

Thermodynamique appliquée

L'exergie

par **Gilbert RIOLLET**

Professeur honoraire à l'École Centrale des Arts et Manufactures
Ancien Directeur Technique des turbines à vapeur Alstom

1. Évaluation de l'énergie par référence au milieu ambiant	B 1 212 - 2
1.1 Concept d'exergie.....	— 2
1.2 Concept d'anergie.....	— 2
1.3 Lois de l'exergie et de l'anergie.....	— 3
1.3.1 Expression combinée des Premier et Second Principes en présence d'un milieu ambiant.....	— 3
1.3.2 Nouvelle forme du Second Principe en présence d'un milieu ambiant	— 4
1.3.3 Relations entre l'énergie, l'exergie et l'anergie.....	— 4
1.3.4 Compléments sur l'exergie de transformation	— 4
2. Bilan d'exergie	— 6
2.1 Forme générale.....	— 6
2.2 Rendement exergetique.....	— 6
2.3 Exemples de bilans globaux d'exergie	— 6
3. Étude des pertes exergetiques	— 7
3.1 Nature physique	— 7
3.2 Méthode générale d'analyse	— 8
3.3 Exemple de calcul de pertes exergetiques : cas d'un échangeur.....	— 8
3.3.1 Perte globale	— 8
3.3.2 Pertes individuelles	— 8
3.4 Perte par exergie restante.....	— 9
4. Exemples d'application à des systèmes énergétiques	— 9
4.1 Turbine à gaz avec récupération de chaleur.....	— 9
4.2 Centrale électrique à vapeur.....	— 12
5. Intérêt du bilan d'exergie	— 14
Pour en savoir plus.....	Doc. B 1 213

Toutes les machines et tous les processus industriels que l'ingénieur conçoit et analyse ont en commun d'échanger de la chaleur avec une même source : l'atmosphère, mais souvent de façon indirecte par l'intermédiaire d'une masse fluide ou solide, ou d'un ensemble d'appareils. Ce rôle de relais pourra, par exemple, être joué par l'eau d'une rivière ou par la mer, ou encore, dans le cas d'une centrale électrique, par un réfrigérant atmosphérique. On se fixe de toute façon une température de référence T_o , entretenue par l'effet du milieu ambiant, même s'il subsiste entre T_o et la température de l'atmosphère un certain écart ; celui-ci est alors responsable d'irréversibilités qui peuvent faire l'objet d'une analyse complémentaire.

1. Évaluation de l'énergie par référence au milieu ambiant

1.1 Concept d'exergie

Dans tout ce qui précède, on a vu se dégager une hiérarchie naturelle entre les deux formes de l'énergie : travail et chaleur, fondée sur la facilité de convertir intégralement la première en la seconde alors que l'opération inverse, qui nécessite de recourir aux machines thermiques, s'avère incomplète. En se référant au niveau thermique du milieu ambiant, il devient possible de substituer à cette appréciation qualitative une partition rigoureuse de l'énergie, en distinguant les fractions convertible et inconvertible en travail.

Fondamentalement, cette nouvelle évaluation repose sur les vertus du cycle de Carnot, qui relie deux niveaux thermiques différents par des évolutions isentropiques et qui, grâce à l'absence de toute irréversibilité, offre le moyen le plus efficace soit de transformer une quantité de chaleur en travail, lorsqu'elle est reçue d'une source chaude, soit de l'élever à un niveau de température supérieur, lorsqu'elle provient d'une source froide.

Examinons dans ce but chacun des échanges de chaleur $\delta Q'$ qui, par définition, a lieu entre un sous-système et la température T et toute source extérieure au système complet mais différente du milieu ambiant.

Pour tirer le meilleur parti de $\delta Q'$, il faudrait qu'il soit pratiqué entre la même source extérieure et une machine de Carnot utilisant comme autre source thermique le milieu ambiant de référence.

Une telle opération revêtirait, selon le signe de $\delta Q'$ et le niveau de la température T par rapport à T_0 , l'une des quatre formes représentées sur la figure 1 dans les coordonnées (S, T) du fluide en évolution, et qui possèdent certaines propriétés communes. Ainsi, le transfert de $\delta Q'$ produirait au cours de l'évolution o-f une variation d'entropie $dS = \frac{\delta Q'}{T}$, de même signe que $\delta Q'$, alors que la variation $-dS$, subie au contact du milieu ambiant, nécessiterait un échange δQ_0 avec celui-ci égal à $-T_0 dS$; en outre, au cours du cycle où $\delta W + \delta Q' + \delta Q_0 = 0$, le travail de la machine idéale aurait pour valeur :

$$\delta W = -(\delta Q' + \delta Q_0) = -\eta_{C,o} \delta Q'$$

avec $\eta_{C,o} = 1 - \frac{T_0}{T}$ (1)

appelé, par définition, *rendement de Carnot rapporté au milieu ambiant*.

Mais les situations rencontrées ont aussi leur caractère propre :

Cas (I) $\delta Q' > 0, T > T_0$: δW est négatif, la machine fonctionne en moteur et développe, en valeur absolue, la *quantité maximale de travail pouvant être produite, c'est-à-dire récupérable* à partir de $\delta Q'$ entre les températures T et T_0 .

Cas (II) $\delta Q' > 0, T < T_0$: δW est positif, avec $\eta_{C,o}$ négatif ; l'appareil a la nature d'une machine frigorifique et absorbe la *quantité minimale de travail devant être consommée, c'est-à-dire indispensable* pour extraire $\delta Q'$ à la température T et l'élever jusqu'à T_0 .

Cas (III) $\delta Q' < 0, T > T_0$: δW est encore positif, mais avec $\eta_{C,o}$ positif ; on a affaire à une pompe à chaleur qui, comme en (II), consomme le travail minimal nécessaire pour assurer l'échange $\delta Q'$, c'est-à-dire, dans le cas présent, pour rejeter cette chaleur à la température T à partir de T_0 .

Cas (IV) $\delta Q' < 0, T < T_0$: δW est négatif, ainsi que $\eta_{C,o}$; il s'agit d'un moteur qui fonctionne avec une source froide artificielle et qui produit le travail maximal récupérable dans ces conditions.

À noter cependant qu'une telle opération ne présente en pratique aucun intérêt, car l'entretien d'une source froide à une température inférieure à T_0 obligerait à installer une machine frigorifique, comme celle du cas (II). Si tous les phénomènes étaient réversibles, cette machine consommerait un travail égal à celui fourni par le moteur, alors que dans la réalité, où les irréversibilités sévissent, le bilan global du travail devient déficitaire.

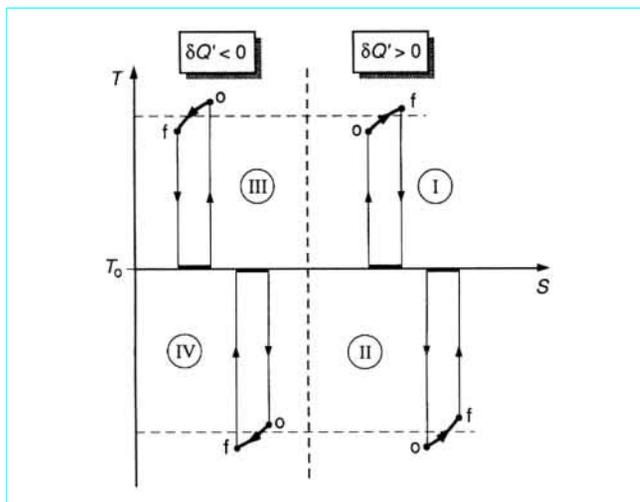


Figure 1 – Valorisation d'un échange thermique externe $\delta Q'$ dans une machine élémentaire de Carnot ayant le milieu ambiant pour seconde source

D'une manière générale, tout échange de chaleur $\delta Q'$ avec une source autre que le milieu ambiant contient une fraction $\eta_{C,o} \delta Q'$ qui a le caractère d'un travail récupérable [cas (I) et (IV)] ou indispensable [cas (II) et (III)] et qui présente donc la même nature physique que le travail réellement échangé par le système.

À l'intérieur des termes δW et $\delta Q'$, on identifie ainsi une nouvelle forme de l'énergie dite **exergie** et désignée par la notation X , qui recouvre **toutes les quantités possédant la nature d'un travail** :

- soit à titre déjà acquis, ce qui est le cas de δW ;
- soit à titre potentiel par le truchement d'une machine de Carnot, ce qui est le cas de la fraction $\eta_{C,o} \delta Q'$.

Pour distinguer néanmoins entre ces deux origines, on donne à δW , lorsque cette précision est nécessaire, le nom d'**exergie-travail** et on appelle **exergie-chaleur** X_Q celle qui est générée par $\delta Q'$ et définie par la relation :

$$\delta X_Q = \eta_{C,o} \delta Q' \quad (2)$$

On souligne que :

— la notation $\delta Q'$ a été volontairement introduite pour bien rappeler que seules les sources extérieures autres que le milieu ambiant sont à considérer ;

— le travail du cycle de Carnot, concrétisation de l'exergie-chaleur, est égal et de signe contraire à celle-ci, puisque ce travail quitterait la machine de Carnot lorsque $\delta Q'$ y entre, et inversement ;

— en tant que concept réversible, l'exergie-chaleur a la propriété d'un extremum. À ce titre, elle est :

- soit positive et maximale, lorsqu'elle a la signification d'un *travail récupérable*,
- soit négative et minimale en valeur absolue, lorsqu'elle s'identifie à un *travail indispensable*.

1.2 Concept d'energie

Chaque transfert élémentaire de chaleur δQ_0 avec le milieu ambiant nécessite naturellement un écart fini et convenablement orienté entre T_0 et la température T du sous-système concerné. Pour que cette irréversibilité soit, comme la logique le réclame, imputée au système, on adjoit par la pensée à ce dernier une interface matérielle (figure 2), maintenue par hypothèse à la température T_0 et qui effectue le transfert considéré en le décomposant en deux opérations : un échange irréversible avec le sous-système et un autre, égal et réversible, avec le milieu ambiant.

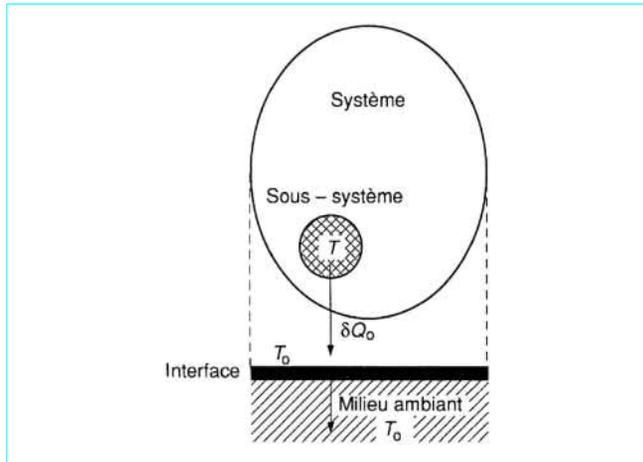


Figure 2 – Schématisation des échanges de chaleur avec le milieu ambiant

Grâce à cet artifice, tous les échanges de chaleur avec le milieu ambiant ont théoriquement lieu à la température T_o , alors que les irréversibilités thermiques correspondantes sont versées sous forme interne au compte du système.

Il en résulte aussi que la chaleur Q_o ainsi mise en jeu ne possède aucune valeur énergétique puisque, si elle est cédée au milieu ambiant, elle a auparavant épuisé en amont de l'interface son aptitude à produire du travail et, si elle est reçue par le système, ce sera à titre gratuit car nulle pompe à chaleur n'est nécessaire pour l'élever jusqu'au niveau thermique de la même interface. On donne en définitive le nom d'**anergie**, représentée par le symbole A , à toute quantité de chaleur qui est échangée ou destinée à être échangée, sous forme dévalorisée ou gratuite, à la température T_o du milieu ambiant.

Si l'on se reporte à nouveau aux situations types de la figure 1, on sait que la machine de Carnot échange avec l'ambiance la quantité de chaleur :

$$-T_o dS = -\frac{T_o}{T} \delta Q' = -(1 - \eta_{C,o}) \delta Q'$$

alors que $\delta Q'$ se met sous la forme :

$$\delta Q' = \eta_{C,o} \delta Q' + (1 - \eta_{C,o}) \delta Q'$$

Le dernier terme de cette équation représente donc la quantité d'anergie contenue dans $\delta Q'$, qui, pour rappeler son origine, porte le nom d'**anergie-chaleur** A_Q et se trouve définie par la relation :

$$\delta A_Q = (1 - \eta_{C,o}) \delta Q' \tag{3}$$

Ce résultat appelle plusieurs commentaires importants :

- la chaleur que la machine de Carnot échange avec l'ambiance est égale et de signe contraire à l'anergie-chaleur, puisque cette chaleur quitterait ladite machine lorsque $\delta Q' > 0$, et inversement ;
- comme déjà établi : $\delta Q' = \delta X_Q + \delta A_Q$ (4)

— en tant que concept réversible, l'anergie-chaleur a la propriété d'un extremum. De ce fait, elle est :

- soit positive et minimale, lorsqu'elle s'identifie à un *rejet thermique irréductible* vers le milieu ambiant [cas (I) et (II)] ;
- soit négative et maximale, lorsqu'elle a la signification d'un prélèvement thermique rendu disponible dans le même milieu [cas (III) et (IV)].

1.3 Lois de l'exergie et de l'anergie

1.3.1 Expression combinée des Premier et Second Principes en présence d'un milieu ambiant

Considérons le système ouvert le plus général, décrit en [B 1 210], où les échanges Q comprennent celui Q_o s'établissant avec le milieu ambiant et ceux $\delta Q'$ s'effectuant avec les autres sources extérieures. Selon le Premier Principe :

$$W_{\text{eff}} + \sum (V) \int_{t_i}^{t_o} \delta Q' + Q_o = \Delta U_t - \sum (q) \int_{t_i}^{t_o} h_t q dt \tag{5}$$

Ce système respecte également le Second Principe, en [B 1 211], où les δQ_{ex} se partagent de la même façon entre Q_o et les $\delta Q'$. En outre, et conformément à la convention introduite au paragraphe 1.2, on suppose que l'échange Q_o se produit à la température T_o du milieu ambiant, ce qui a pour conséquence d'inclure dans le terme ΔS_i l'irréversibilité thermique due à ce transfert, fictivement localisée entre le système et une interface immatérielle maintenue à T_o .

D'où :

$$\sum (V) \int_{t_i}^{t_o} \frac{\delta Q'}{T} + \frac{Q_o}{T_o} + \Delta S_i = \Delta S - \sum (q) \int_{t_i}^{t_o} s q dt \tag{6}$$

qui, après passage de ΔS_i au second membre et multiplication par T_o devient :

$$\sum (V) \int_{t_i}^{t_o} \frac{T_o}{T} \delta Q' + Q_o = T_o \Delta S - \sum (q) \int_{t_i}^{t_o} T_o s q dt - T_o \Delta S_i \tag{7}$$

En retranchant (7) de (5), on trouve :

$$W_{\text{eff}} + \sum (V) \int_{t_i}^{t_o} \eta_{C,o} \delta Q' = \Delta U_t - T_o \Delta S + \sum (q) \int_{t_i}^{t_o} (T_o s - h_t) q dt + T_o \Delta S_i$$

Puisque le premier membre contient l'exergie-travail W_{eff} et l'exergie-chaleur X_Q échangées avec l'extérieur, le second membre mesure la variation totale d'exergie du système. Il comprend :

- une quantité $T_o \Delta S_i$ toujours positive, qui regroupe les effets des irréversibilités internes ;
- un ensemble de termes entièrement déterminés par les fonctions d'état et par T_o , que l'on regroupe sous la notation X_r et qui mesure la variation d'exergie que le système subirait en l'absence d'irréversibilités internes ($\Delta S_i = 0$) dans une évolution qui aurait en commun avec la voie réelle les états initial et final ainsi que ceux, instantanés, des fluides entrant et sortant. Par conséquent, X_r traduit, en ne faisant intervenir que leurs états extrêmes, le rôle que (le ou) les fluides jouent dans l'échange d'exergie du système.

Pour prendre en compte cette contribution des fluides de la même manière que dans le bilan d'énergie, on remplace X_r par son opposé $X_T = -X_r$, appelé *exergie de transformation*, qui représente l'*exergie échangée par l'appareil avec (le ou) les fluides* et qui :

- si elle est positive, est apportée par (le ou) les fluides. Elle s'identifie alors au travail maximal qui serait créé par le seul X_T (c'est-à-dire si $X_Q = 0$) dans une évolution réversible ; on peut dire qu'il s'agit d'un *travail récupérable dû à l'évolution des fluides* ;
- si elle est négative, est cédée aux fluides par l'appareil. Dans ce cas, sa valeur absolue s'interprète comme étant le *travail minima nécessaire à l'évolution des fluides*, si X_Q et ΔS_i étaient nuls.

Le terme $T_o \Delta S_i$, qui réduit la production d'exergie ou accroît sa consommation, a reçu pour cette raison le nom de **pertes exergétiques**, symbolisées par Π .

Finalement, les variations d'exergie d'un système ouvert suivent la loi :

$$W_{\text{eff}} + X_Q + X_T - \Pi = 0 \quad (8)$$

avec :

$$X_T = -(\Delta U_t - T_o \Delta S) + \sum (q) \int_{t_o}^{t_t} (h_t - T_o s) q dt \quad (9)$$

et $\Pi = T_o \Delta S_i \quad (10)$

En dérivant par rapport au temps, on obtient les expressions équivalentes :

$$\dot{W}_{\text{eff}} + \dot{X}_Q + \dot{X}_T - \dot{\Pi} = 0 \quad (11)$$

avec $\dot{X}_T = -(\dot{U}_t - T_o \dot{S}) + \sum (q)(h_t - T_o s) q \quad (12)$

et $\dot{\Pi} = T_o \Delta \dot{S}_i \quad (13)$

On désigne couramment sous le nom d'**énergie utilisable** la fonction :

$$h_u = h_t - T_o s \quad (14)$$

mais il faut se méfier qu'elle devient une énergie nécessaire lorsque Δh_u est positif.

■ Dans le cas particulier d'un appareil traversé par un *fluide unique* et fonctionnant en *régime permanent ou périodique* – et considéré alors sur la durée d'une période –, on peut conférer une nature massique à toutes les grandeurs avec :

$$X_{T,m} = -(h_{t,f} - h_{t,o}) + T_o (s_f - s_o) = h_{u,o} - h_{u,f} \quad (15)$$

■ Lorsque le système est traversé par plusieurs fluides, certains se mélangent, comme par exemple un combustible et l'air comburant, mais sont alors considérés comme appartenant à un même circuit. En présence de plusieurs circuits, on distingue, d'une part, celui ou ceux qui apportent de l'exergie au système et qui possèdent ensemble un X_T positif (X_T^+) et d'autre part, ceux qui y prélèvent de l'exergie et présentent globalement un X_T négatif (X_T^-). On remplace donc X_T par la somme $X_T^+ + X_T^-$ où le X_T^+ des circuits générateurs d'exergie et le X_T^- des circuits consommateurs possèdent chacun la signification physique attachée à son signe.

1.3.2 Nouvelle forme du Second Principe en présence d'un milieu ambiant

Si l'on remarque que $\frac{T_o}{T} \delta Q' = \delta A_Q$, l'expression (7) du Second Principe, figurant au paragraphe 1.3.1, s'écrit encore :

$$A_Q + Q_o = A_r - T_o \Delta S_i \quad (16)$$

avec :

$$A_r = T_o \Delta S - \sum (q) \int_{t_o}^{t_t} T_o s q dt$$

Alors que le premier membre de (16) contient la totalité de l'anergie échangée par le système, le second évalue cette même quantité en utilisant le terme A_r , variation d'anergie que le système subirait dans toute évolution réversible ($\Delta S_i = 0$) le faisant passer par les mêmes états extrêmes que la voie réelle. Ce terme exprime donc le rôle que (le ou) les fluides jouent dans les échanges d'anergie du système.

Comme pour l'exergie, on remplace A_r par son opposé $A_T = -A_r$, appelé *anergie de transformation*, qui représente l'anergie échangée par l'appareil avec (le ou) les fluides et qui :

— si elle est positive, est apportée par (le ou) les fluides. Elle s'identifie alors au *rejet thermique minimal qui serait cédé* au milieu ambiant par l'effet du seul A_T (c'est-à-dire si $A_Q = 0$) dans une évolution réversible ;

— si elle est négative, est cédée aux fluides par l'appareil. Dans ce cas, sa valeur absolue mesure le *prélèvement thermique maximal* qui serait opéré dans le milieu ambiant par le seul effet de A_T si ΔS_i était nul.

Finalement, les variations d'anergie d'un système suivent la loi :

$$Q_o + A_Q + A_T + \Pi = 0 \quad (17)$$

avec :

$$A_T = -T_o \Delta S + \sum (q) \int_{t_o}^{t_t} T_o s q dt \quad (18)$$

En dérivant par rapport au temps, on obtient les expressions équivalentes :

$$\dot{Q}_o + \dot{A}_Q + \dot{A}_T + \dot{\Pi} = 0 \quad (19)$$

avec $\dot{A}_T = T_o (-\dot{S} + \sum (q) s q) \quad (20)$

Dans le cas d'un *appareil véhiculant un fluide unique et fonctionnant en régime permanent ou périodique* – et considéré alors sur la durée d'une période – on ramène toutes les quantités de (18) à l'unité de masse avec :

$$A_{T,m} = -T_o (s_f - s_o) \quad (21)$$

1.3.3 Relations entre l'énergie, l'exergie et l'anergie

Si l'on ajoute terme à terme la loi (8) de l'exergie et celle (17) de l'anergie, on obtient :

$$\begin{aligned} W_{\text{eff}} + X_Q + X_T - \Pi &= 0 \\ Q_o + A_Q + A_T + \Pi &= 0 \\ \hline W_{\text{eff}} + Q_o + (X_Q + A_Q) + (X_T + A_T) &= 0 \end{aligned}$$

Selon (4), on a : $X_Q + A_Q = Q'$ et de plus on vérifie aisément que, conformément à la définition (46) en [B 1 210] de l'énergie de transformation : $X_T + A_T = E_T$.

En remarquant enfin que $Q_o + Q' = Q$, on retrouve que la somme de (8) et (17) exprime le Premier Principe :

$$W_{\text{eff}} + Q + E_T = 0$$

1.3.4 Compléments sur l'exergie de transformation

1.3.4.1 Précautions générales

■ X_T est nul dans toute *évolution cyclique* qui ramène les fluides à leur état initial.

■ La quantité $-(\Delta U_t - T_o \Delta S)$ liée à la modification des états internes est nulle lorsque le système fonctionne *en régime permanent ou périodique* si l'on se contente dans ce dernier cas de raisonner sur la durée d'une période.

Par contre, elle joue dans certaines analyses un rôle essentiel et en particulier lorsque l'on s'intéresse aux phases successives d'un processus périodique (cycle d'un moteur à quatre temps, procédé de stockage de l'énergie).

■ Dans l'évaluation de X_T , il faut être attentif aux fluides qui rejoignent le milieu ambiant et dont la température est en réalité différente de T_o : tantôt supérieure comme les gaz d'échappement d'un moteur, et tantôt inférieure comme l'air sortant d'une pompe à chaleur atmosphérique. Pour que l'irréversibilité due à cet écart de température soit convenablement prise en compte, le choix est offert entre deux méthodes :

— soit supposer qu'avant de quitter le système le fluide rejeté a déjà acquis la température T_o . Selon la convention du paragraphe 1.2, la perte sera alors automatiquement incluse dans Π ;

— soit considérer le fluide à sa température réelle de rejet, avec la nécessité d'évaluer séparément et d'ajouter à II la perte d'exergie restante, qui sera étudiée plus complètement au paragraphe 3.4. Dans ce cas, le terme Q_0 de la loi d'anergie ne doit plus contenir la chaleur libérée par ce rejet dans le milieu ambiant.

1.3.4.2 Cas des moteurs à évolution monotherme ouverte

On a vu en [B 1 210] que cette catégorie de systèmes couvre tous les moyens qui servent à produire du travail à partir d'une combustion. Un combustible et de l'air γ sont introduits, à la température ambiante T_0 et à la pression atmosphérique p_0 alors que les produits de la combustion, renvoyés dans le milieu extérieur, y cèdent leur chaleur restante et se retrouvent finalement dans les conditions initiales p_0, T_0 .

Dans cette évolution globale, à caractère permanent ou périodique, X_T représente le travail maximal récupérable par le moteur car, en l'absence de toute autre source de chaleur que le milieu ambiant, $X_Q = 0$. Pour une masse donnée de réactifs, X_T est égal à :

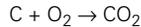
$$X_T = -(H_P - H_R) + T_0 (S_P - S_R)$$

et s'identifie selon (29) en [B 1 211], à la quantité $T_0 \Delta S_{i,c}$ qui mesure le travail libéré par la modification des liaisons chimiques et thermiquement dissipé à l'intérieur du système. Comme les combustions sont exothermiques, la chaleur de réaction à pression constante $H_P - H_R$ est négative et, après changement de son signe, elle diffère de X_T par le terme $T_0 (S_P - S_R)$, chaleur de réaction réversible, qui en pratique s'avère le plus souvent petit.

Le mélange des réactifs, préalable à la combustion, et celui des produits appellent, en principe, une correction ΔS_d des entropies S_P et S_R , calculable par (15) en [B 1 211].

Exemples de combustions industrielles

■ **Carbone** : considéré à l'état de graphite, il est représentatif de la fraction utile du charbon brûlé dans une chaudière selon la réaction :



Pour une mole · g de CO_2 formée à $T_0 = 298,15$ K, $H_P - H_R = -393,70$ kJ et, à cette même température, les entropies molaires ont pour valeur :

$$S_C = 5,70 \text{ kJ/K} \quad S_{O_2} = 205,09 \text{ kJ/K} \quad S_{CO_2} = 213,71 \text{ kJ/K}$$

Par ailleurs, comme une mole de CO_2 remplace dans la phase gazeuse une mole d' O_2 , la diffusion ne modifie pas $S_P - S_R$. Ainsi :

$$T_0(S_P - S_R) = 298,15[213,71 - (5,70 - 205,09)] \times 10^{-3} = 0,870 \text{ 6 kJ}$$

La chaleur de réaction réversible accroît X_T d'environ 0,2 %.

■ **Oxyde de carbone** : Il est présent dans les produits de gazéification du charbon qui peuvent, par exemple, alimenter une turbine à gaz et brûle selon la réaction :



En raisonnant sur une mole · g de CO_2 formée et sachant qu'à $T_0 = 298,15$ K les enthalpies de formation du CO_2 et du CO sont respectivement égales à $-393,65$ et $-110,56$ kJ, on en déduit la chaleur de combustion du CO :

$$H_P - H_R = -393,65 - (-110,56) = -283,09 \text{ kJ}$$

Pour ne pas alourdir les calculs, on s'est dispensé de définir la nature des autres gaz présents, supposés neutres ; l'on néglige donc l'influence des diluants sur les entropies des gaz en réaction. Cependant le mélange de CO et O_2 en proportions stoechiométriques entraîne un accroissement d'entropie, égal selon (15) en [B 1 211] à :

$$\Delta S_d = -R \left(\ln \frac{2}{3} + \frac{1}{2} \ln \frac{1}{3} \right) = -8,314 (-0,954 \text{ 8}) = 7,938 \text{ 3 J/K}$$

Comme $S_{CO} = 198,00$ J/K, on a donc :

$$T_0(S_P - S_R) = 298,15 \left[213,71 - \left(198,00 + \frac{1}{2} \times 205,09 \right) - 7,938 \text{ 3} \right] \times 10^{-3} = -28,25 \text{ kJ}$$

Finalement, $X_T = 254,84$ kJ, valeur dans laquelle la chaleur de réaction réversible, ici exothermique, intervient pour une réduction d'environ 10 %.

Comme, en pratique, on substitue à la chaleur de combustion le pouvoir calorifique inférieur PCI, selon une procédure déjà décrite en [B 1 210], le travail maximal récupérable est, par kg d'air, égal à :

$$X_T^+ = c \text{ PCI} + T_0 [S_P - (s_a + cs_c)]$$

avec c masse de combustible consommée, s_a et s_c désignant respectivement les entropies massiques de l'air et du combustible dans des conditions initiales p_0, T_0 . Cette expression doit, en principe, être corrigée des entropies de mélange, souvent négligées.

1.3.4.3 Cas des appareils thermiques

Il s'agit des générateurs (chaudière) et des échangeurs de chaleur, schématisés sur la figure 3, qui comportent deux circuits, celui du fluide chauffant et celui du fluide chauffé, de sorte que l'exergie de transformation du système se décompose en deux termes, correspondant respectivement à l'exergie positive X_T^+ apportée par le fluide chauffant et à celle négative X_T^- reçue par le fluide chauffé.

On a

$$X_T = X_T^+ + X_T^-$$

avec, par unité de temps en régime permanent et en prenant la précaution d'employer des enthalpies absolues dans le cas des générateurs :

$$\dot{X}_T^+ = \begin{cases} -[h_{t,g}|q_g| - (h_{t,a}|q_a| + h_{t,c}|q_c|)] & \text{(générateur)} \\ +T_0[s_g|q_g| - (s_a|q_a| + s_c|q_c|)] & \\ [h_{t,1} - h_{t,2} - T_0(s_1 - s_2)]|q_a| & \text{(échangeur)} \end{cases}$$

$$\dot{X}_T^- = -[h_{t,4} - h_{t,3} - T_0(s_4 - s_3)]|q_\beta|$$

En même temps, le fluide chauffé apporte dans le système – non représenté – où il est utilisé une exergie de transformation égale à $-X_T^-$, puisque vis-à-vis de ce second système, les débits changent de signe.

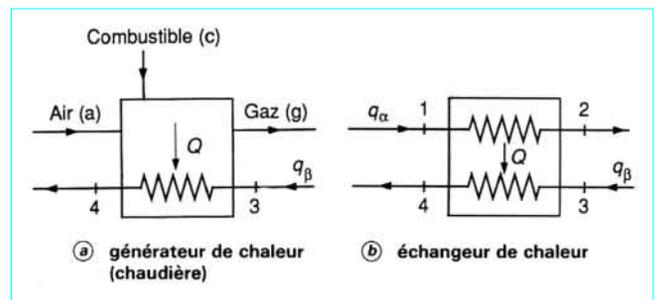


Figure 3 - Appareils thermiques

L'appareil thermique suit la loi d'exergie : $X_T = X_T^+ + X_T^- = \Pi$ qui montre que : $-X_T^- = X_T^+ - \Pi$, c'est-à-dire que le système utilise l'exergie de transformation du circuit chauffant diminuée des pertes exergétiques de l'appareil thermique.

On peut aussi recourir à une autre représentation de l'appareil en excluant de celui-ci la masse de fluide chauffé et en faisant pour cela passer la frontière du système par la surface à travers laquelle la chaleur Q est transmise à ce dernier. L'exergie de transformation du système se réduit alors à X_T^+ , tandis qu'apparaît une exergie-chaleur X_Q , négative puisque Q est cédée par l'appareil. En même temps, le fluide chauffé reçoit l'exergie-chaleur $-X_Q$.

Si on applique la loi d'exergie à l'évolution du fluide chauffé de l'état 3 à l'état 4, on a :

$$(-X_Q) + X_T^- - \Pi_{3,4} = 0 \quad \text{d'où } X_Q = X_T^- - \Pi_{3,4}$$

En définitive, X_Q , exergie sortant de l'appareil dans sa nouvelle représentation, ne diffère de celle X_T^- associée au précédent schéma que par la perte d'exergie $\Pi_{3,4}$ uniquement due à la perte de charge du circuit de fluide chauffé.

2. Bilan d'exergie

2.1 Forme générale

On ne l'établit en pratique que pour des machines ou des installations industrielles qui opèrent en régime permanent ou périodique. Il porte alors, comme le bilan d'énergie [B 1 210], sur un intervalle de temps donné qui correspond souvent au passage d'une masse caractéristique de fluide dans l'un ou plusieurs éléments du système ou à la transformation de cette masse, par exemple par combustion. Lorsqu'il s'agit d'un phénomène périodique, cette durée de référence s'identifie à la période de fonctionnement, ou au temps de déroulement de chacune de ses phases.

Si, après avoir appliqué la loi d'exergie au système :

$$W_{\text{eff}} + X_Q + X_T - \Pi = 0$$

on conserve dans le premier membre ses termes positifs et l'on fait passer dans le second ses termes négatifs, en précisant chaque fois leur signe d'origine de la même manière que dans le bilan d'énergie, on obtient :

$$W_{\text{eff}}^+ + X_Q^+ + X_T^+ = |W_{\text{eff}}^-| + |X_Q^-| + |X_T^-| + \Pi$$

On voit ainsi apparaître les exergies entrante X_e et sortante X_s :

$$X_e = W_{\text{eff}}^+ + X_Q^+ + X_T^+ \quad (22)$$

$$X_s = |W_{\text{eff}}^-| + |X_Q^-| + |X_T^-| \quad (23)$$

qui satisfont au bilan d'exergie :

$$X_e = X_s + \Pi \quad (24)$$

Établir un bilan d'exergie consiste à :

- identifier les termes formant X_e et X_s , et évaluer la totalité des pertes exergétiques $\Pi = X_e - X_s$; cette première étape constitue le bilan global. Il faut cependant souligner que l'application de la loi d'exergie fournit une autre façon, en général beaucoup plus expéditive, d'accéder à la valeur de Π et, en même temps, un moyen de contrôler les calculs effectués sur X_e et X_s ;

- analyser en détail les pertes exergétiques Π en isolant la part attribuable à chacun des appareils ou des phénomènes qui, à l'intérieur du système, sont générateurs d'irréversibilité ; cette seconde étape sera traitée aux paragraphes 3 et 4.

2.2 Rendement exergétique

Le rendement exergétique compare l'exergie sortante (ou produite) à celle entrante (ou consommée) :

$$\eta_X = \frac{X_s}{X_e} \quad (25)$$

Il est encore égal à :

$$\eta_X = 1 - \frac{\Pi}{X_e} \quad (26)$$

Contrairement au rendement ou au taux de conversion issus de l'application du Premier Principe, il exprime la qualité d'une opération énergétique par son coût en énergie noble, c'est-à-dire en exergie.

2.3 Exemples de bilans globaux d'exergie

En reprenant les systèmes déjà examinés à l'occasion du bilan d'énergie [B 1 210], le tableau 1 identifie les termes constituants X_e et X_s .

Tableau 1 – Exemples de bilans globaux d'exergie		
Système	X_e	X_s
Moteur à combustion interne	X_T^+	$ W_{\text{eff}}^- $
Cycle à vapeur à condensation...	X_Q^+	$ W_{\text{eff}}^- $
Cycle à vapeur à contrepression	$X_{Q,1}^+$	$ W_{\text{eff}}^- + X_{Q,2}^- $
Chaudière	$X_T^+ + (W_{\text{eff}}^+)_{\text{aux}}$	X_Q^-
Pompe à chaleur	W_{eff}^+	$ X_Q^- $
Machine frigorifique	W_{eff}^+	$ X_Q^- $

Ces bilans globaux appellent différents commentaires.

■ Rendement des moteurs à combustion interne

On sait (§ 1.3.4) que l'exergie de transformation X_T^+ , évaluée dans l'évolution complète qui ramène les produits de la combustion dans les conditions initiales p_o, T_o , représente le travail maximal récupérable par le moteur et qu'elle est égale à :

$$X_T^+ = -(H_p - H_R) + T_o (S_p - S_R)$$

Comparée au travail recueilli $|W_{\text{eff}}^-|$, elle détermine le rendement exergétique :

$$\eta_X = \frac{|W_{\text{eff}}^-|}{X_T^+}$$

Celui-ci diffère de la notion plus courante de rendement, défini à partir du Premier Principe par le rapport :

$$\eta = \frac{|W_{\text{eff}}^-|}{E_T^+}$$

On constate que η a une limite supérieure qui serait atteinte par un moteur exempt d'irréversibilités internes et jouissant donc d'un η_X unité. Celle-ci a pour valeur :

$$\eta_{\max} = 1 + \frac{T_o (S_P - S_R)}{-(H_P - H_R)}$$

Deux types de situations se présentent.

● **$S_P < S_R$ la réaction réversible serait exothermique** : le rendement maximal est inférieur à 1. C'est le cas d'un moteur brûlant de l'oxyde de carbone, où :

$$\eta_{\max} = 1 - \frac{28,25}{283,09} = 0,9$$

● **$S_P > S_R$ la réaction réversible serait endothermique** et ouvre la voie à un rendement maximal supérieur à 1, comme le permettrait la combustion du carbone avec :

$$\eta_{\max} = 1 + \frac{0,8706}{393,70} = 1,002$$

Appliquée à la machine parfaite qui réaliserait cette performance, la loi d'anergie indique que :

$$Q_o + A_T = 0$$

c'est-à-dire que $Q_o = -A_T = T_o (S_P - S_R)$

Cette machine idéale devrait être capable de puiser dans le milieu ambiant une chaleur égale à la chaleur réversible de réaction et de la convertir en travail. Cependant, comme il n'existe pas de corps chimique qui, par combustion, recueille une anergie de transformation $|A_T^-|$ véritablement significative, il n'a jamais été jugé intéressant d'exploiter cet effet.

En toute logique, la notion courante de rendement s'avère critiquable mais son emploi ne présente pas d'inconvénient réel, car les performances des moteurs se situent encore très au-dessous du rendement maximal. Selon le combustible utilisé, cette limite est de l'ordre de 0,8 pour les plus pauvres et de 0,9 pour les plus riches, alors que les rendements η des moteurs, aussi perfectionnés soient-ils, plafonnent entre 0,40 (moteur Diesel, centrale à vapeur) et 0,50 (turbine à gaz en cycle combiné). Seules certaines piles à combustible parviennent en laboratoire à produire du travail sous forme d'énergie électrique avec un rendement supérieur, parce qu'en évitant le passage par la combustion elles réduisent les irréversibilités qui frappent la conversion de l'énergie des liaisons chimiques.

■ **Rendement d'un cycle à vapeur à condensation**

Puisque ce cycle reçoit de la chaudière, qui concrétise la source chaude, l'exergie-chaleur $X_{Q_o}^+$, il a pour rendement exergétique :

$$\eta_X = \frac{|W_{\text{eff}}^-|}{X_{Q_o}^+}$$

alors qu'au sens banal du terme son rendement est :

$$\eta = \frac{|W_{\text{eff}}^-|}{Q^+}$$

On constate que :

$$\eta = \eta_X \frac{X_{Q_o}^+}{Q^+} = \eta_X \eta_{\text{th}}$$

où

$$\eta_{\text{th}} = \frac{\int \eta_{C,o} \delta Q^+}{Q^+}$$

représente, toujours dans le langage du Premier Principe, le rendement théorique du cycle, c'est-à-dire celui qu'il atteindrait si chaque fraction de la chaleur δQ^+ apportée par la source chaude était convertie en travail par une machine de Carnot ou si, en d'autres termes, il était totalement dépourvu d'irréversibilités internes.

Pour un cycle moderne utilisant de la vapeur à 185 bar – 540 °C avec resurchauffe à 540 °C et condensation à 35 mbar, η_{th} est voisin de 0,53 et l'on réalise en fait un rendement de cycle η d'environ 0,45 d'où :

$$\eta_X = \frac{0,45}{0,53} \approx 0,849$$

On voit que η_X caractérise directement l'état de développement technologique des machines et des appareils thermiques qui assurent le fonctionnement du cycle.

■ **Cycle à vapeur à contrepression**

Il reçoit de la chaudière l'exergie-chaleur $X_{Q_o,1}^+$ et délivre au circuit de chauffage $|X_{Q_o,2}^-|$ en même temps qu'il produit le travail $|W_{\text{eff}}^-|$.

Alors que ce cycle jouit de pertes énergétiques nulles, ce qui lui vaut le qualificatif de *système à énergie totale*, il possède nécessairement un η_X inférieur à 1 représentatif de la qualité des appareils. Sa comparaison avec les solutions concurrentes qui consistent à associer, d'une part, une installation à condensation fournissant $|W_{\text{eff}}^-|$ et, d'autre part, une chaudière ou une pompe à chaleur délivrant $|X_{Q_o,2}^-|$, trouve aussi une plus grande cohérence à partir du moment où l'on substitue au travail et à la chaleur une même grandeur : leur contenu exergétique.

■ **Chaudière**

Pour que le cycle d'une centrale à vapeur garde son caractère d'évolution fermée, on a considéré que la chaudière apportait à l'eau qui la traverse l'exergie $X_{Q_o}^+ = -(X_{Q_o}^-)_{\text{cycle}}$, ce qui conduit à adopter pour cet appareil la seconde schématisation proposée au paragraphe 1.3.4. De son côté, l'exergie entrante contient la puissance $(W_{\text{eff}}^+)_{\text{aux}}$ consommée par les auxiliaires (alimentation en combustible, ventilateurs).

On vérifie que le rendement exergétique de la centrale complète est égal au produit des η_X de la chaudière et du cycle. Dans les conditions de vapeur déjà prises en exemple pour ce dernier, une chaudière brûlant du fioul a un rendement exergétique d'environ 0,54, ce qui fixe celui de la centrale à 0,458 5. Dans le langage du Premier Principe, la même centrale possède un rendement de 0,412.

■ **Pompe à chaleur et machine frigorifique**

En étant jugée sur sa dépense d'exergie, la pompe à chaleur perd son prestige de système à énergie totale.

Bien que la machine frigorifique absorbe une chaleur nécessairement positive, l'exergie correspondante $X_{Q_o}^-$ est négative, car elle est puisée à une température $T < T_o$, ce qui rend négatif le rendement $\eta_{C,o}$ défini par (1). Vis-à-vis de leur fonction commune d'élevateur de chaleur, le rendement exergétique de la pompe à chaleur et celui de la machine frigorifique retrouvent la même expression.

3. Étude des pertes exergétiques

3.1 Nature physique

Elles sont générées par les trois catégories d'irréversibilités internes : intrinsèques, thermiques et chimiques qui ont en commun de dissiper dans le système sous forme de chaleur des quantités

de travail δW_d , réelles et égales aux δf pour la première catégorie, potentielles et égales aux $\eta_C |\delta Q_i|$ pour la seconde, et puisées enfin dans l'énergie potentielle des liaisons chimiques pour la dernière.

Puisque les pertes exergétiques :

$$\Pi = T_o \Delta S_i = \sum (V) \int_o^f \frac{T_o}{T} \delta W_d$$

ne portent que sur la fraction T_o/T de chaque perte de travail δW_d , le complément $1 - (T_o/T) \delta W_d = \eta_{C,o} \delta W_d$ bénéficie d'un effet de récupération.

Ce mécanisme compensateur s'explique simplement puisque δW_d , qui a la nature d'une production interne de chaleur, contient une exergie-chaleur $\eta_{C,o} \delta W_d$, c'est-à-dire un travail potentiel qui est automatiquement remis à la disposition du système.

Une description plus physique de la récupération prend comme référence la machine réversible associée [B 1 211] où les fluides passeraient par les mêmes états que dans le système réel et qui, par rapport à celui-ci, produirait un supplément de travail égal à la somme des δW_d , mais en consommant un supplément de chaleur équivalent, de manière à respecter les variations réelles de l'énergie interne. Dans la machine associée, cet apport thermique générerait un travail $\sum \eta_{C,o} \delta W_d$ égal à son exergie-chaleur. Si, pour rétablir des échanges calorifiques identiques dans les deux systèmes, on prive la machine réversible de l'équivalent thermique des δW_d , elle ne fournira plus, par rapport au système réel, que le supplément de travail :

$$\sum \delta W_d - \sum \eta_{C,o} \delta W_d = \sum \frac{T_o}{T} \delta W_d$$

précisément égal aux pertes exergétiques Π .

3.2 Méthode générale d'analyse

On découpe le système en éléments en utilisant, si nécessaire, plusieurs niveaux de décomposition qui peuvent successivement correspondre à des groupes d'appareils, puis à des appareils, puis à des organes distincts. Ayant eux-mêmes la nature de systèmes ouverts, ces éléments se raccordent entre eux par des liaisons, où transite du travail, des milieux ou des surfaces à travers lesquels ils échangent de la chaleur et, enfin, par des canalisations où circulent des fluides.

Menée élément par élément, l'étude des pertes exergétiques comporte :

- l'évaluation globale des pertes propres à l'élément, en lui appliquant en général la loi d'anergie (17) ou (19) ;
- l'inventaire des différentes irréversibilités qui le frappe, identifiées par leur nature physique ;
- le calcul individuel de la perte exergétique due à chaque irréversibilité et évaluée par l'une des relations (24) à (29) en [B 1 211].

Pour faciliter cette dernière opération, on peut accepter des hypothèses fortement simplificatrices, car le but essentiel est d'estimer, même avec une certaine imprécision, l'importance relative de chaque irréversibilité afin d'orienter les actions correctives de l'ingénieur vers les postes les plus lourds.

3.3 Exemple de calcul de pertes exergétiques : cas d'un échangeur

3.3.1 Perte globale

Les notations étant celles de la figure 3b, on tient compte de la déperdition de chaleur Q_ϕ due à l'imperfection de l'isolation. Les termes figurant dans la loi d'anergie (19) ont pour expressions :

$$\begin{aligned} \dot{Q}_o &= \dot{Q}_\phi & \dot{A}_Q &= 0 & \dot{A}_T &= T_o \sum sq \\ & & & & &= T_o [|q_\alpha| (s_1 - s_2) + |q_\beta| (s_3 - s_4)] \end{aligned}$$

$$\text{d'où } \dot{\Pi} = -\dot{A}_T - \dot{Q}_o = T_o [|q_\beta| (s_4 - s_3) - |q_\alpha| (s_1 - s_2)] - \dot{Q}_\phi \quad (27)$$

où \dot{Q}_ϕ doit être pris avec son signe, qui est négatif si l'échangeur opère au-dessus de la température ambiante.

Π comprend trois pertes différentes, respectivement créées par :

- l'écart fini de température entre les fluides chauffant et chauffé (irréversibilité thermique interne) ;
- les pertes de charge dans les deux circuits de fluide (irréversibilité-travail) ;
- la déperdition extérieure de chaleur (irréversibilité thermique vis-à-vis du milieu ambiant).

3.3.2 Pertes individuelles

3.3.2.1 Perte par irréversibilité thermique interne $\dot{\Pi}_{th}$

On sépare \dot{Q}_ϕ en admettant, par exemple, dans le cas où l'échangeur opère au-dessus de l'ambiante que \dot{Q}_ϕ est extrait de manière uniformément répartie le long du parcours du fluide chauffant. La température T_α de ce fluide et celle T_β du fluide chauffé suivent alors une loi connue en fonction de la chaleur échangée par unité de temps (figure 4) entre la section 1,4 et une section courante, de sorte que :

$$\dot{\Pi}_{th} = \int_{1,4}^{2,3} T_o \delta \dot{Q}_i \left(\frac{1}{T_\beta} - \frac{1}{T_\alpha} \right) \quad (28)$$

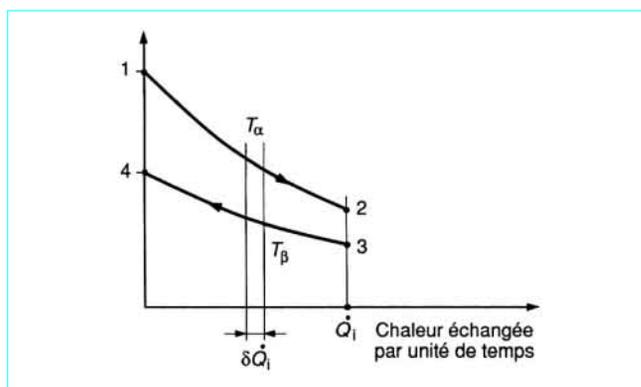


Figure 4 – Évolution de la température en fonction de la chaleur transférée par unité de temps dans un échangeur

3.3.2.2 Perte due aux pertes de charge

Si la perte de charge d'un circuit est exprimée sous forme d'énergie massique Δf (en J/kg) :

$$\dot{I}_V = |q| T_o \int \frac{\delta f}{T} = |q| \frac{T_o}{T_{moy}} \Delta f \tag{29}$$

Pour les deux circuits de l'échangeur, on a :

$$\dot{I}_{V,\alpha} + \dot{I}_{V,\beta} = T_o \left[\frac{|q_\alpha|}{2} \left(\frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} \right) \Delta f_\alpha + \frac{|q_\beta|}{2} \left(\frac{1}{T_3} + \frac{1}{T_4} \right) \Delta f_\beta \right]$$

Si le circuit est parcouru par un fluide assimilable à un gaz parfait, et dont la perte de charge est exprimée sous la forme d'une perte de pression totale p_t telle que $\int v |dp_t| = \Delta f$:

$$\dot{I}_V = |q| T_o \int \frac{v |dp_t|}{T}$$

et puisque

$$v = \frac{rT}{\rho}$$

$$\dot{I}_V = |q| T_o r \int \frac{|dp_t|}{\rho} = |q| T_o r \frac{|\Delta p_t|}{\rho_{moy}} \tag{30}$$

Si les deux fluides de l'échangeur sont assimilables à des gaz parfaits :

$$\dot{I}_{V,\alpha} + \dot{I}_{V,\beta} = r T_o \left(|q_\alpha| \frac{\Delta p_{t,\alpha}}{\rho_{\alpha,moy}} + |q_\beta| \frac{\Delta p_{t,\beta}}{\rho_{\beta,moy}} \right)$$

3.3.2.3 Perte due à la déperdition thermique extérieure

En admettant que la chaleur soit cédée à partir de la température moyenne du circuit chauffant $(T_1 + T_2)/2$:

$$\dot{I}_\phi = |\dot{Q}_\phi| \left(1 - \frac{2T_o}{T_1 + T_2} \right)$$

3.4 Perte par exergie restante

On appelle ainsi la perte Π_f attachée au rejet, dans le milieu ambiant, d'un fluide dont la température T_f diffère en réalité de T_o . Sa valeur se vérifie simplement en considérant un échangeur fictif fonctionnant à la pression ambiante p_o et qui ramènerait la température du fluide de T_f à T_o par contact avec l'interface immatérielle définie au paragraphe 1.2. Par unité de temps, le bilan d'exergie de cet échangeur, où :

$$\dot{W}_{eff} = \dot{X}_Q = 0$$

s'écrit

$$\dot{I}_f = \dot{X}_T$$

d'où :

$$\begin{aligned} \dot{I}_f &= |q| \{ h_t(p_o, T_f) - h_t(p_o, T_o) - T_o [s(p_o, T_f) - s(p_o, T_o)] \} \\ &= |q| (h_{u,f} - h_{u,o}) \end{aligned} \tag{31}$$

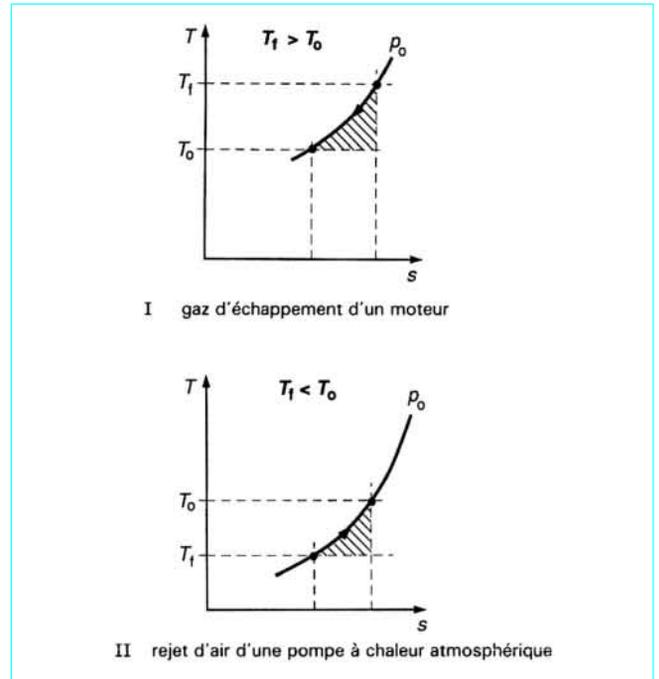
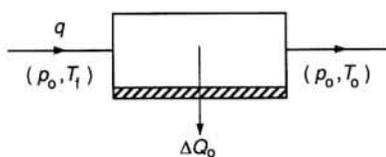


Figure 5 - Exemples de perte par exergie restante

Dans les coordonnées (s, T) d'un diagramme entropique du fluide, \dot{I}_f se mesure par l'aire hachurée sur la figure 5 car $h_{t,f} - h_{t,o}$, chaleur massique échangée par le fluide, est égale à l'aire sous-tendue par l'isobare p_o entre T_f et T_o .

4. Exemples d'application à des systèmes énergétiques

4.1 Turbine à gaz avec récupération de chaleur

Elle est représentée par le schéma de la figure 6a et sera analysée pendant le temps de fonctionnement permanent au cours duquel elle aspire 1 kg d'air et consomme c kg d'un combustible liquide possédant un PCI donné. La température de référence T_o du milieu ambiant est celle de l'air entrant.

La combustion de c kg de fioul libère une énergie de transformation : $E_T^+ = c \text{ PCI}$ et une exergie de transformation :

$$X_T^+ = E_T^+ - T_o (S_P - S_R) = c \text{ PCI} + (-A_T)$$

où $A_T = T_o (S_P - S_R)$ avec $S_P = (1 + c) s_g(p_o, T_o)$

en retenant les indices g et a pour désigner respectivement les gaz de combustion et l'air.

Comme l'entropie du combustible, qui entre dans S_R , est difficile à connaître, on convient couramment de lui attribuer une valeur arbitraire telle que $S_R = S_P(p_o, T_o)$, ce qui a pour conséquences que :

— le rendement exergétique de la turbine à gaz devient égal à son rendement au sens vulgaire du terme, avec $X_T^+ = E_T^+ = c \text{ PCI}$;

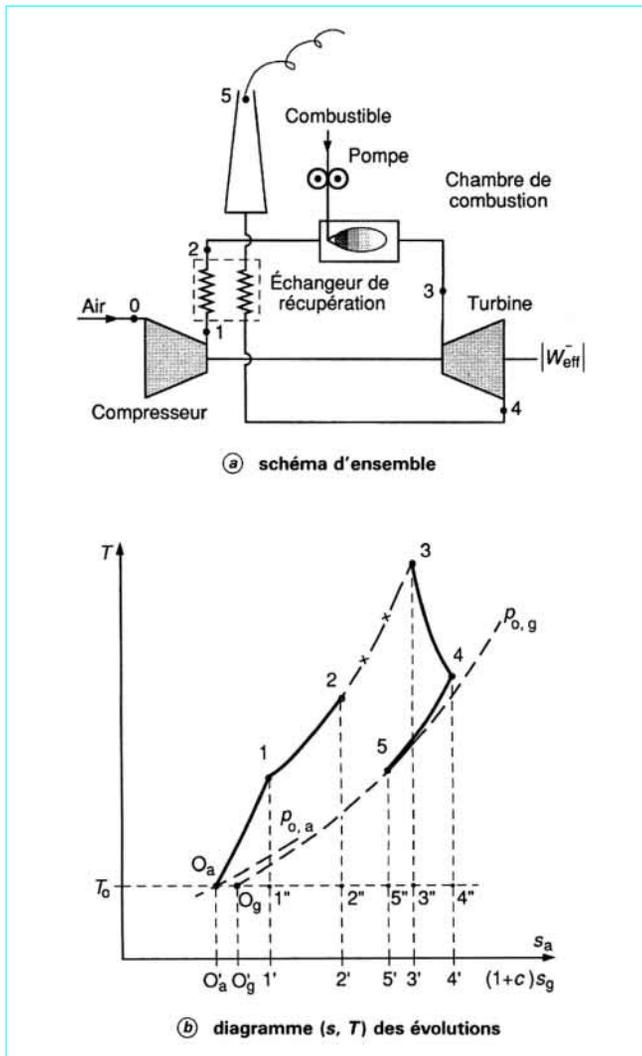


Figure 6 – Turbine à gaz avec récupération de chaleur

— la seule erreur qui en découle touche la perte exergétique due à la combustion, S_R n'apparaissant nulle part ailleurs.

La turbine proprement dite produit un travail effectif W_{turb}^- et entraîne le compresseur qui consomme un travail effectif W_{comp}^+ de sorte que dans son ensemble la turbine à gaz délivre :

$$|W_{eff}^-| = |W_{turb}^-| - W_{comp}^+ - W_{pompe}^+$$

avec W_{pompe}^+ travail d'entraînement de la pompe à combustible, très petit en valeur relative.

Le bilan d'énergie s'écrit : $|W_{eff}^-| + |Q_o^-| = E_T^+$ et confère aux pertes énergétiques la valeur :

$$P = E_o - E_{s,u} = E_T^+ - |W_{eff}^-| = |Q_o^-|$$

P se retrouve en totalité dans la chaleur cédée au milieu ambiant, qui porte pour cette raison le nom de *perte à la source froide* ; il en est ainsi de tout moteur thermique. Ici Q_o est cédé par les gaz d'échappement à leur sortie de la cheminée.

Le bilan d'exergie revêt la forme :

$$X_T^+ = |W_{eff}^-| + \Pi$$

d'où

$$\Pi = X_T^+ - |W_{eff}^-| = P - A_T$$

En retenant la convention $S_R = S_p$, qui annule A_T , les pertes exergétiques s'identifient globalement aux pertes énergétiques P .

La turbine à gaz comprend quatre éléments ou appareils : le compresseur, la chambre de combustion, la turbine proprement dite et l'échangeur de récupération. Pour simplifier cet exemple, sans restreindre son intérêt pédagogique, on a fait abstraction du débit d'air qui, dans les machines modernes, est dérivé du compresseur directement vers la turbine afin de refroidir ses parties les plus chaudes.

Les exergies entrantes et sortantes de chacun des éléments sont regroupées dans le tableau 2 alors que l'analyse détaillée des pertes exergétiques est présentée dans le tableau 3. Pour condenser les écritures, on fait usage de la fonction énergie utilisable :

$$h_u = h_t - T_o S$$

L'évaluation des pertes exergétiques appelle différents commentaires, qui seront formulés plus loin, appareil par appareil, et s'appuie sur le diagramme entropique des évolutions (figure 6b). De l'état 0 à l'état 2, ce diagramme s'applique à de l'air, avec s_a en abscisse, alors qu'il devient représentatif des gaz de combustion de l'état 3 à l'état 5, $(1+c)s_g$ étant alors porté en abscisse. À remarquer que la coexistence de ces deux natures de fluide sur le même graphique conduit à distinguer l'isobare $p_{o,a}$ relative à l'air et celle $p_{o,g}$ des gaz brûlés, également considérées à la pression atmosphérique.

Tableau 2 – Exergies X_e et X_s des appareils constituant une turbine à gaz avec récupération de chaleur

Élément	X_e	X_s
Compresseur	W_{comp}^+	$ X_T^- = h_{u,1} - h_{u,a,o}$
Chambre de combustion	$X_T^+ + W_{pompe}^+$ (voir expression de X_T^+ dans le texte)	$X_s = 0$
Turbine	$X_T^+ = (1+c)(h_{u,3} - h_{u,4})$	$ W_{turb}^- $
Échangeur de récupération (+ cheminée)	$X_T^+ = h_{u,2} - h_{u,1}$	$ X_T^- = (1+c)(h_{u,4} - h_{u,g,o})$

Tableau 3 – Pertes exergetiques d’une turbine à gaz avec récupération de chaleur

Élément	Origine des pertes exergetiques individuelles	Mode d’évaluation de la perte individuelle
Compresseur	Pertes internes (aérodynamiques et par fuites)	$T_o (s_1 - s_{a,o}) = \text{aire } O'_a O_a 1'' 1'$
	Pertes externes (mécaniques)	Travail consommé, évalué séparément
Chambre de combustion (Ch)	Irréversibilité chimique de la combustion	Par différence, $\Pi_{Ch} - \Pi_{v, Ch} - W_{pompe}^+$ avec $\Pi_{Ch} = T_o [(1+c) s_3 - s_2 - (1+c) s_{g,o} + s_{a,o}]$ $= \text{aire } (2' 2'' 3'' 3') - \text{aire } (O'_a O_a O_g O'_g)$
	Perte de charge	Selon (30) : $\Pi_{v, Ch} = (1+c) r_g \frac{\Delta p_t}{\rho_{moy}} T_o$
	Dissipation de W_{pompe}^+	$\approx W_{pompe}^+$
Turbine	Pertes internes (aérodynamiques et par fuites)	$T_o (1+c) (s_4 - s_3) = \text{aire } (3' 3'' 4'' 4')$
	Pertes externes (mécaniques)	Travail consommé, évalué séparément
Échangeur de récupération (+ cheminée) (Re)	Irréversibilité thermique	Par différence, $\Pi_{Re} - \Pi_{v, Re}$ avec $\Pi_{Re} = T_o [(s_2 - s_1) - (1+c) (s_4 - s_5)]$ $= \text{aire } (1' 1'' 2'' 2') - \text{aire } (5' 5'' 4'' 4')$
	Perte de charge (échangeur + cheminée)	Selon (30) : $\Pi_{v, Re} = r_a \left(\frac{\Delta p_t}{\rho_{moy}} \right)_{1-2} T_o + (1+c) r_g \left(\frac{\Delta p_t}{\rho_{moy}} \right)_{4-5} T_o$
	Exergie restante	$\Pi_f = (1+c) (h_{u,5} - h_{u,g,o})$ $= \text{aire } (O_g 55'')$

■ **Compresseur** : selon le bilan d’anergie où $A_Q = 0$, on a :

$$\Pi_{comp} = -A_T - Q_o$$

Comme les pertes de cette turbomachine se décomposent en pertes internes Π_i (aérodynamiques et par fuites) qui se dissipent dans le fluide et en pertes externes Π_{ex} , essentiellement dues aux paliers, qui se dégradent totalement en chaleur libérée dans l’atmosphère, on a :

$$\Pi_i = -A_T$$

$$\Pi_{ex} = -Q_o = |Q_o^-|$$

■ **Chambre de combustion (Ch)** : dans le circuit unique de cet organe, l’exergie de transformation a pour expression :

$$X_T = X_T^+ = h_{u,2} + c h_{u,c} - (1+c) h_{u,3}$$

avec $h_{u,c}$ énergie utilisable massique du combustible égale à :

$$h_c(p_o, T_o) - T_o s_c(p_o, T_o)$$

mais aussi bien h_c , enthalpie absolue du combustible, que son entropie s_c sont inconnues.

Toutefois, la convention $S_R(p_o, T_o) = S_P(p_o, T_o)$, à laquelle on recourt se traduit par :

$$s_{a,o} + c s_c(p_o, T_o) = (1+c) s_{g,o}$$

d’où :

$$s_c(p_o, T_o) = \frac{1}{c} [(1+c) s_{g,o} - s_{a,o}]$$

Par ailleurs, il a été établi en [B 1 210] que l’on pouvait confondre le PCI du combustible avec la valeur absolue de sa chaleur de réaction, tout en assimilant les produits de la combustion à des gaz

parfaits. Ainsi, le bilan de la combustion a pression constante p_o avec retour à T_o s’écrit :

$$-c PCI = (1+c) h_{g,o} - h_{a,o} - c h_c(p_o, T_o)$$

d’où :

$$h_c(p_o, T_o) = PCI + \frac{1}{c} [(1+c) h_{g,o} - h_{a,o}]$$

Ainsi :

$$h_{u,c} = PCI + \frac{1}{c} [(1+c) h_{u,g,o} - h_{u,a,o}]$$

et

$$X_T^+ = c PCI + h_{u,2} - h_{u,a,o} - (1+c) (h_{u,3} - h_{u,g,o})$$

L’exergie entrante a pour valeur : $X_e = X_T^+ + W_{pompe}^+$ alors que X_s est nulle, puisqu’il n’y a pas de terme négatif dans le bilan d’exergie. On sait que $\Pi = X_e - X_s$ mais les pertes exergetiques de la chambre se calculent plus simplement par la loi d’anergie où $A_Q = Q_o = 0$ d’où :

$$\begin{aligned} \Pi_{Ch} &= -A_T = T_o [(1+c) s_3 - s_2 - c s_c] \\ &= T_o [(1+c) s_3 - s_2 - (1+c) s_{g,o} + s_{a,o}] \end{aligned}$$

■ **Turbine** : de manière analogue au compresseur :

$$\Pi_{turb} = -A_T - Q_o \quad \text{avec } \Pi_i = -A_T \text{ et } \Pi_{ex} = |Q_o^-|$$

où Π_i travail perdu dans les paliers doit être évalué séparément à l’aide de ses lois propres.

■ **Récupérateur de chaleur (Re)** : en excluant la perte par exergie restante et en attribuant pour cela aux gaz leur température réelle à la sortie de la cheminée, les pertes exergetiques propres à l’échangeur se calculent par la loi d’anergie, où Q_o est nul, d’où :

$$\Pi_{Re} = -A_T = T_o [(s_2 - s_1) - (1+c) (s_4 - s_5)]$$

Le lecteur pourra s'exercer à vérifier les expressions individuelles des pertes exergetiques, répertoriées dans le tableau 3, ainsi que leur interprétation graphique. En les additionnant, on constate qu'elles se regroupent en deux termes :

- la chaleur cédée à l'atmosphère par les gaz sortant de la cheminée. Celle-ci est représentée par l'aire ($O'_9 O_9 5'$) qui s'avère égale à la somme de toutes les aires citées dans le tableau 3 ;
- les pertes externes de la machine tournante (compresseur + turbine) qui se dissipent aussi dans le milieu ambiant sous forme entièrement thermique.

4.2 Centrale électrique à vapeur

Elle est schématisée sur la figure 7 et sera analysée en régime permanent pendant le temps qui correspond à la consommation de 1 kg de charbon, pris comme combustible, et pendant lequel une masse m différente selon le fluide et l'appareil circule dans chaque circuit. La température de référence T_0 est celle de l'eau de refroidissement captée dans une rivière.

On recueille à la sortie de la centrale une énergie électrique $|W_{eff}^-|$ égale à celle W_{el} produite par l'alternateur, mais diminuée de l'énergie W_{aux}^- consommée par les moteurs d'entraînement des auxiliaires.

Considérée dans son ensemble, la centrale a la nature d'un moteur thermique en évolution monotherme ouverte dont les bilans énergétique et exergetique globaux se formulent comme ceux de la turbine à gaz étudiée au paragraphe 4.1, à la seule différence que $E_T^+ = PCI$ puisque l'on raisonne ici sur 1 kg de combustible. La totalité des pertes énergétiques se retrouve sous forme de chaleur cédée au milieu ambiant Q_0 et s'identifie aux pertes exergetiques si l'on convient, comme on le fera, que $S_R = S_p$.

La centrale se décompose en trois sous-ensembles : la chaudière, la salle des machines et le système de condensation, qui n'avait pas été mentionné dans l'analyse succincte du paragraphe 3.3, tandis que ses irréversibilités étaient implicitement intégrées à celles du cycle. Le tableau 4 rassemble les exergeries entrantes et sortantes de ces sous-ensembles, alors que le bilan détaillé de leurs pertes exergetiques figure dans le tableau 5.

Quelques commentaires sont nécessaires pour la compréhension de ces tableaux.

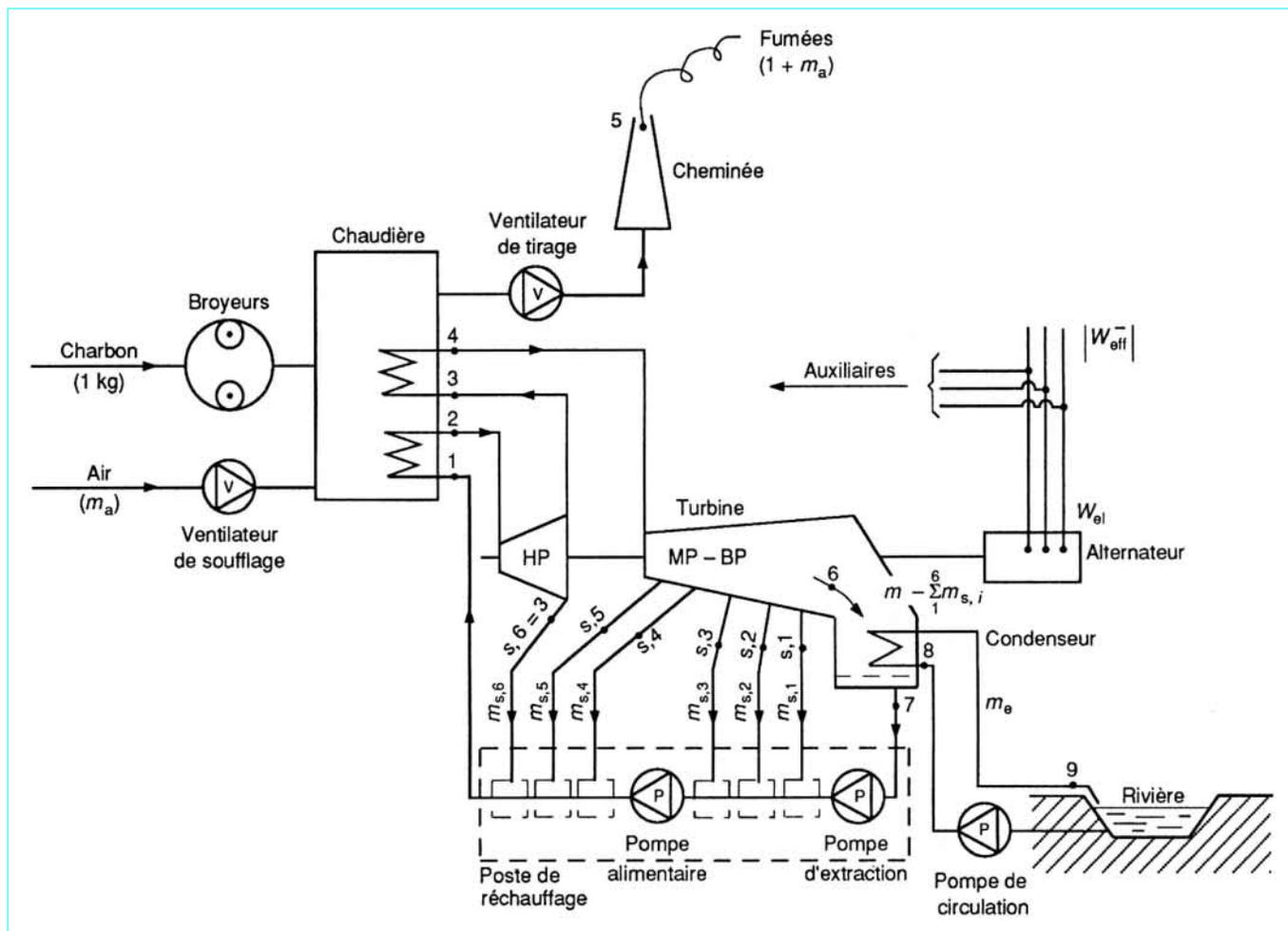


Figure 7 – Centrale électrique au charbon refroidie par l'eau de rivière

Tableau 4 – Exergies X_e et X_s des sous-ensembles constituant une centrale électrique à vapeur

Sous-ensemble	X_e	X_s
Chaudière (Ch)	$PCI + (W_{aux})_{Ch}$	$ X_Q^- _{Ch} = m(h_{u,2} - h_{u,1}) + (m - m_{s,6})(h_{u,4} - h_{u,3}) + \Pi_{v,1-2} + \Pi_{v,3-4}$
Salle des machines	$X_Q^+ = X_Q^- _{Ch}$	où $ X_Q^- _{Co} = (m - \sum_1^6 m_{s,i})(h_{u,6} - h_{u,7})$ $ X_Q^- _{Co} + W_{eff}^- + (W_{aux})_{Ch} + (W_{aux})_{Co}$
Système de condensation (Co)	$X_Q^+ + (W_{aux})_{Co}$ où $X_Q^+ = X_Q^- _{Co}$	0

■ **Chaudière (Ch)** : elle englobe les auxiliaires (broyeurs de charbon, ventilateurs) situés sur le circuit qui véhicule le combustible, l'air et les fumées, et elle s'étend jusqu'à la cheminée comprise. Du côté eau-vapeur, on lui attribue pour limite, comme indiqué au paragraphe 3.3, la surface d'échange avec ce dernier fluide, lequel reste extérieur au sous-ensemble.

Comme déjà établi au paragraphe 3.3 :

$$X_e = X_T^+ + (W_{aux})_{Ch} = PCI + (W_{aux})_{Ch}$$

$$X_s = |X_Q^-| = m(h_{u,2} - h_{u,1}) + (m - m_{s,6})(h_{u,4} - h_{u,3}) + \Pi_{v,1-2} + \Pi_{v,3-4}$$

si l'on désigne par $\Pi_{v,1-2}$ et $\Pi_{v,3-4}$ les pertes d'exergie qui sont respectivement créées, d'une part, entre 1 et 2 et, d'autre part, entre 3 et 4, par la perte de charge dans le circuit vapeur.

En combinant la loi d'anergie de la chaudière, qui laisse échapper par son enveloppe une déperdition thermique Q_ϕ :

$$Q_o + A_Q + A_T + \Pi = 0$$

où $Q_o = (1 + m_a)(h_{g,o} - h_{t,5}) + Q_\phi$ et $A_T = 0$ (car $S_R = S_p$)

avec la même loi appliquée à la seule vapeur traversant l'appareil :

$$-A_Q + A_{T,vap} + \Pi_{v,1-2} + \Pi_{v,3-4} = 0$$

où $A_{T,vap} = T_o [m(s_1 - s_2) + (m - m_{s,6})(s_3 - s_4)]$

on obtient une expression des pertes exergetiques de la chaudière :

$$\Pi_{Ch} = (1 + m_a)(h_{t,5} - h_{g,o}) + |Q_\phi| + T_o [m(s_2 - s_1) + (m - m_{s,6})(s_4 - s_3)] - \Pi_{v,1-2} - \Pi_{v,3-4}$$

équivalente à celle issue de $X_e - X_s$.

La perte par irréversibilité thermique de la chaudière se détermine, faisceau par faisceau, comme indiqué au paragraphe 3.3.2.1, à partir de la loi d'évolution de la température T_g des gaz et de celle T_v de la vapeur :

$$\Pi_{th} = T_o \int \delta Q_i \left(\frac{1}{T_v} - \frac{1}{T_g} \right)$$

■ **Salle des machines** : concrétisant les fonctions du cycle, elle comprend le circuit eau-vapeur interne à la chaudière, la turbine, l'alternateur et le poste de réchauffage de l'eau qui retourne à la chaudière.

Dans l'exemple traité, ce poste comporte six étages, repérés par leur rang i et qui utilisent chacun une quantité de vapeur $m_{s,i}$ soutirée de la turbine dans l'état s, i (à noter que $s_{s,6} = s_3$).

Sur le plan thermique, le cycle reçoit de la chaudière l'exergie-chaleur $X_Q^+ = -|X_Q^-|_{Ch}$ et cède au condenseur X_Q^-, Co . Cette dernière quantité s'identifie à l'exergie de transformation de la vapeur à sa traversée du condenseur — dont elle ressort à l'état liquide —, à condition de négliger la perte de charge minime subie dans ce trajet.

Sachant que les auxiliaires du système de condensation consomment sous forme électrique le travail $(W_{aux})_{Co}$, la salle des machines produit le travail $|W_{eff}^-| + (W_{aux})_{Co} + (W_{aux})_{Co}$ puisqu'elle prélève en elle-même le travail d'entraînement de ses propres auxiliaires (pompe d'extraction et pompe alimentaire).

Les pertes mécaniques de la ligne d'arbre (turbine + alternateur) se convertissent en chaleur avec échauffement de l'huile de graissage et sont récupérées dans un échangeur spécial où cette chaleur est transmise à l'eau condensée entrant dans le poste de réchauffage. En isolant par la pensée un système qui contient les paliers, le circuit de graissage fermé sur lui-même et l'échangeur de récupération,

lequel système n'est traversé que par la masse d'eau $m - \sum_1^6 m_{s,i}$ subissant la variation d'entropie ΔS , on constate aisément que la perte exergetique est égale à $(m - \sum_1^6 m_{s,i}) T_o \Delta S$. Les pertes internes de l'alternateur font l'objet d'un traitement identique.

Afin d'alléger cet exposé, on s'est dispensé d'évaluer la perte due aux fuites externes de la turbine, qui est faible et dépend de la configuration du circuit des buées.

■ **Système de condensation (Co)** : il remplit la fonction de source froide et comprend le condenseur, limité du côté vapeur à sa surface d'échange avec ce fluide, ainsi que le circuit de l'eau de refroidissement, pompée et renvoyée dans une rivière.

En tenant compte du travail $(W_{aux})_{Co}$ consommé par l'entraînement des pompes et en supposant l'eau rejetée à la température T_o afin de saisir la totalité des pertes exergetiques, on a :

$$X_e = X_{Q,Co}^+ + (W_{aux})_{Co} \quad \text{avec } X_{Q,Co}^+ = -X_{Q,Co}^-$$

et $X_s = 0$

La façon la plus simple d'évaluer la perte par irréversibilité thermique du condenseur consiste à calculer la perte totale d'exergie de cet appareil, considéré comme un échangeur et d'en retirer le terme dû aux pertes de charge.

Tableau 5 – Pertes exergetiques d’une centrale électrique à vapeur

Sous-ensembles et éléments	Origine des pertes exergetiques individuelles	Mode d’évaluation de la perte individuelle
Chaudière (Ch)	<ul style="list-style-type: none"> — irréversibilité chimique de la combustion — irréversibilité thermique de l’échange entre fumées et vapeur — déperdition Q_ϕ de l’enveloppe — dissipation du travail de broyage W_b — dissipation du travail des ventilateurs W_V — exergetie restante des fumées 	<p>par différence : $\Pi_{Ch} - (\text{autres pertes})$ faisceau par faisceau, selon § 3.3.2</p> $ Q_\phi \left(1 - \frac{T_o}{T_{g, moy}} \right)$ $\approx W_b$ $\int T_o \frac{\delta f}{T} \text{ avec hypothèse sur répartition de } \delta f(T_g)$ <p>telle que $\int \delta f = W_V$ $(1 + m_a)(h_{u,5} - h_{u,g,o})$</p>
Salle des machines : — circuit eau-vapeur de la chaudière — turbine — alternateur — poste de réchauffage	<ul style="list-style-type: none"> — perte de charge entre 1-2 et 3-4 — pertes internes de la turbine HP (perte de charge des organes d’admission, pertes aérodynamiques et par fuites internes) — pertes internes de la turbine MP-BP — pertes mécaniques (turbine + alternateur) — pertes par fuites externes — pertes internes — pertes globales du poste décomposables en : <ul style="list-style-type: none"> pertes propres à chaque réchauffeur (irréversibilité thermique, perte de charge, déperdition Q_ϕ) pertes internes des pompes alimentaire, d’extraction et de reprise 	<p>selon § 3.3.2.2</p> $T_o m (s_3 - s_2)$ $T_o \left[(m - m_{s,6})(s_6 - s_4) - \sum_1^5 m_{s,i}(s_6 - s_{s,i}) \right]$ $T_o (m - \sum_1^6 m_{s,i}) \Delta S \text{ à travers l'échangeur de récupération}$ <p>selon configuration du circuit de récupération des buées</p> $T_o (m - \sum_1^6 m_{s,i}) \Delta S \text{ à travers l'échangeur de récupération}$ $\left\{ \begin{array}{l} T_o \left[m (s_1 - s_7) - \sum_1^6 m_{s,i} (s_i - s_7) \right] \\ + \sum Q_\phi \end{array} \right.$
Système de condensation (Co)	<ul style="list-style-type: none"> — irréversibilité thermique du condenseur (Co) — dissipation du travail des pompes — exergetie restante de l’eau de refroidissement 	$T_o \left[m_e (s_9 - s_8) - (m - \sum_1^6 m_{s,i})(s_6 - s_7) \right] - \Pi_{v,8-9}$ $\approx (W_{aux})_{Co}$ $m_e (h_{u,9} - h_{u,e,o})$

5. Intérêt du bilan d’exergie

Lorsque, par l’emploi du bilan d’énergie, issu du Premier Principe, l’on se contente d’examiner les quantités de travail et de chaleur mises en jeu dans un processus industriel, il s’avère difficile d’estimer l’influence de chaque opération sur le résultat final et, par conséquent, de hiérarchiser les voies d’amélioration possibles.

Sur le plan thermique, aucune opinion ne peut être émise sur l’importance effective des dégradations que les quantités de chaleur reçues ou cédées subissent au cours de leurs transferts successifs.

En ce qui concerne le travail, la seule méthode que le Premier Principe met à disposition pour évaluer l’influence des pertes attachées aux appareils consiste à refaire, pour l’analyse de chacune d’elles, un bilan d’énergie complet, d’où la perte est par hypothèse exclue, et à le comparer au bilan réel. On conçoit que cette procédure, appliquée à un système complexe, où les causes d’irréversibilité sont nombreuses, soit très lourde.

Le bilan d'exergie et l'analyse des pertes correspondantes comble toutes ces lacunes :

— en isolant dans l'exergie la part véritablement noble de l'énergie ;

— en quantifiant l'effet de chaque irréversibilité et en attirant l'attention de l'ingénieur vers les postes les plus lourds.

Les actions visant à une exploitation rigoureuse de l'énergie trouvent là un guide systématique, sûr et efficace.

Notations et Symboles		
Symbole	Unité	Définition
A	$\left\{ \begin{array}{l} \text{J (ou kcal)} \\ \text{nombre} \end{array} \right.$	anergie taux d'avancement d'une réaction chimique
A_Q	J (ou kcal)	anergie-chaueur
C	m/s	vitesse
E	J (ou kcal)	énergie
F	J (ou kcal)	énergie libre
G	J (ou kcal)	enthalpie libre
H	J (ou kcal)	enthalpie
M	$\left\{ \begin{array}{l} \text{kg} \\ \text{kg/mol} \end{array} \right.$	masse totale masse molaire
PCI	kcal/kg	pouvoir calorifique inférieur d'un combustible
Q	$\left\{ \begin{array}{l} \text{J (ou kcal)} \\ \text{J (ou kcal)} \end{array} \right.$	chaleur échangée entre un système (ou un sous-système) et son milieu extérieur chaleur de réaction (avec indice)
Q_i	J (ou kcal)	chaleur échangée à l'intérieur d'un système complet (entre des sous-systèmes)
Q_{ex}	J (ou kcal)	chaleur échangée par des sous-systèmes avec l'extérieur du système complet (par opposition à Q_i)
Q'	J (ou kcal)	chaleur échangée entre un système complet et les sources extérieures autres que le milieu ambiant
R	J/(mol · K)	constante molaire des gaz parfaits, 8,314 J/(mol · K)
S	J (ou kcal)/K	entropie
$\Delta S_{i,c}$	J (ou kcal)/K	variation interne d'entropie due aux irréversibilités chimiques
$\Delta S_{i,th}$	J (ou kcal)/K	variation interne d'entropie due aux irréversibilités thermiques
$\Delta S_{i,w}$	J (ou kcal)/K	variation interne d'entropie due aux irréversibilités-travail ou intrinsèques
T	K	température absolue
U	J (ou kcal)	énergie interne
V	m ³	volume

Un même symbole n'a reçu de significations multiples que lorsque toute confusion était impossible.

Notations et Symboles		
Symbole	Unité	Définition
W	J	travail échangé avec le milieu extérieur
W_d	J	travail échangé avec le milieu extérieur, pesanteur exclue
W_{eff}	J	travail effectif (avec transvasement)
W_f	J	part non réversible du travail des interactions système-milieu extérieur
W_i	J	travail interne
X	J	exergie
X_Q	J	exergie-chaueur
c	nombre	masse de combustible par kg d'air
c_p	J/(kg · K)	capacité thermique massique à pression constante
c_v	J/(kg · K)	capacité thermique massique à volume constant
δf	J	valeur absolue du travail interne des résistances passives (part irréversible du travail des forces intérieures)
g	m/s ²	accélération de la pesanteur (= 9,81 m/s ²)
h	J (ou kcal)/kg	enthalpie massique
h_u	J (ou kcal)/kg	énergie utilisable massique
m	kg	masse
p	Pa	pression
q	kg/s	débit-masse
r	J/(kg · K)	constante massique d'un gaz parfait
s	J/(kg · K)	entropie massique
t	s	temps
u	J (ou kcal)/kg	énergie interne massique
v	m ³ /kg	volume massique
z	m	altitude
η	nombre	rendement
η_C	nombre	rendement de Carnot
$\eta_{C,o}$	nombre	rendement de Carnot par rapport au milieu ambiant
η_X	nombre	rendement exergétique
τ	nombre	taux de conversion

Un même symbole n'a reçu de significations multiples que lorsque toute confusion était impossible.

Liste des Indices

N	relatif aux constituants neutres d'une réaction chimique
P	relatif aux produits d'une réaction chimique
R	relatif aux réactifs d'une réaction chimique
S	relatif à une source
T	quantité dite « transformation » échangée par un appareil avec (le ou) les fluides le traversant exception : m_T masse transformée au cours d'une réaction chimique
V	à volume total constant
a	{ associé relatif à l'air
c	{ cinétique combustion d'origine chimique
co	consommé
d	{ après diffusion (ou mélange) dissipé
e	entrant
ex	externe
f	final
fo	de formation
g	relatif aux gaz de combustion
i	interne
m	massique
o	{ initial relatif au milieu ambiant
p	à pression constante
p	partiel
p, T	à pression et température constantes
r	réversible
s	sortant
t	total
th	{ thermique théorique
tr	relatif à un transvasement
u	utile
v	relatif aux pertes visqueuses d'un écoulement
w	relatif au travail

Un même symbole n'a reçu de significations multiples que lorsque toute confusion était impossible.

Thermodynamique appliquée

Énergie, Entropie, Exergie

par **Gilbert RIOLLET**

*Professeur honoraire à l'École Centrale des Arts et Manufactures
Ancien Directeur Technique des turbines à vapeur Alstom*

Références bibliographiques

- [1] ROY (M.). – *Thermodynamique macroscopique*. Dunod, Paris (1964).
 - [2] KLING (R.). – *Thermodynamique générale et applications*. Collection Science et Technique du Pétrole, Technip, Paris (1967).
 - [3] BIDARD (R.). – *Exergie, rendements de cycles, rendement de machines*. Revue Générale de Thermique, n° 150-151 (1974).
 - [4] CHAMBADAL (P.). – *La thermodynamique*. Eyrolles, Paris (1974).
 - [5] BIDARD (R.) et BONNIN (J.). – *Énergétique et turbomachines*. Eyrolles, Paris (1979).
 - [6] BOREL (L.). – *Théorie générale de l'exergie et applications pratiques*. Revue Entropie, n° 85-86 et 87 (1979).
-