

FROM EQUILIBRIUM THERMODYNAMICS TO FINITE DIMENSIONS NON EQUILIBRIUM THERMODYNAMICS OF AN HEAT PUMP

Michel Feidt^a, Gheorghe Dumitrascu^b, Bogdan Horbaniuc^{b, c}

a) Université de Lorraine, LEMTA, 2, avenue de la Forêt de Haye, VANDOEUVRE, 54518, France

michel.feidt@univ-lorraine.fr

b et c) "Gheorghe Asachi" Technical University of Iasi Mechanical and Automotive Engineering Department, IASI, Romaine

<http://www.tuiasi.ro>

Résumé (français). Si on dispose de deux réservoirs thermiques à la température ambiante et qui peuvent échanger de la chaleur sensible, la question à laquelle répond la présente proposition est la suivante : dans le cadre de la Thermodynamique de l'équilibre, quelle est la température maximale atteignable sur le puits chaud fini, pour une quantité d'énergie mécanique connue ; ou bien quelle est l'énergie mécanique minimale à dépenser, si on désire atteindre une température chaude finale sur le puits chaud fini. Ces problèmes ne sont pas aussi simples qu'il y paraît. L'analyse entropique introduit le temps (Thermodynamique du Temps Fini). Mais on montre que, moyennant quelques précautions, certaines variantes de la Thermodynamique Hors Equilibre en Dimensions (Physiques) Finies, permettent de caractériser l'évolution du système sur la transformation l'amenant de l'état initial, à l'état final choisi. Les principaux résultats seront analysés d'un point de vue pratique (point de vue de l'ingénieur), mais aussi d'un point de vue fondamental (vision du physicien). Les développements futurs de la présente communication seront abordés pour conclure.

Résumé (anglais). If we dispose of two sensible heat reservoirs at the same (ambient) temperature, the present paper proposes to show within the Equilibrium Thermodynamics what is the highest attainable temperature of the finite hot sink for a given mechanical available energy, or to determine the minimum necessary mechanical energy if we need a final given temperature on the hot sink. Afterwhat, we show how the second law analysis introduces time (and consequently FTT). Different variants related to Non Equilibrium Finite Dimensions Thermodynamics are reported characterizing the system evolution taking place from initial equilibrium state to the final non equilibrium state. Main results are interpreted in term of practical uses (engineering point of view), but also from a fundamental scientific point of view (physicist). To conclude perspectives of the present paper are indicated, and in due course of development.

Mots-clés : Dimensions finies ; thermodynamique ; pompe à chaleur ; thermofrigopompe.

1. INTRODUCTION

1.1. Les premiers modèles

Les premiers modèles de machines à cycle inverse ont été proposés sur la base de la Thermodynamique de l'Equilibre. Ces modèles s'appuient sur l'hypothèse de source et puits infinis, c'est-à-dire des thermostats. La machine la plus simple comporte ainsi une source à T_{LS} , et un puits à T_{HS} [1].

L'usage simultané des bilans d'énergie et d'entropie pour une machine à cycle inverse de Carnot (réfrigérateur ou Pompe à chaleur) conduit alors à une valeur limite pour l'efficacité de la machine au sens du premier principe, auquel on se limitera présentement. Il s'agit ici du Coefficient de Performance COP, en l'occurrence de la Pompe à Chaleur (PAC) :

$$COP_{PAC} = \frac{T_{HS}}{T_{HS} - T_{LS}} \quad (1)$$

Beaucoup plus tard, la Thermodynamique en Temps Fini TTF a reconsidéré ce résultat, avec ce qui est sans doute la première publication correspondante de C.H. Blanchard [2].

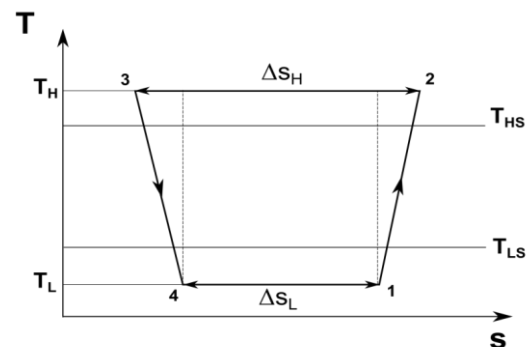


Fig. 1. Cycle inverse endoreversible ou endoirreversible

Conformément à la figure 1, l'irréversibilité est prise en compte sous la forme des écarts de température nécessaires pour assurer les transferts de chaleur au bout chaud, $\Delta T_H = T_{HS} - T_H$, et au bout froid, $\Delta T_L = T_{LS} - T_L$. L'irréversibilité associée à ces gradients de température est une exo-irréversibilité. Le cycle correspondant (1-2_{is}-3_{is}-4) est endoréversible. On voit aussi sur la figure 1 le cycle irréversible (1-2-3-4) comportant à la fois des irréversibilités internes et les irréversibilités externes de transfert.

Deux conséquences principales résultent des schémas précédents :

a) La machine à cycle inverse de Carnot peut être optimisée selon diverses fonctions objectifs. Ceci sera développé dans ce travail. L'état de l'art correspondant a été abordé dans le schéma endoréversible, selon diverses approches, dont une des premières a été [3].

La principale remarque à noter est que l'optimisation d'une machine à cycle inverse nécessite d'ajouter une contrainte physique supplémentaire au modèle. Ceci est dû au fait que les températures T_H et T_L sont externes à l'intervalle $[T_{LS}, T_{HS}]$. Les températures externes ne sont pas naturellement bornées, comme dans un moteur.

b) La considération des irréversibilités internes (endoirréversibilité) peut se faire de deux façons :

b.1. souvent, l'irréversibilité interne est décrite par la méthode de ratio I, introduite par Ibrahim [4]. Ainsi la Figure 1 permet d'écrire :

$$I\Delta S_L = \Delta S_H \quad (2)$$

Avec $I \geq 1$

Nous préférons la méthode de l'analyse entropique. Dans ce cas il vient :

$$\Delta S_L + \Delta S_i = \Delta S_H \quad (3)$$

Avec ΔS_i , la production d'entropie du cycle dans ce cas. Celle-ci peut être une fonction complexe à expliciter.

1.2. Hiérarchisation des modèles

L'ensemble des modèles précédents fait appel à ce qui est communément appelé le schéma de Novikov-Curzon-Ahlborn. Il fait apparaître des transferts thermiques isothermes plutôt représentés par des changements de phase de corps pur.

Mais si la source froide et le puits chaud échangent de la chaleur sensible, le schéma correspondant est différent. Il correspond à une

extension [5] du schéma simplifié introduit par Chambadal [6] pour les moteurs. Quand on considère une machine à cycle inverse, on voit alors que les températures d'entrée T_{HSi} puis de sortie au bout chaud sont telles que $T_{HSi} < T_{HS0}$. De même au bout froid, on a $T_{LSi} > T_{LS0}$.

Le fait marquant pour les modèles existants [7, 8, 9, 10] est que l'ensemble des modèles utilise l'hypothèse du régime de fonctionnement dynamique stationnaire. Associé à cette hypothèse, la source froide et le puits chaud ont des débits calorifiques finis et constants respectifs $\dot{C}_{HS} = \dot{m}_{HS} C_{PHS}$, $\dot{C}_{LS} = \dot{m}_{LS} C_{PLS}$. Les transferts de chaleur externes sont alors en chaleur sensible.

Dans le cas du modèle de Chambadal, on précise d'ailleurs que, pour une pompe à chaleur (PAC), un seul débit calorifique demeure (\dot{C}_{HS}), la source froide étant l'ambiance supposée isotherme et donc de débit calorifique infini. Le modèle de PAC de Chambadal sera étudié dans cet article.

1.3. Incidence des irréversibilités

Cette incidence est rapportée dans le cas du régime dynamique stationnaire de PAC.

On peut montrer simplement que [5], la relation entre le COP réel et le COP endoréversible d'une pompe à chaleur dépend d'une contrainte physique supplémentaire.

Ainsi si $\dot{W} = \dot{W}_0$ paramètre, il vient :

$$COP_{PAC} = COP_{PACendo} \left(1 - \frac{T_L \dot{S}_i}{\dot{W}_0} \right) \quad (4)$$

Mais si $\dot{Q}_H = \dot{Q}_0$ (paramètre), il vient alors :

$$\frac{1}{COP_{PAC}} = \frac{1}{COP_{PACendo}} + \frac{T_L \dot{S}_i}{\dot{Q}_{H0}} \quad (5)$$

La nécessité d'une contrainte supplémentaire apparaît de nouveau, si on veut simplifier le problème, et la température variable T_L apparaît aussi bien dans (4) que dans (5).

\dot{S}_i représente le flux de production d'entropie qui, dans la réalité, doit être une fonction complexe des variables. Ce point sera développé dans la suite de l'article.

D'autres critères d'efficacité, différents du COP, ont été proposés par ailleurs [7, 8, 9, 10]. Ils ne seront pas considérés dans cet article. D'autres

approches ont aussi été proposées. Parmi celles-ci, on notera la proposition par S. Petrescu et M. Costea [9] d'une Thermodynamique à Vitesse Finie (TVF). Cette approche tient compte d'une vitesse moyenne caractéristique de piston, en tant que variable d'influence notoire sur l'irréversibilité des machines à piston.

1.4. La présente proposition

Le raisonnement proposé ci-après se veut le plus général possible. Il considère par ailleurs le fait que peu de travaux prennent en compte l'analyse en fonctionnement transitoire des machines, dont les pompes à chaleur.

Aussi, on propose de repartir de la Thermodynamique de l'Equilibre avec un état initial connu pour deux capacités thermiques finies, échangeant de la chaleur à travers une pompe à chaleur. Quelle que soit la forme technologique de la PAC, cette transformation thermodynamique impose de consommer une certaine forme d'énergie noble W .

L'évolution du système constitué des deux capacités thermiques finies et du convertisseur est analysé, depuis l'état initial connu (communément la température ambiante), jusqu'à un état final qui reste à caractériser en fonction de la contrainte physique supplémentaire imposée. Les résultats sont examinés et commentés pour diverses fonctions objectifs et contraintes. De même les cas limites sont étudiés, en particulier les configurations de Chambadal de PAC.

2. MODELE DE PAC IRREVERSIBLE EN CONTACT AVEC DEUX CAPACITES CALORIFIQUES FINIES

2.1 Représentation du système

Comme il apparaît sur la Figure 2, le système est composé des 2 capacités thermiques finies C_{HS} , C_{LS} , de sorte que la capacité thermique totale correspondante vaut :

$$C_T = C_{HS} + C_{LS} \quad (6)$$

avec $C_{HS} = M_{HS} \cdot C_{PHS}$

$$C_{LS} = M_{LS} \cdot C_{PLS}$$

M_{HS} (M_{LS}), masse au bout chaud (au bout froid)

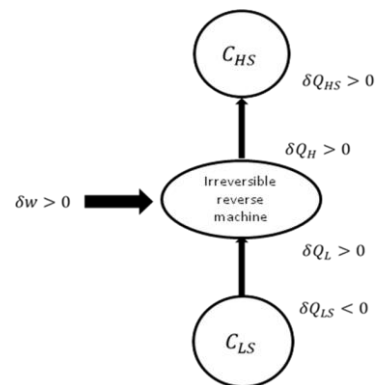


Fig. 2. Schéma du système avec pompe à chaleur

On suppose ici que les chaleurs spécifiques massiques (C_{PHS} , C_{PLS}) sont constantes, non fonction de la température.

Durant un intervalle de temps élémentaire dt infinitésimal, les énergies échangées sont représentées par les formes différentiables suivantes (Figure 2) :

$$\delta W ; \delta Q_{LS} ; \delta Q_L ; \delta Q_H ; \delta Q_{HS}$$

Ces quantités élémentaires dépendent du chemin suivi par la transformation. A un chemin correspond une production d'entropie δS_i , bien spécifique ($\delta S_i = 0$, uniquement pour un système à PAC endoréversible).

Mais dans tous les cas le système évolue d'un état initial tel que :

$$\text{à } t_i = 0 \quad T_{HS}(0) = T_{LS}(0) = T_{HSi} = T_{LSi} = T_0$$

Avec T_0 , température ambiante :

$$\text{à } t_f = \Delta t \quad T_{HS}(t_f) = T_{HSf} ; T_{LS}(t_f) = T_{LSf}$$

On note que pour la PAC :

$$T_{LSf} < T_0 < T_{HSf}$$

2.2. Equations du modèle

Par simplicité, nous supposons dans un premier temps le système adiabatique (sans perte thermique entre le bout chaud et le bout froid).

Le premier principe de la Thermodynamique se traduit par la conservation de l'énergie mise en jeu dans l'évolution du système de $t_i = 0$ à $t_f = \Delta t$:

$$\Delta W = \Delta Q_{HS} + \Delta Q_{LS} \quad (7)$$

Durant cette transformation finie, la PAC irréversible produit ΔS_i . A chaque chemin de transformation irréversible correspond une valeur spécifique de ΔS_i . En première approximation, nous considérons ΔS_i comme un paramètre.

Le second principe de la thermodynamique conduit alors sur la transformation au bilan entropique suivant :

$$C_{HS} \ln \frac{T_{HSf}}{T_0} + C_{LS} \ln \frac{T_{LSf}}{T_0} - \Delta S_i = 0 \quad (8)$$

Le COP de la PAC s'écrit alors :

$$COP_{PAC} = \frac{\Delta Q_{HS}}{\Delta W} \text{ ou } \frac{1}{COP_{PAC}} = 1 + \frac{\Delta Q_{LS}}{\Delta Q_{HS}} \quad (9)$$

2.3. Forme adimensionnelle du modèle

Il est clair que la chaleur sensible échangée aux deux réservoirs est reliée aux températures comme suit avec la convention thermodynamique :

$$\Delta Q_{HS} = C_{HS} (T_{HSf} - T_0) \quad (10)$$

$$\Delta Q_{LS} = C_{LS} (T_{LSf} - T_0) \quad (11)$$

Compte-tenu des relations (6, 8, 9), les grandeurs physiques de référence naturelle sont C_T , T_0 .

Ainsi les relations (7, 8) deviennent, sous forme adimensionnelle :

$$W = h t_{HSf} + l t_{LSf} - 1 \quad (7')$$

$$h \ln t_{HSf} + l \ln t_{LSf} - s_i = 0 \quad (8')$$

avec

$$h = \frac{C_{HS}}{C_T}; l = \frac{C_{LS}}{C_T}; s_i = \frac{\Delta S_i}{C_T}; W = \frac{\Delta W}{C_T T_0}; t_i = \frac{t_i}{T_0} \quad \forall i$$

Le modèle simple fait apparaître quatre variables fondamentales (t_{HSf} , t_{LSf} , h , l). Les fonctions objectif possibles sont rapportées dans le tableau 1.

Le tableau 2 fait apparaître les contraintes physiques supplémentaires possibles les plus courantes. Le choix d'une de ces contraintes est nécessaire, comme il a été dit ; et, en conséquence, les 3 contraintes dont 6 et 8 ne laissent au problème qu'un degré de liberté pour optimisation éventuelle.

Tableau 1. Fonctions objectif simples d'une PAC

extensité	intensité	efficacité
min W	MAX t_{HSf}	MAX COP_{PAC}
MAX q_{HS}		

Tableau 2. Contrainte supplémentaire possible pour une PAC

extensité	intensité	efficacité
$W = W_0$	$t_{HSf} = t_{HSf0}$	$COP_{PAC} = COP_0$

$q_{HSf} = q_0$		
-----------------	--	--

3. SIMULATION EN REGIME TRANSITOIRE DE LA POMPE A CHALEUR

3.1. Simulation quand \dot{W}_0 est imposé

Les trois contraintes disponibles sont :

$$h t_{HSf} + l t_{LSf} = 1 + w_0 \quad (12)$$

$$h \ln t_{HSf} + l \ln t_{LSf} = s_i(t_{HSf}, t_{LSf}) \quad (13)$$

$$h + l = 1 \quad (14)$$

Nous notons ici que l'entropie adimensionnelle est une fonction générique des températures finales réduites t_{HSf} , t_{LSf} telles que :

$$\Delta t_{sf} = t_{HSf} - t_{LSf} \quad (15)$$

Deux voies de simulation sont offertes. La première utilise (12, 13) pour déterminer les températures selon les valeurs de h ou l . La seconde utilise (13, 14) pour déterminer la distribution des capacités thermiques réduites en fonction des températures. On trouve alors :

$$h = \frac{-\ln t_{LSf} + s_i}{\ln t_{HSf} - \ln t_{LSf}} \quad (16)$$

$$l = \frac{\ln t_{HSf} - s_i}{\ln t_{HSf} - \ln t_{LSf}} \quad (17)$$

Sachant que s_i est nécessairement positif $\forall t_{HSf}$, t_{LSf} , on en conclut que l'augmentation d'entropie déplace de la capacité thermique du bout froid vers le bout chaud.

L'aboutissement de la simulation passe par la combinaison de (12, 16, 17). Il vient :

$$t_{HSf}^{(-\ln t_{LSf} + s_i)} + t_{LSf}^{(\ln t_{HSf} - s_i)} = (1 + w_0) [\ln t_{HSf} - \ln t_{LSf}] \quad (18)$$

Connaissant les paramètres s_i , w_0 , (18) permet le calcul de t_{LSf} en fonction de t_{HSf} , de même q_{HS} , puis le COP. Simplement, il faut s'assurer de satisfaire toutes les conditions physiques du problème dont les inégalités (par exemple $t_{LSf} \geq 0$) et connaître la forme de la fonction $s_i(t_{HSf}, t_{LSf})$.

3.2. Simulation lorsque t_{HSf0} est imposé

(13) peut-être utilisé pour déterminer t_{LSf} en fonction de h ou l . De même (13) et (14) permettent de déterminer h et l en fonction de t_{LSf} . La relation (12) fournit les variations de W en fonction de t_{LSf} . (16) et (10) donne les variations de

q_{HS} avec t_{LSf} . En combinant (12, 16) on trouve la variation de COP.

On voit sur (16), (17), que t_{LSf} augmentant, l augmente et tend vers 1 dans le cas endoréversible (corrélativement h tend vers 0). Mais cette limite n'est pas physiquement acceptable en dimensions finies : on aboutit à un modèle limite de Chambadal.

3.3. Simulation si q_{HSf} est imposée (q_0)

Dans ce cas, la contrainte supplémentaire devient :

$$q_0 = h(t_{HSf} - 1) \quad (19)$$

On peut donc choisir soit d'exprimer h et l en fonction des températures ou la réciproque. On utilisera ici :

$$h = \frac{q_0}{t_{HSf} - 1} \quad (20)$$

$$l = 1 - h = \frac{t_{HSf} - 1 - q_0}{t_{HSf} - 1} \quad (21)$$

En reportant dans l'équation (13), on a la relation entre les 2 températures, d'où t_{LSf} en fonction de t_{HSf} . La relation (12) fournit l'évolution de w , puis du COP.

3.4. Modèle de PAC de Chambadal

On suppose, dans ce cas, que le prélèvement de chaleur est sur l'ambiance (source froide infinie : $C_{LS} \rightarrow \infty; T_{LSf} \rightarrow T_0$).

Alors le bilan entropique de la transformation devient :

$$\Delta Q_{LS} = -T_0 \left[C_{HS} \ln \frac{T_{HSf}}{T_0} - \Delta S_i \right] \quad (22)$$

En réinjectant dans l'équation (7), il vient :

$$\Delta W = C_{HS} \left[T_{HSf} - T_0 - T_0 \ln \frac{T_{HSf}}{T_0} - \frac{T_0 \Delta S_i}{C_{HS}} \right] \quad (23)$$

L'équation (23) relie alors les variations de T_{HSf} au travail disponible ΔW . La résolution reste numérique d'autant que ΔS_i est une fonction de T_{HSf} à préciser.

Toutefois, pour toutes les applications ou $T_{HSf} \approx T_0$ (voisinage de l'ambiance, on pose $T_{HSf} = T_0(1 + \varepsilon_H)$). L'équation (23) devient à l'ordre 2 :

$$\Delta W = C_{HS} T_0 \left[\frac{\varepsilon_H^2}{2} - \frac{\Delta S_{i0}}{C_{HS}} \right] \quad (24)$$

ou

$$\varepsilon_H = 2 \sqrt{\frac{\Delta W + T_0 \Delta S_{i0}}{C_{HS} T_0}} \quad (24')$$

avec ΔS_{i0} , paramètre supposé constant

On conclut que ΔW est une fonction croissante de C_{HS} , décroissante de l'irréversibilité, mais croissante comme le carré de l'écart de température final réduit. Réciproquement, l'écart de température final est croissant du travail et de l'irréversibilité comme la racine carrée, mais décroissant de la capacité calorifique.

D'autres cas sont envisageables conformément au tableau 2.

4. DISCUSSION

4.1. Quelques remarques générales sur la forme de la fonction production d'entropie.

Comme il a été indiqué au paragraphe 3, la production d'entropie apparaît dépendante des évolutions de températures lors de la transformation. Celle-ci est représentée sur la figure 3.

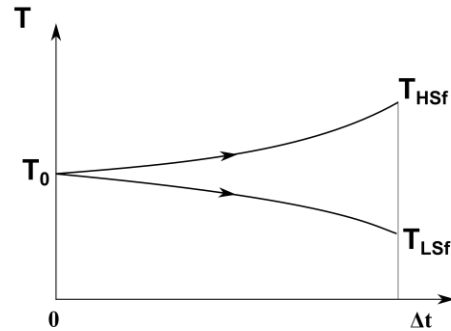


Fig. 3. Evolution des températures d'une PAC

Dans le même temps, la production d'entropie cumulée augmente. Elle évolue donc de façon croissante de l'état initial (pris en référence : $\Delta S_i(0) = 0$) jusqu'à l'état final où :

$$\Delta S_i(\Delta t) = \Delta S_{if} = \Delta S_i(\Delta T_{Sf}) \quad (25)$$

On peut supposer une représentation différente de la production d'entropie cumulée en fonction de ΔT_S , selon le chemin suivi lors de la transformation irréversible (voir Figure 4). Il y a une infinité de chemins irréversibles permettant le passage de l'état initial du système, à l'état final. Ces chemins sont tels que :

$$\Delta S_{if} = \int_0^{\Delta T_{Sf}} S'_i(\Delta T_S) d\Delta T_S \quad (26)$$

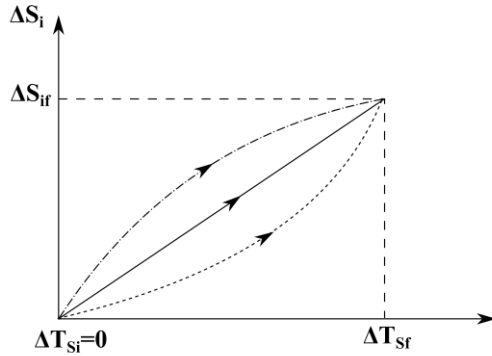


Fig. 4. Evolution de la production cumulée d'entropie

4.2. Un exemple de résultat

Dans les paragraphes précédents, nous avons exploré le cas où ΔS_i était un paramètre constant (indépendant de ΔT_S ; ΔS_{i0} sous forme adimensionnelle : s_{i0}).

La littérature fournit quelques formes pour la loi de production d'entropie [10, 11]. Nous proposons ici d'explorer la loi simple d'une variation proportionnelle (variation linéaire sur la Figure 4). L'état de référence étant l'état initial ($\Delta S_i(0)=0$)

On obtient par intégration de (26) pour la PAC :

$$\Delta S_{if} = C_{il} \Delta T_{Sf} = C_{il} (T_{HSf} - T_{LSf}) \quad (27)$$

Avec C_{il} , parameter constant.

4.3. Résolution approchée

La résolution numérique en résulte. Dans le cas d'excursion en températures faibles autour de T_0 , on particularise les résultats au cas où : $W = W_0$; $t_{HSf} = 1 + \varepsilon_H$; $t_{LSf} = 1 - \varepsilon_L$.

Alors h et l sont donnés par :

$$h = \frac{\varepsilon_L + C_i(\varepsilon_H + \varepsilon_L)}{\varepsilon_H + \varepsilon_L}$$

$$l = \frac{\varepsilon_H - C_i(\varepsilon_H - \varepsilon_L)}{\varepsilon_H + \varepsilon_L}$$

avec ε_H et $\varepsilon_L < 1$, satisfaisant à la contrainte entropique et à l'équation :

$$C_i(\varepsilon_H + \varepsilon_L)^2 - (\varepsilon_H + \varepsilon_L) + W_0 - 2\varepsilon_L(1 + \varepsilon_H) = 0$$

On voit sur cette équation que la résolution approchée ne fournit pas toujours une solution limite (en particulier pour le cas réversible).

Mais dans tous les cas, l'irréversibilité augmente la valeur de la capacité thermique au bout chaud, au détriment de celle au bout froid.

Une autre forme courante de la production d'entropie est quadratique, ce qui rend nécessaire la résolution numérique.

5. CONCLUSIONS – PERSPECTIVES

5.1. La présente communication est une façon originale de simuler une transformation thermodynamique transitoire d'une pompe à chaleur, sans intervention explicite du temps, mais avec des capacités thermiques finies au bout chaud, comme au bout froid.

5.2. La nécessité d'une contrainte supplémentaire a été confirmée pour le fonctionnement en régime instationnaire, suite au travail de référence de C. Blanchard et de l'auteur. Mais cette contrainte n'est pas forcément ΔW_0 , ou ΔQ_{HS0} . Cela peut aussi être T_{HSf0} ou COP_0 .

5.3. Différentes fonctions objectifs peuvent aussi être considérées. On a ainsi proposé $\min \Delta W$, $\max \Delta Q_{HS}$, $\max T_{HSf}$, ou $\max COP$ (efficacité au sens du premier principe). D'autres objectifs pourraient être définis.

5.4. Le modèle limite de Chambadal a été introduit pour la 1^{ère} fois à notre connaissance. Ce modèle suppose une source froide de capacité thermique infinie (représentative de l'environnement).

5.6. La sensibilité à la forme de la loi de production d'entropie a été abordée, sachant qu'il existe une infinité de chemins irréversibles. Dans tous les cas, la production d'entropie reste une fonction croissante de ΔT_{Sf} . Pour la pompe à chaleur, l est une fonction décroissante de l'irréversibilité, contrairement à h (redistribution des capacités thermiques).

Quand ΔT_{Sf} augmente, il est nécessaire de transférer de la capacité thermique du bout froid vers le bout chaud.

5.7. Perspectives

Comme il a été indiqué dans les tableaux 1 et 2, il existe de nombreuses combinaisons de fonctions objectif et contrainte supplémentaire associée. L'étude de ces combinaisons est en cours, en vue d'une synthèse des simulations ou optimisations associées, lorsque cela est possible.

REMERCIEMENTS

L'auteur remercie pour leur intérêt les étudiants ayant participé au développement de ce travail dans le cadre de leurs projets de fin d'études (Master).

REFERENCES

- [1] Carnot, S., *Réflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance*, Paris: Bachelier, 1824.
- [2] Feidt, M., Finite Time Thermodynamics applied to optimization of heat pump and refrigerating machines cycles, 12th IMACS World Congress on scientific computation, 18-22 July 1988, Paris, France.
- [3] Goth, Y, Feidt, M., Recherche des conditions optimales de fonctionnement des pompes à chaleur ou machines à froid associées à un cycle de Carnot endoreversible, C.R. Acad. Sci., Paris, tome 303, série II, n° 1, 113-121.
- [4] Ibrahim , O, Optimum Heat Power Cycles for Specified Boundary Conditions, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 1991; 113(4): 514-521.
- [5] Feidt, M., 2006. *Energétique, concepts et applications*, Dunod, Paris, France, 597-598
- [6] Feidt, M., Production de froid et revalorisation de la chaleur: principes généraux. *Techniques de l'ingénieur*, article BE 8095, 19 pages, 2015.
- [7] Feidt, M., Thermodynamics and optimization of reverse cycle machines, in *Thermodynamic Optimization of Complex Energy Systems*, Bejan A. and Mamut, E, Editions Kluwer Academic Press, 1999, 385-401.
- [8] Feidt, M., Thermodynamics applied to reverse cycle machines, a review, *International Journal of Refrigeration*, n° 33, 1327-1342.
- [9] Petrescu, S., and Costea, M. *Development of Thermodynamics with Finite Speed and Direct Method*, Bucarest: AGIR, 2011.
- [10] Wijesundera, N.E., 1999. Thermodynamic modeling of vapour absorption cooling systems. In *Recent Advances in Finite-Time Thermodynamics*. C. Wu et al Editors, Novascience Pub., New-York, chapitre 19, 317.
- [11] Petre, C., Feidt M., Costea M., and Petrescu, S., A model for study and optimization of real-operating refrigeration machines, *International Journal of Energy Research*, vol. 33(2), 173-179, 2009.