

# Un modèle mécanique pour bilan d'exergie : analogie avec l'équilibre d'un levier

Ahmed Laouir\*, Pierre LeGoff, Jean Marie Hornut

Laboratoire des Sciences du Génie Chimique (LSGC-ESVE) BP 451, 1, rue Grandville, 54001 Nancy, France

(Reçu le 27 septembre 1999, accepté le 14 septembre 2000)

**Abstract**—We propose an analogy between the laws of thermodynamics and the well-known laws of lever balance in mechanics. That is made possible thanks to the exergetic approach. The energies received or lost by the system are regarded as forces, the corresponding Carnot factors to lever arms. We use the entropic temperature concept to define Carnot factors in the case of mass flows. The equilibrium of the lever with out friction corresponds to a reversible transformation. The equilibrium with friction in the axis to an irreversible one. The irreversibilities in the system are characterized using two parameters: the transfer exergy efficiency and the conversion exergy efficiency. © 2001 Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

**thermodynamics / analogy / exergy / irreversibilities / exergy efficiency**

**Résumé**—Nous proposons une analogie entre les deux principes de la thermodynamique et les lois d'équilibre d'un levier bien connues en mécanique rationnelle. Cela est rendu possible grâce à l'approche exergetique. Les énergies qui rentrent ou sortent du système sont assimilées à des forces, les facteurs de Carnot correspondant à des bras de levier. Nous nous servons du concept de température entropique pour définir des facteurs de Carnot dans le cas de flux de matière. L'équilibre du levier sans frottement correspond à une transformation réversible. L'équilibre avec adhérence dans l'axe à une transformation irréversible. Les irréversibilités dans le système sont caractérisées par deux grandeurs : le rendement exergetique de transfert et le rendement exergetique de conversion. © 2001 Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

**thermodynamique / analogie / exergie / irréversibilités / rendement exergetique**

## Nomenclature

<i>COP</i>	coefficient de performance	
$\dot{E}_x$	puissance exergetique . . . . .	W
$\dot{H}$	puissance enthalpique . . . . .	W
<i>h</i>	enthalpie massique . . . . .	J·kg <sup>-1</sup>
$\dot{m}$	débit massique . . . . .	kg·s <sup>-1</sup>
$\dot{Q}$	flux de chaleur (valeur algébrique) . . .	W
$\dot{S}$	évolution entropique . . . . .	W·K <sup>-1</sup>
<i>s</i>	entropie massique . . . . .	J·kg <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup>
<i>T</i>	température . . . . .	K
<i>T*</i>	température entropique . . . . .	K
$\dot{W}$	puissance mécanique (valeur algébrique)	W
<i>x</i>	titre massique	

## Lettres Grecques

$\eta_{ex}^t$	rendement exergetique de transfert	
$\eta_{ex}^c$	rendement exergetique de conversion	
$\dot{\sigma}$	production d'entropie . . . . .	W·K <sup>-1</sup>
$\theta$	facteur de Carnot = $1 - T_0/T$	
$\theta^*$	facteur de Carnot entropique = $1 - T_0/T^*$	
$\ominus$	bras de levier (valeur absolue du facteur de Carnot)	

## Indices

A	absorbeur
B	bouilleur
C	condenseur
d	détruite (exergie)
E	évaporateur
h	source chaude
<i>i</i>	<i>i</i> ème flux de matière
<i>j</i>	<i>j</i> ème flux de chaleur
M	mélangeur
S	séparateur
0	environnement

\* Correspondance et tirés à part.

E-mail addresses: Laouir@ensic.u-nancy.fr (A. Laouir),  
 Legoff@ensic.u-nancy.fr (P. LeGoff), Hornut@ensic.u-nancy.fr  
 (J.M. Hornut).

Exposants

- + grandeur reçue par le système
- grandeur cédée par le système

### 1. INTRODUCTION

La thermodynamique est une science qui repose sur un nombre très limité de principes alors que son champ d'application est très étendu. La résolution de n'importe quel problème de thermodynamique serait acquise normalement dès que le premier et le second principe sont écrits correctement. Certains auteurs (Borel [1], Ishida [2], De-Nevers [3]) reconnaissent les difficultés liées à l'enseignement de cette discipline. Le recours à un modèle faisant le parallèle entre les lois de la thermodynamique et un cas de l'expérience courante serait très utile pour une interprétation simple et intuitive de ces deux principes. La mécanique rationnelle enseigne qu'un levier est en équilibre dans l'espace à deux dimensions sous deux conditions :

- (1) la résultante des forces qui lui sont appliquées est nulle ;
- (2) la somme des moments de forces par rapport à un point est également nulle.

La première condition traduit l'équilibre en translation, la seconde l'équilibre en rotation. Généralement, les appuis ou liaisons produisent des forces dites de réactions, sous l'effet des forces appliquées, pour ainsi assurer l'équilibre. Mais il peut très bien arriver que ces réactions soient nulles et que le levier soit en équilibre en translation sans pour autant nécessiter d'appuis.

### 2. BILAN D'EXERGIE. RAPPEL

Le bilan d'exergie en régime permanent n'est qu'une combinaison des bilans d'énergie et d'entropie en régime permanent. Pour un système ouvert en régime permanent comme celui de la figure 1, ces deux derniers s'écrivent :

$$\sum_i \dot{m}_i h_i + \sum_{j \neq 0} \dot{Q}_j + \dot{Q}_0 + \dot{W} = 0, \quad (1)$$

$$\sum_i \dot{m}_i s_i + \sum_{j \neq 0} \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \frac{\dot{Q}_0}{T_0} + \dot{\sigma} = 0 \quad (2)$$

Les flux reçus sont positifs et les flux cédés sont négatifs,  $h_i$ ,  $s_i$  et  $\dot{m}_i$  sont l'enthalpie, l'entropie et le débit massiques du  $i$ ème flux de matière.  $\dot{Q}_j$  et  $T_j$

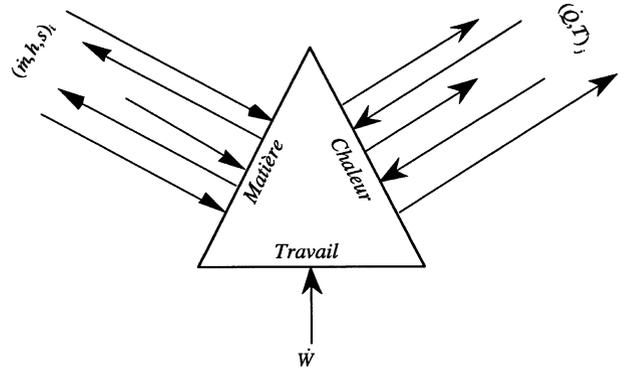


Figure 1. Système ouvert en régime permanent.  
Figure 1. Steady state control volume.

le  $j$ ème flux de chaleur et la température du système à laquelle il est échangé.  $\dot{Q}_0$  est le flux de chaleur échangé avec l'environnement à la température  $T_0$ .  $\dot{\sigma}$  est la production totale d'entropie qui inclut pour un système technologique donné les irréversibilités internes ainsi que celles, externes, liées aux échanges avec les sources et puits de chaleurs. Après élimination de  $\dot{Q}_0$ , le bilan d'exergie s'écrit :

$$\sum_i \dot{m}_i (h_i - T_0 s_i) + \sum_j \dot{Q}_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j}\right) + \dot{W} - T_0 \dot{\sigma} = 0 \quad (3)$$

L'exergie détruite est donnée par  $T_0 \dot{\sigma}$ , égalité connue sous le nom de théorème de Gouy–Stodola. L'expression (3) reste vraie même si aucun flux de chaleur  $\dot{Q}_0$  n'est échangé avec l'environnement.

La grandeur  $h_i - T_0 s_i$  est dite exergie du flux de matière  $i$ . A la vérité c'est une simplification de la vraie exergie donnée par  $(h_i - h_{i0}) - T_0 (s_i - s_{i0})$ ,  $h_{i0}$  et  $s_{i0}$  étant l'enthalpie et l'entropie aux conditions de température  $T_0$  et de pression  $P_0$  du milieu. En vue de les distinguer, la grandeur  $h_i - T_0 s_i$  est parfois appelée fonction exergie ou coenthalpie. Une controverse a vu le jour sur le fait qu'elle soit ou non considérée comme fonction d'état, cela à cause de la température de référence  $T_0$  qui ne peut être fixée de manière universelle. En fait, il s'agit bien là d'une fonction d'état mais qui a la particularité de dépendre d'un paramètre extérieur au système, à savoir la température de l'environnement. Pour cette raison elle est perçue comme *fonction d'état extrinsèque* [1].

La variation de la puissance exergétique des flux de matières mis en jeu au cours de la transformation prenant

place dans le système est :

$$\sum_i \dot{m}_i (h_i - T_0 s_i) = \Delta \dot{H} - T_0 \Delta \dot{S} \quad (4)$$

$\Delta \dot{H}$  et  $\Delta \dot{S}$  sont les variations de l'enthalpie et de l'entropie par unité de temps des flux de matières entrants et sortants du système. La relation précédente peut encore s'écrire :

$$\begin{aligned} \Delta \dot{H} - T_0 \Delta \dot{S} &= \Delta \dot{H} \left( 1 - \frac{T_0}{\Delta \dot{H} / \Delta \dot{S}} \right) \\ &= \Delta \dot{H} \left( 1 - \frac{T_0}{T^*} \right) = \Delta \dot{H} \theta^* \end{aligned} \quad (5)$$

$T^* = \Delta \dot{H} / \Delta \dot{S}$  est la *température entropique* de la transformation et  $\theta^*$  le facteur de Carnot correspondant. Ainsi, la variation d'exergie d'une transformation matérielle peut s'écrire sous la forme d'un produit d'une énergie par un facteur de Carnot comme pour l'exergie d'un flux de chaleur. Finalement le bilan (3) devient :

$$\Delta \dot{H} \theta^* + \sum_j \dot{Q}_j \theta_j - \dot{W} - \dot{E}_{x_d} = 0 \quad (6)$$

### 3. ANALOGIE

Avant de décrire le modèle que nous proposons, commençons tout d'abord par rappeler celui imaginé par Borel [1]. Soit le cas d'un cycle moteur produisant une puissance mécanique  $\dot{W}$  en recevant un flux de chaleur  $\dot{Q}_h$  de haut niveau à une température  $T_h$  tout en rejetant un flux de chaleur  $\dot{Q}_0$  dans l'environnement à  $T_0$  (figure 2). La représentation humoristique de la figure 3 donne une interprétation exergétique de cette transformation cyclique. Les poids des « bonshommes » sont assimilés à des énergies calorifiques et les altitudes auxquelles ils se trouvent à des facteurs de Carnot. L'association poids-altitude correspond à l'exergie. La valorisation de l'énergie calorifique en travail est symbolisée par la remontée d'un certain nombre du niveau  $\theta = \theta_h$  au niveau  $\theta = 1$ . Cette opération implique la descente d'un autre nombre du niveau  $\theta = \theta_h$  au niveau  $\theta = 0$ , c'est à dire la dégradation d'une certaine fraction du flux de chaleur  $\dot{Q}_c$  reçu. Les irréversibilités éventuelles dans le cycle peuvent être assimilées à des frottements aux niveau des poulies. Un nombre supplémentaire de « bonshommes » doit alors descendre pour vaincre ces frottements, c'est-à-dire qu'une fraction supplémentaire de flux  $\dot{Q}_h$  est dégradée réduisant ainsi les performances.

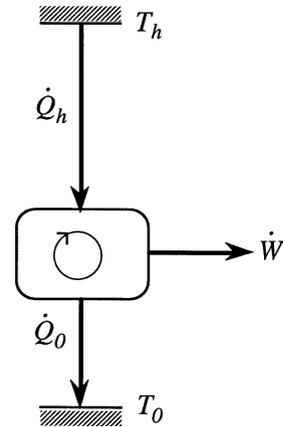


Figure 2. Cycle moteur.

Figure 2. Power cycle.

TABLEAU I / TABLE I  
Signe de l'exergie thermique.  
Thermal exergy sign.

Exergie	$\dot{Q} > 0$ (reçu)	$\dot{Q} < 0$ (cédé)
$T > T_0 : \theta > 0$	positive (1)	négative (3)
$T < T_0 : \theta < 0$	négative (4)	positive (2)

Considérons un système fermé échangeant des flux de chaleur et une puissance mécanique nette  $\dot{W}$  avec l'extérieur. Suivant le signe du flux de chaleur et du facteur de Carnot correspondant, l'exergie thermique est positive ou négative. Le tableau I fait l'inventaire des 4 cas possibles représentés sur la figure 4. Dans le modèle que nous proposons, nous assimilons les flux de chaleur et la puissance mécanique à des forces et les valeurs des facteurs de Carnot à des bras de leviers, les exergies coïncident alors avec les moments de forces.

Comme le montre la figure 5, les flux de chaleur reçus par le système sont représentés par des flèches qui tombent sur le levier, les flux cédés sont orientés vers le haut. Le point d'application de chaque flèche est donné par la valeur algébrique du facteur de Carnot. De même, la puissance mécanique reçue est orientée dans le sens positif, elle agit au point  $\theta = 1$ . L'exergie est positive si le vecteur correspondant agit dans le sens horaire, dans ce cas le flux de chaleur ou la puissance mécanique amène de l'exergie au système. Lorsqu'elle est négative (sens anti-horaire), elle traduit une consommation ou une évacuation d'exergie hors du système. L'exergie détruite est représentée par un moment négatif, elle a le sens d'une exergie sortante.

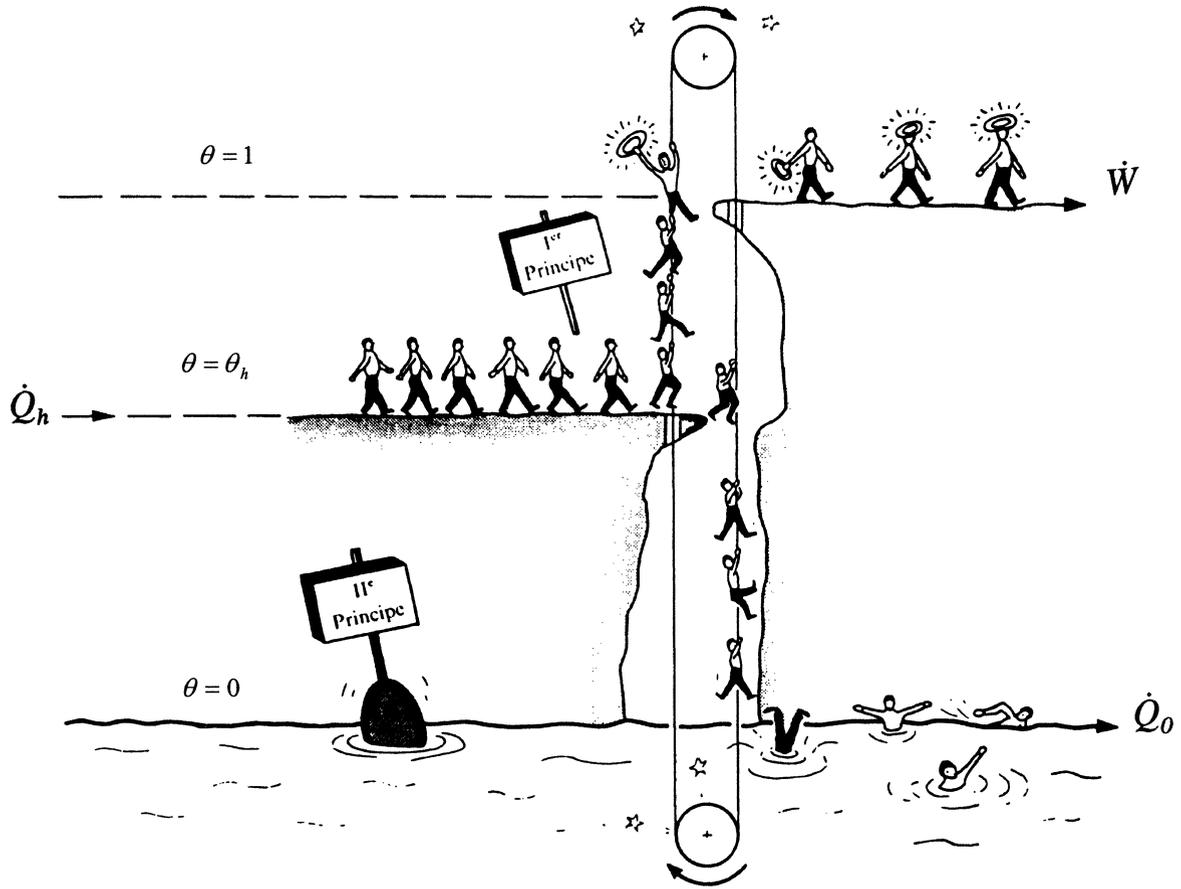


Figure 3. Modèle mécanique du cycle moteur [1].  
 Figure 3. Mechanical model for the power cycle [1].

La grandeur  $\Theta$  désigne le bras de levier, numériquement égal à la valeur absolue du facteur de Carnot. Par  $\dot{Q}_j^+$  et  $\dot{Q}_j^-$  on désigne respectivement un flux de chaleur reçu et un flux de chaleur cédé par le système. Les grandeurs ainsi notées sont toujours de valeurs positives, l'exposant + ou - rappelle seulement si le flux est reçu ou cédé.

Avec cette représentation on peut faire un parallèle entre les lois d'équilibre des leviers et les principes de la thermodynamique :

*Equilibre des forces = Premier principe*

$$\dot{Q}_1^+ + \dot{Q}_4^+ + \dot{W}^+ - \dot{Q}_3^- - \dot{Q}_2^- = 0 \quad (7)$$

*Equilibre des moments de forces = Deuxième principe*

$$\dot{Q}_1^+ \theta_1 + \dot{Q}_2^- \theta_2 + \dot{W}^+ - \dot{Q}_3^- \theta_3 - \dot{Q}_4^+ \theta_4 = \dot{E}x_d \quad (8)$$

Nous nous trouvons dans le cas où la réaction de l'appui est nulle. L'axe du levier coïncide avec la température de référence ( $\theta = 0$ ). La destruction de l'exergie peut être perçue, pour ce modèle également, comme due à un couple d'adhérence. En l'absence d'irrégularités, les exergies reçues et cédées s'équilibrent mutuellement : le couple d'adhérence est nul. En présence d'irrégularités, celles reçues sont plus élevées que celles cédées. Les frottements statiques en l'adhérence au niveau de l'axe viennent compenser le moment de force en excès. Comme la thermodynamique fixe un sens à l'évolution des systèmes, une transformation thermodynamique donnée n'est possible, suivant cette représentation, que si le levier tend à basculer dans le sens positif (sens horaire).

Dans le cas d'un système échangeant également de la matière, les variations des exergies des flux de matière seront traitées comme des exergies de flux de chaleur comme le suggère la relation (6). La figure 6 est une représentation en levier du cycle moteur de la figure 2.

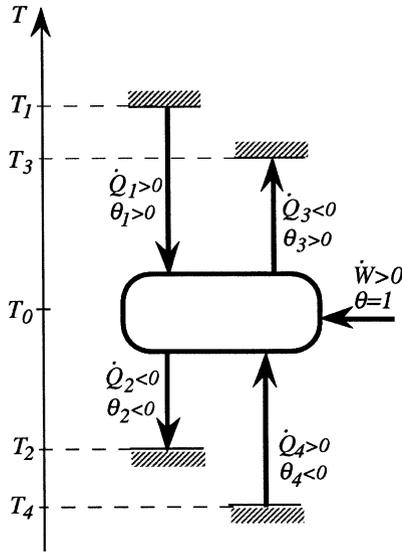


Figure 4. Echange de puissance mécanique et de flux de chaleur suivant les 4 cas du tableau I.  
 Figure 4. Exchange of mechanical power and heat flux according to the 4 cases of table I.

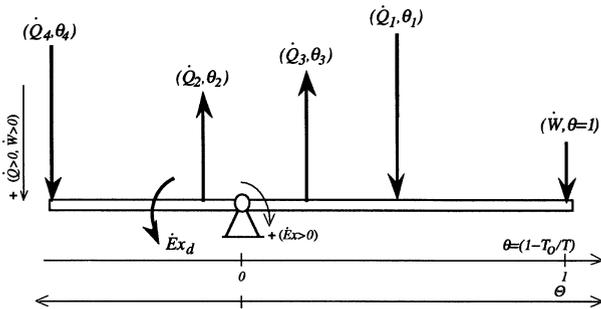


Figure 5. Représentation en levier du système de la figure 4.  
 Figure 5. Lever representation of the system of figure 4.

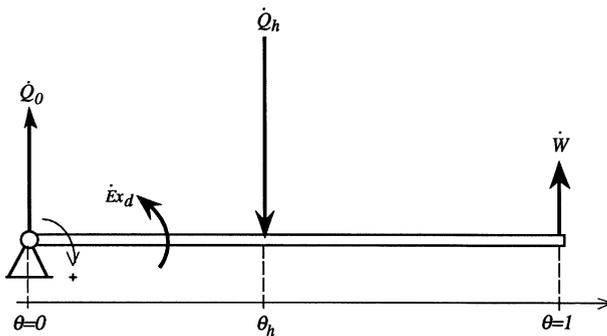


Figure 6. Représentation en levier du cycle moteur.  
 Figure 6. Lever representation of the power cycle.

#### 4. CARACTÉRISATION DES IRRÉVERSIBILITÉS

Avec l'approche exergetique nombreux sont les critères de performance qui ont été proposés [1, 4, 5]. Le débat reste d'ailleurs ouvert à ce sujet [6-8]. Le bilan d'exergie (6) s'énonce :

$$\sum [\text{Exergies entrantes } (> 0)] - \sum [\text{Exergies sortantes } (< 0)] = [\text{Exergie détruite}]$$

affirmation qui traduit qualitativement l'idée de bilan. Elle explicite le fait que de l'exergie traverse le système, ce transfert est d'autant meilleur que la fraction détruite est plus faible. On peut alors définir le rendement exergetique de transfert comme suit :

$$\eta_{ex}^t = \frac{\sum \text{exergies sortantes } (< 0)}{\sum \text{exergies entrantes } (> 0)} \quad (9)$$

La grandeur ainsi définie est indépendante de la nature de la transformation. Seul importe pour sa détermination le signe des exergies mises en jeu, qu'elles soient de flux de chaleur, de flux matière ou d'énergie mécanique.

Le rendement exergetique peut être également défini du point de vue de la fonction que remplit le système. Nous appelons cette grandeur *rendement exergetique de conversion*  $\eta_{ex}^c$ . Comme son nom l'indique, il caractérise la perfection avec laquelle le système réalise la conversion exergetique recherchée. La définition peut être énoncée de manière générale comme suit :

$$\eta_{ex}^c = \frac{\sum \text{exergies utiles produites}}{\text{exergie nette consommée}} \quad (10)$$

Par exergies utiles, on désigne celles qui sont recherchées par la transformation ou les transformations qui se produisent dans le système et qui font son utilité. Elles sont de signe négatif. L'exergie nette consommée est celle qui a été réellement engagée dans la conversion. Le numérateur de l'expression (10) diffère du numérateur de l'expression (9) par le fait qu'il peut concerner seulement une partie des exergies négatives identifiées comme utiles. La signification d'une exergie négative ne comptant pas parmi celles serait qu'il s'agisse d'une exergie qui « fuit » du système faute de conversion réussie d'une fraction de l'exergie motrice introduite. Elle n'a pas été détruite pour autant et pourrait être récupérée pour actionner un autre système.

Comme on peut le constater, le rendement exergetique de conversion donné par (10) fait intervenir le jugement.

De ce fait certains pourraient lui trouver un caractère subjectif. Ceci ne doit pas faire perdre de vue l'avantage qu'a cette grandeur à caractériser le système de manière plus concrète. Le rendement exergetique de transfert est quant à lui assez abstrait car défini de manière indépendante de la fonction que remplit le système.

On peut très bien avoir dans certains cas égalité numérique des deux grandeurs. Il en est ainsi pour le cycle moteur de la *figure 6*. En effet, le travail mécanique est à la fois l'unique exergie sortante et l'unique exergie utile produite. L'exergie de  $\dot{Q}_0^- \Theta_0$  étant nulle. L'exergie nette consommée correspond à la totalité de l'exergie  $\dot{Q}_h^+ \Theta_h$ ,

$$\eta_{ex}^t = \eta_{ex}^c = \frac{\dot{W}^-}{\dot{Q}_h^+ \Theta_h} \quad (11)$$

### 5. APPLICATION À UNE FRIGOPOMPE À COMPRESSION

Une frigopompe à compression (*figure 7*) reçoit à l'évaporateur un flux de chaleur  $\dot{Q}_E$  à une température inférieure à celle de l'environnement, elle rejette vers l'extérieur un flux de chaleur  $\dot{Q}_C$  à partir du condenseur. L'opération est réalisée grâce une puissance mécanique reçue  $\dot{W}$ . Nous considérons un cas d'une machine destinée à la climatisation. La puissance frigorifique est de 1163,3 W produite à une température de 2 °C. Le condenseur rejette 1374,8 W à une température de 35 °C. La puissance mécanique reçue est de 211,5 W. Nous supposons que la température du milieu au voisinage du système est de 25 °C (298 K), nous prenons cette valeur comme celle de la température de référence  $T_0$ .

En se référant à la *figure 8*, la représentation en levier de la frigopompe, le bilan d'exergie s'écrit :

$$\dot{W}^+ - \dot{Q}_E^+ \Theta_E - \dot{Q}_C^- \Theta_C = \dot{E}x_d$$

$$211,5 - 1163,3 \times 0,084 - 1374,8 \times 0,032 = 69,8 \text{ W}$$

le rendement exergetique de transfert comme défini par la relation (9) est :

$$\eta_{ex}^t = \frac{\dot{Q}_E^+ \Theta_E - \dot{Q}_C^- \Theta_C}{\dot{W}^+} = 0,67$$

La fonction du système est de produire une puissance frigorifique  $\dot{Q}_E^+$  en mettant en œuvre de l'exergie pure  $\dot{W}^+$ . L'exergie du flux de chaleur  $\dot{Q}_C^-$  n'est pas nulle, il s'agit d'une exergie s'échappant du système et non convertie en celle recherchée. La conversion consomme alors une

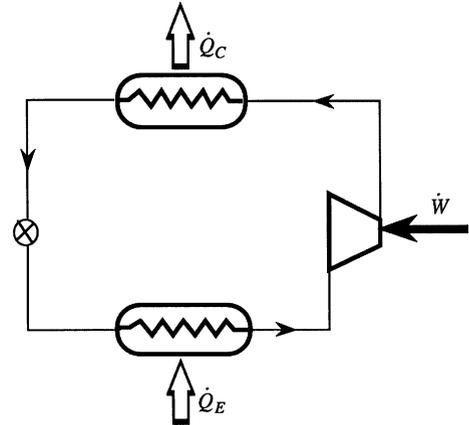


Figure 7. Frigopompe à compression.  
Figure 7. Compression chiller.

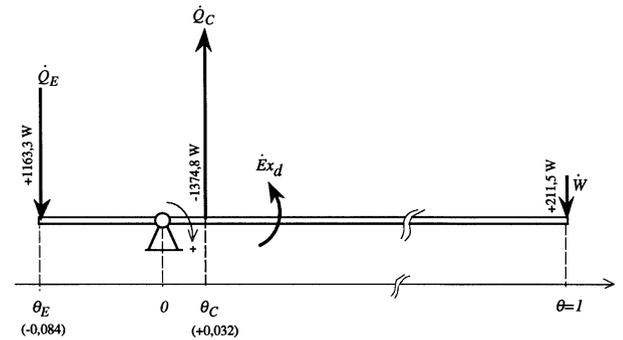


Figure 8. Représentation en levier de la frigopompe à compression.

Figure 8. Lever representation of the compression chiller.

exergie nette donnée par la différence  $\dot{W}^+ - \dot{Q}_C^- \Theta_C$ . Le rendement exergetique de conversion est :

$$\eta_{ex}^c = \frac{\dot{Q}_E^+ \Theta_E}{\dot{W}^+ - \dot{Q}_C^- \Theta_C} = 0,58$$

### 6. APPLICATION À UNE FRIGOPOMPE À ABSORPTION

#### 6.1. Présentation

Sur la *figure 9* est schématisée une pompe à chaleur à absorption fonctionnant avec le mélange ammoniac-eau. Nous considérons une machine qui rend le même service, sous les mêmes conditions que la frigopompe à compression précédente : température de réfrigéra-

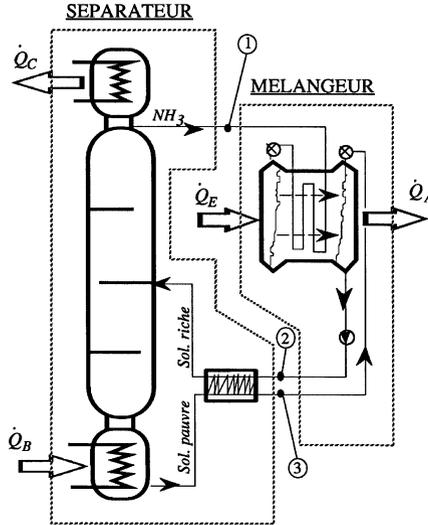


Figure 9. Frigopompe à absorption monoétagée.  
Figure 9. One stage absorption chiller.

tion, puissance frigorifique et température de rejet identiques. Comme toute machine à absorption elle est constituée d'un séparateur et d'un mélangeur (évaporateur-absorbeur). Dans le premier, l'ammoniac quasi-pur 1 est séparée d'une solution riche 2 produisant également une solution pauvre 3. Les solutions riche et pauvre passent dans un échangeur à contre courant. Dans le mélangeur, l'opération inverse est réalisée, l'ammoniac est évaporé puis absorbé par la solution pauvre. Le séparateur reçoit le flux de chaleur à haute température  $\dot{Q}_B$  au bouilleur, il rejette un flux de bas niveau thermique  $\dot{Q}_C$  au condenseur. Le mélangeur reçoit à l'évaporateur un flux de chaleur  $\dot{Q}_E$  à une température inférieure à celle de l'environnement, un flux de chaleur  $\dot{Q}_A$  est rejeté de l'absorbeur vers l'extérieur. Le tableau II réunit les valeurs des 4 flux de chaleur, les températures et les facteurs de Carnot pour une température de référence  $T_0 = 298$  K. Le tableau III donne les conditions aux points 1, 2 et 3 définis sur la figure 9. Nous négligeons dans nos calculs le travail de pompage qui n'est que de 0,4% de la puissance frigorifique produite [7]. La frigopompe dans son ensemble est considérée comme un pur convertisseur d'exergie thermique.

Au niveau du séparateur, les bilans d'enthalpie et d'entropie des flux de matière sont :

$$\Delta \dot{H}_S = \dot{m}_2 h_2 - \dot{m}_1 h_1 - \dot{m}_3 h_3,$$

$$\Delta \dot{S}_S = \dot{m}_2 s_2 - \dot{m}_1 s_1 - \dot{m}_3 s_3$$

l'application numérique donne  $\Delta \dot{H}_S = -536,5$  W et  $\Delta \dot{S}_S = -1,08$  W·K<sup>-1</sup>. Pour le mélangeur les signes

TABLEAU II / TABLE II  
Flux de chaleur échangés, températures et facteurs de Carnot.  
Heat fluxes, temperatures and Carnot factors.

	Bouilleur	Condenseur	Evaporateur	Absorbeur
$\dot{Q}$ (W)	+1823,0	-1287,3	+1157,6	-1699,9
$T$ (K)	373	308	275	308
$\theta$	+0,201	+0,032	-0,084	+0,032

TABLEAU III / TABLE III  
Propriétés thermodynamiques et débits massiques aux points 1, 2 et 3 de la figure 9.  
Thermodynamic properties and mass flows at the points 1, 2 and 3 of the figure 9.

	$x$	$T$ (K)	$h$ (J·kg <sup>-1</sup> )	$s$ (J·kg <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup> )	$\dot{m}$ (10 <sup>3</sup> kg·s <sup>-1</sup> )
1	0,999	308	165400	580	1
2	0,51	308	-86600	330	4,47
3	0,37	323	-4580	570	3,47

s'inversent. La température entropique  $T^*$  définie au paragraphe 1 est alors de 495,6 K (222,6 °C) et le facteur de Carnot entropique  $\theta^*$  a pour valeur +0,399. A noter qu'on a  $\theta_S^* = \theta_M^* = \theta^*$ ,  $\Delta \dot{H}_S^- = \Delta \dot{H}_M^+ = 536,5$  W et  $\Delta \dot{S}_S^- = \Delta \dot{S}_M^+ = 1,08$  W·K<sup>-1</sup>. La température entropique n'a pas de réalité physique. Pour cet exemple, c'est la température (fictive) que doit avoir un flux de chaleur équivalent à  $\Delta \dot{H} = -536,5$  W pour que l'entropie qui lui est associée soit égale à  $-1,08$  W·K<sup>-1</sup>.

La figure 10 montre la représentation en levier du séparateur, du mélangeur et du système dans son ensemble. En faisant le rapprochement avec les figures 6 et 8, on peut relever que la partie séparateur fonctionne comme un moteur thermique et la partie mélangeur comme une machine frigorifique à compression. L'exergie  $\Delta \dot{H}_S \theta^* = \Delta \dot{H}_M \theta^*$  des flux de matière est équivalente à une puissance mécanique. La machine à absorption apparaît comme le résultat du couplage de ces deux machines élémentaires.

## 6.2. Bilans d'exergie

L'écriture des bilans d'exergie (équilibre en rotation) permet de déduire les valeurs des exergies détruites :

Séparateur :

$$\dot{Q}_B^+ \theta_B - \Delta \dot{H}_S^- \theta^* - \dot{Q}_C^- \theta_C = (\dot{E}x_d)_S,$$

$$1823,5 \times 0,201 - 536,5 \times 0,399 - 1287,0 \times 0,032 = 111,3 \text{ W}$$

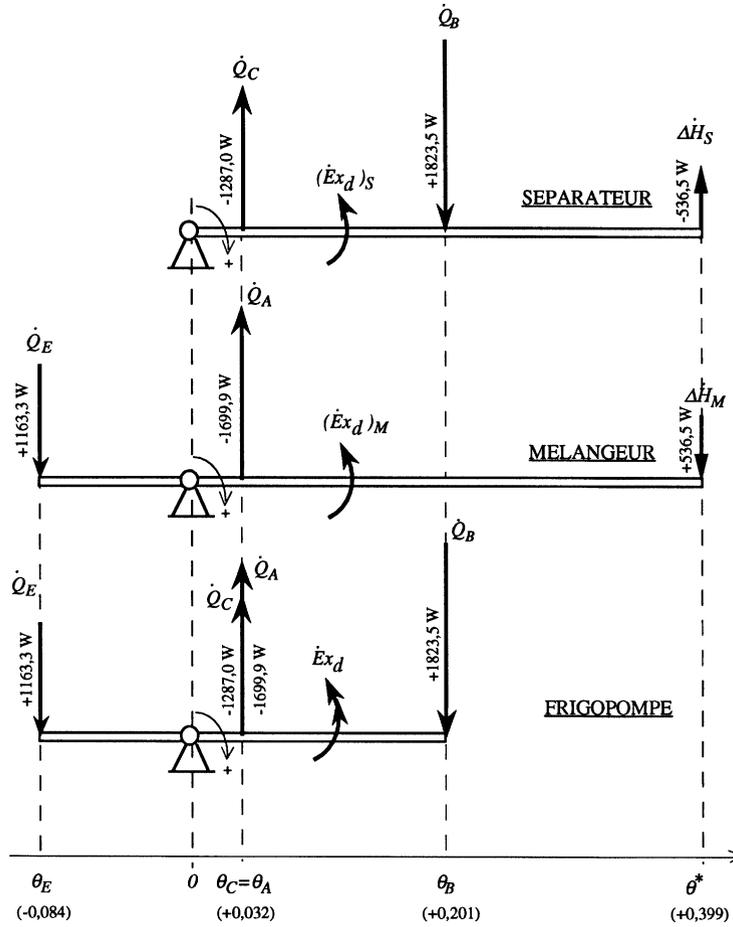


Figure 10. Représentation en levier de la frigopompe à absorption.  
 Figure 10. Lever representation of the absorption chiller.

Mélangeur :

$$\Delta \dot{H}_M^+ \theta^* - \dot{Q}_E^+ \theta_E - \dot{Q}_A^- \theta_A = (\dot{E}x_d)_M,$$

$$536,5 \times 0,399 - 1163,3 \times 0,084 - 1699,9 \times 0,032$$

$$= 61,9 \text{ W}$$

Toute la frigopompe :

$$\dot{Q}_B^+ \theta_B - \dot{Q}_E^+ \theta_E - \dot{Q}_C^- \theta_C - \dot{Q}_A^- \theta_A = \dot{E}x_d,$$

$$1823,5 \times 0,201 - 1163,3 \times 0,084 - 1287,0 \times 0,032$$

$$- 1699,9 \times 0,032 = 173,2 \text{ W}$$

L'exergie détruite dans tout le système est bien égale à la somme de l'exergie détruite dans le séparateur et dans le mélangeur :

$$\dot{E}x_d = (\dot{E}x_d)_S + (\dot{E}x_d)_M$$

### 6.3. Rendements exergetiques

Rendements exergetiques de transfert :

De la définition (9), nous avons respectivement pour le séparateur, le mélangeur et le système dans son ensemble :

$$(\eta_{ex}^t)_S = \frac{\Delta \dot{H}_S^- \theta^* + \dot{Q}_C^- \theta_C}{\dot{Q}_B^+ \theta_B} = 0,70,$$

$$(\eta_{ex}^t)_M = \frac{\dot{Q}_E^+ \theta_E + \dot{Q}_A^- \theta_A}{\Delta \dot{H}_M^+ \theta^*} = 0,71,$$

$$\eta_{ex}^t = \frac{\dot{Q}_E^+ \theta_E + \dot{Q}_A^- \theta_A + \dot{Q}_C^- \theta_C}{\dot{Q}_B^+ \theta_B} = 0,53$$

On peut remarquer que les exergies cédées par une partie du système ne sont pas toutes récupérées par l'autre partie. En effet, l'exergie  $\dot{Q}_C^- \Theta_C$  sortante du séparateur n'est pas reçue par le mélangeur mais évacuée vers l'extérieur. Dans le cas particulier où sa valeur est nulle (flux de chaleur  $\dot{Q}_C^-$  rejeté à une température rigoureusement égale à celle de l'environnement  $T_0$ ), le mélangeur reçoit la totalité de l'exergie cédée par le séparateur qui se limite alors à celle des flux de matière. On peut vérifier, dans ce cas, que les trois rendements sont reliés par la relation simple suivante :

$$\eta_{ex}^t = (\eta_{ex}^t)_S \cdot (\eta_{ex}^t)_M \quad (12)$$

*Rendements exergétiques de conversion :*

Le rôle du séparateur est de produire de l'ammoniac assez pure et une solution pauvre à partir d'une solution riche. Cela est réalisé à l'aide d'un flux de chaleur de haut niveau  $\dot{Q}_B^+$ , l'opération entraîne le rejet d'un flux de chaleur  $\dot{Q}_C^-$  dont la valeur de l'exergie n'est pas nulle. L'exergie nette mise en jeu est donc donnée par la différence  $\dot{Q}_B^+ \Theta_B - \dot{Q}_C^- \Theta_C$ . L'exergie utile est celle liée à l'accroissement de l'exergie chimique compositionnelle des flux de matières, elle est donnée par  $\Delta \dot{H}_S^- \Theta^*$ . D'où le rendement exergétique de conversion du séparateur :

$$(\eta_{ex}^c)_S = \frac{\Delta \dot{H}_S^- \Theta^*}{\dot{Q}_B^+ \Theta_B - \dot{Q}_C^- \Theta_C} = 0,66$$

Le mélangeur, dans notre cas, doit générer un flux de chaleur  $\dot{Q}_E^+$  à une température inférieure à celle de l'environnement à partir de l'exergie chimique compositionnelle  $\Delta \dot{H}_S^- \Theta^* = \Delta \dot{H}_M^+ \Theta^*$  produite par le séparateur. Une certaine fraction de cette exergie n'est pas convertie en celle désirée mais s'échappe du système sous forme d'exergie thermique  $\dot{Q}_A^- \Theta_A$ . Pour le mélangeur, on a donc :

$$(\eta_{ex}^c)_M = \frac{\dot{Q}_E^+ \Theta_E}{\Delta \dot{H}_M^+ \Theta^* - \dot{Q}_A^- \Theta_A} = 0,61$$

Pour la frigopompe entière, l'exergie utile est celle du flux de chaleur  $\dot{Q}_E^+$ . L'exergie nette consommée par le système est donnée  $\dot{Q}_B^+ \Theta_B - \dot{Q}_A^- \Theta_A - \dot{Q}_C^- \Theta_C$  d'où :

$$\eta_{ex}^c = \frac{\dot{Q}_E^+ \Theta_E}{\dot{Q}_B^+ \Theta_B - \dot{Q}_A^- \Theta_A - \dot{Q}_C^- \Theta_C} = 0,36 \quad (13)$$

Une remarque similaire à celle mentionnée pour les rendements exergétiques de transferts pourrait être faite. Lorsque la valeur de l'exergie  $\dot{Q}_A^- \Theta_A$  est nulle ( $T_A = T_0$ ), l'exergie nette consommée par le mélangeur est égale

à la totalité de l'exergie de flux de matière reçue du séparateur. On aura alors :

$$\eta_{ex}^c = (\eta_{ex}^c)_S \cdot (\eta_{ex}^c)_M \quad (14)$$

## 7. CONCLUSION

Le rapprochement fait entre les lois d'équilibre d'un levier, simples et intuitives, et les deux principes de la thermodynamique ne peut que rendre aisée l'application de ces deux derniers. Ceci est particulièrement vrai pour le second principe vu son caractère abstrait. La représentation synoptique en levier reste pratique même pour des systèmes plus complexes. A la lumière de cette représentation, la question liée à la définition des grandeurs qui caractérisent les systèmes du point de vue du second principe a été abordée. Nous avons distingué entre rendement exergétique de transfert et rendement exergétique de conversion. Le mélangeur du cycle à absorption est équivalent à une machine frigorifique à compression. Il présente des rendements exergétiques de mêmes ordres de grandeurs que ceux trouvés pour une machine à compression réelle rendant le même service. L'association du mélangeur et du séparateur, ce dernier fonctionnant comme un moteur, constitue un système thermodynamique plus complexe. Les irréversibilités y sont plus importantes. Cela explique la faiblesse relative des rendements exergétiques trouvés pour la machine à absorption devant ceux de la machine à compression.

## RÉFÉRENCES

- [1] Borel L., Thermodynamique et Énergétique, Vol. 1, Presses Polytechniques Romandes, 1987.
- [2] Ishida M., New approach to thermodynamics, in: Proceedings of Internatinal Conference on Efficiency, Cost, Optimisation, Simulation and Environmental Aspects of Energy and Process Systems, (ECOS) Stockholm, June 1996.
- [3] DeNever N., The second way to use the second law, in: Proceedings of CHEMTECH, May 1982.
- [4] Brodyansky V.M., Sorin M.V., LeGoff P., The Efficiency of Industrial Processes: Exergy Analysis and Optimization, Elsevier, Amsterdam, 1994.
- [5] Cornelissen R.L., Thermodynamics and sustainable development. The use of exergy analysis and the reduction of irreversibility, Ph.D thesis, University of Twente, Enschede, The Netherlands, 1997.
- [6] LeGoff P., Cachot T., Lasalle A., Rahbar M.S., Comment évaluer la performance d'un convertisseur d'exergie : Rendement ou Efficacité ou Effectivité?, in: 4ème Journées Européennes de la thermodynamique contemporaine (JETC IV), Nancy, France, 1995.

[7] Laouir A., Amélioration des performances des pompes à chaleur à absorption Etagement des cycles à ammoniac-eau : Modélisation et expérimentation, Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, France, 1999.

[8] Stitou D., Spinner B., Sorin M., A new advanced exergy analysis of sorption systems: Characterisation of transiting exergy and exergy yield concept, in: Proc. of the Internat. Sorption Heat Pump Conf. Munich, Germany, 1999, pp. 401–408.

### Abridged English version

This paper describes a mechanical model for representing steady state thermodynamic transformations. The model allows a simple and intuitive interpretation of the first and the second laws of thermodynamics as it refers to common life experience. We know from rational mechanics that a lever in the plan is in equilibrium for balance when satisfying conditions on the forces and the moments. These conditions carry out respectively translational and rotational balance.

The steady state exergy balance is given by equation (3). Exergy variation of mass flows is expressed by equation (4). This difference can be written in the form (5). Thus, the exergy balance can be written in a homogeneous form given by (6).  $\theta_k^*$  is the Carnot factor relative to the entropic temperature  $T_k^*$ .

Figure 3 shows a mechanical model (humorous) of the power cycle of figure 2. For this model, Carnot factor is regarded as altitude and the weight corresponding to energy, so that the weight associated with altitude gives the exergy.

To describe our model, let consider the system shown in figure 4. It exchanges a mechanical power and heat flux according to the four cases indicated on table I. Figure 5 shows how this system could be represented as a lever: energies correspond to forces, positive ones received by the system are downward directed. Negative ones lost by the system are upward directed. The application point of each “force” is given by the algebraic value of the Carnot factor  $\theta$ . As exergy is the product of an energy by the corresponding Carnot factor, according to this model, it coincides with the moment of forces. The destroyed exergy is represented as a moment acting in the negative direction. Equation (7) expresses forces balance at the lever as well as the energy balance of the thermodynamic system. Equation (8) expresses moments of forces balance as well as the exergy balance.  $\Theta$  is the lever arm equal to the absolute value of Carnot factor. Destroyed exergy could be regarded as the moment caused by static friction in the axis. A given

transformation is thermodynamically possible if the lever tends to rock clockwise.

With the lever model, one could clearly distinguish between entring exergies (positive) and outgoing exergies (negative). For a given system, the sign of the exergy should not be confused with the sign of the corresponding energy (see table I in case of heat flows). The irreversibilities in the system can be characterized by the *transfer exergy efficiency* defined as follows:

$$\eta_{\text{ex}}^t = \frac{\sum \text{negative exergies}}{\sum \text{positive exergies}}$$

To characterize the irreversibilities more specifically for a system fulfilling a given function, the *conversion exergy efficiency* is more suitable:

$$\eta_{\text{ex}}^c = \frac{\sum \text{useful exergies produced}}{\text{net exergy consumption}}$$

As illustration of the ideas exposed in the paper, we consider a compression and an absorption chiller (figures 7 and 9) producing each a chilling power of 1163.3 W at 2 °C and rejecting at 35 °C. Table II gives the values of heat fluxes, temperatures and Carnot factors for the absorption chiller. The reference temperature  $T_0$  is taken equal to 298 K. Table III gives the thermodynamic states at points 1, 2 and 3 of the figure 9. Figures 8 and 10 show how these two systems could be represented using the lever model. The absorption chiller is decomposed to a separator and a mixer. One could observe from figures 6, 8 and 10 that the separator acts like a work producing cycle and the mixer as a compression chiller. The exergy  $\Delta \dot{H}_S^- \Theta^* = \Delta \dot{H}_M^+ \Theta^*$  is equivalent to a mechanical power. Values of exergy efficiencies are close for the compression chiller and the mixer taken separately. As the absorption chiller is equivalent to a motor and a reverse cycle coupled together, its exergy efficiencies are lower than for a simple compression cycle.