

De la Thermodynamique de l'Equilibre à la Thermodynamique en Dimensions Physiques Finies : une synthèse sélective et de nouveaux résultats

From equilibrium thermodynamics to Finite physical Dimensions Optimal Thermodynamics: selective synthesis and new results

Michel Feidt^a, Monica Costea^{b,*}

¹ Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée, Université de Lorraine, Vandoeuvre-les Nancy, 54518, France

² Département de Thermodynamique, Moteur et Equipements Thermiques et Frigorifiques, Université Politehnica de Bucarest, Bucarest, 060042, Roumanie

* Auteur correspondant : monica.costea@upb.ro

RÉSUMÉ. Le présent article propose tout d'abord une revue sélective dédiée aux travaux internationaux, puis ceux publiés dans International Journal of Thermal Services (ancienne Revue Générale de Thermique). Cette revue est la preuve du grand intérêt pour l'optimisation des moteurs thermomécaniques, mais pas seulement. Ainsi, de nombreux articles sont concernés par d'autres systèmes et procédés, dont les machines à cycle inverse (cryogénie, machines frigorifiques, climatisation, pompes à chaleur), mais aussi les systèmes et procédés thermo-chimiques (piles à combustible). Nous nous concentrons uniquement sur les moteurs thermomécaniques dont celui de Carnot. Nous proposons ici de revisiter les modèles de moteurs thermomécaniques complétés d'extension du modèle de Carnot, vers le modèle de Chambadal, en insistant sur le rôle fondamental de l'entropie de transfert thermique, conjointement à la production d'entropie rendant compte des irréversibilités internes ou externes au convertisseur. Cette partie reste originale à notre connaissance et génère de nouveaux résultats concernant l'efficacité au sens du premier principe correspondant à la puissance maximale du moteur, ainsi que des aspects plus fondamentaux (équi-partition, minimum de production d'entropie).

ABSTRACT. Present paper reports on a selective review of international works, and specifically those that have been published in International Journal of Thermal Sciences (previously Revue Générale de Thermique). This review is the proof of the continuous interest for optimizations of thermomechanical engines but not only.

We observe that numerous papers are concerned by other systems and processes, among them the ones devoted to reverse cycles machines (refrigerating machines, air conditioning, heat pump, cryogenics), but also thermochemical processes, fuel cells for example.

Here we consider exclusively thermomechanical engines, and particularly Carnot engine. We revisit the modeling of thermomechanical engines, completed by extensions of the Carnot model in direction of the Chambadal modeling that focuses on the fundamental influence of heat transfer entropy, and entropy production through internal and external irreversibilities of the thermomechanical converter. This part remains original to our knowledge and gives up new results concerning first law efficiencies at maximum power, but also some more fundamental aspects: equipartition; minimum of entropy production; new concepts (action of entropy production related to time, or better said durations).

MOTS-CLÉS. optimisation, énergie, puissance, efficacité, moteur de Carnot, moteur de Chambadal, TODF (Thermodynamique Optimale en Dimensions physiques Finies).

KEYWORDS. Energy, power, efficiency, Carnot, Chambadal, optimization, FDOT (Finite physicals Dimensions Optimal thermodynamics).

1. Introduction

On propose dans cette introduction une revue sélective des nombreux travaux antérieurs. L'objet du présent article est de faire le point sur un sujet relatif aux systèmes et procédés thermomécaniques et plus particulièrement les machines dites thermiques qui sont à l'origine de la révolution industrielle.

Parmi ces machines, on cite :

- les machines de Brayton-Joule, couramment dénommées Turbines à Gaz ou à Combustion [1-7] ;
- les moteurs à combustion interne, dont les moteurs à gazole (ou cycle de Diesel) [8-11] ;
- d'autres moteurs, moins répandus à savoir :
 - a) les moteurs de Braysson [12] ;
 - b) les moteurs à air et cycle de Miller standard [13] ;
 - c) un moteur à trois cycles thermodynamiques [14] ;
 - d) les moteurs de Stirling aux nombreuses variantes dont l'intérêt est croissant [15].

On note aussi d'autres systèmes alternatifs très étudiés dont principalement la pile à combustible [16], mais aussi des configurations plus classiques comme les machines à vapeurs des centrales thermiques [17, 18]. Ces deux articles constituent le volet technique et technologique, prolongement pratique actuel des études de Carnot plus fondamentales.

On ajoute aussi des articles traitant des machines à cycles inverses vu leur importance en pratique, mais dont les études restent moins nombreuses dans Int. J. of Thermal Sciences [19].

On note donc que ces articles ne concernent pas uniquement les machines thermomécaniques, mais tous types de systèmes ou procédés : chimique [20] biologique [21], [22], [23], voir des systèmes cosmologiques [24]. Le problème abordé est donc un problème générique, avec une couverture internationale, l'échantillonnage précédent étant représentatif de la situation mondiale d'expression anglaise.

Aux démarches précédentes il y a lieu d'ajouter des approches plus innovantes ou plus conceptuelles et fondamentales, dont les deux articles proposés par M. Barrère [25, 26]. Nous avons eu la chance d'échanger avec ce dernier auteur, ce qui nous a conforté dans l'intérêt des travaux sur le thème de l'interdépendance des transferts thermiques et de la conversion des énergies dans les systèmes et procédés, dont l'aspect thermomécanique.

Cette thématique a été complétée depuis par :

- des analyses de stabilité [27] ;
- des analyses exergetiques [28] ;
- des analyses entropiques des irréversibilités [29, 30].

Enfin, les aspects économiques sont aussi une préoccupation de longue date et déjà reliés au respect de l'environnement [31, 26].

Comme le confirme une récente publication de A. de Vos [32], le moteur de Carnot a un rôle charnière dans cette étude, car il correspond au moteur de Gibbs par le potentiel chimique, puis au modèle de Landauer par la macroentropie (reliée à l'entropie de Shannon).

Par ailleurs les très petites échelles donnent aussi lieu à des approches thermodynamiques pour des micro ou nano-convertisseur [33], [34]. Dans ce cas comme dans d'autres, la thermodynamique quantique a son mot à dire [35]. Il ne faut pas oublier enfin, le lien fort à travers les échelles fournies par la thermodynamique statistique qui relie les approches particulières ou atomiques au mésoscopique.

Pour ce qui retient notre attention dans cet article, nous focalisons le message sur la thermodynamique phénoménologique, et même si le champ d'action peut être plus vaste, nous illustrons le sujet par les moteurs thermomécaniques (ou thermiques), mais avec des aspects intéressants aussi bien l'ingénieur (optimisation en puissance et efficacité du moteur), que le physicien (critères d'efficacité, principe d'équipartition, minimisation ou maximisation de la production d'entropie [36]).

Ces derniers points font l'objet de développements actuels, avec des discussions controversées et des problèmes très actuels (climat, environnement).

On entend par cet article éclairer l'état de l'art sur l'exemple du moteur de Carnot, puis de Chambadal, revue de façon historique et complétés par nos soins.

On insiste sur les aspects plus fondamentaux liés à la puissance et aux rendements associés à cette même puissance optimisée. Le défi est de proposer un critère de qualité du moteur plus proche de la réalité fonctionnelle de celui-ci, comme il était proposé dans les références [25, 37-40] en regard de la limite bien connue du rendement de Carnot.

L'article proposé s'appuie sur les modèles précédemment cités (Carnot, Chambadal) pour montrer la progression des connaissances sur l'existence d'optimums successifs d'énergie, puis de puissance et des rendements associés à ces optimums successifs aussi qu'à la production d'entropie ou d'anergie.

Pour ce faire, le plan suivant est adopté. Le paragraphe 2 développera la base historique des modèles de Carnot et Chambadal montrant s'il en était nécessaire que ces derniers modèles ont des racines plus profondes dans l'histoire de la Thermodynamique. Les paragraphes 3 et 4 aborderont l'optimisation des moteurs thermomécaniques en insistant sur la méthodologie des études :

- différents choix pour la fonction objectif ;
- différents choix pour les contraintes ;
- études de sensibilité paramétrique : distinction entre variable et paramètre, dont la connexion aux conditions aux limites ne peut pas être ignorée. D'importantes conséquences en résultent, dont certaines seront rapportées.

On illustrera par quelques résultats, la démarche progressive (graduée) utilisée, conduisant à une optimisation séquentielle dont l'aboutissement fournit l'optimum-optimorum recherché correspondant (dans le cas général irréversible) au rendement de Carnot qui constitue la limite réversible inatteignable.

Le paragraphe 5 consistera en une discussion-synthèse de résultats unifiant d'assez nombreux travaux de la littérature dont ceux publiés dans R.G.T. devenu I.J.T.S.

Des prolongements et perspectives existantes ou à venir seront enfin exposés.

2. Base historique des modèles de moteur de Carnot et de Chambadal

Les machines thermomécaniques (les moteurs thermiques) sont à l'origine de la révolution industrielle. Elles sont aussi à l'origine de la naissance d'une science, la Thermodynamique phénoménologique, avec des aspects applicatifs, mais aussi fondamentaux. Le moteur de Carnot apparaît de ce fait comme le cas d'école de référence, mais dans sa version initiale, il est limité à une approche selon la Thermodynamique de l'Equilibre (T.E). Par ailleurs, les études initiales ont été focalisées sur le rendement au sens du premier principe, η_1 , extension de la notion antérieure de rendement mécanique. Il est bien connu que le rendement dit de Carnot ne dépend que des deux températures des thermostats, T_{HS} (chaud) et T_{CS} (froid). Cette dernière température se confond souvent avec la température ambiante ou de l'environnement, T_0 (elle aussi supposée constante).

Sur un cycle, le moteur thermomécanique convertit une partie de l'énergie calorifique apportée par la source, Q_{HS} , en énergie mécanique, W (voir Figure 1). Mais il rejette au puits de chaleur une énergie thermique non convertie Q_{CS} [41]. Il en résulte la relation bien connue :

$$\eta_1 = \frac{W}{Q_{HS}} = 1 - \frac{T_{CS}}{T_{HS}} \quad (1)$$

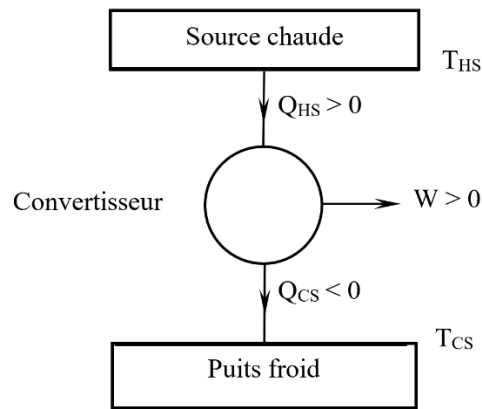


Fig. 1. Machine thermique ditherme et convention de signe associée

Par contre dans les mêmes conditions de réversibilité, qui impose la condition de staticité, la période du cycle τ doit tendre vers l'infini, et par voie de conséquence, il en résulte une puissance moyenne de cycle \bar{W} nulle conformément à :

$$\bar{W} = \frac{W}{\tau}$$

Ainsi
(2) depuis, la
première

phase des travaux sur les moteurs de Carnot a été bien restituée par quelques articles récents [42-44]. Elle démarre par la publication en 1824 de l'opuscule de Carnot [45], seul écrit de sa courte vie scientifique, qui suit celle de son père, mécanicien inspiré.

Le travail de Carnot est apprécié comme ayant établi l'équivalence chaleur – travail, avant Mayer (1872), Joule (1843), Helmholtz (1847).

Une seconde édition on 1834 et due à E. Clapeyron. Elle est redécouverte W. Thomson et R. Clausius, donnant le jour aux deux premiers principes de la Thermodynamique de l'équilibre (Thermostatique) et du concept d'entropie.

Carnot père et fils ont aussi contribué à mettre en exergue la notion du rendement, à la base du concept d'efficacité des systèmes et procédés.

La fin de cette première longue et lente période s'achève environ 50 ans après la parution de l'œuvre de Carnot, avec le travail de G. Hirn [46].

S'ensuivra ensuite une longue éclipse quasi-totale d'environ un siècle avant de retrouver, pour la mise en place des centrales nucléaires, un regain d'intérêt de la maximisation de puissance de ces centrales et du rendement au sens du premier principe qui est associé à ce maximum [47-49].

Mais cet intérêt ne s'est confirmé qu'à la parution de l'article de Curzon-Ahlnborn [50], une vingtaine d'années plus tard. Cet article propose successivement une optimisation du travail, du rendement, puis de la puissance motrice du cycle de Carnot [41, p. 330-335]. Des prolongements vers le contrôle optimal ont rapidement suivi [41, p. 335-340], [25].

Mais il apparaît clairement depuis lors 2 directions dans les travaux qui s'ensuivent :

- une approche visant les applications (approche de l'ingénieur)
- une approche plus fondamentale (approche du physicien), apparue avec l'article de Curzon-Ahlnborn et poursuivie depuis, parce qu'il est d'usage de l'appeler la Thermodynamique en Temps Fini (TTF), mais aussi la Thermodynamique endoréversible [51, 52].

Nous avons découvert depuis que ces travaux ont été précédés de façon partielle bien avant par Chambadal et Novikov [48,49] pour Chambadal sur une configuration supposant un régime dynamique

stationnaire, pour Novikov en raisonnant sur les énergies du cycle. Dans les deux approches, la finalité reste une efficacité (rendement) associé au maximum de puissance ou d'énergie.

D'autres travaux ont poursuivi le même but, bien avant Chambadal et Novikov, comme le montre les références [42, 53] et font même apparaître en plus du rendement à maximum de puissance (appelé coefficient économique [53, page 851], le facteur de qualité ou rendement au sens du second principe [54] et [41, p.149]. On notera que dans la 2ème référence, ce rendement était qualifié d'efficacité, comme rendant compte des écarts à la réversibilité.

Les travaux américains et européens parus sur la période 1975 jusqu'aux années 2005 environ font apparaître une tendance nette à une approche physique et mathématique (calcul variationnel et principes d'extrémums - voir la liste de livres parus tout particulièrement à l'initiative de S. Sieniutycz). Néanmoins la relation à l'économie n'est pas ignoré [B2].

Sur la fin de cette période l'école chinoise fédère plutôt les travaux ayant une approche d'ingénierie [B7, B8] (voir la liste de livres), [55] (un mémoire comportant 327 références).

Pour conclure sur cette période, on donnera ici les publications de revues qui rassemblent la majorité des articles parus après 1980 [liste des articles internationaux].

Notre approche s'est déployée elle-même sur cette même période [41], avec un premier article relatif aux pompes à chaleur [56]. Elle se situe délibérément à l'interface des approches de l'ingénieur et du physicien pour faire le lien entre les applications et les fondements.

La synthèse et les prolongements proposés vont au-delà du rendement de Carnot et découvrent un ensemble de nouveaux résultats sur l'efficacité en énergie, en flux (puissance) avec une vue d'ensemble des approches majeures.

On retiendra pour l'heure qu'il reste à approfondir l'influence des irréversibilités, la démarche la plus courante considérant les irréversibilités associées aux transferts thermiques (machines endoréversibles) et moins fréquemment les irréversibilités internes au convertisseur.

La littérature révèle que les deux démarches principales pour une caractérisation systémique des irréversibilités de conversion sont :

- la méthode du ratio entropique paraissant sous des formes différentes dans l'article de Novikov [49], puis Ibrahim et al [57]. Il semble utile ici de clarifier les positions, comme il sera proposé au paragraphe 3 ;
- la méthode du forfait de production d'entropie ΔSI pour un cycle. C'est ce que nous préconisons depuis de nombreuses années [58] et qui sera aussi développer au paragraphe 3.

La complémentarité des deux méthodes précédentes sera illustrée sur le cas simple du moteur de Carnot, en limitant l'étude au modèle de Carnot exoréversible (ou endoirréversible).

D'assez nombreuses études [59, partie 2] rapportent alors de l'incidence de :

- la forme des lois de transfert ;
- de la nature des sources et puits (thermostats ; écoulement de fluides sans changement d'état) ;
- du choix de la fonction objectif ;
- de la considération de contraintes complémentaires ;
- de la présence ou non (adiabaticité) de pertes thermiques ;
- de la description des irréversibilités (méthode globale conduisant à identification ; méthode mécaniste, qu'on pourrait qualifier de méthode des pertes séparées [59, partie1]).

On propose ici une approche radicalement nouvelle s'appuyant sur l'entropie de transfert ΔS (dont la référence sera précisée) qui est une condition nécessaire d'existence du cycle [60, 61]. A cette entropie de transfert sont associées les irréversibilités de transfert thermique, auxquels s'ajoute la production globale d'entropie du convertisseur ΔS_I , dont on montrera la relation avec le ratio entropique introduit par Novikov.

Pour des raisons de concisions, l'illustration principale de cette approche en Thermodynamique du Non-Equilibre (TNE) ne sera réalisée que par la détermination de l'optimum d'énergie, puis de puissance du moteur, en même temps que les rendements associés et la production totale d'entropie du système. Des conséquences importantes en résulteront.

3. Optimisations des moteurs thermomécaniques

3.1. Moteur de Carnot exoréversible (endo-irréversible)

3.1.1. Description et analyse du cycle irréversible

Le moteur est considéré en contact avec deux thermostats de température T_{HS} , T_{CS} (Figure 2) et sa modélisation reprend en le complétant un travail publié [62]. On note que l'extension en réservoirs finis sera faite par la suite.

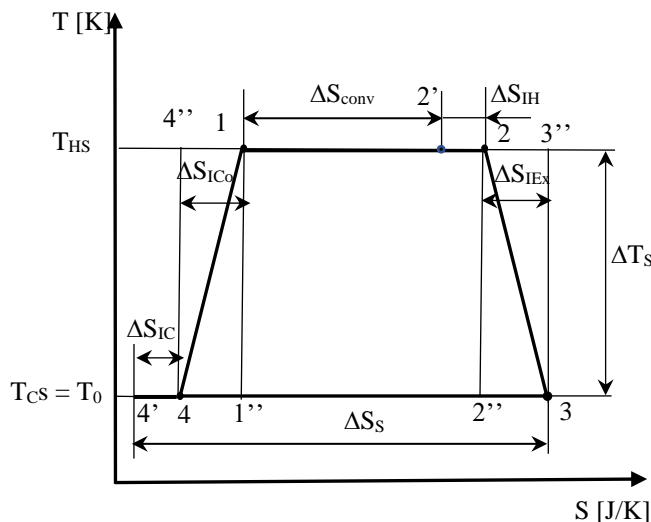


Fig. 2. Cycle de Carnot endo-irréversible : les diverses entropies produites et de transfert

Le cycle irréversible est connu à partir des points d'état 1 (début de l'isotherme haute température), 2 (sortie de l'isotherme haute température et début de la détente adiabatique), 3 (fin de la détente adiabatique et début de l'isotherme basse température), 4 (sortie de l'isotherme basse température et début de la compression adiabatique jusqu'au point 1).

On note ici que les commutations entre isothermes et adiabatiques sont supposées instantanées (on rappelle qu'une adiabatique diffère d'une isentropique par la présence d'irréversibilités). De même, on observe que si les deux isothermes réelles sont bien identifiées sur le diagramme, il n'en est pas de même pour les adiabatiques reliant 2 à 3, puis 4 à 1. En effet si toute l'irréversibilité entre 2 et 3 a lieu sur l'isotherme T_{HS} (par exemple à la commutation), la transformation suivra le chemin 2-3''-3. Dans ce cas toute l'irréversibilité est reportée vers l'isotherme haute et la détente 3''-3 est isentropique.

A l'inverse, si toute l'irréversibilité se produit sur l'adiabatique juste avant la commutation sur l'isotherme basse température, le chemin suivi sera sur la limite interne 2-2''-3. Toutes les courbes inscrites dans le rectangle 2-2''-3-3''-2 satisfaisant au critère d'entropie croissante de l'adiabatique sont

possibles. Le fait de tracer une transformation linéaire dans le diagramme T - S entre 2 et 3 constitue une solution médiane plausible.

Le même discours peut être renouvelé pour la compression adiabatique entre 4 et 1. En bref toutes les courbes inscrites dans le rectangle 4-4''-1-1''-4 et satisfaisant au critère d'entropie croissante de l'adiabatique sont possibles. Ceci complète donc la description particulière de Wang [63].

3.1.2. Le modèle analytique en énergie sans pertes thermiques

Il résulte de la Figure 2 un bilan entropique tel que :

$$\Delta S_S = \Delta S_{conv} + \Delta S_I \quad (3)$$

avec $\Delta S_S = \frac{Q_C}{T_{CS}}$, entropie de transfert thermique du convertisseur vers le puits froid,

ΔS_{conv} , entropie de transfert thermique utile ou mécanisée dans le convertisseur,

ΔS_I , production totale d'entropie du cycle avec successivement :

$$\Delta S_I = \Delta S_{IH} + \Delta S_{IEx} + \Delta S_{IC} + \Delta S_{ICo} \quad (4)$$

où ΔS_{IH} , production d'entropie sur l'isotherme haute température,

ΔS_{IEx} , production d'entropie sur la détente adiabatique,

ΔS_{IC} , production d'entropie sur l'isotherme basse température,

ΔS_{ICo} , production d'entropie sur la compression adiabatique.

On remarquera ici que $\Delta S_{conv} < \Delta S_H$ vu que le bilan entropique coté source s'écrit :

$$\Delta S_H = \Delta S_{conv} + \Delta S_{IH} = \frac{Q_H}{T_{HS}} \quad (5)$$

Le fait de négliger les pertes thermiques entre source et puits permet de simplifier l'approche pour analyser plus finement les aspects liés à l'irréversibilité interne au cycle. Le lecteur intéressé pourra se reporter à [62].

Le bilan d'énergie du convertisseur fournit l'expression de l'énergie mécanique produite :

$$W = Q_{conv} - Q_C = T_{HS} \Delta S_{conv} - T_{CS} \Delta S_S \quad (6)$$

$$W = (T_{HS} - T_{CS}) \Delta S_{conv} - T_{CS} \Delta S_I \quad (7)$$

ou

$$W = (T_{HS} - T_{CS}) \Delta S_S - T_{HS} \Delta S_I \quad (8)$$

Les expressions (7) et (8) fournissent respectivement l'énergie mécanique disponible dans le cas où la limitation provient des conditions aux limites à la source haute température (approche séquentielle des transformations en partant de la source), par opposition au cas où la limitation provient des conditions aux limites au puits (approche simultanée : toutes les transformations sont considérées au même instant pour anticiper la fermeture du cycle).

Lorsque la limitation est à la source, on retrouve le théorème de Gouy-Stodola, si T_{CS} se confond avec la température ambiante T_0 . Le maximum d'énergie vaut :

$$MaxW_H = \Delta S_{HS} \cdot \Delta T_S \quad (9)$$

avec

$\Delta S_{HS} = \Delta S_H$ du à l'adiabaticité et

$$\Delta T_S = T_{HS} - T_{CS} \quad (10)$$

Lorsque la limitation est au puits de chaleur, T_{HS} est facteur de la production d'entropie, et le maximum d'énergie devient :

$$MaxW_C = \Delta S_{CS} \Delta T_S = \Delta S_S \Delta T_S \quad (11)$$

Il est intéressant de donner les expressions des rendements au sens du premier principe dans ces deux cas. On trouve respectivement à partir de (7) :

$$\eta_{IH} = \eta_C \left(1 - \frac{\Delta S_{IH}}{\Delta S_{HS}} \right) - \frac{T_{CS}}{T_{HS}} \cdot \frac{\Delta S_I}{\Delta S_{HS}} \quad (12)$$

Puis à partir de (8) :

$$\eta_{IC} = \eta_C \frac{\Delta S_S}{\Delta S_S - \Delta S_I + \Delta S_{IH}} - \frac{\Delta S_I}{\Delta S_S - \Delta S_I + \Delta S_{IH}} = \frac{\eta_C \cdot \Delta S_S - \Delta S_I}{\Delta S_S - \Delta S_I + \Delta S_{IH}} \quad (13)$$

Les expressions ci-dessus de $MaxW_i$ et η_i montrent l'importance des références et des couplages, comme il sera précisé dans la suite de l'article. Cette démarche est nouvelle à notre connaissance et mérite d'être considérée attentivement, vu l'influence fondamentale sur les résultats.

Nous développons ci-après l'étude en choisissant pour entropie de transfert de référence $\Delta S_{conv} = \Delta S$, puisque nous caractérisons le moteur de Carnot endo-irréversible. En factorisant ΔS_{conv} dans l'expression (7), il vient :

$$W = \Delta S \left[(T_{HS} - T_{CS}) - T_{CS} \frac{\Delta S_I}{\Delta S} \right] \quad (14)$$

On voit apparaître alors le rapport $\Delta S_I/\Delta S$ correspondant au degré d'irréversibilité A , introduit par Novikov tel que [49] :

$$\eta_i = 1 - \frac{T_{CS}}{T_{HS}} \left(1 + \frac{\Delta S_I}{\Delta S} \right) \quad (15)$$

Toutefois la référence de Novikov est celle de la chaleur disponible à la source (ΔS_{HS} et non ΔS) ; donc $A = \frac{\Delta S_I}{\Delta S_{HS}}$.

Pour plus de clarté, nous appellerons d_I le degré d'irréversibilité introduit dans (15) :

$$d_I = \frac{\Delta S_I}{\Delta S} \quad (16)$$

Ce paramètre est à relier aux différents facteurs d'irréversibilité considérés par Ibrahim et al [57]. On considère ici uniquement le ratio entropique, souvent noté par I et défini par le bilan entropique sur le cycle irréversible selon ces auteurs. Il vient alors :

$$\frac{Q_H}{T_{HS}} - I_C \frac{Q_C}{T_{CS}} = 0 \quad (17)$$

On note que dans l'expression (17) le ratio entropique qui apparaît est celui associé au puits :

$$I_C = \frac{\Delta S_{12}}{\Delta S_{43}} \quad (18)$$

Conformément aux principes thermodynamiques, I_C est inférieur à l'unité. Mais il est aussi possible de choisir I_H , en remarquant que :

$$I_H = \frac{\Delta S_{43}}{\Delta S_{12}} \quad (19)$$

Le ratio entropique I_H paraît préférable, car c'est un coefficient d'amplification entropique à la traversée du convertisseur (production d'entropie). On précise que pour le moteur de Carnot exo-réversible $I_H = I_{HS} = I$. De plus on trouve aisément que :

$$I = 1 + d_I \quad (20)$$

à la condition de choisir comme entropie de référence ΔS . D'où il vient à partir de (14) et (15), respectivement :

$$W = \Delta S[(T_{HS} - T_{CS}) - T_{CS}(I - 1)] = \Delta S[(T_{HS} - I \cdot T_{CS})] \quad (21)$$

$$\eta_{I_{conv}} = 1 - I \frac{T_{CS}}{T_{HS}} \quad (22)$$

L'irréversibilité interne diminue le travail et le rendement qui est ici un rendement de conversion. Il reste à analyser comment I (méthode de ratio), ou ΔS_I (méthode directe ou du forfait) varie avec les grandeurs du cycle.

On peut supposer raisonnablement que ΔS_I et (ou) I dépendent de ΔS et (ou) de ΔT_S . Il vient alors deux fonctions dont la forme générale inconnue à ce jour s'écrit :

$$\Delta S_I = f_{SI}(\Delta T_S, \Delta S) \quad (23)$$

$$I = f_I(\Delta T_S, \Delta S) \quad (24)$$

S'il existe un optimum du travail mécanique W , il doit alors satisfaire la condition nécessaire donnée par l'un des couples d'équations suivantes en supposant que les deux variables sont indépendantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial W}{\partial \Delta T_S} = \Delta S - T_{CS} \frac{\partial f_{SI}}{\partial \Delta T_S} = 0 \\ \frac{\partial W}{\partial \Delta S} = \Delta T_S - T_{CS} \frac{\partial f_{SI}}{\partial \Delta S} = 0 \end{cases} \quad (25)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial W}{\partial \Delta T_S} = \Delta S \left[1 - T_{CS} \frac{\partial f_I}{\partial \Delta T_S} \right] = 0 \\ \frac{\partial W}{\partial \Delta S} = \Delta T_S - T_{CS} \frac{\partial f_I}{\partial \Delta S} = 0 \end{cases} \quad (26)$$

On remarque enfin que l'existence du cycle dépend des deux variables, ΔS extensive, ΔT_S intensive, qui doivent être strictement positive avec nos conventions. Ce développement pourra donner lieu à des prolongements ultérieurs selon l'évolution de la connaissance concernant la production d'entropie.

3.2. Le moteur selon Chambadal

L'ensemble de la méthodologie exposée au paragraphe précédent va être illustrée sur l'exemple du moteur de Chambadal. La représentation de la Figure 3 montre qu'en plus de l'irréversibilité interne ΔS_I , il apparaît l'irréversibilité de transfert thermique au bout chaud.

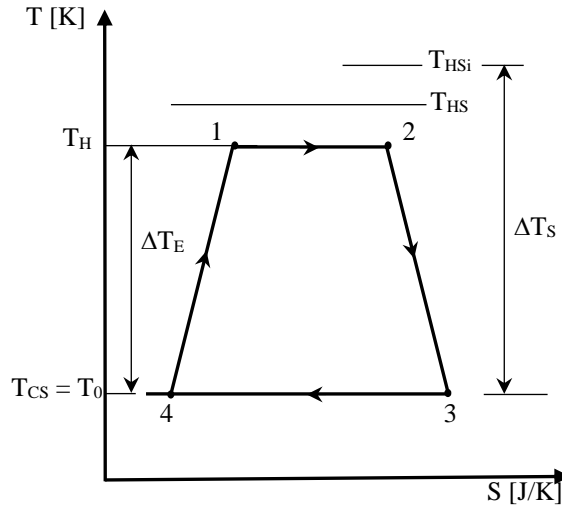


Fig. 3. Diagramme T-S d'un cycle irréversible associé au moteur de Chambadal

Le système thermo-mécanique de Chambadal fait intervenir une source de chaleur sensible de débit calorifique fini :

$$\dot{C}_H = \dot{m}_H c_{pH} \quad (27)$$

avec \dot{m}_H , débit massique fini du fluide source ;

c_{pH} , chaleur spécifique massique à pression constante du fluide source (supposée constante).

La température d'entrée du fluide source est T_{HSi} . La température de sortie de ce même fluide doit être supérieure à T_H . Avec l'hypothèse d'un régime dynamique stationnaire et usage de la méthode de l'efficacité et des nombres d'unités de transfert pour les transferts thermiques au bout chaud [41,43], il vient pour le flux transféré au fluide cyclé :

$$\dot{Q}_H = \varepsilon_H \dot{C}_H (T_{HSi} - T_H) \quad (28)$$

Par souci de simplification on définit ci-après un moteur de Chambadal en contact avec un thermostat à T_{HS} (moteur de Chambadal adapté), tel que le flux de transfert thermique au bout chaud devient :

$$\dot{Q}_H = k_H A_H (T_{HS} - T_H) = K_H (T_{HS} - T_H) \quad (29)$$

avec K_H , conductance de transfert thermique entre le thermostat et le fluide cyclé.

On notera que les deux expressions de \dot{Q}_H permettent moyennant une durée Δt , de remonter à l'énergie échangée. On peut donc écrire de façon générale [41,43] :

$$Q_H = G_H (T_{HSi} - T_H) = T_H \cdot \Delta S_H \quad (30)$$

avec G_H , dimension physique finie au bout chaud.

Remarque : pour un moteur sans pertes thermiques, on précise que : $Q_H = Q_{HS} = T_{HS} \cdot \Delta S_{HS}$.

3.2.1. Optimisation du moteur de Chambadal adapté, sans contrainte de couplage des transferts thermiques source-convertisseur

3.2.1.1. Optimisation par la méthode du ratio entropique

Cette optimisation est conforme à l'approche proposée par Ibrahim [57].

A l'équation (30), il y a lieu d'ajouter l'équivalent de l'équation (17), le bilan entropique sur le fluide cyclé :

$$I_H \frac{Q_H}{T_H} = \frac{Q_C}{T_0} \quad (31)$$

Il vient donc l'expression de W sous la forme :

$$W = G_H (T_{HSi} - T_H) \left(1 - \frac{I_H T_0}{T_H} \right) \quad (32)$$

Vu que I_H est potentiellement une fonction de T_H , le $MaxW$ doit satisfaire la condition nécessaire suivante :

$$\frac{\partial W}{\partial T_H} = 0 = \frac{I_H T_0 T_{HSi}}{T_H^2} - \frac{(T_{HSi} - T_H) T_0 T_H}{T_H^2} I_{H,H} - 1 \quad (33)$$

soit l'équation du second degré ou plus à résoudre en variable T_H :

$$(T_{HSi} - T_0) T_0 T_H I_{H,H} = T_0 T_{HSi} I_H - T_H^2 \quad (34)$$

avec la notation $I_{H,H} = \frac{\partial I_H}{\partial T_H}$.

On illustre ci-après les résultats sur deux cas de figure simples :

- $I_H = \text{constant}$, alors $I_{H,H} = 0$

On obtient ainsi la température optimale du fluide au bout chaud :

$$T_H^* = \sqrt{I_H T_{HSi} T_0} \quad (35)$$

et le travail maximum :

$$MaxW = G_H \left(\sqrt{T_{HSi}} - \sqrt{I_H T_0} \right)^2 \quad (36)$$

Il en résulte que I_H considéré comme paramètre constant augmente la température T_H^* correspondant à $Max W$, tandis que ce dernier diminue avec le même paramètre.

- I_H est une fonction linéaire de $\Delta T_E = T_H - T_0$ sous la forme :

$$I_H = C_I (T_H - T_0) + 1, \quad \text{alors } I_{H,H} = C_I \quad (37)$$

Il en résulte par (34) et (37) :

$$T_H^* = \sqrt{T_{HSi} T_0} \quad (38)$$

L'irréversibilité n'apparaît pas sur T_H^* , mais seulement sur $MaxW$, qui vaut :

$$MaxW = G_H(1 - C_I T_0) \left(\sqrt{T_{HSi}} - \sqrt{T_0} \right)^2 \quad (39)$$

L'irréversibilité diminue donc à nouveau $MaxW$, mais sous une forme différente.

Enfin les rendements respectifs au maximum de puissance exprimé par (36) et (39) prennent des formes différentes suivantes :

$$\eta_1(MaxW) = 1 - \sqrt{\frac{I_H T_0}{T_{HSi}}} \quad (40)$$

$$\eta_1(MaxW) = (1 - C_I T_0) \left(1 - \sqrt{\frac{T_0}{T_{HSi}}} \right) \quad (41)$$

On voit donc que la forme de l'irréversibilité interne influe sur l'expression du rendement associé à $MaxW$, de même que le ferait la forme de la loi de transfert ou de la non adiabaticité. Il n'y a donc pas d'invariance en situation irréversible. Seul le rendement au maximum d'énergie en condition endo-réversible est générique. Le même développement peut être réalisé avec le modèle en production d'entropie.

3.2.1.2. Optimisation par le modèle en production d'entropie ΔS_I

Le bilan entropique prend une forme analogue à celle du paragraphe 3.2.1.1. L'expression (32) de W devient :

$$W = G_H(T_{HSi} - T_H) \left(1 - \frac{T_0}{T_H} \right) - \Delta S_I T_0 \quad (42)$$

où ΔS_I est potentiellement une fonction croissante de T_H .

Le maximum d'énergie mécanique doit satisfaire la condition nécessaire suivante :

$$\frac{\partial W}{\partial T_H} = 0 = -1 + \frac{T_{HSi} T_0}{T_H^2} - T_0 \Delta S_{I,H} \quad (43)$$

Cette forme, bien que plus simple que la relation (34), conduit là aussi à une équation du second degré ou plus à résoudre, avec $\Delta S_{I,H} = \frac{\partial \Delta S_I}{\partial T_H}$

On illustre ci-après les résultats sur deux cas de figure simples.

- $\Delta S_I = \text{constante}$

Alors $\Delta S_{I,H} = 0$ et le résultat du sous paragraphe 3.2.1.1 est restitué sous la forme :

$$T_H^* = \sqrt{T_{HSi} T_0} \quad (44)$$

$$MaxW = G_H \left(\sqrt{T_{HSi}} - \sqrt{T_0} \right)^2 - T_0 \Delta S_I \quad (45)$$

Il en résulte que l'irréversibilité n'apparaît pas sur T_H^* , mais diminue $MaxW$.

• ΔS_I est une fonction linéaire de ΔT_E dont la forme est :

$$\Delta S_I = \Delta S_{I0} \cdot \frac{T_H - T_0}{\Delta T_S} \quad (46)$$

avec ΔS_{I0} paramètre supposé constant.

L'optimisation de W impose :

$$T_H^* = \sqrt{\frac{T_{HSi} T_0}{1 + \frac{T_0}{\Delta T_S} \cdot \frac{\Delta S_{I0}}{G_H}}} \quad (47) \quad \text{où}$$

$$MaxW = G_H \left(\sqrt{T_{HSi}} - \sqrt{\alpha T_0} \right)^2 \quad (48)$$

$$\alpha = \left(1 + \frac{T_0}{\Delta T_S} \cdot \frac{\Delta S_{I0}}{G_H} \right)^{-1} \quad (49)$$

Alpha est le nouveau ratio entropique d'autant plus grand que ΔT_S est petit et que $\frac{\Delta S_{I0}}{G_H}$ est grand.

Dans ce cas, la caractérisation des irréversibilités par le terme α fait apparaître un rapport d'intensité, ainsi qu'un rapport d'extensité. Ce résultat nous paraît nouveau et plus général puisque la description entropique fait apparaître deux facteurs d'amplification. Enfin, dans ce cas G_H représente la référence des dimensions finies du système.

L'expression du rendement au maximum d'énergie mécanique ne présente pas une forme simple remarquable, mais reste décroissante de l'irréversibilité à travers α :

$$\eta_1(MaxW) = \frac{(\sqrt{T_{HSi}} - \sqrt{\alpha T_0})^2}{\sqrt{T_{HSi}} \left(\sqrt{T_{HSi}} - \sqrt{\frac{T_0}{\alpha}} \right)} \quad (50) \quad 3.2.2.$$

Optimisation du moteur de Chambadal adapté avec la contrainte d'entropie de transfert

On a vu sur l'expression (30) que le couplage entre la source et le convertisseur induisait une interdépendance de T_H , G_H et ΔS_H exprimée par :

$$T_H = \frac{G_H}{G_H + \Delta S_H} T_{HSi} \quad (51) \quad \text{En choisissant } \Delta S = \Delta S_H,$$

entropie de transfert de référence en entrée du moteur avant conversion, on ne tient compte que du transfert d'entropie source-convertisseur. On en déduit aisément l'expression de W en fonction de la référence ΔS :

$$W(\Delta S) = (\Delta S - \Delta S_{IH}) \left(\frac{G_H T_{HSi}}{G_H + \Delta S} - T_0 \right) - T_0 \Delta S_I \quad (52) \quad \text{On voit que } W \text{ sera maximum}$$

par dérivation de (52), mais en tenant compte de la dépendance non seulement de ΔS_I mais aussi de ΔS_{IH} en fonction de ΔS . Cette éventualité reste à explorer.

On examinera ici que l'hypothèse la plus simple ou ΔS_I et ΔS_{IH} sont des paramètres indépendants.

On trouve alors selon la méthode exposée ci-devant :

$$\Delta S_H^* = \left(\sqrt{\frac{T_{HSi}}{T_0}} \sqrt{1 + \frac{\Delta S_{IH}}{G_H}} - 1 \right) G_H \quad (53)$$

L'entropie de transfert optimale est proportionnelle à G_H et augmente avec ΔS_{IH} .

Le maximum d'énergie associée $MaxW$ vaut :

$$MaxW = G_H \left[\left(\sqrt{T_{HSi}} - \sqrt{\left(1 + \frac{\Delta S_{IH}}{G_H}\right) T_0} \right)^2 - T_0 \frac{\Delta S_I}{G_H} \right] \quad (54)$$

$MaxW$ est donc une fonction croissante

de G_H , mais décroissante des deux ratios d'irréversibilité $\frac{\Delta S_{IH}}{G_H}$ et $\frac{\Delta S_I}{G_H}$. Le rendement au maximum de puissance vaut :

$$\eta_I(MaxW) = \frac{\left(1 - S \sqrt{\frac{T_0}{T_{HSi}}}\right)^2 - \frac{T_0}{T_{HSi}} \cdot \frac{\Delta S_{IH}}{G_H}}{1 - \frac{1}{S} \sqrt{\frac{T_0}{T_{HSi}}}} \quad (55) \quad \text{avec } S = \sqrt{1 + \frac{\Delta S_{IH}}{G_H}}$$

D'autres cas simples pourrait être fournis (près des auteurs). Ils ne sont pas rapportés ici pour de raisons de brièveté. Des prolongements sont en cours de publication.

4. Optimisation en temps du moteur de Chambadal sans contrainte de couplage des transferts thermiques source - convertisseur : cas du moteur en énergie finie

Cette deuxième optimisation séquentielle se base sur le modèle en production d'entropie ΔS_I pour lequel on ajoute que ΔS_I est variable par rapport à la durée du cycle, conformément à [64] :

$$\Delta S_I = \frac{C_I}{\tau} \quad (56)$$

On repart donc du bilan

(42) particularisé au cas du régime dynamique stationnaire mis en œuvre par Chambadal. Ainsi on peut chercher le maximum d'énergie du moteur optimisé par rapport à T_H , avec $G_H = \epsilon_H \dot{C}_H \tau$:

$$Max_2 W = Max \left[\epsilon_H \dot{C}_H \tau \left(\sqrt{T_{HSi}} - \sqrt{T_0} \right)^2 - T_0 \frac{C_I}{\tau} \right] \quad (57)$$

avec C_I , action entropique

totale du cycle (**nouveau concept** analogue à l'action énergétique [Js/K]).

On voit dans ce cas que le maximum en énergie est une fonction monotone croissante de τ , qui restitue l'optimum dans les conditions thermostatiques : réversibilité totale satisfaisant le théorème de Gouy-Stodola (cas à régime dynamique stationnaire imposé (ϵ_H, \dot{C}_H)).

Par contre si on suppose la conductance énergétique G_H imposée (conditions de finitude de la source ou moteur en énergie finie) :

$$G_H = \epsilon_H c_p \dot{m}_H \tau = M \epsilon_H c_p = \epsilon_H C_p \quad (58)$$

avec C_p , capacité calorifique

imposée, il existe alors un maximum de puissance moyenne \bar{W} :

$$\bar{W} = \frac{G_H}{\tau} (\sqrt{T_{Hsi}} - \sqrt{T_0})^2 - T_0 \frac{C_I}{\tau^2} = \frac{W_{endo}}{\tau} - T_0 \frac{C_I}{\tau^2} \quad (59) \quad \text{D'où par dérivation}$$

par rapport à la variable τ , \bar{W} s'annule pour $\tau \rightarrow \infty$ (réversibilité) et $\tau_{inf} = \frac{C_I T_0}{W_{endo}}$.

Le temps τ appartient à l'intervalle $[\tau_{inf}, \infty)$. Il en résulte que la période ne peut pas descendre en dessous d'un seuil inférieur.

La valeur optimale de la période τ^* vaut :

$$\tau^* = \frac{2C_I T_0}{W_{endo}} \quad (60) \quad \text{Il y correspond } \text{Max} \bar{W} :$$

$$\text{Max} \bar{W} = \frac{W_{endo}}{2C_I T_0} \left[W_{endo} - \frac{C_I T_0}{2C_I T_0} W_{endo} \right] = \frac{W_{endo}^2}{4C_I T_0} = \frac{1}{2} \bar{W}_{endo} \quad (61) \quad \text{et le rendement}$$

correspondant :

$$\eta_I(\text{Max} \bar{W}) = \frac{W_{endo}^2}{4C_I T_0} \cdot \frac{\tau^*}{Q_H(\text{Max} \bar{W})} = \frac{W_{endo}^2}{4C_I T_0} \cdot \frac{2C_I T_0}{W_{endo}} \cdot \frac{1}{Q_H(\text{Max} \bar{W})} = \frac{1}{2} \cdot \frac{W_{endo}}{Q_H(\text{Max} \bar{W})} \quad (62) \quad \text{où la chaleur}$$

$Q_H(\text{Max} \bar{W})$ a l'expression suivante :

$$Q_H(\text{Max} \bar{W}) = G_H(T_{Hsi} - T_H^*) = G_H \sqrt{T_{Hsi}} (\sqrt{T_{Hsi}} - \sqrt{T_0}) \quad (63) \quad \text{La}$$

combinaison des équations (62) et (63) conduit à l'expression du rendement correspondant à $\text{Max} \bar{W}$:

$$\eta_I(\text{Max} \bar{W}) = \frac{1}{2} \cdot \eta_I(W_{endo}) = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{\frac{T_0}{T_{Hsi}}} \right) \quad (64) \quad \text{Ce résultat est nouveau à notre}$$

connaissance et peut donner lieu à la généralisation suivante (conjecture) : quel que soit le type de moteur thermomécanique, il est toujours possible de le considérer fonctionnant selon un cycle de Carnot équivalent, dont le comportement à maximum de puissance admet pour le rendement, la moitié du rendement à maximum d'énergie dans la configuration endoréversible [58].

5. Discussions

La présente revue des travaux a montré que les modèles des moteurs thermomécaniques, s'ils ont débuté par le modèle de la Thermodynamique de l'équilibre, ont rapidement évolué vers des modèles en régime dynamique stationnaire, faisant intervenir des transferts de chaleur par chaleur latente, mais aussi par chaleur sensible (dont les travaux de Chambadal, mais aussi antérieurs).

Le cycle de Carnot présente l'intérêt d'établir une borne supérieure pour le rendement (au sens du premier principe) des moteurs thermomécaniques en contact avec des thermostats, mais en raisonnant sur les énergies du cycle, thermique et mécanique. Cette borne supérieure est associée à la réversibilité (quasi-staticité) et donc à une puissance moyenne de cycle nulle. D'où l'intérêt marqué pour la détermination du rendement à maximum de puissance moyenne (dont les travaux de Curzon-Ahlborn) en relation avec la Thermodynamique en Temps Fini (TTF).

La même démarche a donné lieu à des applications nombreuses pour d'autres configurations de moteurs thermiques, mais aussi plus généralement de systèmes et procédés thermophysiques (voir la référence [64]).

Les optimisations se font avec des fonctions objectifs simples variées [41, p 106-110] :

- maximum d'effet utile (énergétique),
- minimum de dépense (énergétique),
- minimum de rejet (énergétique).

Ceux-ci sont préconisés comme les 3 objectifs majeurs selon nous, en ajoutant toutefois le critère d'efficacité (relié en principal au rendement au sens de premier principe).

Par contre, les travaux existants ne font pas beaucoup apparaître de contraintes diverses. Selon nos travaux, il apparaît que les trois contraintes majeures sont potentiellement :

- une puissance de moteur imposée,
- une dépense énergétique imposée,
- une efficacité imposée.

De plus en plus apparaissent maintenant des contraintes de rejet imposées. Enfin depuis peu on voit apparaître des optimisations multi-objectifs.

L'influence des irréversibilités du convertisseur est abordée de façon globale par la méthode des ratios (Ibrahim ; Novikov), ou par la fonction production d'entropie ΔS_I (voir \dot{S}_I) que nous préconisons.

On a montré la relation existante entre ΔS_I qui apparaît préférable pour le cycle et la méthode des ratios. Les études rapportées avec diverses formes simples de la fonction ΔS_I , montrent qu'il n'y a pas de généralité en présence d'irréversibilité interne au convertisseur selon la forme de ces irréversibilités.

De plus l'étude rapportée ici du moteur de Carnot exo-réversible (endoirréversible) a fait apparaître trois références possibles pour l'entropie de cycle :

- l'entropie de transfert source – convertisseur,
- l'entropie de transfert convertisseur - puits,
- l'entropie de conversion en énergie mécanique.

L'entropie de référence ΔS étant choisie, il en résulte alors une unification des approches de l'irréversibilité de cycle avec la succession :

$$\Delta S_I \rightarrow d_I = \frac{\Delta S_I}{\Delta S} \rightarrow I = 1 + d_I \quad (65)$$

L'endoréversibilité [33] conduit à une borne supérieure de l'efficacité qui apparaît fédératrice et générale des divers cas de figure étudiés, tant pour le moteur de Carnot, que pour le moteur de Chambadal. Les optimisations séquentielles effectuées dans l'article montre qu'on rejoint cette borne endoréversible.

L'originalité majeure proposée dans cet article fait suite aux travaux récents : une communication aux Journées Européennes de la Thermodynamique Contemporaine à Barcelone [60] et un article [61] en 2019. Il apparaît l'importance fondamentale des couplages source thermique - convertisseur, convertisseur - puits thermique. La comparaison avec et sans couplage dans le cas du modèle de Chambadal a été rapporté ici. Elle fait apparaître un optimum d'entropie de transfert ΔS^* , conduisant à un premier optimum, fonction de la dimension physique finie G_H . Une deuxième optimisation en

séquence peut suivre par rapport à la période de cycle liée cette fois à l'irréversibilité interne ; un nouveau concept fondamental a alors été introduit - il s'agit de l'action entropique.

Les travaux en cours poursuivent cette démarche et donneront lieu à des publications complémentaires à court terme, tout particulièrement sur le modèle de Curzon-Ahlborn. Des particularisations pour applications à la valorisation de chaleurs fatales [65] ou pour des machines à cycles inverses [66] existent déjà et complètent la présente publication, en explicitant les transferts ou leurs cinétiques [67].

L'optimisation des cycles de Chambadal et de Carnot endo-irréversible donne lieu à un prolongement vers l'objectif de puissance (flux d'énergie mécanisable). Dans le cas du modèle de Chambadal, entropie de transfert et production d'entropie apparaissent comme des concepts fondamentaux. Le modèle de Chambadal a été choisi pour illustration vu sa simplicité apparente. Les modélisations du cycle en énergie ont fait apparaître une forme générique, introduisant une grandeur G_H énergétique caractéristique de la dimension finie de la source, reliée ou pas à l'entropie de transfert de référence (couplage thermique ou pas au bout chaud).

Il en résulte l'existence de l'optimum d'énergie mécanique :

- soit en termes de variable intensive T_H (approche naturelle sans couplage entre source et convertisseur ;
 - soit en termes de variable extensive ΔS en présence du couplage entre source et convertisseur.
- Ce travail a été complété en pratique dans [66].

Les deux approches conduisent à des résultats cohérents, mais dont l'éclairage diffère pour l'optimisation.

Le passage de l'énergie à la puissance est effectué par l'intermédiaire de la période τ du cycle (dimension temps fini). Cette deuxième optimisation séquentielle fournit la puissance moyenne du cycle de Carnot endo-irréversible à partir de [62] :

$$\bar{W} = \frac{W}{\tau} = \frac{W_{rev}}{\tau} - T_0 \frac{\Delta S_I}{\tau} \quad (66) \quad \text{avec}$$

$$\Delta S_{conv} \cdot \Delta T_S;$$

$\Delta S_I = \frac{C_I}{\tau}$, forme la plus simple retenue pour la production totale d'entropie du cycle, car satisfaisant la condition de quasi-staticité : ($\Delta S_I \rightarrow 0 \forall C_I$ lorsque $\tau \rightarrow \infty$) ; C_I , **action de production d'entropie du cycle**.

Alors on a montré que [62] :

$$Max \bar{W} = \frac{1}{4} \frac{\Delta S_{conv}^2 \Delta T_S^2}{C_I T_0} \quad (67) \quad \text{On voit alors en comparant}$$

$$\eta_1(Max \bar{W}) \leq \frac{\eta_C}{2} \quad (68) \quad \text{les résultats résumés ci-}$$

devant pour le moteur de Carnot endo-irréversible que le rendement à maximum de puissance diffère de celui introduit au paragraphe 4 : dans le premier cas on trouve la moitié du rendement de Carnot ; dans le second cas on trouve la moitié du « nice radical » proposé par Curzon-Ahlborn.

Ce résultat, nouveau à notre connaissance, mérite attention et prouve que :

$$\eta_I(\max \bar{W}) \leq \frac{\eta_I(\max \bar{W}_{endo})}{2}$$

Ce
(69) résultat est
à
rapprocher

de deux études précédentes qui visaient à une généralisation des résultats, quelque soit le type de moteur non adiabatique [68], voire à une approche générale selon la Thermodynamique des Phénomènes Irréversibles Linéarisés (TPIL) [69]. Notre principale perspective actuelle est une unification de ces diverses approches.

Le lecteur trouvera plusieurs travaux sur le sujet publiés dans I.J.T.S. en consultant les références de la liste supplémentaire [1s-16s], ainsi que des articles significatifs publiés dans d'autres journaux [1i-47i] et livres de Thermodynamique fortement connectés au sujet rapporté [B1-B9].

6. Perspectives

L'analyse de la littérature confirme l'intérêt renouvelé de l'efficacité au sens du premier principe de la thermodynamique et ce au maximum de puissance. La recherche bibliographique à travers WOS confirme un intérêt constant pour ce thème de recherche : 39311 références sur les 4 dernières années (3057 en 2022 ; 33142 en 2023 ; 3055 en 2024 ; 3027 en 2025). Mais la littérature se partage en deux catégories d'articles :

- articles centrés sur les transferts de matière et de chaleur (ce thème est bien représenté).
- articles dédiés plus particulièrement à la conversion d'énergies, dont l'Energie thermique (rubrique moins représentée malgré son intérêt très actuel).

La première catégorie existe dans IJTS, IJHMT pour les transferts thermiques. Un exemple est donné en référence [70]. Il concerne la modélisation d'échangeurs de chaleur dans un système de Brayton.

La seconde catégorie est représentée elle dans Energy, ECMJ pour la partie pratique, technologique.

Une sous-catégorie présente des aspects fondamentaux (thermodynamique) : par exemple dans Physical Review, Entropy et Entropie.

Nous remercions ici l'éditeur ISTE pour l'opportunité d'avoir relancé ce dernier journal français d'origine. Entropie à ce jour est un journal d'accès libre (open Access) sans frais, mais avec relecture.

Il reste centré comme le journal d'origine sur l'énergétique pour les aspects applicatifs et sur la thermodynamique pour les aspects plus fondamentaux.

Le présent article illustre les deux aspects et montre que ceux-ci restent d'actualité :

- pour l'aspect pratique avec l'exemple iconique du moteur de CARNOT mais sur la base d'un moteur thermo mécanique irréversible.
- pour l'aspect fondamental, la relation entre le nouveau concept d'action de production d'entropie, en relation avec le principe de moindre action de MAUPERTUIS, un sujet en devenir.

Références

- [1] M. Feidt, Optimisation d'un cycle de Brayton moteur en contact avec des capacités thermiques finies, Rev. Gen. Therm. 35 (1996) 662-666. [https://doi.org/10.1016/S0035-3159\(96\)80063-8](https://doi.org/10.1016/S0035-3159(96)80063-8).
- [2] C-K. Chen, Y-F. Su, Exergetic efficiency optimization for an irreversible Brayton refrigeration cycle, Int. J. Therm. Sci. 44 (2005) 303-310. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2004.09.003>.
- [3] W. Wang, L. Chen, F. Sun, C. Wu, Power optimization of an endoreversible closed intercooled regenerated Brayton cycle, Int. J. Therm. Sci. 44 (2005) 89-94. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2004.06.002>.

- [4] Y. Ust, B. Sahin, A. Kodal, Performance analysis of an irreversible Brayton heat engine based on ecological coefficient of performance criterion, *Int. J. Therm. Sci.* 45 (2006) 94-101. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2005.04.005>.
- [5] S.K. Tyagi, G.M. Chen, Q. Wang, S.C. Kaushik, Thermodynamic analysis and parametric study of an irreversible regenerative-intercooled-reheat Brayton cycle, *Int. J. Therm. Sci.* 45 (2006) 829-840. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2005.10.011>.
- [6] P. Remy, Y. Boissenin, M. Molière, Gas turbine and cogeneration installations of Complex Construction – The UEM Power-Plant case, *Rev. Gen. Therm.* 33 (1994) 717-725.
- [7] M. Moliere, Stationary gas turbines and primary energies: A review of fuel influence on energy and combustion performances, *Int. J. Therm. Sci.* 39 (2000) 141-172. [https://doi.org/10.1016/S1290-0729\(00\)00236-2](https://doi.org/10.1016/S1290-0729(00)00236-2).
- [8] S. Xia, L. Chen, F. Sun, Engine performance improved by controlling piston motion: linear phenomenological law system Diesel engine, *Int. J. Therm. Sci.* 51 (2012) 163-174. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2011.08.005>.
- [9] U. Asad, M. Zheng, Fast heat release characterization of a diesel engine, *Int. J. Therm. Sci.* 47 (2008) 1688-1700. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2008.01.009>.
- [10] F.E. Czarneski, S.H. Och, L.M. Moura, E. Domingues, Experimental model for prediction of tip temperature of diesel injector nozzle in dual-fuel engines, *Int. J. Therm. Sci.* 138 (2019) 596-604. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2018.12.034>.
- [11] P. Chesse, J.F. Hetet, X. Tauzia, J.P. Frayret, Influence of the engine/compressor duct on the operating range of a high output Diesel engine with a two-stage turbo charging system, *Rev. Gen. Therm.* 37 (1998) 801-812. [https://doi.org/10.1016/S0035-3159\(98\)80006-8](https://doi.org/10.1016/S0035-3159(98)80006-8).
- [12] Y. Zhou, S.K. Tyagi, J. Chen, Performance analysis and optimum criteria of an irreversible Braysson heat engine, *Int. J. Therm. Sci.* 43 (2004) 1101-1106. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2004.02.008>.
- [13] J.C. Lin, S.S. Hou, Performance analysis of an air-standard Miller cycle with considerations of heat loss as a percentage of fuel's energy, friction and variable specific heats of working fluid, *Int. J. Therm. Sci.* 47 (2008) 182-191. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2007.02.002>.
- [14] Y. Zhao, J. Chen, An irreversible heat engine model including three typical thermodynamic cycles and their optimum performance analysis, *Int. J. Therm. Sci.* 46 (2007) 605-613. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2006.04.005>.
- [15] G. Popescu, V. Radcenco, M. Costea, M. Feidt, Optimisation thermodynamique en temps finie du moteur de Stirling endo- et exo-irréversible, *Rev. Gen. Therm.* 35 (1996) 656-661. [https://doi.org/10.1016/S0035-3159\(96\)80062-6](https://doi.org/10.1016/S0035-3159(96)80062-6).
- [16] S. Loizeau, Thermodynamic approach to the fuel-cell considered as an open system, *Rev. Gen. Therm.* 34 (1995) 426-436.
- [17] V. Radcenco, E.E. Vasilescu, G. Popescu, V. Apostol, New approach to thermal power plants operation regimes maximum power versus maximum efficiency, *Int. J. Therm. Sci.* 46 (2007) 1259-1266. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2007.01.022>.
- [18] H.H. Erdem, A.V. Akkaya, B. Cetin, A. Dagdas, S.H. Sevilgen, B. Sahin, I. Teke, C. Gungor, S. Atas, Comparative energetic and exergetic performance analysis for coal-fired thermal power plants in Turkey, *Int. J. Therm. Sci.* 48 (2009) 2179-2186. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2009.03.007>.
- [19] W.D. Wu, H. Zhang, C.L. Men, Performance of a modified zeolite 13X-water adsorptive cooling module powered by exhaust waste heat, *Int. J. Therm. Sci.* 50 (2011) 2042-2049. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2011.05.005>.
- [20] M. Sun, S. Xia, L. Chen, C. Wang, C. Tang, Minimum Entropy Generation Rate and Maximum Yield Optimization of Sulfuric Acid Decomposition Process Using NSGA-II, *Entropy* 22 (2020) 1065. <https://doi.org/10.3390/e22101065>.
- [21] H.T. Odum, R.C. Pinkerton, Times Speed Regulator: The Optimum Efficiency for Maximum Power Output in Physical and Biological Systems, *American Scientist* 43 (1955) 331-343. <http://www.jstor.org/stable/27826618>.
- [22] M. Santillan, F. Angulo Brown, A Thermodynamic Approach to the Compromise between Powerer and Efficiency in Muscle Contraction, *J Theor Biol.* 189 (1997) 391-398. <https://doi.org/10.1006/jtbi.1997.0526>.
- [23] S. Sieniutycz, Thermodynamic Limits on Production or Consumption of Mechanical Energy in practical and Industrial Systems, *Progress in Energy and Combustion Science* 29 (2003) 193-246. [https://doi.org/10.1016/S0360-1285\(03\)00020-0](https://doi.org/10.1016/S0360-1285(03)00020-0).
- [24] A. De Vos, *Endoreversible Thermodynamics of Solar Energy Conversion*, Clarendon Press, Oxford, 1992.
- [25] M. Barrère, Le rôle du temps dans l'optimisation des cycles thermodynamiques, *Rev. Gen. Therm. Fr.* 228 (1980) 995-1006.

- [26] M. Barrère, La thermoéconomie, Rev. Gen. Therm. Fr. 225 (1983) 243-262.
- [27] W. Nie, J. He, X. Deng, Local stability of an irreversible Carnot heat engine, Int. J. Therm. Sci. 47 (2008) 663-640. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2007.04.004>.
- [28] E. Fratzscher, Exergy and possible applications, Rev. Gen. Therm. 36 (1997) 690-696. [https://doi.org/10.1016/S0035-3159\(97\)88433-4](https://doi.org/10.1016/S0035-3159(97)88433-4).
- [29] G. Grazzini, F. Gori, Influence of thermal irreversibilities on work producing systems, Rev. Gen. Therm. 312 (1987) 637-639.
- [30] U. Lucia, G. Grazzini, Global analysis of dissipation due to irreversibility, Rev. Gen. Therm. 36 (1997) 605-609. [https://doi.org/10.1016/S0035-3159\(97\)89987-4](https://doi.org/10.1016/S0035-3159(97)89987-4).
- [31] P. Goffause, How to finance the energy future of greater Europe and respect the environment, Rev. Gen. Therm. 33 (1994) 214-216.
- [32] A. De Vos, Endoreversible Models for the Thermodynamics of Computing, *Entropy* 22(6) (2020) 660. <https://doi.org/10.3390/e22060660>.
- [33] C. Jarzynski, The Second Law of Thermodynamics at nanoscale, Nobel Symposium 153: Nanoscale Energy Converters, 1519(1), 87, AIP Publishing, 2013.
- [34] J.C. Schön, Optimal Control of Hydrogen Atom-Like Systems as Thermodynamic Engines in Finite Time, *Entropy* 22 (2020) 1066. <https://doi.org/10.3390/e22101066>.
- [35] P. Abiuso, H.J.D. Miller, M. Perarnau-Llobet, M. Scandi, Geometric Optimization of Quantum Thermodynamic Processes, *Entropy* 22 (2020) 1076. <https://doi.org/10.3390/e22101076>.
- [36] V. Labarre, D. Paillard, B. Dubrulle, A Maximum Entropy Production Hypothesis for Time Varying Climate Problems: Illustration on a Conceptual Model for the Seasonal Cycle, *Entropy* 22 (2020) 966. <https://doi.org/10.3390/e22090966>.
- [37] M. Feidt, The History and Perspectives of Efficiency at Maximum Power of the Carnot Engine, *Entropy* 19 (2017) 369. <https://doi.org/10.3390/e19070369>.
- [38] D. Stitou, M. Feidt, Nouveaux critères pour l'optimisation et la caractérisation des procédés thermiques de conversion énergétique, Int. J. Therm. Sci. 44 (2005) 1142-1153. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2005.08.013>.
- [39] M. Barrère, Démarche unitaire de la Thermodynamique dans l'étude des systèmes complexes, Rech. Aérospatiale, 5 (1995) 353-362.
- [40] M. Roche, Récupération de chaleur, le cycle thermodynamique idéal, Rev. Gen. Therm. Fr. 260-261 (1983) 561-571.
- [41] M. Feidt, Thermodynamique et optimisation énergétique des systèmes et procédés, 1^{er} éd., Lavoisier TEC et DOC, Paris, 1987 (et éditions suivantes 1996, 2016).
- [42] A. Vaudrey, F. Lanzetta, M. Feidt, H. B. Reitlinger and the origin of the efficiency at maximum power for heat engines, J. of Non-Equil. Thermodyn. 39 (2014) 199-203. <https://doi.org/10.1515/jnet-2014-0018>
- [43] M. Feidt, Carnot Cycle and Heat Engine: Fundamentals and Applications, *Entropy* 22 (2020), 348. <https://doi.org/10.3390/e22030348>.
- [44] M. Moreau, Y. Pomeau, Carnot principle and its generalizations: A very short story and a long journey, The European Physical Journal Special Topics 224 (2015) 769-780. <https://doi.org/10.1140/epjst/e2015-02426-7>.
- [45] S. Carnot, Réflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance, Bachelier, Paris, 1824.
- [46] G. Hirn, Théorie mécanique de la chaleur, Bachelier, Paris, 1862, 437-441.
- [47] J. Yvon, The Saclay reactor. Two years experience on heat transfer by means of compressed gas, Report No. 387, presented by France at the International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, 1955, Geneva, Suisse.
- [48] P. Chambadal, Les centrales nucléaires, Armand Colin, Paris, 1957, 41-58.
- [49] I. Novikov, The efficiency of atomic power stations, At. Energy 3 (1957) 409-412. <https://doi.org/10.1007/BF01507240>.
- [50] F.L. Curzon, B. Ahlborn, Efficiency of a Carnot engine at maximum power output, Am. J. Phys. 43 (1975) 22-24. <https://doi.org/10.1119/1.10023>.
- [51] R.S. Berry, P. Salamon, B. Andresen, How It All Began, *Entropy* 22 (2020) 908. <https://doi.org/10.3390/e22080908>.
- [52] B. Andresen, Finite-Time Thermodynamics, Physics Laboratory II, University of Copenhagen, 1983.
- [53] J. Moutier, Eléments de Thermodynamique, Gauthier-Villars, Paris, 1872.

- [54] L. Ser, *Traité de physique industrielle : production et utilisation de la chaleur (Machines à air chaud)*, G. Masson, Paris, 1888, 842-859.
- [55] Y. Ge, L. Chen, F. Sun, *Progress in Finite Time Thermodynamics Studies for Internal Combustion Engine Cycles*, *Entropy* 18 (2016) 139. <https://doi.org/10.3390/e18040139>.
- [56] Y. Goth, M. Feidt, Recherche des conditions optimales de fonctionnement des pompes à chaleur ou machines à froid associées à un cycle de Carnot endoréversible, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 303 (1986) 113-121.
- [57] O.M. Ibrahim, S. Klein, J.W. Mitchell, Optimum heat power cycles for specified boundary conditions, *J. Eng. Gas Turb. Power*, 113 (1991) 514-521. <https://doi.org/10.1115/1.2906271>.
- [58] M. Feidt, *Thermodynamique optimale en dimensions physiques finies*, Hermes, Paris, 2013.
- [59] S. Petrescu, M. Costea, M. Feidt, I. Ganea, N. Boriaru, *Advanced Thermodynamics of irreversible processes with finite speed and finite dimensions*, AGIR, Bucarest, 2015.
- [60] M. Feidt, M. Costea, A new perspective on Carnot and Curzon-Ahlborn models of thermomechanical engine by transfer and production of entropy, 15th Joint European Thermodynamic Conference, JETC 2019, May 22-24, 2019, Barcelona, Spain.
- [61] M. Feidt, M. Costea, Progress in Carnot and Chambadal modeling of thermomechanical engine by considering entropy production and heat transfer entropy, *Entropy* 21 (2019) 1232. <https://doi.org/10.3390/e21121232>.
- [62] M. Feidt, R. Feidt, Du rôle fondamental de l'entropie de transfert de chaleur et de la production d'entropie dans la description et l'optimisation des moteurs thermodynamiques : le cas emblématique de la machine de Carnot, disponible sur arXiv.fr.
- [63] Y. Wang, Unified Approach to Thermodynamic Optimization of Generic Objective Functions in the Linear Response Regime, *Entropy* 18 (2016) 161. <https://doi.org/10.3390/e18050161>.
- [64] M. Feidt, Thermodynamics of energy systems and processes: a review and perspectives, *J. Appl. Fluid Mech.* 5 (2012) 85-98. <https://doi.org/10.36884/jafm.5.02.12171>.
- [65] M. Blaise, Contribution au développement des moteurs à apport de chaleur externe utilisés pour la conversion des rejets thermiques industriels en électricité. Modélisation et optimisation thermodynamique d'un nouveau convertisseur : Turbosol, Thèse de doctorat, Université de Lorraine, 2016.
- [66] M. Feidt, M. Costea, C. Stanciu, D. Stanciu, Entropic model and optimization of a refrigeration machine, *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, 595 (2019). <https://doi.org/10.1088/1757-899X/595/1/012025>.
- [67] M. Feidt, M. Costea, S. Petrescu, C. Stanciu, Nonlinear Thermodynamic Analysis and Optimization of a Carnot Engine Cycle, *Entropy* 18 (2016) 243. <https://doi.org/10.3390/e18070243>.
- [68] M. Feidt, Reconsideration of efficiency of processes and systems from a non-equilibrium point of view, *Int. J. Energy Environ. Econ.* 11 (2001) 31-49.
- [69] M. Feidt, M. Costea, From Finite Time to Finite Physical Dimensions Thermodynamics: The Carnot Engine and Onsager's Relations Revisited, *J. Non-Equil. Thermodyn.* 43 (2018) 151-161. <https://doi.org/10.1515/jnet-2017-0047>.
- [70] P. Palazzo, Carnot and Joule cycles implied in generalized entropy and exergy properties as fundamentals of extrema principles, *Entropy* 27(12) (2025) 1219. <https://doi.org/10.3390/e27121219>.

Liste Supplémentaire de Références IJTS

- [1s] B. Le Lostec, J. Millette, N Galanis, Finite time thermodynamics study and exergetic analysis of ammonia-water absorption systems, *Int. J. Therm. Sci* 49 (2010) 1264-1276. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2010.02.005>.
- [2s] P. K. Bhardwaj, S. C. Kaushik, S. Jain, General performance characteristics of an irreversible vapour absorption refrigeration system using finite time thermodynamic approach, *Int. J. Therm. Sci.* 44 (2005) 189-196. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2004.07.004>.
- [3s] Y. Ge, L. Chen, F. Sun, C. Wu, Thermodynamic simulation of performance of an Otto cycle with heat transfer and variable specific heats of working fluid, *Int. J. Therm. Sci.* 44 (2005) 506-511. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2004.10.001>.
- [4s] A. Kodal, B. Sahin, Finite size thermoeconomic optimization for irreversible heat engines, *Int. J. Therm. Sci.* 42 (2003) 777-782. [https://doi.org/10.1016/S1290-0729\(03\)00048-6](https://doi.org/10.1016/S1290-0729(03)00048-6).
- [5s] J. Zheng, L. Chen, F. Sun, C. Wu, Powers and efficiency performance of an endoreversible Braysson cycle, *Int. J. Therm. Sci.* 41 (2002) 201-205. [https://doi.org/10.1016/S1290-0729\(01\)01298-4](https://doi.org/10.1016/S1290-0729(01)01298-4).

- [6s] T. Zheng, L. Chen, F. Sun, C. Wu, The influence of heat resistance and heat leak on the performance of a four-heat-reservoir absorption refrigerator with heat transfer law of $Q \propto \Delta(T-1)$, *Int. J. Therm. Sci.* 43 (2004) 1187-1195. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2004.04.008>.
- [7s] Y. Huang, D. Sun, Y. Kang, Performance optimization for an irreversible four-temperature-level absorption heat pump, *Int. J. Therm. Sci.* 47 (2008) 479-485. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2007.03.013>.
- [8s] X. Qin, L. Chen, F. Sun, C. Wu, Performance of an endoreversible four-heat-reservoir absorption heat pump with a generalized heat transfer law, *Int. J. Therm. Sci.* 45 (2006) 627-633. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2005.08.005>.
- [9s] J. Liu, B. Lin, W. Hu, J. Chen, Influence of multi-irreversibilities on the performance of a Brayton refrigeration cycle working with an ideal Bose or Fermi gas, *Int. J. Therm. Sci.* 47 (2008) 1374-1381. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2007.10.013>.
- [10s] L. Chen, Y. Bi, F. Sun, C. Wu, A generalized model of a combined refrigeration cycle and its performance, *Int. J. Therm. Sci.* 38 (1999) 712-718. [https://doi.org/10.1016/S1290-0729\(99\)80064-7](https://doi.org/10.1016/S1290-0729(99)80064-7).
- [11s] J. He, X. Wu, W. Ouyang, Performance optimization of an irreversible quantum spin refrigeration cycle, *Int. J. Therm. Sci.* 45 (2006) 938-944. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2005.11.003>.
- [12s] D. Dai, F. Yuan, R. Long, Z. Liu, W. Liu, Performance analysis and multi-objective optimization of a Stirling engine based on MOPSOCD, *Int. J. Therm. Sci.* 124 (2018) 399-406. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2017.10.030>.
- [13s] P. Roy, M. Désilets, N. Galanis, H. Nesreddine, E. Cayer, Thermodynamic analysis of a power cycle using a low-temperature source and a binary $\text{NH}_3\text{-H}_2\text{O}$ mixture as working fluid, *Int. J. Therm. Sci.* 49 (2010) 48-58. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2009.05.014>.
- [14s] E. P. Gyftopoulos, Pictorial visualization of the entropy of thermodynamics, *Int. J. Therm. Sci.* 38 (1999) 741-757. [https://doi.org/10.1016/S1290-0729\(99\)80031-3](https://doi.org/10.1016/S1290-0729(99)80031-3).
- [15s] P. Saechan, S. Wongwises, Optimal configuration of cross flow plate finned tube condenser based on the second law of thermodynamics, *Int. J. Therm. Sci.* 47 (2008) 1473-1481. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2007.12.009>.
- [16s] T. M. Ortiz, E. A. Groll, B. A. Meyer, Thermodynamic analysis of a heat-driven metal hydride cogeneration cycle, *Int. J. Therm. Sci.* 40 (2001) 165-172. [https://doi.org/10.1016/S1290-0729\(00\)01205-9](https://doi.org/10.1016/S1290-0729(00)01205-9).

Liste Supplémentaire de Références internationales

- [1i] V. Bertola, E. Cafaro, A critical analysis of the minimum entropy production theorem and its application to heat and fluid flow, *Int. J. Heat Mass Transfer* 51 (2008) 1907-1912. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.06.041>.
- [2i] L. Nummedal, S. Kjelstrup, Equipartition of forces as a lower bound on the entropy production in heat exchange, *Int. J. Heat Mass Transfer* 44 (2001) 2827-2833. [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(00\)00321-5](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(00)00321-5).
- [3i] A. Parlak, H. Yasar, H.S. Soyhan, C. Deniz, Optimization of an Irreversible Diesel Cycle: Experimental Results of a Ceramic Coated Indirect-Injection Supercharged Diesel Engine, *Energy and Fuels* 22 (2008) 1930-1935. <https://doi.org/10.1021/ef700765n>.
- [4i] F. Angulo Brown, An Ecological Optimization criterion for finite-time heat engines *Journal of Applied Physics* 69 (1991) 7465. <https://doi.org/10.1063/1.347562>.
- [5i] A.C. Hernandez, A. Medina, J.M.M. Roco, J.A. White, S. Velasco, Unified optimization criterion for energy converters, *Phys. Rev. E* 63 (2001) 037102.
- [6i] J. Chen, Z. Yang, Unified description of endoreversible cycles, *Phys. Rev. A* 39 (1989) 4140-45147. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.39.4140>.
- [7i] M. Ondrechen, B. Andresen, M. Mozurkewich, R. Berry, Maximum work from a finite reservoir by sequential Carnot cycles, *Am. J. Phys.* 49 (1981) 681). <https://doi.org/10.1119/1.12426>.
- [8i] P. Salamon A. Nitzan, Finite time optimization of a Newton's law Carnot cycles, *J. Chem. Phys.* 74 (1981) 3546. <https://doi.org/10.1063/1.441482>.
- [9i] O.M. Ibrahim, S.A. Klein, Optimum Power of Carnot and Lorenz Cycles, *ASME HTD* 124 (1989) 91-96.
- [10i] P.T. Landsberg, H.S. Leff, Thermodynamic Cycles with nearly universal maximum-work efficiencies, *J. Phys. A: Math. Gen.* 22 (1989) 4019-4026.
- [11i] A. De Vos, Reflections on the power delivered by endoreversible engine, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 20 (1987) 232-236.
- [12i] P. Chambadal, Les limites de la transformation de la chaleur en travail, *Entropie* 3 (1965) 9-16.

- [13i] A. Bejan, D. Tondeur, Equipartition, Optimal Allocation, and the Constructal Approach to Predict Organization in Nature, *Revue Générale de Thermique* 37 (1998) 165-188.
- [14i] A. Bejan, Entropy Generation Minimization: The New Thermodynamics of Finite Size Devices, and Finite-Time Processes, *J. Appl. Phys.* 79 (1996) 1191-1218. <https://doi.org/10.1063/1.362674>.
- [15i] S. Sieniutycz, Generalized Carnot Problem of Maximum Work in a Finite-Time via Hamilton-Jacobi-Bellmann equation, *Proceedings of Flowers'97*, 151-159, Florence, Italy.
- [16i] B. Agnew, A. Andresen, T.H. Frost, Optimization of a steady flow Carnot cycle with external irreversibilities for maximum specific output, *Appl. Therm. Eng.* 17 (1997) 3-15. [https://doi.org/10.1016/1359-4311\(96\)00032-4](https://doi.org/10.1016/1359-4311(96)00032-4).
- [17i] D. Gutkiewicz-Krusin, I. Procaccia, J. Ross, On the efficiency of rate processes. Power and efficiency of heat engines, *J. Chem. Phys.* 69 (1978) 3898-3906. <https://doi.org/10.1063/1.437127>.
- [18i] J. Gonzales-Ayala, J.M.M. Roco, A. Medina, A.C. Hernandez, Carnot-Like Heat Engines Versus Low-Dissipation Models, *Entropy* 19 (2017) 182. <https://doi.org/10.3390/e19040182>.
- [19i] M.H. Ahmadi, M.A. Ahmadi, F. Pourfayaz, Entropy analysis and optimization of irreversible Carnot-like heat engine, *Mechanics and Industry* 18 (2017) 1-15. <https://doi.org/10.1051/meca/2016018>.
- [20i] L.S. Wang, The Second Law: From Carnot to Thomson-Clausius, to the Theory of Exergy, and to the Entropy-Growth Potential Principle, *Entropy* 19 (2017) 57. <https://doi.org/10.3390/e19020057>.
- [21i] C.V. Johnson, An exact model of the power-to-efficiency trade-off while approaching the Carnot limit, *Phys. Rev. D* 98 (2018) 026008. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.026008>.
- [22i] I. Iyyappan, M. Ponmurugan, Relations between the efficiency, power and dissipation for linear irreversible heat engine at maximum trade-off figure of merit, *J. Stat. Mech.: Theory and Experiments*, 2011 (2018) 033202.
- [23i] V. Holubec, A. Ryabov, Maximum efficiency of low-dissipation heat engines at arbitrary power, *J. Stat. Mech.: Theory and Experiments*, 2016 (2016) 073204.
- [24i] J. Gonzales-Ayala, F. Angulo Brown, A.C. Hernandez, S. Velasco, On reversible, endoreversible, and irreversible heat device cycles versus the Carnot cycle: a pedagogical approach to account for losses, *Eur. J. Phys.* 37 (2016) 045103.
- [25i] K. Wagner, K.H. Hoffmann, Chemical reactions in endoreversible thermodynamics, *Eur. J. Phys.* 37 (2016) 015101.
- [26i] N. Sanchez-Salas, L. Lopez-Palacios, S. Velasco, A.C. Hernandez, Optimization criteria, bounds, and efficiencies of heat engines, *Phys. Rev. E* 82 (2010) 051101. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.82.051101>.
- [27i] O. Kedem, S.R. Caplan, Degree of coupling and its relation to efficiency of energy conversion, *Trans. Faraday Soc.* 61 (1965) 1897-1911. <https://doi.org/10.1039/TF9656101897>.
- [28i] L.A. Arias-Hernandez, F. Angulo-Brown, R.T. Paez-Hernandez, First order irreversible thermodynamic approach to simple energy converter, *Phys. Rev. E* 77 (2008) 011123. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.77.011123>.
- [29i] B. Andresen, R.S. Berry, M.J. Ondrechen, P. Salamon, Thermodynamics for Processes in Finite Time, *Acc. Chem. Res.* 17 (1984) 266-271.
- [30i] T.N.F. Roach, P. Salamon, J. Nulton, B. Andresen, B. Felts, A. Haas, S. Calhoun, N. Robinett, F. Rohwer, Application of Finite-Time and Control Thermodynamics to Biological Processes at Multiple Scales, *J. Non-Equilib. Thermodyn.* 43 (2018), 193-210. <https://doi.org/10.1515/jnet-2018-0008>.
- [31i] B. Andresen, Current trends in Finite-Time Thermodynamics, *Angew. Chem. Int. Ed. Engl.* 50 (2011) 2690-2704. <https://doi.org/10.1002/anie-201001411>.
- [32i] K.H. Hoffmann, J.M. Burzler, S. Schubert, Endoreversible thermodynamics, *J. Non-Equilib. Thermodyn.* 22 (1997), 311-335. <https://doi.org/10.1515/jnet-1997-0008>.
- [33i] A. Tsirlin, I. Sukin, Average Optimization and Finite-Time Thermodynamics, *Entropy* 22 (2020) 912. <https://doi.org/10.3390/e22090912>.
- [34i] J.M. Gordon, Maximum power point characteristics of heat engine as a general thermodynamic problem, *Am. J. Phys.* 57 (1989) 1136-1142. <https://doi.org/10.1119/1.16130>.
- [35i] J. Gonzales-Ayala, M. Santillan, M.J. Santos, A.C. Hernandez, J.M.M. Roco, Optimization and Stability of Heat Engines: The Role of Entropy Evolution, *Entropy* 20 (2018) 865. <https://doi.org/10.3390/e20110865>.
- [36i] M. Feidt, Sur une systématique des cycles imparfaits, *Entropie - Numéro Spécial "De la Thermotechnique à la Thermodynamique"* 205 (1997) 53-61.
- [37i] M. Feidt, Chap. 26, in C. Wu, L. Chen, J. Chen (Eds.), *Recent Advances in Finite Time Thermodynamics*, Nova Science Publishers, New York, 1999, pp. 449-471.
- [38i] V. Radcenco, E. Vasilescu, M. Feidt, The substantiation of the exergetic method of analysis based on finite time thermodynamics, *Entropie* 232 (2001) 5-8.

- [39i] M. Feidt, Reconsideration of efficiency of processes and systems from a non-equilibrium point of view, *Int. J. of Energy, Environment and Economics* 11 (2001) 31-49.
- [40i] M. Feidt, Optimisation des machines motrices selon la thermodynamique en temps fini ; une revue et des prolongements proposés, *Entropie* 239-240 (2002) 78-80.
- [41i] M. Feidt, *Energétique : concepts et applications*, Dunod, Paris, 2006.
- [42i] M. Feidt, Optimal Thermodynamics – New Upperbounds, *Entropy* 11 (2009) 529-547.
<https://doi.org/10.3390/e11040529>.
- [43i] M. Feidt, M. Costea, From Finite Time Thermodynamics to Finite Physical Dimensions Thermodynamics, 14th JETC Conference, May 21-25, 2017, Budapest, Hungary.
- [44i] M. Feidt, D. Tondeur, Apports de la thermodynamique irréversible à l'analyse et l'optimisation de procédés, *Récents progrès en génie des procédés* 110 (2017) 1.(15)1-6.
- [45i] M. Blaise, M. Feidt, O. Maillet, Optimization of an irreversible Carnot engine with changing phase working fluid, *Proceedings of 29th Int. Conference on efficiency, Cost, Optimization, Simulation and Environmental Impact of Energy Systems ECOS 2016*, June 19-23, Portoroz, Slovenia.
- [46i] M. Feidt, Optimal use of energy systems and processes, *Int. J. of Exergy (IEEES-3, special issue)* 5 (2008) 500-531.
- [47i] M. Blaise, M. Feidt, O. Maillet, Influence of the working fluid properties on optimized power of an irreversible finite dimensions Carnot engine, *Energy Convers. Manag.* 163 (2018) 444-456.
<https://doi.org/10.1016/j.enconman.2018.02.056>.

Liste de livres de Thermodynamique fortement connectés au sujet rapporté

- [B1] V.M. Brodiansky, S. Carnot 1796-1832, Collection Etudes, Presses Universitaires de Perpignan, 2006 (traduit de l'œuvre ruse « S. Carnot » de V.M. Brodiansky, par A Goriatchev, 2006).
- [B2] S. Sieniutycz, P. Salamon, editors, *Finite-Time Thermodynamics and Thermoeconomics*, *Advances in Thermodynamics*, Vol. 4, Taylor&Francis, New York, 1990.
- [B3] S. Sieniutycz, A. De Vos, editors, *Thermodynamics of Energy Conversion and Transport*, Springer Verlag, New York, 2000.
- [B4] Y.M. El Sayed, *The Thermoeconomics of Energy Conversion*, Elsevier, Oxford, 2003.
- [B5] R.S. Berry, V.A. Kazakov, S. Sieniutycz, Z. Szwast, A.M. Tsirlin, *Thermodynamic Optimization of Finite-Time Processes*, Wiley, England, 2000.
- [B6] S. Sieniutycz, H. Farkas, editors, *Variational and Extremum Principles in Macroscopic Systems*, Elsevier, Oxford, 2005.
- [B7] C. Wu, L. Chen, J. Chen, editors, *Recent Advances in Finite-Time Thermodynamics*, Nova Science Publishers, New York, 1999.
- [B8] L. Chen, F. Sun, editors, *Advances in Finite-Time Thermodynamics*, Nova Science Publishers, New York, 2004.
- [B9] M. Feidt, *Finite Physical Dimensions Optimal Thermodynamics (1-Fundamentals, 2-Complex Systems)*, ISTE Press – Lavoisier, London, 2017-2018.