

## La conservation de l'énergie dans les réactions chimiques Quelques aspects thermodynamiques \*

par René A. Bidard  
(Président du Conseil scientifique de la Compagnie  
Électro-Mécanique, 37, rue du Rocher, 75008 Paris)



I. La crise de l'énergie nous incite à mettre de plus en plus l'accent sur les économies d'énergie. On se propose donc d'examiner de ce point de vue général le cas des processus chimiques.

Tout d'abord, il doit bien être compris que traiter de l'énergie n'est pas seulement parler de la chaleur : nous devons également prendre garde au niveau de température de cette chaleur, qu'elle soit apportée au procédé ou qu'elle en soit une production. Car, si d'après le premier principe de la thermodynamique, la chaleur et l'énergie sont équivalentes, et leur somme constante, d'après le second principe, la chaleur ne peut pas être totalement transformée en énergie mécanique, mais seulement au mieux la partie  $\left(1 - \frac{T_0}{T}\right) Q$  (énergie utilisable), le reste,  $\frac{T_0}{T} Q$ , étant inutilisable et voué à la dissipation dans l'environnement (source froide).

Ces lois sont universelles, et donc s'appliquent également aux réactions chimiques.

Naturellement tout ceci est très bien connu, mais il semble que, concernant les réactions chimiques, toutes les implications n'ont pas été entièrement comprises : par exemple, nous montrerons que la chaleur devant être théoriquement fournie à un processus endothermique, même parfait, est plus importante que celle appelée communément « chaleur de réaction ». Ici, nous devons distinguer la chaleur qui doit « être fournie au processus » et la chaleur qui doit « être fournie à la réaction chimique », ce qui fait toute la différence : le « processus » implique non seulement la réaction elle-même, mais tout son environnement, c'est-à-dire tout le cycle thermodynamique suivi par les composants de cette réaction en présence du monde extérieur : un tel cycle suppose souvent un rejet de chaleur à la source froide, même si théoriquement la réaction est aussi parfaite que possible. Et nous montrerons que, au moins pour obtenir un bon rendement énergétique, il faut se préoccuper de tout ce cycle thermodynamique : car c'est la seule façon d'économiser la chaleur en n'en rejetant que le minimum, et en le faisant au plus bas niveau de température possible, c'est-à-dire à la température  $T_0$  du milieu.

Nous devons maintenant définir nos termes : quand nous parlons de « rendement énergétique », nous parlons d'un rendement tout à fait différent du « rendement thermique ». Ce dernier compare deux quantités de chaleur, l'une étant considérée comme consommée, et l'autre comme utilement obtenue, et ceci sans référence aux niveaux de température de ces chaleurs. Au contraire, le rendement énergétique résulte de la comparaison de la somme de toutes les « énergies utilisables » fournies au procédé, soit sous forme d'énergie mécanique ou électrique, ou d'énergie chimique potentielle, soit sous forme de la part utilisable de la chaleur fournie, avec la somme des « énergies utilisables » qui sont retirées du procédé, sous une forme ou sous une autre.

\* Conférence prononcée au Congrès franco-américain de la Société de Chimie Industrielle de Valley-Forge (18-21 octobre 1976).

Or il est évident que lorsqu'on parle d'économies d'énergie ce sont seulement les « rendements énergétiques » (quelquefois nommés « rendements exergétiques ») qui ont un sens, parce qu'ils tiennent compte des niveaux de températures de toutes les chaleurs impliquées. Il est énergétiquement très différent de faire un apport de chaleur à 900 °C à une réaction chimique, ou de le faire à 150 °C : en effet, avec cette chaleur nous pourrions produire dans le premier cas de l'énergie électrique avec un rendement thermique de 45 %, et dans le second cas le rendement thermique atteindrait seulement 15 %. Il en est de même pour tout rejet de chaleur si nous avons l'intention d'utiliser cette chaleur. Enfin, en ce qui concerne l'énergie chimique potentielle, nous verrons qu'il n'est pas correct de la considérer comme de la « chaleur » : car la partie utilisable de ce que l'on appelle improprement la « chaleur de réaction » est souvent proche de la totalité de cette soi-disant « chaleur de réaction ».

II. Ceci établi, nous devons approfondir un peu plus la thermodynamique des processus. Il est bien connu que les réactions chimiques obéissent à une équation énergétique de la forme :

$$\Delta H = \Delta G + T_0 \Delta S \quad (I)$$

Cela signifie que l'énergie de la réaction  $\Delta H$  (appelée à tort « chaleur de réaction »), qui doit être fournie à une réaction endothermique, ou qui est produite lors d'une réaction exothermique, se présente (pour un procédé parfait) sous deux formes : la partie  $T_0 \Delta S$  seulement est de la chaleur, et le reste  $\Delta G$  est une « énergie utilisable » totalement convertible en énergie mécanique (ou électrique) c'est-à-dire de « l'énergie noble » au sens de la seconde loi de thermodynamique. Cette dernière partie est généralement bien plus grande que la précédente.

La meilleure façon de prendre en compte le petit terme  $T_0 \Delta S$  est d'échanger de la chaleur (positive ou négative) avec l'environnement à la température  $T_0$  (ainsi l'on peut minimiser la quantité de chaleur à mettre en œuvre).

Pour obtenir  $\Delta G$ , la situation diffère selon que nous parlons de réactions endothermiques ou exothermiques.

Dans le cas d'une réaction endothermique, nous devons consommer une quantité de travail : cela signifie que, si nous disposons seulement de chaleur, le procédé doit impliquer un cycle thermodynamique capable de produire et de dépenser intérieurement cette quantité de travail, au prix d'un apport de chaleur extérieure.

Cela implique aussi que nous devons consommer dans ce cas (seconde loi de Carnot) une quantité de chaleur plus grande que  $\Delta G$  c'est-à-dire, dans le meilleur cas, la quantité :

$$Q = \Delta G + \int \frac{T_0}{T} dQ \quad (II)$$

Cette quantité peut être beaucoup plus grande que  $\Delta G$  si les températures d'apport  $T$  sont basses. Et pratiquement beaucoup plus grande encore, car nous ne sommes pas capables d'atteindre le rendement de Carnot ! Dans tous les cas cela signifie en outre que des machines mécaniques devront être insérées dans le processus.

Dans le cas d'une réaction exothermique ce qui précède signifie que nous devrions théoriquement produire et transférer à l'extérieur une quantité de travail presque égale à ce que l'on appelle la « chaleur de réaction » (le terme  $T_0 \Delta S$  étant généralement petit, comme il a déjà été mentionné). Cela implique, théoriquement encore que des machines mécaniques soient insérées dans le procédé de façon à établir un véritable cycle thermodynamique.

Bien entendu, il est toujours possible, dans les deux cas, d'éviter la complication d'insérer de telles machines mécaniques, mais il faut alors accepter de payer un certain prix, énergétiquement parlant. Une réaction endothermique peut en effet rester isobare, mais nous verrons que dans ce cas (sans l'aide de machines mécaniques), il sera nécessaire de fournir une quantité de chaleur beaucoup plus grande que celle théorique (résultant de l'équation II), et que l'on devra soit produire de l'énergie mécanique avec cet excédent, soit le consommer d'une façon ou d'une autre en dehors du processus, soit encore le perdre complètement.

Dans le cas d'une réaction exothermique il est naturellement aussi toujours possible de produire de la chaleur au lieu d'énergie mécanique, mais cette énergie sera alors presque entièrement perdue énergétiquement parlant.

Finalement on voit que tous les procédés chimiques thermiquement autonomes doivent comporter des machines mécaniques pour atteindre un rendement énergétique maximal.

III. Il faut maintenant préciser quelles pourraient être les implications pratiques de telles considérations. Pour cela il convient d'examiner tout d'abord des procédés parfaits, c'est-à-dire complètement réversibles : cela nous permettra d'établir un modèle auquel nous essaierons de nous référer du mieux possible par la suite.

Nous considérerons uniquement les procédés gazeux, beaucoup plus simples à analyser, et n'essaierons pas d'aborder les procédés complexes impliquant des interfaces entre phases multiples. Nous n'avons pas l'intention, dans cette courte étude, d'être exhaustifs, et ce qui suit doit être considéré comme une première approche (bien que certaines des considérations développées ci-après s'appliquent, au moins partiellement, aux cas très complexes). Nous limiterons donc l'exposé au cas le plus simple des composants gazeux. Et, comme il est toujours préférable de se référer à un cas spécifique, nous prendrons comme exemple la dissociation de  $H_2O$  et la production de  $H_2$  ; mais une autre réaction gazeuse aurait pu être choisie et nos conclusions resteront, sous ce rapport, tout à fait générales.

IV. Soit donc à représenter un cycle parfait d'une telle réaction chimique en milieu gazeux. La plupart des procédés chimiques étant en fait isobares, c'est ce cas que nous examinerons tout d'abord.

Il est possible de représenter le processus sur un diagramme T, S, « température-entropie » sur lequel, pour chaque température on peut pointer la somme des entropies que présente chaque composant lorsqu'il est à cette température, que ces composants soient d'ailleurs mélangés ou séparés. Pour pouvoir dessiner des isobares, nous ferons la convention de représenter la somme des pressions partielles des composants, même lorsque ces composants sont séparés. Nous verrons qu'une telle convention peut permettre une utile représentation du processus tout entier dans le diagramme TS.

Soit donc à examiner plus en détail le processus isobare et réversible de dissociation de  $H_2O$ . Ce processus doit débiter à la température  $T_0$  et revenir avec les composants  $O_2$  et  $H_2$  à la même température  $T_0$ . Par raison de simplicité, nous ne considérerons pas le domaine liquide de  $H_2O$  (et pas non plus les domaines liquides de  $H_2$  et  $O_2$ ). Ces zones à deux phases apportent un peu plus de difficulté pour arriver aux cycles réversibles, mais ces difficultés ne sont liées à aucune situation chimique, et sont tout à fait classiques. Nous supposons donc que nous avons déjà de la vapeur à  $T_0$ . Nous pouvons tracer l'isobare ACD (figure 1).

Le long d'ACD, la vapeur est chauffée à une très haute température, à partir de laquelle la dissociation commence à se produire. La réaction est considérée comme terminée en E. En G,  $H_2$  et  $O_2$  sont supposés être séparés par un procédé réversible : il ne se produit aucun changement d'entropie. (En fait, cela pourrait se faire par chimie réversible ou par cryogénie réversible, couplée avec un échangeur de chaleur interne revenant à  $T_0$ ). Le long de GHIJK les deux gaz séparés sont alors refroidis jusqu'à  $T_0$ .

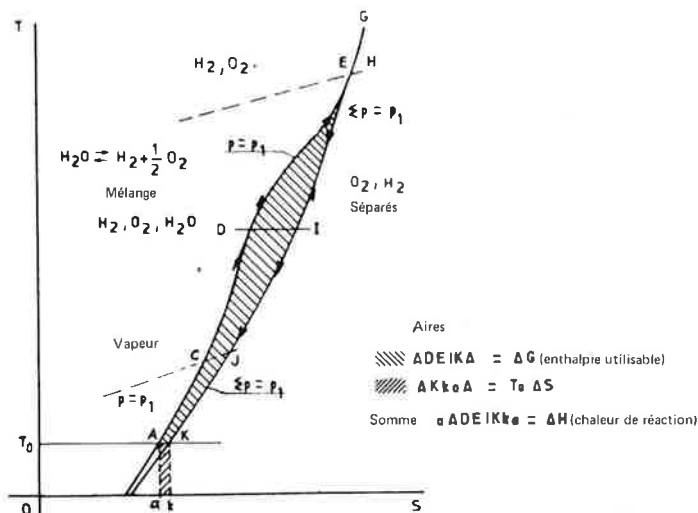


Figure 1. Thermolyse réversible isobare consommant et rejetant seulement de la chaleur. Énergies  $\Delta G$  et  $\Delta H$  de la réaction.

Ainsi nous arrivons au point K. Ce point, comme déjà mentionné, est proche du point A, car ces deux états sont liés comme il a été dit par la relation :

$$T_0 \Delta_X S = \Delta H - \Delta G$$

et il est bien connu que les variations  $\Delta H$  d'enthalpie et  $\Delta G$  d'énergie libre, ramenées à la température et à la pression initiales, diffèrent seulement de quelques pour cent. La figure entière doit alors présenter l'allure d'un croissant déformé : car \*, l'aire KACDEIJK doit être égale à  $\Delta G$ , et l'aire kaACDEIJK égale à  $\Delta H$ , c'est-à-dire peu différente de la précédente. Sur ce graphique, le petit terme  $T_0 \Delta S$ , différence des deux, est représenté par l'aire aAKK.

Nous devons maintenant imaginer que le maximum possible d'échange réversible de chaleur a lieu entre les branches montantes et descendantes.

Nous introduisons donc ici le concept d'« échangeur de chaleur parfait » ; un tel appareil échangerait la chaleur sans pertes de chaleur, sans écart de température, et sans pertes de pression. Il est facile de voir que, dans un tel cas, les deux chemins suivis sur le diagramme T, S, respectivement par le flux de gaz chaud refroidi et par le flux de gaz froid réchauffé, devraient être « parallèles » (plus précisément devraient être superposables par un déplacement parallèle à OS) ; car, pour un petit échange de chaleur  $dQ$ , à toute température T, nous avons les mêmes  $dS = \frac{dQ}{T}$ , mais de signes opposés pour les

deux flux gazeux, et  $dT$  sera aussi égal, avec des signes opposés, s'il n'y a pas d'écart de température entre ces deux flux. (Ceci implique évidemment l'égalité en tous points des produits  $qCp$  des débits masse par les chaleurs spécifiques de part et d'autre).

Or il est évident que cette condition ne peut être remplie (figure 1) en raison de la forme déjà mentionnée.

La situation sous ce rapport est en effet représentée à la figure 2. Les points D et I se situent à l'endroit où les deux isobares sont parallèles entre eux. De A à D il est possible de chauffer la vapeur par échange de chaleur, refroidissant ainsi le flux qui descend le long de IK. Mais, comme l'isobare ascendante a une pente plus forte que celui descendant, il y a trop de chaleur disponible : il suffirait de refroidir les produits sur la ligne descendante IJ'K' qui est parallèle à DCA. De sorte qu'un surplus de chaleur  $H_r$ , mesuré par l'aire mK'JIJK est rejeté par le processus dans cette région.

Ensuite, de D à E, il est possible de récupérer toute la chaleur des produits, en les refroidissant de H à I, mais cette quantité de chaleur ne suffit pas, car dans cette région c'est l'isobare descendant qui a une plus forte pente que l'ascendant ; on doit fournir un excédent de chaleur externe  $H_f$ , mesuré par l'aire aADEIJ'K'm. Cette aire équivaut (naturellement) à la somme de la « chaleur de réaction », c'est-à-dire H, plus la chaleur  $H_r$  rejetée (voir figure 1) :

$$H_f = H + H_r$$

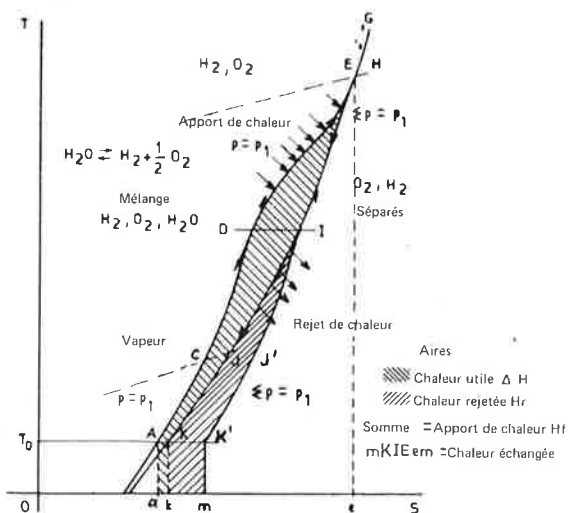


Figure 2. Thermolyse réversible isobare consommant et rejetant seulement de la chaleur.

\* Puisque  $Q = \int dQ = \int TdS = \text{aire interne ka ACDEIJK} = \Delta H$ .

Ainsi, dans un tel cas, la quantité de chaleur  $H_f$  qui doit être fournie (même pour un processus réversible) est plus grande que la « chaleur de réaction » H.

Quant à la quantité de chaleur échangée de façon interne, elle est mesurée par l'aire mK'IEe (si le procédé atteint seulement le point E).

Si nous voulons maintenir globalement une totale autonomie thermique, et obtenir un bon rendement énergétique, nous devons bien entendu utiliser la chaleur  $H_r$  rejetée.

On peut le faire de diverses façons.

Une première classe de solutions consiste à utiliser la chaleur rejetée, encore à haute température, pour produire un travail externe, de l'électricité par exemple. Mais il faut bien comprendre que, dans le cas considéré d'une réaction isobare parfaite, il n'est pas possible d'utiliser de façon interne cette énergie dans le processus ; si bien qu'un processus chimique isobare endothermique doit produire une énergie externe en même temps que des produits chimiques pour rester réversible ! Ce n'est pas exactement ce que nous voulons : nous désirons consommer la quantité minimale de chaleur et fabriquer des produits chimiques (de l'hydrogène par exemple), et rien d'autre. Une seconde classe de solutions rend la chose possible : elle consiste à introduire un effet de pompe de chaleur afin d'élever la température de la chaleur  $H_r$  à une valeur telle qu'elle puisse être réintroduite dans le procédé, remplaçant ainsi une grande partie de l'apport précédent de chaleur externe ; le procédé deviendra alors thermiquement autonome mais consommera du travail. Nous verrons plus loin (cf. paragraphe IX) que ce travail peut cependant être obtenu grâce à un apport de chaleur si nécessaire. Mais, ici encore, nous constatons que nous aurons besoin de machines mécaniques.

Une première solution de ce dernier cas serait de rester isobare, comme précédemment, et, grâce à des échangeurs de chaleur (la chaleur pouvant passer soit dans un sens soit dans l'autre), de relier le processus à un cycle thermodynamique voisin, auquel toutes les machines mécaniques appartiendraient, et dans lequel un fluide de travail approprié circulerait, par exemple l'hélium d'un réacteur nucléaire à gaz haute température. (La vapeur d'eau ne paraît pas un fluide idéal dans ce cas, car les phases d'ébullition et de condensation mettent en œuvre beaucoup de chaleur de façon isotherme, généralement sans contrepartie réversible possible ailleurs dans le cycle).

Une autre solution est d'utiliser les produits gazeux de la (ou des) réaction(s) chimiques(s) comme fluide(s) de travail pour les fonctions thermomécaniques (c'est-à-dire pour circuler dans les machines).

V. Soit à examiner maintenant les réactions exothermiques. Le processus réversible est celui de la figure 1 mais parcouru en sens inverse ; nous aurons alors une production de chaleur à haute température le long de ED et un apport à basse température à assurer le long de JI. Cette fois, nous pourrions prélever toute la chaleur nécessaire le long de JI en partie sur celle disponible le long de l'isobare CD ; mais cela reviendrait cher du point de vue énergétique à cause de la grande différence de température entre les deux. Pour avoir un bon rendement énergétique il faudrait produire de l'énergie avec cette chaleur avant de la réintroduire dans le cycle principal, ce qui est possible soit dans un cycle voisin lié par échange de chaleur au cycle principal, soit dans le cycle principal lui-même. Mais de toute façon cela impliquerait à nouveau l'utilisation de machines mécaniques soit d'un côté soit de l'autre.

Finalement on peut conclure que tout procédé chimique qu'il soit endothermique ou exothermique a besoin, pour rester énergétiquement parfait, de machines mécaniques travaillant sur un véritable cycle thermodynamique.

VI. Il est intéressant, maintenant, d'examiner plus en détail ces cycles thermodynamiques. On se limitera au cas où les produits gazeux de la réaction sont aussi les fluides de travail circulant dans les machines mécaniques : dans ce cas, il est possible de tracer le procédé complet sur un seul et unique diagramme T, S.

Nous décrivons en premier lieu le cycle pour une réaction endothermique et nous le ferons en deux stades : nous supposons tout d'abord que nous fournissons un travail mécanique au procédé, et ensuite nous examinerons le cas où nous disposons uniquement de chaleur.

VII. Dans le premier cas nous pouvons réaliser un apport de travail au lieu de chaleur le long de DE si nous comprimons le fluide dans cette zone, et une production de travail au lieu de chaleur le long de IJ si nous détendons le fluide dans cette autre zone, retrouvant ainsi la même pression initiale. Mais le travail de détente sera moindre que celui de compression, car celle-ci s'effectue à température plus basse. Nous avons réalisé ainsi deux choses à la fois ; d'abord une

sorte de pompe à chaleur interne très sophistiquée et ensuite un apport nul de chaleur à haute température, mais à la place un apport d'une quantité  $\Delta G$  de travail. Cette quantité de travail dépend des pressions présentes pour les produits  $H_2$  et  $O_2$ . Par simplification nous supposons que leur somme est la pression atmosphérique ; c'est le cas de la figure 1 (si nécessaire on peut facilement calculer l'incidence d'une modification de cette pression).

Nous pouvons maintenant tracer le cycle thermodynamique complet (figure 3).

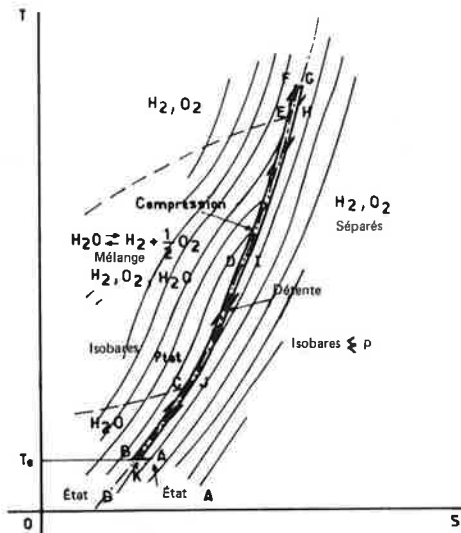


Figure 3. Dissociation thermomécanique réversible de  $H_2O$  avec apport uniquement de travail, et échange de chaleur interne maximal.

Un tel cycle doit avoir une aire intérieure nulle car il n'y a pas d'apport de chaleur externe. Le chauffage et le refroidissement sont totalement obtenus grâce à l'échange de chaleur interne réversible. Les isobares ont été dessinées conformes à la figure 1 : les isobares ascendantes (à gauche de la figure 3) ressemblent à ACDEG (figure 1), et les isobares descendantes (à droite de la figure 3) à GHIJK (figure 1).

On peut se rendre compte de l'endroit où le travail mécanique est nécessaire : partout où le chemin suivi croise des isobares. La figure a été représentée de façon telle que l'échange de chaleur interne soit maximal (et l'échange de travail interne minimal) : à cette fin le tracé commun suit en chaque point l'isobare ayant la plus forte pente des deux qui se croisent en ce point. Comme prévu on n'a plus aucune chaleur à fournir à haute température. Cependant, on s'aperçoit qu'il reste dans l'exemple considéré une petite quantité de chaleur devant être échangée à  $T_0$  (le long de AB), sous forme d'une petite compression isotherme, pour compenser le terme  $T_0\Delta S$  (dans d'autres cas ce peut-être une petite détente isotherme).

On voit également comment est introduit l'effet pompe de chaleur : en comprimant à des températures plus élevées que lors de la détente. Mais cet effet est ici très sophistiqué car il faut réaliser exactement des lois  $Q(T)$  parfaitement définies tant pour l'extraction de chaleur (par détente) que pour sa réintroduction à plus haute température dans le cycle (par compression), lois qui ne sont pas du tout isothermes. Dans ce cas, cet effet de pompe de chaleur fournit toute la chaleur à haute température qui est nécessaire, grâce à sa consommation de travail externe.

VIII. Le cas de la réaction exothermique devient également clair : c'est le cycle de la figure 3, mais parcouru en sens inverse. Un tel cycle produira (au lieu de consommer) la quantité  $\Delta G$  de travail, c'est-à-dire une quantité voisine de la « chaleur de réaction ». Autrement dit, c'est une machine à combustion qui produit une quantité de travail presque égale au pouvoir calorifique du combustible ! Cela paraît violer le second principe, mais il n'en est rien, car le second principe n'a rien à voir ici : ce que nous fournissons n'est pas de la chaleur, mais de l'énergie potentielle chimique qui est en fait, en grande partie, de l'« énergie utilisable », en quantité presque égale à ce que l'on appelle à tort la « chaleur de réaction ».

Et de ce fait, il n'y a aucune raison pour qu'un cycle thermodynamique parfait ne soit pas aussi parfait qu'un cycle parfait de pile à combustible :

le réversibilité parfaite doit dans les deux cas, avoir les mêmes conséquences énergétiques !

Au contraire, s'il n'en n'était pas ainsi, nous pourrions violer le second principe de la façon suivante : nous pourrions dissocier chimiquement  $H_2O$  par thermolyse, c'est-à-dire par rapport de chaleur, en fournissant seulement la chaleur de la réaction, et ensuite recombiner  $H_2$  et  $O_2$  dans une pile à combustible réversible, transformant ainsi totalement l'apport de chaleur en énergie électrique !

Il ne faudrait pas croire cependant que nous puissions prétendre atteindre réellement, même de loin, un rendement thermique de 100 % (ou même plus, suivant le signe du terme  $T_0\Delta S$ !) pour de telles machines à combustion interne : les combustions réversibles exigent des températures extrêmement élevées, très au-delà des possibilités technologiques (du moins si l'on veut pouvoir utiliser des pressions partielles de combustible et de comburant qui soient assez élevées pour être convenables). Mais ces considérations sont de la plus haute importance pour des réactions chimiques qui peuvent se dérouler convenablement à des températures accessibles.

IX. Le véritable procédé endothermique parfait mécaniquement autonome.

Maintenant nous pouvons facilement voir la manière de réaliser un procédé endothermique parfait consommant uniquement de la chaleur, sans apport ni production de travail, et sans éjection de chaleur (excepté à  $T_0$ ) : le travail qui découle de la figure 3 doit être produit de façon interne dans le cycle même. Cela implique un apport de chaleur, une aire interne, et un rejet de chaleur à  $T_0$ , la solution est représentée sur la figure 4.

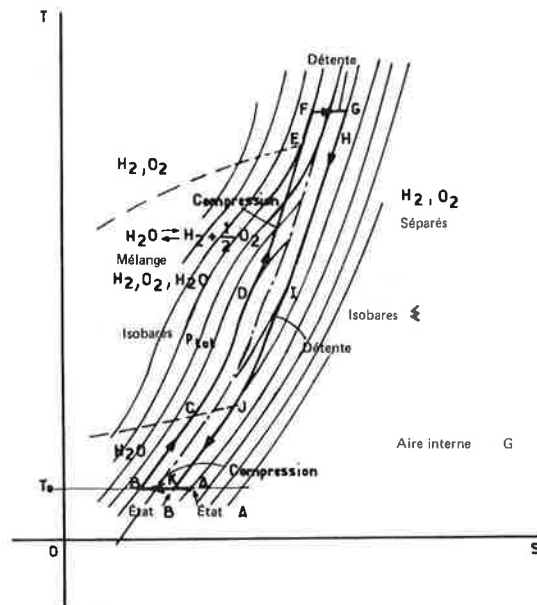


Figure 4. Thermolyse réversible de  $H_2O$  avec apport uniquement de chaleur et échange interne maximal de chaleur.

La figure est établie en supposant que toute la chaleur est fournie isothermiquement à une température donnée, plus élevée que la zone de température de la réaction chimique réversible (mais il pourrait très bien en être autrement, voir plus loin). Cette chaleur est fournie le long de FG par l'intermédiaire d'une détente isotherme (c'est-à-dire par détente réchauffée). En outre de la chaleur est évacuée à  $T_0$  par une compression isotherme, (c'est-à-dire par refroidissement de cette compression). Ces opérations sont réalisées de telle façon qu'elles compensent exactement la différence entre les travaux mécaniques le long de DE et IJ. Le cycle est maintenant mécaniquement autonome et reçoit seulement de la chaleur (dans ce cas de la chaleur à température élevée).

Il est également intéressant de noter ici que dans ce cas (figure 4), une partie des machines mécaniques fonctionne une fois de plus comme une sorte de pompe de chaleur très sophistiquée, capable de recycler la chaleur rejetée selon la figure 1, et de la réintroduire dans le cycle, remplaçant ainsi une grande partie de la chaleur d'apport représentée sur cette figure 1. Mais ici la pompe de chaleur fonctionne grâce à un apport de chaleur additionnel à la température maximale T, au lieu d'un apport de travail extérieur.

Ceci étant, il se pourrait très bien, comme déjà signalé, que cette chaleur soit fournie à une température plus basse, ou même avec une autre loi  $Q(T)$  différente de l'isotherme : la forme du diagramme  $T, S$ , serait alors quelque peu différente, mais les conclusions resteraient les mêmes.

X. Il faut qu'il soit dit maintenant que les processus très sophistiqués décrits plus haut sont très éloignés de la pratique chimique habituelle. Il est donc intéressant d'essayer d'évaluer le coût énergétique qu'il faut consentir pour éviter une telle complexité.

En premier lieu, on doit souligner que les réactions chimiques réversibles sont théoriquement irréalisables, du fait de la cinétique qui est en cause.

En second lieu, des irréversibilités sont également théoriquement nécessaires dans les échangeurs de chaleur (différences de températures nécessaires pour la cinétique également).

Enfin nos machines mécaniques ne sont pas parfaites. Mais cette situation est une bonne raison d'essayer d'éviter toutes les autres causes d'irréversibilité, celles qui sont liées au cycle thermodynamique lui-même.

Naturellement, dans de tels cas, on doit toujours réaliser un équilibre entre le coût des pertes thermodynamiques et les investissements en machines, en échangeurs de chaleur, etc. A cet égard, les centrales électriques sont un bon exemple, car elles ont fait l'objet d'améliorations séculaires précisément dans cette direction. Pour obtenir une comparaison valable, on peut rapporter la production électrique des centrales énergétiques à l'apport d'énergie utilisable qui est fait lors de l'apport de chaleur. Ce « rendement énergétique » est, actuellement, supérieur à 70 %. Un tel chiffre pourrait être également un objectif à atteindre pour les procédés chimiques. Or, en pratique, nous sommes très loin de ce chiffre : plus près de 20 % pour un procédé complexe que de 70 %.

A ceci, il y a de très bonnes raisons : l'une est le prix des enceintes pour hautes températures, des catalyseurs, etc. Ces éléments de prix ne peuvent pas être beaucoup augmentés (pour approcher de l'équilibre chimique) : les investissements seraient trop importants.

Mais une autre raison est que les procédés chimiques sont généralement isobares, et ne font pas appel à des machines mécaniques. Dans un tel cas, nous avons vu qu'il faudrait produire de l'énergie externe. Mais, très souvent il n'en est pas question, et toute cette chaleur est perdue et se dissipe dans l'environnement. Il est vrai que, dans beaucoup de cas, on cherche tout de même à produire de la vapeur, et que, avec elle, on fait parfois tourner des turbines. Mais, même dans ces cas, par exemple pour la synthèse de l'ammoniac, ces machines ne fonctionnent pas comme on l'a décrit précédemment : elles ne produisent pas de travail externe comme cela devrait être, elles recyclent seulement du travail de façon interne, le plus souvent dans un but chimique (haute pression dans le récipient de synthèse) et non dans un but thermodynamique ; et la chaleur en surplus va quand même en grande quantité à la rivière.

Finalement, nous pouvons conclure : en fait la pratique en chimie est d'accepter des rendements énergétiques très bas, et il y a certainement à cela de très bonnes raisons économiques. Mais devant l'augmentation soudaine du prix des combustibles, on doit de toutes façons rechercher un nouvel équilibre économique entre les consommations et les investissements, les consommations devant être fortement réduites, et les investissements suffisamment augmentés pour atteindre un nouveau coût d'ensemble minimal.

Or, il existe des moyens d'agir efficacement dans ce sens. Nous avons décrit les grandes lignes de certaines solutions. Les adopter peut conduire à augmenter les investissements (en particulier en machines). Mais c'est précisément dans ce sens qu'il faut agir. Un nouvel équilibre peut donc être atteint de cette façon, qui conduira à un coût global plus élevé qu'avec une énergie bon marché, mais qui redeviendra optimal, et dans lequel la consommation d'énergie pourrait se trouver réduite de façon significative.