

Deux cents ans depuis la parution du livret de Carnot : un exemple à suivre

Michel FEIDT*

Laboratoire Énergies et Mécanique Théorique et Appliquée

2, avenue de la Forêt de Haye – 54518 Nancy

*(auteur correspondant : michel.feidt@univ-lorraine.fr)

Résumé – Deux cents ans plus tard, les résultats principaux de l’opuscule de Carnot figurent dans tous les livres de thermodynamique macroscopique. Malgré cela, on a noté dans les années 1980, une nouvelle tendance, marquée par un article culte, celui de Curzon et Ahlborn qui introduit la durée des transformations du cycle. On montre dans cette communication comment l’œuvre magistrale de Carnot a d’abord été ignorée, puis redécouverte et complétée présentement par des nouveaux développements.

Nomenclature

\dot{C}_C	débit calorifique, $W.K^{-1}$	τ	temps, s
C_{fi}	action de production d’entropie, $J.s.K^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
G	conductance de transfert sur la durée du cycle, $J.K^{-1}$	C	relatif au fluide cyclé du côté froid (cold)
K	conductance de transfert thermique, $W.K^{-1}$	c	Carnot
n	paramètre d’écoulement	CS	relatif à la source froide
\dot{Q}	flux thermique, W	H	relatif au fluide cyclé du côté chaud (hot)
ΔS_I	production d’entropie interne, $J.K^{-1}$	HS	relatif à la source chaude
T	température, K	i	relative à la transformation i
W	énergie mécanique, J	p	pertes thermiques
\bar{W}	puissance moyenne du cycle, W	S	relatif au système
<i>Symboles grecs</i>		0	relatif à l’ambiance
η	rendement		
φ	variable extensive réduite		

1. Introduction

2024 est une année anniversaire de la parution du livre de S. Carnot [1]. Un livre exceptionnel de densité et de profondeur scientifique par sa concision.

Après un oubli d’une vingtaine d’années, le livre a d’abord été redécouvert par Clapeyron, puis Clausius dans un second temps. C’est alors qu’est apparue toute la richesse de l’opuscule, même si celui-ci se limite à la Thermostatique (ou thermodynamique de l’équilibre).

Depuis, ce petit arbre a grandi et donné de nouvelles branches qui seront évoquées dans le paragraphe 6. Mais tout d’abord nous voulons résumer et situer brièvement l’histoire et l’essentiel de l’opuscule (paragraphe 2).

Dans le paragraphe 3, nous montrerons comment l’histoire a de nouveau caché des évolutions lentes des idées à partir du travail de Carnot [2,3]. Des travaux ont en effet abordé le prolongement de l’œuvre de Carnot, bien avant la publication de l’article de Curzon-Ahlborn [4].

Pour notre compte depuis environ 40 ans, nous tentons d'ajouter de petites pierres à cet impressionnant édifice, comme d'autres auteurs. Le paragraphe 4 proposera une rétrospective de nos avancées les plus marquantes jusqu'à ce jour [5].

Ces contributions doivent être restituées dans un ensemble de courants de pensées qui font l'objet du paragraphe 5. Nous proposons une unification de ces divers courants sous la forme d'une branche phénoménologique de la thermodynamique que nous qualifions de FDOT (Finite physical Dimensions Optimal Thermodynamics ; thermodynamique optimale en dimensions physiques finies) : quelques résultats illustreront le propos [6,7]).

Le paragraphe 6 se doit d'ouvrir la proposition à d'autres branches de la thermodynamique très florissante, mais plus récentes. On pense surtout à la Thermodynamique relativiste [8] et la Thermodynamique quantique pour les sujets les plus fondamentaux, mais aussi comme à l'époque de Carnot, à des aspects applicatifs : analyse énergétique ; analyse entropique ; analyse exergétique, et plus encore, thermo-économie, thermodynamique environnementale.

Le paragraphe 7 tirera quelques conclusions – perspectives.

2. Brève histoire classique du livre de Carnot [1] (1796-1832)

L'opuscule publié par Carnot concerne en fait les moteurs thermomécaniques. Il a été publié il y a 2 siècles par un homme jeune polytechnicien, qui a bénéficié du contact avec un père (Lazare) mécanicien (ce qui transparait dans le livre) et membre de l'Institut de France.

L'environnement scientifique et technique d'un moment marque un intérêt prononcé pour les applications des machines thermomécaniques.

L. Carnot s'intéresse au pyrèolophore des frères Niepce. Dans le même moment apparaissent :

- la machine de Newcomen (1768),
- la machine de Watt (1775),

puis en France, un peu plus tard :

- la machine de D. Papin (1817-1832),
- le fardier de Cugnot (1827),

puis

- la machine à vapeur de Stephenson (1820).

À cette période d'invention effrénée décrite ci-dessus, correspond en fait une lente progression de l'usage de l'énergie calorifique qui commence avec la maîtrise du feu par l'humain (phlogistique), puis l'usage de l'énergie animale et (ou) humaine. Enfin, juste avant la découverte des machines thermomécaniques qui aboutira à la naissance de l'ère industrielle, il y aura l'usage de l'énergie mécanique : énergie du vent (moulin à vent), énergie hydraulique (moulin à l'eau).

On notera toutefois l'existence de l'éolipile (Heron, 2^{ème} siècle avant JC), forme ludique d'une machine à vapeur.

3. Suite récente du prolongement historique des travaux de Carnot

On résume ici en partant de l'efficacité de Carnot, quelques résultats présentés à CIEM 2021 [9]. Ces résultats sont relatifs au moteur de Carnot en contact avec 2 thermostats (de capacités thermiques infinis), dont l'expression du rendement de Carnot est bien connue :

$$\eta_C = 1 - \frac{T_{CS}}{T_{HS}} \quad (1)$$

Il en résulte en particulier un bouquet de modèles endoréversibles, dont le modèle de Curzon-Ahlborn [4] :

$$\eta_{CNCA} = 1 - \sqrt{\frac{T_{CS}}{T_{HS}}} \quad (2)$$

Ce rendement nommé selon nous rendement de Chambadal-Novikov-Curzon-Ahlborn [10,11,4] est un rendement à $Max \bar{W}$, maximum de puissance moyenne de cycle (voir d'énergie), dans le cas endoréversible, le plus étudié jusque très récemment.

3.1. Bouquet de modèles endoréversibles de moteur de Carnot

On donne ci-après trois expressions particulières du rendement à $Max \bar{W}$ illustrant la diversité des modèles :

- Cas du modèle avec des conductances de transfert finies et avec pertes thermiques (K_p) :

$$\eta(Max \bar{W}) = \left(1 - \sqrt{\frac{T_{CS}}{T_{HS}}}\right)^2 \cdot \frac{1}{1 - \sqrt{\frac{T_{CS}}{T_{HS}} + \frac{K_p}{K}} \eta_C} \quad (3)$$

où $\frac{1}{K} = \frac{1}{K_C} + \frac{1}{K_H}$.

- Cas du modèle avec des débits calorifiques finis ($\dot{C}_C ; \dot{Q}_H$) :

$$\eta(Max \bar{W}) = 1 - \sqrt{\frac{\dot{C}_C T_{CS}}{\dot{Q}_H} \ln \left(1 - \frac{\dot{Q}_H}{\dot{C}_C T_{CS}}\right)} \quad (4)$$

Cas du modèle avec n , paramètre d'écoulement :

$$\eta(Max \bar{W}) = \frac{n}{n-1} \left(1 - \sqrt{\frac{T_{CS}}{T_{HS}}}\right) \quad (5)$$

Il apparaît une grande diversité de résultats. Le seul point commun de l'ensemble de ces approches est relatif à la configuration endoréversible de toutes ces machines. Il en résulte la nécessité et l'utilité de considérer des convertisseurs thermomécaniques réels, donc avec production d'entropie. C'est ce qui sera analysé dans le paragraphe 4.

3.2. Incidence de l'environnement et de l'économie

Carnot, dans son mémoire, a manifesté son souci de l'économie (coût de fabrication du moteur, puis coût de fonctionnement à travers la notion de rendement).

La préoccupation environnementale est beaucoup plus récente. On illustrera ces 2 points par :

- a) le rendement écologique [12] :

$$\eta_{écologique} = 1 - \frac{T_{CS}}{T_{HS}} \sqrt{\frac{1 + \frac{T_{CS}}{T_{HS}}}{2}} \quad (6)$$

- b) le rendement thermo-économique [13] appliqué à un moteur irréversible, contrairement aux rendements ci-dessus qui sont tous relatifs à une configuration endoréversible.

3.3. Autres cas d'étude

Parmi ces autres cas, on distingue des variantes de moteur de Carnot. On donne comme exemple le modèle de moteur de Carnot avec source finie [6, page 82]. La particularisation à la source finie est immédiate :

$$\eta(\text{Max } \bar{W}) = 1 - \sqrt{\frac{T_0}{T_{HSi}}} \quad (7)$$

Cette relation complète les résultats du modèle de Chambadal [20] dans le cas d'une source finie.

4. Tentative de rétrospective et synthèse des avancées aux travaux de Carnot

4.1. Configurations endoréversibles

Les prolongements sont assez nombreux et variés. Certains sont même très anciens [2,7,3]. Nous avons appris récemment l'existence d'un travail américain [14] postérieur à celui de Curzon-Ahlborn. Mais on notera que la quasi-totalité des articles se réfèrent à des configurations endoréversibles.

Un article [15] propose une systématique des cycles imparfaits pour machines endoréversibles avec pertes thermiques (K_p). Le flux thermique fini à la source, \dot{Q}_{HS0} , est une contrainte supplémentaire pour l'ensemble des moteurs.

Contrairement aux études endoréversibles courantes, dont les résultats sont fonctions de grandeurs intensives, on trouve alors un rendement fonction d'une variable extensive réduite φ , telle que :

$$\varphi = \frac{\dot{Q}_{HS0}}{K_p T_{CS}} \quad (8)$$

Le rendement endoréversible non adiabatique est tel que :

$$\eta_{\text{endo,non adiabatique}} < \frac{\varphi}{1+\varphi} \quad (9)$$

Et le nice radical est donc remplacé par une nouvelle forme extensive réduite :

$$\eta(\text{Max } \bar{W}) = 1 - \frac{1}{\sqrt{1+\varphi}} \quad (10)$$

On rappelle que ce résultat est valable pour l'ensemble des moteurs Otto-Beau de Rochas, Diesel, Brayton-Joule, Stirling, Ericsson [15].

Ceci nous incite à proposer un nouveau paradigme : la Thermodynamique en Dimensions Physiques Finies (TDPF). Les dimensions physiques finies sont de manière générale des variables extensives : K ou $R = \frac{\dot{I}}{K}$; \dot{C} ; \dot{Q} ou C , Q , E ; puis T , températures et enfin t ou τ , durées des transformations et du cycle.

4.2. Configurations irréversibles du convertisseur

La littérature nous montre que la première tentative de prise en compte des irréversibilités de cycle fait appel à une méthode de ratio [10,16].

La présente extension vise à relier l'efficacité des moteurs réels à la Thermodynamique mésoscopique irréversible, d'un point de vue fondamental, à travers la variable intensive T , température, mais hors équilibre [17], puis à travers la variable conjuguée S , l'entropie [18]. Mais on notera que la première référence est centrée sur les matériaux et la deuxième, sur les transferts de chaleur et de matière. Au contraire, notre proposition considère pour les machines thermiques, les transferts de chaleur et de matière, en même temps que la conversion d'énergie : on insiste selon le cas sur les mécanismes de transfert ou de conversion d'énergie thermique en énergie mécanique, mais en présence des irréversibilités associées :

- moteur endo-réversible ou endo-irréversible ;
- transferts thermiques réversibles ou irréversibles.

Les principaux modèles que nous avons étudiés sont :

- le moteur de Carnot endo-irréversible (exo-réversible) [19] ;
- le moteur de Chambadal avec irréversibilité interne [5,20].

Nous avons privilégié la méthode de production d'entropie par rapport à la méthode du ratio, car la première est plus complète et proche de la physique du problème.

Les principaux résultats relatifs à la configuration du moteur de Carnot endo-irréversible sont disponibles dans [19]. On rappelle ici le rendement au maximum d'énergie mécanique du cycle :

$$\eta_I(Max W) = \eta_C \left(1 - \frac{(\sum_i \sqrt{C_{ii}})^2}{\tau \cdot \Delta S_S} \right) \quad (11)$$

où C_{ii} est l'action de production d'entropie de la transformation irréversible i (nouveau concept) ; $\tau \cdot \Delta S_S$ est l'action de transfert d'entropie disponible.

L'optimisation en puissance est ensuite réalisée, conduisant à une période optimale pour le cycle. Cette période est associée au maximum de puissance moyenne de cycle.

La même démarche d'optimisation a été appliquée au modèle de Chambadal amélioré. Elle a donné lieu à des publications [5,20]. L'optimisation séquentielle fournit en premier un optimum énergétique :

$$Max_1 W = G_H (\sqrt{T_{HS}} - \sqrt{(1 + s_I) T_0})^2 - T_0 \Delta S_I \quad (12)$$

avec $s_I = \frac{\Delta S_{IH}}{G_H}$. On fait donc apparaître un ratio entropique particulier.

Un nouvel article relatif au modèle de Chambadal vient de paraître [21] avec des compléments significatifs (nouveaux concepts et variante de modèle) permettant de proposer un encadrement du rendement irréversible au maximum de puissance. Ce résultat est complètement nouveau. Cette démarche pourra être complétée par d'autres avancées. On pense tout particulièrement au modèle plus complet de Curzon et Ahlborn qu'il est aussi possible d'améliorer. Un article écrit dans ce sens est accepté pour publication dans le journal Entropie [22], à la suite d'un premier article faisant le point sur le modèle de Curzon-Ahlborn [23].

5. Unification des divers courants de la branche Thermodynamique Phénoménologique (tentative)

Les paragraphes précédents ont montré qu'il existe encore un espace de développement substantiel suite aux propositions de Carnot. Nous espérons que nos contributions permettront

de renforcer cette démarche centrée sur les moteurs. Mais un autre pan du développement concerne les machines à cycles inverses. Par faute de place, nous laissons le lecteur découvrir les articles correspondants.

Le rapprochement de ces deux directions de travail doit permettre une unification quel que soit la machine. Une seconde unification est possible avec la thermodynamique en temps fini, puis en vitesse finie. Notre proposition en résulte sous forme d'une Thermodynamique Optimale en Dimensions physiques Finies (TODF, ou FDOT en anglais, Finite physical Dimensions Optimal Thermodynamics) [6,7].

6. Autres branches de la Thermodynamique

Celles-ci prolongent soit l'aspect applicatif, soit l'aspect fondamental.

Pour l'aspect applicatif, on pourrait analyser la Thermo-économie, Thermodynamique et environnement (on pense ici à la suite des travaux de Georgescu-Roegen [24]).

La Thermodynamique est aussi utile dans l'étude du vivant que caractérise l'évolution.

Enfin, comme on l'a précisé [8], la Thermodynamique relativiste, puis quantique est utile respectivement dans les grandes échelles, mais aussi les petites échelles. Il y a là encore un enjeu d'unification fondamentale.

7. Conclusion

Nous espérons avoir montré comment un opuscule de 120 pages a donné lieu à une révolution industrielle (partie applicative), mais aussi a ouvert la voie à des découvertes fondamentales dans des sujets essentiels : la Vie, les grandes structures de l'univers, les particules fondamentales de l'infiniment petit.

Références

- [1] S. Carnot, *Réflexion sur la puissance motrice du feu et des machines propres à développer cette puissance*, Albert Blanchard : Paris, France (1953).
- [2] M. Feidt, The History and Perspectives of Efficiency at Maximum Power of the Carnot Engine, *Entropy*, 19 (2017), 369.
- [3] A. Vaudrey, F. Lanzetta, M. Feidt, H. B. Reitlinger and the origins of the efficiency at maximum power formula for heat engines. *J. Non-Equili. Thermodyn.*, 39-4 (2014), 199-203.
- [4] F. L. Curzon, B. Ahlborn, Efficiency of a Carnot engine at maximum power output, *Am. J. Phys.*, 43 (1975), 22–24.
- [5] 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.
- [6] M. Feidt, *Finite Physical Dimensions Optimal Thermodynamics, Tome 1 – Fundamentals*, ISTE Press - Elsevier (2017)., Tome 2 – Complex systems, 2018.
- [7] M. Feidt, *Finite Physical Dimensions Optimal Thermodynamics, Tome 2 – Complex Systems*, ISTE Press - Elsevier (2017).
- [8] L. de Broglie, *Diverses questions de mécanique et de thermodynamique classique et relativiste*, Springer (1995).
- [9] M. Feidt, Energie–Environnement : Optimizations and Constraints, Conférence invitée, 10th International Conference on Energy and Environment, CIEM 2021 (Bucarest, Roumanie, 14-15 oct. 2021).

- [10] I. Novikov, The efficiency of atomic power stations (a review). *J. Nucl. Energy*, 7 (1958), 125–128.
- [11] P. Chambadal, *Les Centrales Nucléaires*, Armand Colin Paris (1957).
- [12] F. Angulo-Brown, An ecological optimization criterion for finite- time heat engines, *J. Appl. Phys.*, 69-11 (1991), 7465-7469.
- [13] Y. A. Gogus, Thermoeconomic optimization of irreversible Carnot engine, personal communication (dedicated to Professor J. Straub on his 70th birthday), Sept 2002.
- [14] P. Penfield, Available Power for a Non-Ideal Thermal Source, *J. Appl. Phys.*, 32 (1961), 1793, (communicated by R. Egri, 2022).
- [15] M. Feidt, Sur une systématique des cycles imparfaits, *Entropie*, 205 (1997) 53-61.
- [16] O. M. Ibrahim, S. A. Klein, J. W. Mitchell, Optimum heat power cycles for specified boundary conditions, *J. Eng. Gas Turb. Power*, 113 (1991), 514–521.
- [17] D. Jou, J. Casas-Vasquez, J. Lebon, *Extended Irreversible Thermodynamics*, Springer Verlag Berlin (1993).
- [18] A. Bejan, *Entropy Generation through Heat and Fluid Flow*, Wiley Interscience (1982).
- [19] M. Feidt, R. Feidt, Endo-irreversible thermo-mechanical engine with new concept of entropy production action coefficient, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 94-3 (2021), 30901.
- [20] M. Feidt, M. Costea, A New Step in the Optimization of the Chambadal Model of the Carnot Engine, *Entropy* 24 (2022), 84.
- [21] M. Feidt, M. Costea, Improved Chambadal Model with New Optimization Results, *Entropy* 26 (2024), 125.
- [22] R. Irzykiewicz, M. Feidt, Evolution du rendement au maximum de travail utile dans un cycle de Carnot moteur irréversible, *Entropie* (2024), accepté pour publication.
- [23] M. Feidt, G. Siochan, Des prolongements au modèle de Curzon-Ahlborn du moteur de Carnot, *Entropie* (2021), 3, <https://doi.org/10.21494/iste.op.2021.0754>.
- [24] S. Ferrari, *Nicholas Georgescu-Roegen et la bioéconomie*, Edition Le Passager Clandestin (2023).