

CREATION DE CHALEUR ET ECHANGES ENERGETIQUES**Application à l'analyse entropique du contact
de deux solides avec frottement et de l'effet Joule****(II)****Luc DETTWILLER****Lycée Blaise Pascal, 36 av. Carnot****63037 Clermont-Ferrand Cedex****Résumé**

Suite à l'article I de cette série, sur les échanges énergétiques et la création de chaleur, on propose une étude de la création d'entropie dans des systèmes sièges de frottements solides.

On expose deux façons équivalentes de calculer l'entropie créée sous l'effet du frottement ; on en tire des conséquences concernant les échanges thermiques entre les solides en contact à des températures différentes, et la différence entre les coefficients de frottement statiques et dynamiques.

De façon similaire, on analyse l'effet Joule, puis les pertes par absorption et par hystérésis.

Cet article s'inscrit dans une série de quatre, dont les titres sont les suivants :

- I. Création de chaleur et échanges énergétiques ; application à l'étude thermodynamique du contact de deux solides avec frottement et de l'effet Joule.
- II. Création de chaleur et échanges énergétiques : application à l'analyse entropique du contact de deux solides avec frottement et de l'effet Joule.
- III. Bilans énergétiques en mécanique des fluides parfaits.
- IV. Démonstration de l'équation de la chaleur dans un milieu réactionnel, avec diffusion des espèces chimiques et mouvement éventuels.

Le premier article de cette série est plutôt destiné aux professeurs de la classe de première S, car il s'intéresse à certains points subtils du nouveau programme ; les trois suivants prolongent le premier avec le formalisme utilisé dans l'enseignement supérieur.

* L'article I de cette série est publié dans le BUP n°775 de Juin 1995, voir référence [2]

Introduction

Dans l'article I de cette série, nous avons étudié les échanges énergétiques dans des systèmes où l'on dit qu'il y a « création de chaleur » : par exemple, dans les systèmes sièges de frottements fluides ou solides, d'effet Joule, de réactions chimiques ou nucléaires ; cela nous a permis de préciser la signification du terme « chaleur créée », et son influence sur le bilan énergétique. Nous allons maintenant dresser le bilan entropique de quelques systèmes où il y a « création de chaleur » : pour deux solides en contact avec frottements, et pour un milieu présentant de l'effet Joule. L'expression de l'entropie créée dans des systèmes sièges de réactions chimiques ou nucléaires, ou de frottements visqueux, a déjà été donnée dans [1].

D'abord, dans une première partie, nous verrons l'expression de l'entropie créée lors du frottement de deux solides. Cela nous donnera l'occasion, dans une deuxième partie, d'aborder la question de la compatibilité des frottements solides et des transformations réversibles pour des glissements infiniment lents ; nous verrons que l'irréversibilité des frottements solides est thermodynamiquement liée à la différence entre les coefficients de frottements statiques et dynamiques. Enfin, dans une troisième partie, nous étudierons la création d'entropie dans l'effet Joule, et nous verrons comment elle se combine avec la création d'entropie due au transfert thermique vers le milieu extérieur ; nous généraliserons aussi en considérant le cas des dissipations par absorption et par hystérésis.

Indiquons ici les résultats généraux de l'article I de cette série [2], qui nous serviront pour cette étude du bilan entropique.

Si on appelle, pour une transformation élémentaire, $\delta Q_{1,2}$ la chaleur donnée par un premier système à un second, et $\delta Q_{2,1}$ la chaleur donnée par le second système au premier, comme les vitesses d'agitation des particules de ces deux systèmes ne sont pas opposées, on doit dire en général que pour cette grandeur « d'échange » $\delta Q_{1,2} + \delta Q_{2,1} \neq 0$; c'est la somme de ces échanges de chaleur réciproques que l'on appelle « chaleur créée entre les deux systèmes », $\delta Q_{1,2}^{rec} = \delta Q_{1,2} + \delta Q_{2,1}$ (1). On a montré que la « chaleur créée » entre deux systèmes est nulle lorsque la somme des travaux exercés réciproquement par un système sur l'autre et l'autre sur l'un ne dérive pas complètement d'une énergie potentielle macroscopique mutuelle.

La combinaison du premier principe de la thermodynamique et du théorème de l'énergie mécanique macroscopique conduit à la relation

$$\boxed{dU = \delta W_{non\ me\ ca}^{ext} - \delta W_{me\ ca}^{int} + \delta Q^{ext}} \quad (2)$$

où $\delta W_{non\ me\ ca}^{ext}$ représente le travail non mécanique (travail d'un générateur électrique par exemple) fourni par l'extérieur, et $\delta W_{me\ ca}^{int}$ le travail mécanique macroscopique des actions intérieures au système mais qui ne dérivent pas de l'énergie potentielle E_p macroscopique intérieure au système.

1. Etude de la création d'entropie lors des contacts entre solides

Rappel de l'article 1 de cette série [2]

Lorsque deux solides S_1 et S_2 sont en contact, il existe à l'échelle macroscopique une très fine partie de chaque solide au contact qui est le siège de phénomènes difficiles à décrire, mais prépondérants pour l'étude thermodynamique du contact et de la dissipation irréversible d'énergie mécanique par frottement. En plus, si les solides sont à deux températures différentes T_1 et T_2 , c'est aussi sur une pellicule d'épaisseur petite que la température T - si elle est toujours définie - varie très brusquement de T_1 à T_2 , et qu'il y a donc un fort courant de conduction de la chaleur, source d'irréversibilité.

Selon le modèle déjà adopté dans [2], nous considérons qu'il y a schématiquement deux parties dans chaque solide :

- une « pellicule » P_1 pour S_1 (idem P_2 pour S_2) siège de nombreux phénomènes irréversibles, ne comportant qu'un nombre d'atomes très petit, négligeable devant le nombre total d'atomes de chaque solide, et d'énergie et d'entropie donc négligeables ;
- le reste S'_1 du solide S_1 , à température T_1 uniforme (idem S'_2 et T_2), qui ne subit plus que des transformations réversibles, et dont l'énergie et l'entropie sont quasiment celles du solide tout entier (comme la température est uniforme dans S'_1 ainsi que S'_2 , il n'y a pas de transfert thermique par conduction à l'intérieur de S'_1 ni de S'_2 , donc pas de création d'entropie due à cette diffusion irréversible).

On précise que les pellicules occupent toute les surfaces qui seront en contact sur chaque solide : ce sont donc des systèmes thermodynamiques fermés.

Considérons les échanges énergétiques entre solides en contact. La figure 1 en donne une vision d'ensemble : pendant un déplacement élémentaire, le solide S_2 reçoit, en plus du travail $\delta W_{1,2}^C$ des actions de contact exercées sur lui par S_1 , le travail δW_2 , et, en plus de la chaleur $\delta Q_{1,2}$ donnée par S_1 , la chaleur δQ_2 ; de même, le solide S_1 reçoit, en plus du travail $\delta W_{2,1}^C$ des actions de contact exercées sur lui par S_2 , le travail δW_1 , et, en plus de la chaleur $\delta Q_{2,1}$ donnée par S_2 , la chaleur δQ_1 . Attention : de même que $\delta Q_{2,1} \neq -\delta Q_{1,2}$, en général $\delta W_{2,1}^C \neq -\delta W_{1,2}^C$ car les vitesses d'ensemble des éléments de matière de S_1 et S_2 en contact sont différentes a priori !

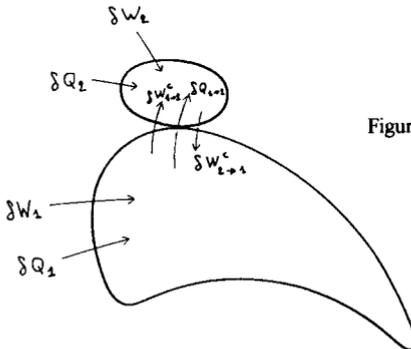


Figure 1 - Description d'ensemble des échanges énergétiques pour les solides en contact

Dans [2], avec quelques hypothèses naturelles dans le cadre du modèle adopté, on a montré que les pellicules transmettent sans modification le travail et la chaleur : **on ne peut donc pas dire que le travail des actions de contact exercées entre les pellicules se trouve converti en chaleur donnée par ces pellicules au reste du solide !** Les pellicules paraissent donc inactives à ce stade (« elles sont si fines qu'il ne s'y passe rien ») ; mais nous verrons qu'elles sont actives vis à vis de l'entropie.

Pour deux solides S_1 et S_2 en contact, on a montré que l'expression de la chaleur créée se réduit à

$$\delta Q_{1,2}^{créé} = -(\delta W_{1,2}^c + \delta W_{2,1}^c) \quad (3);$$

Le travail des actions de contact entre les solides, qui est toujours négatif ou nul en vertu des lois de Coulomb, apparaît dans la variation d'énergie interne de $(S) = \{S_1, S_2\}$,

$$\begin{aligned} dU &= \delta Q_1 + \delta Q_2 + \delta Q_{1,2}^{créé} \\ &= \delta Q_1 + \delta Q_2 + \delta W^{ext} - d(E_c + E_p) \end{aligned} \quad (4)$$

dont il entraîne toujours une augmentation ; cet effet est nul s'il n'y a pas de frottement de glissement (resp. roulement ou pivotement) en présence du mouvement de glissement (resp. roulement ou pivotement), donc $\delta Q_{1,2}^{créé}$ peut être appelé « chaleur créée par les frottements ».

Expression de l'entropie créée par frottements solides

Pour un système fermé à température uniforme T , le second principe postule l'existence d'une fonction d'état extensive S , telle que sa variation pour une transformation élémentaire s'écrive

$$dS = \frac{\delta Q^{ext}}{T} + \delta_e S \quad (5)$$

où $\delta_e S$ est nul pour une transformation réversible, et strictement positif pour une transformation irréversible de ce système (c'est l'entropie créée par irréversibilité), alors que

l'entropie reçue par échange avec l'extérieur vaut $\delta_e S = \frac{\delta Q^{ext}}{T}$ (6). En conséquence du

premier principe et du théorème de l'énergie mécanique macroscopique - voir (2) -, avec le second principe on a, pour un système fermé à température uniforme

$$\boxed{dU = \delta W_{non\ mé\ ca}^{ext} - \delta W_{mé\ ca}^{int} + T dS - T \delta_e S = \delta W_{non\ mé\ ca, rev}^{ext} - \delta W_{mé\ ca, rev}^{int} + T dS} \quad (7),$$

l'indice *rev* désignant une transformation réversible.

En appliquant le second principe de la thermodynamique aux mêmes systèmes P_1 , P_2 , S'_1 et S'_2 que précédemment, et en tenant toujours compte des simplifications dues à la petitesse des pellicules P_1 et P_2 , on peut trouver l'expression de l'entropie créée. On peut même préciser, dans notre modèle schématique où S'_1 et S'_2 ne sont le siège d'aucune transformation irréversible, que la création d'entropie n'est le fait que des pellicules P_1 et P_2 .

Pour P_1 on a

$$0 = \delta_e S_{p_1} + \delta_i S_{p_1} \quad (8)$$

et de même pour P_2

$$0 = \delta_e S_{p_2} + \delta_i S_{p_2} \quad (9)$$

où les expressions des entropies $\delta_e S_{p_1}$ et $\delta_e S_{p_2}$ échangées par les pellicules P_1 et P_2 sont délicates, puisque la température a en général un très fort gradient dans la pellicule et n'y est peut être même plus définie. Mais il est facile d'exprimer leur somme $\delta_e S_{p_1} + \delta_e S_{p_2}$ en remarquant que, si on additionne les entropies échangées $\delta_e S_1$, $\delta_e S_2$, $\delta_e S_{p_1}$ et $\delta_e S_{p_2}$ par S'_1 , S'_2 , P_1 et P_2 respectivement, on obtient par définition l'entropie $\delta_e S$ échangée par (S) avec l'extérieur, soit

$$\delta_e S_1 + \delta_e S_2 + \delta_e S_{p_1} + \delta_e S_{p_2} = \delta_e S = \frac{\delta Q_1}{T_1} + \frac{\delta Q_2}{T_2} \quad (10)$$

Dans ces équations se révèle l'activité des pellicules : elles créent autant d'entropie qu'elles en donnent, manifestant ainsi leur rôle foncièrement thermodynamique.

D'autres approches sont possibles pour exprimer l'entropie créée.

Par exemple, on peut former pour chaque solide l'expression différentielle qui donne sa variation d'énergie interne (en admettant que leur état thermodynamique peut être déterminé par deux variables d'état seulement) :

$$dU_1 = T_1 dS_1 - p_1 dV_1 \quad (11)$$

$$dU_2 = T_2 dS_2 - p_2 dV_2 \quad (12)$$

où p_1 et p_2 désignent les pressions pour chaque solide, V_1 et V_2 leurs volumes respectifs. Cela résulte simplement de la définition de la pression et la température thermodynamique de chaque solide par les dérivées partielles de l'énergie interne, en accord avec (7), mais quelle que soit la transformation élémentaire produisant ces variations de pression et de température ; on suppose seulement que la température et la pression sont des variables d'état pour chaque solide entier, donc sont uniformes pour chaque solide (le calcul de l'entropie créée par conduction thermique au sein de S'_1 et S'_2 isolément - voir § 1. - se trouve donc exclu de notre étude, ainsi que la localisation de la création d'entropie dans les pellicules P_1 et P_2). Comme les solides sont supposés indéformables, leurs volumes ne varient pas. L'extensivité de l'entropie donne alors

$$dS = \frac{dU_1}{T_1} + \frac{dU_2}{T_2} \quad (13)$$

sans avoir besoin de supposer la réversibilité.

Parallèlement à ces expressions (11) et (12) d'origine purement mathématique, on peut relier les variations d'énergie interne aux échanges d'énergie grâce à (2) ; on trouve pour S_1 et S_2 respectivement

$$dU_1 = \delta Q_1 + \delta Q_{2 \rightarrow 1} \quad (14)$$

$$dU_2 = \delta Q_2 + \delta Q_{1 \rightarrow 2} \quad (15)$$

Dans cette approche on note bien que, comme pour la chaleur, l'entropie « donnée » par S_1 à S_2 n'est pas l'opposé de celle « donnée » par S_2 à S_1 ; c'est pourquoi on a une entropie créée, qui d'ailleurs n'est pas localisée au terme de cette approche, de même qu'on a parlé de « chaleur créée » (1). Mais dans le cas de l'entropie, il est convenable d'utiliser l'expression « entropie créée », car l'entropie est une grandeur extensive, donc il est licite de se demander si c'est une grandeur conservative ou non [3] ; il n'en est pas de même pour la chaleur, puisque ce n'est pas une grandeur extensive ou intensive associée à un système, et on utilise l'expression « chaleur créée » uniquement par analogie et abus de langage.

L'entropie cédée à (*S*) par son extérieur est $\delta_e S = \frac{\delta Q_1}{T_1} + \frac{\delta Q_2}{T_2}$ (10), donc l'entropie

créée de (*S*) est

$$\begin{aligned} \delta_i S &= dS - \delta_e S = \frac{\delta Q_{1 \rightarrow 2}}{T_2} + \frac{\delta Q_{2 \rightarrow 1}}{T_1} \\ &= \delta Q_{1 \rightarrow 2} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) + \frac{\delta Q_{1,2}^{créé}}{T_1} = \delta Q_{2 \rightarrow 1} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) + \frac{\delta Q_{1,2}^{créé}}{T_2} \end{aligned} \quad (16)$$

Si les températures des deux solides sont différentes, en choisissant $T_2 > T_1$, la seule chose imposée par le second principe de la thermodynamique est la suivante : que le corps chaud ne reçoive pas du corps froid plus de chaleur que $\left(1 - \frac{T_1}{T_2}\right) \delta Q_{1,2}^{créé}$, et que le corps froid ne « cède » pas au corps chaud plus de chaleur que $\left(\frac{T_2}{T_1} - 1\right) \delta Q_{1,2}^{créé}$.

Par contre, le second principe de la thermodynamique ne détermine pas plus comment se partage la chaleur créée entre $\delta Q_{1 \rightarrow 2}$ et $\delta Q_{2 \rightarrow 1}$, ou encore comment $\delta_i S$ se partage entre $\delta_i S_{p1}$ et $\delta_i S_{p2}$; par exemple, dans le cas où $T_1 = T_2$, le second principe ne nous apprend rien, puisque les lois de Coulomb nous permettraient déjà de conclure que $\delta Q_{1,2}^{créé} = -(\delta W_{1 \rightarrow 2}^C + \delta W_{2 \rightarrow 1}^C) \geq 0$. Pendant une transformation élémentaire à un instant quelconque du mouvement des deux solides en contact, il ne sera donc pas possible de calculer la variation de température de chaque solide. Mais dans le cas où l'état final est un état d'équilibre mécanique et thermodynamique, il sera possible (en intégrant (27)) de calculer la variation de température de chaque solide à partir d'un état initial donné (avec mouvement), puisque leurs températures finales sont égales.

Le second principe n'indique pas non plus quelle est la part de $\delta Q_{1 \rightarrow 2}$ et $\delta Q_{2 \rightarrow 1}$ due aux frottements, et celle due à la conduction thermique : la connaissance du coefficient *k* d'échange thermique superficiel, dans la loi empirique de Newton, permet d'estimer approximativement par $k(T_2 - T_1)dt$ cette chaleur échangée par conduction (*dt* étant la durée de cette transformation élémentaire). A ce sujet, FER écrit : « La résolution complète d'un tel problème exige qu'on traite les corps en contact comme des milieux matériels continus, même dans le cas des solides, et que l'on fasse intervenir la théorie de la conductibilité de la chaleur. C'est donc un problème qui sort du cadre de l'exposé des fondements de la thermodynamique. » ([4], p. 58).

Dans une transformation, la dissipation d'énergie mécanique par les frottements influe sur la variation d'entropie de l'univers en augmentant la température finale (conformément à la relation (4)).

2. Incompatibilité des frottements solides et des transformations réversibles

Terminons par une remarque notre étude des frottements solides. Cette note ne prétend pas être une démonstration rigoureuse ; elle veut seulement montrer la relation existante entre des assertions usuelles en thermodynamique, et les propriétés des coefficients de frottement statiques et dynamiques.

Raisonnons par l'absurde, en commençant par supposer que les coefficients de frottement dynamiques sont égaux aux coefficients de frottement statiques.

Alors il existerait un processus où les vitesses de glissement (et roulement et pivotement) d'un solide sur un autre immobile passent d'une valeur nulle, pour un état d'équilibre, à une valeur « infiniment lente à notre échelle » pendant une durée finie, en présence de frottement de glissement (et roulement et pivotement), sous l'effet d'un opérateur qui exerce sur le solide mobile une action opposée à l'action de contact qu'il subit dans l'état d'équilibre.

Ce processus n'est pas réversible : si on inverse le « film » des événements, les vitesses de glissement, roulement et pivotement « infiniment lentes à notre échelle » changent de sens ; mais les lois de Coulomb dynamiques disent que la force de frottement et les moments de roulement et pivotement changent de signe, donc le mouvement précédent « infiniment lent à notre échelle » ne pourra être suivi en sens inverse.

Mais en thermodynamique, il est usuel de dire que la définition de la réversibilité d'une transformation, par la possibilité de la transformation inversée temporellement, est équivalente à la définition par le fait que tout état de la transformation est un état de quasi-équilibre. Donc dans le cas envisagé, le mouvement « infiniment lent à notre échelle » pendant une durée finie ne peut pas être composé d'états de quasi-équilibre mécanique, ce qui est contradictoire par définition.

On en déduit que l'hypothèse de départ est fautive : les coefficients dynamiques de frottement (ceux du *mouvement* « infiniment lent à notre échelle ») ne peuvent être égaux aux coefficients statiques (ceux de l'absence de glissement et de roulement et de pivotement, donc de l'état d'équilibre du processus envisagé) ; ceci s'applique aussi bien aux coefficients de frottement de glissement qu'à ceux de roulement et de pivotement.

En effet, l'expérience montre que ceux-ci sont légèrement supérieurs à ceux-là, donc à la « limite à notre échelle » du non glissement ou non roulement ou non pivotement les accélérations des points des solides ne sont pas continues « à notre échelle » : si l'action exercée par l'opérateur ne présente pas de « discontinuité à notre échelle », ces accélérations ne peuvent être inférieures à une valeur minimale dépendant de la différence entre coefficients statiques et dynamiques, donc il ne peut exister un mouvement « infiniment lent à notre échelle » à tout instant.

Il n'est donc pas possible d'avoir ainsi une transformation réversible en présence de frottements solides.

Si d'ailleurs, toujours avec le même opérateur, une transformation « infiniment lente à notre échelle » à tout instant était possible, elle serait réversible ; cela suggère que l'égalité des coefficients de frottement statique et dynamique doit impliquer leur nullité (pour que le processus inversé temporellement soit possible).

Nous abordons maintenant, pour finir, l'étude d'un phénomène fortement apparenté aux dissipations d'énergie dues aux frottements visqueux : l'effet Joule.

3. Dissipation d'énergie par effet Joule et par des effets dérivés

Rappel de l'article I de cette série [2]

On a vu que le travail électrique fourni par le générateur au circuit n'est pas, sur le plan des principes, un travail différent des autres, mais il semble être un travail non mécanique uniquement parce qu'on omet dans la description le déplacement macroscopique des électrons de conduction (sa contribution à l'énergie cinétique macroscopique étant négligeable, et non directement perceptible).

Considérant alors comme système un dipôle électrocinétique « immobile » parcouru par une intensité I (on néglige son énergie cinétique macroscopique conformément à l'usage), et notant V la tension présente à ses bornes en convention récepteur, le travail élémentaire extérieur qu'il reçoit se réduit au travail « électrique » $\delta W^{ext} = V I dt$ (17). Si la tension est purement ohmique, ce travail se réduit à $R(T) I^2 dt$ où $R(T)$ est la résistance du dipôle, qui dépend de sa température T ; dans ce cas, il n'existe pas d'énergie potentielle macroscopique pour notre système, on peut admettre que l'énergie interne du système ne dépend que de la température, et il vient

$$dU(T) = \delta W^{ext} + \delta Q^{ext} = R(T) I^2 dt + \delta Q^{ext} \quad (18).$$

3.1. Expression de l'entropie créée par effet Joule

En supposant que le système est simple et indilatable, son énergie interne U ne dépend que de son entropie S et de son volume, invariable; alors, en considérant que la température T du résistor est uniforme,

$$dS = \frac{1}{T} dU = \frac{\delta Q^{ext} + R(T) I^2 dt}{T} \quad (19).$$

L'entropie créée dans le résistor par effet Joule uniquement vaut donc

$$\delta_i S = \frac{R(T) I^2 dt}{T} \quad (20);$$

on retrouve ce résultat par (16) en considérant qu'il y a équilibre thermique entre les deux fluides de porteurs de charges (leurs températures T_1 et T_2 sont égales à T).

Conséquences :

Le second principe, avec les hypothèses précédentes et en admettant que la température est positive, prouve donc que la résistance est positive.

Il y a une entropie créée car l'effet Joule est bien irréversible : le phénomène inverse, où on verrait le système diminuer son énergie interne ou prendre de la chaleur à l'extérieur lorsque le courant s'inverse, est impossible.

Mais, contrairement à ce que l'on a vu au § 2. pour les frottements solides, il est possible d'avoir des transformations qui sont réversibles à la limite pour le transport d'une charge $\delta q = I dt$ donnée : $\delta_i S = \frac{R(T) I \delta q}{T} \rightarrow 0$ si $I \rightarrow 0$. D'un point de vue macroscopique, l'effet Joule ne s'apparente pas à un frottement solide, mais à un frottement visqueux.

3.2. Influence des échanges de chaleur avec l'extérieur

Il est intéressant de préciser enfin ce qui se passe dans un cas particulier d'abord : celui où le résistor est thermostaté, c'est à dire quand sa température T est maintenue constante. Compte tenu des hypothèses faites ci-dessus, l'énergie interne du résistor ne varie pas, donc d'après (19) son entropie ne varie pas non plus ; car, en contrepartie, l'extérieur du résistor reçoit de sa part la chaleur δW^{ext} , et cela fait varier l'énergie interne de l'extérieur. Avec des hypothèses et un raisonnement semblables à ce qu'on vient d'exposer, on montre que la variation d'entropie de l'extérieur est donc égale à $\frac{R(T)I^2 dt}{T_0}$, T_0 étant la température de l'extérieur, supposée uniforme. Mais dans ce cas c'est aussi la variation d'entropie de l'univers, c'est à dire la quantité totale d'entropie créée, puisque l'entropie du résistor ne varie pas. Comme l'entropie créée dans le résistor par effet Joule uniquement vaut $\frac{R(T)I^2 dt}{T}$, on retrouve le fait que l'entropie créée par le transfert thermique entre le résistor et son extérieur vaut $\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)R(T)I^2 dt$. Cette création d'entropie semble non localisée, parce qu'on a utilisé la description grossière dans laquelle on considère les températures T_0 et T uniformes ; mais dans une description détaillée on dirait aussi qu'il y a pour le résistor et son extérieur des pellicules où le gradient de température est très important, et pour lesquelles l'entropie créée vaut $\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)R(T)I^2 dt$ (comme au § 1.). Ce résultat est très concret, puisque $R(T)I^2 dt$ est la chaleur créée par effet Joule, et donnée à l'extérieur du résistor lorsque celui-ci est thermostaté.

Dans le cas général où le résistor n'est pas thermostaté, sa température T peut varier, donc son énergie interne aussi ; alors la chaleur $-\delta Q^{ext}$ qu'il donne au milieu extérieur n'est plus la chaleur créée $R(T)I^2 dt$. Mais l'entropie créée dans ce cas est toujours la somme du terme d'effet Joule $\frac{R(T)I^2 dt}{T}$ et du terme de transfert thermique $\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)(-\delta Q^{ext})$.

3.3. Généralisations

Il existe d'autres exemples d'effet Joule au sens large.

3.3.1. Cas d'un milieu absorbant les ondes électromagnétiques

Un cas intéressant est celui du système constitué d'un milieu matériel diélectrique et aimantable linéaire local, absorbant (et donc dispersif), mais sans hystérésis. Supposons que le système ne peut transférer de l'énergie, sous forme de chaleur, qu'avec l'atmosphère uniquement (prise en tant que source de chaleur, donc à température T_0 fixée) ; considérons que l'état initial et l'état final sont identiques, le système étant alors en équilibre avec l'atmosphère et soumis à un champ électromagnétique uniformément nul et constant. Entre ces deux états, on le soumet à un paquet d'ondes électromagnétiques donné. On peut calculer, en fonction de ce paquet d'onde, et de l'expression des tenseurs susceptibilité électrique et magnétique (complexes et variant avec la fréquence ν), le travail électromagnétique fourni au système par l'émetteur du champ. Entre les états initial et final du système, identiques,

l'énergie totale n'a pas varié, donc le système fournit à l'atmosphère un chaleur égale à l'opposé de ce travail, en se plaçant provisoirement en déséquilibre thermique avec elle. La transformation est irréversible, puisque le transfert inverse par chaleur ne saurait avoir lieu avec le même déséquilibre thermique (provisoire) ; ainsi le travail fourni au système est-il forcément supérieur, d'après le second principe, à la variation d'énergie libre (en tant que potentiel thermodynamique) du système, qui est nulle, et ce travail est donc dissipé. Le second principe nous prouve donc que, dans ces conditions, le milieu ne peut qu'être absorbant ; pour un milieu diélectrique, le fait qu'il fournisse de la chaleur à l'extérieur est, en quelque sorte, un effet Joule intérieur au matériau et à ses molécules. Pour qu'il soit amplificateur comme dans les lasers, il est donc nécessaire de le laisser échanger de la chaleur avec autre chose qu'une source : c'est la raison d'être du système de pompage, créant l'inversion de population qui rend le milieu amplificateur. En disant cela, on considère que le rayonnement réémis après amplification est un travail, puisque ce travail se calcule par le champ électromagnétique *macroscopique* présent à l'intérieur du milieu matériel... L'amplification de lumière n'est pas une violation du second principe.

3.3.2. Cas d'un milieu présentant de l'hystérésis

On peut utiliser le même raisonnement pour un système présentant de l'hystérésis (milieu ferroélectrique, ferro- ou ferrimagnétique) décrivant un cycle : dans l'état final l'énergie est la même que dans l'état initial, donc tout le travail (électrique par exemple pour un matériau ferroélectrique) reçu par le milieu est rendu par lui sous forme de chaleur. Et s'il ne peut rendre cette chaleur qu'à une source de chaleur, comme la variation d'entropie du système est nulle au bout d'un cycle, cette chaleur rendue est forcément positive, et donc le travail reçu aussi. D'ailleurs un cycle d'hystérésis, même s'il est décrit très lentement à nos échelles de temps journalières, est toujours une transformation irréversible parce qu'un de ses états quelconque n'est qu'un équilibre métastable, donc la chaleur rendue sera toujours strictement positive ; le travail correspondant mérite bien d'être appelé « travail dissipé ». Ainsi, le sens dans lequel sont décrits ces cycles d'hystérésis ne peut changer : il est imposé par le second principe. Dans le cas d'un milieu ferromagnétique conducteur, les pertes par hystérésis s'interprètent, partiellement, par l'effet Joule dû aux courants de Foucault créés par les déplacements très brutaux des parois de Bloch...

Conclusion

Dans le cadre de notre modèle sur les frottements solides, nous sommes arrivés aux conclusions suivantes :

ce travail est responsable d'un accroissement de l'énergie interne, et d'une partie de la création d'entropie ;

la légère supériorité des coefficients de frottement statiques par rapport aux coefficients de frottement dynamiques permet de comprendre qu'on ne peut envisager de transformations réversibles en présence de frottements solides.

La « chaleur créée » par les frottements est un abus de langage commode ; l'énergie mécanique dissipée par les frottements se retrouve dans le bilan d'énergie interne de l'ensemble des solides, ce qui contribue à l'élévation de leur température finale et, par là, à l'accroissement de l'entropie créée.

Les résultats des bilans entropiques sont analogues pour l'effet Joule, mais aussi pour les pertes diélectriques (et magnétiques) responsables de l'absorption des ondes électromagnétiques par la matière, et pour les pertes par hystérésis.

Quant à la contribution de la viscosité à la création d'entropie, le principe de son étude est donné dans l'article [1].

RÉFÉRENCES :

- [1] H. GIE, Entropie et chaleur, B.U.P. n° 734, mai 1991
- [2] L. DETTWILLER, I. Création de chaleur et échanges énergétiques : application à l'étude thermodynamique du contact de deux solides avec frottement et de l'effet Joule, B.U.P. n° 775, juin 1995
- [3] J.M. MERCIER, G. ZANCHI et J.P. PEREZ, Energie mécanique, énergie interne, énergie et premier principe de la thermodynamique, B.U.P. n° 724, mai 1990
- [4] F. FER, *Thermodynamique macroscopique - tome I*, Gordon & Breach (Paris, 1970)

REMERCIEMENTS :

- à Monsieur l'Inspecteur Général Hubert GIE, pour sa relecture et ses remarques constructives ;
- à Monsieur Yves DUPONT, Professeur en CPGE au lycée Stanislas (Paris), pour une fructueuse discussion sur le § 1. ;
- à Monsieur Philippe ODERMATT, Professeur en CPGE au lycée Champollion (Grenoble), pour ses intéressantes observations.