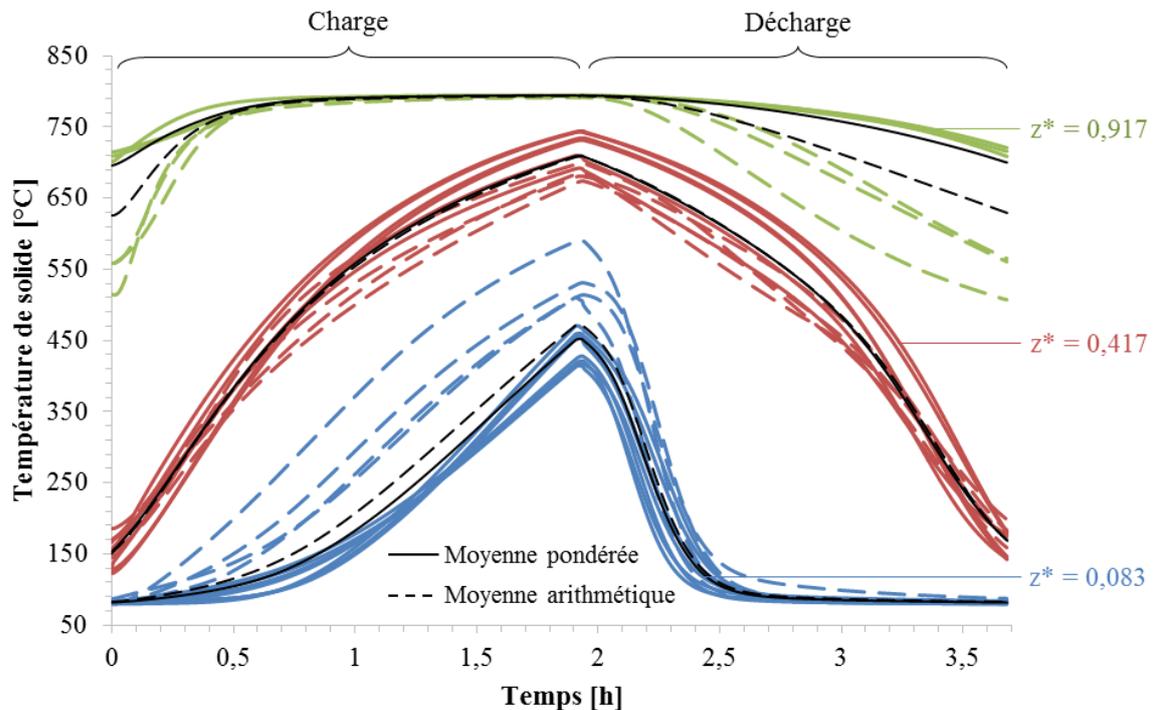


Fig. 93. Température mesurée par l'ensemble des thermocouples de roche disponibles à différentes altitudes du stockage durant une charge puis une décharge à haut débit ($\dot{m} \cong 0,6$ kg/s). Mesures des thermocouples situés dans les coins (positions 9, 7, 11 et 13 sur la Fig. 92) tracées en pointillés. Moyennes (arithmétique ou pondérée) de chaque étage tracées en noir.

Il apparaît nettement que les coins du régénérateur obéissent à une dynamique différente par rapport au reste de la section de passage, notamment aux extrémités du lit de roches. Cela est illustré en Fig. 94 grâce à des coupes thermiques réalisées par interpolation/extrapolation des températures mesurées. Les coins du régénérateur semblent être le siège de passages préférentiels importants. Du fait de l'influence de la paroi, la porosité est probablement plus élevée dans les coins. La perméabilité du lit fixe s'en trouve localement accrue ce qui favorise le passage du gaz à ces endroits. C'est pourquoi, comme le montre la Fig. 94, le front thermique avance plus rapidement dans les coins.

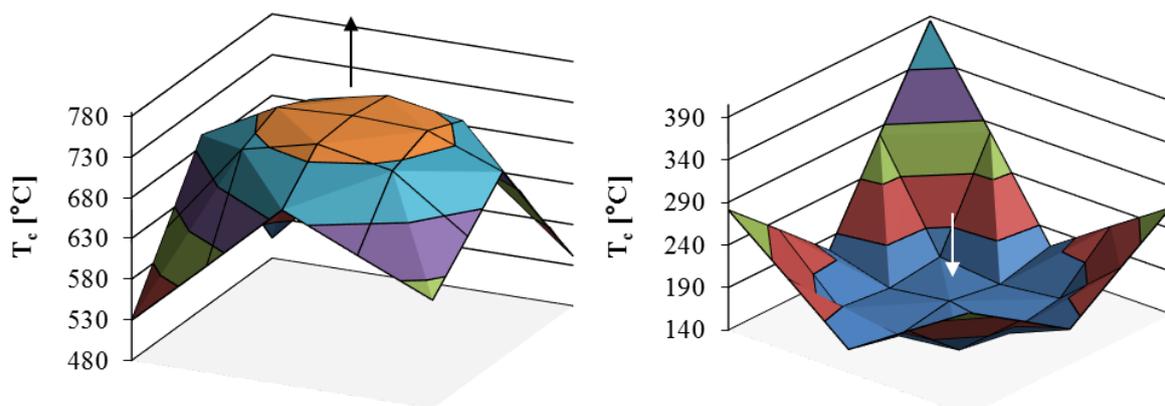


Fig. 94. Coupes thermiques réalisées par interpolation/extrapolation des températures mesurées à haut débit par les thermocouples de roches situés à une même altitude. Gauche : coupe en $z^* = 0,66$ au cours d'une décharge. Droite : coupe en $z^* = 0,083$ au cours d'une charge. Les flèches indiquent le sens de circulation du fluide.

En raison de ces effets de bord, une simple moyenne arithmétique de température est peu représentative et peut être particulièrement trompeuse en fonction du nombre et de la répartition des thermocouples encore disponibles. C'est pourquoi la température monodimensionnelle considérée correspond à une moyenne pondérée par zone : les coins, le centre et la couronne intermédiaire sont traités séparément. Comme le montre la Fig. 94, ces trois zones peuvent être supposées suffisamment homogènes thermiquement pour qu'une moyenne arithmétique y soit pertinente. Les moyennes arithmétiques des trois zones sont ensuite associées via une moyenne pondérée en fonction de l'aire correspondante. Les thermocouples et la proportion de section transverse associés à chacune des trois zones sont illustrés en Fig. 95. Selon les thermocouples disponibles à chaque étage, cette moyenne pondérée peut s'avérer sensiblement différente de la simple moyenne arithmétique (par exemple en $z^* = 0,917$ sur la Fig. 93).

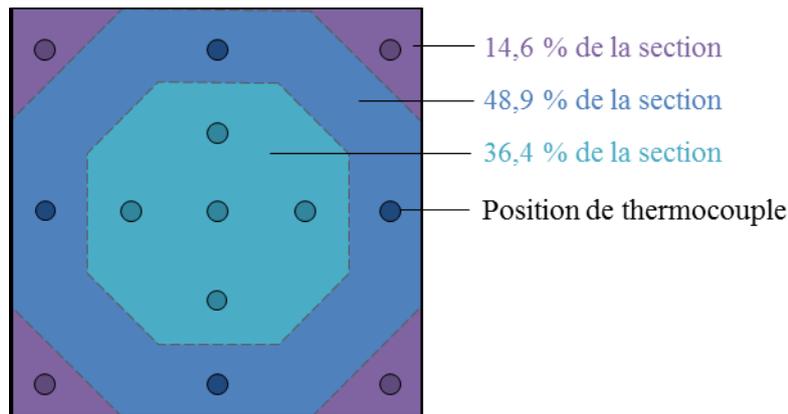


Fig. 95. Délimitation des zones permettant de pondérer la mesure des thermocouples de roche sur la section.

Ainsi calculée, la température moyenne s'approche davantage de la véritable moyenne surfacique de température définie comme l'intégrale surfacique de la température sur la section divisée par l'aire de section totale. Elle permet donc d'appréhender le système de manière monodimensionnelle et est en outre peu affectée par l'absence d'un thermocouple (par exemple un thermocouple défectueux).

Pour la modélisation, la température à l'entrée du lit est estimée grâce à la température moyenne mesurée par les thermocouples de gaz situés aux extrémités du lit ($z = 0$ m et $z = 3$ m, cf. Fig. 92). Dans ce cas, une simple moyenne arithmétique est utilisée.

Dans le modèle, la température des solides et du fluide est initialisée grâce au profil de température moyenne des solides mesuré au début de la charge du premier cycle. En revanche, du fait de ses propriétés physiques, la paroi interne en isolant rigide possède un comportement thermique distinct de l'intérieur du lit. Il n'est donc pas pertinent de l'initialiser avec les mêmes valeurs de température, et il n'existe pas de mesures fiables de la température de paroi. Puisque le premier cycle modélisé correspond à un régime déjà stabilisé, il est nécessaire de connaître le profil thermique stabilisé de la paroi en début de charge. Pour cela, la stabilisation est obtenue numériquement à partir d'un état initial quelconque en répétant autant de fois que nécessaire les conditions opératoires du premier cycle. Le profil thermique de la paroi en début de charge obtenu à l'issue de la stabilisation est alors utilisé comme condition initiale de paroi pour la modélisation des essais.

Pour le régénérateur à graviers, le modèle numérique de référence tel qu'il a été établi et développé est utilisé. En effet, contrairement au régénérateur à plaques qui se distingue par sa géométrie structurée en canaux et qui nécessite par conséquent l'adaptation de certaines corrélations (cf. IV.1.1.2), le régénérateur à graviers est constitué d'un milieu granulaire « classique ». Pour la modélisation, les propriétés physiques des fluides déjà présentées dans le Tableau 15 sont utilisées.

IV.1.2.1. Résultats numériques et expérimentaux du régénérateur à graviers

La charge et la décharge du premier cycle stabilisé réalisé à bas débit sont respectivement présentées en Fig. 96 et en Fig. 97.

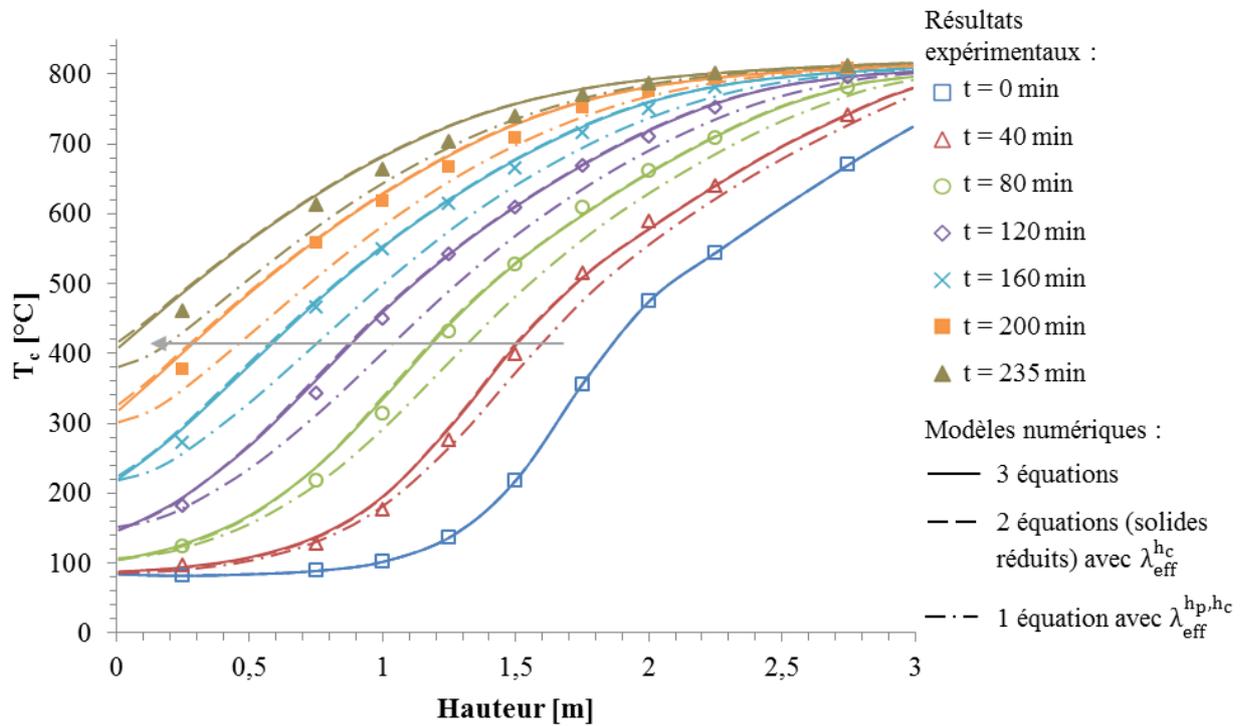


Fig. 96. Profils thermiques expérimentaux et numériques au cours de la charge du premier cycle stabilisé à bas débit du régénérateur à graviers. Température de fluide et de solide initialisée avec le profil thermique de solide en début de charge ($t = 0$ min).

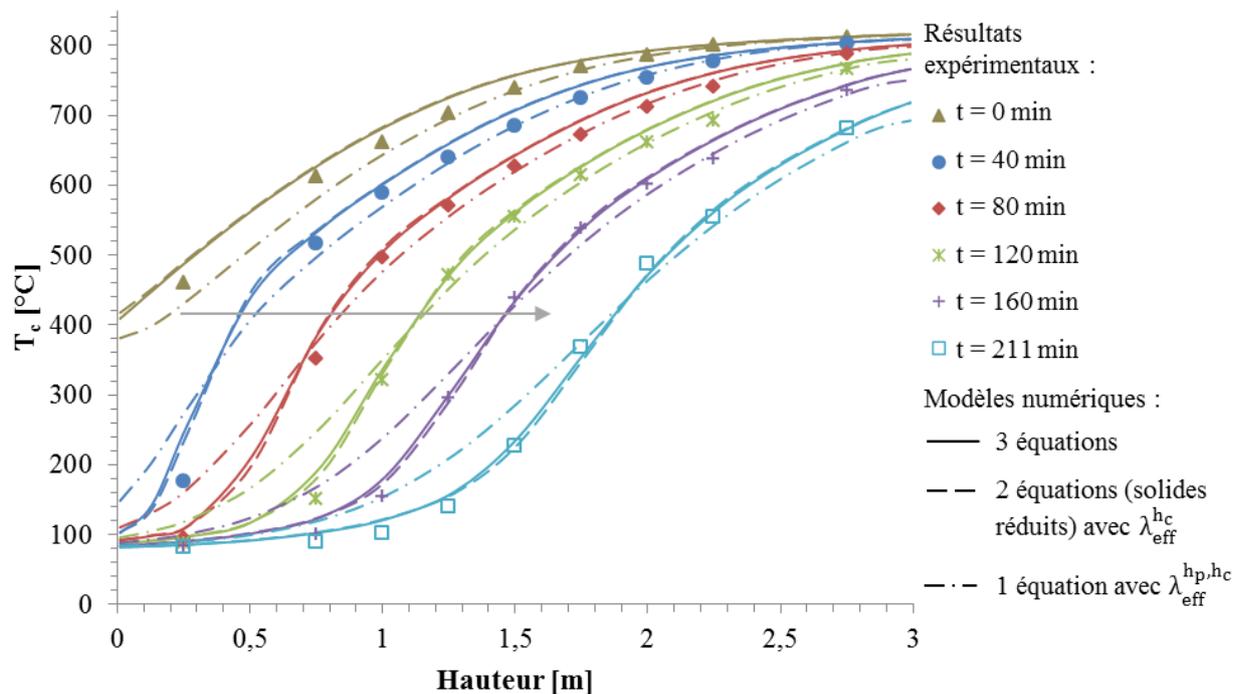


Fig. 97. Profils thermiques expérimentaux et numériques au cours de la décharge du premier cycle stabilisé à bas débit du régénérateur à graviers. Modèle initialisé avec les profils thermiques obtenus numériquement à l'issue de la charge précédente (cf. Fig. 96).

La Fig. 96 et la Fig. 97 montrent que le modèle numérique modélise correctement le comportement thermique observé expérimentalement. De plus, la réduction du modèle à deux équations d'énergie (une équation pour le fluide et les solides, et une équation pour la paroi) montre des résultats presque identiques au modèle à trois équations d'énergie. Le passage de trois à deux équation d'énergie permet ici de réduire le temps de calcul de près de 18 %. La réduction de l'équation de paroi n'est en revanche pas pertinente, car celle-ci possède un comportement thermique bien distinct comme le montre la Fig. 98.

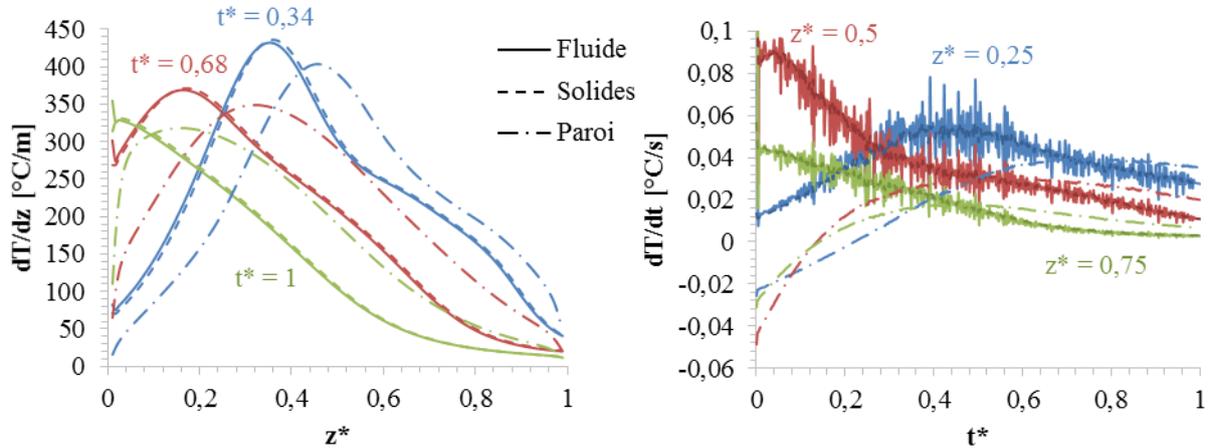


Fig. 98. Dérivées des températures de fluide, de solides et de paroi lors de la première charge à bas débit du régénérateur à graviers (Fig. 96). Gauche : dérivées spatiales à différents temps de charge. Droite : dérivées temporelles à différentes hauteurs du réservoir.

Le modèle parvient également à modéliser le système au cours du cyclage, que ce soit à bas ou haut débit comme l'illustrent les figures ci-après. Sur la Fig. 99 et la Fig. 101, a également été tracée la température de paroi prédite par le modèle numérique. Le nombre de Biot de la paroi calculé grâce au modèle atteint 1,8. La paroi étant modélisée avec un coefficient d'échange effectif tenant compte de sa résistance de conduction interne, la température de paroi correspond à la moyenne sur l'épaisseur. Du fait de sa faible conductivité, la paroi ne suit pas toute l'amplitude thermique des cycles sur l'intégralité de son épaisseur. Cela explique pourquoi en fin de charge et en fin de décharge les profils de température moyenne de paroi sont beaucoup plus rapprochés que ne le sont les profils de température des solides et du fluide. Cela illustre également pourquoi l'initialisation de la température de paroi nécessite de procéder numériquement (cf. IV.1.2.2).

Comme pour le régénérateur à plaques, la Fig. 100 et la Fig. 102 montrent que le modèle parvient à tenir compte de l'influence des fluctuations des conditions opératoires. Ici, le taux d'utilisation (calculé avec les profils de température) ne tient pas compte de la paroi : il correspond à l'énergie du lit fixe rapportée à la capacité théorique totale du lit fixe. La température des parois n'étant pas mesurée sur l'installation, il ne serait en effet pas possible de calculer un taux d'utilisation expérimental si la paroi était prise en compte dans le calcul.

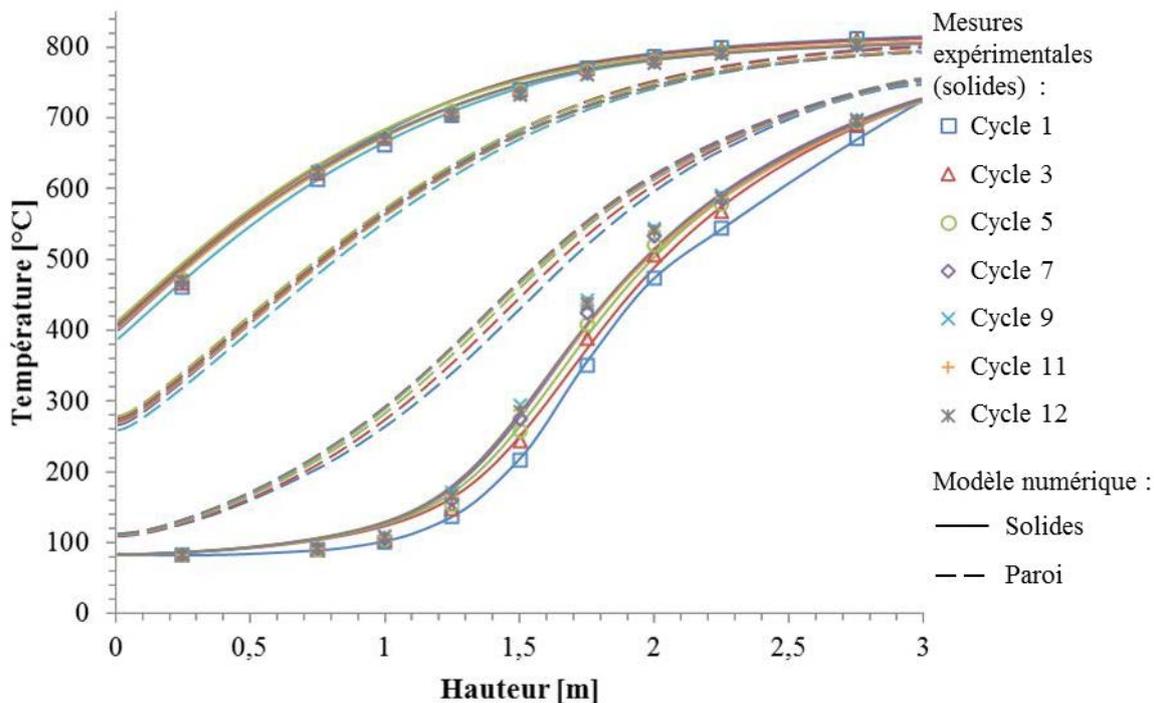


Fig. 99. Profils thermiques de fin de charge et de fin de décharge lors du cyclage thermique à bas débit du régénérateur à graviers.

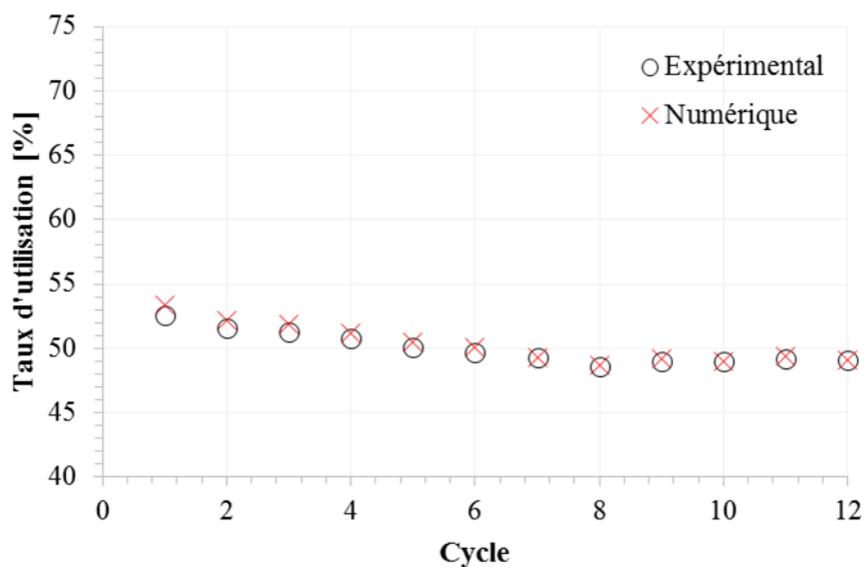


Fig. 100. Évolution du taux d'utilisation (calculé sans la contribution de la paroi) au cours des cycles à bas débit sur le régénérateur à graviers.

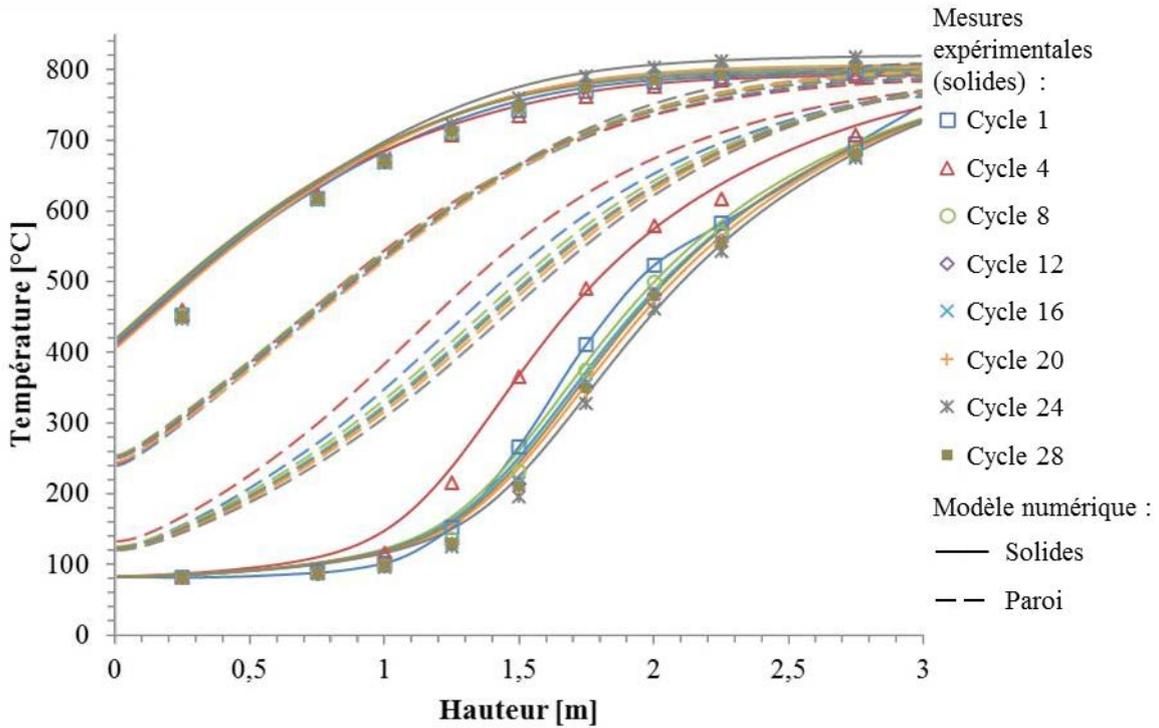


Fig. 101. Profils thermiques de fin de charge et de fin de décharge lors du cyclage thermique à haut débit du régénérateur à graviers.

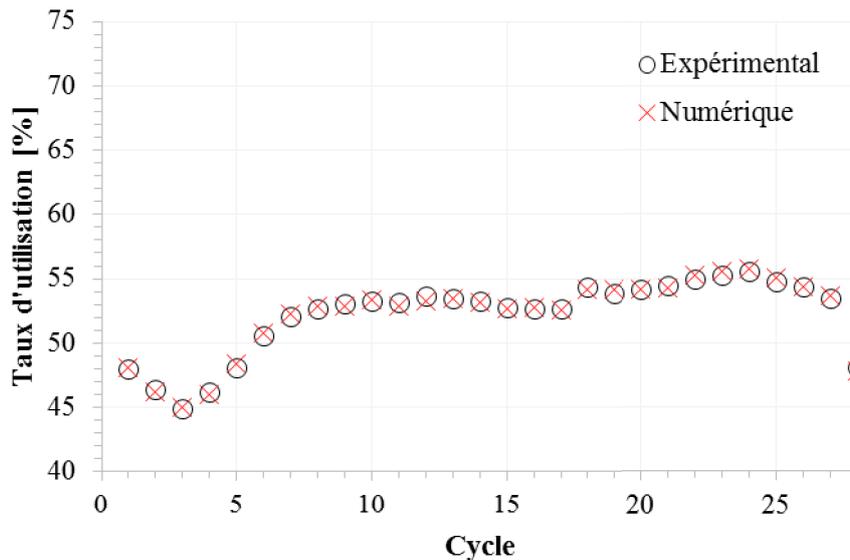


Fig. 102. Évolution du taux d'utilisation (calculé sans la contribution de la paroi interne) au cours des cycles à haut débit sur le régénérateur à graviers.

IV.1.2.2. Bilan des modélisations du régénérateur à graviers

Il est donc possible de modéliser de manière monodimensionnelle un système présentant des effets de bords relativement importants. Seul le comportement moyen sur la section est alors modélisé. C'est donc ce comportement moyen qui doit faire l'objet d'une comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux. Lors du post-traitement des résultats expérimentaux, cela nécessite par conséquent de calculer une température moyenne la plus proche possible de la véritable moyenne surfacique à chaque altitude. Dans le cas du

régénérateur à graviers, cela est réalisé au moyen d'une température moyenne pondérée par zones (cf. Fig. 95).

D'autre part, les modélisations du régénérateur à graviers confortent la méthode de modélisation de la paroi des régénérateurs fondée sur la corrélation de Dixon, DiCostanzo et Soucy, 1984, couplée à l'approche thermiquement mince étendue. Bien que les parois du régénérateur à graviers possèdent une résistance de conduction interne relativement importante (nombre de Biot atteignant 1,8), l'utilisation d'un coefficient d'échange effectif entre le fluide et la paroi permet d'aboutir à des résultats numériques et expérimentaux concordants. Cela est d'autant plus significatif que la paroi représente potentiellement près de 24 % de la capacité théorique totale du régénérateur à graviers.

IV.2. Étude expérimentale d'un système huile/roche : la boucle STONE

IV.2.1. Présentation de la boucle STONE

L'installation STONE, conçue et étudiée par Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014, a déjà été évoquée dans l'étude bibliographique (cf. Tableau 1). Il s'agit d'une boucle expérimentale visant à étudier le comportement d'un système de stockage régénératif fonctionnant avec de l'huile thermique (Therminol[®] 66) et constitué d'un lit de roches (quartzite) et de sable (silice). Des photographies du système de stockage sont présentées en Fig. 103. Le réservoir est raccordé à une chaudière électrique et à des aéroréfrigérants permettant respectivement de charger et de décharger thermiquement le système avec une température et un débit contrôlés (Fig. 104). L'installation est conçue pour monter jusqu'à 300 °C. En pratique, les essais ne sont toutefois pas réalisés au-delà de 250 °C afin de limiter le vieillissement de l'huile thermique.

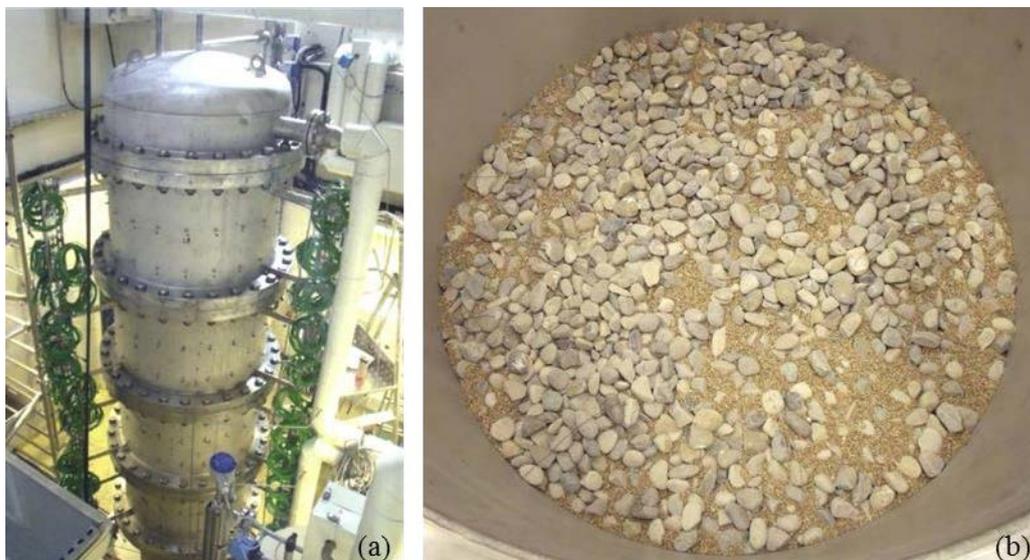


Fig. 103. Photographies du système de stockage de la boucle STONE. (a) Réservoir vu de dessus avant isolation thermique. (b) Remplissage du réservoir (lit de roches et de sable).

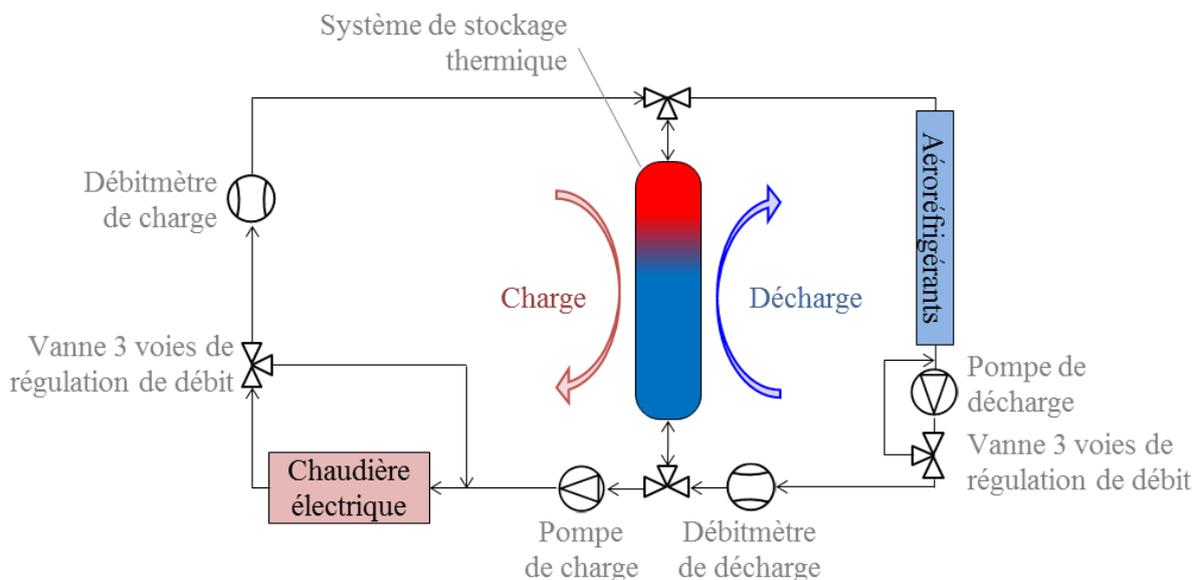


Fig. 104. Schéma de principe de la boucle expérimentale STONE.

Le réservoir de stockage contenant le lit fixe est constitué de quatre viroles et de deux fonds bombés en acier inoxydable solidarisés par des brides (visibles en Fig. 103). La paroi métallique fait 5 mm d'épaisseur tandis que les brides font 70 mm de haut et 115 mm d'épaisseur. Du fait de leur épaisseur, les brides ont une telle inertie qu'elles sont supposées ne pas avoir le temps d'interagir thermiquement avec le stockage au cours des cycles. De plus, elles sont très localisées. Ainsi, seuls les 5 mm de paroi sont pris en compte dans le modèle.

Le lit fixe est constitué de 80 % de roche et de 20 % de sable en fraction massique. Sachant que les masses volumiques de la roche et du sable sont équivalentes, il en est de même des fractions volumiques. La porosité du lit fixe calculée grâce à la quantité d'huile utilisée lors du remplissage du réservoir est de 0,27.

D'après les documents du fournisseur, les grains de sable ont un diamètre moyen de 2,5 mm et leur masse volumique est de l'ordre de $2600 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. La masse volumique des roches a été calculée par immersion avec un échantillon de plus de 5 kg : la valeur moyenne obtenue est de $2595 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Cette valeur est retenue pour les roches et le sable. En pesant une roche, il est possible d'estimer son volume grâce à la masse volumique moyenne calculée précédemment. Cela permet d'appliquer l'équation (40) et de calculer le diamètre de sphère de volume équivalent. Grâce à la pesée individuelle de 150 roches, le diamètre moyen ainsi calculé est de 26,2 mm. Par comparaison au diagramme reproduit en Fig. 37, la sphéricité des roches (visibles en Fig. 103) est estimée à 0,8. Les grains de sable sont quant à eux supposés sphériques.

La capacité calorifique des roches et du sable en fonction de la température a été mesurée en laboratoire. Une corrélation a été établie par régression des mesures obtenues. D'après la littérature, la conductivité thermique des roches de quartzite est de $5,5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ (Hoffmann, 2015). Une conductivité identique est considérée pour le sable. Le récapitulatif des paramètres du système de stockage est présenté en Tableau 18.

Caractéristiques du système de stockage de la boucle STONE	
Lit fixe	
L [m]	3,0
D _i [m]	1,0
Fluide : Therminol® 66	
ε	0,27
ρ _f [kg·m ⁻³]	$-0,000321 \cdot T(^{\circ}\text{C})^2 - 0,614254 \cdot T(^{\circ}\text{C}) + 1020,62$
c _{pf} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	$8,970785 \cdot 10^{-4} \cdot T(^{\circ}\text{C})^2 + 3,313 \cdot T(^{\circ}\text{C}) + 1496,005$
λ _f [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	$-1,5 \cdot 10^{-7} \cdot T(^{\circ}\text{C})^2 - 3,3 \cdot 10^{-5} \cdot T(^{\circ}\text{C}) + 0,118294$
v _f [m ² ·s ⁻¹]	$\exp[586,375/(T(^{\circ}\text{C}) + 62,5) - 2,2809] \cdot 10^{-6}$
Roches : Quartzite	
x _c	0,584
D _{eq,v,c} [m]	0,0262
Ψ	0,8
ρ _c [kg·m ⁻³]	2595
c _{pc} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	$0,8841 \cdot T(^{\circ}\text{C}) + 795,9$
λ _c [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	5,5
Sable : Silice	
x _s	0,146
D _s [m]	0,0025
ρ _s [kg·m ⁻³]	2595
c _{ps} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	$0,8841 \cdot T(^{\circ}\text{C}) + 795,9$
λ _s [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	5,5
Paroi : Acier inoxydable AISI 316L	
e _p [m]	0,005 (virole sans les brides)
ρ _p [kg·m ⁻³]	7900
c _{pp} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	$8 \cdot 10^{-7} \cdot T(^{\circ}\text{C})^3 - 0,0011 \cdot T(^{\circ}\text{C})^2 + 0,6136 \cdot T(^{\circ}\text{C}) + 440,11$
λ _p [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	$0,0125 \cdot T(^{\circ}\text{C}) + 11,0$

Tableau 18. Récapitulatif des caractéristiques du système de stockage de la boucle STONE.

Le lit fixe est instrumenté à l'aide d'environ 250 thermocouples de type K étalonnés sur la gamme 0-350 °C à ±2 °C près. Certains sont placés dans le lit et baignent dans le fluide, tandis que d'autres sont insérés au centre de roches qui ont été forées puis colmatées à l'aide de ciment thermique. Les thermocouples sont répartis longitudinalement et radialement dans le réservoir sur 12 niveaux différents (cf. Fig. 105). Certains thermocouples (environ 15 %) n'ayant pas résisté aux sollicitations thermomécaniques du lit de roches ne sont cependant plus disponibles, surtout sur les deux niveaux du bas.

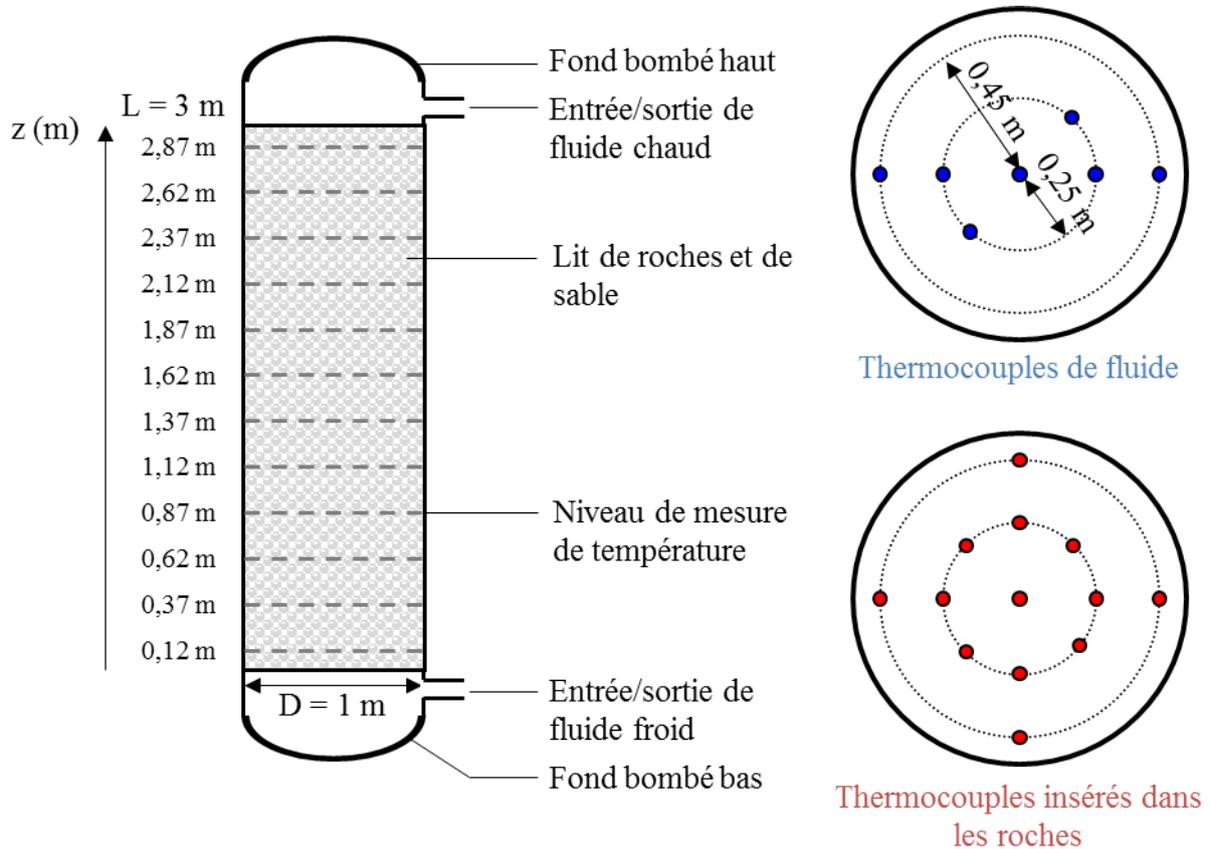


Fig. 105. Schéma de l'instrumentation du système de stockage de la boucle STONE.

Dans le réservoir, le fluide circule de haut en bas en charge et de bas en haut en décharge. Le fluide est distribué dans le lit par l'intermédiaire de fonds bombés dans lesquels le fluide est injecté/extrait par une canalisation latérale. Le fonctionnement de la boucle est asservi à un logiciel de régulation permettant de réaliser des cycles consécutifs de charge/décharge. Les débits de charge et de décharge (mesurés à $\pm 1\%$) sont régulés à l'aide de vannes 3 voies de recirculation (cf. Fig. 104). La chaudière (d'une puissance maximale de 115 kW) et les aéroréfrigérants sont régulés par des thermocouples étalonnés à $\pm 1\text{ }^\circ\text{C}$ près situés dans les canalisations d'entrée/sortie du réservoir.

Grâce au logiciel de régulation, il est possible de programmer chaque charge/décharge, soit en définissant sa durée, soit en spécifiant un critère de température. En effet, sur les premier et dernier niveaux de mesure de température du lit ($z = 0,12\text{ m}$ et $z = 2,87\text{ m}$), deux des thermocouples de roche situés sur le premier rayon de mesure ($r = 0,25\text{ m}$) sont mobilisés pour renseigner le logiciel de régulation. Une charge régulée en température est arrêtée dès que la moyenne des deux thermocouples de régulation du bas ($z = 0,12\text{ m}$) dépasse la consigne. Réciproquement, une décharge régulée en température est arrêtée dès que la moyenne des deux thermocouples de régulation du haut ($z = 2,87\text{ m}$) est inférieure à la consigne fixée. La méthode de régulation en température s'apparente donc à ce qui est communément envisagé pour des systèmes de stockage thermique régénératif en condition d'exploitation industrielle, c'est-à-dire que la charge/décharge n'est prolongée que tant que les niveaux de température répondent à certaines exigences.

IV.2.2. Hétérogénéités thermiques et répétabilité

Telle qu'elle est mise en œuvre sur la boucle STONE, cette méthode de pilotage soulève la question de la représentativité de la température mesurée par les thermocouples de régulation par rapport à l'ensemble de la section du réservoir, et plus largement de l'homogénéité

transversale de température (autrement dit du caractère monodimensionnel du système de stockage). À relativement faible vitesse de fluide ($u \cong 1,5$ mm/s) et haute température (100 °C / 250 °C), le caractère essentiellement monodimensionnel du système de stockage a déjà été démontré par Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014. Comme l'illustre la Fig. 106, bien que la température ne soit pas parfaitement uniforme sur chaque section, au global, le système a également un comportement monodimensionnel aux vitesses maximales de fluide atteignables par l'installation ($u_{max} \cong 4,0$ mm/s en charge et $u_{max} \cong 3,4$ mm/s en décharge).

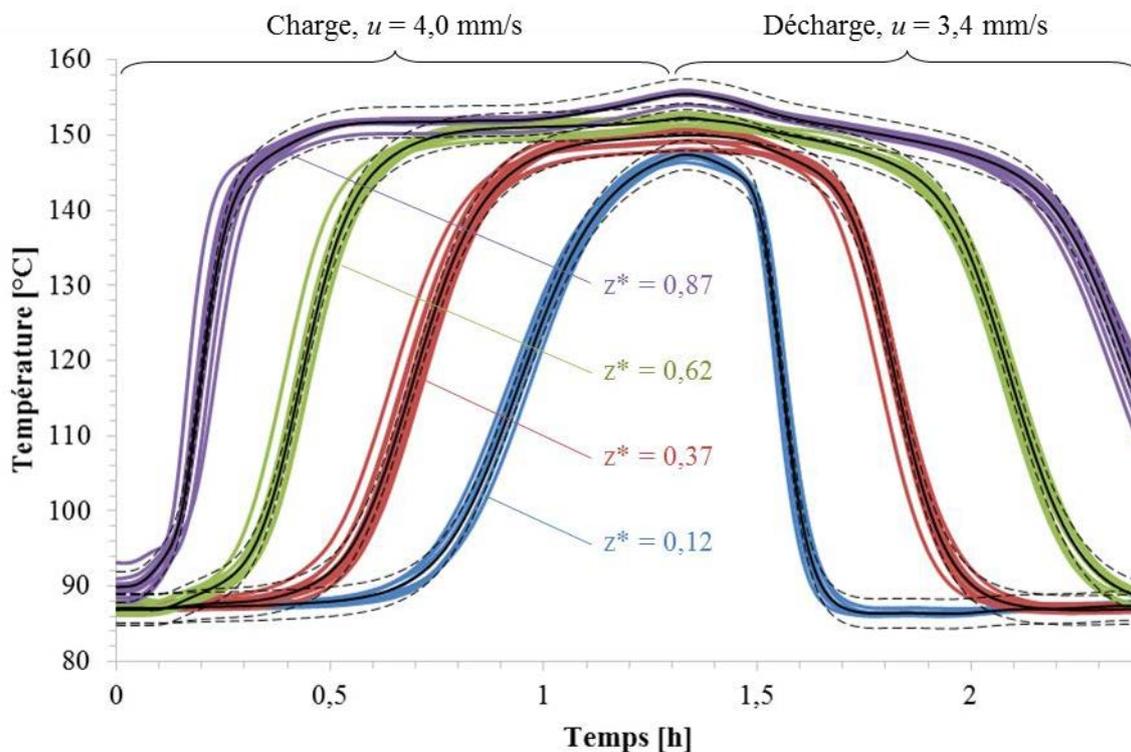


Fig. 106. Température mesurée par l'ensemble des thermocouples de roche disponibles à différentes altitudes du stockage durant une charge puis une décharge réalisées respectivement avec une vitesse de fluide d'environ 4,0 mm/s et 3,4 mm/s. Moyenne arithmétique des mesures de température par niveaux tracée en noir et enveloppée de la marge d'incertitude (± 2 °C) en pointillés.

Comme l'illustre la Fig. 106, la dispersion des mesures de température n'est significativement supérieure à l'incertitude qu'en phase transitoire, c'est-à-dire au passage du front thermique. Cela signifie que la dispersion est principalement liée à des effets de distribution du fluide dans les fonds bombés et/ou à des hétérogénéités de perméabilité hydraulique dans le lit fixe (passages préférentiels).

Il n'existe pas de corrélation claire entre la position des points de mesure et les écarts de température observés sur la section. La dispersion semble aléatoire, si bien qu'il n'est a priori pas possible de parler d'effet de bord. Étant donné que les thermocouples (d'huile et de roche) sont répartis de façon relativement homogène sur chaque section, il paraît pertinent d'étudier le comportement monodimensionnel du stockage à l'aide de la moyenne arithmétique de la température mesurée par l'ensemble des thermocouples sur chaque section (tracée en ligne noire continue sur la Fig. 106).

De manière plus générale, il est possible d'appréhender l'état énergétique du stockage à l'aide d'une température moyenne enthalpique T_{enth} . Celle-ci est définie comme la température moyenne pondérée par la capacité calorifique volumique partielle de chaque phase (fluide, roches, sable). En pratique, pour chaque niveau de mesure, la température moyenne des roches \bar{T}_c est obtenue en faisant la moyenne arithmétique de tous les thermocouples de roche

disponibles. La température moyenne du fluide \bar{T}_f est définie de la même manière avec tous les thermocouples de fluide disponibles et le sable est supposé à la même température que le fluide. La température moyenne enthalpique est alors définie d'après l'équation (157). Associée à la capacité calorifique volumique effective du système de stockage, cette température permet de calculer l'enthalpie globale du système (parois mises en à part).

$$T_{\text{enth}} = \frac{\varepsilon \cdot \rho_f(\bar{T}_f) \cdot H_f(\bar{T}_f) + x_s \cdot \rho_s \cdot H_s(\bar{T}_f) + x_c \cdot \rho_c \cdot H_c(\bar{T}_c)}{\varepsilon \cdot \rho_f(\bar{T}_f) \cdot \bar{c}_{p_f}(\bar{T}_f) + x_s \cdot \rho_s \cdot \bar{c}_{p_s}(\bar{T}_f) + x_c \cdot \rho_c \cdot \bar{c}_{p_c}(\bar{T}_c)} \quad (157)$$

Il est possible de caractériser les hétérogénéités thermiques à l'aide de l'écart-type maximal entre les thermocouples de roche de chaque section (ceux de roche et non de fluide, car ils sont plus nombreux et mieux répartis). L'écart-type maximal est atteint lors du passage du front thermique et permet de caractériser les passages préférentiels (l'inertie propre des roches instrumentées intervient également, mais elles furent choisies de manière à être de tailles et de formes similaires). L'écart-type peut être adimensionné en le rapportant à la différence entre la température chaude et la température froide du cycle. Du fait des invariances par translation et par dilation de l'écart-type, cela revient à calculer un écart-type de température adimensionnelle. L'écart-type adimensionnel permet de comparer les hétérogénéités thermiques observées lors d'essais réalisés avec des écarts de température différents : il est par exemple possible de comparer les écarts-types adimensionnels d'un essai réalisé entre 100 °C et 150 °C avec ceux d'un essai entre 100 °C et 250 °C.

La comparaison des écarts-types adimensionnels maximaux obtenus au cours de différents essais réalisés entre 100 °C et 250 °C tend à montrer que les hétérogénéités thermiques croissent avec la vitesse du fluide (cf. Fig. 107). Cette tendance est en revanche beaucoup moins évidente sur les essais réalisés entre 85 °C et 150 °C (cf. Fig. 108). Le niveau de température n'a quant à lui pas d'influence claire sur la dispersion thermique, même si des températures élevées semblent favoriser l'homogénéité thermique en charge (cf. Fig. 109). Ces tendances sont toutefois peu significatives au vu des incertitudes de mesure (± 2 °C).

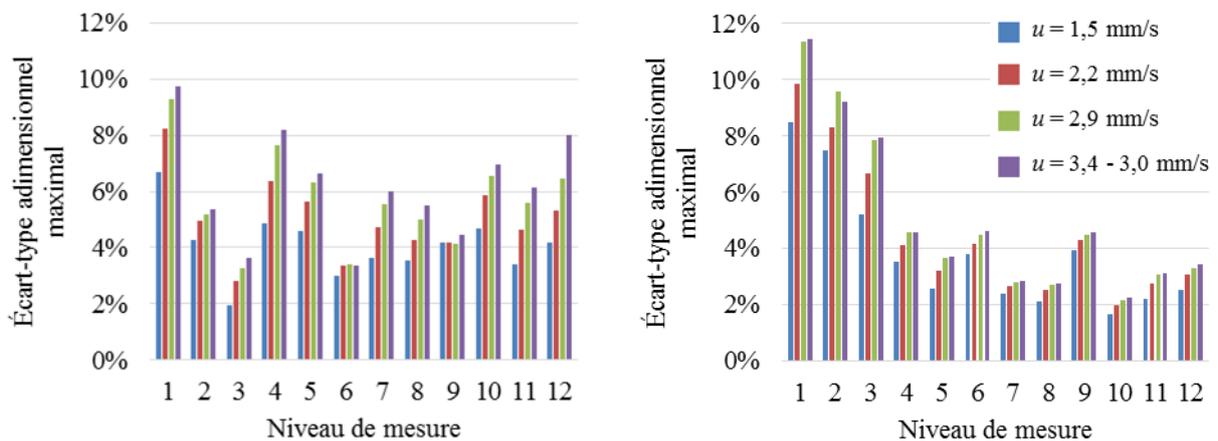


Fig. 107. Dispersion des températures de roche lors de charges (gauche) et de décharges (droite) entre 100 °C et 250 °C à différentes vitesses de fluide.

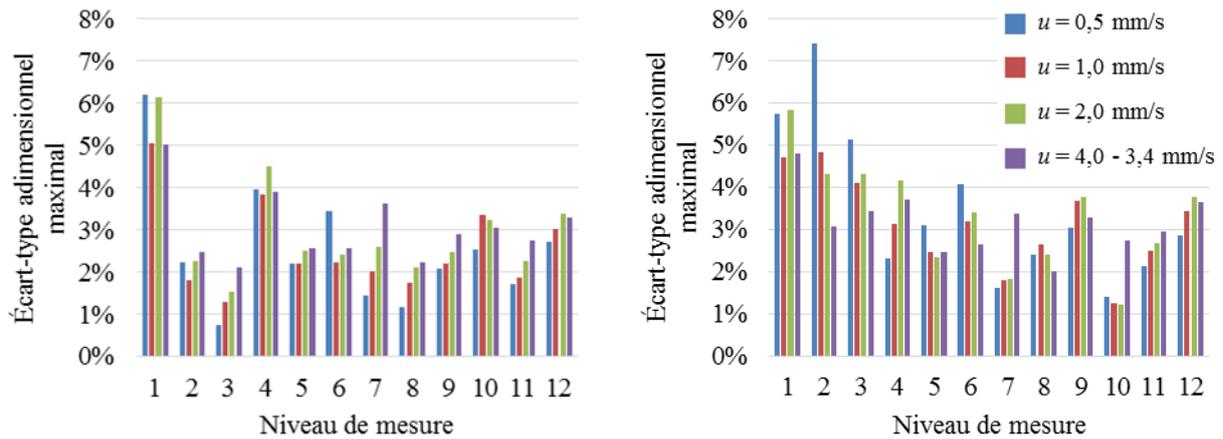


Fig. 108. Dispersion des températures de roche lors de charges (gauche) et de décharges (droite) entre 85 °C et 150 °C à différentes vitesses de fluide.

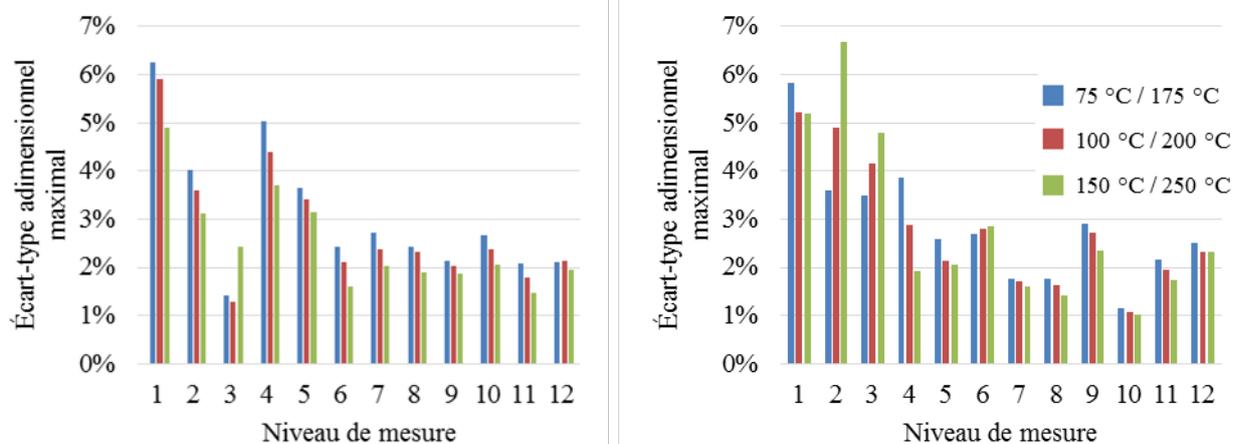


Fig. 109. Dispersion des températures de roche lors de charges (gauche) et de décharges (droite) à 1,25 mm/s de vitesse de fluide à différents niveaux de température.

Pour le niveau 12 ($z = 2,87$ m), l'écart-type maximal dépasse rarement 5 %, ce qui signifie que les passages préférentiels sont limités. Dans les faits, en fin de décharge, la température moyenne calculée à l'aide de l'ensemble des thermocouples de roche disponibles sur la section du haut s'avère équivalente à l'incertitude près à la consigne de température fixée pour la fin de décharge, et ce, quelles que soient les conditions opératoires. Cela permet de conclure que la moyenne mesurée par les deux thermocouples de régulation du haut est représentative de la moyenne de température de l'ensemble de la section.

Le niveau 1 ($z = 0,12$ m) est en revanche plus problématique, car l'écart-type est relativement important et peut dépasser 10 % (cf. Fig. 107), ce qui signifie que les passages préférentiels sont significatifs. De plus, il reste peu de thermocouples disponibles sur ce niveau : outre les deux thermocouples de régulation dont le signal, non dédoublé, est inaccessible (car monopolisé par le logiciel de régulation), il ne reste que cinq thermocouples de roche et trois thermocouples de fluide encore opérationnels, et qui plus est, assez mal répartis (cf. Fig. 110).

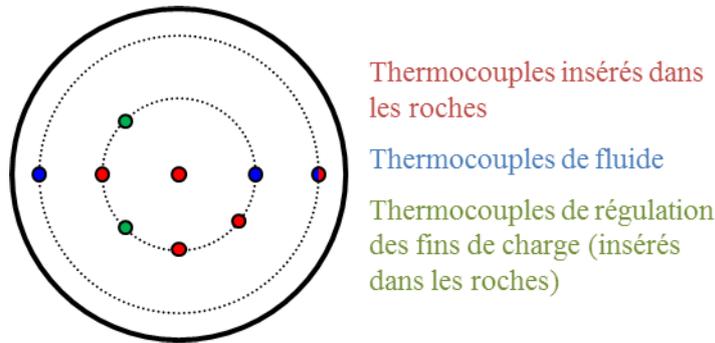


Fig. 110. Thermocouples encore disponibles au premier niveau de mesure ($z = 0,12$ m).

Par conséquent, les deux thermocouples de régulation et les autres thermocouples restants (trop peu nombreux et mal répartis) ne sont probablement pas représentatifs de la température moyenne de l'ensemble de la première section de mesure ($z = 0,12$ m). Ces deux moyennes sont d'ailleurs parfois relativement différentes l'une de l'autre, si bien que la température moyenne calculée en fin de charge avec les thermocouples de roche disponibles correspond rarement à la température de consigne. Puisque cette différence dépend des passages préférentiels, elle est plus ou moins importante selon les conditions opératoires (débits, niveaux de température, écarts de température, etc.) et de l'état d'avancement du front thermique. Il est donc parfois difficile de respecter la condition de fin de charge voulue. Le seul moyen de pallier ce phénomène pour obtenir des essais répétables et comparables quelles que soient les conditions opératoires, est de corriger empiriquement la consigne de température renseignée dans le logiciel de régulation pour les fins de charge. Cette correction empirique, qui, exprimée en température adimensionnelle, peut atteindre près de 10 %, est d'autant plus importante que la vitesse de fluide est élevée, ce qui corrobore la thèse d'après laquelle les passages préférentiels sont accrus à fort débit. Une fois établie pour des conditions opératoires données, la correction empirique est fixe. En effet, des essais réalisés dans des conditions opératoires identiques conduisent à des résultats répétables (cf. Fig. 111). Cela laisse supposer d'une part que les passages préférentiels évoluent peu dans le temps, et d'autre part qu'ils ne provoquent pas un comportement chaotique.

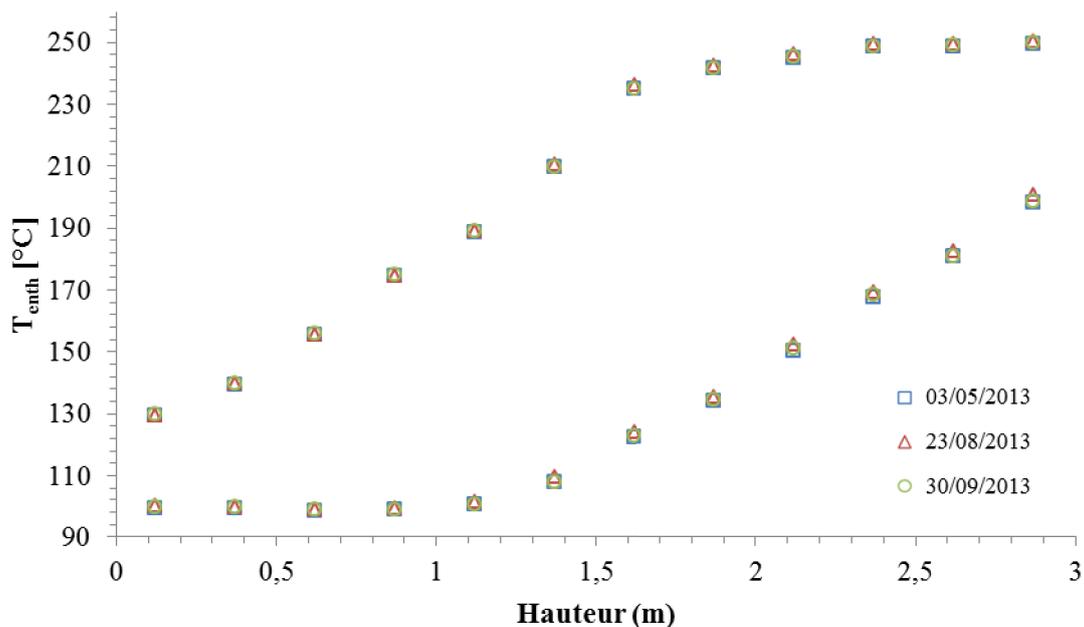


Fig. 111. Profils de température de fin de charge et de décharge à l'issue de la stabilisation de cyclages thermiques. Résultats de trois essais réalisés à plusieurs mois d'intervalle ($T = 100$ - 250 °C ; $\Delta T_{ch-déch}^* = 0,20$ - $0,33$; $\dot{m}_{ch-déch} = 847$ - 956 kg/h).

En conclusion, le système de stockage de la boucle STONE peut raisonnablement être appréhendé selon une approche monodimensionnelle. En balayant les gammes de températures et de vitesses de fluide accessibles à l'installation, l'écart-type de température adimensionnelle atteint en moyenne 3,3 % sur les différents niveaux de mesure. Cet écart-type atteint en moyenne 6,5 % sur les niveaux de mesure les plus hétérogènes (les deux niveaux bas) avec des pics à 11,5 % dans les conditions opératoires les plus défavorables (haute température, haute vitesse de fluide). Étant donnée la procédure utilisée pour réguler les fins de charge en température, les hétérogénéités thermiques au premier niveau de mesure ($z = 0,12$ m) sont susceptibles d'affecter la régulation des cycles. Cela peut cependant être corrigé empiriquement et ne nuit pas à la répétabilité des essais.

IV.2.3. Détermination de la température d'entrée du lit

Le débit de fluide caloporteur est mesuré avec précision (± 1 %) par les débitmètres de l'installation. Il est en revanche plus difficile de connaître la température de l'huile pénétrant dans le lit de solides. En effet, la température mesurée dans la canalisation d'entrée du réservoir n'est pas représentative de la température à l'entrée du lit. Cela est clairement visible sur la Fig. 112 : le pic de température mesuré dans la canalisation d'entrée en début de charge est complètement absent du premier niveau de mesure dans le lit de solides. Ce pic, lié à la régulation de l'installation, est intégralement amorti par l'inertie du fluide contenu dans le fond bombé supérieur. Les premiers niveaux de mesure sont situés à environ 12 cm après le début du lit de solides ($z = 0,12$ m et $z = 2,87$ m). Il serait possible d'utiliser la température mesurée à ces altitudes pour ne modéliser le lit de solides qu'entre ces deux niveaux, mais cela exclu environ 8 % du lit de la modélisation.

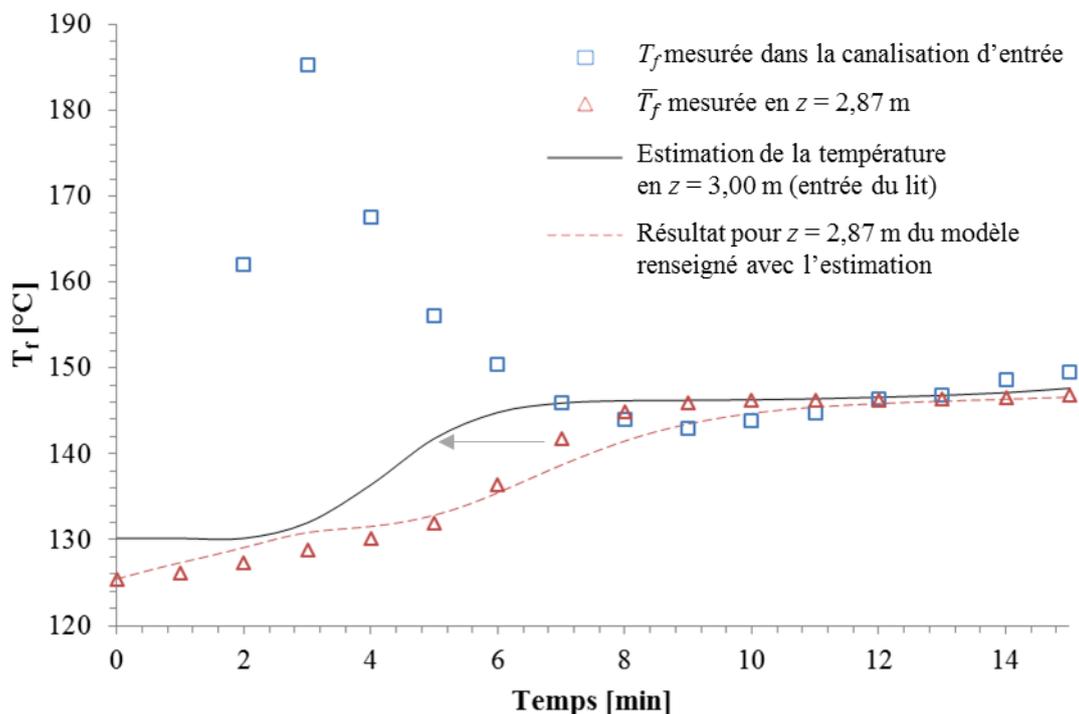


Fig. 112. Estimation de l'évolution de la température en entrée du lit de solides par « décalage » temporel de la température mesurée au premier niveau ($z = 2,87$ m). Début d'une charge à 150 °C avec une vitesse de fluide d'environ 4,0 mm/s.

L'approche adoptée consiste donc à utiliser la température moyenne d'huile mesurée au premier niveau ($z = 0,12$ m en décharge et $z = 2,87$ m en charge) et à « décaler » le profil temporel à proportion de la vitesse de front thermique (cf. Fig. 112). Cela revient à supposer

que les 12 premiers centimètres de lit de solides ne provoquent qu'un déphasage temporel du profil de température, mais affectent peu sa forme. En comparant l'évolution de la température mesurée au premier niveau à celle prédite à la même altitude par le modèle ainsi renseigné, il est possible de vérifier le bien-fondé de cette méthode. Il s'avère qu'elle donne généralement de bons résultats. La Fig. 112 permet toutefois de constater que, d'après le modèle, l'hypothèse selon laquelle les 12 premiers centimètres de lit de solides n'affectent pas la forme du profil temporel n'est pas tout à fait juste : ils provoquent un léger « amortissement » du profil. L'erreur commise est cependant faible et ne porte que sur les premiers instants de la charge/décharge.

Par ailleurs, cette méthode nécessite que la température moyenne calculée à l'aide des thermocouples d'huile disponibles au premier niveau de mesure soit représentative de l'intégralité de la section, ce qui est parfois problématique, notamment en $z = 0,12$ m pour les décharges (cf. IV.2.2). L'erreur introduite reste négligeable sur des charges/décharges simples, mais peut devenir significative lors des cyclages, quand elle s'accumule d'un cycle à l'autre. Cela est particulièrement vrai avec des cycles courts, dont la phase transitoire en début de charge/décharge représente une part importante et sur laquelle commettre une erreur peut conduire à des écarts significatifs.

IV.2.4. Détermination du coefficient de pertes thermiques du réservoir

Le réservoir est isolé thermiquement à l'aide de 150 mm de laine de roche. Le coefficient de pertes thermiques latérales, nécessaire à la modélisation des essais, particulièrement en cyclage, peut être estimé par un calcul de résistance thermique tenant compte de l'épaisseur de la paroi métallique (5 mm, $16 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$), de l'isolant (150 mm, $0,2 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) et de la résistance de convection externe (estimée à $0,04 \text{ m}^2\cdot\text{K}\cdot\text{W}^{-1}$). Le coefficient global de pertes thermiques $U_{f/\infty}$ ainsi obtenu est de $1,5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$. Cette valeur ne tient pas compte de l'influence des brides qui sont susceptibles de jouer le rôle d'ailettes sur les parois du réservoir.

Il est également possible de caractériser empiriquement les pertes thermiques à l'aide de charges stationnaires consistant à charger le réservoir jusqu'à l'établissement d'un profil de température. La différence de température d'huile entre le haut et le bas du lit est ensuite utilisée pour déterminer le coefficient de pertes thermiques à l'aide de la méthode des Différences de Température Logarithmiques Moyennes (DTLM) conformément aux équations (158) et (159). Des charges réalisées à 150 °C et 250 °C avec des vitesses de fluide de 0,5 mm/s, 1,0 mm/s et 2,0 mm/s aboutissent à des valeurs de $U_{f/\infty}$ comprises entre $1,0 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ et $1,3 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$, donc du même ordre de grandeur que la valeur obtenue par calcul des résistances thermiques. Les valeurs empiriques sont toutefois entachées d'incertitudes élevées en raison du faible écart de température entre le haut et le bas du lit (entre 3 °C et 10 °C seulement).

$$U_{f/\infty} = \frac{\dot{m} \cdot c_{pf} \cdot (T_{f,\text{sortie}} - T_{f,\text{entrée}})}{A_l \cdot \text{DTLM}} \quad (158)$$

$$\text{DTLM} = \frac{(T_{f,\text{sortie}} - T_{\infty}) - (T_{f,\text{entrée}} - T_{\infty})}{\ln\left(\frac{T_{f,\text{sortie}} - T_{\infty}}{T_{f,\text{entrée}} - T_{\infty}}\right)} \quad (159)$$

La valeur du coefficient de pertes thermiques a finalement été fixée grâce à la modélisation d'un essai de cyclage thermique. En réalisant plusieurs cycles thermiques à la fin desquels la thermocline est peu extraite du réservoir, il est possible d'observer l'influence des pertes de chaleur sur la forme finale de la thermocline, c'est-à-dire à l'issue de la stabilisation des profils de fin de charge et de décharge. Pour cela, la modélisation numérique est réalisée avec les

mêmes débits et les mêmes températures d'entrée (déterminées d'après la méthode décrite en IV.2.3) pendant les mêmes durées que l'essai expérimental. L'ajustement du coefficient de pertes thermiques dans le modèle revient alors à s'assurer que le bilan d'énergie parvient au même équilibre que dans l'expérience : si les pertes sont trop faibles de l'énergie s'accumule anormalement dans le réservoir et réciproquement (cf. Fig. 113). Le coefficient de pertes thermiques $U_{p/\infty}$ dans le modèle à trois équations a ainsi été fixé à $1,55 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$, soit un coefficient $U_{f/\infty}$ de $1,57 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (cf. équation (129)), ce qui est en accord avec les valeurs obtenues à l'aide des autres méthodes (notamment du calcul théorique des résistances thermiques). Cette valeur de coefficient de pertes thermiques $U_{p/\infty}$ est adoptée quelles que soient les conditions d'essai puisque les résistances thermiques de convection externe et des parois ne sont pas supposées varier avec les conditions opératoires.

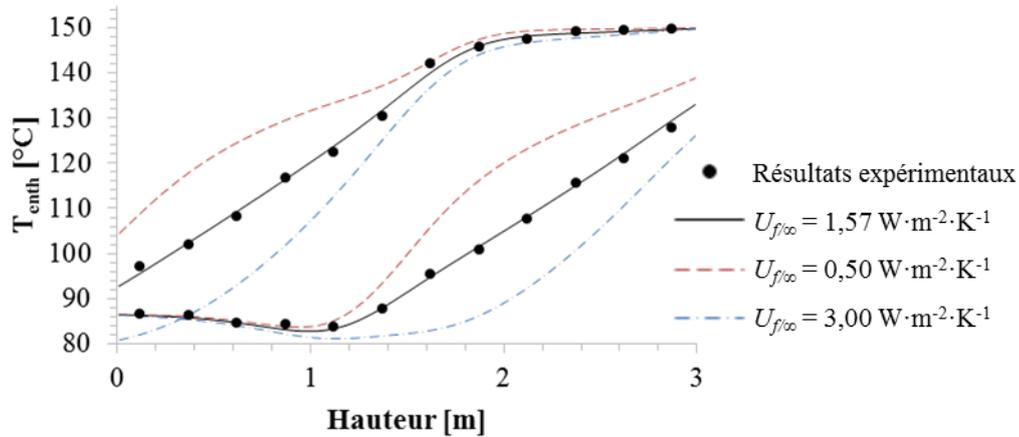


Fig. 113. Détermination du coefficient de pertes thermiques à l'aide de la modélisation d'un essai de cyclage. Profils expérimentaux (points) et numériques (courbes) de fin de charge et de décharge à l'issue de la stabilisation du cyclage (15 cycles, soit 66 heures).

IV.2.5. Influence de la température

IV.2.5.1. Étude expérimentale

Des essais ont été réalisés afin de déterminer l'influence de la température sur le comportement adimensionnel du système de stockage. Pour cela, des cycles thermiques réalisés avec un débit massique de fluide et un taux d'extraction de la thermocline identiques ont été comparés. Pour chaque température, les profils obtenus en fin de charge et en fin de décharge une fois le cyclage thermique stabilisé sont présentés en Fig. 114.

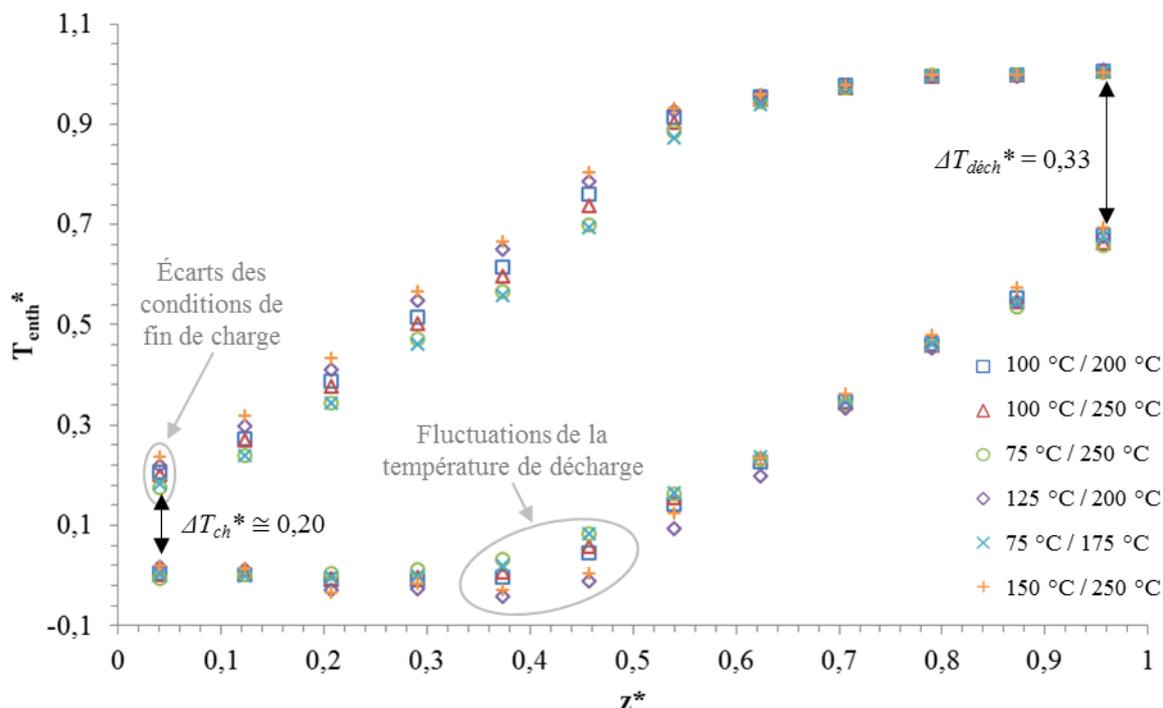


Fig. 114. Profils thermiques adimensionnels de fin de charge et de décharge à l'issue de la stabilisation du cyclage. Essais réalisés avec des consignes de fin de cycle identiques, mais non corrigées ($\Delta T_{ch}^* \cong 0,20$; $\Delta T_{déch}^* = 0,33$; $\dot{m}_{ch-déch} = 847-956$ kg/h).

La Fig. 114 montre que sur la gamme de températures testée, le comportement thermique adimensionnel stabilisé du stockage n'est que peu affecté par le niveau et l'écart de température.

Les légers écarts observés sur les profils de fin de charge sont principalement dus au fait que les cycles ne sont pas arrêtés tout à fait à la même température adimensionnelle en $z = 0,12$ m (taux d'extraction de la thermocline légèrement différents). En effet, lors de cette campagne d'essais, les consignes de fin de charge renseignées dans le logiciel de régulation n'ont pas fait l'objet de corrections empiriques (cf. IV.2.2).

Les différences observées sur les profils de fin de décharge sont quant à elles principalement imputables à des fluctuations de la température d'entrée en décharge. Ces fluctuations, parfois importantes, sont dues à des défauts de régulation des aéroréfrigérants.

IV.2.5.2. Validation du modèle

Les résultats du modèle numérique sont comparés en Fig. 115 aux résultats expérimentaux obtenus avec les deux niveaux extrêmes de température de la Fig. 114 (75 °C / 175 °C et 150 °C / 250 °C). La modélisation a été réalisée en utilisant les conditions aux limites mesurées sur l'installation : les mêmes températures d'entrée (déterminées d'après la méthode décrite en IV.2.3) et les mêmes débits pendant les mêmes durées sont appliqués au lit fixe durant une quinzaine de cycles.

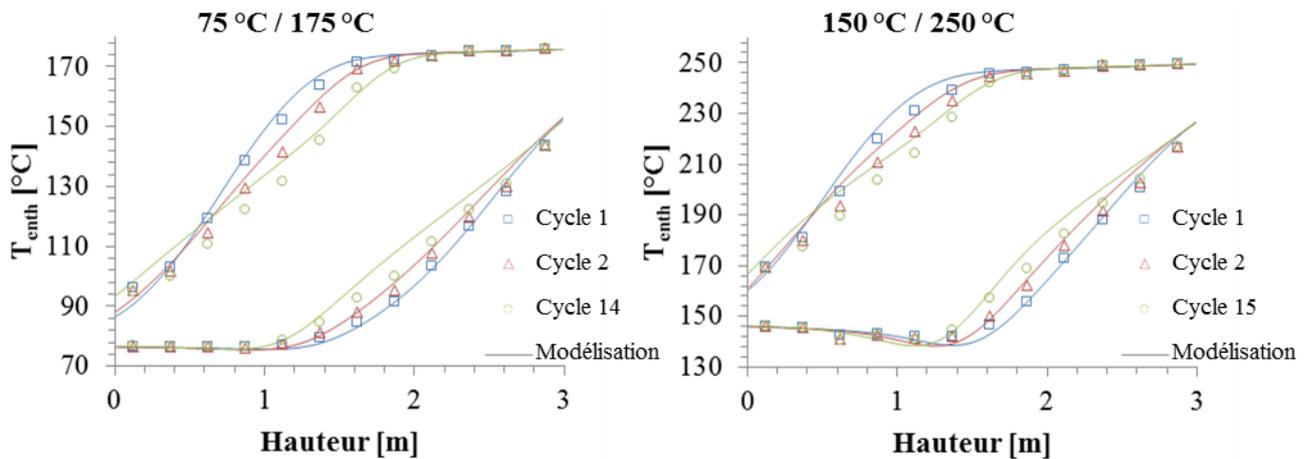


Fig. 115. Profils expérimentaux (symboles) et numériques (courbes) de fins de charge et de décharge jusqu'à stabilisation à différents niveaux de température. Seuls les premier, deuxième et dernier cycles sont présentés. Essais correspondant à ceux de la Fig. 114.

La Fig. 115 montre un bon accord entre le modèle et les résultats expérimentaux, et ce, même à l'issue d'un grand nombre de cycles. Les profils numériques des cycles stabilisés (cycle 14 ou cycle 15) sont toutefois légèrement plus hauts en température que les profils expérimentaux. Ce léger décalage peut être dû à une erreur sur la température d'entrée du fluide fournie au modèle : si la température fournie est légèrement plus élevée que dans la réalité, davantage d'énergie s'accumule dans le réservoir au fur et à mesure des cycles, ce qui aboutit à un système globalement plus chaud (à l'image de ce qui a été observé pour les pertes thermiques en Fig. 113). Comme cela a été évoqué en IV.2.3, il est en effet probable que la température d'entrée moyenne sur la section ne soit pas correctement estimée du fait des passages préférentiels et de la répartition des thermocouples disponibles (notamment en $z = 0,12$ m pour la décharge). L'écart observé sur les profils stabilisés reste toutefois faible en regard du grand nombre de cycles modélisés. Il est en outre possible de constater que le modèle parvient à tenir compte des légères fluctuations de la température d'entrée (particulièrement visibles sur l'essai à $150\text{ °C} / 250\text{ °C}$) dues à la régulation des aéroréfrigérants. Ainsi, le modèle peut raisonnablement être considéré comme validé sur la plage de température testée.

IV.2.5.3. Étude numérique

Une étude purement numérique sur l'influence de la température est par conséquent pertinente. Cette étude permet notamment d'étendre la gamme de températures jusqu'à 350 °C (température limite d'utilisation de l'huile) et de s'affranchir des limites de puissance ainsi que des fluctuations de débit et de température en entrée de lit. Il s'agit donc d'une extrapolation qui suppose que le modèle reste valide au-delà de la gamme de températures sur laquelle il a été dûment validé par comparaison aux résultats de la boucle STONE. Cela semble toutefois raisonnable puisque les phénomènes physiques en jeu sont identiques et la variation des propriétés physiques des matériaux en fonction de la température est prise en compte par le modèle. La température peut également avoir une légère influence sur le coefficient global de pertes thermiques. Cette influence n'est pas prise en compte par le modèle, mais elle est vraisemblablement faible.

Les simulations sont réalisées sur un système identique à celui de STONE (Tableau 18). Les mêmes débits massiques sont appliqués, mais des échelons de débit et de température sont modélisés en entrée de lit : le débit et la température atteignent immédiatement leur valeur nominale, puis restent constants (tandis que sur l'installation expérimentale, il existe une période transitoire avant que le débit et la température d'entrée n'atteignent leur valeur

nominale). Grâce à l'élargissement de la gamme de températures étudiée, la Fig. 116 montre des différences plus nettes entre les différents niveaux de température.

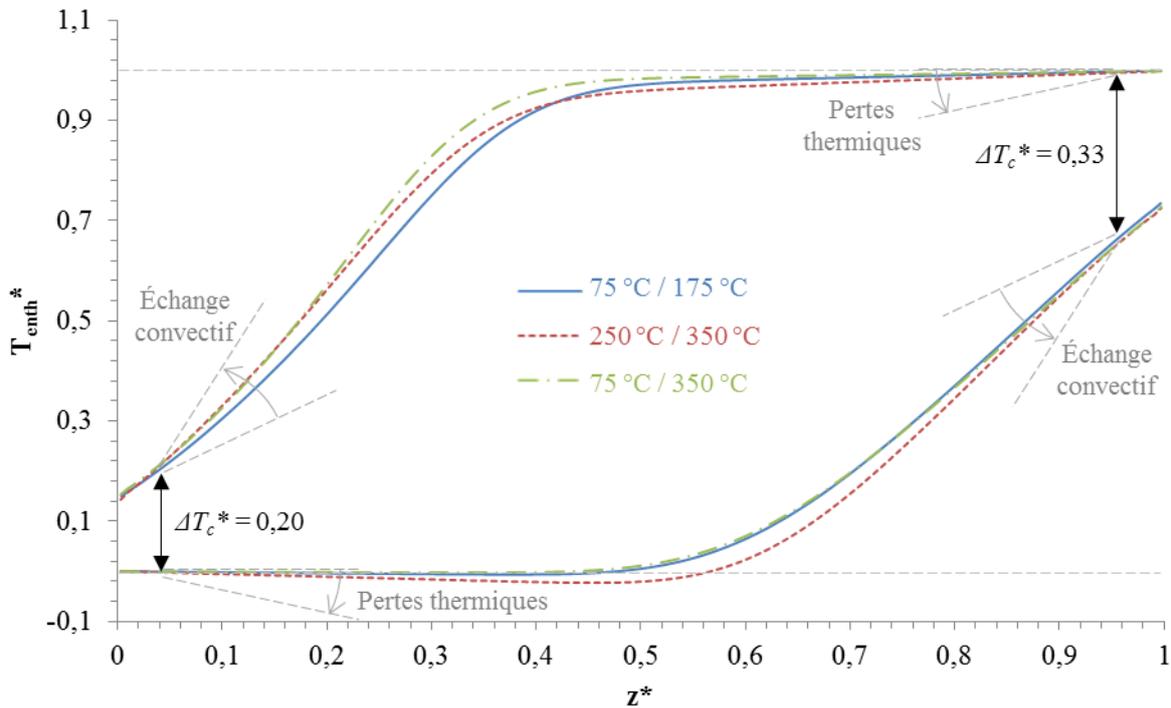


Fig. 116. Comparaison des profils thermiques adimensionnels numériques de fin de charge et de décharge à l'issue de la stabilisation du cyclage thermique. Échelons de température et de débit en entrée de lit ($\Delta T_{ch-déch}^* = 0,20-0,33$; $\dot{m}_{ch-déch} = 847-956$ kg/h).

Deux phénomènes principaux expliquent les écarts observés en Fig. 116 entre les différents profils de l'étude numérique : l'échange convectif fluide/solide et les pertes thermiques. En effet, la viscosité de l'huile chute lorsque la température augmente, ce qui, à débit massique constant, conduit à un nombre de Reynolds plus élevé à haute température. Bien qu'en parallèle la chute de viscosité abaisse le nombre de Prandtl, au global cela a pour conséquence d'augmenter le nombre de Nusselt et donc l'échange convectif. Cela se traduit par une meilleure stratification thermique du stockage. Par ailleurs, la température a une influence sur les pertes thermiques, lesquelles sont proportionnellement plus importantes à haute température. Les paramètres illustrant ces phénomènes sont détaillés en Tableau 19.

Température	u [mm/s]	Re	Pr	Nu	Bi	$a_c \cdot h_c$ [$W \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}$]	Rendement de cycle stabilisé
75 °C / 350 °C	1,36	2,76	42,5	3,39	0,09	$2,25 \cdot 10^4$	96,2 %
250 °C / 350 °C	1,45	4,52	11,7	4,40	0,11	$2,78 \cdot 10^4$	86,9 %
75 °C / 175 °C	1,25	0,92	56,9	2,48	0,07	$1,84 \cdot 10^4$	93,4 %

Tableau 19. Paramètres moyennés sur l'ensemble des cycles et rendement du dernier cycle (cycle stabilisé) issus des modélisations numériques correspondant à la Fig. 116 .

Sur la Fig. 116, l'influence des pertes thermiques est principalement visible sur les paliers de température en haut du réservoir en fin de charge et en bas du réservoir en fin de décharge. Au global, plus le niveau de température, et donc les pertes thermiques, est élevé, plus le palier est « déclinant ». Ainsi, pour l'essai à haute température (250 °C / 350 °C), le palier de fin de

décharge est nettement inférieur (en température adimensionnelle) aux deux autres cas, pour lesquels la décharge est réalisée à basse température (75 °C).

L'influence de l'échange convectif est quant à elle visible au niveau du gradient adimensionnel de température : celui-ci est d'autant plus fort que le niveau de température est élevé, car l'échange convectif est meilleur. Sur la Fig. 116, la thermocline est plus raide en fin de charge/décharge lorsque celle-ci est réalisée à haute température.

Au global, le rendement, qui est défini comme l'énergie déchargée rapportée à l'énergie stockée lors de la charge précédente, s'avère meilleur avec l'essai réalisé entre 75 °C et 350 °C. Celui-ci constitue en effet un compromis puisque l'échange convectif est relativement important (charge à haute température) et les pertes thermiques sont limitées (niveau global de température intermédiaire).

Les différences sont toutefois relativement faibles et ces observations, aussi bien expérimentales que numériques, confirment que la température adimensionnelle est une variable pertinente. Le niveau et les écarts de température dans l'absolu ont en effet peu d'influence sur le comportement adimensionnel du système.

IV.2.6. Influence de la vitesse du fluide caloporteur

IV.2.6.1. Étude expérimentale

Une campagne d'essais sur l'installation STONE a été réalisée dans le but d'étudier l'influence de la vitesse du fluide caloporteur. Lorsque les niveaux de température du stockage sont fixés par les contraintes opératoires du procédé, le débit de fluide caloporteur est le seul paramètre permettant à l'opérateur de moduler la puissance thermique de charge/décharge du stockage. La modification du débit est cependant susceptible d'affecter le comportement du stockage. L'influence de la vitesse du fluide a déjà été en partie étudiée sur l'installation STONE par Bruch et al., 2014, mais sur une plage de vitesses relativement réduite (de 0,7 mm/s à 1,9 mm/s). L'étude présentée ici vise à étudier l'ensemble de la gamme de vitesses accessible à l'installation STONE.

Pour mener à bien cette étude, des cycles de charge/décharge ont été réalisés avec plusieurs vitesses de fluide, toutes choses égales par ailleurs. Les cycles sont réalisés jusqu'à stabilisation des profils thermiques. Lors du cyclage, les charges et les décharges sont respectivement arrêtées lorsque 20 % et 33 % de la thermocline est extrait. Cela permet de conserver presque la moitié de la thermocline à l'intérieur du réservoir. Ne pas renouveler intégralement la thermocline à chaque cycle et lui faire parcourir le réservoir plusieurs fois à différentes vitesses jusqu'à la stabilisation de sa forme permet d'observer son évolution à long terme. Comme cela a été décrit en IV.2.3, la consigne de fin de charge utilisée par le logiciel de régulation a été corrigée empiriquement afin que pour chaque vitesse de fluide le taux d'extraction de la thermocline en fin de charge soit effectivement identique.

Les essais ont été réalisés avec des niveaux et des écarts de température relativement faibles (85 °C / 150 °C) afin de maximiser la plage de vitesses étudiée malgré les limites de l'installation (puissances de la chaudière et des aéroréfrigérants, température limite de fonctionnement des pompes, etc.). Pour obtenir les différentes vitesses de fluide du plan d'expérience, le débit est modulé de 350 kg/h à 2800 kg/h. Pour chaque vitesse, 15 cycles successifs sont réalisés pour parvenir à la stabilisation thermique.

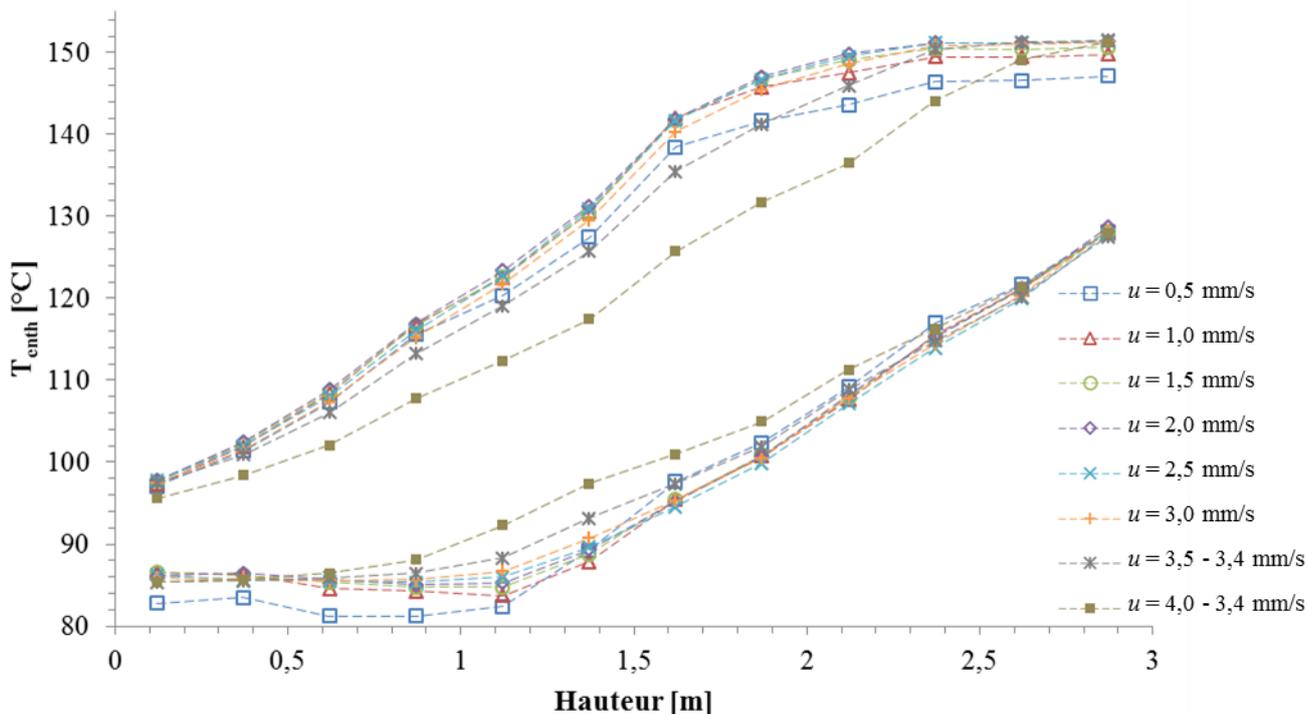


Fig. 117. Profils thermiques de fin de charge et de décharge à l'issue de la stabilisation du cyclage avec différentes vitesses de fluide ($T = 85-150$ °C ; $\Delta T_{ch-déch}^* = 0,20-0,33$).

La Fig. 117 présente les profils de fin de charge et de décharge obtenus à l'issue de 15 cycles réalisés avec différentes vitesses de fluide. Les profils de l'essai à 0,5 mm/s de vitesse de fluide correspondent toutefois au douzième cycle, car les suivants furent perturbés par des défauts de régulation provoquant des fluctuations importantes de la température de décharge (cf. Fig. 120). La vitesse maximale de fluide atteignable par l'installation n'est pas la même en charge et en décharge, c'est pourquoi la vitesse de fluide en décharge ne dépasse pas 3,4 mm/s, tandis qu'elle peut atteindre 4,0 mm/s en charge.

La Fig. 118 trace l'évolution des différents paramètres de cycle en fonction de la vitesse nominale de fluide. Les énergies (Fig. 118 (b)) et le rendement (Fig. 118 (a)) sont calculés à partir des températures d'entrée et de sortie du réservoir. L'énergie stockée dans le fluide des fonds bombés est donc prise en compte. En revanche, pour le taux d'utilisation (Fig. 118 (d)), qui est défini comme l'énergie récupérée lors de la décharge rapportée à la capacité théorique du système de stockage (entre 85 °C et 150 °C), l'énergie déchargée est calculée grâce aux profils de température dans le lit fixe. Cela permet d'exclure les fonds bombés du calcul et rend ainsi la valeur obtenue comparable aux résultats numériques (puisque le modèle ne traite que le lit fixe). En revanche, cette méthode de calcul ne permet pas de mettre en exergue l'influence des pertes thermiques. Il est donc préférable d'analyser celles-ci grâce au rendement.

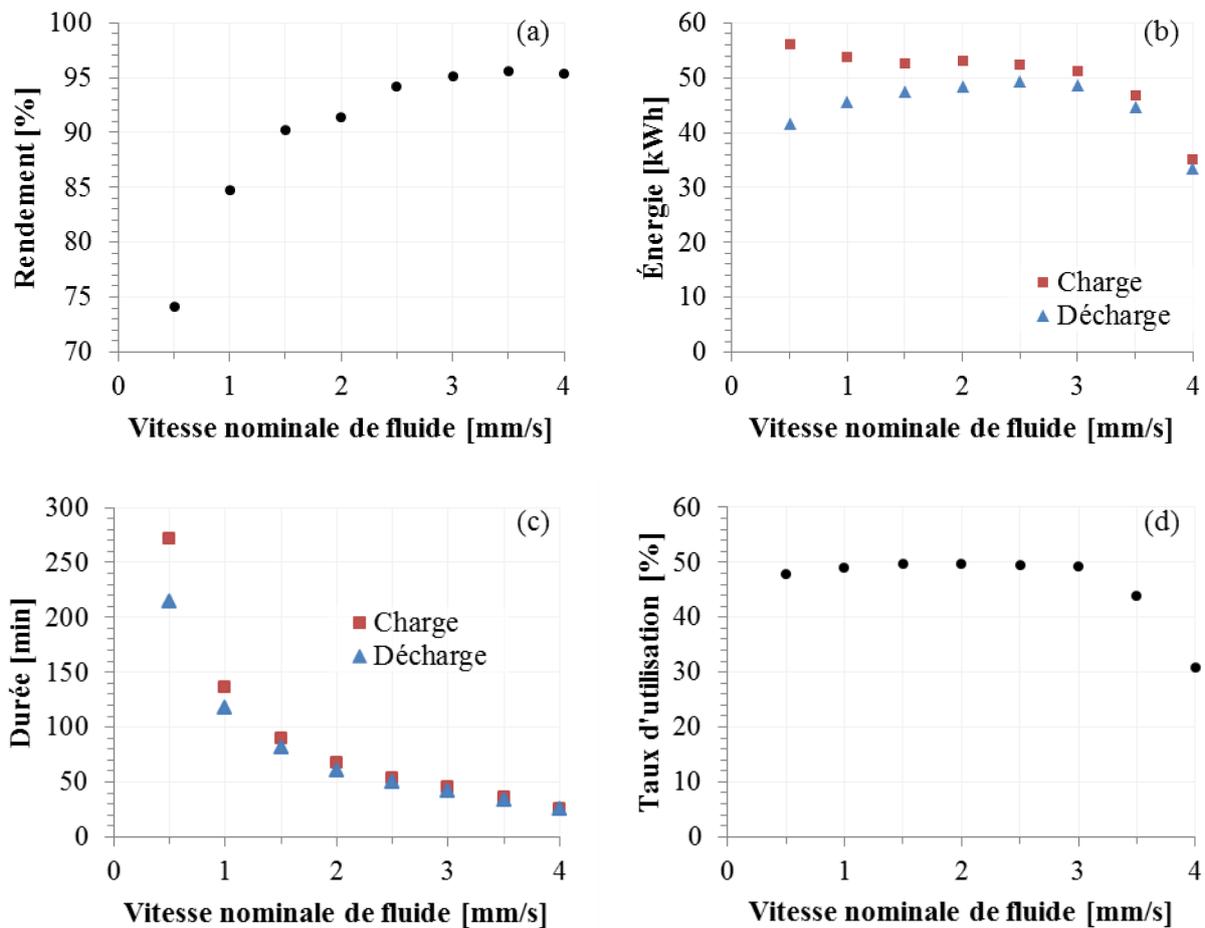


Fig. 118. Paramètres caractéristiques des cycles stabilisés en fonction de la vitesse nominale du fluide (laquelle n'est pas toujours atteinte en décharge). Essais correspondant à la Fig. 117.

La comparaison des différents essais permet de mettre en lumière l'influence de la vitesse à travers deux phénomènes principaux : les pertes thermiques et l'évolution temporelle de la température en entrée de lit. La Fig. 117 montre que le système de stockage a un comportement relativement indépendant de la vitesse du fluide entre 1,0 mm/s à 3,0 mm/s. En revanche, le profil de fin de charge à 0,5 mm/s est significativement plus froid que les autres. Cela est dû au temps de séjour élevé du fluide qui conduit à des pertes thermiques accrues et donc à une baisse du rendement (cf. Fig. 118 (a)). À faible vitesse, il faut en effet injecter plus d'énergie dans le réservoir pour atteindre la condition de fin de charge (cf. Fig. 118 (b)), car une part relativement importante de l'énergie ne parvient jamais jusqu'en bas du réservoir. C'est aussi la raison pour laquelle la durée des cycles n'est pas simplement inversement proportionnelle à la vitesse du fluide (cf. Fig. 118 (c)).

Les profils de température à haute vitesse de fluide (3,5 mm/s et 4,0 mm/s) présentent une thermocline nettement plus étalée. Le stockage est moins stratifié si bien qu'à 4,0 mm/s, la thermocline occupe la quasi-totalité de la hauteur du réservoir. D'après la littérature, l'augmentation de la vitesse au-delà d'une certaine limite conduit à la dé-stratification thermique et à une baisse de l'efficacité du stockage (cf. I.1.2.2). Mais dans le cas des essais présentés, c'est plus probablement l'effet de l'évolution temporelle de la température en entrée de lit : du fait de la régulation, mais aussi de l'inertie thermique des canalisations et des fonds bombés, l'évolution de la température d'entrée n'est pas un échelon parfait, mais comporte une rampe de température. Or cette phase transitoire durant laquelle le fluide n'est pas injecté dans le lit à température nominale est proportionnellement plus importante pour les essais de courte durée, donc avec une vitesse de fluide élevée. Ceci est particulièrement marqué sur la phase de charge (cf. Fig. 119). Ne pas injecter un échelon de température favorise naturellement la dé-stratification du stockage. Cela se traduit par des énergies chargées et déchargées moindres à

haute vitesse et donc par une baisse du taux d'utilisation (cf. Fig. 118 (b) et (d)). Cependant, avec les résultats expérimentaux, il est impossible de discerner d'une part l'effet intrinsèque de la vitesse du fluide, et d'autre part l'influence de l'évolution de la température d'entrée.

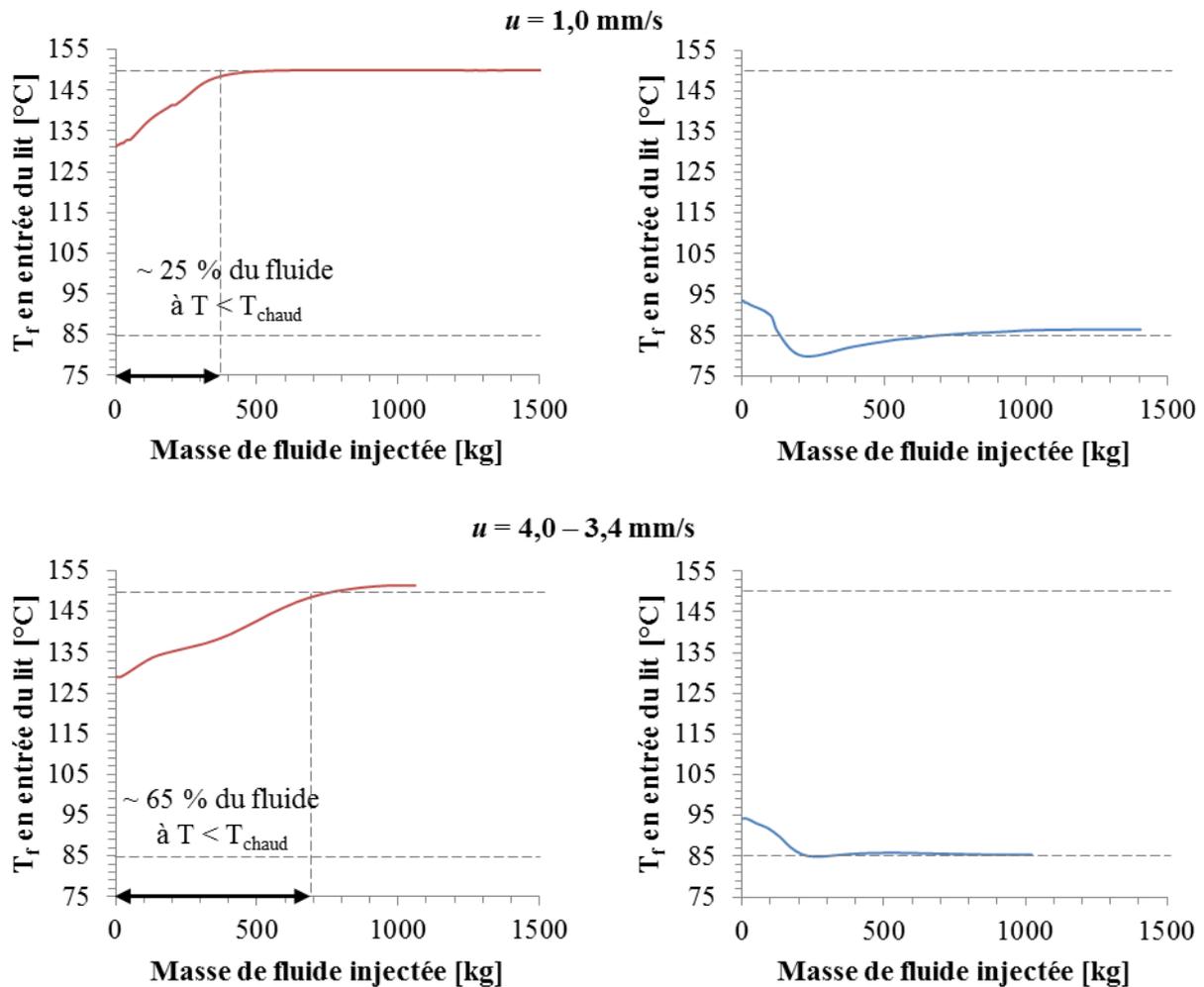


Fig. 119. Comparaison des évolutions temporelles de température en entrée de lit lors des cycles stabilisés à basse et haute vitesses de fluide (essais correspondant à la Fig. 117). Gauche : dernière charge. Droite : dernière décharge. Profils déterminés d'après la méthode décrite en IV.2.3.

IV.2.6.2. Validation du modèle

Le modèle numérique a été validé à l'aide des résultats expérimentaux présentés ci-avant afin de s'assurer que l'influence de la vitesse est correctement prise en compte. La modélisation a été réalisée en utilisant les conditions aux limites mesurées sur l'installation : les mêmes températures d'entrée (déterminées d'après la méthode décrite en IV.2.3) et les mêmes débits pendant les mêmes durées sont appliqués au lit fixe durant 15 cycles. La Fig. 120 montre que le modèle parvient à tenir compte de l'influence de tous les phénomènes (pertes thermiques, évolution de la température d'entrée, etc.) en plus de celle de la vitesse du fluide sur l'ensemble de la gamme étudiée. Non seulement l'état stabilisé obtenu à l'issue du cyclage numérique correspond à l'état observé expérimentalement (cf. profils thermiques lors des derniers cycles (cycles 15) sur la Fig. 120), mais la dynamique de stabilisation est également très similaire, comme permet de le constater l'évolution au cours du cyclage du taux d'utilisation calculé avec les profils de température (cf. Fig. 121).

En outre, ces modélisations ont été mises à profit pour valider la réduction du modèle à une équation d'énergie (cf. II.4). Les résultats du modèle réduit, représentés sur la Fig. 120 par des lignes pointillées, sont à peine distinctes de ceux du modèle de référence à trois équations et ce, même après un grand nombre de cycles : sur les différents profils présentés, l'écart de température adimensionnelle ne dépasse pas 1,3 %. Grâce au modèle à une équation, le temps de calcul de ces modélisations est réduit d'environ 80 % par rapport au modèle à trois équations, ce qui montre encore une fois l'intérêt que peut représenter un tel modèle.

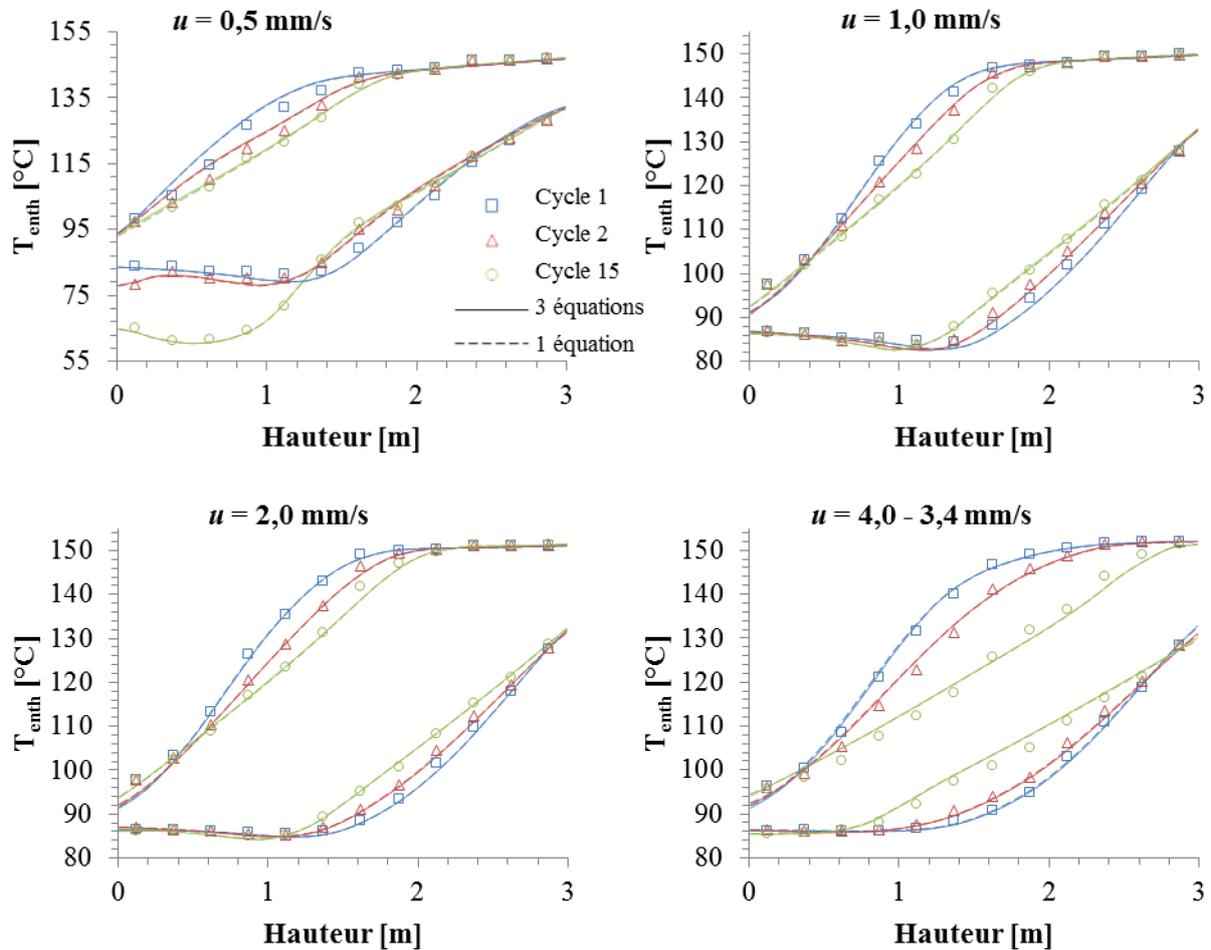


Fig. 120. Comparaison des profils expérimentaux (symboles) et numériques (courbes) de fin de charge et de décharge lors du cyclage avec différentes vitesses de fluide. Seuls les premiers, deuxièmes et derniers cycles sont présentés. Essais correspondant à la Fig. 117.

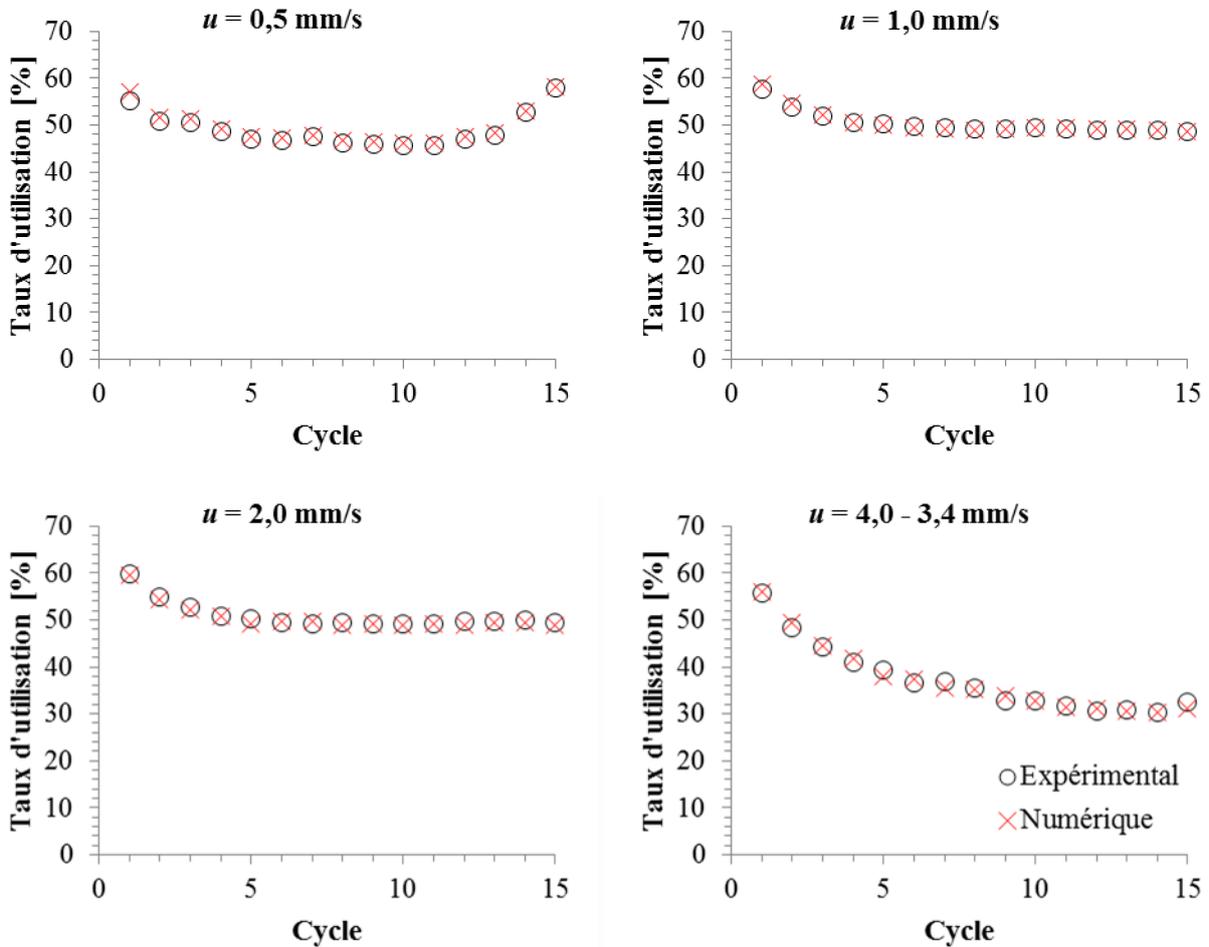


Fig. 121. Évolution du taux d'utilisation (défini comme l'énergie déchargée rapportée à la capacité théorique totale du réservoir) au cours de cycles réalisés à différentes vitesses. Essais correspondant à la Fig. 117.

Les essais de sensibilité à la vitesse permettent par ailleurs d'illustrer l'intérêt du modèle numérique tenant compte de la répartition granulométrique des solides. Même lorsqu'ils visent à modéliser des systèmes de stockage avec une granulométrie double (mélange de roches et de sable), les modèles de la littérature appréhendent la totalité de la fraction solide selon une granulométrie simple (tous les solides ont la taille des roches). Comme le montre la Fig. 122, une telle approche est fructueuse à relativement basse vitesse, mais se révèle moins performante à relativement haute vitesse.

Ainsi, sur les différents profils thermiques de fin de cycle à $1,0 \text{ mm/s}$ de la Fig. 122, l'écart moyen de température adimensionnelle (calculé d'après l'équation (71)) entre les profils numériques et expérimentaux ne dépasse pas $1,7 \%$ avec le modèle à double granulométrie (modèle de référence) et $2,0 \%$ avec le modèle à simple granulométrie. À basse vitesse, l'intérêt du modèle à double granulométrie est donc relativement faible. En revanche, sur les profils de fin de cycles à $4,0 \text{ mm/s}$, les écarts sont respectivement de $2,7 \%$ et $4,7 \%$. Ainsi, la prise en compte de la répartition granulométrique des solides est d'autant plus sensible que la vitesse est élevée.

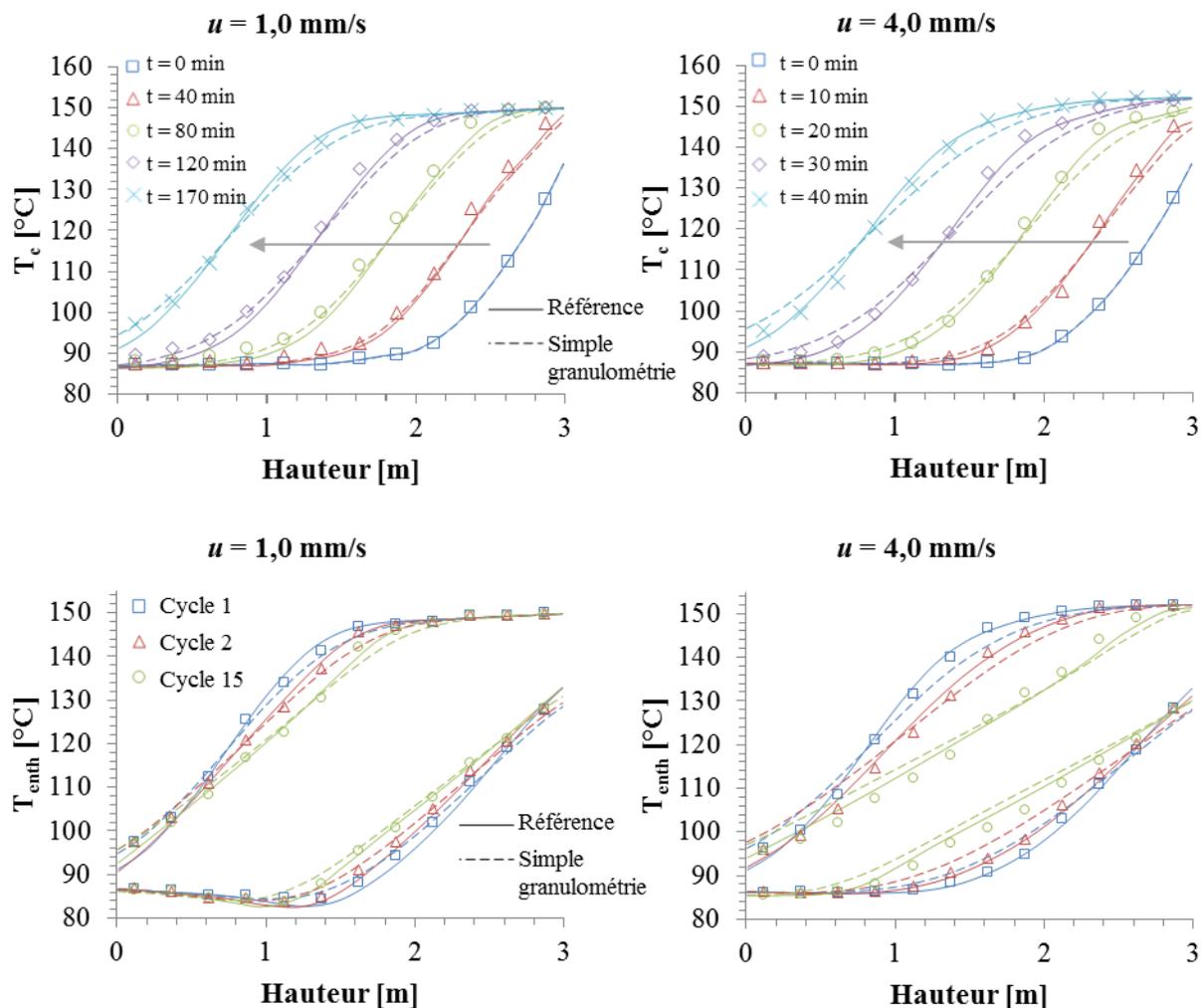


Fig. 122. Comparaison des profils expérimentaux (symboles) et numériques (courbes) à basse et haute vitesses obtenus avec le modèle de référence (tenant compte de la double granulométrie) et un modèle à simple granulométrie. Haut : première charge. Bas : profils de fin de cycles. Essais correspondant à la Fig. 117.

IV.2.6.3. Étude numérique

L'influence de la vitesse étant correctement prise en compte par le modèle, il est possible de mener à bien une étude numérique indépendamment des phénomènes parasites, tels les effets de régulation ou d'inertie de la boucle STONE. Les profils thermiques stabilisés de fin de charge et de décharge obtenus numériquement sur un réservoir identique à celui de l'installation STONE, mais avec des conditions d'entrée théoriques (échelons de débit et de température) sont présentés en Fig. 123. La gamme de vitesses a été extrapolée jusqu'à 16 mm/s en supposant que le modèle reste valide. De telles vitesses de fluide sont toutefois théoriques, car elles sont particulièrement extrêmes pour un réservoir comme celui de STONE, principalement en raison de ce qu'elles induiraient en termes de pertes de charge, de distribution du fluide, de puissance thermique requise, etc. Par conséquent, les résultats numériques obtenus à de telles vitesses sont probablement peu réalistes et l'extrapolation vise avant tout à exacerber l'influence de la vitesse pour en étudier les effets.

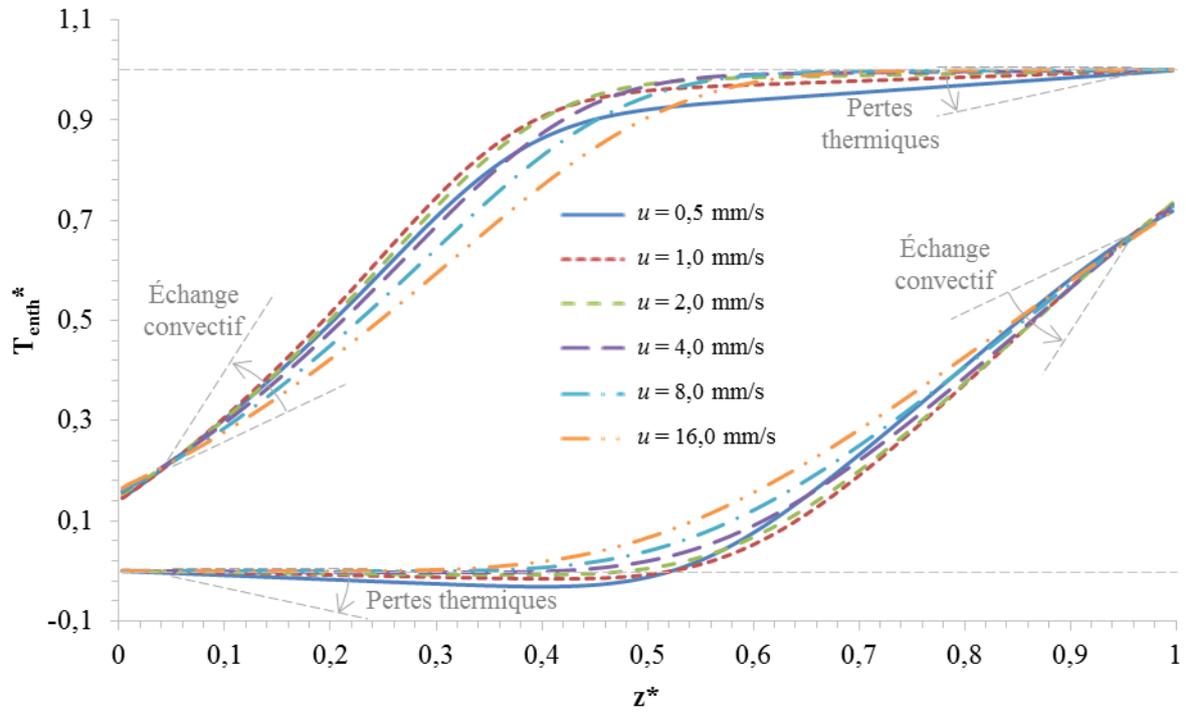


Fig. 123. Profils thermiques de fin de charge et de décharge à l'issue de la stabilisation du cyclage à différentes vitesses de fluides. Échelons de température et de débit en entrée de lit ($T = 85-150\text{ °C}$; $\Delta T_{ch-déch}^* = 0,20-0,33$).

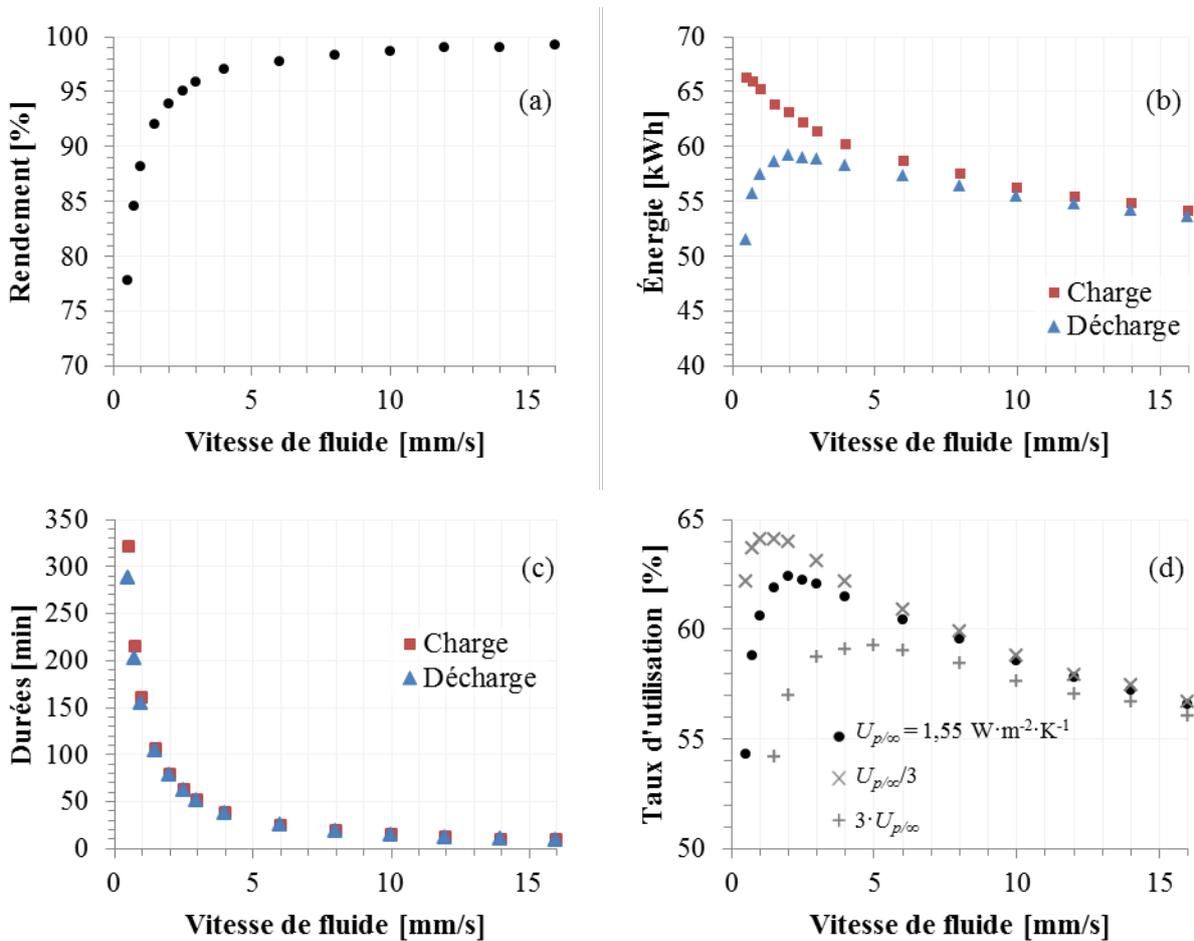


Fig. 124. Paramètres caractéristiques des cycles stabilisés en fonction de la vitesse nominale du fluide. Étude numérique correspondant à la Fig. 123.

L'évolution des différents paramètres de cycle est tracée en Fig. 124. Sur cette figure, les énergies correspondent uniquement au lit fixe (car les fonds bombés ne sont pas modélisés) et le taux d'utilisation est calculé à l'aide des températures en entrée et en sortie de lit fixe. Par conséquent, contrairement au cas expérimental (Fig. 118 (d)), ce taux d'utilisation est un critère pertinent pour caractériser les pertes thermiques : il est sensiblement plus faible lorsque les pertes thermiques augmentent.

La Fig. 123 confirme la relation entre la vitesse du fluide et les pertes thermiques. Comme pour l'étude expérimentale, à basse vitesse (typiquement inférieure à 2,0 mm/s), le temps de séjour accru du fluide dans le réservoir se traduit par des pertes thermiques relativement importantes. Ces pertes se matérialisent par un palier de température déclinant sur les profils thermiques, notamment sur le palier à haute température en fin de charge, car les pertes sont plus importantes à haute température. Comme le montre la Fig. 124, à basse vitesse, du fait des pertes thermiques, les charges nécessitent davantage d'énergie pour une même condition de fin de cycle (elles sont donc plus longues), tandis qu'une moindre quantité d'énergie est récupérable en décharge. Cela conduit mécaniquement à un rendement réduit.

À haute vitesse de fluide (supérieure à 2,0 mm/s), les profils thermiques sont moins stratifiés. Contrairement à ce qui fut le cas dans l'étude expérimentale (cf. IV.2.6.1), l'évolution temporelle de la température en entrée de lit n'est cette fois pas en cause, car des échelons théoriques de débit et de température sont utilisés comme conditions aux limites. La déstratification thermique du stockage à haute vitesse est ici essentiellement liée à la qualité de l'échange thermique entre le fluide et les solides. En effet, si l'intensité de l'échange convectif (exprimée en $W \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}$) est plus important à haute vitesse, comme l'illustre l'évolution du nombre de Nusselt moyen lors de la première charge en fonction de la vitesse (cf. Fig. 125 (a)), la quantité d'énergie effectivement échangée entre le fluide et les solides par unité de volume de lit décroît quant à elle avec la vitesse. En effet, la puissance échangée croît proportionnellement moins que la vitesse du fluide : dans les corrélations de transfert convectif, le nombre de Nusselt varie avec le nombre de Reynolds élevé à une puissance comprise entre 0,5 et 0,8 (cf. équations (72) et (73)). De plus, l'échange thermique entre le fluide et les solides n'est pas uniquement de nature convective : une part de l'échange thermique est réalisé par conduction dans les solides comme l'illustre le calcul du coefficient d'échange thermique effectif $h_{eff,c}$ (cf. Tableau 11). Par conséquent, une part du coefficient d'échange thermique effectif ne croît pas avec la vitesse du fluide. Parallèlement, le temps de séjour du fluide, qui caractérise la durée pendant laquelle une quantité donnée de fluide et les solides sont en contact et peuvent échanger de la chaleur décroît proportionnellement à la vitesse du fluide. Au global, à haute vitesse, le fluide doit donc parcourir une distance plus grande dans le lit avant de céder ou d'extraire une quantité donnée de chaleur aux solides : la thermocline s'épaissit.

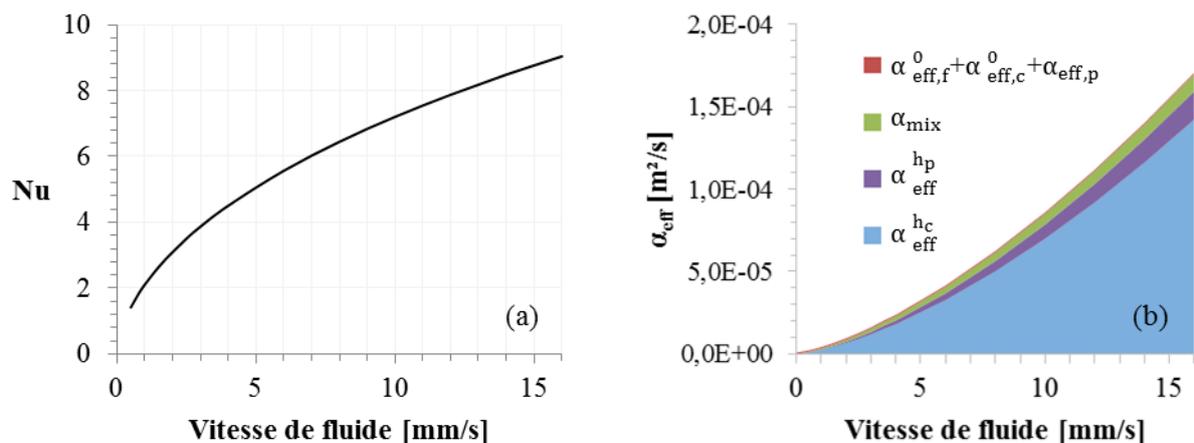


Fig. 125. Nombre de Nusselt (a) et diffusivités effectives (b) moyennés sur la première charge en fonction de la vitesse du fluide. Étude numérique correspondant à la Fig. 123.

Outre ce phénomène, les turbulences et le mélange du fluide, modélisés sous forme de conductivité effective $\lambda_{mix,z}$, augmentent proportionnellement à la vitesse du fluide par l'intermédiaire du nombre de Reynolds (cf. équation (30)), ce qui concourt à la dé-stratification du stockage.

Pour illustrer ces phénomènes, il est possible de tracer l'évolution de la diffusivité effective globale en fonction de la vitesse du fluide. La diffusivité effective correspond à la conductivité effective divisée par la capacité calorifique volumique globale du système de stockage. Cette conductivité effective telle qu'elle est calculée pour le modèle à une équation d'énergie, intègre notamment une composante liée à la non-idéalité des échanges thermiques entre le fluide et la paroi λ_{eff}^{hp} (cf. équation (139)), et entre le fluide et les solides λ_{eff}^{hc} (cf. équation (144)). La Fig. 125 (b) montre ainsi que les trois contributions précitées ($\lambda_{mix,z}$, λ_{eff}^{hp} et λ_{eff}^{hc}) augmentent avec la vitesse du fluide, notamment celles liées à la non-idéalité des échanges thermiques. Ces contributions augmentent proportionnellement plus que la vitesse et sont presque intégralement responsables de la dé-stratification du stockage à haute vitesse.

L'analyse de la diffusivité effective ne tient cependant pas compte de l'influence des pertes thermiques. Ainsi, contrairement à ce que pourrait laisser penser l'analyse de la seule Fig. 125 (b), réduire la vitesse n'est profitable à la stratification du stockage (autrement dit au taux d'utilisation) que tant que l'influence des pertes thermiques reste de second ordre. Au global, toutes choses égales par ailleurs, il existe donc une vitesse de fluide permettant de maximiser le taux d'utilisation et qui correspond à un compromis entre les pertes thermiques et la qualité des échanges de chaleur. Pour un système de stockage tel que celui de STONE fonctionnant entre 85 °C et 150 °C, d'après le modèle numérique, cet optimum se situe à environ 2 mm/s comme l'atteste la Fig. 124 (d). Dans les conditions modélisées, le taux d'utilisation atteint alors 62,4 %.

Plus les pertes thermiques sont proportionnellement importantes (réservoir présentant une compacité plus faible, fonctionnant à plus haute température, isolation thermique moins importante, etc.), plus la vitesse maximisant le taux d'utilisation est élevée, et plus le taux d'utilisation maximal est faible. Cela est illustré sur la Fig. 124 (d). Des modélisations ont été réalisées en variant le coefficient de pertes thermiques d'un facteur 3 par rapport au cas de référence. Lorsque les pertes thermiques sont triplées, le taux d'utilisation maximal atteint seulement 59,3 % à 5 mm/s. À l'inverse, lorsque les pertes thermiques sont divisées par 3, le taux d'utilisation maximal atteint environ 64,1 % à 1 mm/s.

IV.2.7. Influence du taux d'extraction de la thermocline

IV.2.7.1. Étude expérimentale

Comme cela a été évoqué dans l'étude bibliographique (cf. I.1.2.5), les profils thermiques de fin de charge et de fin de décharge obtenus à l'issue de la stabilisation du cyclage sont essentiellement régis par le taux d'extraction de la thermocline. Plus la thermocline est extraite, plus le taux d'utilisation du stockage est important car la charge/décharge dure plus longtemps et la thermocline est plus fine.

Une campagne d'essais a été réalisée sur l'installation STONE afin d'étudier l'influence du taux d'extraction de la thermocline sur les profils thermiques stabilisés à l'issue du cyclage. Pour cela, des cycles thermiques entre 100 °C et 250 °C à débit massique fixé (correspondant à une vitesse moyenne de fluide de 1,25 mm/s environ) ont été réalisés avec différentes conditions de fin de charge et de fin de décharge jusqu'à stabilisation des profils thermiques. Un exemple des profils thermiques ainsi obtenus en fin de charge et de décharge à l'issue de la stabilisation est présenté en Fig. 126. Ces profils thermiques correspondent à une condition de fin de charge (ΔT_{ch}^*) fixe et à différentes conditions de fin de décharge (ΔT_{dech}^*) à l'issue d'un cyclage opéré à partir d'un réservoir initialement presque uniformément à température chaude.

La Fig. 126 montre bien que le taux d'utilisation (qui peut s'illustrer sur la figure par l'aire entre les profils de fin de charge et de fin de décharge) augmente lorsqu'une part accrue de la thermocline est extraite du réservoir.

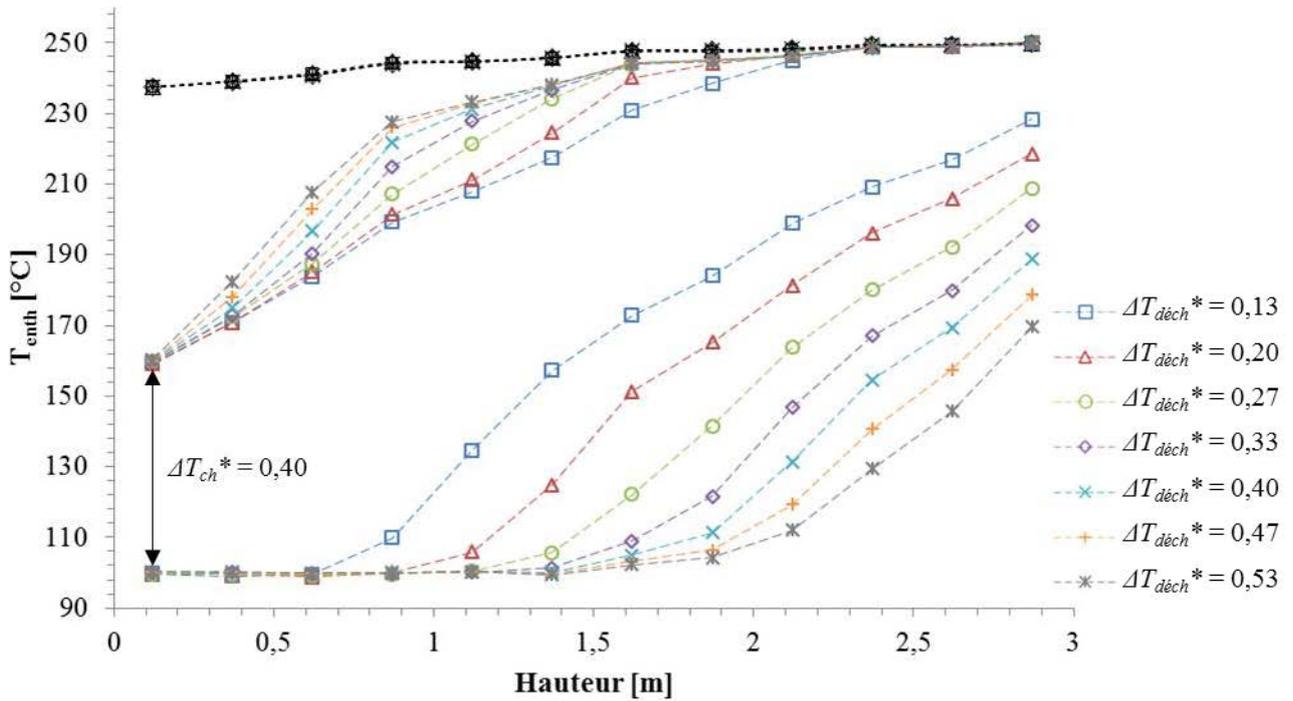


Fig. 126. Profils thermiques de fin de charge et de décharge à l'issue de la stabilisation de cyclages avec des conditions de fin de charge identiques et différentes conditions de fin de décharge. État initial de chaque cyclage en noir ($T = 100-250\text{ °C}$; $\dot{m}_{ch-déch} = 847-956\text{ kg/h}$).

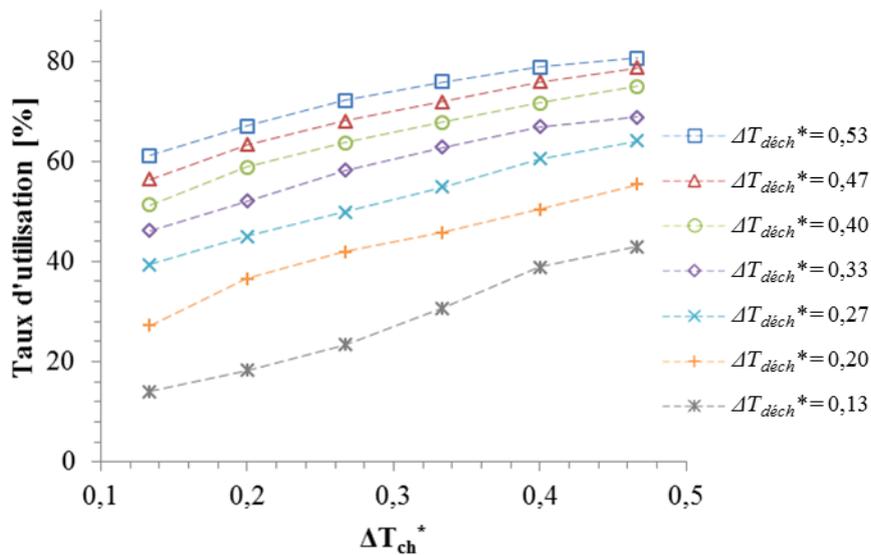


Fig. 127. Taux d'utilisation du stockage à l'issue de cyclages stabilisés avec différents taux d'extraction de la thermocline en fin de charge et de décharge ($T = 100-250\text{ °C}$; $\dot{m}_{ch-déch} = 847-956\text{ kg/h}$).

Comme le montre la Fig. 127, il est possible de corréliser le taux d'utilisation obtenu à l'issue de la stabilisation des cycles aux taux d'extractions de la thermocline en fin de charge et de décharge. Pour déterminer le taux d'utilisation, l'énergie déchargée est calculée grâce aux

profils de température. Il apparaît que, toutes choses égales par ailleurs, l'extraction d'une part accrue de la thermocline en fin de charge ou de décharge conduit à l'augmentation du taux d'utilisation.

En mettant de côté les essais réalisés avec les charges et les décharges les plus courtes (extraction de 13 % et 20 % de la thermocline), il est possible d'analyser plus globalement les résultats obtenus grâce au Tableau 20. Ce tableau classe les essais réalisés par taux d'utilisation croissant. Il apparaît alors clairement que classer les essais par taux d'utilisation croissant revient à les classer par taux d'extraction total croissant. Le taux d'extraction total de la thermocline se calcule comme la somme du taux d'extraction en fin de charge et du taux d'extraction en fin de décharge. Pour un même taux d'extraction total, le classement par taux d'utilisation croissant équivaut le plus souvent à classer les essais par taux d'extraction en fin de charge croissant (à l'exception d'un cas particulier signalé en gris). Comme l'illustre également la Fig. 128, cela signifie qu'à taux d'extractions totaux identiques, il vaut mieux des charges longues et des décharges courtes pour maximiser le taux d'utilisation.

Taux d'utilisation [%]	$\Delta T_{ch}^* + \Delta T_{déch}^*$	ΔT_{ch}^*	$\Delta T_{déch}^*$
49,9	0,53	0,27	0,27
54,8	0,60	0,27	0,33
58,2	0,60	0,33	0,27
60,5	0,67	0,27	0,40
62,8	0,67	0,33	0,33
63,7	0,67	0,40	0,27
64,1	0,73	0,27	0,47
66,9	0,73	0,33	0,40
67,9	0,73	0,40	0,33
68,0	0,73	0,47	0,27
68,8	0,80	0,33	0,47
71,7	0,80	0,40	0,40
71,9	0,80	0,47	0,33
72,1	0,80	0,53	0,27
74,9	0,87	0,40	0,47
75,8	0,87	0,53	0,33
75,9	0,87	0,47	0,40
78,6	0,93	0,47	0,47
78,8	0,93	0,53	0,40
80,6	1,00	0,53	0,47

Tableau 20. Classement des essais correspondant à la Fig. 127 par taux d'utilisation croissant. Les essais avec les charges/décharges les plus courtes (13 % et 20 % d'extraction de la thermocline) sont exclus.

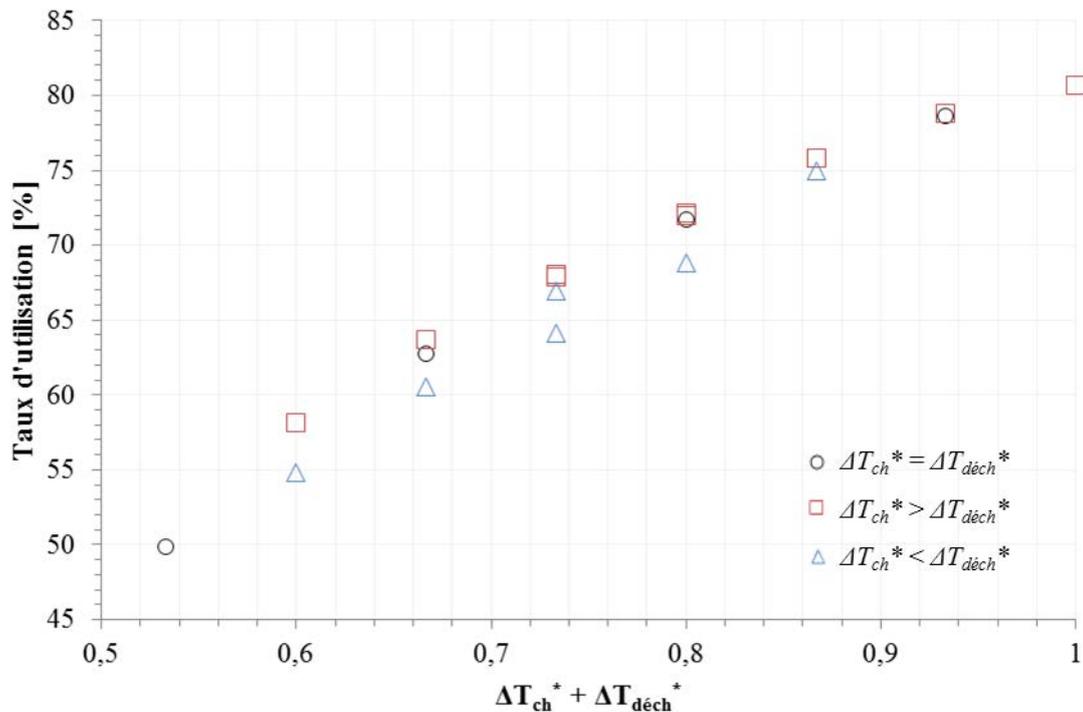


Fig. 128. Taux d'utilisation en fonction du taux d'extraction total de la thermocline. Essais correspondant à la Fig. 127 à l'exception des essais avec les charges/décharges les plus courtes (13 % et 20 % d'extraction de la thermocline).

Cette asymétrie entre les charges et les décharges est probablement inhérente à l'installation STONE. Les charges présentent en effet une période transitoire plus importante que les décharges avant que la température de fluide à l'entrée du lit de solides n'atteigne sa valeur nominale (cela est clairement visible sur la Fig. 119). Cela signifie que lorsque les charges sont très courtes (taux d'extraction faible en fin de charge), une part relativement importante du cycle n'est pas réalisée à température nominale, ce qui épaissit la thermocline et dégrade le taux d'utilisation du stockage. Or cela est moins vrai en décharge, car la période transitoire y est sensiblement plus courte, donc proportionnellement moins importante. Au global, en raison de cette période transitoire sur la température d'entrée, les décharges courtes pénalisent moins le taux d'utilisation que les charges courtes.

C'est aussi la raison pour laquelle il a fallu exclure de cette analyse les essais avec les charges et les décharges les plus courtes (13 % et 20 % d'extraction) afin de parvenir à cette conclusion. Ces charges/décharges sont en effet tellement courtes que les effets de l'évolution de la température d'entrée surpassent l'influence du taux d'extraction de la thermocline.

IV.2.7.2. Étude numérique

Afin de s'affranchir de cette asymétrie entre charges et décharges due à l'évolution temporelle de la température d'entrée, une étude numérique comparable a été réalisée sur un système identique à celui de l'installation STONE. Des cyclages numériques entre 100 °C et 250 °C avec une vitesse moyenne de fluide de 1,5 mm/s ont été réalisés en considérant des échelons de débit et de température en entrée de lit. Les profils thermiques stabilisés obtenus en fonction des différents taux d'extraction de la thermocline sont illustrés en Fig. 129.

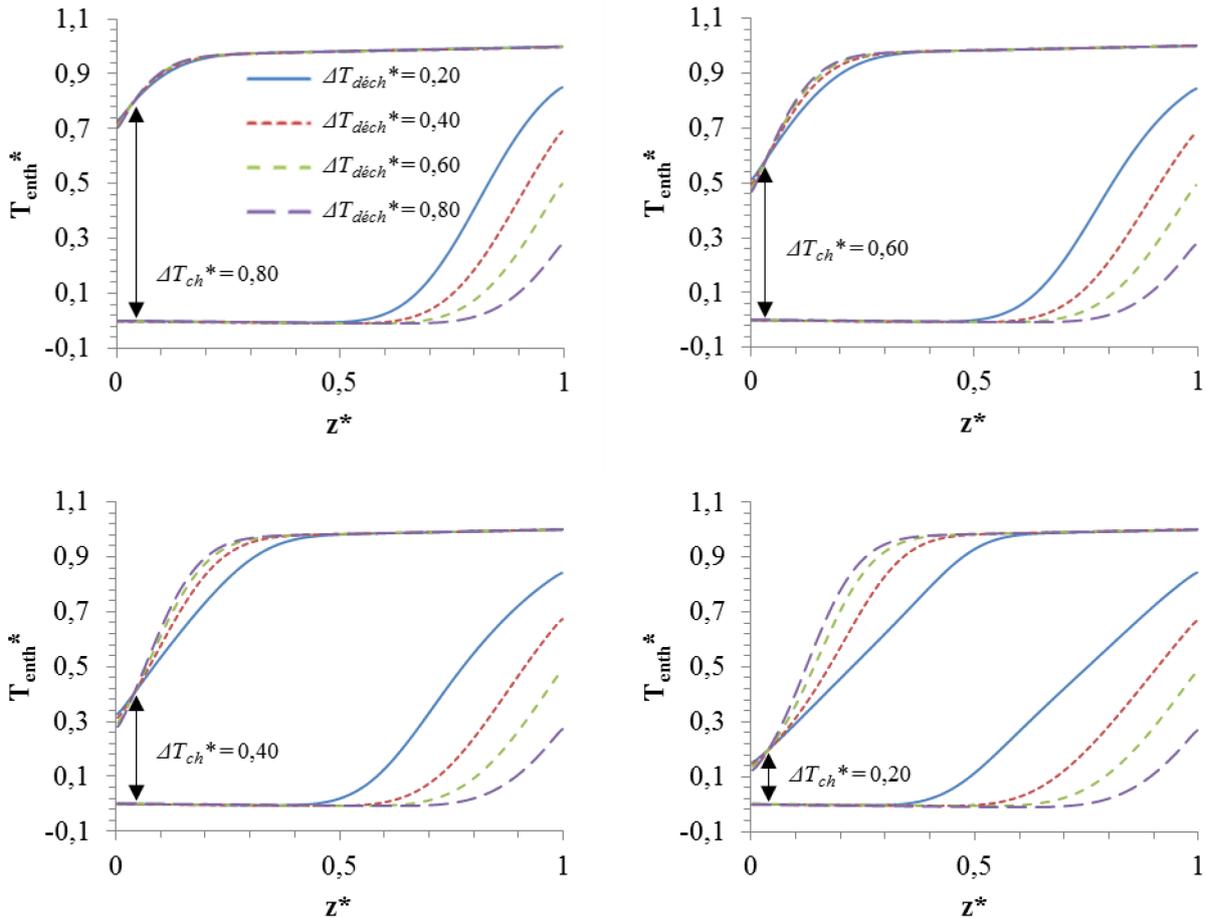


Fig. 129. Profils thermiques de fin de cycles stabilisés obtenus avec différents taux d'extraction de la thermocline en fin de charge et de décharge. Échelons de température et de débit en entrée de lit ($T = 100\text{-}250\text{ }^{\circ}\text{C}$; $\dot{m} = 1034\text{ kg/h}$).

La Fig. 129 permet de constater que lorsque des échelons de température et de débit sont utilisés comme conditions d'entrée, il existe une certaine symétrie entre les profils de fin de charge et de fin de décharge correspondant à un taux d'extraction identique. Cette symétrie n'est cependant pas parfaite, principalement en raison des pertes thermiques. L'évolution des propriétés physiques du fluide avec la température participe également à cette dissymétrie, car l'échange thermique fluide/solide et donc la stratification n'est pas tout à fait la même à haute et basse température comme cela a été évoquée en IV.2.5.

Il est intéressant de constater que les résultats numériques conduisent à un renversement de l'asymétrie charge/décharge observée expérimentalement sur l'installation STONE : le Tableau 21 permet en effet de constater qu'à l'inverse de ce qui a été observé avec les essais expérimentaux, à taux d'extraction totaux identiques, il est préférable d'adopter des charges courtes et des décharges longues pour maximiser le taux d'utilisation (qui est déterminé avec l'énergie déchargée calculée à l'aide des températures d'entrée et de sortie du lit fixe). Cela s'explique par l'influence des pertes thermiques comme le montre la colonne « rendement » dans le Tableau 21. Dans les configurations étudiées, il y a en effet jusqu'à 0,8 point de rendement d'écart pour un même taux d'extraction total. Les pertes thermiques étant plus importantes à haute température, elles sont en moyenne plus élevées lorsque la charge (qui s'opère à haute température) dure longtemps. Les charges longues favorisent donc les pertes thermiques, lesquelles réduisent le taux d'utilisation. Cela est également illustré en Fig. 130.

Taux d'utilisation [%]	$\Delta T_{ch}^* + \Delta T_{déch}^*$	ΔT_{ch}^*	$\Delta T_{déch}^*$	Rendement [%]
49,8	0,4	0,2	0,2	94,6
64,1	0,6	↑ 0,4	↓ 0,2	94,3
67,8	0,6	0,2	↓ 0,4	94,7
72,4	0,8	↑ 0,6	↓ 0,2	94,2
76,4	0,8	↑ 0,4	↓ 0,4	94,5
76,4	0,8	0,2	↓ 0,6	94,7
77,5	1,0	↑ 0,8	↓ 0,2	93,9
81,0	1,0	↑ 0,6	↓ 0,4	94,3
81,5	1,0	0,2	↓ 0,8	94,7
82,2	1,0	↑ 0,4	↓ 0,6	94,6
84,3	1,2	↑ 0,8	↓ 0,4	94,2
85,8	1,2	↑ 0,6	↓ 0,6	94,5
86,1	1,2	↑ 0,4	↓ 0,8	94,6
88,5	1,4	↑ 0,8	↓ 0,6	94,3
89,1	1,4	↑ 0,6	↓ 0,8	94,5
91,6	1,6	0,8	0,8	94,3

Tableau 21. Classement par taux d'utilisation croissants des essais numériques correspondant à la Fig. 129.

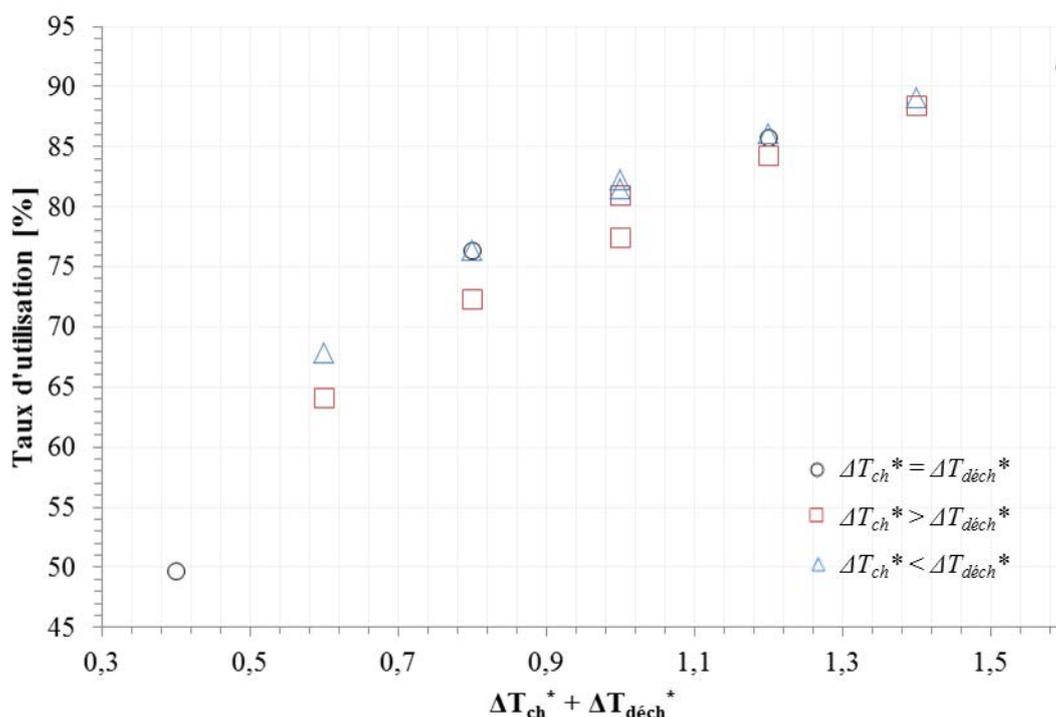


Fig. 130. Taux d'utilisation en fonction du taux d'extraction total de la thermocline. Essais correspondant à la Fig. 129.

Seul un cas signalé en gris dans le Tableau 21 contredit cette thèse. Il est possible de remarquer que contrairement aux autres cyclages, celui-ci correspond à une configuration particulièrement déséquilibrée : la thermocline est fortement extraite en décharge (à 80 %) et relativement peu en charge (20 %). Un cas particulier du même type combinant des taux d'extraction particulièrement déséquilibrés entre charge et décharge aboutissant à un taux d'extraction total intermédiaire a été observé lors de l'étude expérimentale (valeur signalée en gris dans le Tableau 20). Il semble donc que l'affirmation selon laquelle, pour maximiser le

taux d'utilisation, il faut privilégier des charges ou des décharges longues selon l'évolution de la température d'entrée ou les pertes thermiques, soit invalidée pour des taux d'extraction très déséquilibrés entre charge et décharge. Autrement dit, pour maximiser le taux d'utilisation, il semble qu'il vaille mieux allonger le processus le plus favorable au détriment de celui qui l'est moins, mais pas à outrance. L'origine exacte de ce phénomène reste inexpliquée. Le gain de taux d'utilisation lié à l'équilibrage des taux d'extraction en charge et en décharge est cependant minime vis-à-vis des autres phénomènes (taux d'extraction total, évolution de la température d'entrée, pertes thermiques, etc.).

IV.2.8. Caractéristiques du cyclage

L'influence du taux d'extraction de la thermocline sur le cyclage thermique soulève la question de la stabilisation : quel que soit le mode de pilotage adopté, lorsque des cycles de charge/décharge successifs sont réalisés dans des conditions opératoires identiques pendant un temps suffisant, le système parvient à un état stabilisé. Cet état se caractérise notamment par des profils thermiques, des énergies chargées et déchargées, des taux d'utilisation et des rendements identiques d'un cycle sur l'autre. Cette stabilisation existe que les cycles soient régulés en temps (durée imposée) ou en température (taux d'extraction de la thermocline imposé). Dans un cas comme dans l'autre, le paramètre non imposé (taux d'extraction ou durée) tend vers une valeur unique au fur et à mesure des cycles, comme c'est le cas pour les énergies, le rendement, etc. Sont ici majoritairement traitées les stabilisations résultant de l'imposition du taux d'extraction de la thermocline. Mais comme cela est brièvement illustré par la suite (cf. IV.2.8.3), la plupart des observations sont transposables aux cas où la durée des cycles est imposée.

Des cyclages numériques ont été réalisés avec différents taux d'extraction de la thermocline à partir d'un réservoir uniformément à température froide. Ces cyclages sont représentés en Fig. 131 par leur état initial et leur état stabilisé. La Fig. 132 illustre la stabilisation plus ou moins rapide des paramètres caractéristiques de cycle lors de ces cyclages numériques. Il apparaît que les performances (taux d'utilisation et rendement) sont d'autant moins bonnes et que la stabilisation est d'autant plus longue que le taux d'extraction de la thermocline est faible (avec un taux d'extraction de 10 %, 15 cycles ne sont d'ailleurs pas suffisants pour atteindre une stabilisation complète).

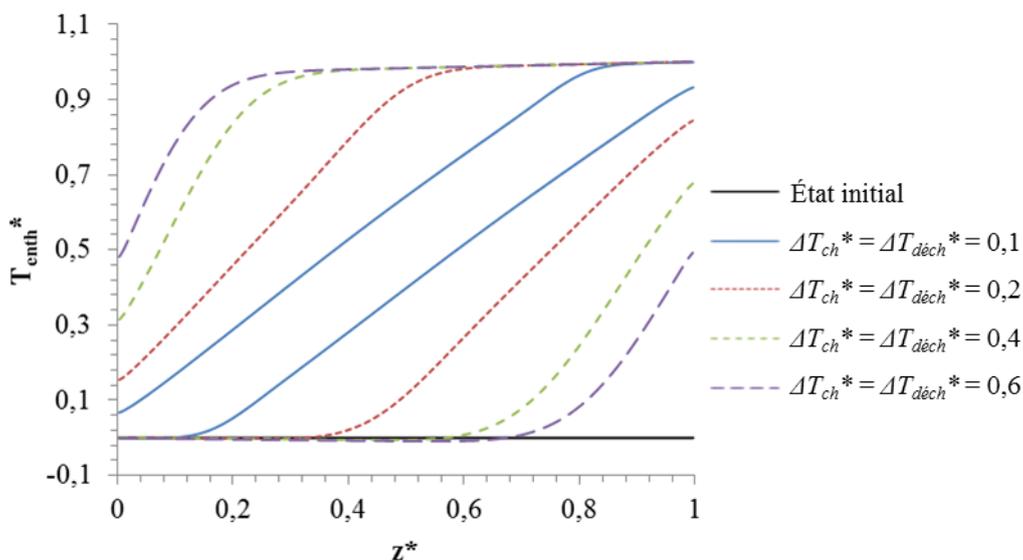


Fig. 131. État initiaux et états stabilisés de cyclages numériques réalisés avec différents taux d'extraction de la thermocline ($T = 100-250$ °C ; $\dot{m} = 1034$ kg/h).

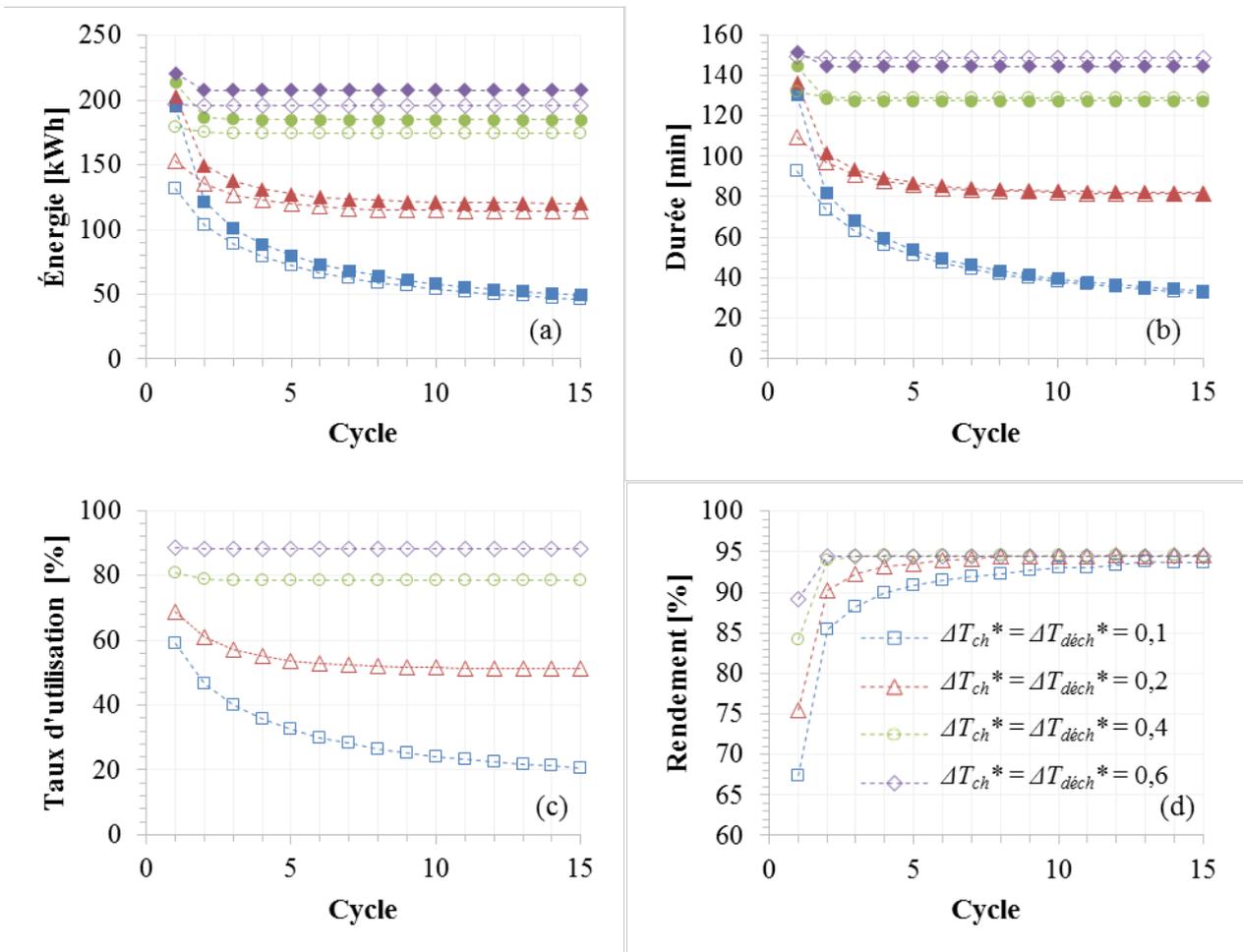


Fig. 132. Évolution des paramètres lors de cyclages numériques réalisés avec différents taux d'extraction de la thermocline (essais correspondant à la Fig. 131). Sur les graphiques (a) et (b), les symboles pleins correspondent aux charges et les vides aux décharges.

La Fig. 133 illustre la stabilisation des paramètres caractéristiques lors des cyclages expérimentaux présentés précédemment en Fig. 126. Ces essais ont été réalisés avec différents taux d'extraction de la thermocline en décharge à partir d'un réservoir presque uniformément à température chaude (c'est pourquoi le cycle numéro 1 ne comporte pas de charge). Ces résultats expérimentaux montrent là aussi clairement que les performances sont moins bonnes et la stabilisation est plus longue lorsque le taux d'extraction de la thermocline diminue.

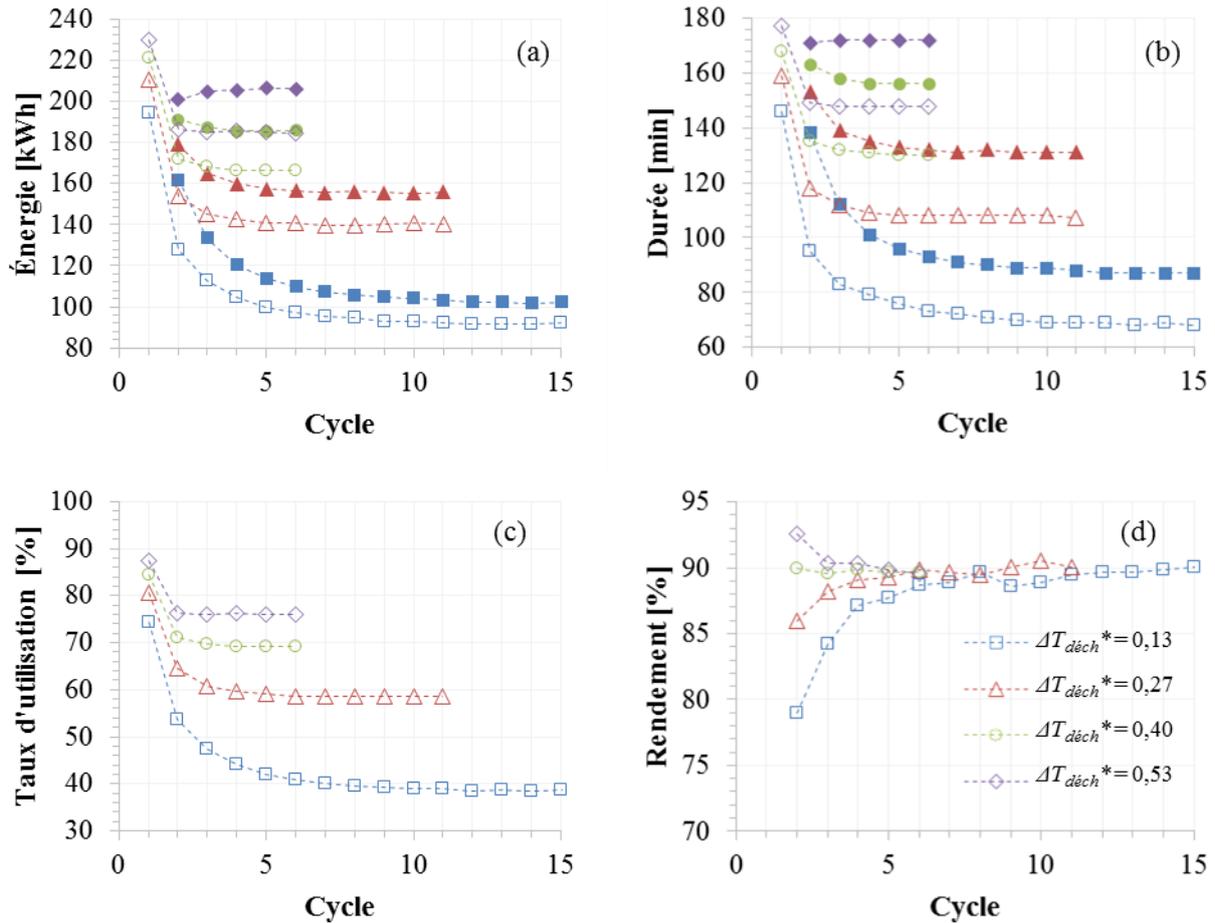


Fig. 133. Évolution des paramètres lors de cyclages expérimentaux avec différents taux d'extraction de la thermocline en fin de décharge et un taux d'extraction de 40 % en fin de charge (essais correspondant à la Fig. 126). Sur les graphiques (a) et (b), les symboles pleins correspondent aux charges et les vides aux décharges.

Il est possible d'analyser la stabilisation comme le résultat de la compétition de deux phénomènes antagonistes conduisant à un état d'équilibre. Les deux phénomènes en question sont d'une part l'épaississement de la thermocline par diffusion effective (conduction, non-idéalité des échanges et mélange du fluide) et d'autre part son renouvellement par extraction totale ou partielle à l'issue de chaque charge/décharge. Ainsi, lorsqu'une faible part de la thermocline est extraite (et donc renouvelée) à l'issue de chaque cycle, une large part de celle-ci a la possibilité de se diffuser. Son état d'équilibre est par conséquent plus long à atteindre et correspond finalement à un réservoir moins stratifié occupé en grande partie par la thermocline. À l'inverse, si une grande partie de la thermocline est extraite (et donc détruite et renouvelée) à chaque cycle, seule une petite partie de la thermocline peut se diffuser sur le long terme. La stabilisation est alors atteinte dès que cette petite part de thermocline parvient à son état d'équilibre, ce qui nécessite relativement peu de temps. Cette analyse est notamment corroborée par trois phénomènes : la stabilisation immédiate des essais dont le taux d'extraction total de la thermocline est au moins égal à 1, l'influence de perturbations ponctuelles lors du cyclage et l'invariance de l'état stabilisé vis-à-vis de l'état initial du cyclage.

IV.2.8.1. Stabilisation

Concernant le premier élément, il est en effet possible de s'apercevoir sur la Fig. 132 et la Fig. 133 que les paramètres caractéristiques atteignent leur valeur stabilisée dès le deuxième cycle lorsque le taux d'extraction total est supérieur à 1 ($\Delta T^* = 0,6$ en Fig. 132, et $\Delta T_{déch}^* = 0,53$ en Fig. 133). Pour ces configurations, la totalité de la thermocline est extraite et renouvelée à chaque cycle. Celle-ci n'a donc pas la possibilité de se diffuser au fur et à mesure des cycles : dès le deuxième cycle, tous les cycles sont identiques (si tant est que les conditions opératoires sont conservées d'un cycle sur l'autre). Si le taux d'extraction total de la thermocline est inférieur à 1, au moins une partie de la thermocline séjourne dans le réservoir sans jamais être extraite d'un cycle à l'autre. La stabilisation n'est donc atteinte que lorsque cette portion de thermocline s'est diffusée jusqu'à son état d'équilibre et la stabilisation est plus longue s'il faut qu'une large part de la thermocline se diffuse. Si une part très faible de la thermocline n'est jamais extraite, il peut suffire de moins de la durée d'un cycle pour que la portion de thermocline atteigne son état d'équilibre. C'est probablement ce qui explique pourquoi sur la Fig. 132, l'essai correspondant à $\Delta T^* = 0,4$ atteint l'état stabilisé dès le deuxième cycle alors que le taux d'extraction total n'est que de 80 % ($\Delta T_{ch}^* + \Delta T_{déch}^* = 0,8$) : la part de thermocline restante (20 %) met probablement moins de la durée d'un cycle à se diffuser jusqu'à son état d'équilibre.

IV.2.8.2. Perturbations

Le deuxième argument à mettre au crédit de cette analyse est l'observation de la réponse du système de stockage de l'installation STONE à des perturbations ponctuelles durant le processus de cyclage. Le test consiste à réaliser des cycles thermiques identiques, puis à altérer l'un d'eux en modifiant ponctuellement le taux d'extraction (ou la durée) d'une charge. Cette perturbation peut être réalisée en écourtant la charge ou bien au contraire en la prolongeant, parfois jusqu'à l'extraction complète de la thermocline (charge pleine). Les profils thermiques correspondant au premier type de perturbation sont présentés en Fig. 134. Cette figure présente l'état initial et l'état stabilisé d'un cyclage thermique, ainsi que les profils correspondant à des cycles perturbés, c'est-à-dire dont la durée de charge a été plus ou moins écourtée par rapport à la durée des charges stabilisées. L'évolution du taux d'utilisation lors de ce cyclage perturbé (cf. Fig. 135) permet de constater qu'écourter les charges ne perturbe que ponctuellement le cyclage. Celui-ci reprend son cours normal dès que les conditions de pilotage sont restaurées.

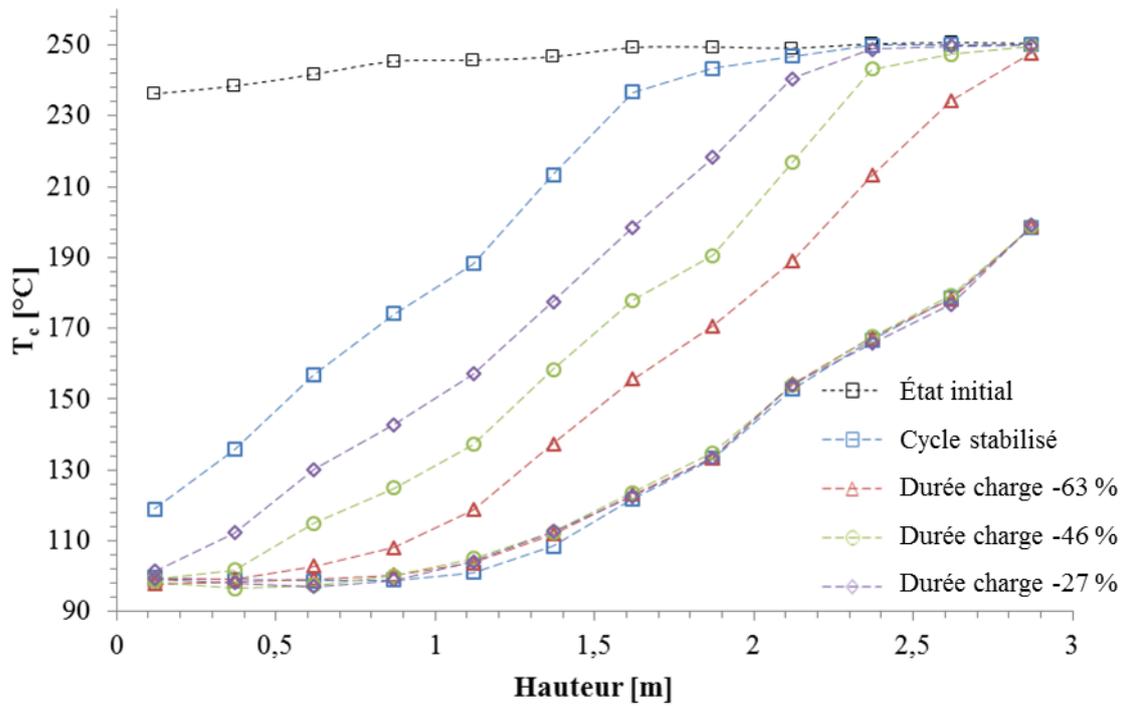


Fig. 134. Profils thermiques expérimentaux de fin de charge et de décharge stabilisés et à l'issue de perturbations ponctuelles matérialisés par des charges plus ou moins écourtées ($T = 100\text{-}250\text{ }^{\circ}\text{C}$; $\Delta T_{ch-déch}^* = 0,13\text{-}0,33$; $\dot{m}_{ch-déch} = 847\text{-}956\text{ kg/h}$).

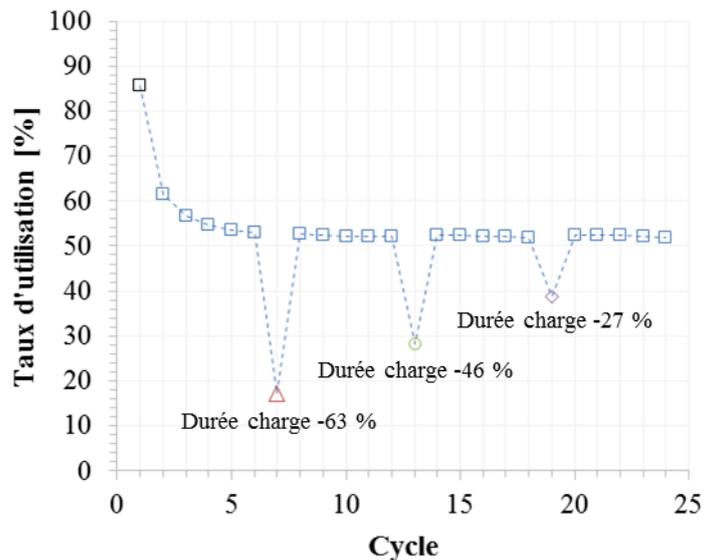


Fig. 135. Évolution du taux d'utilisation au cours d'un cyclage expérimental perturbé par des charges partielles (essai correspondant à la Fig. 134).

En revanche, lorsque des perturbations consistant à allonger la durée de certaines charges/décharges sont introduites, un comportement différent apparaît. Cela est illustré par la Fig. 136. Celle-ci montre l'évolution du taux d'utilisation au cours d'un cyclage ponctué de charges pleines. Les conditions opératoires ne sont cependant pas tout à fait restaurées après chaque perturbation puisqu'un taux d'extraction différent est adopté par la suite : l'essai correspond aux profils thermiques présentés en Fig. 126 qui ont en fait été obtenus les uns à la suite des autres au cours d'un même essai. Les charges pleines servent alors à réinitialiser le stockage avant le démarrage d'un cyclage avec de nouvelles conditions d'extraction de la thermocline.

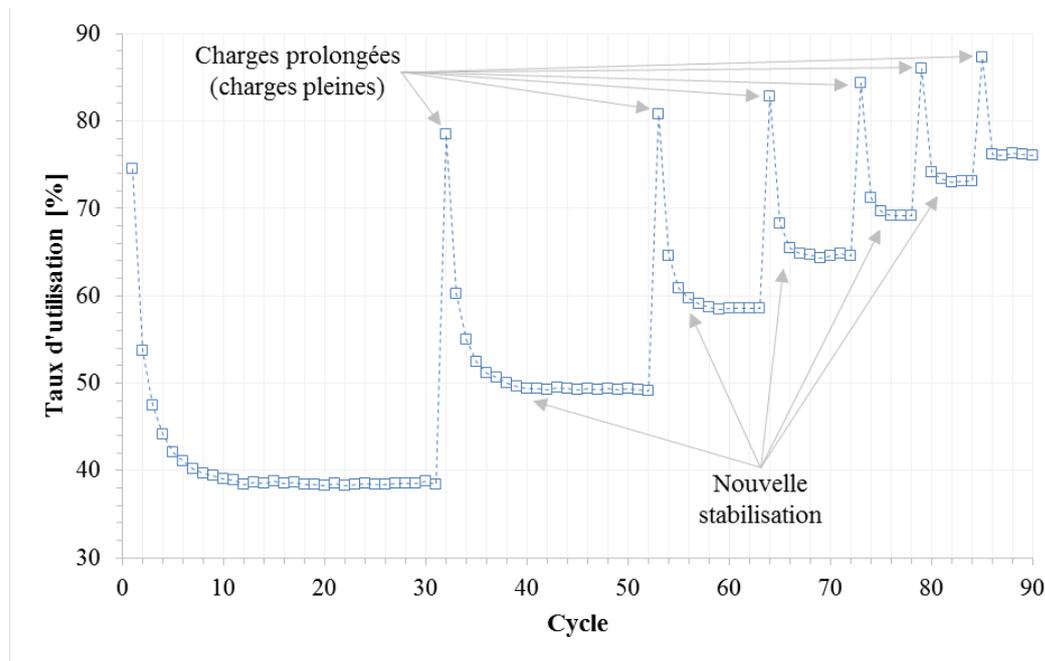


Fig. 136. Évolution du taux d'utilisation au cours d'un cyclage expérimental dans lequel sont introduites des charges pleines. Après chaque charge pleine, un taux d'extraction de la thermocline plus important en fin de décharge est adopté (essais expérimentaux correspondant à la Fig. 126).

Une étude numérique combinant les deux types de perturbation a été réalisée. Elle consiste à modéliser un stockage identique à celui de STONE. Les cycles sont réalisés entre 100 °C et 250 °C avec une vitesse de fluide moyenne de 2,0 mm/s. Des échelons de débit et de température en entrée de lit sont modélisés. Le taux d'extraction de la thermocline est de 15 % en fin de charge et de décharge, sauf lors de perturbations ponctuelles. Dans certains cas, les charges sont prolongées (taux d'extraction de 40 %, 60 % et 75 %) ou écourtées (taux d'extraction de 1 %). Les profils thermiques et les paramètres caractéristiques correspondant à ce cyclage perturbé sont illustrés respectivement en Fig. 137 et Fig. 138. Sur la Fig. 138, le rendement n'est pas présenté car, tel qu'il est défini (énergie déchargée rapportée à l'énergie chargée au cycle précédent), il a peu de signification lorsque des perturbations interviennent dans le cyclage : à la suite d'une perturbation prolongeant la charge, le rendement tel qu'il est défini dépasse 100 % car, du fait de la « re-stratification » du réservoir (visible en Fig. 137), lors de la décharge suivante, le système mobilise une partie de l'énergie accumulée au cours des cycles précédents.

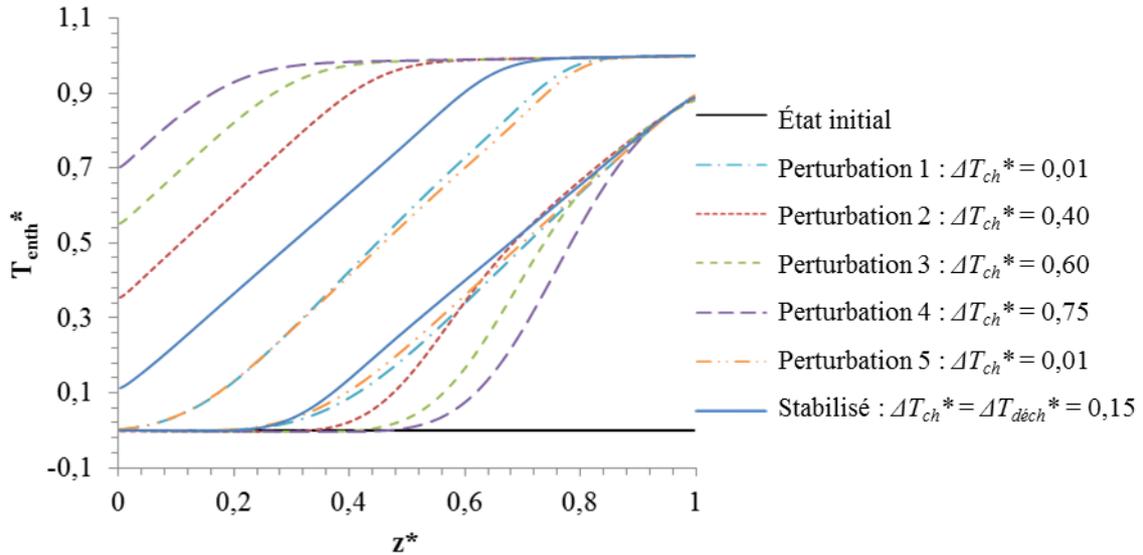


Fig. 137. Profils thermiques de fin de charge et décharge lors d'un cyclage numérique perturbé par des charges écourtées ou prolongées ($T = 100\text{-}250\text{ }^{\circ}\text{C}$; $\dot{m} = 1379\text{ kg/h}$).

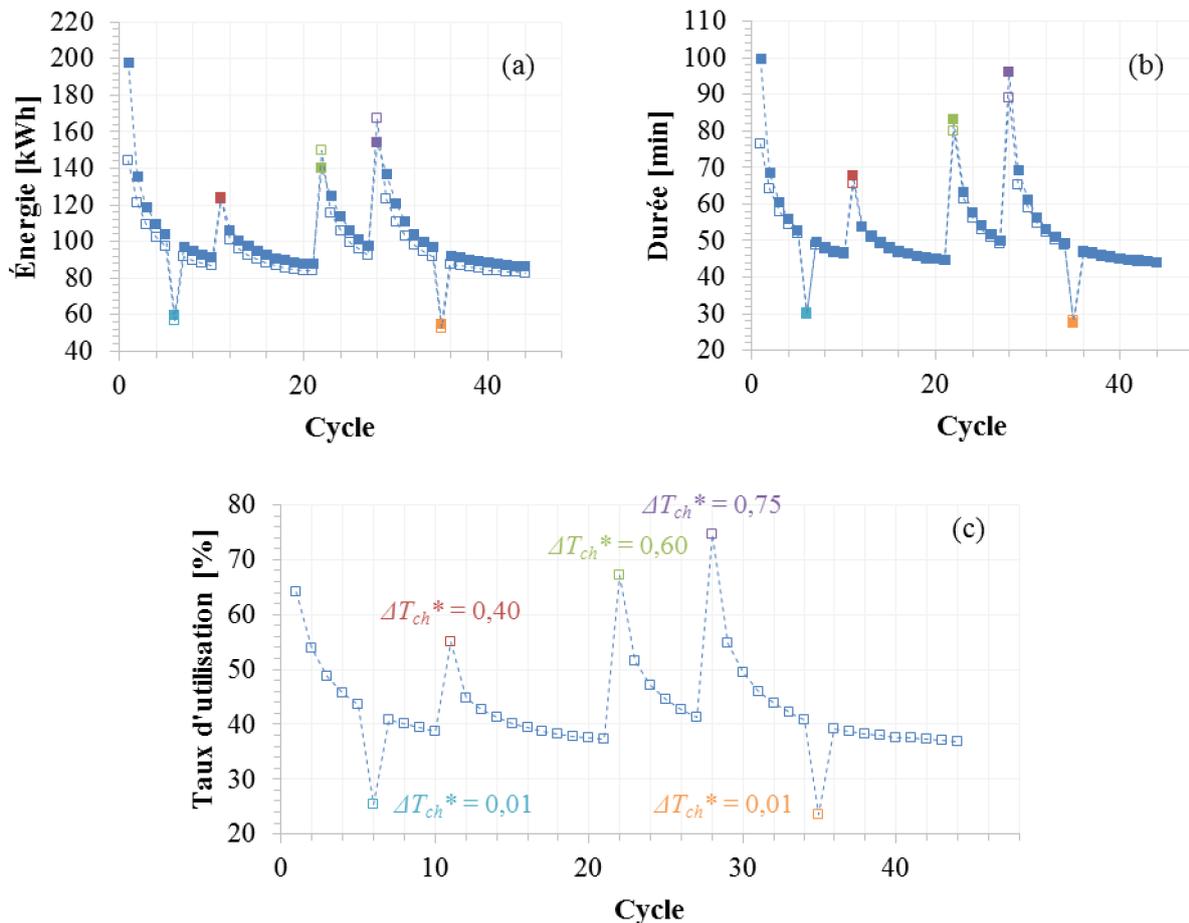


Fig. 138. Évolution des paramètres lors d'un cyclage numérique perturbé (essai correspondant à la Fig. 137). Sur les graphiques (a) et (b), les symboles pleins correspondent aux charges et les vides aux décharges.

L'ensemble de ces observations expérimentales et numériques montrent que le raccourcissement d'une charge/décharge n'affecte pas à long terme le processus de stabilisation du cyclage. En revanche, la stabilisation est perturbée et complètement ou partiellement

réinitialisée lorsque la charge/décharge est prolongée, c'est-à-dire lorsqu'une partie supplémentaire de la thermocline est momentanément extraite du réservoir.

Ce constat conforte la thèse selon laquelle la stabilisation résulte d'un équilibre entre renouvellement et diffusion de la thermocline. En effet, lorsque la charge (ou la décharge) est écourtée, cela revient à extraire moins (voire pas du tout) la thermocline en fin de cycle. Celle-ci a donc davantage la possibilité de se diffuser. Cependant la diffusion est un processus relativement lent, et dès que les conditions de pilotage sont restaurées au cycle suivant, la part supplémentaire de thermocline qui a pu se diffuser est détruite et renouvelée. Le système revient donc presque immédiatement à son état d'équilibre antérieur.

À l'inverse, lorsque la charge (ou la décharge) est prolongée, une part de la thermocline qui avait initié (voire finalisé) sa diffusion vers l'état d'équilibre est détruite et renouvelée. Lorsque les conditions opératoires sont restaurées à la suite de cette perturbation, la part renouvelée se diffuse à nouveau jusqu'à son état d'équilibre, ce qui prend un temps plus ou moins long selon la diffusivité effective et la part de thermocline qui a été renouvelée : la stabilisation reprend progressivement.

IV.2.8.3. État initial

Enfin, le dernier élément en faveur de cette analyse est l'observation d'après laquelle l'état stabilisé obtenu à l'issue d'un cyclage est indépendant de l'état initial : des conditions de pilotage identiques appliquées à des réservoirs dans des états différents conduisent au même état stabilisé.

Cela est illustré expérimentalement en Fig. 139 : les profils de fin de cycles de deux essais réalisés avec les mêmes conditions opératoires, mais depuis un état complètement chargé ou complètement déchargé aboutissent aux mêmes profils de fins de charge et de décharge à l'issue de la stabilisation du cyclage. L'évolution des paramètres caractéristiques de cycle est présentée en Fig. 140. Il est possible de constater que, bien qu'ils diffèrent au début du cyclage, ils tendent tous vers une même valeur.

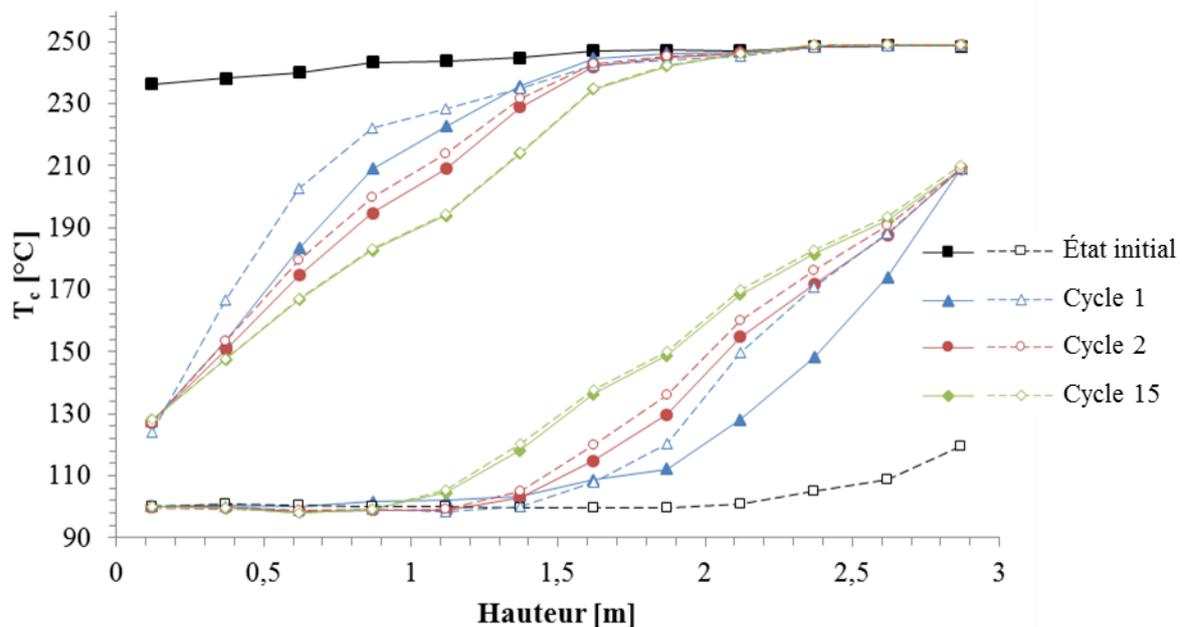


Fig. 139. Profils thermiques expérimentaux de deux cyclages opérés dans les mêmes conditions mais à partir d'états initiaux différents ($T = 100-250\text{ °C}$; $\Delta T^* = 0,27$; $\dot{m}_{ch-déch} = 847-956\text{ kg/h}$).

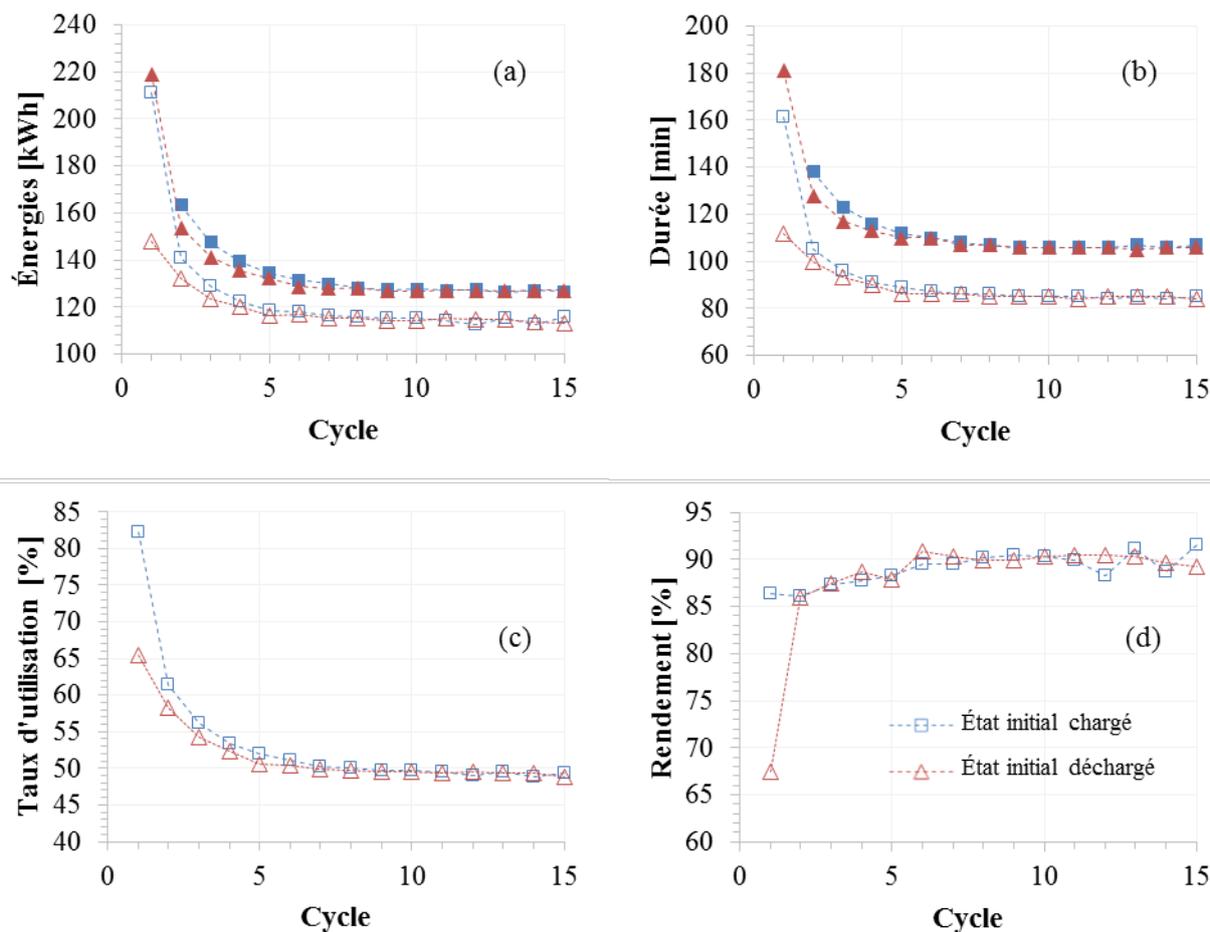


Fig. 140. Évolution des paramètres lors de cyclages expérimentaux réalisés à partir d'états initiaux différents (essais correspondant à la Fig. 139). Sur les graphiques (a) et (b), les symboles pleins correspondent aux charges et les vides aux décharges.

Une étude numérique du même type a été réalisée sur un réservoir identique à celui de l'installation STONE en considérant des échelons de débit et de température en entrée de lit. Des cyclages thermiques ont été réalisés avec des conditions opératoires identiques depuis des états initiaux différents. Contrairement aux cyclages expérimentaux, les cycles ne sont pas régulés en température (imposition d'un taux d'extraction de la thermocline), mais en durée. Dans le cas présent, les charges et les décharges ont une durée imposée de 1h30. Comme il est possible de le constater sur la Fig. 141, les deux cyclages convergent vers le même état thermique. C'est alors le taux d'extraction (et non la durée) qui se stabilise au fur et à mesure des cycles (cf. Fig. 142).

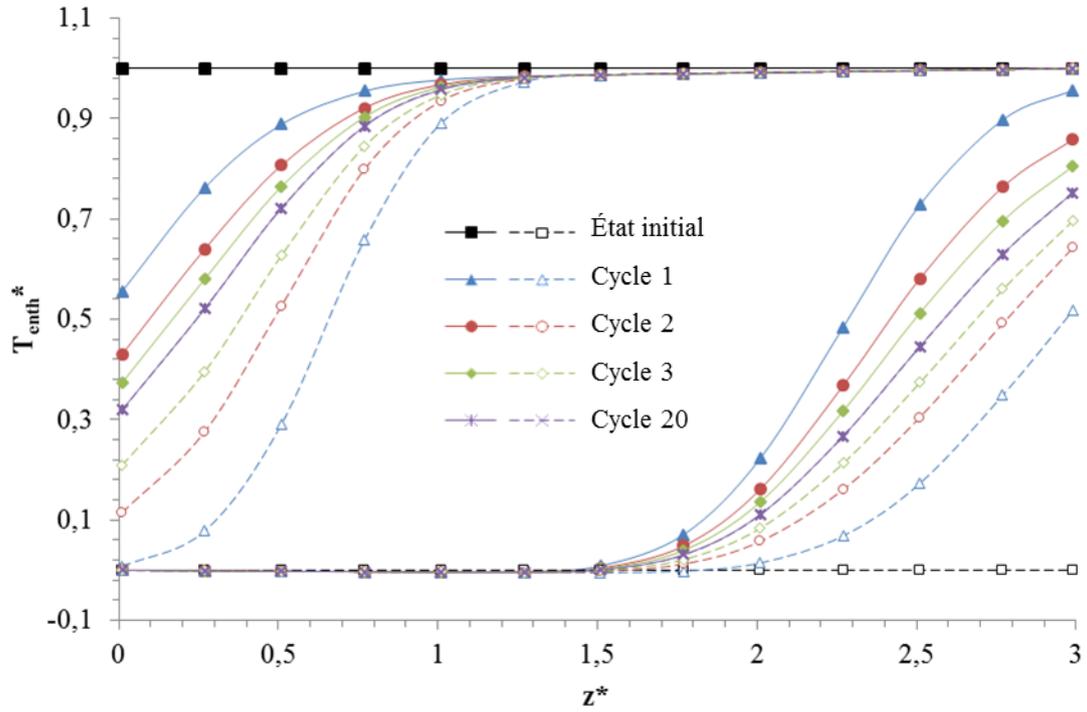


Fig. 141. Profils thermiques de deux cyclages régulés en temps opérés dans les mêmes conditions mais à partir d'états initiaux différents ($T = 100-250\text{ °C}$; $t = 90\text{ min}$; $\dot{m} = 1379\text{ kg/h}$).

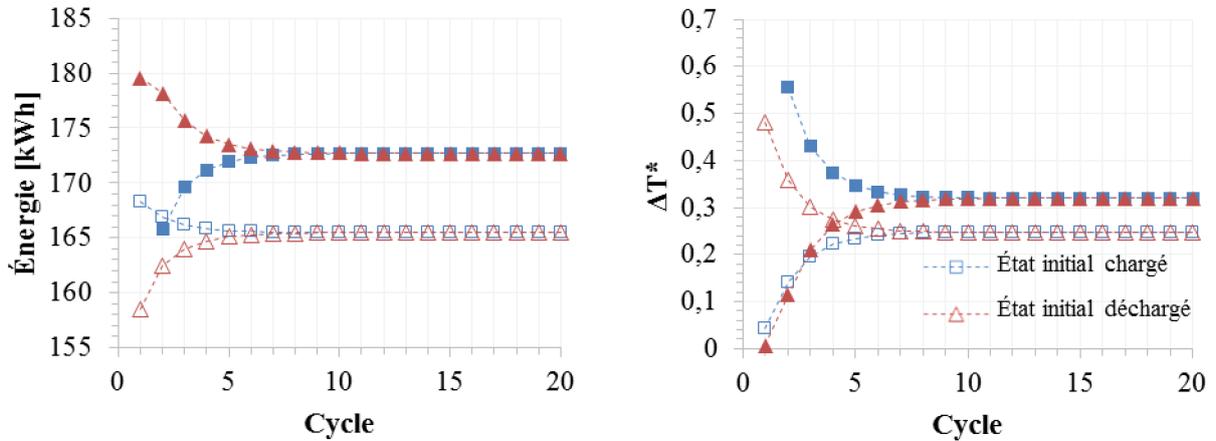


Fig. 142. Évolution des paramètres lors de cyclages numériques régulés en temps réalisés à partir d'états initiaux différents (essais correspondant à la Fig. 141). Les symboles pleins correspondent aux charges et les vides aux décharges.

Un comportement identique a été observé sur l'installation STONE, mais peu d'essais significatifs de ce type ont été réalisés car la régulation des cycles en durée est jugée peu représentative des conditions d'exploitation industrielles.

IV.2.9. Vers un modèle analytique

IV.2.9.1. Diffusion de la thermocline

Comme expliqué dans la partie précédente, la stabilisation résulte de la diffusion de la thermocline vers son état d'équilibre, lequel dépend de la part de thermocline extraite et renouvelée à chaque cycle. Être en mesure de calculer analytiquement la diffusion de la thermocline ouvrirait par conséquent la voie à un modèle analytique de stockage régénératif. Pour cela, il est nécessaire de connaître le coefficient de diffusion effective régissant l'évolution du profil de température. Or, ce coefficient n'est autre que la diffusivité effective globale α_{eff} calculée grâce à la conductivité effective globale λ_{eff} utilisée dans le modèle réduit à une équation d'énergie. Cette diffusivité effective se calcule selon l'équation (160) avec les différentes composantes de la conductivité effective telles qu'elles ont été introduites et décrites en I.3.3 et II.4.

$$\alpha_{eff} = \frac{\lambda_{eff}}{(\rho \cdot c_p)_{eff}} = \frac{\lambda_{eff,f}^0 + \lambda_{eff,c}^0 + \lambda_{eff,p} + \lambda_{mix} + \lambda_{eff}^R + \lambda_{eff}^{h_p} + \lambda_{eff}^{h_c}}{\varepsilon \cdot \rho_f \cdot c_{p_f} + x_s \cdot \rho_s \cdot c_{p_s} + x_c \cdot \rho_c \cdot c_{p_c} + x_p \cdot \rho_p \cdot c_{p_p}} \quad (160)$$

Il est théoriquement possible de calculer la diffusion d'un échelon de température injecté dans le réservoir et se diffusant progressivement au cours du cyclage en assimilant le phénomène à la diffusion thermique dans un milieu semi-infini à partir d'un état thermiquement uniforme. Ce type de problème classique obéit à l'équation (161) (Bergman et al., 2011). Dans cette équation, ζ représente la distance au point d'inflexion de la thermocline, lequel correspond à la température moyenne ($T^* = 0,5$). Cette équation est valable pour une thermocline chaude en haut et froide en bas : la température adimensionnelle de la moitié inférieure (froide) de la thermocline se calcule en utilisant la valeur négative $-\zeta$.

$$T^*(\zeta, t) = \frac{T(\zeta, t) - T_{min}}{T_{max} - T_{min}} = \frac{1 + \operatorname{erf}\left(\frac{\zeta}{2 \cdot \sqrt{\alpha_{eff} \cdot t}}\right)}{2} \quad (161)$$

Cette équation analytique est valable pour une diffusivité effective constante et uniforme (thermocline supposée symétrique). D'autre part, en modélisant la thermocline de la sorte, seule la diffusion est prise en compte : l'influence des pertes thermiques et le renouvellement de la thermocline par extraction totale ou partielle ne sont pas pris en compte. Cette approche analytique a été comparée aux résultats d'une modélisation numérique de cyclage sur un réservoir identique à celui de STONE. Afin que les cas analytique et numérique soit comparables, les propriétés physiques des matériaux sont supposées constantes, les pertes thermiques sont supprimées et des échelons de débit et de température en entrée de lit sont modélisés. De plus, le cyclage numérique, opéré avec une vitesse moyenne de fluide de 2,0 mm/s, a été réalisé avec un taux d'extraction de la thermocline fixé à 0,5 % seulement afin de limiter son renouvellement et la laisser se diffuser.

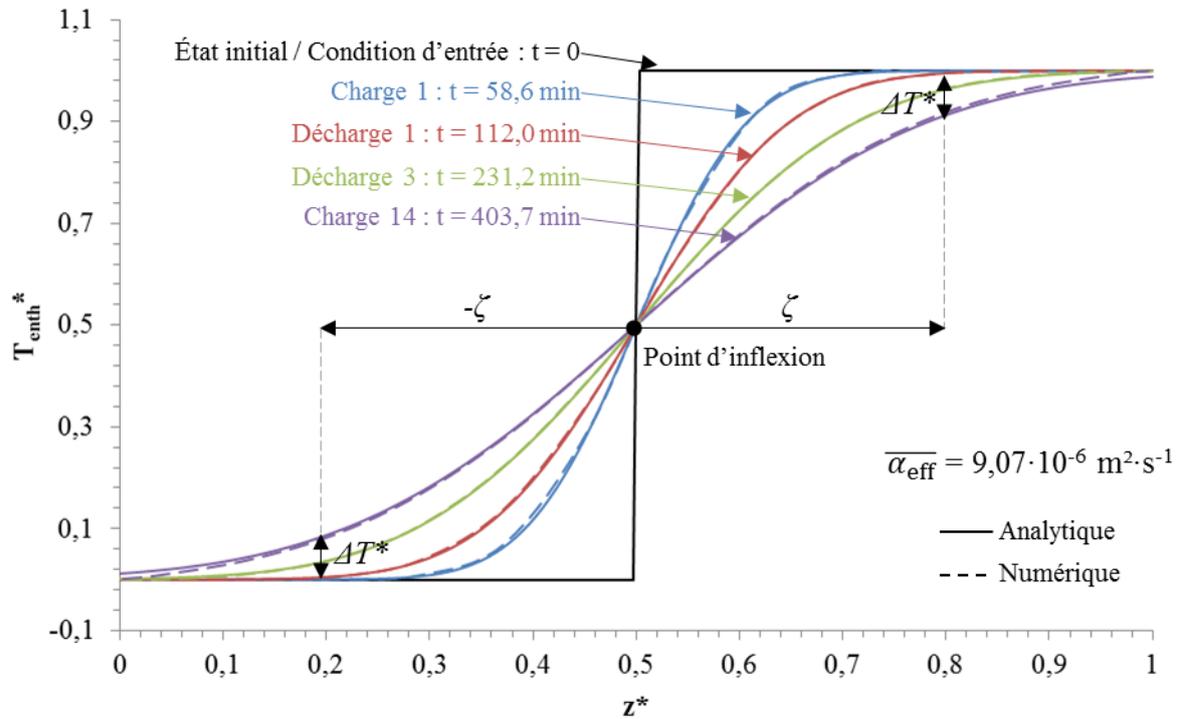


Fig. 143. Profil adimensionnel de température calculé numériquement et analytiquement (équation (161)) lors de son passage au centre du réservoir. Échelons de température et de débit en entrée de lit ($T = 100\text{-}150\text{ }^{\circ}\text{C}$; $\Delta T_{ch-déch}^* = 0,005$; $\dot{m} = 1434\text{ kg/h}$).

La Fig. 143 compare les résultats numériques et analytiques. Les profils numériques obtenus avec le modèle à trois équations d'énergie correspondent à des « photographies » de la thermocline lorsque son point d'inflexion passe au centre du réservoir ($z^* = 0,5$). Les profils analytiques correspondent quant à eux aux résultats de l'équation (161) calculée aux mêmes temps que les profils numériques en prenant pour état initial l'échelon figuré en noir. La diffusivité effective utilisée ($\alpha_{eff} = 9,07 \cdot 10^{-6}\text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) correspond à l'équation (160) calculée conformément aux corrélations du modèle numérique.

La Fig. 143 montre que les modélisations numérique et analytique concordent. La légère asymétrie de la thermocline numérique, tout juste visible sur le premier profil ($t = 58,6\text{ min}$), est liée au fait que le haut de la thermocline est légèrement plus jeune que le bas, car lors de la première charge, il est généré après. Il diffuse donc durant un temps moins long. Par ailleurs, dans le cas numérique, 0,5 % de la thermocline est extrait et renouvelé à la fin de chaque charge/décharge, ce qui finit par avoir une incidence sur sa forme et créer un écart croissant entre les profils numériques et analytiques. Cet écart est particulièrement visible aux extrémités du dernier profil ($t = 403,7\text{ min}$).

La même comparaison est présentée en Fig. 144 avec cette fois un taux d'extraction de la thermocline fixé à 10 %. La première charge est identique au cas précédent. En revanche, l'extraction partielle de la thermocline dès la fin de la première charge induit un écart entre les profils de température numérique et analytique qui est déjà visible sur le bas du profil de température lors de la première décharge ($t = 140,3\text{ min}$). Au fur et à mesure des cycles, les comportements de la thermocline analytique et de la thermocline numérique divergent. Cela illustre les limites de la modélisation analytique qui ne tient pas compte du renouvellement partiel de la thermocline.

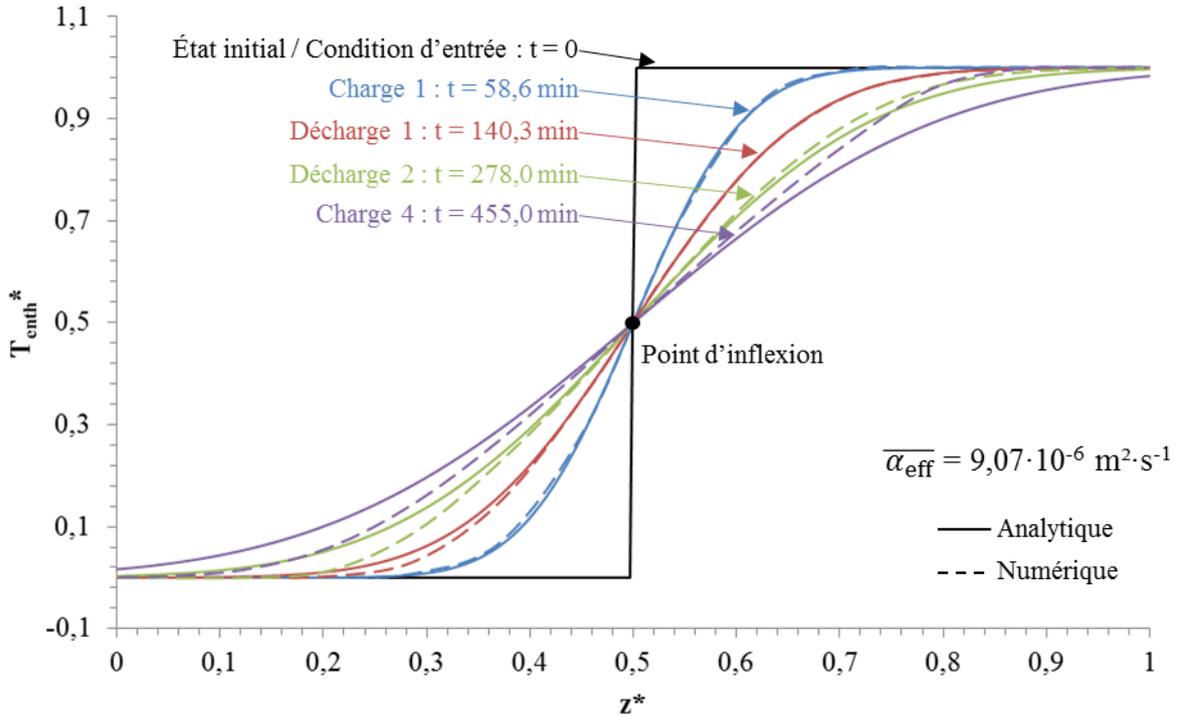


Fig. 144. Profil adimensionnel de température calculé numériquement et analytiquement (équation (161)) lors de son passage au centre du réservoir. Échelons de température et de débit en entrée de lit ($T = 100\text{-}150\text{ }^{\circ}\text{C}$; $\Delta T_{ch-déch}^* = 0,10$; $\dot{m} = 1434\text{ kg/h}$).

IV.2.9.2. Durée des cycles et énergies

L'approche analytique exprimée par l'équation (161) permet de calculer grâce à l'équation (162) le temps de cyclage nécessaire pour que la thermocline occupe la hauteur 2ζ dans le réservoir. Pour cela, il est nécessaire de définir le seuil ΔT^* correspondant aux extrémités de la thermocline. En définissant le début et la fin de la thermocline comme les altitudes correspondant par exemple à $T^* = 0,01$ et $T^* = 0,99$, alors ΔT^* vaut $0,01$: la thermocline débute et prend fin lorsque la température adimensionnelle s'écarte de plus de 1 % de la température nominale chaude ou froide. Les équations (163) et (164) permettent de calculer respectivement l'écart à la température nominale en fonction du temps et de la distance au point d'inflexion, et la distance au point d'inflexion en fonction du temps et de l'écart adimensionnel à la température nominale. Conformément à l'approche analytique ici développée, ces équations ne tiennent pas compte des pertes thermiques et ne sont valables que tant que la thermocline n'est pas extraite du réservoir.

$$t(\zeta, \Delta T^*) = \frac{1}{\overline{\alpha}_{eff}} \cdot \left[\frac{\zeta}{2 \cdot \operatorname{erf}^{-1}(1 - 2 \cdot \Delta T^*)} \right]^2 \quad (162)$$

$$\Delta T^*(\zeta, t) = \frac{1}{2} \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{\zeta}{2 \cdot \sqrt{\overline{\alpha}_{eff} \cdot t}} \right) \quad (163)$$

$$\zeta(\Delta T^*, t) = 2 \cdot \sqrt{\overline{\alpha}_{eff} \cdot t} \cdot \operatorname{erf}^{-1}(1 - 2 \cdot \Delta T^*) \quad (164)$$

Grâce à ces équations, il est par exemple possible d'estimer analytiquement la durée de chaque charge/décharge au cours d'un cyclage jusqu'à la stabilisation des profils de température, à condition encore une fois que la thermocline ne soit pas être extraite lors du cyclage. Comme cela a déjà été évoqué, un cyclage thermique de ce type conduit à un réservoir intégralement occupé par la thermocline, comme prédit par Bayón, Rivas et Rojas, 2013. Dans ces conditions, la durée de charge/décharge tend à s'annuler au fur et à mesure des cycles. Ce type de cyclage peut être modélisé d'après la Fig. 145.

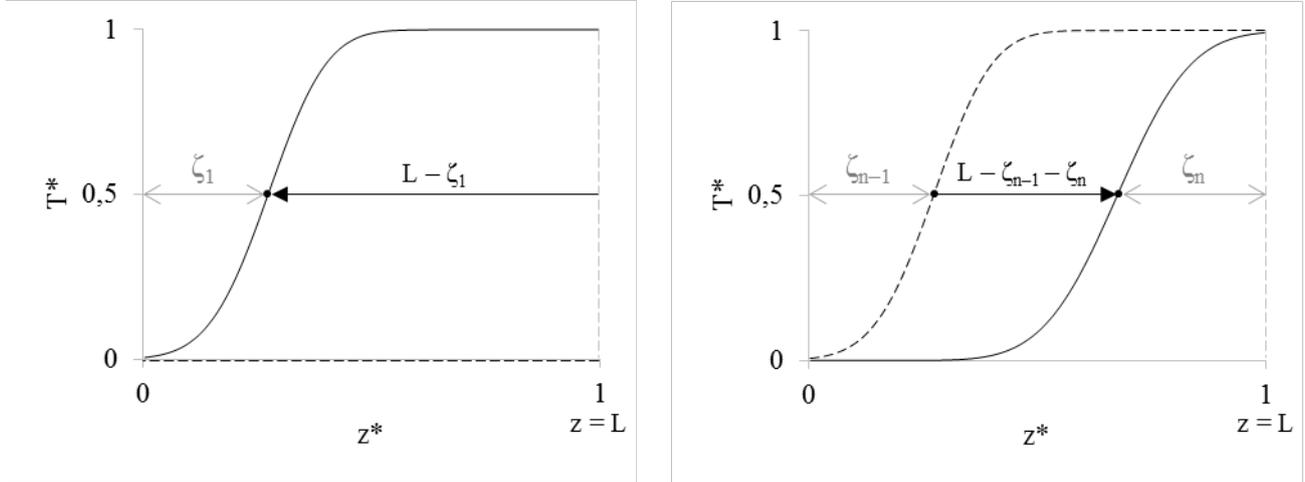


Fig. 145. Schéma de principe du cyclage modélisé analytiquement. Gauche : première charge/décharge (ici charge). Droite : n -ième charge/décharge (ici décharge).

Ainsi, le temps t_n écoulé à l'issue de la n -ième charge/décharge s'exprime d'après l'équation (165) qui, une fois résolue, aboutit à l'équation (166). Dans le cas illustré par la Fig. 145, l'initialisation est réalisée avec t_0 et ζ_0 nuls.

$$t_n = t_{n-1} + \frac{L - \zeta_{n-1} - \zeta_n}{w} = t_{n-1} + \frac{L - \zeta_{n-1} - 2 \cdot \sqrt{\alpha_{\text{eff}} \cdot t_n} \cdot \text{erf}^{-1}(1 - 2 \cdot \Delta T^*)}{w} \quad (165)$$

$$t_n = \left[\sqrt{\frac{\alpha_{\text{eff}} \cdot [\text{erf}^{-1}(1 - 2 \cdot \Delta T^*)]^2}{w^2} + t_{n-1} + \frac{L - \zeta_{n-1}}{w} - \frac{\sqrt{\alpha_{\text{eff}}} \cdot \text{erf}^{-1}(1 - 2 \cdot \Delta T^*)}{w}} \right]^2 \quad (166)$$

Les résultats de cette méthode analytique peuvent être comparés aux résultats du modèle numérique. Pour cela, le cyclage numérique est réalisé avec des propriétés physiques constantes, des pertes thermiques nulles et des échelons de débit et de température en entrée de lit. Le taux d'extraction de la thermocline est fixé à 0,1 % et une discrétisation numérique relativement fine est utilisée ($\Delta z = 6$ mm et $\Delta t = 1$ s).

Étant donné que le débit et les températures d'entrée et de sortie sont constants, la durée de chaque charge/décharge n calculée à l'aide de l'équation (166) peut être utilisée pour déterminer l'énergie stockée ou récupérée. Cette énergie peut être comparée à celle calculée par le modèle numérique via l'enthalpie des différentes phases. Les comparaisons du temps écoulé à la fin de chaque charge/décharge n et des énergies chargées et déchargées sont illustrées en Fig. 146.

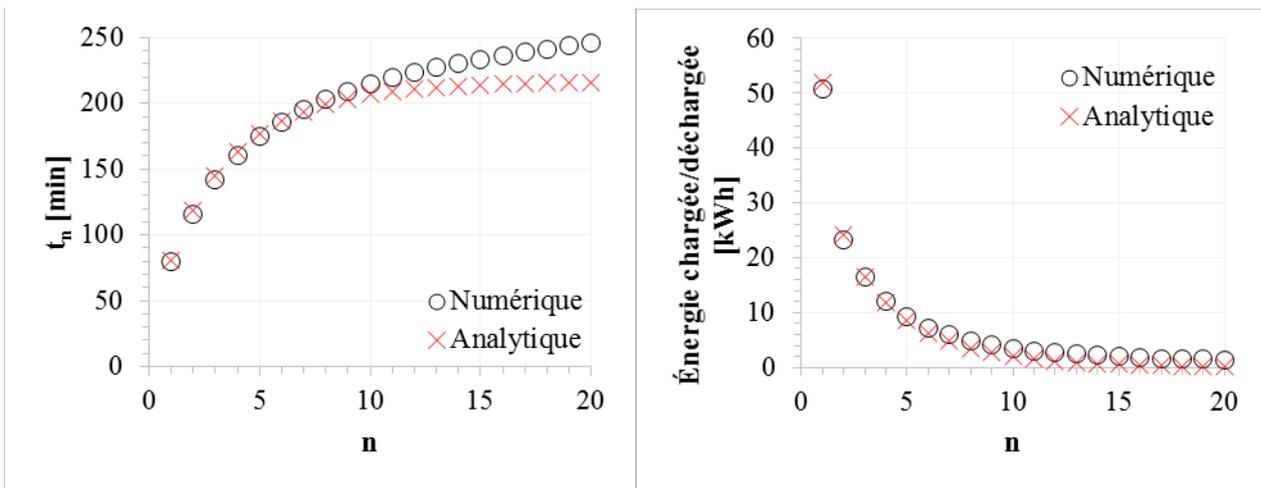


Fig. 146. Résultats numériques ($T = 100-150\text{ }^{\circ}\text{C}$; $\Delta T_{ch-déch}^* = 0,001$; $\dot{m} = 1434\text{ kg/h}$) comparés aux résultats analytiques issus de l'équation (166) ($\alpha_{eff} = 9,07 \cdot 10^{-6}\text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$).

La Fig. 146 permet de constater que l'équation (166) parvient à déterminer correctement la durée, et donc l'énergie, des premiers cycles : l'énergie de la première charge est déterminée à 2 % près. En revanche, au fur et à mesure des cycles, les durées déterminées numériquement et analytiquement divergent : l'écart excède 10 % à partir de $n = 6$. L'équation analytique (166) tend plus rapidement vers des durées de cycle nulles. Les différences de température en jeu étant très faibles, cela s'explique par l'écart même léger existant entre les thermoclines analytique et numérique : dans le cas présent, 0,1 % de la thermocline représente seulement 0,05 °C. Malgré un taux d'extraction très réduit et une discrétisation numérique relativement fine, avec un tel degré de précision requis, l'écart devient de plus en plus significatif à mesure que les cycles raccourcissent.

Toutefois, l'écart ne devient significatif que lorsque la durée des cycles s'approche de zéro, c'est-à-dire précisément lorsque le stockage n'est plus fonctionnel. La modélisation des derniers cycles présente donc peu d'intérêt. Par ailleurs, l'équation (166) est valable pour la première charge/décharge avec n importe quel taux d'extraction de la thermocline (même très élevé). Seulement, plus le taux d'extraction est élevé, plus cela affecte la forme de la thermocline et compromet de ce fait le calcul de la durée des charges/décharges suivantes.

De plus, si la thermocline est fortement extraite, la température de sortie du stockage ne peut plus être supposée constante. Le calcul d'énergie doit alors soit se fonder sur une température de sortie de fluide moyennée sur la durée de la charge/décharge, soit sur un calcul d'enthalpie avec l'intégrale des profils de température dans le stockage.

IV.2.9.3. Perspectives

Cela illustre les limites relativement fortes auxquelles est confrontée la modélisation analytique des systèmes de stockage thermique régénératif : la variation des propriétés physiques des matériaux et des conditions opératoires, les pertes thermiques et la déformation de la thermocline due à son extraction sont impossibles à prendre en compte avec un simple modèle de diffusion. De plus, l'approche analytique développée ici se fonde sur la diffusivité effective globale du système de stockage. Or ce paramètre est pleinement représentatif du comportement du système à condition que les dérivées de température des différentes phases soient équivalentes (comme pour la réduction du nombre d'équations d'énergie régissant le modèle numérique). Des développements supplémentaires sont par conséquent nécessaires pour parvenir à une modélisation analytique suffisamment polyvalente pour être appliquée à des cas industriels. De tels travaux ont notamment été engagés par l'organisme de recherche espagnol CIEMAT (Bayón et Rojas, 2014).

L'approche analytique a pour principal intérêt de réduire considérablement le temps de calcul nécessaire à la modélisation. Elle est donc particulièrement prometteuse pour réaliser des simulations annuelles, par exemple pour prédire la production de centrales solaires thermodynamiques intégrant un système de stockage.

La modélisation analytique simplifiée telle qu'elle a été présentée et mise en œuvre ici permet de conforter l'analyse d'après laquelle la non-idéalité des échanges de chaleur entre phases, qui est le phénomène majeur régissant la dé-stratification du stockage, peut être modélisée comme un mécanisme diffusif obéissant à la loi de Fourier.

IV.3. Bilan

La modélisation des régénérateurs gaz/solide de la boucle CLAIRE permet de montrer que l'approche consistant à traiter le lit fixe comme un milieu poreux homogène est applicable à des lits structurés. Le modèle n'est donc pas limité aux milieux granulaires. Cela nécessite toutefois d'adapter les paramètres d'échange thermique utilisés par le modèle. D'autre part, la modélisation des parois fondée notamment sur l'approche thermiquement mince étendue s'avère fructueuse même lorsque les parois constituent une part potentiellement élevée de la capacité de stockage du système (24 % dans le cas de la boucle CLAIRE) et présentent une résistance de conduction interne importante (nombre de Biot atteignant 1,8). En outre, le modèle parvient à modéliser le comportement moyen de systèmes qui ne sont pas strictement monodimensionnels, c'est-à-dire présentant des hétérogénéités thermiques transversales importantes. Le comportement monodimensionnel moyen est accessible grâce à la moyenne surfacique de la température sur chaque section du stockage. Pour les installations expérimentales, cela nécessite de disposer de mesures de température réparties correctement et avec une résolution spatiale suffisante, et de post-traiter les résultats de mesures de manière à approcher au mieux la véritable moyenne surfacique de température.

Le système de stockage huile/roche de la boucle STONE a fait l'objet de nombreux essais expérimentaux permettant d'étudier de manière relativement complète et dans diverses conditions opératoires le comportement des systèmes de stockage liquide/solide à granulométrie double (roche et sable). L'étude et la modélisation de ce système permet de montrer que le modèle numérique proposé parvient à tenir compte de l'influence de divers paramètres. À l'issue d'une étude préliminaire visant à définir le coefficient de pertes thermiques du réservoir ainsi qu'une méthode permettant d'estimer la température du fluide à l'entrée du lit fixe, le modèle s'avère capable de restituer l'influence du niveau de température et du débit de fluide caloporteur. Ces deux paramètres affectent le comportement du stockage principalement par l'intermédiaire de leur influence sur les pertes thermiques et sur l'échange de chaleur entre le fluide et les solides. Les pertes thermiques sont proportionnellement plus importantes à haute température et à faible vitesse de fluide. Du fait de l'évolution des propriétés physiques de l'huile thermique, l'échange de chaleur entre le fluide et les solides s'avère légèrement meilleur à haute température. Bien qu'une vitesse de fluide élevée améliore le coefficient d'échange convectif entre le fluide et les solides, cela dégrade la qualité de l'échange de chaleur, ce qui se traduit par une dé-stratification thermique accrue. Ceci est principalement lié au fait que le coefficient d'échange convectif augmente proportionnellement moins que la vitesse du fluide. L'augmentation de la puissance d'échange ne compense donc pas la réduction du temps d'échange. Ce phénomène se matérialise par une diffusivité effective liée à la non-idéalité des échanges croissante avec la vitesse du fluide. Au global, il existe donc une vitesse de fluide optimale correspondant à un compromis entre les pertes thermiques et la qualité des échanges de chaleur.

La boucle STONE permet également d'étudier différentes configurations de cyclage thermique, c'est-à-dire de succession de charges et de décharges. En cyclage, le comportement et le taux d'utilisation du système de stockage sont principalement régis par le taux d'extraction de la thermocline en fin de charge et de décharge. Il est possible de corrélérer le taux d'utilisation

du système de stockage au taux d'extraction total, lequel correspond à la somme du taux d'extraction de fin de charge et du taux d'extraction de fin de décharge. Globalement, plus le taux d'extraction total est élevé, plus le taux d'utilisation du stockage est important. À taux d'extraction total fixé, il est possible d'accroître légèrement le taux d'utilisation en prolongeant le procédé (charge ou décharge) le plus performant au détriment du moins performant. Cela dépend notamment des pertes thermiques et des conditions d'entrée. Bien évidemment, dans un cas industriel, les taux d'extraction de la thermocline sont avant tout régis par les contraintes du procédé dans lequel s'intègre le système de stockage.

Lorsque des cycles de charge et de décharge opérés selon des conditions identiques sont réalisés, cela conduit à une stabilisation : d'un cycle sur l'autre, les paramètres de cycles sont identiques (durées ou taux d'extraction de la thermocline, profils de température, rendement, énergie, taux d'utilisation, etc.). Cela est vrai que les cycles thermiques soient régulés en durée (durées de charge et de décharge imposées) ou en taux d'extraction de la thermocline (taux d'extraction imposés en fin de charge et de décharge). La stabilisation est d'autant plus rapide que le taux d'extraction de la thermocline est important. Cela est lié au fait que la stabilisation résulte de l'équilibre entre diffusion et renouvellement (par extraction) de la thermocline. Cette analyse est étayée par plusieurs observations. Tout d'abord, lorsque le taux d'extraction adimensionnel total est au moins égal à 1 (toute la thermocline est renouvelée à chaque cycle), il n'y a pas de stabilisation à proprement parler : le cyclage est stable dès le premier cycle car il n'y a pas de diffusion de la thermocline sur le long terme. D'autre part, la stabilisation n'est pas perturbée par le raccourcissement ponctuel d'un cycle, car la diffusion est un processus lent, tandis que le renouvellement de la thermocline a un effet immédiat. À l'inverse, le rallongement ponctuel d'un cycle durant ou à l'issue de la stabilisation provoque le renouvellement de la thermocline, ce qui réinitialise au moins partiellement le processus de stabilisation : la part de la thermocline qui a été renouvelée doit à nouveau se diffuser jusqu'à son état d'équilibre. Enfin, l'état stabilisé étant uniquement le résultat de l'équilibre entre deux phénomènes (diffusion et renouvellement de la thermocline), il est indépendant de l'état initial, c'est-à-dire de l'état thermique du système avant le début du cyclage. Ce n'est toutefois pas le cas du processus de stabilisation : si l'état stabilisé en lui-même est indépendant de l'état initial, le chemin vers l'état stabilisé dépend lui fortement de l'état initial.

Le rôle prépondérant de la non-idéalité des échanges thermiques et sa modélisation sous forme de diffusivité effective sont corroborés par des comparaisons entre le modèle numérique (qui a été largement validé) et un modèle analytique de diffusion. Cette approche analytique n'est cependant fructueuse que dans des conditions précises qui restreignent significativement son utilisation. Des développements supplémentaires seraient nécessaires pour que la modélisation analytique des systèmes de stockage régénératif parvienne à maturité et puisse être utilisée dans des cas concrets. À ce stade, la réduction du nombre d'équations d'énergie du modèle numérique semble être la méthode la plus performante pour réduire efficacement le temps de calcul sans dégrader de façon rédhibitoire les résultats.

Conclusions et perspectives

Les systèmes de stockage thermique de type régénératif permettent de stocker de la chaleur sous forme sensible dans un lit fixe. La chaleur est chargée et déchargée au moyen d'un fluide caloporteur liquide ou gazeux circulant en contact direct avec le solide. Le lit fixe peut être constitué d'un milieu granulaire poreux (matériaux en vrac) ou structuré de manière à former des canaux plus ou moins gros permettant la circulation du fluide caloporteur. Par rapport aux systèmes de stockage à deux réservoirs de sels fondus, qui constituent à ce jour l'état de l'art pour le stockage massif de chaleur à haute température, le stockage de type régénératif est plus polyvalent. Les fonctions de stockage et de caloporteur étant assurées indépendamment par le solide et le fluide, il est possible de sélectionner plus librement les matériaux utilisés pour optimiser la densité de stockage, les niveaux de température, le coût, etc. Des matériaux peu coûteux comme des roches ou des résidus industriels (laitiers sidérurgiques, mâchefer, amiante vitrifié, etc.) peuvent être utilisés pour constituer le lit fixe. De plus, contrairement aux systèmes à deux réservoirs de sels fondus dans lesquels l'équivalent du volume d'un des deux réservoirs est systématiquement vide (pour permettre le transvasement du fluide), les systèmes régénératifs ne nécessitent qu'un seul réservoir dont la quasi-totalité du volume est exploitée. À capacité de stockage équivalente, les systèmes régénératifs peuvent ainsi être jusqu'à 35 % moins chers que les systèmes à deux réservoirs de sels fondus.

En revanche, l'exploitation et le pilotage des systèmes régénératifs est relativement complexe car une multitude de phénomènes physiques en interaction les uns avec les autres régissent leur fonctionnement et leurs performances. Ces phénomènes sont rappelés en Fig. 147.

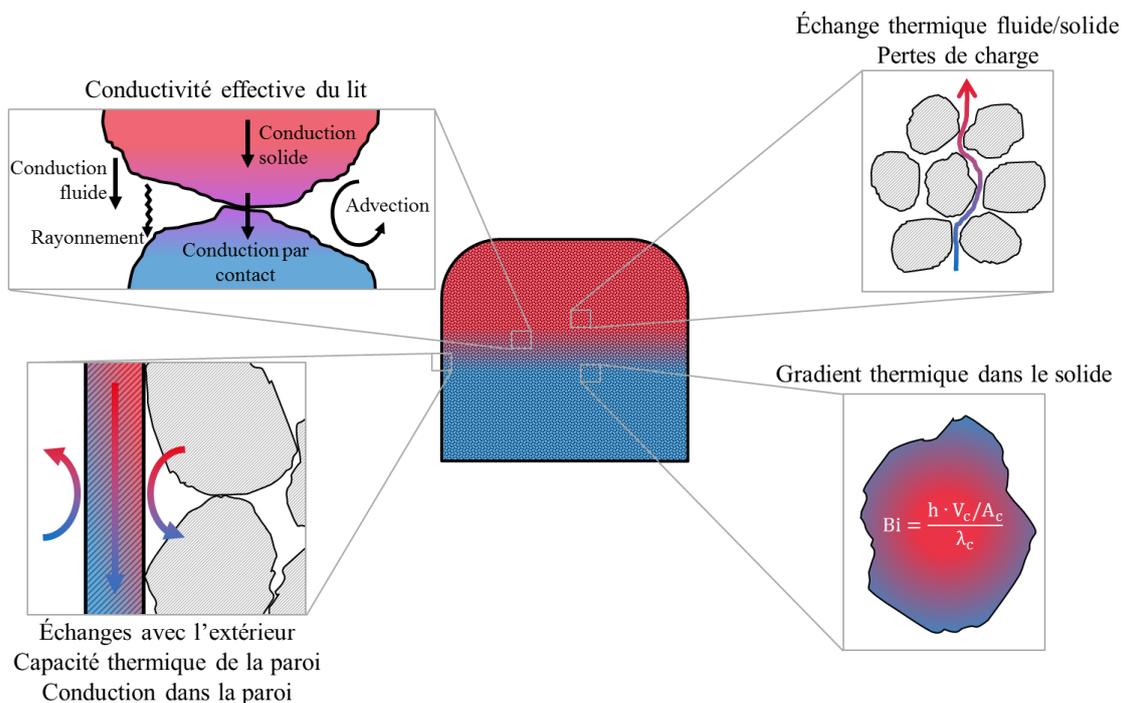


Fig. 147. Schéma des principaux phénomènes impliqués dans le comportement des systèmes de stockage thermique régénératif.

Afin de prendre en compte l'ensemble de ces phénomènes, un modèle numérique monodimensionnel a été proposé. Celui-ci décrit le lit fixe comme un milieu poreux et comporte trois équations d'énergie ainsi qu'une équation de continuité. Il s'exprime d'après les équations suivantes.

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_f \cdot u_f)}{\partial z} = 0 \quad (167)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon \cdot \frac{\partial(\rho_f \cdot H_f)}{\partial t} + x_s \cdot \frac{\partial(\rho_s \cdot H_s)}{\partial t} + \varepsilon \cdot \frac{\partial(\rho_f \cdot u_f \cdot H_f)}{\partial z} \\ = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},f+s} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + h_{\text{eff},c} \cdot a_c \cdot (T_c - T_f) + h_{\text{eff},p} \cdot a_{p,\text{int}} \cdot (T_p - T_f) \end{aligned} \quad (168)$$

$$x_c \cdot \frac{\partial(\rho_c \cdot H_c)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} \right) + h_{\text{eff},c} \cdot a_c \cdot (T_f - T_c) \quad (169)$$

$$x_p \cdot \frac{\partial(\rho_p \cdot H_p)}{\partial t} = x_p \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_p \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + h_{\text{eff},p} \cdot a_{p,\text{int}} \cdot (T_f - T_p) + U_{p/\infty} \cdot a_{p,\text{ext}} \cdot (T_\infty - T_p) \quad (170)$$

L'équation de continuité (167) assure la conservation de la masse du fluide. Les éléments solides du système (solides de remplissage et parois) sont quant à eux supposés incompressibles et indilatables. Leur masse volumique est donc supposée constante.

La principale originalité du modèle proposé tient à son traitement des systèmes constitués d'un milieu granulaire à granulométrie double. Cette configuration, qui permet de réduire la quantité de fluide caloporteur, est courante dans les systèmes à caloporteur liquide. Elle se matérialise généralement par un lit fixe constitué d'un mélange de roches et de sable. Dans le modèle, le sable est supposé à l'équilibre thermique avec le fluide. Cela se justifie par la très grande surface spécifique d'échange et la très faible résistance de conduction interne des grains de sable. Une température unique pour le fluide et le sable est donc considérée, et l'équation d'énergie du fluide (168) comprend un terme relatif à l'énergie interne du sable. Lorsqu'il n'y a pas de sable (granulométrie simple), la fraction volumique de sable x_s est nulle et le terme correspondant s'annule. L'équation du fluide comprend par ailleurs un terme de diffusion caractérisé par une conductivité thermique effective permettant d'appliquer la loi de Fourier. La conductivité effective modélise la conduction dans le fluide et dans le sable (si sable il y a), ainsi que la diffusion thermique due aux turbulences et au mélange du fluide (advection à petite échelle).

Les solides qui ne sont pas supposés à l'équilibre thermique avec le fluide possèdent une équation d'énergie dédiée (169). Les équations du fluide et des solides sont liées par un terme d'échange thermique. Comme l'équation du fluide, l'équation des solides comporte un terme de conductivité effective. Ce terme tient compte de la conduction thermique dans les solides et du transfert par rayonnement entre les solides (uniquement lorsque le fluide caloporteur est transparent au rayonnement infrarouge).

Enfin, l'équation d'énergie (170) permet de tenir compte de la paroi du réservoir. Cette équation modélise l'inertie de la paroi, qui peut être non négligeable dans les réservoirs de petite taille, ainsi que la conduction thermique longitudinale dans la paroi. L'équation d'énergie de la paroi est liée à celle du fluide et à l'ambiance extérieure (pertes thermiques) par des termes d'échange de chaleur.

Outre la capacité thermique des différents constituants, le système de stockage est essentiellement gouverné par l'échange thermique entre le fluide et les solides. Lors de la charge et la décharge, ce mécanisme régit au premier ordre le comportement de la thermocline, c'est-à-dire le gradient thermique séparant les zones chaude et froide. Cela fut déjà identifié par

Schumann, 1929, lors de l'établissement de son modèle qui fait référence encore aujourd'hui. Par conséquent, il est crucial de déterminer correctement le coefficient d'échange thermique effectif entre le fluide et les solides ($h_{eff,c}$). Celui-ci est calculé à l'aide de corrélations empiriques d'échange convectif fondées sur les nombres adimensionnels de Nusselt, de Reynolds et de Prandtl.

Lorsque le milieu granulaire possède une granulométrie simple (tous les solides de tailles similaires), le coefficient d'échange convectif est déterminé à l'aide de la corrélation de Wakao, Kagueli et Funazkri, 1979. Cette corrélation est largement reprise dans la littérature et fait référence.

Lorsque le milieu granulaire est constitué d'un milieu à granulométrie double (par exemple un mélange de roches et de sable), l'échange convectif entre les roches et le fluide est modélisé comme l'échange convectif entre le fluide circulant dans un milieu poreux (les pores remplis de sable) et les parois délimitant le milieu poreux (les roches). Pour cela, la corrélation de Dixon, DiCostanzo et Soucy, 1984, est utilisée. Pour les granulométries doubles comme pour les granulométries simples, cette corrélation est également utilisée pour calculer le coefficient d'échange convectif entre le fluide et la paroi du réservoir.

Le modèle est par ailleurs capable de traiter efficacement les lits fixes structurés en canaux. Il est donc possible d'assimiler ce type de lit à un milieu poreux. Dans ce cas, des corrélations spécifiques doivent toutefois être utilisées pour déterminer le coefficient d'échange convectif.

Dans le modèle, les coefficients d'échange convectif sont convertis en coefficients d'échange effectif tenant compte de la résistance de conduction interne des solides et de la paroi. Pour cela, l'approche thermiquement mince étendue développée par Xu, Li et Chan, 2012, est utilisée. Cette méthode permet de traiter efficacement les cas dans lesquels les solides ou la paroi ne sont pas à proprement parler thermiquement minces ($Bi > 0,1$). Ce problème peut également être traité à l'aide d'un modèle de conduction intra-solide permettant d'estimer le profil de température à l'intérieur des solides. Une version analytique d'un tel modèle a été proposée. Cependant, ce modèle de milieu granulaire ne présente un intérêt que lorsque le profil de température à l'intérieur des solides doit être connu, car il est plus complexe et plus instable d'un point de vue numérique, et nécessite davantage de temps de calcul que le modèle de milieu poreux. Il est en outre moins polyvalent puisque, tel qu'il a été développé, il ne peut être appliqué aux lits fixes structurés en canaux.

Les pertes thermiques vers l'extérieur jouent également un rôle important dans le comportement et les performances du système de stockage, plus particulièrement sur les systèmes peu isolés ou de faible capacité (de forme allongée ou de petite taille). Ainsi, c'est principalement par l'intermédiaire de leur influence sur les pertes de chaleur et sur l'échange thermique fluide/solide que le niveau de température et la vitesse de circulation du fluide caloporteur affectent le comportement du système. Du fait de la combinaison de ces deux influences, il existe pour chaque configuration une vitesse de circulation de fluide optimale correspondant à un compromis entre les pertes de chaleur (et dans une moindre mesure la diffusion) et la qualité de l'échange thermique entre le fluide et les solides.

Bien qu'il ne soit pas intrinsèque au système de stockage, un autre paramètre important à prendre en compte est l'évolution de la température du fluide caloporteur à l'entrée du lit fixe. Si lors de la charge ou la décharge, la température d'entrée évolue lentement vers sa valeur nominale, cela épaissit d'autant la thermocline. À l'inverse, si un échelon de température est injecté, cela favorise la stratification thermique du stockage. Ce mécanisme doit bien évidemment être pris en compte par l'intermédiaire des conditions aux limites imposées au modèle. De manière plus générale, cela souligne l'importance de la régulation et des conditions opératoires du procédé global dont le système de stockage fait partie.

Lorsque les constituants du système de stockage (fluide, solides ou parois) suivent une dynamique thermique commune, c'est-à-dire lorsque leurs dérivées temporelle et spatiale de température sont similaires, il est possible de modéliser le système avec une seule équation d'énergie (171) au lieu de trois. Des degrés de réduction intermédiaires consistant à ne fusionner que deux équations d'énergie sur les trois sont également possibles si l'un des constituants possède un comportement thermique trop distinct. La réduction du nombre d'équations permet de réduire substantiellement le temps de calcul (jusqu'à plus de 85 % dans les cas les plus favorables) tout en conservant des résultats très proches du modèle à trois équations d'énergie. En revanche, le modèle réduit à une équation ne permet pas de calculer séparément la température de chaque constituant, mais seulement un profil de température unique représentatif du niveau d'énergie du système de stockage. Dans le modèle réduit, l'influence des échanges thermiques entre les différents constituants est prise en compte sous forme de diffusion (conformément à la loi de Fourier) à l'aide d'un coefficient supplémentaire de conductivité effective. Cette approche est corroborée par la comparaison entre le modèle numérique à trois équations et une équation analytique de diffusion. Dans le modèle réduit, la conductivité effective est d'autant plus importante que la vitesse du fluide est élevée et que le coefficient d'échange thermique entre les constituants du système de stockage est faible : elle correspond à la non-idéalité des transferts de chaleur responsable de la dé-stratification thermique du stockage (épaississement de la thermocline).

$$\begin{aligned} & \varepsilon \cdot \frac{\partial(\rho_f \cdot H_f)}{\partial t} + x_s \cdot \frac{\partial(\rho_s \cdot H_s)}{\partial t} + x_c \cdot \frac{\partial(\rho_c \cdot H_c)}{\partial t} + x_p \cdot \frac{\partial(\rho_p \cdot H_p)}{\partial t} + \varepsilon \cdot \frac{\partial(\rho_f \cdot u_f \cdot H_f)}{\partial z} \\ & = \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\lambda_{\text{eff},f+s} + \lambda_{\text{eff},c} + x_p \cdot \lambda_p + \frac{(x_c \cdot \rho_c \cdot c_{p,c} \cdot w)^2}{h_{\text{eff},c} \cdot a_c} + \frac{(x_p \cdot \rho_p \cdot c_{p,p} \cdot w)^2}{h_{\text{eff},p} \cdot a_l} \right) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right] + U_{f/\infty} \cdot a_l \cdot (T_\infty - T_f) \end{aligned} \quad (171)$$

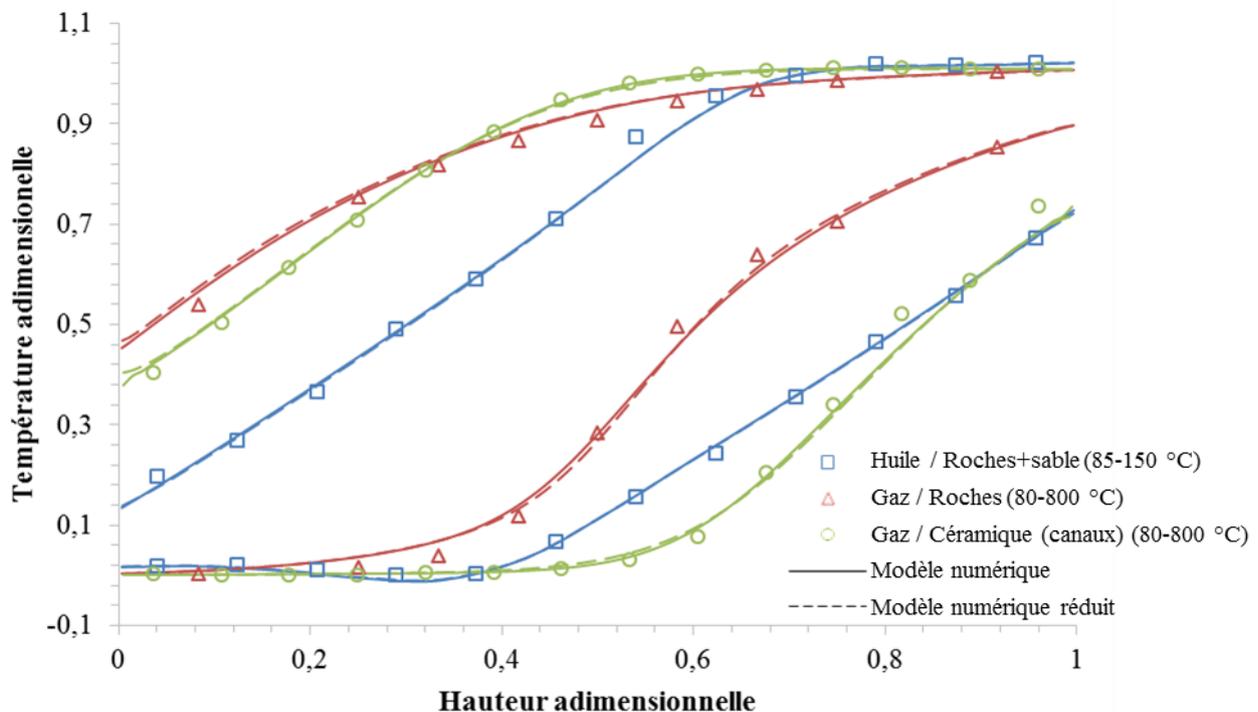


Fig. 148. Profils thermiques adimensionnels de fin de cycle de trois systèmes de stockage thermique régénératif différents. Résultats expérimentaux (symboles) comparés aux résultats numériques obtenus avec le modèle de référence (courbes continues) et le modèle réduit à une ou deux équations d'énergie selon les cas (courbes pointillées).

La comparaison des résultats du modèle et de sa version réduite à ceux obtenus sur les installations expérimentales du CEA (cf. Fig. 148) montre que le modèle proposé est capable de décrire le comportement thermique de divers systèmes régénératifs. Les systèmes modélisés sur la Fig. 148 diffèrent de par :

- la nature du fluide caloporteur (liquide ou gazeux) ;
- la constitution du lit fixe (milieux à granulométrie simple ou double, ou lits structurés en canaux) ;
- la forme du réservoir (cylindrique ou parallélépipédique) ;
- le niveau de température (de 75 °C à 800 °C) ;
- la vitesse de fluide (moins d'un millimètre par seconde pour les liquides à plusieurs mètres par seconde pour les gaz) et donc le nombre adimensionnel de Reynolds (de l'ordre de l'unité à plusieurs centaines).

Bien que ce modèle soit monodimensionnel, il est en mesure de décrire le comportement thermique moyen de systèmes qui ne sont pas strictement monodimensionnels, c'est-à-dire présentant des effets de bord importants (hétérogénéités thermiques transversales non négligeables). Dans ce cas, la température calculée correspond à la moyenne surfacique sur chaque section du réservoir.

Ainsi, grâce à l'identification des phénomènes régissant le comportement des systèmes de stockage thermique régénératif, le modèle proposé est suffisamment universel pour décrire une grande diversité de configurations.

En revanche, le modèle est incapable de tenir compte de la convection naturelle pouvant par exemple intervenir dans les réservoirs présentant une zone froide surplombant une zone chaude. Cela est principalement dû à sa nature monodimensionnelle qui ne permet pas de modéliser des boucles convectives. Ce problème pourrait être traité à l'aide d'une conductivité effective dépendant du gradient thermique. Il faudrait cependant être en mesure de définir correctement la région d'application et la valeur de cette conductivité effective.

Par ailleurs, l'aptitude du modèle à traiter les cas de repos dans lesquels le fluide caloporteur ne circule pas n'a pas été éprouvée. Dans cette configuration, les pertes thermiques du réservoir et dans une moindre mesure la conductivité effective du lit fixe sont les phénomènes principaux régissant le comportement du système. Or le coefficient de pertes thermiques des réservoirs est un paramètre souvent difficile à déterminer avec précision, surtout pour les systèmes de la littérature pour lesquels les informations publiées sont généralement parcellaires. Les installations du CEA exploitées durant cette étude sont bien connues mais ne permettent pas de réaliser des essais au repos sans qu'il y ait de circulation du fluide par convection naturelle (les réservoirs ne peuvent être isolés hydrauliquement). Sur cet aspect, le modèle numérique reste donc à valider.

Une modélisation analytique des systèmes de stockage thermique régénératif a été initiée. L'approche analytique permet de réduire considérablement le temps de calcul. Comme pour le modèle réduit à une équation d'énergie, elle se fonde sur la conductivité effective globale tenant compte de la non-idéalité des transferts de chaleur. Cette conductivité effective alimente une équation analytique de diffusion permettant de calculer la dé-stratification thermique du stockage. Tel qu'il a été développé, le modèle analytique possède toutefois des conditions d'application trop restreintes pour être utilisé dans des cas industriels réels. En effet, il ne peut tenir compte ni de la variation des propriétés physiques des matériaux avec la température, ni de la variation des conditions aux limites du stockage (température et débit d'entrée), ni des pertes thermiques, ni de l'influence du renouvellement partiel de la thermocline lors du cyclage. Des travaux supplémentaires sont donc nécessaires pour que l'approche analytique soit pleinement opérationnelle.

À ce stade, la réduction du nombre d'équations d'énergie régissant le modèle numérique semble être le meilleur compromis entre temps de calcul et qualité des résultats. De par la multiplicité des configurations possibles, les systèmes de stockage régénératif peuvent

s'intégrer à des procédés divers : centrales solaires thermodynamiques, valorisation des rejets de chaleur à très haute température (régénérateur) ou dans des procédés industriels discontinus, stockage d'électricité par pompage thermique ou par compression d'air adiabatique, etc. Il est donc intéressant de disposer d'un modèle suffisamment universel pour faire face à cette multiplicité. Le modèle proposé est un pas dans cette direction. Grâce à la version complète à trois équations d'énergie, il est possible de réaliser des simulations relativement fines permettant par exemple de pré-dimensionner les installations ou de réaliser des études paramétriques d'optimisation. La version réduite permet quant à elle de faire des simulations moins fines, mais aussi moins gourmandes en temps de calcul, ce qui peut être intéressant dans le cas de simulations de fonctionnement annuel ou pluriannuel, par exemple pour évaluer la rentabilité économique d'un procédé.

Liste des figures

Fig. 1. Principe de fonctionnement des systèmes de stockage thermique à deux réservoirs de sels fondus.....	2
Fig. 2. Principe de fonctionnement des systèmes de stockage thermique régénératif.	3
Fig. 3. Dimensions des systèmes de stockage thermique régénératif référencés.	7
Fig. 4. Différents degrés de stratification pour une même quantité d'énergie stockée : (a) stratification forte, (b) stratification modérée (Haller et al., 2009).	10
Fig. 5. Profils de température mesurés au cours de la décharge d'un système de stockage de 4,3 m ³ constitué d'un lit de roches et de sable fonctionnant avec des sels fondus (Pacheco, Showalter et Kolb, 2002).	11
Fig. 6. Profils de température adimensionnels au cours de la décharge d'un système de stockage de 2,4 m ³ constitué d'un lit de roches et de sable fonctionnant avec de l'huile (Bruch et al., 2014).	11
Fig. 7. Profils de température mesurés et simulés au cours de la décharge d'un système de stockage de 0,08 m ³ constitué d'un lit de billes en céramique fonctionnant avec de l'air (Klein, Roos et Sheer, 2013). .	11
Fig. 8. Température des sels fondus mesurée en entrée et en sortie du réservoir durant une charge (Pacheco, Showalter et Kolb, 2002).	13
Fig. 9. Évolutions durant une décharge de la température adimensionnelle du fluide en entrée et en sortie du réservoir et de l'énergie adimensionnelle extraite (Bruch et al., 2014).	13
Fig. 10. Profils de température adimensionnels en fin de charge et de décharge lorsque la thermocline est faiblement extraite du réservoir (Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014).	15
Fig. 11. Profils de température adimensionnels en fin de charge et de décharge lorsque la thermocline est largement extraite du réservoir (Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014).	16
Fig. 12. Solution analytique du modèle de Schumann pour la température du solide en fonction du temps adimensionnel y' et de la longueur adimensionnelle y (Schumann, 1929).	21
Fig. 13. Solution analytique du modèle de Schumann pour la température du fluide en fonction du temps adimensionnel y' et de la longueur adimensionnelle y (Schumann, 1929).	22
Fig. 14. Validation du modèle numérique monodimensionnel à deux équations proposé par Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014, avec les résultats expérimentaux des auteurs (Bruch, Fourmigué et Couturier, 2014).	24
Fig. 15. Profils de température expérimentaux (points) et numériques (courbes) obtenus par Meier, Winkler et Wuillemin, 1991. Les courbes inférieures correspondent à la modélisation avec le débit corrigé (- 25 %) et les courbes supérieures à la modélisation avec le débit mesuré (Meier, Winkler et Wuillemin, 1991).	25
Fig. 16. Profils de température expérimentaux (points) mesurés sur le système sels fondus/roche de Pacheco, Showalter et Kolb, 2002, comparés aux résultats numériques (courbes) obtenus avec le modèle monodimensionnel à une équation de Bayón et Rojas, 2013. (Bayón et Rojas, 2013)	27
Fig. 17. Profils de température numériques (courbes) obtenus par Beasley et Clark, 1984, avec un modèle bidimensionnel comparés aux profils de température expérimentaux (points) obtenus par Jones et Hill, 1979, sur un système air/roche. Les profils correspondent à l'axe central du lit. (Beasley et Clark, 1984)..	29
Fig. 18. Profils expérimentaux (points) et numériques (courbes et cercles) obtenus par Cascetta et al., 2016, sur un système air/alumine. (a) profils axiaux, (b) profils transversaux et température de paroi. (Cascetta et al., 2016)	30
Fig. 19. Principe du modèle de conduction intra-solide. Schéma reproduit à partir de Meier, Winkler et Wuillemin, 1991.	31
Fig. 20. Comparaison des temps de calcul de différents modèles (base 1 pour le modèle monodimensionnel à une équation). Reproduit à partir d'Ismail et Stuginsky, 1999.	34
Fig. 21. Influence du diamètre des solides sur l'évolution de l'énergie stockée évaluée avec différents modèles : (a) monodimensionnel à une équation, (b) bidimensionnel à deux équations et (c) monodimensionnel avec conduction intra-solide ; les courbes en ligne continue et en pointillés correspondent respectivement à des diamètres de solide de 25 mm et de 50 mm (Ismail et Stuginsky, 1999).	35
Fig. 22. Schéma des principaux phénomènes impliqués dans le comportement des systèmes de stockage thermique régénératif.	36
Fig. 23. Influence du nombre de Reynolds sur une sélection de corrélations de nombre de Nusselt correspondant à l'échange thermique entre le fluide et les solides d'un lit de sphères.	39

Fig. 24. Influence du nombre de Reynolds sur une sélection de corrélations de nombre de Nusselt pour l'échange thermique entre le fluide et la paroi.	41
Fig. 25. Comparaison de corrélations de conductivité thermique effective sans rayonnement en condition de fluide stagnant dans un lit de sphères (la contribution des surfaces de contact est incluse ou non selon les corrélations).	46
Fig. 26. Influence de différents paramètres sur la contribution relative du transfert par rayonnement sur la conductivité thermique effective d'après la corrélation de Breitbach et Barthels, 1980.	47
Fig. 27. Facteur de correction permettant de tenir compte de l'influence des effets de bord sur les pertes de charge d'un lit fixe en fonction du nombre de Reynolds et du rapport des diamètres entre le réservoir et les solides. Établi pour des lits de sphères mais valides pour d'autres formes de solide d'après les auteurs (Rose et Rizk, 1949).	54
Fig. 28. Comparaison de plusieurs corrélations de perte de charge dans les lits fixes.	56
Fig. 29. Schéma du modèle de conduction intra-solide et des conditions aux limites associées.	65
Fig. 30. Schéma de principe et conditions aux limites du profil de température dans les solides lors de la première période (cas d'une décharge).	65
Fig. 31. Schéma de principe et conditions aux limites du profil de température dans les solides lors de la seconde période (cas d'une décharge).	66
Fig. 32. Évolution de la température adimensionnelle du fluide et du nombre de Biot (convection adimensionnelle) en fonction du nombre de Fourier (temps adimensionnel) dans le cas d'étude du modèle de conduction intra-solide.	69
Fig. 33. Évolution de la température adimensionnelle moyenne en fonction du nombre de Fourier prédite par les quatre modèles.	69
Fig. 34. Évolution de la température adimensionnelle au centre du solide en fonction du nombre de Fourier prédite par les quatre modèles.	70
Fig. 35. Évolution de la température adimensionnelle à la surface du solide en fonction du nombre de Fourier prédite par les quatre modèles.	70
Fig. 36. Profils adimensionnels de température au sein du solide à différents nombres de Fourier prédits par les modèles numérique et analytique de conduction intra-solide.	71
Fig. 37. Diagramme permettant d'estimer visuellement la sphéricité (« sphericity ») et l'indice d'émoussé (« roundness ») des solides (Krumbein et Sloss, 1963).	74
Fig. 38. Principe de modélisation des systèmes à granulométrie double pour déterminer le coefficient d'échange convectif entre le fluide et les gros solides.	74
Fig. 39. Principe de calcul de la conductivité effective globale en condition de fluide stagnant dans le cas d'un lit à granulométrie double.	76
Fig. 40. Schéma de principe du modèle numérique proposé dans le cas d'un lit fixe constitué d'un mélange de roches et de sable.	77
Fig. 41. Schéma de l'interaction thermique entre les différentes phases du système modélisé.	78
Fig. 42. Discrétisation du domaine d'étude.	79
Fig. 43. Principe de la méthode de résolution de Newton-Raphson (Polyanin et Manzhirou, 2007).	86
Fig. 44. Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques lors de la décharge « test 32 » du système de Hallet et Gervais, 1977.	96
Fig. 45. Dérivées des températures de fluide, de solides et de paroi lors de la décharge « test 32 » du système de Hallet et Gervais, 1977. Gauche : dérivées spatiales à différents temps de décharge. Droite : dérivées temporelles à différentes hauteurs du réservoir.	97
Fig. 46. Contributions relatives moyennes de chaque phénomène à la dé-stratification thermique dans le cas du test 32 de Hallet et Gervais, 1977.	98
Fig. 47. Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques lors de la charge « test 35 » du système de Hallet et Gervais, 1977.	98
Fig. 48. Dérivées des températures de fluide, de solides et de paroi lors de la charge « test 35 » du système de Hallet et Gervais, 1977. Gauche : dérivées spatiales à différents temps de charge. Droite : dérivées temporelles à différentes hauteurs du réservoir.	99
Fig. 49. Contributions relatives de chaque phénomène à la dé-stratification thermique dans le cas du test 35 de Hallet et Gervais, 1977.	100

Fig. 50. Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques lors de la décharge « test 36 » du système de Hallet et Gervais, 1977.	100
Fig. 51. Dérivées des températures de fluide, de solides et de paroi lors de la décharge « test 36 » du système de Hallet et Gervais, 1977. Gauche : dérivées spatiales à différents temps de décharge. Droite : dérivées temporelles à différentes hauteurs du réservoir.	102
Fig. 52. Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques lors d'une charge (mode 5) du système de stockage de la centrale solaire Solar One.	103
Fig. 53. Dérivées des températures de fluide, de solides et de paroi lors de la charge du système de la centrale Solar One. Gauche : dérivées spatiales à différents temps de charge. Droite : dérivées temporelles à différentes hauteurs du réservoir.	104
Fig. 54. Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques lors d'une décharge (mode 6) du système de stockage de la centrale solaire Solar One.	104
Fig. 55. Dérivées des températures de fluide, de solides et de paroi lors de la décharge du système de la centrale Solar One. Gauche : dérivées spatiales à différents temps de décharge. Droite : dérivées temporelles à différentes hauteurs du réservoir.	105
Fig. 56. Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques lors d'une décharge du prototype de Pacheco, Showalter et Kolb, 2002.	106
Fig. 57. Dérivées des températures de fluide et de solides lors de la décharge du prototype de Pacheco, Showalter et Kolb, 2002. Gauche : dérivées spatiales à différents temps de décharge. Droite : dérivées temporelles à différentes hauteurs du réservoir.	106
Fig. 58. Schéma du système de stockage air/roches testé par Jones et Hill, 1979 (Jones et Hill, 1979).....	107
Fig. 59. Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques lors de la charge du prototype de Jones et Hill, 1979.	108
Fig. 60. Dérivées des températures de fluide et de solides lors de la charge du système de Jones et Hill, 1979. Gauche : dérivées spatiales à différents temps de charge. Droite : dérivées temporelles à différentes hauteurs du réservoir.	109
Fig. 61. Évolution temporelle de la température du fluide à l'entrée du lit de solides au cours de la charge et de la décharge consécutive du prototype de Cascetta et al., 2016.	109
Fig. 62. Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques lors de la charge du prototype de Cascetta et al., 2016.	110
Fig. 63. Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques lors de la décharge du prototype de Cascetta et al., 2016.	110
Fig. 64. Dérivées des températures de fluide, de solides et de paroi lors de la charge du prototype de Cascetta et al., 2016. Gauche : dérivées spatiales à différents temps de charge. Droite : dérivées temporelles à différentes hauteurs du réservoir.	111
Fig. 65. Écart des dérivées spatiale et temporelle de température des solides par rapport au fluide comparés aux écarts de température adimensionnelle provoqués par la réduction de l'équation d'énergie des solides par rapport au modèle de référence (c'est-à-dire à trois ou deux équations d'énergie selon la prise en compte de la paroi).	113
Fig. 66. Écart moyen de température adimensionnelle entre le modèle avec réduction de l'équation d'énergie des solides et le modèle de référence en fonction de l'écart moyen des dérivées spatiales et temporelles de température des solides par rapport au fluide.	114
Fig. 67. Écart des dérivées spatiale et temporelle de température de paroi par rapport au fluide comparés aux écarts de température adimensionnelle provoqués par la réduction de l'équation d'énergie de la paroi par rapport au modèle de référence (c'est-à-dire à trois équations d'énergie).	114
Fig. 68. Écart moyen de température adimensionnelle entre le modèle avec réduction de l'équation d'énergie de la paroi et le modèle de référence en fonction de l'écart moyen des dérivées spatiales et temporelles de température de la paroi par rapport au fluide pondéré par la part que représente la paroi dans la capacité calorifique du système.	115
Fig. 69. Contribution de chaque phénomène à la dé-stratification thermique du système de stockage. Phénomènes exprimés sous forme de diffusivité effective.	116
Fig. 70. Écart moyen de température adimensionnelle entre le modèle complet à une équation et le modèle à une équation négligeant la conductivité effective liée à la non-idéalité des échanges.	116

Fig. 71. Temps de calcul des modèles réduits exprimé en pourcentage du temps de calcul du modèle de référence (c'est-à-dire à trois ou deux équations d'énergie selon la prise en compte de la paroi).	117
Fig. 72. Photographies des régénérateurs de la boucle CLAIRE (Desrues, 2011).	120
Fig. 73. Schéma de principe de la boucle CLAIRE (Desrues, 2011).	120
Fig. 74. Photographies des plaques en céramique constituant le régénérateur de la boucle CLAIRE avant leur mise en place (Desrues, 2011).	121
Fig. 75. Photographie de l'intérieur du régénérateur à plaques. Vue de dessus lors des travaux de démantèlement à l'issue de la campagne d'essais.	121
Fig. 76. Dimensions d'un motif élémentaire périodique formé par l'agencement des plaques en céramique (Desrues, 2011).	122
Fig. 77. Schéma du régénérateur à plaques (Desrues, 2011).	123
Fig. 78. Répartition des thermocouples de gaz et de solide selon l'étage du régénérateur (Desrues, 2011). ..	124
Fig. 79. Schéma d'implantation des thermocouples de gaz et des thermocouples de solide (Desrues, 2011). ..	124
Fig. 80. Température mesurée par l'ensemble des thermocouples de solide disponibles à différentes altitudes du système de stockage durant une charge puis une décharge à haut débit ($m \cong 0,6$ kg/s). Moyenne arithmétique des mesures de température par étage tracée en noir.	125
Fig. 81. Évolutions temporelles de la température d'entrée et du débit lors d'une charge (gauche) et d'une décharge (droite) du régénérateur à plaques à bas débit.	126
Fig. 82. Profils thermiques expérimentaux et numériques au cours de la charge du premier cycle stabilisé à bas débit du régénérateur à plaques. Modèle initialisé avec le profil thermique de début de charge ($t = 0$ min).	128
Fig. 83. Profils thermiques expérimentaux et numériques au cours de la décharge du premier cycle stabilisé à bas débit du régénérateur à plaques. Modèle initialisé avec le profil thermique obtenu numériquement à l'issue de la charge précédente (cf. Fig. 82).	129
Fig. 84. Dérivées des températures de fluide et de solides lors de la première charge à bas débit du régénérateur à plaques (Fig. 82). Gauche : dérivées spatiales à différents temps de charge. Droite : dérivées temporelles à différentes hauteurs du réservoir.	129
Fig. 85. Profils thermiques de fin de charge et de fin de décharge lors du cyclage thermique à bas débit du régénérateur à plaques. Comparaison des résultats expérimentaux (symboles) et numériques (courbes). Modèle initialisé avec le profil thermique en début de charge du cycle 1.	130
Fig. 86. Évolution du taux d'utilisation au cours des cycles à bas débit sur le régénérateur à plaques.	131
Fig. 87. Profils thermiques de fin de charge et de fin de décharge lors du cyclage thermique à haut débit du régénérateur à plaques. Comparaison des résultats expérimentaux (symboles) et numériques (courbes). Modèle initialisé avec le profil thermique en début de charge du cycle 1.	131
Fig. 88. Évolution du taux d'utilisation au cours des cycles à haut débit sur le régénérateur à plaques de la boucle CLAIRE.	132
Fig. 89. Schéma de coupe du régénérateur à graviers de la boucle CLAIRE (Desrues, 2011).	133
Fig. 90. Photographies de l'intérieur du régénérateur à graviers lors des travaux de démantèlement à l'issue de la campagne d'essais.	133
Fig. 91. Schéma d'implantation des thermocouples de roche (a) et de gaz (b) (Desrues, 2011).	134
Fig. 92. Répartition transversale (gauche) et longitudinale (droite) des thermocouples de gaz et de solide dans le régénérateur à graviers de la boucle CLAIRE.	135
Fig. 93. Température mesurée par l'ensemble des thermocouples de roche disponibles à différentes altitudes du stockage durant une charge puis une décharge à haut débit ($m \cong 0,6$ kg/s). Mesures des thermocouples situés dans les coins (positions 9, 7, 11 et 13 sur la Fig. 92) tracées en pointillés. Moyennes (arithmétique ou pondérée) de chaque étage tracées en noir.	136
Fig. 94. Coupes thermiques réalisées par interpolation/extrapolation des températures mesurées à haut débit par les thermocouples de roches situés à une même altitude. Gauche : coupe en $z^* = 0,66$ au cours d'une décharge. Droite : coupe en $z^* = 0,083$ au cours d'une charge. Les flèches indiquent le sens de circulation du fluide.	136
Fig. 95. Délimitation des zones permettant de pondérer la mesure des thermocouples de roche sur la section.	137

Fig. 96. Profils thermiques expérimentaux et numériques au cours de la charge du premier cycle stabilisé à bas débit du régénérateur à graviers. Température de fluide et de solide initialisée avec le profil thermique de solide en début de charge ($t = 0$ min).....	138
Fig. 97. Profils thermiques expérimentaux et numériques au cours de la décharge du premier cycle stabilisé à bas débit du régénérateur à graviers. Modèle initialisé avec les profils thermiques obtenus numériquement à l'issue de la charge précédente (cf. Fig. 96).....	138
Fig. 98. Dérivées des températures de fluide, de solides et de paroi lors de la première charge à bas débit du régénérateur à graviers (Fig. 96). Gauche : dérivées spatiales à différents temps de charge. Droite : dérivées temporelles à différentes hauteurs du réservoir.	139
Fig. 99. Profils thermiques de fin de charge et de fin de décharge lors du cyclage thermique à bas débit du régénérateur à graviers.....	140
Fig. 100. Évolution du taux d'utilisation (calculé sans la contribution de la paroi) au cours des cycles à bas débit sur le régénérateur à graviers.	140
Fig. 101. Profils thermiques de fin de charge et de fin de décharge lors du cyclage thermique à haut débit du régénérateur à graviers.....	141
Fig. 102. Évolution du taux d'utilisation (calculé sans la contribution de la paroi interne) au cours des cycles à haut débit sur le régénérateur à graviers.	141
Fig. 103. Photographies du système de stockage de la boucle STONE. (a) Réservoir vu de dessus avant isolation thermique. (b) Remplissage du réservoir (lit de roches et de sable).....	142
Fig. 104. Schéma de principe de la boucle expérimentale STONE.	143
Fig. 105. Schéma de l'instrumentation du système de stockage de la boucle STONE.	145
Fig. 106. Température mesurée par l'ensemble des thermocouples de roche disponibles à différentes altitudes du stockage durant une charge puis une décharge réalisées respectivement avec une vitesse de fluide d'environ 4,0 mm/s et 3,4 mm/s. Moyenne arithmétique des mesures de température par niveaux tracée en noir et enveloppée de la marge d'incertitude (± 2 °C) en pointillés.....	146
Fig. 107. Dispersion des températures de roche lors de charges (gauche) et de décharges (droite) entre 100 °C et 250 °C à différentes vitesses de fluide.	147
Fig. 108. Dispersion des températures de roche lors de charges (gauche) et de décharges (droite) entre 85 °C et 150 °C à différentes vitesses de fluide.	148
Fig. 109. Dispersion des températures de roche lors de charges (gauche) et de décharges (droite) à 1,25 mm/s de vitesse de fluide à différents niveaux de température.....	148
Fig. 110. Thermocouples encore disponibles au premier niveau de mesure ($z = 0,12$ m).	149
Fig. 111. Profils de température de fin de charge et de décharge à l'issue de la stabilisation de cyclages thermiques. Résultats de trois essais réalisés à plusieurs mois d'intervalle ($T = 100-250$ °C ; $\Delta T_{ch-déch}^* = 0,20-0,33$; $m_{ch} - déch = 847-956$ kg/h).....	149
Fig. 112. Estimation de l'évolution de la température en entrée du lit de solides par « décalage » temporel de la température mesurée au premier niveau ($z = 2,87$ m). Début d'une charge à 150 °C avec une vitesse de fluide d'environ 4,0 mm/s.....	150
Fig. 113. Détermination du coefficient de pertes thermiques à l'aide de la modélisation d'un essai de cyclage. Profils expérimentaux (points) et numériques (courbes) de fin de charge et de décharge à l'issue de la stabilisation du cyclage (15 cycles, soit 66 heures).	152
Fig. 114. Profils thermiques adimensionnels de fin de charge et de décharge à l'issue de la stabilisation du cyclage. Essais réalisés avec des consignes de fin de cycle identiques, mais non corrigées ($\Delta T_{ch}^* \cong 0,20$; $\Delta T_{déch}^* = 0,33$; $m_{ch} - déch = 847-956$ kg/h).....	153
Fig. 115. Profils expérimentaux (symboles) et numériques (courbes) de fins de charge et de décharge jusqu'à stabilisation à différents niveaux de température. Seuls les premier, deuxième et dernier cycles sont présentés. Essais correspondant à ceux de la Fig. 114.	154
Fig. 116. Comparaison des profils thermiques adimensionnels numériques de fin de charge et de décharge à l'issue de la stabilisation du cyclage thermique. Échelons de température et de débit en entrée de lit ($\Delta T_{ch-déch}^* = 0,20-0,33$; $m_{ch} - déch = 847-956$ kg/h).....	155
Fig. 117. Profils thermiques de fin de charge et de décharge à l'issue de la stabilisation du cyclage avec différentes vitesses de fluide ($T = 85-150$ °C ; $\Delta T_{ch-déch}^* = 0,20-0,33$).	157

Fig. 118. Paramètres caractéristiques des cycles stabilisés en fonction de la vitesse nominale du fluide (laquelle n'est pas toujours atteinte en décharge). Essais correspondant à la Fig. 117.	158
Fig. 119. Comparaison des évolutions temporelles de température en entrée de lit lors des cycles stabilisés à basse et haute vitesses de fluide (essais correspondant à la Fig. 117). Gauche : dernière charge. Droite : dernière décharge. Profils déterminés d'après la méthode décrite en IV.2.3.....	159
Fig. 120. Comparaison des profils expérimentaux (symboles) et numériques (courbes) de fin de charge et de décharge lors du cyclage avec différentes vitesses de fluide. Seuls les premiers, deuxièmes et derniers cycles sont présentés. Essais correspondant à la Fig. 117.	160
Fig. 121. Évolution du taux d'utilisation (défini comme l'énergie déchargée rapportée à la capacité théorique totale du réservoir) au cours de cyclages réalisés à différentes vitesses. Essais correspondant à la Fig. 117.	161
Fig. 122. Comparaison des profils expérimentaux (symboles) et numériques (courbes) à basse et haute vitesses obtenus avec le modèle de référence (tenant compte de la double granulométrie) et un modèle à simple granulométrie. Haut : première charge. Bas : profils de fin de cycles. Essais correspondant à la Fig. 117.	162
Fig. 123. Profils thermiques de fin de charge et de décharge à l'issue de la stabilisation du cyclage à différentes vitesses de fluides. Échelons de température et de débit en entrée de lit ($T = 85-150\text{ °C}$; $\Delta T_{ch-déch}^* = 0,20-0,33$).	163
Fig. 124. Paramètres caractéristiques des cycles stabilisés en fonction de la vitesse nominale du fluide. Étude numérique correspondant à la Fig. 123.	163
Fig. 125. Nombre de Nusselt (a) et diffusivités effectives (b) moyennés sur la première charge en fonction de la vitesse du fluide. Étude numérique correspondant à la Fig. 123.	164
Fig. 126. Profils thermiques de fin de charge et de décharge à l'issue de la stabilisation de cyclages avec des conditions de fin de charge identiques et différentes conditions de fin de décharge. État initial de chaque cyclage en noir ($T = 100-250\text{ °C}$; $m_{ch} - déch = 847-956\text{ kg/h}$).	166
Fig. 127. Taux d'utilisation du stockage à l'issue de cyclages stabilisés avec différents taux d'extraction de la thermocline en fin de charge et de décharge ($T = 100-250\text{ °C}$; $m_{ch} - déch = 847-956\text{ kg/h}$).	166
Fig. 128. Taux d'utilisation en fonction du taux d'extraction total de la thermocline. Essais correspondant à la Fig. 127 à l'exception des essais avec les charges/décharges les plus courtes (13 % et 20 % d'extraction de la thermocline).	168
Fig. 129. Profils thermiques de fin de cycles stabilisés obtenus avec différents taux d'extraction de la thermocline en fin de charge et de décharge. Échelons de température et de débit en entrée de lit ($T = 100-250\text{ °C}$; $m = 1034\text{ kg/h}$).	169
Fig. 130. Taux d'utilisation en fonction du taux d'extraction total de la thermocline. Essais correspondant à la Fig. 129.	170
Fig. 131. États initiaux et états stabilisés de cyclages numériques réalisés avec différents taux d'extraction de la thermocline ($T = 100-250\text{ °C}$; $m = 1034\text{ kg/h}$).	171
Fig. 132. Évolution des paramètres lors de cyclages numériques réalisés avec différents taux d'extraction de la thermocline (essais correspondant à la Fig. 131). Sur les graphiques (a) et (b), les symboles pleins correspondent aux charges et les vides aux décharges.	172
Fig. 133. Évolution des paramètres lors de cyclages expérimentaux avec différents taux d'extraction de la thermocline en fin de décharge et un taux d'extraction de 40 % en fin de charge (essais correspondant à la Fig. 126). Sur les graphiques (a) et (b), les symboles pleins correspondent aux charges et les vides aux décharges.	173
Fig. 134. Profils thermiques expérimentaux de fin de charge et de décharge stabilisés et à l'issue de perturbations ponctuelles matérialisés par des charges plus ou moins écourtées ($T = 100-250\text{ °C}$; $\Delta T_{ch-déch}^* = 0,13-0,33$; $m_{ch} - déch = 847-956\text{ kg/h}$).	175
Fig. 135. Évolution du taux d'utilisation au cours d'un cyclage expérimental perturbé par des charges partielles (essai correspondant à la Fig. 134).	175
Fig. 136. Évolution du taux d'utilisation au cours d'un cyclage expérimental dans lequel sont introduites des charges pleines. Après chaque charge pleine, un taux d'extraction de la thermocline plus important en fin de décharge est adopté (essais expérimentaux correspondant à la Fig. 126).	176
Fig. 137. Profils thermiques de fin de charge et de décharge lors d'un cyclage numérique perturbé par des charges écourtées ou prolongées ($T = 100-250\text{ °C}$; $m = 1379\text{ kg/h}$).	177

Fig. 138. Évolution des paramètres lors d'un cyclage numérique perturbé (essai correspondant à la Fig. 137). Sur les graphiques (a) et (b), les symboles pleins correspondent aux charges et les vides aux décharges. 177	177
Fig. 139. Profils thermiques expérimentaux de deux cyclages opérés dans les mêmes conditions mais à partir d'états initiaux différents ($T = 100-250\text{ °C}$; $\Delta T^* = 0,27$; $m_{ch} - \text{déch} = 847-956\text{ kg/h}$).	178
Fig. 140. Évolution des paramètres lors de cyclages expérimentaux réalisés à partir d'états initiaux différents (essais correspondant à la Fig. 139). Sur les graphiques (a) et (b), les symboles pleins correspondent aux charges et les vides aux décharges.....	179
Fig. 141. Profils thermiques de deux cyclages régulés en temps opérés dans les mêmes conditions mais à partir d'états initiaux différents ($T = 100-250\text{ °C}$; $t = 90\text{ min}$; $m = 1379\text{ kg/h}$).	180
Fig. 142. Évolution des paramètres lors de cyclages numériques régulés en temps réalisés à partir d'états initiaux différents (essais correspondant à la Fig. 141). Les symboles pleins correspondent aux charges et les vides aux décharges.	180
Fig. 143. Profil adimensionnel de température calculé numériquement et analytiquement (équation (161)) lors de son passage au centre du réservoir. Échelons de température et de débit en entrée de lit ($T = 100-150\text{ °C}$; $\Delta T_{ch-déch}^* = 0,005$; $m = 1434\text{ kg/h}$).....	182
Fig. 144. Profil adimensionnel de température calculé numériquement et analytiquement (équation (161)) lors de son passage au centre du réservoir. Échelons de température et de débit en entrée de lit ($T = 100-150\text{ °C}$; $\Delta T_{ch-déch}^* = 0,10$; $m = 1434\text{ kg/h}$).	183
Fig. 145. Schéma de principe du cyclage modélisé analytiquement. Gauche : première charge/décharge (ici charge). Droite : n-ième charge/décharge (ici décharge).....	184
Fig. 146. Résultats numériques ($T = 100-150\text{ °C}$; $\Delta T_{ch-déch}^* = 0,001$; $m = 1434\text{ kg/h}$) comparés aux résultats analytiques issus de l'équation (166) ($\alpha_{eff} = 9,07 \cdot 10^{-6}\text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$).	185
Fig. 147. Schéma des principaux phénomènes impliqués dans le comportement des systèmes de stockage thermique régénératif.	189
Fig. 148. Profils thermiques adimensionnels de fin de cycle de trois systèmes de stockage thermique régénératif différents. Résultats expérimentaux (symboles) comparés aux résultats numériques obtenus avec le modèle de référence (courbes continues) et le modèle réduit à une ou deux équations d'énergie selon les cas (courbes pointillées).....	192

Liste des tableaux

Tableau 1. Caractéristiques principales de quelques systèmes de stockage liquide/solide de la littérature.	8
Tableau 2. Caractéristiques principales de quelques systèmes de stockage gaz/solide de la littérature.....	9
Tableau 3. Propriétés physiques de quelques fluides caloporteurs usuels au niveau de température moyen typique.....	19
Tableau 4. Ordres de grandeur des propriétés physiques de quelques solides de remplissage.	20
Tableau 5. Hypothèses et simplifications relatives à chaque modèle.	33
Tableau 6. Corrélations de coefficient d'échange thermique entre le fluide et les solides d'un lit fixe.	40
Tableau 7. Corrélations de coefficient d'échange thermique entre le fluide et les parois d'un lit fixe.	43
Tableau 8. Corrélations de conductivité thermique effective dans les lits fixes en condition de fluide stagnant.	51
Tableau 9. Corrélations de coefficient de perte de charge dans les lits fixes.	57
Tableau 10. Comparaison des différentes approches de modélisation du solide par rapport au modèle numérique de conduction intra-solide.....	71
Tableau 11. Récapitulatif des différentes dimensions caractéristiques utilisées pour modéliser les milieux granulaires constitués de solides réguliers (dont la surface est calculable) et de solides irréguliers (dont la surface n'est pas aisément mesurable).	73
Tableau 12. Valeurs caractéristiques des systèmes modélisés calculées d'après le modèle de référence (c'est-à-dire à trois ou deux équations d'énergie selon la prise en compte de la paroi). Valeurs moyennes en gras et valeurs extrêmes entre parenthèses.	112
Tableau 13. Caractéristiques du régénérateur à plaques de la boucle CLAIRE.	122
Tableau 14. Coefficients correctifs appliqués aux débits mesurés par les sondes de Pitot situées dans la cheminée du régénérateur à plaques.	125
Tableau 15. Propriétés physiques des gaz utilisées pour la modélisation de la boucle CLAIRE.	127
Tableau 16. Caractéristiques du régénérateur à graviers de la boucle CLAIRE.	134
Tableau 17. Coefficients correctifs appliqués aux débits mesurés par les sondes de Pitot situées dans la cheminée du régénérateur à graviers.	135
Tableau 18. Récapitulatif des caractéristiques du système de stockage de la boucle STONE.....	144
Tableau 19. Paramètres moyennés sur l'ensemble des cycles et rendement du dernier cycle (cycle stabilisé) issus des modélisations numériques correspondant à la Fig. 116	155
Tableau 20. Classement des essais correspondant à la Fig. 127 par taux d'utilisation croissant. Les essais avec les charges/décharges les plus courtes (13 % et 20 % d'extraction de la thermocline) sont exclus.	167
Tableau 21. Classement par taux d'utilisation croissants des essais numériques correspondant à la Fig. 129.	170

Annexes

Annexe A – Formes conservative et non conservative

Cette section vise à démontrer l'équivalence des formes conservative et non conservative de l'équation d'énergie telle qu'exprimée en équation (51) pour les systèmes respectant l'équation de continuité. Ainsi :

$$\frac{\partial(\rho \cdot H)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot u_x \cdot H)}{\partial x} = \rho \cdot \frac{\partial H}{\partial t} + H \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \cdot u_x \cdot \frac{\partial H}{\partial x} + H \cdot \frac{\partial(\rho \cdot u_x)}{\partial x} \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial(\rho \cdot H)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot u_x \cdot H)}{\partial x} = \rho \cdot \frac{\partial H}{\partial t} + \rho \cdot u_x \cdot \frac{\partial H}{\partial x} + H \cdot \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot u_x)}{\partial x} \right] \quad (\text{A.2})$$

Si le système étudié respecte l'équation de continuité telle que formulée par l'équation (44), le membre de droite entre crochets est nul. Donc :

$$\frac{\partial(\rho \cdot H)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot u_x \cdot H)}{\partial x} = \rho \cdot \frac{\partial H}{\partial t} + \rho \cdot u_x \cdot \frac{\partial H}{\partial x} \quad (\text{A.3})$$

La démonstration ici présentée sur un cas monodimensionnel est transposable pour les cas bi- ou tridimensionnels. Ainsi, pour tout système respectant l'équation de continuité, les formes conservative et non conservative, correspondant respectivement aux membres de gauche et de droite de l'équation (A.3), sont strictement équivalentes.

Cette équivalence est également valable pour l'équation d'énergie exprimée en température :

$$c_p \cdot \frac{\partial(\rho \cdot T)}{\partial t} + c_p \cdot \frac{\partial(\rho \cdot u_x \cdot T)}{\partial x} = \rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} + \rho \cdot c_p \cdot u_x \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{A.4})$$

Annexe B – Relation entre les diamètres des sphères équivalentes

Par définition, la sphéricité Ψ est la surface de la sphère de même volume divisée par la surface réelle du solide (Wadell, 1932). Ainsi :

$$\Psi = \frac{\pi \cdot D_{eq,V}^2}{\pi \cdot D_{eq,A}^2} \quad (B.1)$$

$$D_{eq,A} = \frac{D_{eq,V}}{\sqrt{\Psi}} \quad (B.2)$$

D'autre part, pour une sphère de diamètre D , la surface spécifique vaut $6/D$. Par définition, pour un solide quelconque, le diamètre de la sphère de même surface spécifique $D_{eq,a}$ est la dimension permettant de retrouver la surface spécifique en appliquant la relation valable pour une géométrie sphérique. Donc :

$$\frac{A_c}{V_c} = \frac{6}{D_{eq,a}} \quad (B.3)$$

$$\frac{\pi \cdot D_{eq,A}^2}{\pi \cdot \frac{D_{eq,V}^3}{6}} = \frac{6}{D_{eq,a}} \quad (B.4)$$

En remplaçant $D_{eq,A}$ par son expression en fonction de $D_{eq,V}$ grâce à l'équation (B.2) :

$$\frac{\pi \cdot \left(\frac{D_{eq,V}}{\sqrt{\Psi}}\right)^2}{\pi \cdot \frac{D_{eq,V}^3}{6}} = \frac{6}{D_{eq,a}} \quad (B.5)$$

$$D_{eq,a} = \Psi \cdot D_{eq,V} \quad (B.6)$$

Annexe C – Réduction de l'équation des solides

Somme des équations (116) et (117) :

$$\begin{aligned} & (\varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f + x_s \cdot c_{ps} \cdot \rho_s) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial t} + x_c \cdot \rho_c \cdot c_{pc} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial t} + \varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f \cdot u_f \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \\ &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},f+s} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} \right) + h_{\text{eff},p} \cdot a_1 \cdot (T_p - T_f) \end{aligned} \quad (\text{C.1})$$

La dérivée temporelle de la température des solides est exprimée sous forme de dérivée spatiale grâce à l'équation (121). Les termes affectés sont signalés en gras :

$$\begin{aligned} & (\varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f + x_s \cdot c_{ps} \cdot \rho_s) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial t} - \mathbf{x}_c \cdot \boldsymbol{\rho}_c \cdot \mathbf{c}_{pc} \cdot \mathbf{w}_c \cdot \frac{\partial T_c}{\partial \mathbf{z}} + \varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f \cdot u_f \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \\ &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},f+s} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} \right) + h_{\text{eff},p} \cdot a_1 \cdot (T_p - T_f) \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

L'introduction de l'équation (141) permet alors de parvenir à l'équation suivante :

$$\begin{aligned} & (\varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f + x_s \cdot c_{ps} \cdot \rho_s) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial t} - \mathbf{x}_c \cdot \boldsymbol{\rho}_c \cdot \mathbf{c}_{pc} \cdot \mathbf{w}_c \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{z}} \left(\frac{\mathbf{x}_c \cdot \boldsymbol{\rho}_c \cdot \mathbf{c}_{pc} \cdot \mathbf{w}_c}{h_{\text{eff},c} \cdot a_c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial \mathbf{z}} \right) - \mathbf{x}_c \cdot \boldsymbol{\rho}_c \cdot \mathbf{c}_{pc} \cdot \mathbf{w}_c \cdot \frac{\partial T_c}{\partial \mathbf{z}} \\ &+ \varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f \cdot u_f \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},f+s} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} \right) + h_{\text{eff},p} \cdot a_1 \cdot (T_p - T_f) \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

La dérivée spatiale du produit $c_{pc} \cdot w_c$ est supposée suffisamment faible pour que l'erreur introduite en « incluant » ces termes dans la dérivée correspondante soit suffisamment petite. Les paramètres x_c et ρ_c sont quant à eux uniformes ce qui permet de procéder de même sans introduire d'erreur. D'autre part, la dérivée spatiale de la température du fluide est exprimée sous forme temporelle grâce à l'équation (121), aboutissant ainsi à l'équation suivante :

$$\begin{aligned} & (\varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f + x_s \cdot c_{ps} \cdot \rho_s) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial t} + \mathbf{x}_c \cdot \boldsymbol{\rho}_c \cdot \mathbf{c}_{pc} \cdot \frac{\mathbf{w}_c}{\mathbf{w}_f} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial t} + \varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f \cdot u_f \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \\ &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},f+s} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{z}} \left[\frac{(\mathbf{x}_c \cdot \boldsymbol{\rho}_c \cdot \mathbf{c}_{pc} \cdot \mathbf{w}_c)^2}{h_{\text{eff},c} \cdot a_c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial \mathbf{z}} \right] + h_{\text{eff},p} \cdot a_1 \cdot (T_p - T_f) \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

En mettant à profit l'hypothèse d'après laquelle la dérivée spatiale et la vitesse de front thermique des températures du fluide et des solides sont équivalentes, il est possible de parvenir au résultat suivant :

$$\begin{aligned}
& (\varepsilon \cdot c_{p_f} \cdot \rho_f + x_s \cdot c_{p_s} \cdot \rho_s + x_c \cdot \rho_c \cdot c_{p_c}) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial t} + \varepsilon \cdot c_{p_f} \cdot \rho_f \cdot u_f \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \\
& = \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\lambda_{\text{eff},f+s} + \lambda_{\text{eff},c} + \frac{(x_c \cdot \rho_c \cdot c_{p_c} \cdot w)^2}{h_{\text{eff},c} \cdot a_c} \right) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right] + h_{\text{eff},p} \cdot a_l \cdot (T_p - T_f)
\end{aligned} \tag{C.5}$$

Cette équation peut être exprimée en enthalpie sous forme conservative, telle que :

$$\begin{aligned}
& \varepsilon \cdot \frac{\partial(\rho_f \cdot H_f)}{\partial t} + x_s \cdot \frac{\partial(\rho_s \cdot H_s)}{\partial t} + x_c \cdot \frac{\partial(\rho_c \cdot H_c)}{\partial t} + \varepsilon \cdot \frac{\partial(\rho_f \cdot u_f \cdot H_f)}{\partial z} \\
& = \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\lambda_{\text{eff},f+s} + \lambda_{\text{eff},c} + \frac{(x_c \cdot \rho_c \cdot c_{p_c} \cdot w)^2}{h_{\text{eff},c} \cdot a_c} \right) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right] + h_{\text{eff},p} \cdot a_l \cdot (T_p - T_f)
\end{aligned} \tag{C.6}$$

Annexe D – Réduction du modèle de trois à une équation

Somme des équations (116) à (118) :

$$\begin{aligned}
 & (\varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f + x_s \cdot c_{ps} \cdot \rho_s) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial t} + x_c \cdot \rho_c \cdot c_{pc} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial t} + x_p \cdot \rho_p \cdot c_{pp} \cdot \frac{\partial T_p}{\partial t} + \varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f \cdot u_f \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \\
 & = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},f+s} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(x_p \cdot \lambda_p \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + x_p \cdot U_{p/\infty} \cdot a_{p,\text{ext}} \cdot (T_\infty - T_p)
 \end{aligned} \tag{D.1}$$

Les dérivées temporelles de la température de solide et de paroi sont exprimées sous forme de dérivée spatiale grâce à l'équation (121), et le terme de pertes thermiques est exprimé conformément à l'équation (130). Les termes affectés sont signalés en gras :

$$\begin{aligned}
 & (\varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f + x_s \cdot c_{ps} \cdot \rho_s) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial t} - \mathbf{x}_c \cdot \boldsymbol{\rho}_c \cdot \mathbf{c}_{pc} \cdot \mathbf{w}_c \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} - \mathbf{x}_p \cdot \boldsymbol{\rho}_p \cdot \mathbf{c}_{pp} \cdot \mathbf{w}_p \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} + \varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f \cdot u_f \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \\
 & = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},f+s} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(x_p \cdot \lambda_p \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + U_{f/\infty} \cdot \mathbf{a}_l \cdot (T_\infty - T_f)
 \end{aligned} \tag{D.2}$$

L'introduction des équations (125) et (141) permet alors de parvenir à l'équation suivante :

$$\begin{aligned}
 & (\varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f + x_s \cdot c_{ps} \cdot \rho_s) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial t} - \mathbf{x}_c \cdot \boldsymbol{\rho}_c \cdot \mathbf{c}_{pc} \cdot \mathbf{w}_c \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mathbf{x}_c \cdot \boldsymbol{\rho}_c \cdot \mathbf{c}_{pc} \cdot \mathbf{w}_c}{\mathbf{h}_{\text{eff},c} \cdot \mathbf{a}_c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} \right) - \mathbf{x}_c \cdot \boldsymbol{\rho}_c \cdot \mathbf{c}_{pc} \cdot \mathbf{w}_c \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} \\
 & - \mathbf{x}_p \cdot \boldsymbol{\rho}_p \cdot \mathbf{c}_{pp} \cdot \mathbf{w}_p \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mathbf{x}_p \cdot \boldsymbol{\rho}_p \cdot \mathbf{c}_{pp} \cdot \mathbf{w}_p}{\mathbf{h}_{\text{eff},p} \cdot \mathbf{a}_l} \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) - \mathbf{x}_p \cdot \boldsymbol{\rho}_p \cdot \mathbf{c}_{pp} \cdot \mathbf{w}_p \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} + \varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f \cdot u_f \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \\
 & = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},f+s} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(x_p \cdot \lambda_p \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + U_{f/\infty} \cdot \mathbf{a}_l \cdot (T_\infty - T_f)
 \end{aligned} \tag{D.3}$$

Les dérivées spatiales des produits $c_{pp} \cdot w_p$ et $c_{pc} \cdot w_c$ sont supposées suffisamment faibles pour que l'erreur introduite en « incluant » ces termes dans les dérivées correspondantes soient suffisamment petites. Les paramètres x_c , ρ_c , x_p et ρ_p sont quant à eux uniformes ce qui permet de procéder de même sans introduire d'erreur. D'autre part, les dérivées spatiales de la température du fluide sont exprimées sous forme temporelle grâce à l'équation (121), aboutissant ainsi à l'équation suivante :

$$\begin{aligned}
 & (\varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f + x_s \cdot c_{ps} \cdot \rho_s) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial t} + \mathbf{x}_c \cdot \boldsymbol{\rho}_c \cdot \mathbf{c}_{pc} \cdot \frac{\mathbf{w}_c}{\mathbf{w}_f} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial t} + \mathbf{x}_p \cdot \boldsymbol{\rho}_p \cdot \mathbf{c}_{pp} \cdot \frac{\mathbf{w}_p}{\mathbf{w}_f} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial t} + \varepsilon \cdot c_{pf} \cdot \rho_f \cdot u_f \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \\
 & = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},f+s} \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(x_p \cdot \lambda_p \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{(\mathbf{x}_c \cdot \boldsymbol{\rho}_c \cdot \mathbf{c}_{pc} \cdot \mathbf{w}_c)^2}{\mathbf{h}_{\text{eff},c} \cdot \mathbf{a}_c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial z} \right] \\
 & \quad + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{(\mathbf{x}_p \cdot \boldsymbol{\rho}_p \cdot \mathbf{c}_{pp} \cdot \mathbf{w}_p)^2}{\mathbf{h}_{\text{eff},p} \cdot \mathbf{a}_l} \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \right] + U_{f/\infty} \cdot \mathbf{a}_l \cdot (T_\infty - T_f)
 \end{aligned} \tag{D.4}$$

En mettant à profit l'hypothèse d'après laquelle la dérivée spatiale et la vitesse de front thermique des températures de toutes les phases sont équivalentes, il est possible de parvenir au résultat suivant :

$$\begin{aligned} & \left(\varepsilon \cdot c_{p_f} \cdot \rho_f + x_s \cdot c_{p_s} \cdot \rho_s + x_c \cdot \rho_c \cdot c_{p_c} + x_p \cdot \rho_p \cdot c_{p_p} \right) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial t} + \varepsilon \cdot c_{p_f} \cdot \rho_f \cdot u_f \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \\ & = \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\lambda_{\text{eff},f+s} + \lambda_{\text{eff},c} + x_p \cdot \lambda_p + \frac{(x_c \cdot \rho_c \cdot c_{p_c} \cdot w)^2}{h_{\text{eff},c} \cdot a_c} + \frac{(x_p \cdot \rho_p \cdot c_{p_p} \cdot w)^2}{h_{\text{eff},p} \cdot a_l} \right) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right] + U_{f/\infty} \cdot a_l \cdot (T_\infty - T_f) \end{aligned} \quad (\text{D.5})$$

Cette équation peut être exprimée en enthalpie sous forme conservative, telle que :

$$\begin{aligned} & \varepsilon \cdot \frac{\partial(\rho_f \cdot H_f)}{\partial t} + x_s \cdot \frac{\partial(\rho_s \cdot H_s)}{\partial t} + x_c \cdot \frac{\partial(\rho_c \cdot H_c)}{\partial t} + x_p \cdot \frac{\partial(\rho_p \cdot H_p)}{\partial t} + \varepsilon \cdot \frac{\partial(\rho_f \cdot u_f \cdot H_f)}{\partial z} \\ & = \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\lambda_{\text{eff},f+s} + \lambda_{\text{eff},c} + x_p \cdot \lambda_p + \frac{(x_c \cdot \rho_c \cdot c_{p_c} \cdot w)^2}{h_{\text{eff},c} \cdot a_c} + \frac{(x_p \cdot \rho_p \cdot c_{p_p} \cdot w)^2}{h_{\text{eff},p} \cdot a_l} \right) \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} \right] + U_{f/\infty} \cdot a_l \cdot (T_\infty - T_f) \end{aligned} \quad (\text{D.6})$$

Annexe E – Paramètres de modélisation des systèmes de la littérature

Prototype de Hallet et Gervais, 1977		Sources
Lit fixe		
L [m]	12,2	a
D _l [m]	3,2	a
Fluide : Caloria HT43		
ε	0,23	a
ρ _f [kg·m ⁻³]	-0,6949 · T(°C) + 868,7454	b
c _{pf} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	3,7681 · T(°C) + 1741,7088	b
λ _f [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	- 0,00014 · T(°C) + 0,12560	b
μ _f [Pa·s]	0,000413 · 10 ^{6,559 - 1,027 · ln(1,8 · T(°C) + 32)}	b
Roches : Galets fluviaux (granite)		
x _c	0,51	a
D _{eq,v,c} [m]	0,025	a
Ψ	0,8	Hypothèse
ρ _c [kg·m ⁻³]	2656	a (à 250 °C)
c _{pc} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	0,79 · T(°C) + 798,00	a (régression linéaire)
λ _c [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	2,2	c
Sable : Sable de silice		
x _s	0,26	a
D _s [m]	0,0015	a
ρ _s [kg·m ⁻³]	2586	a (à 250 °C)
c _{ps} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	0,79 · T(°C) + 798,00	Identique aux roches
λ _s [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	2,2	Identique aux roches
Paroi : Acier carbone A537 Class 2		
e _p [m]	0,01	Hypothèse
ρ _p [kg·m ⁻³]	7850	c
c _{pp} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	0,35 · T(°C) + 440,60	c (régression linéaire)
λ _p [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	-0,045 · T(°C) + 62,680	c (régression linéaire)
Pertes thermiques		
U _{p/∞} [W·m ⁻² ·K ⁻¹]	0,79	d
T _∞ [°C]	28	a
Conditions opératoire de la décharge « test 32 »		
T _{froid} [°C]	219	a
T _{chaud} [°C]	302	a
Q̇ [W _{th}]	1,30·10 ⁶	a
ṁ [kg·s ⁻¹]	5,687	Calcul (équation (147))
Conditions opératoires de la charge « test 35 »		
T _{froid} [°C]	185	a (lecture graphique)
T _{chaud} [°C]	293	a (lecture graphique)
Q̇ [W _{th}]	0,60·10 ⁶	a
ṁ [kg·s ⁻¹]	2,114	Calcul (équation (147))
Conditions opératoires de la décharge « test 36 »		
T _{froid} [°C]	216	a (lecture graphique)
T _{chaud} [°C]	301	a (lecture graphique)
Q̇ [W _{th}]	0,60·10 ⁶	a
ṁ [kg·s ⁻¹]	2,619	Calcul (équation (147))

a : Hallet et Gervais, 1977

b : Faas, 1983

c : González et al., 2016

d : résistance thermique équivalente calculée avec les propriétés de l'isolant et le coefficient de convection externe fournis

Système de stockage de la centrale solaire Solar One		Sources
Lit fixe		
L [m]	12,0	a
D _l [m]	18,2	a
Fluide : Caloria HT43		
ε	0,22	b
ρ _f [kg·m ⁻³]	-0,6949 · T(°C) + 868,7454	c
c _{p_f} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	3,7681 · T(°C) + 1741,7088	c
λ _f [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	- 0,00014 · T(°C) + 0,12560	c
μ _f [Pa·s]	0,000413 · 10 ^{6,559 - 1,027 · ln(1,8 · T(°C) + 32)}	c
Roches		
x _c	0,52	c
D _{eq,v,c} [m]	0,025	d
Ψ	0,8	Hypothèse
ρ _c [kg·m ⁻³]	2656	d
c _{p_c} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	0,79 · T(°C) + 798,00	d
λ _c [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	2,2	e
Sable		
x _s	0,26	c
D _s [m]	0,0015	d
ρ _s [kg·m ⁻³]	2586	d
c _{p_s} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	0,79 · T(°C) + 798,00	Identique aux roches
λ _s [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	2,2	Identique aux roches
Paroi : Acier carbone A537 Class 2		
e _p [m]	0,0149	b (en moyenne)
ρ _p [kg·m ⁻³]	7850	e
c _{p_p} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	0,35 · T(°C) + 440,60	e
λ _p [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	-0,045 · T(°C) + 62,680	e
Pertes thermiques		
U _{p/∞} [W·m ⁻² ·K ⁻¹]	0,59	b
T _∞ [°C]	13	b
Conditions opératoires du « mode 5 » (charge)		
T _{froid} [°C]	204	a
T _{chaud} [°C]	307	a
Q [Wh _{th}]	156·10 ⁶	a
Δt [h]	7	a
ṁ [kg·s ⁻¹]	72,00 (80,00 corrigé de 10 %)	Calcul (équation (147))
Conditions opératoires du « mode 6 » (décharge)		
T _{froid} [°C]	204	a
T _{chaud} [°C]	313	a (lecture graphique)
Q [Wh _{th}]	221·10 ⁶	a
Δt [h]	7	a
ṁ [kg·s ⁻¹]	106,65	Calcul (équation (147))

a : McDonnell Douglas Astronautics Company, 1986

b : Faas et al., 1986

c : Faas, 1983

d : supposé identique au prototype de Hallet et Gervais, 1977

e : González et al., 2016

Prototype de Pacheco, Showalter et Kolb, 2002		Sources
Lit fixe		
L [m]	5,2	a
D _l [m]	3,0	a
Fluide : 60 % NaNO₃ + 40 % KNO₃		a
ε	0,22	a
ρ _f [kg·m ⁻³]	-0,636 · T(°C) + 2090,000	b
c _{p_f} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	0,172 · T(°C) + 1443,000	b
λ _f [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	- 0,00019 · T(°C) + 0,44300	b
μ _f [Pa·s]	-1,474 · 10 ⁻¹⁰ · T ³ + 2,281 · 10 ⁻⁷ · T ² - 0,12 · 10 ⁻³ · T + 22,714 · 10 ⁻³	b
Roches : Quartzite		a
x _c	0,54	a
D _{eq,V,c} [m]	0,019	a
Ψ	0,8	Hypothèse
ρ _c [kg·m ⁻³]	2500	c
c _{p_c} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	830	c
λ _c [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	5,0	c
Sable : Silice		a
x _s	0,24	a
D _s [m]	0,0015	a
ρ _s [kg·m ⁻³]	2500	Identique aux roches
c _{p_s} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	830	Identique aux roches
λ _s [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	5,0	Identique aux roches
Conditions opératoires		
T _{froid} [°C]	290	a
T _{chaud} [°C]	396	a
(ε·u) _{entrée} [m·s ⁻¹]	4,36·10 ⁻⁴	c
ṁ [kg·s ⁻¹]	5,873	Calcul

a : Pacheco, Showalter et Kolb, 2002

b : Nissen, 1982

c : Flueckiger et al., 2014

Prototype de Jones et Hill, 1979		Sources
Lit fixe		
L [m]	2,0	a
$l \times l$ [m ²]	1,8 × 1,8	a
Fluide : air		
ε	0,42	b
ρ_f [kg·m ⁻³]	$101325 \cdot M / (8,3145 \cdot T(K))$ $M = 0,028971 \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$	
c_{p_f} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	$-2,3397 \cdot 10^{-7} \cdot T(K)^3 + 5,5136 \cdot 10^{-4} \cdot T(K)^2$ $-0,19523 \cdot T(K) + 1019,9050$	
λ_f [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	$1,521 \cdot 10^{-11} \cdot T(K)^3 - 4,857 \cdot 10^{-8} \cdot T(K)^2$ $+1,0184 \cdot 10^{-4} \cdot T(K) - 3,9333 \cdot 10^{-4}$	
μ_f [Pa·s]	$8,3592 \cdot 10^{-15} \cdot T(K)^3 - 2,9800 \cdot 10^{-11} \cdot T(K)^2$ $+6,2772 \cdot 10^{-8} \cdot T(K) + 2,0863 \cdot 10^{-6}$	
Roches : Galets fluviaux		
x_c	0,58	a
$D_{eq,V,c}$ [m]	0,044	a
Ψ	0,8	Hypothèse
ρ_c [kg·m ⁻³]	2652	a
c_{p_c} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	880	a
λ_c [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	2,5	b
ϵ	0,7	Hypothèse
Pertes thermiques		
$U_{f/\infty}$ [W·m ⁻² ·K ⁻¹]	1,83	a
T_∞ [°C]	20	Hypothèse
Conditions opératoires		
T_{froid} [°C]	24,0	a
T_{chaud} [°C]	61,3	a
\dot{m} [kg·s ⁻¹]	0,495	a

a : Jones et Hill, 1979

b : Supposé identique à Shewen et al., 1978

Prototype de Cascetta et al., 2016		Sources
Lit fixe		
L [m]	1,80	a
D _l [m]	0,584	a
Fluide : Air		
ε	0,39	a
ρ _f [kg·m ⁻³]	101325 · M / (8,3145 · T(K)) M = 0,028971 kg · mol ⁻¹	
c _{p,f} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	-2,3397 · 10 ⁻⁷ · T(K) ³ + 5,5136 · 10 ⁻⁴ · T(K) ² -0,19523 · T(K) + 1019,9050	
λ _f [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	1,521 · 10 ⁻¹¹ · T(K) ³ - 4,857 · 10 ⁻⁸ · T(K) ² +1,0184 · 10 ⁻⁴ · T(K) - 3,9333 · 10 ⁻⁴	
μ _f [Pa·s]	8,3592 · 10 ⁻¹⁵ · T(K) ³ - 2,9800 · 10 ⁻¹¹ · T(K) ² +6,2772 · 10 ⁻⁸ · T(K) + 2,0863 · 10 ⁻⁶	
Solides : billes d'alumine		
x _c	0,62	a
D _{eq,v,c} [m]	0,008	a
Ψ	1	a
ρ _c [kg·m ⁻³]	3550	a
c _{p,c} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	902	a
λ _c [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	30	a
ε	0,8	b
Paroi : Acier carbone		
e _p [m]	0,0075	c
ρ _p [kg·m ⁻³]	7850	d
c _{p,p} [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	461	d
λ _p [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	51	d
Pertes thermiques		
U _{p/∞} [W·m ⁻² ·K ⁻¹]	0,55	e
T _∞ [°C]	25	Hypothèse
Conditions opératoires de charge		
T _{entrée} [°C]	fonction du temps (cf. Fig. 61)	a (lecture graphique)
ṁ [kg·s ⁻¹]	0,20	a
Conditions opératoires de décharge		
T _{entrée} [°C]	fonction du temps (cf. Fig. 61)	a (lecture graphique)
ṁ [kg·s ⁻¹]	0,20	a

a : Cascetta et al., 2016

b : valeur standard pour de l'alumine

c : estimé graphiquement sur une coupe supposée à l'échelle (figure 2 dans Cascetta et al., 2016)

d : valeur standard pour de l'acier carbone (type P235GH)

e : calcul de résistance thermique avec 100 mm d'isolant (conformément à ce qu'indiquent Cascetta et al., 2016) de conductivité supposée égale à 0,05 W·m⁻¹·K⁻¹ et une résistance de convection externe prise égale à 0,13 m²·K·W⁻¹

Références bibliographiques

- Abel, N.H., 1824. Démonstration de l'impossibilité de la résolution générale des équations du cinquième degré, Mémoire sur les équations algébriques, où l'on démontre l'impossibilité de la résolution de l'équation générale du cinquième degré, 3 - 8.
- Acetis, J., Thodos, G., 1960. Mass and Heat Transfer in Flow of Gases Through Spherical Packings, *Industrial & Engineering Chemistry*, vol. 52, 1003 - 1006.
- Achenbach, E., 1995. Heat and flow characteristics of packed beds, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 10, 17 - 27.
- Adeyanju, A.A., Manohar, K., 2009. Theoretical and experimental investigation of heat transfer in packed beds, *Res. J. Appl. Sci.*, vol. 4, 166 - 177.
- Airlight Energy. Ait-Baha CSP pilot plant. <http://www.airlightenergy.com/ait-baha-csp-pilot-plant/>, 8/2017.
- Alanís, E., Saravia, L., Rovetta, L., 1977. Measurement of rock pile heat transfer coefficients, *Sol. Energy*, vol. 19, 571 - 572.
- Allen, K.G., von Backström, T.W., Kröger, D.G., 2015. Rock bed pressure drop and heat transfer: Simple design correlations, *Sol. Energy*, vol. 115, 525 - 536.
- Anderson, R., Shiri, S., Bindra, H., Morris, J.F., 2014. Experimental results and modeling of energy storage and recovery in a packed bed of alumina particles, *Appl. Energy*, vol. 119, 521 - 529.
- Baddour, R.F., Yoon, C.Y., 1961. Local radial effective conductivity and the wall effect in packed beds, *Chem. Engg. Prog. Symp. Series*, vol. 57, 35 - 50.
- Balakrishnan, A.R., Pei, D.C.T., 1979a. Heat transfer in gas-solid packed bed systems. 1. A critical review, *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.*, vol. 18, 30 - 40.
- Balakrishnan, A.R., Pei, D.C.T., 1979b. Heat transfer in gas-solid packed bed systems. 2. The conduction mode, *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.*, vol. 18, 40 - 46.
- Bauer, R., 1990. Stagnant packed beds dans: Hewitt, G. F., Hemisphere Handbook of Heat Exchanger Design. Hemisphere Pub. Corp., New York.
- Bauer, R., Shlunder, E., 1978. Effective radial thermal conductivity of packings in gas flow - 2. Thermal conductivity of the packing fraction without gas flow, *Int Chem Eng*, vol. 18, 189 - 204.
- Bayón, R., Rivas, E., Rojas, E., 2013. Study of thermocline tank performance in dynamic processes and stand-by periods with an analytical function, *Energy Procedia*, vol. 49, 725 - 734.
- Bayón, R., Rojas, E., 2013. Simulation of thermocline storage for solar thermal power plants: From dimensionless results to prototypes and real-size tanks, *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 60, 713 - 721.
- Bayón, R., Rojas, E., 2014. Analytical function describing the behaviour of a thermocline storage tank: A requirement for annual simulations of solar thermal power plants, *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 68, 641 - 648.
- Beasley, D.E., Clark, J.A., 1984. Transient response of a packed bed for thermal energy storage, *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 27, 1659 - 1669.
- Beek, J., 1962. Design of Packed Catalytic Reactors. 203-271.
- Bergman, T.L., Lavine, A.S., Incropera, F.P., Dewitt, D.P., 2011. Fundamentals of Heat and Mass Transfer, 7th Edition. John Wiley & Sons, 1048 p.
- Bhavsar, V.C., Balakrishnan, A.R., 1990. Pebble bed-oil thermal energy storage for solar thermo-electric power systems, *Int J Energy Res*, vol. 14, 233 - 240.
- Biencinto, M., Bayón, R., Rojas, E., González, L., 2014. Simulation and assessment of operation strategies for solar thermal power plants with a thermocline storage tank, *Sol. Energy*, vol. 103, 456 - 472.
- Bird, R.B., Stewart, W.E., Lightfoot, E.N., 2002. Transport phenomena, 2nd Edition. New York, 168 p.

- Breitbach, G., Barthels, H., 1980. The radiant heat transfer in the HTR core after failure of the afterheat removal systems, *Nucl Technol*, vol. 49, 392 - 399.
- Brosseau, D., Kelton, J.W., Ray, D., Edgar, M., Chisman, K., Emms, B., 2005. Testing of thermocline filler materials and molten-salt heat transfer fluids for thermal energy storage systems in parabolic trough power plants, *J Sol Energy Eng Trans ASME*, vol. 127, 109 - 116.
- Bruch, A., Fourmigué, J.F., Couturier, R., 2014. Experimental and numerical investigation of a pilot-scale thermal oil packed bed thermal storage system for CSP power plant, *Sol.Energy*, vol. 105, 116 - 125.
- Bruch, A., Fourmigué, J. F., Couturier, R., Molina, S., 2014. Experimental and numerical investigation of stability of packed bed thermal energy storage for CSP power plant, *SolarPACES 2013, Energy Procedia*, vol. 49, 743 - 751.
- Burke, S.P., Plummer, W.B., 1928. Gas Flow through Packed Columns, *J.Ind.Eng.Chem.*, vol. 20, 1197 - 1200.
- Carman, P.C., 1937. Fluid flow through granular beds, *Trans.Instn Chem.Engrs*, vol. 15, 150 - 166.
- Cascetta, M., Cau, G., Puddu, P., Serra, F., 2015. Experimental investigation of a packed bed thermal energy storage system, *J.Phys.Conf.Ser.*, vol. 655.
- Cascetta, M., Cau, G., Puddu, P., Serra, F., 2016. A comparison between CFD simulation and experimental investigation of a packed-bed thermal energy storage system, *Appl Therm Eng*, vol. 98, 1263 - 1272.
- Chandra, P., Willits, D.H., 1981. Pressure drop and heat transfer characteristics of air-rockbed thermal storage systems, *Sol.Energy*, vol. 27, 547 - 553.
- Chang, Z. S., Li, X., Xu, C., Chang, C., Wang, Z. F., 2015. The Design and Numerical Study of a 2MWh Molten Salt Thermocline Tank, *Energy Procedia*, vol. 69, 779 - 789.
- Charlas, B., Doremus, P., Gillia, O., Imbault, D., 2010. Numerical analysis of a metal hydride powder bed under swelling or lateral compaction by the discrete element method, *Proc.World.Powder Metall.Congr.Exhibition*, vol. 1.
- Cheng, P., Hsu, C.T., 1998. Heat conduction dans: Ingham, D. B. and Pop, I., *Transport Phenomena in Porous Media*. Pergamon, 57 - 76.
- Chu, Y.C., Storrow, J.A., 1952. Heat transfer to air flowing through packed tubes, *Chem.Eng.Sci.*, vol. 1, 230 - 237.
- Close, D.J., 1965. Rock pile thermal storage for comfort air conditioning, *Mech.Chem.Eng.Trans.*, vol. MC-1, 11 - 22.
- Colburn, A.P., 1931. Heat Transfer and Pressure Drop in Empty, Baffled, and Packed Tubes, *Industrial & Engineering Chemistry*, vol. 23, 910 - 913.
- Coutier, J.P., Farber, E.A., 1982. Two applications of a numerical approach of heat transfer process within rock beds, *Sol.Energy*, vol. 29, 451 - 462.
- Cowper, E. A., 19/5/1857. Improvements in furnaces for heating air and other elastic fluids. United Kingdom. Brevet n°1404.
- Damköhler, G., 1937. Technische Reaktionsgeschwindigkeit dans: Eucken, A. and Jakob, M., *Der Chemie-Ingenieur*. Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig, 359 - 485.
- Deissler, R.G., Boegli, J.S., 1958. An investigation of effective thermal conductivities of powders in various gases, *ASME Transactions*, vol. 80, 1417 - 1425.
- Desrues, T., 2011. Stockage massif d'électricité sous forme thermique, Université de Grenoble, NNT : 2011GRENI038, 185 p.
- Desrues, T., Ruer, J., Marty, P., Fourmigué, J.F., 2010. A thermal energy storage process for large scale electric applications, *Appl Therm Eng*, vol. 30, 425 - 432.
- Dixon, A. G., 1968. Heat Transfer in Packed Beds of Low Tube/Particle Diameter Ratio, Univ. Edinburgh, Scotland.
- Dixon, A.G., Cresswell, D.L., 1979. Theoretical prediction of effective heat transfer parameters in packed beds, *AIChE J*, vol. 25, 663 - 676.

- Dixon, A.G., DiCostanzo, M.A., Soucy, B.A., 1984. Fluid-phase radial transport in packed beds of low tube-to-particle diameter ratio, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 27, 1701 - 1713.
- Dogangun, A., Karaca, Z., Durmus, A., Sezen, H., 2009. Cause of damage and failures in silo structures, *J.Perform.Constr.Facil.*, vol. 23, 65 - 71.
- Du Plessis, J.P., Woudberg, S., 2008. Pore-scale derivation of the Ergun equation to enhance its adaptability and generalization, *Chem.Eng.Sci.*, vol. 63, 2576 - 2586.
- Dunkle, R.V., Ellul, W.M.J., 1972. Randomly packed particulate bed regenerators and evaporative coolers, *Inst Eng Aust Mech Chem Eng Trans*, vol. MC8, 117 - 121.
- Durisch, W., Frick, E., Kesselring, P., 1986. Heat Storage in solar power plants using solid beds, *High temperature technology and its applications, Solar thermal central receiver systems : proceedings of the third international workshop*, vol. 2, 879 - 896.
- Ergun, S., 1952. Fluid flow through packed columns, *Chem.Eng.Prog.*, vol. 48, 89 - 94.
- Faas, S.E., 1983. 10 Mwe Solar Thermal Central Receiver Pilot Plant -Thermal storage subsystem evaluation and controls testing phase, SAND83-8015.
- Faas, S.E., Thorne, L.R., Fuchs, E.A., Gilbertsen, N.D., 1986. 10 Mwe Solar Thermal Central Receiver Pilot Plant - Thermal storage subsystem evaluation - Final report, SAND86-8212.
- Fasquelle, T., Falcoz, Q., Neveu, P., Lecat, F., Bouillet, N., Flamant, G., 2017. Operating results of a thermocline thermal energy storage included in a parabolic trough mini power plant, *SolarPACES 2016, AIP Conference Proceedings*, vol. 1850.
- Flueckiger, S.M., Iverson, B.D., Garimella, S.V., Pacheco, J.E., 2014. System-level simulation of a solar power tower plant with thermocline thermal energy storage, *Appl.Energy*, vol. 113, 86 - 96.
- Flueckiger, S.M., Yang, Z., Garimella, S.V., 2013. Review of molten-salt thermocline tank modeling for solar thermal energy storage, *Heat Transfer Eng*, vol. 34, 787 - 800.
- Foumeny, E.A., Kulkarni, A., Roshani, S., Vatani, A., 1996. Elucidation of pressure drop in packed-bed systems, *Appl Therm Eng*, vol. 16, 195 - 202.
- Frössling, N., 1938. Über die Verdunstung fallender Teilchen, *Gerlands Beitr.Geophys.*, vol. 52, 170 - 175.
- Furnas, C.C., 1930. Heat Transfer from a Gas Stream to a Bed of Broken Solids, *Industrial & Engineering Chemistry*, vol. 22, 26 - 31.
- Furnas, C.C., 1932. Heat Transfer from a Gas Stream to a Bed of Broken Solids, U.S. Department of Commerce, Bulletin 361, 88 p.
- Galloway, T.R., Sage, B.H., 1970. A model of the mechanism of transport in packed, distended, and fluidized beds, *Chem.Eng.Sci.*, vol. 25, 495 - 516.
- Galois, E., 1831. Mémoire sur les conditions de résolubilité des équations par radicaux, *Journal de mathématiques pures et appliquées*, 417 - 433.
- Gamson, B.W., Thodos, G., Hougen, O.A., 1943. *Trans.AIChE.*, vol. 39, 1 - 35.
- García-Olivares, A., Ballabrera-Poy, J., García-Ladona, E., Turiel, A., 2012. A global renewable mix with proven technologies and common materials, *Energy Policy*, vol. 41, 561 - 574.
- GIEC, 2013. Résumé à l'intention des décideurs, *Changements climatiques 2013 : Les éléments scientifiques. Contribution du Groupe de travail I au cinquième Rapport d'évaluation du Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat*, Cambridge University Press.
- GIEC, 2014a. *Changements climatiques 2014 : Incidences, adaptation et vulnérabilité – Résumé à l'intention des décideurs. Contribution du Groupe de travail II au cinquième Rapport d'évaluation du Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat*, Organisation météorologique mondiale.
- GIEC, 2014b. Résumé à l'intention des décideurs. *Changements climatiques 2014, L'atténuation du changement climatique. Contribution du Groupe de travail III au cinquième Rapport d'évaluation du Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat*, Cambridge University Press.

- Gil, A., Medrano, M., Martorell, I., Lázaro, A., Dolado, P., Zalba, B., Cabeza, L.F., 2009. State of the art on high temperature thermal energy storage for power generation. Part 1-Concepts, materials and modellization, *Renewable Sustainable Energy Rev*, vol. 14, 31 - 55.
- González, I., Pérez-Segarra, C.D., Lehmkuhl, O., Torras, S., Oliva, A., 2016. Thermo-mechanical parametric analysis of packed-bed thermocline energy storage tanks, *Appl.Energy*, vol. 179, 1106 - 1122.
- Gonzo, E.E., 2002. Estimating correlations for the effective thermal conductivity of granular materials, *Chem.Eng.J.*, vol. 90, 299 - 302.
- Gunn, D.J., 1978. Transfer of heat or mass to particles in fixed and fluidised beds, *Int.J.Heat Mass Transf.*, vol. 21, 467 - 476.
- Gunn, D. J., Vortmeyer, D., 1982. Heat transfer in fixed bed chemical reactors, *Heat Transfer, Proceedings of the International Heat Transfer Conference 7th.*, vol. 6, 13 - 18.
- Gupta, A.S., Thodos, G., 1962. Mass and heat transfer in the flow of fluids through fixed and fluidized beds of spherical particles, *AIChE J*, vol. 8, 608 - 610.
- Gupta, S.N., Chaube, R.B., Upadhyay, S.N., 1974. Fluid-particle heat transfer in fixed and fluidized beds, *Chem.Eng.Sci.*, vol. 29, 839 - 843.
- Hadley, G.R., 1986. Thermal conductivity of packed metal powders, *Int.J.Heat Mass Transf.*, vol. 29, 909 - 920.
- Haller, M.Y., Cruickshank, C.A., Streicher, W., Harrison, S.J., Andersen, E., Furbo, S., 2009. Methods to determine stratification efficiency of thermal energy storage processes - Review and theoretical comparison, *Sol.Energy*, vol. 83, 1847 - 1860.
- Hallet, R.W.Jr., Gervais, R.L., 1977. Central receiver solar thermal power system - Phase 1 - CDRL ITEM 2 - Pilot Plant Preliminary Design Report - Vol V - Thermal Storage Subsystem, SAN/1108-8/5.
- Handley, D., Heggs, P.J., 1968. Momentum and heat transfer mechanisms in regular shaped packings, *Trans.Instn Chem.Engrs*, vol. 46, T251 - T264.
- Handley, D., Heggs, P.J., 1969. The effect of thermal conductivity of the packing material on transient heat transfer in a fixed bed, *Int.J.Heat Mass Transf.*, vol. 12, 549 - 570.
- Hicks, R.E., 1970. Pressure drop in packed beds of spheres, *Ind.Eng.Chem.Fundam.*, vol. 9, 500 - 502.
- Hoffmann, J.F., Fasquelle, T., Goetz, V., Py, X., 2016. A thermocline thermal energy storage system with filler materials for concentrated solar power plants: Experimental data and numerical model sensitivity to different experimental tank scales, *Appl Therm Eng*, vol. 100, 753 - 761.
- Hoffmann, J.-F., 2015. Stockage thermique pour centrale solaire thermodynamique à concentration mettant en œuvre des matériaux naturels ou recyclés, *PROMES-CNRS UPR 8521*, 257 p.
- Hollands, K.G.T., Pott, P., 1971. Development and testing of evaporative cooler pads, *Mechanical and Chemical Engineering Trans.*, 66 - 72.
- Hollands, K.G.T., Sullivan, H.F., 1984. Pressure drops across rock bed thermal storage systems, *Sol.Energy*, vol. 33, 221 - 225.
- Hollands, K.G.T., Sullivan, H.F., Shewen, E.C., 1984. Flow uniformity in rock beds, *Sol.Energy*, vol. 32, 343 - 348.
- Hsu, C.T., Cheng, P., Wong, K.W., 1994. Modified Zehner-Schlunder models for stagnant thermal conductivity of porous media, *Int.J.Heat Mass Transf.*, vol. 37, 2751 - 2759.
- Hsu, C.T., Cheng, P., Wong, K.W., 1995. A lumped-parameter model for stagnant thermal conductivity of spatially periodic porous media, *J Heat Transfer Trans ASME*, vol. 117, 264 - 269.
- IAEA, 2000. Heat Transport and Afterheat Removal for Gas Cooled Reactors Under Accident Conditions, *TECDOC-1163*.
- Inaba, H., Fukuda, T., 1984. Transient heat transfer behaviors in cylindrical porous beds at relatively large Reynolds numbers, *Wärme- und Stoffübertragung*, vol. 18, 109 - 116.

- Ismail, K.A.R., Stuginsky, J., 1999. A parametric study on possible fixed bed models for pcm and sensible heat storage, *Appl Therm Eng*, vol. 19, 757 - 788.
- Jones, D.E., Hill, J.E., 1979. Testing of pebble-bed and phase-change thermal energy storage devices according to ASHRAE Standard 94-77, *ASHRAE Trans*, vol. 85, 607 - 629.
- Kasaoka, S., Hiramatsu, K., Hamazaki, Y., 1975. Equivalent Diameter of Packed Solids in Mass Transfer between Solids and Fluid, *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, vol. 1, 9 - 13.
- Kaviany, M., 1995. *Principles of Heat Transfer in Porous Media*, 2nd Edition. 709 p.
- Khan, J.A., Beasley, D.E., Alatas, B., 1991. Evaporation from a packed bed of porous particles into superheated vapor, *Int.J.Heat Mass Transf.*, vol. 34, 267 - 280.
- Klein, P., Roos, T. H., Sheer, T. J., 2013. Experimental investigation into a packed bed thermal storage solution for solar gas turbine systems, *SolarPACES 2013, Energy Procedia*, vol. 49, 840 - 849.
- Kozeny, J., 1927. *Über Kapillare Leitung des Wasser im Boden*, *Sitzungsbericht der Akademie der Wissenschaften*, vol. 136, 271 - 306.
- Krumbein, W.C., Sloss, L.L., 1963. *Stratigraphy and Sedimentation*, Second Edition. Freeman, W.H. & Co, San Francisco, CA, 660 p.
- Krupiczka, R., 1967. Analysis of thermal conductivity in granular materials, *Int.Chem.Eng.*, vol. 7, 122 - 144.
- Kunii, D., Smith, J.M., 1960. Heat transfer characteristics of porous rocks, *AIChE J*, vol. 6, 71 - 78.
- Kunii, D., Suzuki, M., 1968. Heat and mass transfer from wall surface to packed beds, *Symposium on Heat and Mass Transfer*.
- Kuravi, S., Trahan, J., Goswami, Y., Jotshi, C., Stefanakos, E., Goel, N., 2013. Investigation of a high-temperature packed-bed sensible heat thermal energy storage system with large-sized elements, *J Sol Energy Eng Trans ASME*, vol. 135.
- Kuznetsov, A.V., 1995. An analytical solution for heating a two-dimensional porous packed bed by a non-thermal equilibrium fluid flow, *Appl.Sci.Res.*, vol. 55, 83 - 93.
- Lakota, A., Levec, J., Carbonell, R.G., 2002. Hydrodynamics of trickling flow in packed beds: Relative permeability concept, *AIChE J*, vol. 48, 731 - 738.
- Leva, M., 1947. Heat Transfer to Gases through Packed Tubes - General correlation for smooth spherical particles, *Industrial & Engineering Chemistry*, vol. 39, 857 - 862.
- Leva, M., 1950. Packed-Tube Heat Transfer, *Industrial & Engineering Chemistry*, vol. 42, 2498 - 2501.
- Leva, M., Grummer, M., 1948. Heat Transfer to Gases through Packed Tubes - Effect of particle characteristics, *Industrial & Engineering Chemistry*, vol. 40, 415 - 419.
- Leva, M., Weintraub, M., Grummer, M., Clark, E.L., 1948. Cooling of Gases through Packed Tubes, *Industrial & Engineering Chemistry*, vol. 40, 747 - 752.
- Lévêque, A., 1928. *Les lois de la transmission de chaleur par convection*, Université de Paris.
- Li, C.H., Finlayson, B.A., 1977. Heat transfer in packed beds: a re-evaluation, *Chenz.Eng.Sci.*, vol. 32, 1055 - 1066.
- Libby, C., 2010. Solar thermocline storage systems: preliminary design study, EPRI, 2010.1019581, 188 p.
- Löf, G.O.G., Hawley, R.W., 1948. Unsteady state heat transfer between air and loose solids, *Industrial & Engineering Chemistry*, vol. 40, 1061 - 1070.
- Mabrouk, M.T., Kheiri, A., Feidt, M., 2015. Using Generalized Integral Transforms to solve a perturbation model for a packed bed thermal energy storage tank, *Int.J.Heat Mass Transf.*, vol. 84, 633 - 641.
- Macdonald, I.F., El-Sayed, M.S., Mow, K., Dullien, F.A.L., 1979. Flow through porous media - The Ergun equation revisited, *Ind.Eng.Chem.Fundam.*, vol. 18, 199 - 208.
- Martin, H., 2005. The Lévêque-analogy or How to predict heat and mass transfer from fluid friction, 4th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, HEFAT2005.

- Mawire, A., McPherson, M., 2009. Experimental and simulated temperature distribution of an oil-pebble bed thermal energy storage system with a variable heat source, *Appl Therm Eng*, vol. 29, 1086 - 1095.
- Mawire, A., McPherson, M., van den Heetkamp, R.R.J., Mlatho, S.J.P., 2009. Simulated performance of storage materials for pebble bed thermal energy storage (TES) systems, *Appl. Energy*, vol. 86, 1246 - 1252.
- Mawire, A., McPherson, M., van den Heetkamp, R.R.J., Taole, S.H., 2010. Experimental volumetric heat transfer characteristics between oil and glass pebbles in a small glass tube, *Energy*, vol. 35, 1256 - 1263.
- Mawire, A., Taole, S.H., 2011. A comparison of experimental thermal stratification parameters for an oil/pebble-bed thermal energy storage (TES) system during charging, *Appl. Energy*, vol. 88, 4766 - 4778.
- Maxwell, J.C., 1873. *A Treatise on Electricity and Magnetism*. Clarendon Press, Oxford, 425 p.
- McDonnell Douglas Astronautics Company, 1986. 10 MWe Solar Thermal Central Receiver Pilot Plant Mode 5 (Test 1150) and Mode 6 (Test 1160) Test report, Sandia National Laboratories, SAND86-8175.
- Meier, A., Winkler, C., Wuillemin, D., 1991. Experiment for modelling high temperature rock bed storage, *Solar Energy Materials*, vol. 24, 255 - 264.
- Melanson, M.M., Dixon, A.G., 1985. Solid conduction in low dt/dp beds of spheres, pellets and rings, *Int.J.Heat Mass Transf.*, vol. 28, 383 - 394.
- Mertens, N., Alobaid, F., Frigge, L., Epple, B., 2014. Dynamic simulation of integrated rock-bed thermocline storage for concentrated solar power, *Sol. Energy*, vol. 110, 830 - 842.
- Morgan, G.R., 1980. 10 Mwe Pilot Plant Thermal Storage Subsystem - Analysis Report, RADL ITEM 5-1.
- Motte, F., Bugler-Lamb, S.L., Falcoz, Q., 2015. Thermocline Storage Filled with Structured Ceramics. Numerical Consistency of the Developed Numerical Model and First Observations, *High Temp Mater Processes*, vol. 34, 353 - 365.
- Nellis, G., Klein, S., 2009. *Heat Transfer*. Cambridge, 1107 p.
- Nemec, D., Levec, J., 2005. Flow through packed bed reactors: 1. Single-phase flow, *Chem.Eng.Sci.*, vol. 60, 6947 - 6957.
- Nield, D.A., 1991. Estimation of the stagnant thermal conductivity of saturated porous media, *Int.J.Heat Mass Transf.*, vol. 34, 1575 - 1576.
- Nissen, D.A., 1982. Thermophysical Properties of the Equimolar Mixture NaNO₃-KNO₃ from 300 to 600 °C, *J.Chem.Eng.Data*, vol. 27, 269 - 273.
- Okello, D., Nydal, O.J., Banda, E.J.K., 2014. Experimental investigation of thermal de-stratification in rock bed TES systems for high temperature applications, *Energy Convers.Manage.*, vol. 86, 125 - 131.
- Pacheco, J.E., Showalter, S.K., Kolb, W.J., 2002. Development of a molten-salt thermocline thermal storage system for parabolic trough plants, *J Sol Energy Eng Trans ASME*, vol. 124, 153 - 159.
- Pfeffer, R., 1964. Heat and mass transport in multiparticle systems, *I&EC Fundamentals*, vol. 3, 380 - 383.
- Philibert, C., 2011. *Renewable Energy Technologies. Solar Energy Perspectives*. OECD, IEA, Paris, France, 228 p.
- Polyanin, A.D., Manzhirov, A.V., 2007. *Handbook of Mathematics for Engineers and Scientists*. Chapman & Hall/CRC, 1509 p.
- Qin, F.G.F., Yang, X., Ding, Z., Zuo, Y., Shao, Y., Jiang, R., Yang, X., 2012. Thermocline stability criterions in single-tanks of molten salt thermal energy storage, *Appl. Energy*, vol. 97, 816 - 821.
- Ranz, W.E., 1952. Friction and transfer coefficients for single particles and packed beds, *Chem.Eng.Progr.*, vol. 48, 247 - 253.

- Rodat, S., Bruch, A., Dupassieux, N., Mourchid, N. E., 2015. Unique Fresnel Demonstrator Including ORC and Thermocline Direct Thermal Storage: Operating Experience, *Energy Procedia*, vol. 69, 1667 - 1675.
- Rose, H.E., Rizk, A.M.A., 1949. Further Researches in Fluid Flow through Beds of Granular Material, *Proc.Inst.Mech.Eng.*, vol. 160, 493 - 503.
- Saez, A.E., McCoy, B.J., 1982. Dynamic response of a packed bed thermal storage system - a model for solar air heating, *Sol.Energy*, vol. 29, 201 - 206.
- Sagara, K., Nakahara, N., 1991. Thermal performance and pressure drop of rock beds with large storage materials, *Sol.Energy*, vol. 47, 157 - 163.
- Satterfield, C.N., Resnick, H., Wentworth, R.L., 1954. Simultaneous heat and mass transfer in a diffusion-controlled chemical reaction, *Chem.Eng.Progr.*, vol. 50, 460 - 466.
- Schröder, E., Class, A., Krebs, L., 2006. Measurements of heat transfer between particles and gas in packed beds at low to medium Reynolds numbers, *Exp.Therm.Fluid Sci.*, vol. 30, 545 - 558.
- Schumann, T.E.W., 1929. Heat transfer: A liquid flowing through a porous prism, *J Franklin Inst*, vol. 208, 405 - 416.
- Shewen, E.C., Sullivan, H.F., Hollands, K.G.T., Balakrishnan, A.R., 1978. A heat storage subsystem for solar energy - Final report - Phase 2, STOR - 6.
- Shitzer, A., Levy, M., 1983. Transient Behavior of a Rock-Bed Thermal Storage System Subjected to Variable Inlet Air Temperatures - Analysis and Experimentation, *J Sol Energy Eng Trans ASME*, vol. 105, 200 - 206.
- Sih, S. S., Barlow, J. W., 1995. The prediction of the thermal conductivity of powders, 6th SFF Symposium, 397 - 401.
- Singh, R., Saini, R.P., Saini, J.S., 2006. Nusselt number and friction factor correlations for packed bed solar energy storage system having large sized elements of different shapes, *Sol.Energy*, vol. 80, 760 - 771.
- Stuke, B., 1948. Berechnung des Wärmeaustausches in Regeneratoren mit zylindrischen und kugelförmigen Füllmaterial, *Angewandte Chemie*, vol. B20, 262.
- Szekely, J., Poveromo, J.J., 1975. Flow maldistribution in packed beds: a comparison of measurements with predictions, *AIChE J*, vol. 21, 769 - 775.
- Thoenes, D.J., Kramers, H., 1958. Mass transfer from spheres in various regular packings to a flowing fluid, *Chemical Engineering Science*, vol. 8, 271 - 283.
- Tsotsas, E., Martin, H., 1987. Thermal conductivity of packed beds: A review, *Chem.Eng.Proc.*, vol. 22, 19 - 37.
- Tsotsas, E., Schlünder, E.U., 1990. Heat transfer in packed beds with fluid flow: remarks on the meaning and the calculation of a heat transfer coefficient at the wall, *Chem.Eng.Sci.*, vol. 45, 819 - 837.
- Van Antwerpen, W., Du Toit, C.G., Rousseau, P.G., 2010. A review of correlations to model the packing structure and effective thermal conductivity in packed beds of mono-sized spherical particles, *Nucl Eng Des*, vol. 240, 1803 - 1818.
- Van Antwerpen, W., Rousseau, P. G., Du Toit, C. G., 2009. Accounting for porous structure in effective thermal conductivity calculations in a pebble bed reactor, *Int.Congr.Adv.Nuc.Power Plants, ICAPP*, vol. 1, 258 - 269.
- Van Lew, J.T., Li, P., Chan, C.L., Karaki, W., Stephens, J., 2011. Analysis of heat storage and delivery of a thermocline tank having solid filler material, *J Sol Energy Eng Trans ASME*, vol. 133, 021003-1 - 021003-10.
- Versteeg, H.K., Malalasekera, W., 1995. An introduction to computational fluid dynamics - The finite volume method. Longman Scientific & Technical, 257 p.
- Vortmeyer, D., 1989. Packed bed thermal dispersion models and consistent sets of coefficients, *Chem.Eng.Proc.*, vol. 26, 263 - 268.
- Vortmeyer, D., Schaefer, R.J., 1974. Equivalence of one- and two-phase models for heat transfer processes in packed beds: one dimensional theory, *Chem.Eng.Sci.*, vol. 29, 485 - 491.

- Votyakov, E.V., Bonanos, A.M., 2014. A perturbation model for stratified thermal energy storage tanks, *Int.J.Heat Mass Transf.*, vol. 75, 218 - 223.
- Votyakov, E.V., Bonanos, A.M., 2015. Algebraic model for thermocline thermal storage tank with filler material, *Sol.Energy*, vol. 122, 1154 - 1157.
- Wadell, H., 1932. Volume, shape and roundness of rock particles, *The Journal of Geology*, vol. 40, 443 - 451.
- Wakao, N., Kaguei, S., 1982. Heat and mass transfer in packed beds. Gordon and Breach Science Publishers, New York, 364 p.
- Wakao, N., Kaguei, S., Funazkri, T., 1979. Effect of fluid dispersion coefficients on particle-to-fluid heat transfer coefficients in packed beds. Correlation of nusselt numbers, *Chem.Eng.Sci.*, vol. 34, 325 - 336.
- Wakao, N., Kato, K., 1969. Effective thermal conductivity of packed beds, *J.Chem.Eng.Jpn*, vol. 2, 24 - 33.
- Weidenfeld, G., Weiss, Y., Kalman, H., 2004. A theoretical model for effective thermal conductivity (ETC) of particulate beds under compression, *Granular Matter*, vol. 6, 121 - 129.
- Whitaker, S., 1972. Forced convection heat transfer correlations for flow in pipes, past flat plates, single cylinders, single spheres, and for flow in packed beds and tube bundles, *AIChE J*, vol. 18, 361 - 371.
- Xu, B., Li, P.W., Chan, C.L., 2012. Extending the validity of lumped capacitance method for large Biot number in thermal storage application, *Sol.Energy*, vol. 86, 1709 - 1724.
- Xu, C., Wang, Z., He, Y., Li, X., Bai, F., 2012. Sensitivity analysis of the numerical study on the thermal performance of a packed-bed molten salt thermocline thermal storage system, *Appl.Energy*, vol. 92, 65 - 75.
- Yagi, S., Kunii, D., 1960. Studies on heat transfer near wall surfaces in packed beds, *AIChE J*, vol. 6, 97 - 104.
- Yagi, S., Wakao, N., 1959. Heat and Mass Transfer from Wall to Fluid in Packed Beds, *AIChE J*, vol. 5, 79 - 85.
- Yang, X., Qin, F.G.F., Jiang, R., 2014. Experimental investigation of a molten salt thermocline storage tank, *Int.J.Sustainable Energy*.
- Yang, Z., Garimella, S.V., 2010a. Molten-salt thermal energy storage in thermoclines under different environmental boundary conditions, *Appl.Energy*, vol. 87, 3322 - 3329.
- Yang, Z., Garimella, S.V., 2010b. Thermal analysis of solar thermal energy storage in a molten-salt thermocline, *Sol.Energy*, vol. 84, 974 - 985.
- Yu, J., Zhang, M., Fan, W., Zhou, Y., Zhao, G., 2002. Study on performance of the ball packed-bed regenerator: Experiments and simulation, *Appl Therm Eng*, vol. 22, 641 - 651.
- Zanganeh, G., Ambrosetti, G., Pedretti, A., Zavattoni, S., Barbato, M., Good, P., Haselbacher, A., Steinfeld, A., 2014. A 3 MWth parabolic trough CSP plant operating with air at up to 650 °C, *Proc.Int.Renew.Sustain.Energy Conf.*, 108 - 113.
- Zanganeh, G., Pedretti, A., Zavattoni, S., Barbato, M., Steinfeld, A., 2012. Packed-bed thermal storage for concentrated solar power - Pilot-scale demonstration and industrial-scale design, *Sol.Energy*, vol. 86, 3084 - 3098.
- Zavattoni, S. A., Barbato, M. C., Pedretti, A., Zanganeh, G., 2015. Single-tank TES System - Transient Evaluation of Thermal Stratification According to the Second-law of Thermodynamics, *Energy Procedia*, vol. 69, 1068 - 1077.
- Zavattoni, S.A., Barbato, M.C., Pedretti, A., Zanganeh, G., Steinfeld, A., 2014. High Temperature Rock-bed TES System Suitable for Industrial-scale CSP Plant – CFD Analysis Under Charge/Discharge Cyclic Conditions, *Energy Procedia*, vol. 46, 124 - 133.
- Zehner, P., Schlünder, E.U., 1970. Wärmeleitfähigkeit von Schüttungen bei mäßigen Temperaturen, *Chemie Ingenieur Technik*, vol. 42, 933 - 941.
- Zurigat, Y.H., Liche, P.R., Ghajar, A.J., 1991. Influence of inlet geometry on mixing in thermocline thermal energy storage, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 34, 115 - 125.

Résumé

Cette étude porte sur les systèmes de stockage thermique régénératif dont le principe consiste à stocker de l'énergie sous forme de chaleur sensible dans un lit fixe. Le système est chargé et déchargé à l'aide d'un fluide caloporteur circulant à travers le lit fixe. Ce type de système est prometteur pour réduire le coût des infrastructures de stockage, par exemple dans les centrales solaires thermodynamiques. Cependant, le pilotage de ces systèmes est relativement complexe car leur fonctionnement est régi par divers phénomènes et met en jeu plusieurs modes de transfert de chaleur. Leur identification a permis de développer un modèle numérique monodimensionnel constitué d'une équation de continuité et de trois équations d'énergie : une pour le fluide caloporteur, une pour le solide du lit fixe et une pour les parois du réservoir. Les études expérimentales réalisées sur trois systèmes différents (un système huile/roches+sable, un système gaz/roches et un système gaz/céramique structuré en canaux), ainsi que des résultats issus de la littérature ont permis de valider le modèle proposé dans une large gamme de configurations. Le modèle s'avère notamment capable de traiter les fluides caloporteurs liquides ou gazeux et les lits fixes structurés en canaux ou constitués de milieux granulaires à granulométrie simple ou double.

Mots-clés : stockage thermique sensible, thermocline, milieu poreux, modélisation.

Abstract

This study deals with regenerative heat storage systems which aim to store sensible heat in a packed bed. The system is charged and discharged thanks to a heat transfer fluid which circulates through the packed bed. This kind of system is promising to reduce the cost of heat storage facilities, for example in concentrated solar power plants. However, the operation of these systems is relatively complex because their thermal behavior is governed by several phenomena and heat transfer modes. Thanks to the identification of these mechanisms, a one-dimensional numerical model consisting of one continuity equation and three energy conservation equations has been developed. There is one energy equation for the heat transfer fluid, one for the packed bed and one for the walls of the tank. The experimental studies carried out on three different systems (an oil/rock+sand system, a gas/rock system and a structured gas/ceramic system) and experimental results from the literature have enabled to validate the model in various configurations. The model is able to deal with liquid or gaseous heat transfer fluids and with structured packed beds with channels or granular packed beds with uniformly sized particles or particles of two different sizes.

Keywords: sensible heat storage, thermocline, porous medium, model.