



HAL
open science

Etude CFD de l'impact des conditions d'injection pour un stockage thermocline en eau

Alexis Ferré, Remi Manceau, Sylvain Serra, Jérôme Pouvreau, Arnaud Bruch

► **To cite this version:**

Alexis Ferré, Remi Manceau, Sylvain Serra, Jérôme Pouvreau, Arnaud Bruch. Etude CFD de l'impact des conditions d'injection pour un stockage thermocline en eau. SFT 2022 - 30ème Congrès de la Société Française Thermique SFT, May 2022, Valenciennes, France. 10.25855/T2022-046 . hal-03692645

HAL Id: hal-03692645

<https://hal.science/hal-03692645v1>

Submitted on 1 Jul 2024

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.

Etude CFD de l'impact des conditions d'injection pour un stockage thermocline en eau

Alexis FERRE^{1*}, Rémi MANCEAU², Sylvain SERRA³, Jérôme POUVREAU¹, Arnaud BRUCH¹

¹Univ. Grenoble Alpes, CEA, Liten, DTCH, 38000 Grenoble, France (alexis.ferre@cea.fr; jerome.pouvreau@cea.fr; arnaud.bruch@cea.fr)

²Université de Pau et des Pays de l'Adour, E2S UPPA, CNRS, Inria, équipe CAGIRE, LMAP, Pau, France (remi.manceau@univ-pau.fr)

³Université de Pau et des Pays de l'Adour, E2S UPPA, LaTEP, Pau, France (sylvain.serra@univ-pau.fr)

*(auteur correspondant)

Résumé - Pour étudier l'ensemble des phénomènes physiques intervenants dans un stockage thermique de type thermocline à un fluide caloporteur, un modèle CFD est utilisé. Le modèle est 2D-axisymétrique et prend en compte la turbulence avec le modèle $k - \omega/SST$. Une comparaison avec des données expérimentales est réalisée. Pour lever l'incertitude de l'état turbulent du fluide entrant, une comparaison entre une injection avec une turbulence pleinement développée et une injection quasi-laminaire est présentée. De plus, l'influence sur la thermocline d'une injection selon une rampe en débit est investiguée. Les résultats préliminaires indiquent que le modèle est quasiment insensible à l'état de l'écoulement à l'injection et qu'une entrée progressive en débit peut-être un levier de pilotage pour diminuer la dégradation de la thermocline.

Nomenclature

C_p capacité thermique massique isobare, $J.K^{-1}.kg^{-1}$

C_μ coefficient adimensionnel, $C_\mu = 0,09$, [-]

D_h diamètre hydraulique, m

k énergie cinétique turbulente, $J.kg^{-1}$

P terme de production de k , $J.kg^{-1}.s^{-1}$

$P_{relative}$ pression relative, $P_{relative} = P_{abs} - P_{ref}$, Pa

S_{ij} tenseur moyen des vitesses de déformation, $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$, s^{-1}

S norme du tenseur moyen des vitesses de déformation, $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$, s^{-1}

T température, K

U vitesse moyenne, $m.s^{-1}$

u vitesse fluctuante, $m.s^{-1}$

u^* vitesse instantanée, $m.s^{-1}$

$\overline{u_i u_j}$ tenseur de Reynolds, $-\overline{u_i u_j} = 2\nu_t S_{ij} - \frac{2}{3}k\delta_{ij}$, $m^2.s^{-2}$

y^+ distance à la paroi adimensionnelle, [-]

β_θ coefficient de dilatation thermique isobare, K^{-1}

γ facteur de lissage, [-]

δ_{ij} symbole de Kronecker, [-]

λ conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$

ρ masse volumique, $kg.m^{-3}$

σ_t nombre de Prandtl turbulent, [-]

σ_k nombre de Prandtl turbulent pour k , [-]

σ_ε nombre de Prandtl turbulent pour ε , [-]

μ viscosité dynamique moléculaire, Pa.s

μ_t viscosité dynamique turbulente, Pa.s

ν viscosité cinématique moléculaire, $m^2.s^{-1}$

ν_t viscosité cinématique turbulente, $m^2.s^{-1}$

ω taux de dissipation spécifique, s^{-1}

Indices et exposants

i, j indices indiquant les directions cartésiennes

moy moyenne

ref référence

$\hat{\quad}$ grandeur filtrée

Symboles grecs

$\alpha_{\theta,ref}$ diffusivité thermique de référence,

$\alpha_{\theta,ref} = \lambda / (\rho_{ref} C_p)$, $m^2.s^{-1}$

α_t diffusivité turbulente, $\alpha_t = \nu_t / \sigma_t$, $m^2.s^{-1}$

Abréviations

Δ Variation

CFD Computational Fluid Dynamics

1. Introduction

Le stockage thermique thermocline en eau peut être employé dans des réseaux de chaleur, pour de la cogénération ou plus généralement dans l'industrie. Dans ce stockage, la quantité et la qualité de l'énergie restituée dépendent de la distribution de température dans le réservoir, notamment de l'épaisseur de la zone thermocline (zone de gradient thermique séparant la partie chaude –haut- de celle froide – bas) et de son évolution au cours du temps. Une faible épaisseur de thermocline est recherchée car cela permet au stockage de restituer davantage de liquide à la température de charge et de décharge, et non à une température intermédiaire.

Cette épaisseur est la résultante de plusieurs phénomènes : le mélange du fluide au niveau des distributeurs lors de l'injection ou du soutirage du liquide, la diffusion thermique et l'existence de vagues internes [1] au sein de la thermocline, et les pertes thermiques à la paroi. L'influence de l'injection est du premier ordre dans l'épaisseur de la thermocline et dépend du distributeur (position, géométrie) ainsi que des conditions opératoires. Physiquement, et à géométrie de distributeur fixée, une augmentation de l'écart entre la température du fluide présent dans la cuve et le fluide entrant (ΔT) implique une augmentation de l'écart de masse volumique ($\Delta \rho$). Cet écart de masse volumique permet de stabiliser l'écoulement et in fine de réduire l'épaisseur de la thermocline, mais l'augmentation de l'écart de température augmente la conduction au sein du fluide, et donc à tendance à augmenter l'épaisseur de la thermocline. Cette stratification rend la turbulence anisotrope. De plus, même si le temps de passage augmente et donc que les transferts conductifs au sein du fluide et les pertes thermiques aux parois sont accrus, une faible vitesse lors de l'injection/soutirage de fluide est recherchée afin de limiter le mélange [2]. Or, la puissance que peut fournir un stockage est proportionnelle à la vitesse d'extraction. Il est donc intéressant d'établir une géométrie d'injecteur et un pilotage conciliant une fine thermocline et une forte vitesse d'entrée. Numériquement, la simulation et en particulier le modèle de turbulence, doit être capable de prendre en compte l'impact du champ de flottabilité sur le mélange turbulent et de représenter un domaine fluide dans lequel des régions turbulentes et laminaires coexistent.

Dans ce cadre, la présente étude vise à mettre en œuvre un modèle CFD capable d'étudier la formation de la thermocline. Pour s'assurer de l'état de l'écoulement turbulent en entrée, un test entre un écoulement avec une turbulence pleinement développée et un écoulement quasi-laminaire est réalisé. De plus, dans le but d'identifier un pilotage optimal (fine thermocline, forte vitesse), l'influence d'une rampe en débit sur l'établissement de la zone thermocline est investiguée. Les résultats numériques sont comparés avec des données expérimentales issues de la littérature.

2. Description de la configuration

2.1. Configuration étudiée

L'étude se base sur le cas expérimental de Zurigat et al. (1991) réalisé dans un réservoir cylindrique à fonds plats, en particulier sur le test de charge effectué avec le distributeur à jet impactant (figure 7 de Zurigat et al. [3]). Le débit nominal de l'eau en entrée est de 5,92 l/min. En sortant du tuyau d'entrée, l'eau impacte le fond supérieur de cuve et entre dans la cuve selon une injection radiale. Dans cette configuration, les nombres de Reynolds basés sur le diamètre hydraulique du tuyau d'entrée et de la cuve sont respectivement de 12 816 et 453. D'après ces valeurs, une coexistence entre un écoulement turbulent et laminaire sera observée. Le domaine de simulation, en configuration 2D-axisymétrique, est représenté sur la Figure 1.a.

Expérimentalement, la température est mesurée sur neuf niveaux. Sur chacun d'eux, quatre thermocouples (TCs) sont disposés selon deux positions radiales (2 TCs à 7,62cm et 2TCs à 5,08cm de la paroi du stockage) et quatre positions azimutales différentes. Numériquement, la géométrie 2D-axisymétrique ne différencie pas les positions azimutales : il y a donc 2 TCs correspondants aux deux positions radiales (Figure 1.a). Expérimentalement et numériquement, la température mesurée sur un niveau est la température moyenne des TCs sur la section.

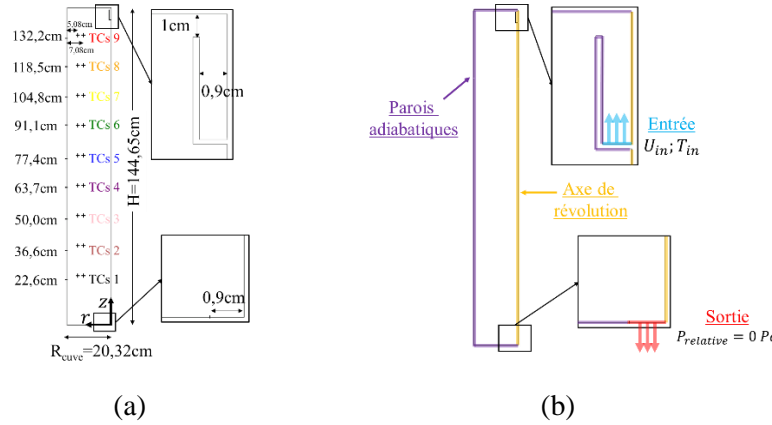


Figure 1 : Schéma du domaine de simulation (a) et des conditions aux limites (b).

2.2. Description du modèle

2.2.1. Equations résolues

Pour étudier cette configuration, les hypothèses suivantes sont utilisées : l'écoulement est supposé 2D axisymétrique ; les effets de flottabilité sont pris en compte par l'approximation de Boussinesq car l'écart de température est suffisamment faible ; dans le terme gravitationnel, la masse volumique varie linéairement selon la température ; les propriétés physiques (λ , C_p , μ) sont considérées constantes et calculées à la température moyenne ($38,4^\circ\text{C}$) (moyenne entre la température de l'eau entrante ($50,8^\circ\text{C}$) et la température de l'eau initialement présente dans la cuve ($25,9^\circ\text{C}$)) ; les pertes et l'inertie thermique aux parois, les transferts par radiation et les effets thermiques de dissipation visqueuse sont négligés.

Pour simplifier la notation des équations, la vitesse instantanée, la vitesse moyenne et la vitesse fluctuante sont respectivement notées u_i^* , U_i ($U_i = \overline{u_i^*}$) et u_i . La décomposition de Reynolds s'écrit donc $u_i^* = U_i + u_i$. Les équations classiques de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergies sont résolues (équations (1) à (3)). Et pour la turbulence, le modèle $k - \omega/SST$ (Menter [4]) est retenu (équations (4) et (5)) car il offre de bonnes performances pour une vaste gamme d'écoulement. L'ensemble des équations sont exprimées ci-après en coordonnées cartésiennes et en utilisant la notation d'Einstein. Les valeurs des constantes, les expressions du terme de production P et de la fonction d'amortissement F_1 sont décrits dans Menter [4].

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_{ref}} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} - \beta_\theta g_i (T - T_{ref}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U_i \frac{\partial T}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\alpha_{\theta,ref} + \alpha_t) \frac{\partial T}{\partial x_i} \right] \quad (3)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = P - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + \sigma_k v_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \beta_\theta g_i \alpha_t \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \frac{\gamma}{v_t} P - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + \sigma_\omega v_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} - \frac{\omega}{k} \beta_\theta g_i \alpha_t \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (5)$$

2.2.2. Conditions aux limites et conditions initiales

En entrée, la température est imposée (50,8°C). Pour étudier la sensibilité du modèle au régime d'écoulement du fluide entrant, et investiguer l'impact sur la thermocline de la façon dont est injecté le débit, deux paramètres hydrauliques du fluide entrant peuvent varier selon les cas (Tableau 1) :

- le régime de l'écoulement d'entrée : expérimentalement, l'injection ne se fait ni dans un tuyau long (turbulence pleinement développée) ni via un simple trou (injection laminaire). Donc il y a une incertitude sur les conditions d'entrée pour k et ω . Ainsi, les deux cas extrêmes sont testés : un écoulement pleinement développé ($I = 5\%$; $D_h = 1,8\text{cm}$) (équations (6) et (7)) et un écoulement quasi-laminaire ($I = 0,1\%$; $\mu_t/\mu = 10$) (équations (6) et (8)) ;
- la vitesse d'entrée (U_{in}) : deux types d'injection sont étudiés. Une injection abrupte (marche de vitesse) et une injection progressive (rampe de vitesse). La rampe de vitesse est linéaire et passe d'une vitesse nulle à la vitesse nominale (0,388 m/s) en 120s.

$$k = \frac{3}{2}(UI)^2 \quad (6) \quad \omega = \frac{\sqrt{k}}{C_\mu(0,07D_h/C_\mu^{3/4})} \quad (7) \quad \omega = \rho \frac{k}{\mu} \left(\frac{\mu_t}{\mu} \right)^{-1} \quad (8)$$

Tableau 1 : Conditions d'entrée

Cas	HYDRAULIQUE		THERMIQUE
	Injection	Régime d'écoulement	Température
01	Marche	Pleinement développé ($I = 5\%$, $D_h = 1,8\text{cm}$)	50,8°C
02	Rampe de 120s	Pleinement développé ($I = 5\%$, $D_h = 1,8\text{cm}$)	50,8°C
03	Marche	Quasi-laminaire ($I = 0,1\%$, $\mu_t/\mu = 10$)	50,8°C

En sortie, la pression relative est imposée à 0 Pa. Les parois sont adiabatiques et une condition de non-glissement est appliquée. L'axe au centre est défini comme l'axe de révolution pour le calcul 2D-axisymétrique (Figure 1.b).

Initialement, l'eau présente dans la cuve est immobile, sa température est uniformément froide (25,9°C) et les variables turbulentes sont considérées comme caractéristiques d'un écoulement quasi-laminaire basé sur la composante verticale moyenne de la vitesse dans la cuve en régime nominal ($7,91 \times 10^{-4}\text{m/s}$) (équations (6) et (8)). Le cas étudié représente donc la phase de charge du stockage avec formation de la thermocline.

2.2.3. Paramétrage de la résolution numérique

Le logiciel utilisé pour les simulations est Ansys Fluent (2021R2). Le solveur est le « pressure-based coupled » pour le couplage pression-vitesse avec le schéma de discrétisation SIMPLE. Les équations de transport sont résolues avec un schéma de discrétisation du second ordre de type upwind. La discrétisation temporelle est faite selon un schéma de discrétisation implicite au premier ordre. A chaque pas de temps, la solution est considérée convergée lorsque

les résidus des équations de conservation de la masse, de quantité de mouvement, d'énergie et des variables turbulentes diminuent respectivement en dessous de 10^{-4} , 10^{-5} , 10^{-9} , 10^{-5} .

2.3. Etude de la convergence en maillage

Trois maillages ont été générés pour réaliser une étude de dépendance de la solution au maillage (voir Tableau 2). Le maillage est triangulaire avec une inflation rectangulaire en proche parois afin de respecter $y^+ \sim 1$ (Figure 2.a). La taille de la couche rectangulaire est de 3mm. De plus, le maillage est divisé en deux zones avec une ligne de démarcation choisie juste en dessous des TCs8 (à 115cm à partir du bas de cuve) afin d'analyser la température à ce niveau tout en s'affranchissant d'éventuels effets de diffusion numérique liés au changement de taille de maille. En définissant une taille de maille plus petite dans la partie haute (zone de formation de la thermocline) que la partie basse (déplacement du front thermique), cette démarcation permet de raffiner la zone d'intérêt et de limiter le nombre total de mailles du domaine. La configuration du cas 01 est choisie pour l'étude de la convergence en maillage. La variable d'intérêt étant la température, on la trace selon quatre lignes d'acquisition (Figure 2.b.) : deux lignes horizontales (H1 et H2) qui permettent d'analyser la perturbation par l'injection du fluide et deux lignes verticales (V1 et V2) qui permettent d'analyser l'acquisition du gradient de température vertical. Le temps physique de la simulation est de 75 s pour que la thermocline dépasse la ligne H2.

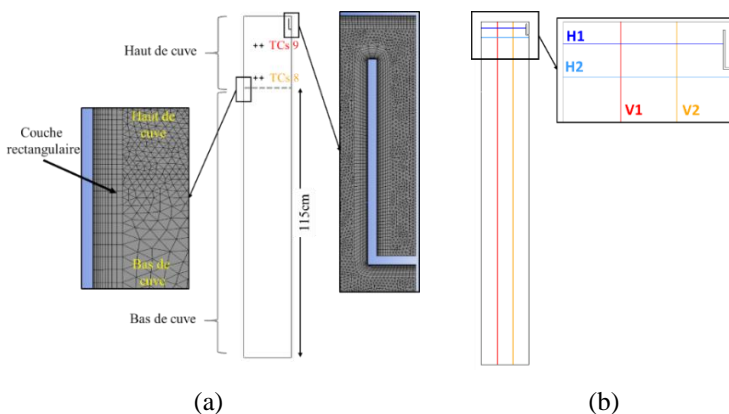


Tableau 2 : principales caractéristiques des maillages

Maillage	Taille caractéristique de maille		Nombre de mailles
	Partie basse	Partie haute	
Grossier	1,8 mm	0,70 mm	420×10^3
Moyen	1,8 mm	0,50 mm	680×10^3
Fin	1,8 mm	0,35 mm	1200×10^3

Figure 2 : représentation du maillage grossier (a) et des lignes d'acquisition pour l'étude de dépendance en maillage (b)

L'écart maximal de température entre le maillage grossier et le maillage fin est de $0,40^\circ\text{C}$, $0,55^\circ\text{C}$, $0,40^\circ\text{C}$, $0,95^\circ\text{C}$ respectivement sur les lignes V1, V2, H1, H2. L'écart maximal est acceptable pour considérer le maillage grossier pour la suite de l'étude.

2.4. Influence du régime d'écoulement du fluide entrant

Pour traiter l'incertitude liée au régime d'écoulement du fluide entrant, les injections sans rampe, avec un écoulement pleinement développé (cas 01) et quasi-laminaire (cas 03) sont comparées. D'après la Figure 7, les profils de température sont presque identiques. De plus, les champs de température pour le cas 03 ont été vérifiés et sont identiques à ceux du cas 01. Donc le modèle n'est pas sensible aux conditions turbulentes du fluide entrant testées. Pour la suite de l'étude, un régime d'écoulement pleinement développé est choisi.

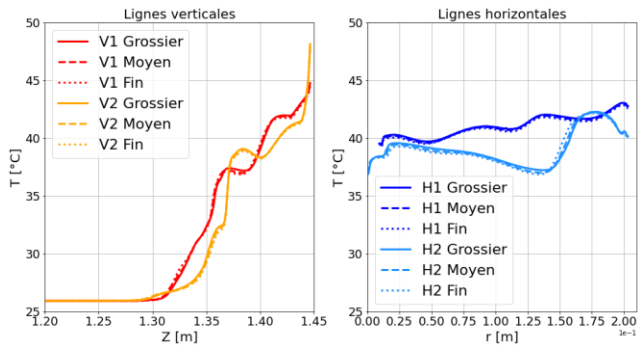


Figure 3 : profils de température, à 75s.

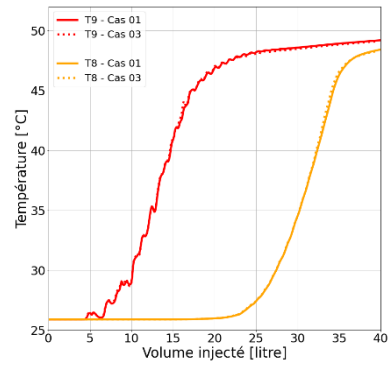


Figure 4 : évolution de la température en fonction du volume injecté : cas 01 et cas 03.

3. Résultats et discussions

3.1. Injection selon une marche en débit

Une comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux est réalisée avec le cas sans rampe pleinement développé (cas 01). Sur la Figure 5, le profil de température au niveau 9 présente des irrégularités que l'on ne distingue pas sur les points expérimentaux. Ces irrégularités témoignent de tourbillons dans la partie haute de la cuve (voir Figure 8, cas 01). Cette différence peut s'expliquer par le temps de réponse des thermocouples. Pour s'affranchir de ses irrégularités, un filtre exponentiel simple (équation discrète en équation (9)) est appliqué sur le signal numérique (Figure 5). Le facteur de lissage ($\gamma = 0,1$) correspond à une échelle de temps caractéristique (ou fréquence de coupure) des thermocouples, choisie arbitrairement à 8,5s.

$$\hat{T}_t = \gamma T_t + (1 - \gamma) \hat{T}_{t-1} \quad (9)$$

Donc les oscillations dues aux tourbillons peuvent exister dans le stockage mais ne sont pas perçues par les TCs car ceux-ci ne sont pas en mesure de les détecter. Cette approche nécessitant d'être approfondie, aucun filtre n'est appliqué sur la température dans la suite de l'étude.

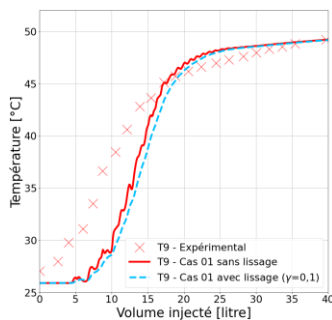


Figure 5 : évolution de la température au niveau 9 : expérimentale, numérique filtrée et non filtrée

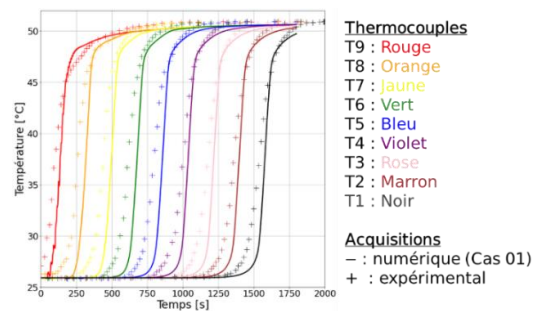


Figure 6 : comparaison des profils de température expérimentaux et numériques (non filtrée) (cas 01)

La Figure 6 montre l'évolution de la température pour une charge quasiment complète afin d'étudier la température sur chaque niveau. Même si la configuration capture l'allure du gradient thermique, la montée en température à chaque niveau obtenue en simulation est en retard par rapport à l'expérimentation. La température initiale aux TCs9 est plus chaude ($27,1^{\circ}\text{C}$) que la température initiale annoncée ($25,9^{\circ}\text{C}$) et la montée en température commence plus tôt pour les sondes expérimentales que pour les sondes numériques. Il est possible que la

cuve ne soit pas uniformément froide à l'instant initial (présence d'un gradient de température). Il y a une incertitude sur l'état initial du stockage et cet aspect devra être étudié à l'avenir. En outre, il est envisageable que la simulation prédise moins de mélange lié à la distribution et que le modèle de turbulence ainsi que sa configuration ne soient pas les plus adaptés pour bien rendre compte des phénomènes physiques au niveau de la thermocline. Ce choix de modèle et de ses composants fera l'objet d'études ultérieures.

A l'issue de cette comparaison, même si le décalage est notable, l'évolution de la température est suffisamment représentative des points expérimentaux pour mener une étude comparative de la façon d'injecter le débit.

3.2. Comparaison des injections : marche et rampe en débit

Musser et Bahnflet (2001) ont souligné l'importance de la connaissance de l'évolution de la température dans le fluide entrant [5]. De façon analogue, il est comparé ici l'impact de l'évolution du débit du fluide entrant : selon une marche (cas 01) ou selon une rampe de 120s (cas 02). L'évolution de la température selon le volume d'eau injecté pour les TCs8 et TCs9 est tracée pour les trois configurations (Figure 7) ainsi que les champs de température des cas 01 et 02 (Figure 8). Pour ces dernières, le débit n'étant pas constant pour le cas 02 (le temps d'atteindre le régime nominal), les acquisitions sont réalisées à iso-volume d'eau injectée pour comparer l'évolution de température avec la même quantité d'énergie injectée.

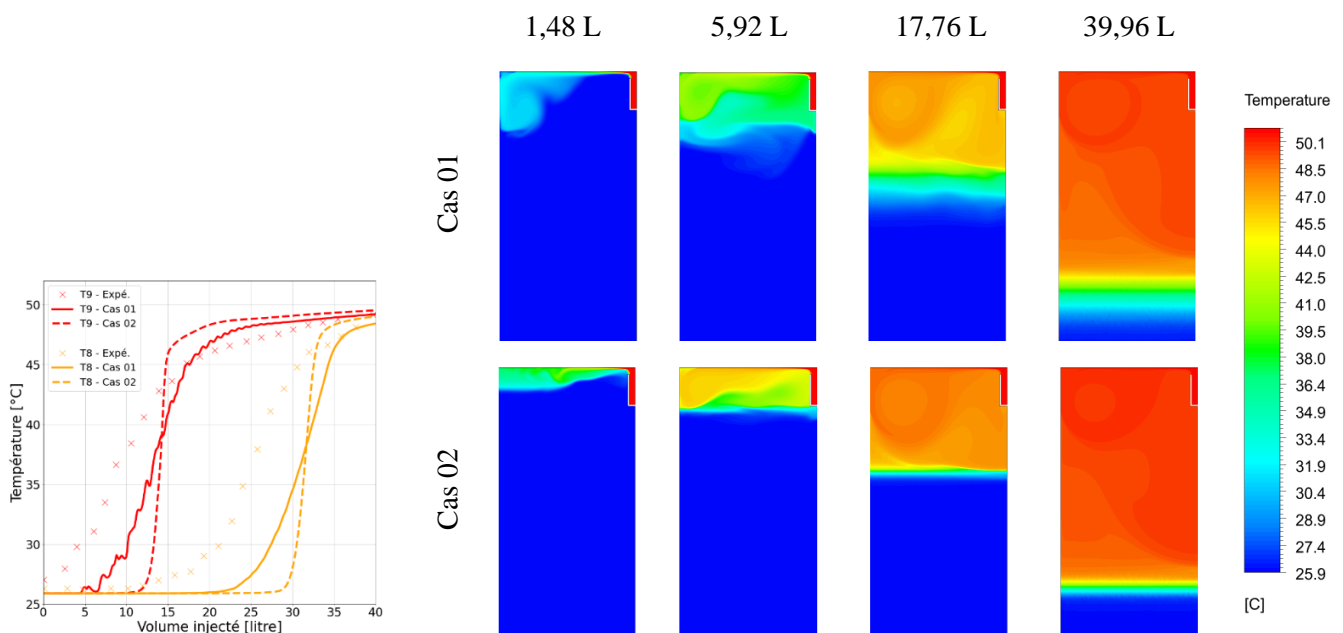


Figure 7 : évolution de la température en fonction du volume injecté : données expérimentales, cas 01 et cas 02

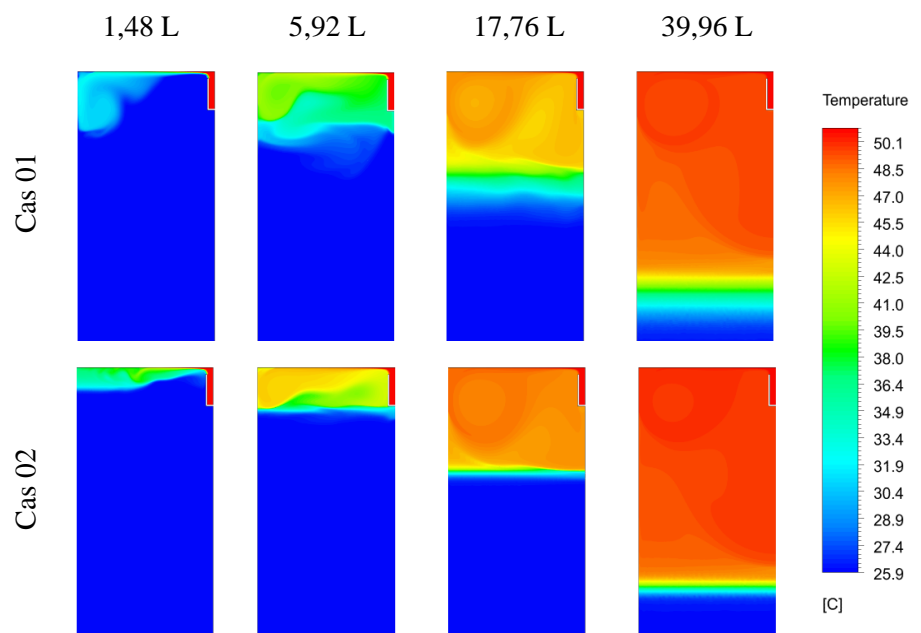


Figure 8 : champ de température à iso-volume injecté pour une injection abrupte et une rampe linéaire en débit de 120s

Sur la Figure 8, à 1,48L injecté, et sans rampe, le fluide entrant vient impacter la paroi latérale du stockage. Ievers et Lin [2] montrent dans leur étude CFD qu'après avoir frappé la paroi du réservoir, les jets vont se diffuser sur une grande surface et détruire significativement le niveau de stratification thermique. Et, plus le débit augmente, plus la stratification est affectée. Dans la présente étude, une rampe permet d'amoinrir l'impact à la paroi.

A 5,92L injecté, la rampe est finie pour le cas 02 et l'injection progressive permet de créer un gradient thermique plus fort qu'une injection abrupte. Les phénomènes régissant la génération des tourbillons pourraient expliquer ce résultat : les tourbillons seraient davantage

générés par la mise en mouvement du fluide initial que par les phénomènes de turbulence [6]. Donc une injection progressive permettrait de générer des tourbillons plus petits qu'une injection avec une marche en débit, et donc limiter le mélange.

A 17,76 L injecté, l'injection se fait au débit nominal pour les deux cas. La thermocline est plus fine dans le cas d'une injection avec rampe que sans. Le gradient thermique créé par l'injection progressive avant l'atteinte du régime nominal a eu un impact notable sur l'épaisseur de la thermocline. Donc la connaissance de l'évolution du débit avant l'atteinte du débit nominal est un pré-requis nécessaire pour prédire de manière fiable la formation de la thermocline.

A 39,96 L, l'épaisseur de la thermocline du cas 02 reste plus fine que pour le cas 01. Donc le pilotage selon une rampe en débit est une piste pour limiter le mélange et ainsi améliorer l'efficacité du stockage.

4. Conclusion

Une comparaison de deux conditions d'entrées hydrauliques a été réalisée dans le cadre de la mise en œuvre d'un modèle CFD pour étudier la distribution dans un stockage de type thermocline en eau. Bien que les résultats soient encore préliminaires, la comparaison indique que le modèle n'est pas sensible au régime d'écoulement du fluide entrant. En outre, une injection de fluide selon une rampe de 120s (en comparaison à une injection abrupte) permet de réduire l'épaisseur de la thermocline. Ce résultat peut s'expliquer par l'existence d'un gradient thermique plus fort avant l'atteinte du régime nominal. Les mécanismes de générations des tourbillons pourraient justifier cette différence de gradient de température. Aussi, ce résultat met en lumière la nécessité de connaître les conditions opératoires (profil de température initial avant régime nominal, évolution du débit entrant) pour prédire la formation de la thermocline. Pour lever les incertitudes, dans la suite de ce projet, un dispositif expérimental de thermocline en eau est en cours de dimensionnement.

Références

- [1] V. Panthaloookaran, M. F. El-Amin, W. Heidemann, et H. Müller-Steinhagen, « Calibrated models for simulation of stratified hot water heat stores », *Int. J. Energy Res.*, vol. 32, n° 7, p. 661-676, 2008, doi: <https://doi.org/10.1002/er.1423>.
- [2] S. Ievers et W. Lin, « Numerical simulation of three-dimensional flow dynamics in a hot water storage tank », *Appl. Energy*, vol. 86, n° 12, Art. n° 12, déc. 2009, doi: [10.1016/j.apenergy.2009.04.010](https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2009.04.010).
- [3] Y. H. Zurigat, P. R. Liche, et A. J. Ghajar, « Influence of inlet geometry on mixing in thermocline thermal energy storage », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 34, n° 1, p. 115-125, janv. 1991, doi: [10.1016/0017-9310\(91\)90179-I](https://doi.org/10.1016/0017-9310(91)90179-I).
- [4] F. R. Menter, « Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications », *AIAA J.*, vol. 32, n° 8, p. 1598-1605, août 1994, doi: [10.2514/3.12149](https://doi.org/10.2514/3.12149).
- [5] A. Musser et W. P. Bahnfleth, « Parametric Study of Charging Inlet Diffuser Performance in Stratified Chilled Water Storage Tanks with Radial Diffusers: Part 1—Model Development and Validation », *HVACR Res.*, vol. 7, n° 1, p. 31-49, janv. 2001, doi: [10.1080/10789669.2001.10391428](https://doi.org/10.1080/10789669.2001.10391428).
- [6] S. Carpy et R. Manceau, « Turbulence modelling of statistically periodic flows: Synthetic jet into quiescent air », *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 27, n° 5, p. 756-767, oct. 2006, doi: [10.1016/j.ijheatfluidflow.2006.04.002](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2006.04.002).