

INTRODUCTION AUX NOUVEAUX BILANS ÉNERGÉTIQUES

L. Borel

Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
En Bassenges, CH - 1024 Ecublens

INTRODUCTION TO THE NEW ENERGY BALANCES

Exergy analysis of systems is extremely rich as it uses the so-called exergy accountancy which takes into account first and second principles of thermodynamics. This exergetic accountancy enables to quantitatively evaluate what is called qualitatively the energy degradation, i.e. to calculate precisely the consequences of different phenomena of thermodynamical irreversibility, indeed to calculate correctly the thermodynamic losses in a system. Therefore the exergetic accountancy enables to define correctly a thermodynamical yield, expressing the perfection degree, i.e. the thermodynamical quality of any system. Exergy analysis is a way to establish a true diagnosis concerning the thermodynamical health of a system of any size, any complexity, whatever phenomena may take place in it (element, apparatus, machine, plant, system). It allows to move toward a better system optimization and a more rational use of plants. Finally it is a logical and coherent stand for energy tariffing.

EINFÜHRUNG IN NEUE ENERGIEBILANZEN

Die Exergieanalyse ist besonders fruchtbar, da sie eine sogenannte Exergiebuchführung benutzt, die den ersten sowie den zweiten Hauptsatz der Thermodynamik mit einschliesst. Diese Exergiebuchführung erlaubt eine quantitative Abschätzung dessen, was man qualitativ als Degradierung von Energie bezeichnet, d.h. die Konsequenzen der verschiedenen Auswirkung thermodynamischer Irreversibilitäten genau berechnen, also die thermodynamischen Verluste eines Systems in Zahlen fassen. Folglich ermöglicht diese Exergiebuchführung die Definition eines thermodynamischen Wirkungsgrades, der den Grad der thermodynamischen Perfektion, d.h. der thermodynamischen Qualität, eines beliebigen Systems beschreibt. Die Exergieanalyse stellt sozusagen eine Diagnose des thermodynamischen Gesundheitszustandes eines Systems, unabhängig von seiner Grösse, seiner Vielseitigkeit und der Natur seiner Aufgabe (Element, Apparatur, Maschine, Anlage). Sie erlaubt die Entwicklung einer besseren Systemoptimierung und einer rationelleren Ausnutzung von Anlagen. Schliesslich bietet sie eine logische und koherente Grundlage für die Tarifgestaltung von Energie.

L'analyse exergetique des systemes est extremement féconde, car elle utilise une comptabilité dite exergetique qui englobe le Premier et le Deuxième Principe de la thermodynamique. Cette comptabilité exergetique permet d'évaluer quantitativement ce que l'on appelle qualitativement la dégradation de l'énergie, c'est-à-dire de calculer avec précision les conséquences des divers phénomènes d'irréversibilité thermodynamique, donc de chiffrer correctement les pertes thermodynamiques d'un système. Par voie de conséquence, la comptabilité exergetique permet de définir correctement un rendement thermodynamique exprimant le degré de perfection, c'est-à-dire la qualité thermodynamique d'un système quelconque. L'analyse exergetique revient à poser un véritable «diagnostic» concernant la «santé thermodynamique» d'un système, quelles que soient sa taille, sa complexité et la nature des phénomènes dont il est le siège (élément, appareil, machine, installation, système). Elle permet d'évoluer ainsi vers une optimisation meilleure des systèmes et une exploitation plus rationnelle des installations. Enfin, elle constitue un support logique et cohérent pour la tarification de l'énergie.

INTRODUCCIÓN A LOS NUEVOS BALANCES ENERGÉTICOS.

El análisis exérgico de sistemas es extremadamente fecundo, puesto que utiliza una contabilidad llamada exérgica que engloba la Primera y la Segunda Leyes de la Termodinámica. Esta contabilidad exérgica permite evaluar cuantitativamente lo que cualitativamente se conoce como degradación de la energía, es decir, calcula con precisión las consecuencia de los diversos fenómenos de irreversibilidad termodinámica y por tanto cuantifica correctamente las pérdidas termodinámicas de un sistema. Como consecuencia, la contabilidad exérgica permite definir correctamente un rendimiento termodinámico que expresa el grado de perfección, o sea, la calidad termodinámica de cualquier sistema. El análisis exérgica permite realizar un verdadero diagnóstico de la "salud termodinámica" de un sistema sin importar su dimensión, su complejidad o la naturaleza de los fenómenos que en él ocurren (elemento, aparato, máquina, instalación, sistema). Además permite la evolución hacia una mejor optimización de los sistemas y hacia una explotación más racional de las instalaciones. Finalmente, el análisis exérgico constituye un soporte lógico y coherente para la tarificación de la energía.

INTRODUÇÃO AOS NOVOS BALANÇOS ENERGÉTICOS.

A análise exergetica de sistemas é extremamente fecunda pois ela utiliza uma compatibilidade dita exergetica que engloba o Primeiro e o Segundo Principios da Termodinâmica. Esta compatibilidade exergetica permite avaliar quantitativamente o que se chama qualitativamente de degradação da energia, ou seja, calcular com precisão as consequências dos diversos fenômenos irreversíveis e portanto cifrar corretamente as perdas termodinâmicas de um sistema. Consequentemente a compatibilidade exergetica permite definir corretamente um rendimento termodinamico que exprime o grau de perfeição ou seja a qualidade termodinâmica de um sistema qualquer. A análise exergetica consiste num verdadeiro diagnóstico da saúde termodinâmica de um sistema, independente de sua escala, complexidade e natureza dos fenômenos existentes em seu interior (elemento, aparelho, máquina, instalação, sistema). Ela permite assim evoluir na direção de uma melhor otimização dos sistemas e numa exploração mais racional das instalações. Enfim ela constitui um suporte lógico e coerente para a tarificação da energia.

mots-clés ● keywords

thermodynamique ● irréversibilité ● exergie ● comptabilité exergetique ● tarification de l'énergie

thermodynamics ● irreversibility ● exergy ● exergetic accountancy ● energy tariffing

1 APPROCHE ENERGETIQUE

1.1 Bilan énergétique

Considérons un système quelconque, donnant lieu à des transferts-travail, des transferts-chaleur et des transferts de masse. Un tel système peut être représenté schématiquement par la figure 1.

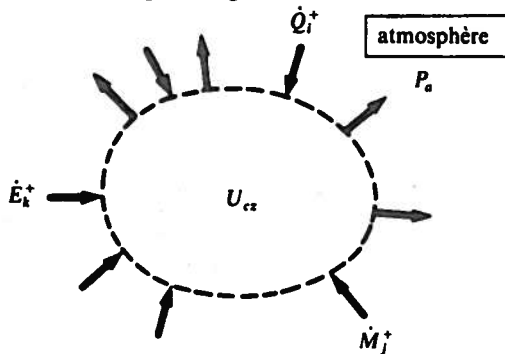


Fig.1 Système thermodynamique quelconque.

En vertu du Premier Principe de la thermodynamique, le bilan énergétique en puissance relatif à un système quelconque est donné par l'équation [6] :

$$\sum_k [\dot{E}_{ek}^+] + \sum_i [\dot{Q}_i^+] + \sum_n [\dot{W}_{en}^+] = 0 \quad (1)$$

dans laquelle nous avons :

- \dot{E}_{ek}^+ puissance-travail reçue par le système au niveau d'une machine k
- \dot{Q}_i^+ puissance-chaleur reçue par le système d'une source à température T_i
- \dot{W}_{en}^+ puissance-transformation reçue par le système au niveau du réseau n

(Le signe $^+$ ou $-$ placé en exposant signifie que la grandeur est reçue ou donnée par le système)

Nous appelons *réseau* toute partie du système comportant des espaces contigus, susceptibles de contenir ou d'être traversés par des fluides. Cette définition implique que deux réseaux différents sont séparés par une surface située à la limite ou à l'intérieur de *parois solides*. Ces parois peuvent être mobiles et conductrices, de sorte qu'il peut y avoir des transferts-travail et des transferts-chaleur d'un réseau à l'autre. La seule restriction est qu'il ne peut pas y avoir de transfert de masse. La figure 2 montre l'exemple d'un système comportant deux réseaux α et β .

La puissance-transformation est définie par la relation :

$$\dot{W}_e^+ = \sum_j [h_{czj} \dot{M}_j^+] - \frac{dU_{ecz}}{dt} \quad (2)$$

dans laquelle nous avons :

U_{ecz} énergie effective totale du système :

$$U_{ecz} \equiv U + P_a V + M \frac{C^2}{2} + Mg \bar{Z} \quad (3)$$

M masse du système
V volume du système

U énergie interne du système
 P_a pression de l'atmosphère
 $\frac{C^2}{2}$ énergie cinétique du système
C vitesse d'une particule
 $Mg \bar{Z}$ énergie potentielle gravifique du système
g accélération terrestre
 $\frac{g}{Z}$ altitude du centre de gravité du système
- $h_{czj} \dot{M}_j^+$ puissance enthalpique totale reçue par le système au droit d'une section fluide j

$$h_{czj} \equiv h_j + \frac{C_j^2}{2} + g Z_j \quad (4)$$

\dot{M}_j^+ débit-masse de fluide reçu au droit de la section j
 h_{czj} enthalpie totale massique du fluide au droit de la section j
 h_j, C_j et Z_j enthalpie massique, vitesse et altitude du fluide au droit de la section j

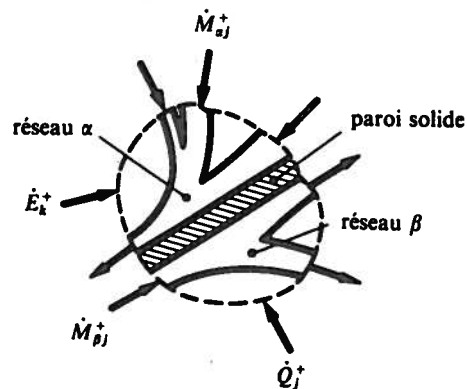


Fig.2 Système thermodynamique comportant deux réseaux.

Dans le cas particulier d'un système fermé, tous les débits-masse \dot{M}_j^+ sont nuls, de sorte que la puissance-transformation effective est réduite à :

$$\dot{W}_e^+ = - \frac{dU_{ecz}}{dt} \quad (5)$$

Dans le cas particulier d'un système ouvert en régime permanent, l'énergie totale effective U_{ecz} est constante, de sorte que la puissance-transformation effective est réduite à :

$$\dot{W}_e^+ = \sum [h_{czj} \dot{M}_j^+] \quad (6)$$

1.2 Efficacité

Etant donné que le bilan énergétique (1) exprime la conservation de l'énergie, il est en principe inadéquat pour mettre en évidence la notion de perte thermodynamique. En effet, la manipulation d'un système quelconque consiste toujours à recevoir de l'énergie sous une ou plusieurs formes possibles et à en donner également sous une ou plusieurs formes. Il en résulte que toute définition correcte de «rendement thermique» doit, en toute

rigueur, conduire à l'unité, c'est-à-dire à 100%, ce qui évidemment n'apporte aucune précision intéressante.

Toutefois, dans la pratique, il est opportun de définir des chiffres caractéristiques pouvant être utilisés pour exprimer une propriété intéressante du système considéré. D'une façon générale, nous appelons *efficacité* le rapport entre l'énergie utile et l'énergie dépensée. Il n'est pas possible de donner une définition générale de ce rapport, car les notions d'utilité et de dépense varient de cas en cas.

Toutefois, il est généralement admis que l'énergie-chaleur Q_a transférée entre le système et l'atmosphère ne peut être considérée ni comme utile, ni comme dépensée, étant donné qu'elle ne présente pas d'intérêt pour le praticien. Cela revient à dire qu'elle n'a pas de valeur quand on la fournit et qu'elle est gratuite quand on la consomme. Il convient de remarquer que ce procédé est une manière très grossière de tenir compte du Deuxième Principe de la thermodynamique.

Historiquement, certains aspects de l'*efficacité* ont été introduits par les praticiens depuis fort longtemps, mais il est vrai de façon fragmentaire et anarchique, sans souci d'une harmonisation dans le cadre d'une théorie générale.

C'est ainsi que la grandeur que nous appelons «efficacité» est connue sous le nom de «rendement thermique». Cette définition a été établie pour un système en régime permanent, à partir de la considération suivant laquelle la puissance-chaleur \dot{Q}_c^+ , reçue d'une source chaude coûte quelque chose, alors que celle \dot{Q}_a^- donnée à l'atmosphère, étant inutilisable pour l'ingénieur, constitue une perte.

Il faut reconnaître que cette définition, bien qu'universellement utilisée et si intéressante qu'elle soit à certains égards, est *inadéquate pour caractériser le degré de perfection*, c'est-à-dire la *qualité thermodynamique* d'une installation au sens de l'énergétique thermodynamique. En fait, elle résulte d'un mélange de différentes notions. D'une part, le fait de combiner la puissance-travail \dot{E}_c^- et la puissance-chaleur \dot{Q}_c^+ comme telle repose sur le Premier Principe. D'autre part, le fait de considérer la puissance-chaleur \dot{Q}_a^- fournie à l'atmosphère comme une perte est en relation avec le Deuxième Principe. Mais il y a contradiction entre le fait de comptabiliser comme telle la puissance-chaleur \dot{Q}_c^+ reçue, sans tenir compte du niveau de température auquel elle est reçue, et le fait de comptabiliser comme nulle la puissance-chaleur \dot{Q}_a^- , en tenant compte implicitement du niveau de température T_a auquel elle est donnée.

Cette incohérence apparaît de façon éclatante quand on considère une installation qui reçoit et donne des puissances-chaleur à différents niveaux de tempéra-

ture. Par exemple, si la puissance-chaleur \dot{Q}_h^- (auparavant \dot{Q}_a^-) est fournie, non pas directement à l'atmosphère, mais à un réseau de chauffage, à une température T_h légèrement plus élevée que T_a , il est impossible de définir un «rendement thermique» intéressant. En effet, d'une part, si l'on ne tient pas compte de \dot{Q}_h^- , on commet une incorrection, puisque \dot{Q}_h^- constitue également une prestation de l'installation. D'autre part, si l'on en tient compte, on obtient un résultat trivial, car l'efficacité :

$$\epsilon_m = \frac{\dot{E}_c^- + \dot{Q}_h^-}{\dot{Q}_c^+} = 1 = 100\% \quad (7)$$

ne fait qu'exprimer le Premier Principe.

A notre avis, la définition actuelle du «rendement thermique» résulte d'une extension abusive de celle du «rendement de Carnot», cette dernière étant déjà une extension abusive de notions, par ailleurs extrêmement fécondes, dont le mérite revient effectivement à Carnot. Mais il convient de remarquer immédiatement que ce sont les successeurs de Carnot, et non pas Carnot lui-même, qui ont baptisé «rendement de Carnot» l'expression $1 - T_a/T$ qui sera introduite au paragraphe 2.3.

Tout en reconnaissant les bonnes intentions qui ont certainement été à son origine, nous pensons que cette initiative était malheureuse et qu'elle a considérablement retardé l'introduction des notions correctes de pertes et de rendements thermodynamiques. D'ailleurs, l'extension de la même définition aux installations de chauffage et de réfrigération par thermocompression conduit à des chiffres qui se révèlent extravagants si l'on conserve le terme de «rendement thermique».

Afin d'éliminer toute ambiguïté, nous substituons au terme «rendement de Carnot» celui de *facteur de Carnot* pour l'expression $1 - T_a/T$, et nous substituons au terme «rendement thermique» celui d'*efficacité*. Cela exprime bien qu'il s'agit, non pas d'un rendement, mais d'un chiffre caractéristique intéressant. Nous réservons le terme de «rendement» pour la notion plus évoluée de *rendement exergetique* qui sera introduite à la section suivante.

2 APPROCHE EXERGETIQUE

2.1 Généralités

Ayant montré à la section précédente que le Premier Principe de la thermodynamique est inadéquat pour caractériser les notions de *qualité* et de *niveau* d'énergie, ainsi que celles de *perte* et de *rendement thermodynamique*, nous allons, dans cette section, mettre en oeuvre *simultanément* le Premier et le Deuxième Principe de la thermodynamique.

C'est en 1889 déjà que Georges Gouy [10] a émis l'idée que la potentialité d'un système au point de vue de la production de travail pouvait être exprimée par une fonction contenant, non seulement l'énergie interne du système, mais encore la température T_a et la pression P_a de l'atmosphère extérieure au système lui-même. Depuis lors, les implications et les conséquences de cette idée ont été étudiées et développées dans différents pays par un certain nombre de chercheurs, sous le terme général de *théorie de l'exergie*.

Il est maintenant largement reconnu que la théorie de l'exergie est extrêmement féconde, car elle débouche sur une comptabilité dite exergétique qui englobe le Premier et le Deuxième Principe de la thermodynamique. Seule cette *comptabilité exergétique* permet d'évaluer quantitativement ce que l'on appelle qualitativement la *dégradation de l'énergie*, c'est-à-dire de calculer avec précision les conséquences des divers phénomènes d'*irréversibilité thermodynamique*, donc de chiffrer correctement les *pertes thermodynamiques* d'un système. Par voie de conséquence, seule la comptabilité exergétique permet de définir correctement un rendement thermodynamique exprimant le degré de perfection, c'est-à-dire la *qualité thermodynamique* d'un système.

Nous allons exposer notre approche de la *théorie de l'exergie*. Il s'agit d'une approche très générale, valable pour un système absolument quelconque, qu'il soit fermé, ouvert en régime permanent ou ouvert en régime non permanent.

Dans l'exposé qui suit, nous poursuivons un double but. D'une part, nous présentons un développement scientifique aussi général et systématique que possible. D'autre part, nous proposons, en vue des applications, un formalisme aussi clair et simple que possible. En particulier, nous attachons une grande importance à la nécessité de distinguer nettement :

- le caractère *fonction d'état* des grandeurs qui caractérisent l'état thermodynamique du système (exemples : énergie interne, enthalpie, coénergie, coenthalpie, ...);

- le caractère *grandeur de parcours* des grandeurs qui caractérisent une conversion d'énergie (exemples : travail, chaleur, cotravail-chaleur, cotravail-transformation, perte, ...).

2.2 Bilan exergétique

Considérons à nouveau un système quelconque. Un tel système peut être représenté schématiquement par la figure 3.

Entre le *bilan énergétique* (1) exprimant le Premier Principe et le *bilan d'entropie* exprimant le Deuxième Principe de la thermodynamique, il est possible d'éliminer la puissance-chaleur \dot{Q}_a^+ transférée entre

l'atmosphère et le système. Nous obtenons alors une équation unique que nous appelons *bilan exergétique*. Ce dernier, *exprimé en puissance*, peut être mis sous la forme : [6]

$$\sum_k [\dot{E}_{ck}^+] + \sum_i [\dot{E}_{qi}^+] + \sum_n [\dot{E}_{wn}^+] = \dot{L} \geq 0 \quad (8)$$

où nous avons:

- \dot{E}_{ck}^+ puissance-travail reçue par le système au niveau d'une machine k (identique à celle figurant dans (1))
- \dot{E}_{qi}^+ copuissance-chaleur reçue par le système d'une source thermique i
- \dot{E}_{wn}^+ copuissance-transformation reçue par le système au niveau d'un réseau n.

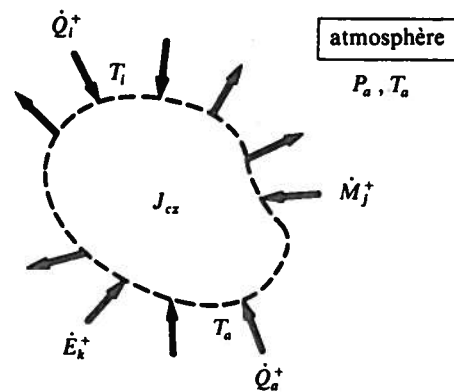


Fig.3 Système thermodynamique quelconque.

Le bilan exergétique exprimé en énergie peut être mis sous la forme analogue :

$$\sum_k [E_{ck}^+] + \sum_i [E_{qi}^+] + \sum_n [E_{wn}^+] = L \geq 0 \quad (9)$$

où nous avons:

- E_{ck}^+ énergie-travail reçue par le système au niveau d'une machine k (identique à celle figurant dans (1))
- E_{qi}^+ cotravail-chaleur reçu par le système d'une source thermique i
- E_{wn}^+ cotravail-transformation reçu par le système au niveau d'un réseau n.

2.3 Cotravail-chaleur et copuissance-chaleur

Le cotravail-chaleur E_{qi}^+ est le travail maximal qu'il est possible d'obtenir à partir de l'énergie-chaleur Q_i^+ reçue de la source thermique i, à l'aide d'un cycle réversible fonctionnant entre les températures T_i de la source et T_a de l'atmosphère.

Dans le cas général où la température T_i de la source thermique i est variable, le cotravail-chaleur E_{qi}^+ est défini par la relation :

$$E_{qi}^+ \equiv \int \Theta_i \delta Q_i^+ = \int \left(1 - \frac{T_a}{T_i} \right) \delta Q_i^+ \quad (10)$$

dans laquelle nous avons:

- Q_i^+ énergie-chalear reçue à la température T_i de la source thermique i .
- Θ_i facteur de Carnot relatif aux températures T_i de la source thermique i et T_a de l'atmosphère :

$$\Theta_i \equiv 1 - \frac{T_a}{T_i} \quad (11)$$

La *copuissance-chalear* \dot{E}_{qi}^+ est définie de la même manière, mais en puissance, par la relation :

$$\dot{E}_{qi}^+ \equiv \int \Theta_i \delta \dot{Q}_i^+ = \int \left(1 - \frac{T_a}{T_i} \right) \delta \dot{Q}_i^+ \quad (12)$$

où \dot{Q}_i^+ est la puissance-chalear reçue à la température T_i de la source thermique i .

Dans le cas où la température T_i de la source thermique i est constante, le cotravail-chalear est simplement :

$$E_{qi}^+ = \Theta_i Q_i^+ = \left(1 - \frac{T_a}{T_i} \right) Q_i^+ \quad (13)$$

La figure 4 représente la variation du facteur de Carnot Θ_i et du cotravail-chalear E_{qi}^+ en fonction de la température T_i de la source thermique i , avec en paramètre la température T_a de l'atmosphère. Cette figure confirme bien les observations pratiques suivant lesquelles, *au point de vue de la production de travail, une énergie-chalear présente un intérêt d'autant plus grand que la température T_i à laquelle elle est livrée est élevée*. Lorsque T_i diminue, cet intérêt baisse selon la loi représentée dans la figure 4.

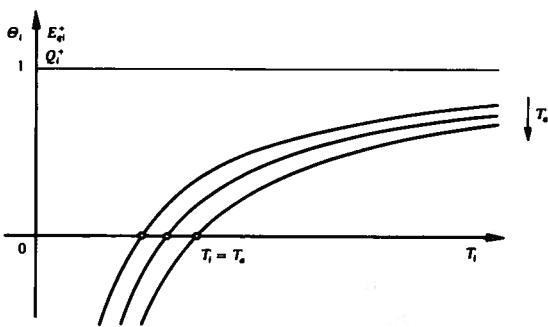


Fig. 4 Variation du facteur de Carnot Θ_i et du cotravail-chalear E_{qi}^+ en fonction de la température T_i de la source thermique i , avec en paramètre la température T_a de l'atmosphère.

Quand $T_i = T_a$, une énergie-chalear ne présente plus aucun intérêt. Cela explique la raison pour laquelle les grands systèmes naturels en équilibre avec l'atmosphère (rivières, lacs, mers, atmosphère elle-même, ...) ne présentent en tant que systèmes isolés aucun intérêt pour la production de travail, malgré leurs grandes dimensions et l'énorme énergie interne qu'ils contiennent.

Quand $T_i < T_a$, une énergie-chalear reçue ne présente pas d'intérêt pour la production de travail. C'est le fait lui-même d'extraire cette énergie-chalear d'une source à température $T_i < T_a$ qui est intéressant, car il constitue un *effet frigorifique*. Pour obtenir cet effet à l'aide d'un cycle fonctionnant entre les températures T_i et T_a , il faut fournir du travail au système.

En d'autres termes :

- quand un système reçoit de l'énergie-chalear à température $T_i < T_a$, il *reçoit* une prestation exergetique;
- quand un système reçoit de l'énergie-chalear à température $T_i < T_a$, il *fournit* une prestation exergetique.

Dans tous les cas, il convient d'évaluer, donc loquiquement de payer le service rendu sur la base du cotravail-chalear correspondant.

2.4 Cotravail-transformation et copuissance-transformation

Le *cotravail-transformation* E_w^+ est le travail maximal qu'il est possible d'obtenir à partir de la transformation thermodynamique d'un système, à l'aide d'opérations réversibles.

L'obtention du travail maximal suppose notamment que la dissipation est nulle et que tout transfert-chalear s'effectue de façon réversible entre le système considéré et l'atmosphère, c'est-à-dire à l'aide d'un cycle réversible fonctionnant entre la température T du système et la température T_a de l'atmosphère.

Le *cotravail-transformation* E_w^+ est défini par la relation :

$$E_w^+ \equiv \sum_j \left[\int k_{czj} dM_j^+ \right] - \Delta J_{cz} \quad (14)$$

dans laquelle nous avons :

- J_{cz} coénergie totale du système :
- $$J_{cz} \equiv U_{ecz} - T_a S \quad (15)$$

S entropie du système

- $k_{czj} dM_j$ coenthalpie totale reçue par le système au droit d'une section fluide j :

k_{czj} coenthalpie totale massique du fluide au droit de la section j

$$k_{czj} \equiv h_{czj} - T_a s_j \quad (16)$$

s_j entropie massique du fluide au droit de la section j .

La *copuissance-transformation* \dot{E}_w^+ est définie de la même manière, mais en puissance, par la relation :

$$\dot{E}_w^+ \equiv \sum_j \left[k_{czj} \dot{M}_j^+ \right] - \frac{dJ_{cz}}{dt} \quad (17)$$

Comme pour la puissance-transformation \dot{W}_w^+ , les deux termes qui constituent le membre de droite sont

compatibles avec le bilan de masse exprimé par la relation :

$$0 = \sum_j [\dot{M}_j^+] - \frac{dM}{dt} \quad (18)$$

D'une manière analogue, le terme \dot{E}_w^+ met en balance la somme des flux de coenthalpie totale $k_{czj} \dot{M}_j^+$ à travers la frontière avec le taux de variation dJ_{cz}/dt de la coénergie totale J_{cz} du système.

En l'absence de réactions chimiques, les grandeurs E_w^+ et \dot{E}_w^+ présentent la propriété remarquable d'être indépendantes des valeurs de référence u_0 et s_0 des substances concernées, même lorsque le système est ouvert et en régime non-permanent, cela contrairement aux termes $k_{czj} \dot{M}_j^+$ et dJ_{cz}/dt , pris séparément.

Dans le cas particulier d'un système fermé sans transfert-chalear avec d'autres sources que l'atmosphère, les relations (9) et (14) se réduisent, en énergie, à la relation :

$$E_{cmax}^- = E_w^+ = -\Delta J_{cz} = J_{cz \text{ initial}} - J_{cz \text{ final}} \quad (19)$$

qui montre que le système n'est susceptible de fournir du travail que dans la mesure où sa coénergie totale diminue. En d'autres termes, l'obtention de travail se paie par une diminution de la coénergie totale du système.

Dans le cas particulier d'un système ouvert en régime permanent, sans transfert-chalear avec d'autres sources que l'atmosphère, les relations (8) et (17) se réduisent, en puissance, à la relation :

$$\dot{E}_{cmax}^- = \dot{E}_w^+ = \sum_j [k_{czj} \dot{M}_j^+] \quad (20)$$

qui montre que le système n'est susceptible de fournir de la puissance que dans la mesure où le bilan des flux de coenthalpie totale pénétrant dans le système est positif. En d'autres termes, l'obtention de puissance se paie par une consommation de coenthalpie totale.

2.5 Perte exergétique

La perte exergétique L est la diminution de la possibilité d'obtention de travail, due aux irréversibilités internes du système.

Elle exprime quantitativement ce qui est exprimé qualitativement par la notion de dégradation de l'énergie. En vertu du Deuxième Principe, elle est toujours positive ou nulle (limite de la réversibilité).

La perte exergétique L est égale au produit de l'entropie S^i due aux irréversibilités internes par la température T_a de l'atmosphère :

$$L \equiv T_a S^i \geq 0 \quad (21)$$

La perte exergétique en puissance \dot{L} est définie de la même manière, mais en puissance, par la relation :

$$\dot{L} \equiv T_a \frac{\delta S^i}{dt} \geq 0 \quad (22)$$

Dans le cas d'une dissipation, et dans le cas général où la température T est variable, la perte exergétique correspondante est donnée par la relation :

$$L_r = \int \frac{T_a}{T} \delta R \quad (23)$$

dans laquelle nous avons :

- R dissipation due à un frottement visqueux
- T température à laquelle se produit le frottement.

Dans le cas où la température T est constante, la perte exergétique est simplement :

$$L_r = \frac{T_a}{T} R \quad (24)$$

La figure 5 représente la variation du rapport T_a/T et de la perte exergétique L_r en fonction de la température T , avec en paramètre la température T_a de l'atmosphère. Cette figure montre bien qu'une dissipation déterminée conduit à une perte exergétique d'autant plus faible qu'elle se produit à haute température. Cela se conçoit par le fait que le cotravail-chalear correspondant à la chaleur de frottement est d'autant plus grand que cette dernière est engendrée à un niveau élevé. Corrélativement, la perte exergétique est d'autant plus élevée qu'elle se produit à basse température. Cela explique l'un des aspects des difficultés rencontrées dans la technique des très basses températures.

Dans le cas d'un transfert-chalear avec chute de température et dans le cas général où les températures T_α et T_β sont variables, la perte exergétique L_t est donnée par la relation :

$$L_t = \int \left(\frac{T_a}{T_\beta} - \frac{T_a}{T_\alpha} \right) \delta Q_B^\alpha \quad (25)$$

dans laquelle nous avons :

- Q_B^α énergie-chalear transférée du corps α au corps β
- T_α température du corps chaud
- T_β température du corps froid.

Cette relation montre qu'un transfert-chalear déterminé conduit à une perte exergétique d'autant plus faible que les températures des deux corps sont élevées et voisines l'une de l'autre.

La relation (25) peut aussi être écrite sous la forme :

$$L_t = \int (\Theta_\alpha - \Theta_\beta) \delta Q_B^\alpha = \int \Theta_\alpha \delta Q_B^\alpha - \int \Theta_\beta \delta Q_B^\alpha$$

$$L_t = E_{q\alpha}^+ - E_{q\beta}^- \quad (26)$$

dans laquelle nous avons :

- $E_{q\alpha}^+$ cotravail-chalear reçu du corps chaud, à la température T_α

- $E_{q\beta}^-$ cotravail-chalear donné au corps froid, à la température T_β .

Cette relation exprime en fait le bilan exergetique relatif au système intermédiaire entre les deux corps (paroi de séparation), conformément à (9). Elle indique que la perte exergetique due à un transfert-chalear avec chute de température est égale à la différence entre le cotravail-chalear reçu du corps chaud et le cotravail-chalear donné au corps froid.

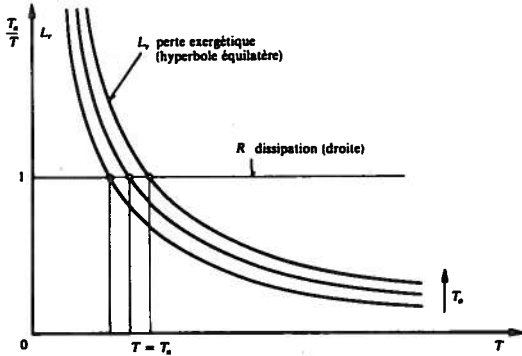


Fig. 5 Variation du rapport T_a/T et de la perte exergetique L_p , en fonction de la température T , avec en paramètre la température T_a de l'atmosphère.

A titre d'exemple, considérons le transfert-chalear entre deux corps. Le système représenté par la figure 6 est constitué d'une enveloppe indéformable, isolante et fermée, contenant deux corps α et β . Pour fixer les idées, nous admettons qu'il s'agit de deux gaz parfaits de masse M_α et M_β séparés par une paroi fixe. A l'instant initial 1, le gaz α à température $T_{\alpha 1}$ est chaud, et le gaz β à température $T_{\beta 1}$ est froid. L'expérience consiste à mettre les deux gaz en contact thermique et à observer l'évolution de leur état thermodynamique. Une énergie-chalear Q_B^α est transférée du gaz α au gaz β , le gaz chaud α se refroidit et le gaz froid β s'échauffe. Le système tend vers un état d'équilibre final 2 caractérisé par le fait que $T_{\alpha 2} = T_{\beta 2} = T_2$.

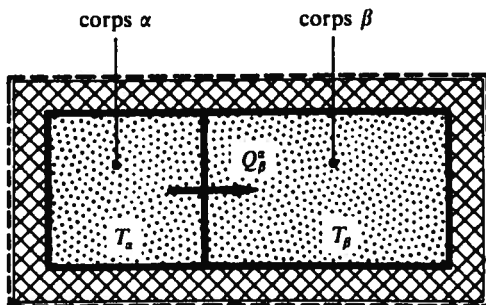


Fig. 6 Transfert-chalear entre deux corps.

La figure 7 représente un exemple de variation de T_a/T_α et T_a/T_β en fonction de Q_B^α , l'axe T_a/T étant dirigé vers le bas. Elle représente également la variation des facteurs de Carnot $\Theta_\alpha = 1 - (T_a/T_\alpha)$ et $\Theta_\beta = 1 - (T_a/T_\beta)$ en fonction de l'énergie-chalear Q_B^α , l'axe étant dirigé normalement vers le haut et son origine étant décalée de 1 par rapport à celle de l'axe T_a/T .

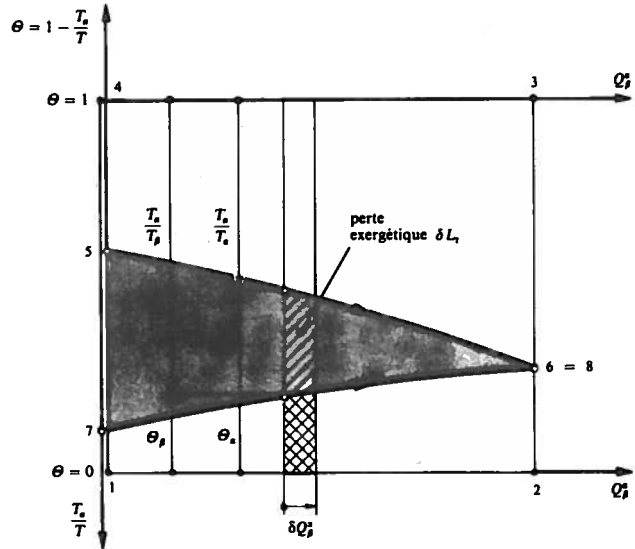


Fig. 7 Perte exergetique due au transfert-chalear avec chute de température entre les deux corps α et β de la figure 6.

Remarquons que :

- l'énergie-chalear Q_B^α transférée est représentée par la surface 1-4-3-2-1

- le cotravail-chalear $E_{q\alpha}^+$ reçu du corps chaud, est représenté par la surface 1-5-6-2-1, puisque nous avons, selon la définition (10) :

$$E_{q\alpha}^+ = \int_1^2 \Theta_\alpha \delta Q_B^\alpha = \int_1^2 \left(1 - \frac{T_a}{T_\alpha} \right) \delta Q_B^\alpha \quad (27)$$

- le cotravail-chalear $E_{q\beta}^-$ donné au corps froid, est représenté par la surface 1-7-8-2-1, puisque nous avons :

$$E_{q\beta}^- = \int_1^2 \Theta_\beta \delta Q_B^\alpha = \int_1^2 \left(1 - \frac{T_a}{T_\beta} \right) \delta Q_B^\alpha \quad (28)$$

- la perte exergetique L_p est représentée par la surface 5-6-7-5, selon la relation (26) :

$$L_p = \int_1^2 (\Theta_\alpha - \Theta_\beta) \delta Q_B^\alpha = \int_1^2 \left(\frac{T_a}{T_\beta} - \frac{T_a}{T_\alpha} \right) \delta Q_B^\alpha \quad (29)$$

2.6 Rendement exergetique

Contrairement au bilan (1) exprimant la conservation de l'énergie, le bilan exergetique (8) met bien en évidence la notion de perte thermodynamique. Il permet donc de définir la notion de rendement d'une façon claire et logique.

Le bilan (8) peut, si nous omettons les indices pour simplifier, être mis sous la forme :

$$\sum [\dot{E}_c^-] + \sum [\dot{E}_q^-] + \sum [\dot{E}_w^-] = \sum [\dot{E}_c^+] + \sum [\dot{E}_q^+] + \sum [\dot{E}_w^+] - \dot{L} \quad (30)$$

où toutes les copuissances utiles *données* par le système figurent au premier membre et toutes les copuissances *reçues* par le système figurent au second membre.

Nous en déduisons la définition générale du *rendement exergetique* d'un système quelconque :

$$\eta = \frac{\sum [\dot{E}_e^-] + \sum [\dot{E}_q^-] + \sum [\dot{E}_w^-]}{\sum [\dot{E}_e^+] + \sum [\dot{E}_q^+] + \sum [\dot{E}_w^+]} \quad (31)$$

Les différentes copuissances qui figurent dans le rapport ci-dessus sont soumises à une *règle d'exclusion*. Selon cette règle, *une copuissance déterminée ne peut figurer qu'à l'endroit où elle apparaît positivement, c'est-à-dire soit au numérateur, soit au dénominateur mais jamais aux deux endroits à la fois.*

Le bilan exergetique (30) montre que la différence entre le dénominateur \dot{D} et le numérateur \dot{N} du rapport est rigoureusement égale aux pertes exergetiques \dot{L} . Nous avons donc :

$$\eta = \frac{\dot{E}}{\dot{E}} = \frac{\dot{N}}{\dot{N} + \dot{L}} = 1 - \frac{\dot{L}}{\dot{D}} = 1 - \psi \quad (32)$$

où ψ représente les pertes exergetiques, en valeur relative.

Comme, en vertu du Deuxième Principe de la thermodynamique, nous avons toujours $\dot{L} \geq 0$, il est clair que *le rendement exergetique d'un système quelconque est toujours compris entre 0 et 1, selon l'inégalité :*

$$0 \leq \eta \leq 1 \quad (33)$$

Le rendement exergetique est égal à 0 dans le cas où le système ne fournit aucune prestation exergetique. Il serait égal à 1 dans le cas où le système serait parfaitement réversible. Nous constatons que la définition du rendement exergetique est tout à fait *adéquate pour caractériser le degré de perfection, c'est-à-dire la qualité thermodynamique d'une installation au sens de l'énergetique thermodynamique.*

Dans le cas où les bilans exergetiques sont donnés, non pas en puissance, mais en énergie, la définition générale du rendement exergetique d'un système quelconque est :

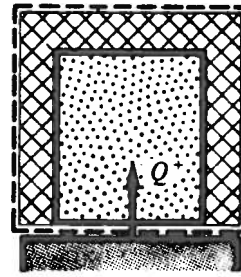
$$\eta = \frac{\sum [E_e^-] + \sum [E_q^-] + \sum [E_w^-]}{\sum [E_e^+] + \sum [E_q^+] + \sum [E_w^+]} \quad (34)$$

3. EXEMPLES D'APPLICATIONS

3.1 Chauffage par énergie-chaleur

Considérons le système représenté par la figure 8, constitué d'une enceinte indéformable et fermée, contenant un fluide (gaz parfait) de masse M . Une certaine énergie-chaleur Q^+ est transférée au système à l'aide

d'une source thermique (plaque chauffante) à température constante T_b . Le fluide est chauffé de T_1 à T_2 .



source à température $T_b = Cte$

Fig.8 Chauffage isochore d'un fluide par énergie-chaleur.

Le bilan exergetique est, selon la relation générale (9) :

$$E_w^- = E_{qb}^+ - L_t \quad (35)$$

Le cotravail-chaleur E_{qb}^+ , reçu par le système au niveau de la source thermique, est, conformément à la relation (13) :

$$E_{qb}^+ = \Theta_b Q^+ = M c_v \left(1 - \frac{T_a}{T_b} \right) (T_2 - T_1) \quad (36)$$

Le cotravail-transformation E_w^- , donné par le système au niveau du fluide, est conformément à la relation (19) :

$$E_w^- = \Delta J = M c_v \left(T_2 - T_1 - T_a \ln \frac{T_2}{T_1} \right) \quad (37)$$

Le rendement exergetique du chauffage isochore par énergie-chaleur est, conformément à la définition générale (34), ainsi que selon (36) et (37) :

$$\eta = \frac{E_w^-}{E_{qb}^+} = 1 - \frac{L_t}{E_{qb}^+} = 1 - \frac{T_a}{T_b - T_a} \left(\frac{T_b}{T_2 - T_1} \ln \frac{T_2}{T_1} - 1 \right) \quad (38)$$

La figure 9 représente la variation du rendement exergetique η en fonction de la température finale T_2 , avec en paramètre la température T_b de la source thermique, et cela pour une température initiale $\hat{T}_1 = 10^\circ C$ et une température de l'atmosphère $\hat{T}_a = 0^\circ C$.

Nous constatons que le rendement exergetique η est d'autant plus faible que T_b est élevé. A la limite $T_b = \infty$, nous tombons sur la courbe limite, identique à celle relative au chauffage par énergie mécanique ou électrique.

Ce résultat montre qu'il est maladroit de chauffer un corps avec une source thermique à température T_b inutilement élevée, et à plus forte raison avec une énergie mécanique ou électrique. Il convient au contraire d'utiliser une source à température T_b aussi basse que possible. Dans la pratique, la température T_b optimale sera finalement déterminée par des considérations économiques liées au transfert-chaleur (surface de transfert).

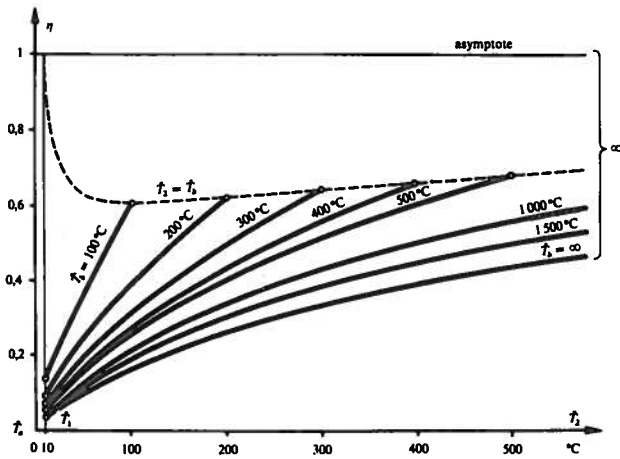


Fig.9 Variation du rendement exergetique η du système de la figure 8, en fonction de \hat{T}_2 , avec \hat{T}_1 , en paramètre, pour $\hat{T}_1 = 10^\circ\text{C}$ et $\hat{T}_a = 0^\circ\text{C}$.

3.2 Transmetteur d'énergie thermique

Considérons le *transmetteur d'énergie thermique* représenté par la figure 10, constitué de deux canaux fixes, dans lesquels deux fluides α et β s'écoulent à contre-courant et en régime permanent. Pour fixer les idées, nous admettons que le fluide α est plus chaud que le fluide β . Nous supposons, dans cet exemple, que les températures T_α et T_β restent constamment supérieures à la température T_a de l'atmosphère.

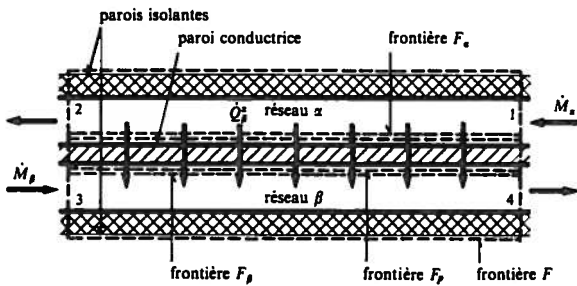


Fig.10 Transmetteur d'énergie thermique, à contre-courant et en régime permanent.

Nous négligeons les variations des énergies cinétique et potentielle, et admettons que l'isolation extérieure de l'appareil est parfaite.

Le système comporte deux réseaux, le réseau α et le réseau β .

Le bilan exergetique est, selon la relation générale (8) (frontière F):

$$\dot{E}_{w\beta}^- = \dot{E}_{w\alpha}^+ - \dot{L} \quad (39)$$

La copuissance-transformation $\dot{E}_{w\alpha}^+$, reçue par le système au niveau du fluide chauffant, est exprimée, conformément à la définition (20), par la relation :

$$\dot{E}_{w\alpha}^+ = \dot{M}_\alpha (k_{\alpha 1} - k_{\alpha 2}) \quad (40)$$

où $k_{\alpha 1}$ et $k_{\alpha 2}$ sont respectivement les coenthalpies massiques, à l'entrée et à la sortie du circuit chauffant.

La copuissance-transformation $\dot{E}_{w\beta}^-$, donnée par le système au niveau du fluide chauffé, est exprimée, conformément à la définition (20), par la relation :

$$\dot{E}_{w\beta}^- = \dot{M}_\beta (k_{\beta 4} - k_{\beta 3}) \quad (41)$$

où $k_{\beta 3}$ et $k_{\beta 4}$ sont respectivement les coenthalpies massiques, à l'entrée et à la sortie du circuit chauffé.

Le rendement exergetique du transmetteur d'énergie thermique est, conformément à la définition générale (31) :

$$\eta = \frac{\dot{E}_{w\beta}^-}{\dot{E}_{w\alpha}^+} = 1 - \frac{\dot{L}}{\dot{E}_{w\alpha}^+} = \frac{\dot{M}_\beta (k_{\beta 4} - k_{\beta 3})}{\dot{M}_\alpha (k_{\alpha 1} - k_{\alpha 2})} \quad (42)$$

Afin de bien comprendre le mécanisme de la dégradation de l'énergie dans l'appareil, nous allons effectuer l'analyse exergetique des trois parties principales du système.

Le bilan exergetique relatif au réseau α est (frontière F_α) :

$$\dot{E}_{q\alpha}^- = \dot{E}_{w\alpha}^+ - \dot{L}_{r\alpha} \quad (43)$$

La copuissance-chaleur $\dot{E}_{q\alpha}^-$, donnée par le réseau α , est selon (12) :

$$\dot{E}_{q\alpha}^- = \int_2^1 \left(1 - \frac{T_a}{T_\alpha} \right) \delta \dot{Q}_B^\alpha \quad (44)$$

Le bilan exergetique relatif à la paroi conductrice est (frontière F_p) :

$$\dot{E}_{q\beta}^- = \dot{E}_{q\beta}^+ = \dot{E}_{q\beta}^+ - \dot{L}_{t\beta}^\alpha = \dot{E}_{q\alpha}^- - \dot{L}_{t\beta}^\alpha \quad (45)$$

La perte exergetique $\dot{L}_{t\beta}^\alpha$, due au transfert-chaleur du fluide α au fluide β , est, selon (25) ou (45) :

$$\dot{L}_{t\beta}^\alpha = \int \left(\frac{T_a}{T_\beta} - \frac{T_a}{T_\alpha} \right) \delta \dot{Q}_B^\alpha = \dot{E}_{q\beta}^+ - \dot{E}_{q\beta}^- = \dot{E}_{q\alpha}^- - \dot{E}_{q\beta}^+ \quad (46)$$

Le bilan exergetique relatif au réseau β est (frontière F_β) :

$$\dot{E}_{w\beta}^- = \dot{E}_{q\beta}^+ - \dot{L}_{r\beta} \quad (47)$$

La copuissance-chaleur $\dot{E}_{q\beta}^+$, reçue par le réseau β , est, selon (12) :

$$\dot{E}_{q\beta}^+ = \int_3^4 \left(1 - \frac{T_a}{T_\beta} \right) \delta \dot{Q}_B^\alpha \quad (48)$$

La perte exergetique globale \dot{L} est bien égale à la somme des trois pertes exergetiques partielles $\dot{L}_{r\alpha}$, $\dot{L}_{t\beta}^\alpha$ et $\dot{L}_{r\beta}$:

$$\dot{L} = \dot{L}_{r\alpha} + \dot{L}_{t\beta}^\alpha + \dot{L}_{r\beta} = \dot{E}_{w\alpha}^+ - \dot{E}_{w\beta}^- \quad (49)$$

La figure 11 représente schématiquement l'articulation des différentes grandeurs exergetiques. Elle

montre clairement le mécanisme de la dégradation de l'énergie dans un transmetteur d'énergie thermique à contre-courant.

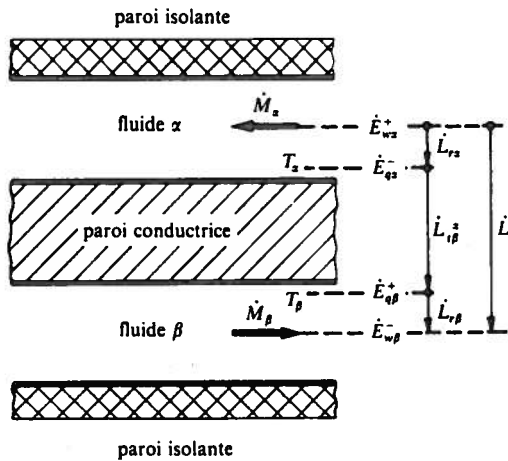


Fig. 11 Schéma de la dégradation de l'énergie dans le transmetteur d'énergie thermique de la figure 10.

3.3 Turbine

Considérons la turbine à vapeur représentée schématiquement par la figure 12, comportant un soutirage de vapeur, un système de retour de fuite et des joints à labyrinthe, et fournissant la puissance-travail \dot{E}_e^- , en régime permanent. L'isolation n'étant pas parfaite, une puissance-chaleur \dot{Q}_a^- est cédée à l'atmosphère.

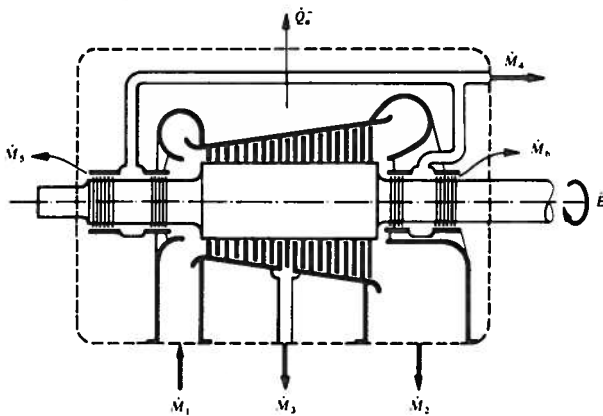


Fig. 12 Schéma d'une turbine à vapeur avec soutirage.

Nous négligeons les variations de l'énergie potentielle.

Le bilan exergétique est, selon la relation générale (8) :

$$\dot{E}_e^- = \dot{E}_w^+ - \dot{L} \quad (50)$$

Remarquons que ce bilan ne fait pas intervenir la copuissance-chaleur \dot{E}_{qa}^- , car elle est nulle.

La copuissance-transformation \dot{E}_w^+ , reçue par le système au niveau de la vapeur, est exprimée, conformément à la définition (20), par la relation :

$$\begin{aligned} \dot{E}_w^+ &= \sum_j [k_{cj} \dot{M}_j^+] \\ \dot{E}_w^+ &= \dot{M}_1 k_{c1} - \dot{M}_2 k_{c2} - \dot{M}_3 k_{c3} \\ &\quad - \dot{M}_4 k_{c4} - \dot{M}_5 k_5 - \dot{M}_6 k_6 \end{aligned} \quad (51)$$

dans laquelle nous avons :

- \dot{M}_j débits-masse de la vapeur
- k_{cj} coenthalpies totales massiques de la vapeur ($C_5 = C_6 = 0$)

La puissance-travail \dot{E}_e^- , donnée par le système au niveau du rotor, est exprimée, en vertu du Premier Principe, par le bilan énergétique :

$$\begin{aligned} \dot{E}_e^- &= \dot{W}^+ - \dot{Q}_a^- = \sum_j [h_{cj} \dot{M}_j^+] - \dot{Q}_a^- \\ \dot{E}_e^- &= \dot{M}_1 h_{c1} - \dot{M}_2 h_{c2} - \dot{M}_3 h_{c3} \\ &\quad - \dot{M}_4 h_{c4} - \dot{M}_5 h_5 - \dot{M}_6 h_6 - \dot{Q}_a^- \end{aligned} \quad (52)$$

où h_{cj} désigne les enthalpies totales massiques de la vapeur ($C_5 = C_6 = 0$).

Le rendement exergétique de la turbine est, conformément à la définition générale (31) :

$$\eta = \frac{\dot{E}_e^-}{\dot{E}_w^+} = 1 - \frac{\dot{L}}{\dot{E}_w^+} = \frac{\sum_j [h_{cj} \dot{M}_j^+] - \dot{Q}_a^-}{\sum_j [k_{cj} \dot{M}_j^+]} \quad (53)$$

Dans le cas simplifié où il n'y a ni soutirage, ni fuite de vapeur et ni fuite d'énergie-chaleur, les relations (53) deviennent :

$$\eta = \frac{h_{c1} - h_{c2}}{k_{c1} - k_{c2}} = 1 - \frac{T_a (s_2 - s_1)}{k_{c1} - k_{c2}} \quad (54)$$

$$\dot{L}_r = \dot{M} T_a (s_2 - s_1)$$

Le terme \dot{L}_r correspond bien à la perte due à la dissipation.

3.4 Installation de thermopompe à compression

La figure 13 représente le schéma d'une installation de thermopompe à compression de 9 kW, destinée au chauffage de locaux et fonctionnant avec du Fréon 502. Il s'agit d'une installation en circuit fermé.

Le tableau 1 donne les performances de l'installation (frontière F). Les conditions atmosphériques sont $P_a = 1$ bar et $\hat{T}_a = 0^\circ\text{C}$. La température de la source froide est $\hat{T}_s = 5^\circ\text{C}$ et celle des locaux à chauffer est $\hat{T}_h = 20^\circ\text{C}$.

Ce tableau met en évidence les différences entre les approches énergétique et exergétique. Relevons que,

par principe, il ne peut pas y avoir une correspondance exacte entre les différentes grandeurs.

Conformément à la définition de l'efficacité de chauffage ϵ_c , la puissance énergétique consommée Σ_1 n'est pas égale à la somme des puissances énergétiques reçues Σ_2 , car, par convention, les puissances énergétiques reçues de l'atmosphère ne sont pas comptabilisées. Par contre, la puissance exergétique consommée Σ_3 est bien égale à la somme des puissances exergétiques reçues.

Au niveau de la source froide, l'installation (frontière F) donne lieu à une consommation exergétique, exprimée par la copuissance-chaaleur \dot{E}_{qs}^+ . En effet, la source froide n'est pas en équilibre de température avec l'atmosphère, puisque sa température $\hat{T}_s = 5^\circ\text{C}$ est supérieure à celle $\hat{T}_a = 0^\circ\text{C}$ de l'atmosphère. Elle présente donc une potentialité énergétique. Comme

tout corps est déséquilibré avec l'atmosphère, la source froide constitue une richesse exergétique.

La figure 14 représente les variations de l'efficacité de chauffage ϵ_{cT} et du rendement exergétique η_T de la thermopompe, en fonction de la température T_{10} de l'eau du réseau de prélèvement. Ces caractéristiques ont été déterminées par les essais d'une thermopompe industrielle, au Laboratoire de thermodynamique et d'énergétique de l'Ecole polytechnique fédérale de Lausanne (Suisse).

La figure 14 montre que l'efficacité de chauffage ϵ_{cT} et le rendement exergétique η_T de la thermopompe varient en sens inverse lorsque nous faisons varier les températures \hat{T}_{10} de l'eau du réseau de chauffage et \hat{T}_7 de la saumure du réseau de prélèvement. Cette circonstance est due au caractère déconcertant de la notion d'efficacité de chauffage ϵ_c .

ENERGIE			EXERGIE		
Grandeurs	Symboles	%	Grandeurs	Symboles	%
Installation frontière F			Installation frontière F		
Puissance électrique du moteur du compresseur	\dot{E}_k^+	97,5	Puissance électrique du moteur du compresseur	\dot{E}_k^+	95,0
Puissance électrique du moteur du réseau de chauffage	\dot{E}_H^+	1,3	Puissance électrique du moteur du réseau de chauffage	\dot{E}_H^+	1,3
Puissance électrique du moteur du réseau de prélèvement	\dot{E}_S^+	1,2	Puissance électrique du moteur du réseau de prélèvement	\dot{E}_S^+	1,2
<i>Puissance énergétique consommée (3,926 kW)</i>	Σ_1	100,0			
Puissance-chaaleur prise par le réseau de prélèvement, à la source froide	\dot{Q}_S^+	144,4	Copuissance-chaaleur prise par le réseau de prélèvement, à la source froide	\dot{E}_{qs}^+	2,5
Puissance-chaaleur reçue par l'évaporateur, de l'atmosphère (défaut d'isolation)	\dot{Q}_e^+	1,0	Copuissance-chaaleur reçue par l'évaporateur, de l'atmosphère (défaut d'isolation)	\dot{E}_{qe}^+	0,0
<i>Puissance énergétique reçue (9,633 kW)</i>	Σ_2	245,4	<i>Puissance exergétique consommée (4,028 kW)</i>	Σ_3	100,0
Pertes énergétiques :			Pertes exergétiques :		
- compresseur	\dot{Q}_k^-	8,2	- compresseur	\dot{L}_k	30,7
- condenseur	\dot{Q}_c^-	4,3	- condenseur	\dot{L}_C	10,9
- détenteur	\dot{Q}_d^-	0,0	- détenteur	\dot{L}_D	8,0
- transmetteur interne	\dot{Q}_i^-	0,3	- évaporateur	\dot{L}_E	4,9
Total thermopompe (frontière F_T) (0,504 kW)	\dot{Q}_{qT}	12,8	- transmetteur interne	\dot{L}_R	2,5
- réseau de chauffage	\dot{Q}_h^-	0,8	Total thermopompe (frontière F_T) (2,297 kW)	\dot{L}_T	57,0
- réseau de prélèvement	\dot{Q}_s^-	0,8	- réseau de chauffage	\dot{L}_H	20,3
<i>Perte énergétique totale (0,564 kW)</i>	\dot{Q}_a^-	14,4	- réseau de prélèvement	\dot{L}_S	7,3
Puissance-chaaleur fournie par le réseau de chauffage à l'air des locaux	\dot{Q}_H	231,0	<i>Perte exergétique totale (3,409 kW)</i>	\dot{L}	84,6
<i>Puissance énergétique fournie (9,069 kW)</i>	\dot{Q}_H	231,0	Copuissance-chaaleur fournie par le réseau de chauffage à l'air des locaux	\dot{E}_{qH}	15,4
			<i>Puissance exergétique fournie (0,619 kW)</i>	\dot{E}_{qH}	15,4
<i>Efficacité de chauffage $\frac{\dot{Q}_H}{\Sigma_1} \cdot 100$</i>	ϵ_c	231,0			
			<i>Rendement exergétique $\frac{\dot{E}_{qH}}{\Sigma_3} \cdot 100$</i>	η	15,4

Tableau 1 Performances énergétiques et exergétiques de l'installation de thermopompe de la figure 13.

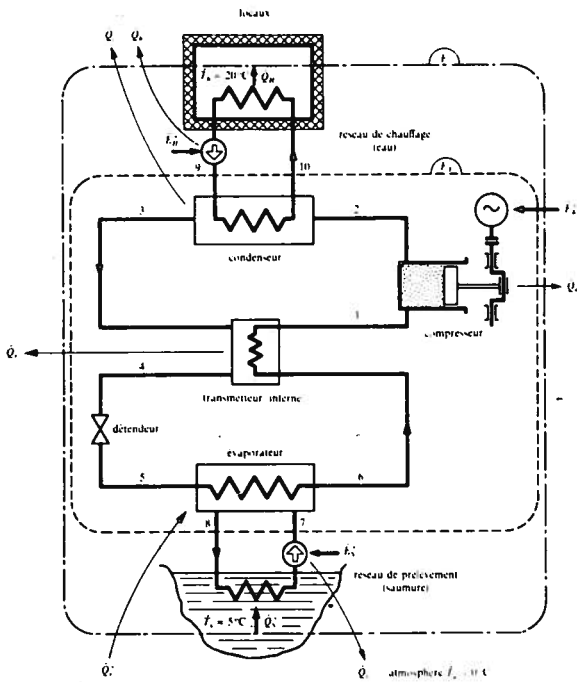


Fig. 13 Schéma d'une installation de thermopompe à compression de 9 kW ; ···· frontière F de l'installation ; - - - - frontière F_T de la thermopompe

4. COMPARAISON DE L'EFFICACITE ET DU RENDEMENT EXERGETIQUE DES CYCLES BITHERMES

Considérons tous les cycles bithermes utilisant, comme sources thermiques, l'atmosphère à température T_a et une autre source à température T_b , plus élevée ou plus basse.

Les figures 15 et 16 sont les photographies de deux maquettes représentant respectivement dans l'espace l'efficacité ε et le rendement exergetique η en fonction du rapport de température T_b/T_a et du rapport $e^{-|q_b|}$, dans lequel nous avons :

- $e^{-|q_b|}$ énergie-travail massique fournie par le système
- $|q_b|$ valeur absolue de l'énergie-chaleur mise en jeu avec la source à température T_b .

Dans les deux figures, les lignes de crête correspondent aux cycles réversibles.

Cette comparaison visuelle confirme d'une façon extrêmement claire les réserves à faire au sujet de la notion d'efficacité. Elle montre notamment que l'efficacité ε est susceptible de prendre toutes les valeurs possibles et imaginables entre 0 et l'infini, même pour les cycles réversibles. Les cas les plus troublants sont ceux relatifs aux thermopompes ou frigopompes qui consommeraient de l'énergie-travail pour à la fois absorber et fournir de l'énergie-chaleur à la température T_a de l'atmosphère, et dont l'efficacité ε peut varier de 0 à l'infini, bien qu'il s'agisse d'une opération absurde.

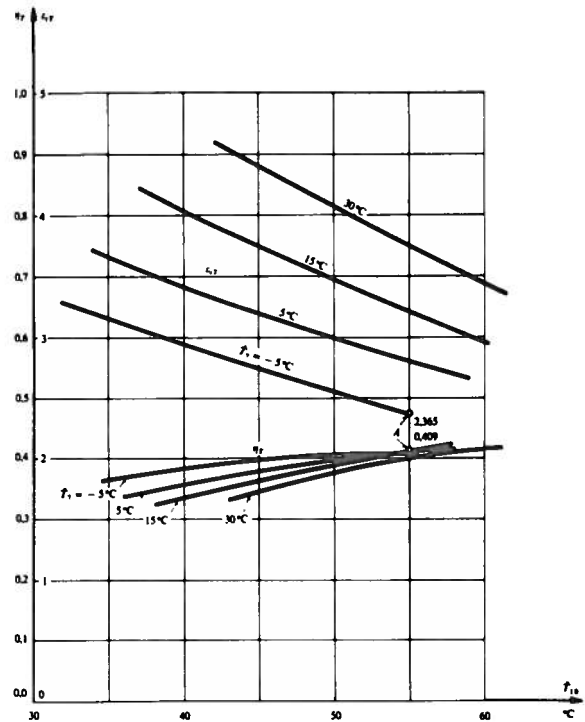


Fig. 14 Efficacité de chauffage ε_{cT} et rendement exergetique η_T de la thermopompe de la figure 13, en fonction de la température T_{10} de l'eau du réseau de chauffage, avec en paramètre la température T_7 de la saumure du réseau de prélèvement. Le point A correspond au régime de fonctionnement analysé dans le tableau 1 (température de l'atmosphère $T_a = 0^\circ\text{C}$).

Il convient donc de reconnaître que la notion d'efficacité conduit à un système d'évaluation des performances des installations thermiques qui est chaotique. Elle est insuffisante quand il s'agit de caractériser la qualité thermodynamique d'un processus. Bref, elle est incapable d'exprimer correctement la dégradation de l'énergie.

Il en résulte que l'efficacité ε ne saurait être considérée comme un véritable rendement thermodynamique et qu'elle doit être considérée seulement comme un chiffre caractéristique.

Par contre, la comparaison visuelle confirme le fait que le rendement exergetique ne peut prendre que des valeurs raisonnables comprises entre 0 et 1, la valeur 1 constituant la référence caractérisée par la réversibilité, c'est-à-dire par la perfection thermodynamique. Cette synthèse montre que la notion de rendement exergetique conduit à un système d'évaluation des performances des installations thermiques qui est harmonieux. Elle donne la qualité thermodynamique d'un processus et exprime la dégradation de l'énergie de façon irréprochable.

Il en résulte que le rendement exergetique η constitue un véritable rendement thermodynamique.

Pour terminer, nous souhaitons que ces conclusions ne soient pas interprétées de façon excessive. Nous ne prétendons nullement que la notion d'efficacité doit être abandonnée et remplacée systématiquement par celle

de rendement exergetique. Nous disons simplement, mais avec fermeté, qu'il ne faut pas lui attribuer des vertus qu'elle n'a pas. Certes, elle est intéressante, car elle donne une information précieuse au point de vue énergétique, mais il est certain que la notion de rendement exergetique donne une information supplémentaire qui est indispensable à une saine approche des problèmes énergétiques.

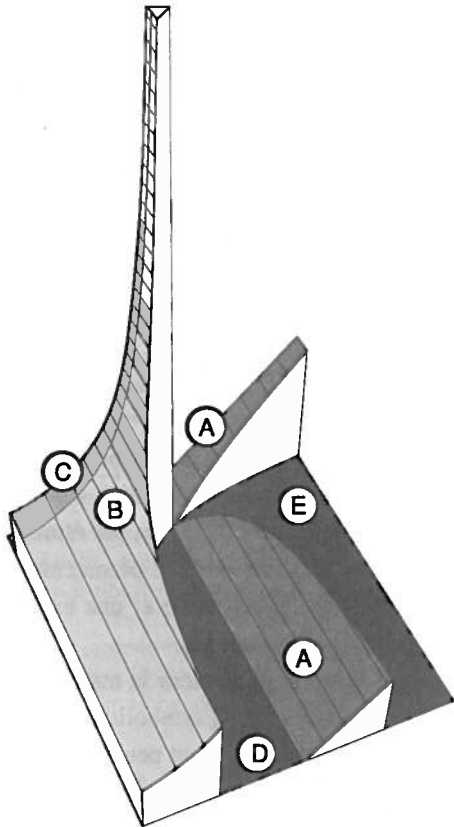


Fig.15 Maquette représentant l'efficacité ϵ des cycles bi-thermes. A: cycles moteurs; B: cycles de thermopompes; C: cycles de frigopompes; D: cycles dissipatifs; E: domaine inatteignable.

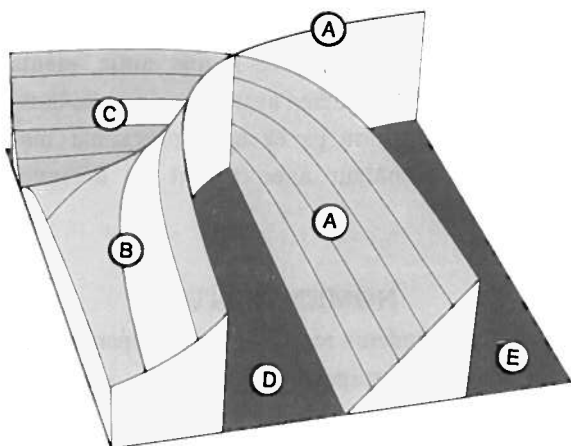


Fig.16 Maquette représentant le rendement exergetique η des cycles bi-thermes. A: cycles moteurs; B: cycles de thermopompes; C: cycles de frigopompes; D: cycles dissipatifs; E: domaine inatteignable.

5. COMMENTAIRES

5.1 Concepts, terminologie et symbolique

Malgré tous les efforts déployés dans différents pays par de nombreux chercheurs, en vue de mettre au point la théorie que nous appelons «théorie de l'exergie», l'unification n'a pas encore été réalisée ni sur les concepts, ni sur la terminologie et ni sur la symbolique. Voici, par exemple les termes que l'on trouve à ce sujet dans les ouvrages spécialisés: «énergie utilisable», «enthalpie utilisable», «travail maximal», «travail utilisable», «travail maximal utilisable», «travail technique maximal», «travail disponible», «technische Arbeitsfähigkeit», «availability», «exergie», «anergie». Très souvent, il y a confusion entre le concept, la valeur absolue d'une fonction d'état, sa valeur rapportée à un état thermodynamique de référence, son accroissement et le travail maximal correspondant. Ce manque de clarté et de systématique explique en partie le peu d'empressement des praticiens à utiliser la démarche exergetique, pourtant si féconde. Nous allons discuter trois des nombreux termes mentionnés ci-dessus.

Le terme «énergie utilisable», introduit en 1898 par Gouy, n'est pas heureux. En effet, l'adjectif «utilisable» est vague, puisqu'il est susceptible d'être appliqué à toute grandeur jugée exploitable, dans un but quelconque. En donnant ce nom à une fonction d'état analogue à la fonction j , Gouy a sans doute voulu indiquer que cette fonction joue un rôle dans le bilan du travail utile. Etant donné que la fonction j est appelée à prendre une grande importance pratique, elle mérite la faveur de recevoir une appellation spécifique, simple et exprimable en un seul mot. Ces exigences sont satisfaites avec le terme *coénergie*.

Le terme «exergie», proposé en 1956 par Rant, est simple et esthétique. Malheureusement, il a été utilisé aussi bien pour le concept de base que pour les grandeurs j , k , E_q , E_w , \dot{E}_q et \dot{E}_w . Dans ces conditions, il ne permet pas de distinguer le caractère *fonction d'état* de j et k , du caractère *grandeur de parcours* de E_q et E_w . De même, il ne permet pas de distinguer la dimension *énergie* de E_q et E_w de la dimension *puissance* de \dot{E}_q et \dot{E}_w .

C'est pour les raisons ci-dessus que nous n'utilisons le nom *exergie* et l'adjectif *exergetique* que sur le plan général, c'est-à-dire quand il s'agit du concept lui-même. Nous disons par exemple : *théorie de l'exergie*, *bilan exergetique*, *perte exergetique*, *rendement exergetique*, *comptabilité exergetique*, *économie exergetique*.

Par contre, pour les grandeurs j , k , E_q , E_w , \dot{E}_q et \dot{E}_w , nous utilisons les termes et les symboles qui figurent dans le tableau de correspondance 2.

ENERGIE Premier Principe	EXERGIE Premier et Deuxième Principes
u_e énergie effective	j coénergie
h enthalpie	k coenthalpie
Q énergie-chaleur	E_q cotravail-chaleur
\dot{Q} puissance-chaleur	\dot{E}_q copuissance-chaleur
W énergie-transformation	E_w cotravail-transformation
\dot{W} puissance-transformation	\dot{E}_w copuissance-transformation

Tableau 2 Correspondance entre les grandeurs énergétiques et les grandeurs exergetiques.

Le terme «anergie» est également simple et esthétique. Malheureusement, d'une part, il est imprécis, car il désigne aussi bien les expressions :

$$\int_1 \frac{T_a}{T} \delta Q^+ \quad \text{et} \quad \int_1 \frac{T_a}{T} \delta \dot{Q}^+ \quad (55)$$

que les expressions $T_a s$ et $T_a (s - s_0)$, ou encore les expressions L et \dot{L} . D'autre part, il est inutile, car il n'exprime pas un concept remarquable et n'apporte aucune lumière nouvelle sur les phénomènes de dégradation de l'énergie.

C'est pour les raisons ci-dessus que nous avons renoncé à l'utiliser, considérant que le concept de *perte exergetique* exprimait parfaitement tous les aspects liés aux phénomènes de dégradation de l'énergie.

La terminologie que nous avons introduite présente les avantages qui suivent.

- Le préfixe «co», qui signifie *avec*, permet, par une simple adjonction en tête des termes usuels, de passer de la démarche énergétique à la démarche exergetique, cela en rappelant les grandeurs fondamentales qui interviennent dans les deux démarches. Par exemple, le terme «coenthalpie» signifie qu'il s'agit d'une «fonction d'état définie avec la fonction d'état fondamentale enthalpie», le terme «copuissance-chaleur» remplace d'une façon heureuse la locution «puissance maximale qu'il est possible d'obtenir avec la puissance-chaleur».

- Le préfixe «co» permet de respecter la symétrie qui existe entre les grandeurs fondamentales. Par exemple, les termes «coénergie» et «coenthalpie» rappellent bien la symétrie qu'il y a entre l'énergie interne et l'enthalpie.

- Le préfixe «co» permet de tenir compte sans difficulté de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle gravifique. Par exemple, le terme coenthalpie totale désigne la grandeur k_{cz} .

- Le préfixe «co» se laisse aisément traduire dans toutes les langues. Nous avons, par exemple :

en français : «coénergie» et «coenthalpie»
en anglais : «coenergy» et «coenthalpy»
en allemand : «Koenergie» et «Koenthalpie»

en italien : «coenergia» et «coentalpia»

5.2 Utilité de la démarche exergetique

La théorie de l'exergie constitue un outil de travail extrêmement pratique dès que l'on veut mettre en évidence la *qualité thermodynamique* d'un système, quelles que soient sa taille, sa complexité et la nature des phénomènes dont il est le siège (élément, appareil, machine, installation, système). Elle permet en effet de poser un véritable «diagnostic» concernant la «santé thermodynamique» du système, en décelant toutes les imperfections correspondant à l'enchaînement suivant :

irréversibilité → dégradation de l'énergie → perte.

En projetant une lumière crue sur les défauts thermodynamiques d'un système, la théorie de l'exergie permet de démystifier certaines démarches techniques qui paraissent rentables au point de vue financier, mais qui sont en réalité défavorables au point de vue de l'économie de l'énergie. Elle permet donc de lutter contre le gaspillage des énergies primaires en incitant les praticiens à réaliser des opérations aussi réversibles que possible, ceci en commençant par éliminer les irréversibilités les plus criardes. Elle permet ainsi d'évoluer vers une optimisation meilleure et une exploitation plus rationnelle des installations.

Certes, pour acquérir la maîtrise des concepts, de la terminologie et de la symbolique exposés ci-dessus, le praticien doit consacrer un peu de temps et consentir un certain effort. Mais cette acquisition se révélera très rapidement payante. En effet, de même que l'engagement d'un bon comptable permettra d'améliorer la gestion d'une entreprise, l'acquisition de la comptabilité exergetique permettra d'améliorer la compréhension et la conception de tout système énergétique.

La démarche exergetique conduit à une autre façon d'aborder les problèmes d'énergie, à une autre vision des choses, pour ne pas dire à une autre mentalité. L'ingénieur ou le praticien ayant bien assimilé la théorie de l'exergie ne pourra, par exemple, plus jamais manipuler l'énergie-chaleur avec autant de désinvolture qu'auparavant.

NOMENCLATURE

Les grandeurs reçues et données par un système sont distinguées respectivement par les signes $+$ et $-$. Exemple :

- E_e^+ énergie-travail reçue par le système, de l'extérieur
- E_e^- énergie-travail donnée par le système, à l'extérieur

C	vitesse	m/s
c_v	chaleur spécifique isochore	J/(K kg)
E_c	énergie-travail	J
\dot{E}_e	puissance-travail	W
E_q	cotavail-chaleur	J
\dot{E}_q	copuissance-chaleur	W
E_w	cotavail-transformation	J
\dot{E}_w	copuissance-transformation	W
e	énergie-travail massique	J/kg
g	accélération terrestre	m/s ²
h	enthalpie massique	J/kg
h_{cz}	enthalpie totale massique	J/kg
J	coénergie	J
J_{cz}	coénergie totale	J
k	coenthalpie massique	J/kg
k_{cz}	coenthalpie totale massique	J/kg
L	perte exergetique en énergie	J
\dot{L}	perte exergetique en puissance	W
L_r	perte exergetique due à une dissipation	W
L_t	perte exergetique due à un transfert-chaleur avec chute de température	W
M	masse	kg
\dot{M}	débit-masse	kg/s
P_a	pression de l'atmosphère	Pa
Q	énergie-chaleur	J
\dot{Q}	puissance-chaleur	W
q	énergie-chaleur massique	J/kg
R	dissipation	J
S	entropie	J/K
s	entropie massique	J/(K kg)
T	température	K
T_a	température de l'atmosphère	K
t	temps	s
U	énergie interne	J
U_{ecz}	énergie effective totale	J
V	volume	m ³
W	énergie-transformation	J
\dot{W}	puissance-transformation	W
Z	altitude	m
ε	efficacité	—
η	rendement exergetique	—
Θ	facteur de Carnot	—

REFERENCES

- [1] Baehr H. D., Bergmann E., Bosnjakovic F., Grassmann P., Van Lier J. J. C., Rant Z., Rögner H., Schmidt K. R. — *Energie und Exergie*. VDI, Düsseldorf, 1965.
- [2] Borel L. — «Fonctions d'état, bilans de travail, pertes et rendement thermo-dynamiques». Bulletin technique de la Suisse romande, N^{os} 19 et 20, septembre et octobre 1965.
- [3] Borel L. — *Economie énergétique et exergie*. Institut de thermodynamique, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 1974.
- [4] Borel L., Morisod R. — *Application de la comptabilité exergetique au problème du chauffage à distance en Suisse*. Institut de thermodynamique, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 1975.

- [5] Borel L. — «Théorie générale de l'exergie et applications pratiques». Entropie, N^{os} 85, 86 et 87, 1979.
- [6] Borel L. — *Thermodynamique et énergétique*, vol. I, 2e édition revue et corrigée. Presses polytechniques romandes, Lausanne, 1987.
- [7] Borel L., Nguyen D. L., Batato M. — *Thermodynamique et énergétique*, vol. II. *Problèmes résolus et exercices*. Presses polytechniques romandes, Lausanne, 1987.
- [8] Buchet E. — *Analyse énergétique des centrales thermiques et nucléaires à vapeur et à gaz*. Institut de thermodynamique, Université de Liège, 1974.
- [9] Feidt M. — *Thermodynamique et optimisation énergétique*. Technique et documentation, Paris, 1987.
- [10] Gouy G. — *Sur les transformations et l'équilibre en thermodynamique*. *Comptes rendus des séances de l'Académie des sciences*. Gauthiers-Villars & fils, Paris, 1889.
- [11] Houberechts A. — «L'exergie». Revue EPE, vol. VII, N^o 34, Louvain, 1970.
- [12] Kling R. — *Thermodynamique générale et applications*. Technip, Paris, 1980.
- [13] Le Goff P. — *Energétique industrielle*. Technique et documentation, Paris, 1979.
- [14] Marchal R. — *La thermodynamique et le théorème de l'énergie utilisable*. Dunod, Paris, 1956.
- [15] Moebius W. — «Die Exergie der Mehrstoffgemische — Anwendung auf das Gemisch feuchte Luft». Luft und Kältetechnik, 1972 u., 1973.
- [16] Rant Z. — «Exergie, ein neues Wort für «technische Arbeitsfähigkeit». Forsch.-Ing.-Wes., Nr. 22, 1956.
- [17] Reistad G. M. — «Available Energy Conversion and Utilization in the United States». Journal of Engineering for Power, 1975.
- [18] Tratzscher W. — «Exergetische Beurteilung technischer Verbrennungsreaktionen». Energietechnik, Nr. 12, 1962.

QUESTIONS ♦ REPONSES

○Q Pr. P. Le GOFF - ENSIC-INPL NANCY

- 1) Nous sommes tous fondamentalement d'accord avec votre présentation de l'exergie. Mais, nous divergeons sur les questions de vocabulaire. Dans le cadre du premier principe, nous employons le mot «énergie» avec un adjectif (mécanique, thermique, chimique, ...) et dans celui du second principe, nous utilisons le mot «exergie» avec le même adjectif. Je ne comprends toujours pas ce qu'apporte le nouveau vocabulaire utilisant le préfixe co (coénergie, coenthalpie, cotavail-chaleur, cotavail-transformation, ...). Pourquoi ajouter de nouveaux mots à un vocabulaire déjà compliqué ?
- 2) Le langage de la communauté internationale des thermiciens est actuellement «exergie» avec un adjectif, et j'ai l'impression que vous abandonnez un peu votre vocabulaire.

●R L. BOREL

- 1) Je suis arrivé à ce langage, après plusieurs essais avec les étudiants, pour des raisons de clarté, de précision et d'efficacité. En effet, dans le cadre du premier principe, on prend la peine de distinguer les fonctions d'état *énergie interne* et *enthalpie*, ainsi que les grandeurs de parcours *travail* et *chaleur*. On distingue également les dimensions *énergie* et *puissance*. Il n'est pas question de réduire tous ces termes au terme unique *énergie*, même assorti d'adjectifs. Dans le cadre exergetique, il est évident qu'on doit prendre autant de soin pour distinguer les notions correspondantes. C'est pourquoi, le vocabulaire limité

au mot «exergie» pour couvrir l'ensemble des notions est manifestement insuffisant. Dans le nouveau langage que j'utilise, le préfixe *co*, qui signifie *avec*, permet par une simple adjonction en tête des termes usuels de passer de la démarche énergétique à la démarche exergetique, cela en rappelant les grandeurs fondamentales qui interviennent. Exemple: *coenthalpie* = fonction d'état définie avec l'*enthalpie*; *cotraitement-chaud* = travail maximal qu'il est possible d'obtenir avec la *chaud*. Le préfixe *co* permet donc de condenser très fortement le langage sans perte d'information. En outre le préfixe *co* se laisse traduire aisément dans toutes les langues. Exemple: *coenthalpie*, *coenthalpy*, *Koenthalpie*, *coentalpia*, ... En résumé, ce nouveau langage me semble le plus simple, à qualité d'information égale. Il s'est avéré efficace sur le plan pédagogique. En outre, il pourrait avoir une vocation internationale.

2) Il n'est pas dans mes intentions d'abandonner ce vocabulaire. En ce qui concerne la communauté internationale, nous verrons dans quelques années quel langage elle aura jugé bon de retenir.

○○ M. SANFELD - ULB et Paris 7

Je suis en admiration devant votre ouvrage. Je le dis franchement, parce qu'il est remarquable. Mes questions portent sur trois points de nature mathématique.

1) Quand vous parlez de *coénergie* ou de *coenthalpie*, il s'agit de grandeurs qui dépendent non seulement de la pression P et de la température T , mais encore de P_a et de T_a relatifs à l'atmosphère. Ces grandeurs dépendent donc de deux états, celui du corps considéré et celui de l'environnement. Ce ne sont donc pas des fonctions d'état. Ne devrait-on pas les appeler des fonctionnelles ?

2) Dans votre bilan d'entropie, je ne comprends pas que vous écriviez $\delta S/dt$. En fait, il s'agit d'une dérivée par rapport au temps, et l'on devrait écrire dS/dt . Pourquoi ce symbole δ ?

3) Quand on traite des systèmes non uniformes, les bilans globaux sont très gênants. Ne faudrait-il pas utiliser plutôt des bilans locaux ?

● R L. BOREL

1) En principe, vous avez raison. La *coénergie* et la *coenthalpie* ne sont pas des fonctions d'état comme les autres. Mais en pratique, il est commode de les traiter comme des fonctions d'état, cela d'autant plus aisément que les valeurs de P_a et T_a sont en général admises constantes pour une étude donnée. D'ailleurs, afin d'éviter toute ambiguïté, on peut préciser qu'il s'agit de fonctions d'état «extrinsèques», alors que les fonctions d'état habituelles peuvent être qualifiées d'«intrinsèques».

2) D'une façon générale, il convient de distinguer:
- la «différentielle totale» dX d'une fonction d'état X , dont l'intégrale ne dépend que des bornes d'intégration:

$$\int_1^2 dX = X_2 - X_1$$

- la «forme différentielle» δY d'une grandeur de parcours Y , dont l'intégrale dépend du chemin parcouru:

$$\int_1^2 \delta Y = Y$$

Le fait de diviser par le temps ne change rien à ce qui précède. Il est donc dangereux d'écrire $dS/dt = C$, car alors on pourrait en déduire :

$$\int_1^2 dS^I = S_2^I - S_1^I = \int_1^2 C dt$$

ce qui est inadmissible, puisque la création d'entropie S^I n'est pas une fonction d'état.

En écrivant $\delta S^I/dt = C$, on est conduit tout naturellement au résultat correct :

$$\int_1^2 \delta S^I = S^I = \int_1^2 C dt$$

3) Aussi bien les bilans exergetiques que les bilans énergétiques permettent de traiter globalement tout système contenu à l'intérieur d'une frontière, cela sans restriction concernant la structure et la composition du système. Ce dernier peut être aussi hétérogène et aussi complexe que l'on veut. Exemple: centrale électrique à vapeur. Evidemment, il est toujours possible de traiter séparément des sous-systèmes plus simples et d'établir des bilans locaux. Dans tous les cas, la démarche exergetique permet de saisir l'ensemble d'un système, sans trahir le fait qu'en général il est polyphase et que les fonctions d'état varient d'un point à l'autre.

○○ M. VALERO

Pour les problèmes industriels, l'analyse exergetique est nécessaire, mais elle n'est pas suffisante, car l'industriel pense en termes de ressources. Il faut aller plus loin étant donné que les répercussions de l'exergie sont différentes d'un sous-système à un autre. On a donc besoin de plus d'informations, notamment d'une évaluation du coût des pertes exergetiques.

● R L. BOREL

Je suis d'accord. L'analyse exergetique doit permettre de prendre en compte les potentialités exergetiques des ressources. Ce but est atteint en introduisant la notion de *cotraitement-transformation*, qui est le travail maximal qu'il est possible d'obtenir à partir de la transformation thermodynamique d'un système à l'aide d'opérations réversibles. Exemple: *pouvoir exergetique* d'un combustible. L'analyse exergetique doit aussi permettre de prendre en compte les investissements en énergie et en argent, c'est-à-dire les aspects économiques. Ce but est atteint en introduisant la notion de coût de l'unité exergetique. Exemple: *prix de revient*, en Frs/kJ, du *cotraitement* fourni par une installation de cogénération, soit sous forme d'électricité, soit sous forme de chaleur.

○○ Mme CLAUSE

En tant que professeur de thermodynamique à l'Université de Technologie de Compiègne, je me suis largement inspirée du livre de M. BOREL. Je crois que c'est une façon de présenter la thermodynamique qui est largement appréciée. Je me suis posé effectivement la même question que M. SANFELD au niveau du terme δS^I . C'est une présentation qui demande un effort au départ, mais, une fois le symbolisme maîtrisé, on dispose de règles précises. On a alors moins de chance de se tromper que lorsqu'on reste dans le flou et qu'on ne sait pas très bien ce que représente les différentes grandeurs. J'espère que les futurs ingénieurs utiliseront dans leur expérience professionnelle cette façon de voir la thermodynamique.