

*Sci. Con*

*Ingenieur à l'École Polytechnique*

*J. Couvill, Bureau d'Appareils*

*Paris*

*26. 38 H A.*

*6933*

THÉORIE MÉCANIQUE

DE

LA CHALEUR

*167*

1000

L'auteur et l'éditeur se réservent le droit de traduire ou de faire traduire cet ouvrage en toutes langues. Il poursuivront conformément à la loi et en vertu des traités internationaux toute contrefaçon ou traduction faite au mépris de leurs droits.

Le dépôt légal de cet ouvrage a été fait à Paris à l'époque de janvier 1868, et toutes les formalités prescrites par les traités sont remplies dans les divers États avec lesquels il existe des conventions littéraires.

Tout exemplaire du présent ouvrage qui ne porterait pas, comme ci-dessous, ma griffe, sera réputé contrefait, et les fabricants et débitants de ces exemplaires seront poursuivis conformément à la loi.



CORBEIL, TYP. ET STÉR. DE CRÉTEIL.

BIBLIOTHÈQUE DES P.

SOCIÉTÉ COCKERILL  
BIBLIOTHÈQUE  
N° 802 Case 262

THÉO

DE

# LA CHALEUR

PAR

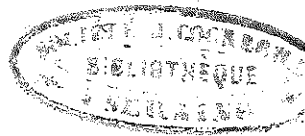
## R. CLAUDIUS

PROFESSEUR A L'UNIVERSITÉ DE WURZBOURG  
CORRESPONDANT DE L'INSTITUT

Traduite de l'allemand

PAR F. FOLIE

Docteur ès sciences, professeur à l'École industrielle et Répétiteur  
à l'École des Mines de Liège.



PARIS

LIBRAIRIE SCIENTIFIQUE, INDUSTRIELLE ET AGRICOLE

EUGÈNE LACROIX, ÉDITEUR

LIBRAIRE DE LA SOCIÉTÉ DES INGÉNIEURS CIVILS

QUAI MALAQUAIS

1868



## PRÉFACE DU TRADUCTEUR

---

La théorie mécanique de la chaleur, comme toutes les théories destinées à opérer dans une science une révolution complète, a eu des adversaires très-décidés; et, comme ces dernières, elle a eu le sort de transformer en ses plus chauds partisans ceux-là mêmes qui l'avaient le plus ardemment combattue. Aujourd'hui, grâce à la concordance de ses résultats entre eux et avec les faits, elle est généralement admise; et, s'il est encore des gens qui doutent, du moins il n'en est plus qui la nient ouvertement. C'est à celui qui écrira l'histoire de cette science qu'il appartiendra de rechercher quels sont les savants à qui sont dus les principes sur lesquels elle repose. Nous voulons d'autant moins entreprendre ici cette tâche que M. Clausius a montré, dans tous ses travaux, la plus scrupuleuse impartialité, et la loyauté la plus grande vis-à-vis de ses compétiteurs.

Notre but dans cette préface est de mettre le lecteur au courant des principes essentiels de la théorie et des idées nouvelles que celle-ci a introduites dans la science, et de le familiariser ainsi avec des expressions qui se rencontreront fréquemment dans le cours de l'ouvrage. Nous trouverons en même temps l'occasion de nous expliquer sur les termes que nous avons adoptés pour traduire les dénominations nouvelles proposées par l'auteur.

Le premier principe fondamental de la théorie mécanique de la chaleur est que, dans tous les cas où la chaleur produit du travail, il se *consomme* une quantité

de chaleur proportionnelle au travail produit; et réciproquement, que la *consommation* de ce travail peut produire la même quantité de chaleur.

Ainsi un corps reçoit du dehors une quantité de chaleur représentée par un certain nombre de calories; par son changement de volume, il effectue un travail; mais en même temps il a perdu de la chaleur : le rapport du travail produit à la chaleur perdue est constant; ce rapport s'appelle l'*équivalent mécanique de la chaleur*; il est approximativement égal à 424, si l'on prend le kilogrammètre pour unité de travail, et pour unité de chaleur la calorie; c'est-à-dire que la consommation d'une calorie peut produire un travail de 424 kilogrammètres. Réciproquement, si l'on effectue le même travail que précédemment en sens inverse, de manière à ramener le corps à l'état dans lequel il se trouvait avant d'effectuer ce travail, on reproduira la quantité de chaleur qui avait été perdue.

Il est bien entendu que, dans la quantité de chaleur perdue, nous ne comprenons pas celle que le corps a pu céder par conductibilité ou rayonnement, puisqu'elle n'a pas disparu; et que, dans la quantité de travail équivalente à la chaleur perdue, nous devons faire entrer, outre le travail *extérieur* que le corps a effectué, et qu'on peut aisément mesurer, le travail *intérieur* nécessaire pour opérer le changement de volume, d'état ou de constitution; ce dernier travail est beaucoup plus difficile à évaluer.

La quantité de chaleur que nous avons communiquée au corps s'est donc décomposée en trois parties :

La chaleur *consommée par le travail extérieur*, que le corps a effectué;

La chaleur *consommée par le travail intérieur*;

Enfin l'accroissement de la *chaleur sensible* ou de la *chaleur réellement contenue* dans le corps, accroissement qui a déterminé l'élévation de sa température.

Il est à remarquer que les deux dernières quantités de chaleur ne dépendent absolument que de l'état initial et de l'état final du corps, et non de la manière dont il a passé d'un de ces états à l'autre. Parmi les différences qui peuvent se présenter à cet égard, nous mentionnerons d'abord celle qui provient de ce que la *voie des modifications* (\*), que le corps a subies pour arriver à son état final, peut varier d'une infinité de façons. Ainsi, pour choisir un exemple très-simple, un gaz avait un volume  $v$  et une température  $t$ ; on peut l'amener au volume  $v' > v$  et à la température  $t' > t$  par différentes *séries de modifications* : soit en le dilatant simplement à la température constante  $t$  jusqu'à  $v'$ , et portant ensuite sa température à  $t'$ ; soit en l'amenant d'abord à la température  $t'$  sous le volume constant  $v$ , puis le dilatant jusqu'à  $v'$  à cette température constante  $t'$ ; soit en lui faisant subir des variations quelconques de volume et de température, par lesquelles il arrive finalement au volume  $v'$  et à la température  $t'$ . Dans tous les cas la quantité finale de chaleur consommée par le travail intérieur sera la même, ainsi que la quantité de chaleur contenue dans le corps; mais le travail extérieur et la chaleur qu'il consomme dépendent de la voie suivie par les modifications.

Afin de pouvoir leur appliquer le principe de l'équivalent mécanique de la chaleur, il faudrait pouvoir éliminer le travail intérieur à cause de la difficulté que présente son évaluation. Pour cela, il suffit que le corps subisse une série de modifications telles qu'il revienne

(\*). Pour éviter toute confusion, nous avons toujours eu soin de rendre de la même manière les termes employés par l'auteur; c'est pour cette raison que nous avons préféré traduire *Veränderung* par *modification* plutôt que par *changement*, ce dernier mot pouvant être employé dans d'autres sens.

De même, nous avons constamment traduit *Verwandlung* par *transformation*.

Le sens de ces expressions est fixé d'une manière suffisante, croyons-nous, par les exemples que nous citons.

finalement à son état initial, et que l'auteur a désignées sous le nom de *cycle fermé* (\*). Dans ce cas la chaleur consommée par le travail intérieur, et l'accroissement de la quantité de chaleur contenue dans le corps sont nuls; par suite toute la quantité de chaleur reçue par le corps pendant le cycle fermé s'est transformée en travail extérieur, et elle est proportionnelle à la quantité de travail produite. L'expression de ce principe pour des variations infiniment petites conduit à une équation différentielle entre la quantité de chaleur, le volume et la température; cette équation contient une fonction inconnue de ces deux dernières variables.

L'auteur la détermine pour le cas particulier des gaz qu'il appelle *gaz parfaits*, c'est-à-dire qui satisferaient exactement aux lois de Mariotte et de Gay-Lussac; il admet à cet effet l'hypothèse qu'un gaz parfait qui se dilate à température constante n'absorbe que la quantité de chaleur consommée par le travail extérieur qu'il effectue.

La fonction inconnue étant déterminée, dans le cas des gaz parfaits, par cette hypothèse, il s'agit encore d'intégrer l'équation différentielle dont il vient d'être question. Comme elle ne satisfait pas à la condition d'intégrabilité, il faudra, pour effectuer l'intégration, avoir entre les variables une seconde relation par laquelle la voie des modifications est déterminée. Au moyen de ce procédé, l'auteur arrive à des résultats dont nous ne mentionnerons que le plus important, à savoir, que la différence des deux chaleurs spécifiques est constante pour chaque gaz, et que les deux chaleurs spécifiques elles-mêmes sont indépendantes de la pression et probablement aussi de la température; résultat qu'il a étendu plus tard.

(\*) Ce terme est celui par lequel M. Combes a rendu le mot *Kreisprozess*; nous l'avons choisi parce qu'il nous a paru rendre mieux et plus brièvement que tout autre l'idée de l'auteur. (Voir *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, séance du 5 mars 1866.)

Pour d'autres corps que les gaz parfaits, la fonction de la température et du volume qui entre dans l'équation différentielle mentionnée reste inconnue. C'est en cherchant à déterminer d'une manière générale cette fonction que M. Clausius est arrivé au second principe fondamental de la théorie mécanique de la chaleur.

D'après les idées de S. Carnot, lorsque la chaleur effectue un travail, elle passe d'un corps à un autre, mais sans qu'il s'en perde aucune quantité; et le travail produit ne dépend que de la quantité de chaleur transmise d'un corps à l'autre, et non de la nature du corps intermédiaire. Rejetant la première partie du principe de Carnot, qui est en contradiction avec la théorie mécanique de la chaleur, et conservant la seconde, qui est tout à fait indépendante de la première, M. Clausius pose en principe :

*A la production d'un travail correspond, outre une consommation de chaleur, une transmission de chaleur d'un corps chaud à un corps plus froid; et le travail correspondant à une même transmission de chaleur ne dépend que de la quantité de chaleur transmise et des températures des deux corps entre lesquels s'effectue la transmission, et non de la nature de la substance intermédiaire.*

L'auteur déduit ce principe du suivant, qu'il pose en axiome :

*Il ne peut pas s'effectuer de transmission de chaleur d'un corps froid à un corps plus chaud sans qu'il se produise simultanément une autre modification corrélative (telle par exemple qu'une transformation de travail en chaleur). Il énonce cet axiome plus brièvement sous la forme suivante :*

*La chaleur ne peut passer d'elle-même d'un corps froid à un corps plus chaud.*

Nous ne nous étendrons pas sur cet axiome au sujet duquel l'auteur entre dans des développements qui font voir qu'il n'a pas la même signification que les axiomes

tautologiques de la géométrie, et qui permettent d'en apprécier toute la portée.

De cet axiome se déduit avec la plus grande facilité le principe précédent, lorsque l'on considère un corps qui subit une série de modifications *réversibles* (\*). L'auteur appelle ainsi des modifications que l'on peut effectuer également dans un sens ou en sens contraire.

Ainsi, lorsqu'un corps effectue un travail en surmontant des résistances égales à chaque instant à sa force expansive, on peut, au moyen de forces égales à ces résistances, vaincre la force expansive des corps; ou, du moins, cette égalité de la puissance et de la résistance est une limite qu'il est permis de considérer théoriquement; cette modification est réversible. De même une transmission de chaleur d'un corps à un autre qui aurait à chaque instant la même température que le premier est une modification réversible, qui est une limite du même genre que la précédente.

Au moyen du second principe fondamental on obtient une nouvelle relation qui, jointe à celle que donne le premier principe, permet de déterminer la forme de la fonction inconnue, dont il a été question plus haut; les développements de calcul conduisent à une autre fonction qui est plus simple sous un double point de vue; d'abord c'est une fonction de la température seule, et en outre cette fonction ne varie pas d'un corps à un autre, mais elle est la même pour tous les corps. Il est très-remarquable que ce résultat soit précisément celui auquel l'auteur avait été conduit par son hypothèse sur les gaz parfaits, à cela près que dans ce dernier cas la forme de la fonction est complètement déterminée par cette hypothèse.

Or, comme la fonction est indépendante de la nature du corps, la forme trouvée pour les gaz permanents

(\*) Cette expression, très-heureuse, selon nous, est empruntée à M. Bessard. (*Journal de Liouville*, 2<sup>e</sup> série, t. X.)

s'applique également à tous les autres corps; la fonction est donc complètement déterminée. Cette concordance entre les résultats de deux principes essentiellement différents est certainement un grand argument en faveur de l'exactitude de ces principes.

On trouvera de belles conséquences déduites de leur combinaison, et pleinement confirmées par les expériences les plus récentes, relativement aux quantités de chaleur qu'absorbent ou émettent les gaz et les vapeurs dans les divers changements qu'on leur fait subir; nous ne citerons que celle-ci, qui est de la plus haute importance et par sa nouveauté, et par la révolution qu'elle apporte dans la théorie des machines à vapeur: Si l'on comprime de la vapeur saturée dans un vase impénétrable à la chaleur, elle ne reste pas saturée, mais peut céder une certaine quantité de chaleur sans se condenser. Si elle se dilate dans les mêmes circonstances, elle doit recevoir du dehors une certaine quantité de chaleur pour ne pas se condenser en partie.

Enfin l'équivalent mécanique de la chaleur est déterminé par deux méthodes différentes, reposant sur les équations relatives aux gaz et aux vapeurs; et les résultats sont plus concordants qu'on n'oserait l'espérer, vu le peu de certitude des données expérimentales nécessaires.

Le second principe fondamental de la théorie mécanique de la chaleur peut se mettre sous une autre forme et conduit à des lois de la plus grande généralité touchant les modifications que peut subir un système de corps.

Pour nous faire une idée claire de cette forme nouvelle, imaginons qu'un gaz permanent subisse une série de modifications formant un cycle fermé réversible.

Le gaz sera revenu à son état initial, et les modifications auront eu pour résultat:

1<sup>o</sup> De transmettre une quantité de chaleur  $Q_1$ , d'un corps à la température  $t_1$ , à un autre corps à la température  $t_1 < t_2$ ; et

2° De transformer en travail une quantité de chaleur  $Q$  urnie par un corps de température  $t$ .

Or, en se fondant sur l'axiome énoncé plus haut, il est aisé de démontrer que ces deux quantités de chaleur sont entre elles dans un rapport constant; c'est-à-dire que si, au moyen d'un autre cycle fermé on transformait la même quantité de chaleur en travail, il s'effectueraient la même transmission de chaleur, entre les deux corps de température  $t_1$  et  $t_2$ .

Mais ce cycle, pouvant s'effectuer en sens inverse, aura dans ce cas pour résultat :

3° De transmettre la quantité de chaleur  $Q_1$ , du corps à la température  $t_2$  au corps à la température  $t_1$ ; et

4° De transformer le travail produit précédemment en la quantité de chaleur  $Q$ , qui peut être restituée à un corps de température  $t$ .

Nous pouvons donc dire que chaque cycle se compose de deux transformations simultanées :

- |                        |   |  |
|------------------------|---|--|
| 1 <sup>er</sup> CYCLE. | { | <p>1° Transformation d'une quantité de chaleur <math>Q_1</math>, à la température <math>t</math>, en la même quantité de chaleur à la température <math>t_2 &lt; t</math>.</p> <p>2° Transformation d'une quantité de chaleur <math>Q</math>, à la température <math>t</math>, en travail.</p>           |
| 2° CYCLE.              | { | <p>3° Transformation de la quantité de chaleur <math>Q_1</math> à la température <math>t_2</math> en la même quantité de chaleur à la température <math>t_1 &gt; t_2</math>.</p> <p>4° Transformation du travail précédent en la quantité de chaleur <math>Q</math> à la température <math>t</math>.</p> |

Or la première transformation étant donnée, on peut, au moyen du second cycle, l'anéantir, et la remplacer par la quatrième.

De même la troisième peut être anéantie au moyen du premier cycle, et remplacée par la deuxième.

Ainsi la première et la quatrième transformation, la troisième et la deuxième peuvent se remplacer mutuellement sans qu'il intervienne aucune autre modifica-

tion permanente; ces transformations sont donc équivalentes entre elles.

Il s'agit de représenter mathématiquement ces transformations de telle sorte que celles qui sont équivalentes aient la même valeur numérique; ces expressions mathématiques seront les valeurs d'équivalence des transformations.

Elles se déterminent aisément d'après les considérations qui précèdent, et conduisent à l'énoncé suivant du second principe, qu'on pourra nommer principe de l'équivalence des transformations :

Si l'on appelle équivalentes deux transformations qui peuvent se remplacer mutuellement sans qu'il se produise aucune autre modification permanente, la production de la quantité de chaleur à la température  $t$  par du travail aura la valeur d'équivalence

$$\frac{Q}{T};$$

et le passage de la quantité de chaleur  $Q$  de la température  $t$  à la température  $t$ , la valeur d'équivalence

$$Q \left( \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right),$$

T désignant une fonction de  $t$  indépendante de la nature des modifications qui ont opéré la transformation.

On voit immédiatement par là que cette seconde transformation a la même valeur d'équivalence que la double transformation de la même quantité de chaleur à la température  $t_1$  en travail, et d'une quantité de travail en cette même quantité de chaleur à la température  $t_2$ .

Si l'on forme la somme algébrique des valeurs d'équivalence de toutes les transformations, ou, pour nous exprimer plus brièvement, la somme algébrique de toutes les transformations qui surviennent dans un cycle fermé

réversible, on trouvera que cette somme est nulle; pour un cycle fermé non réversible au contraire, cette somme ne peut être que positive (on regarde comme positive une transformation de travail en chaleur, et par suite celle d'une quantité de chaleur à une certaine température en la même quantité de chaleur à une température plus basse; les transformations opposées seront négatives).

La transformation nécessairement positive qui se présente à la fin d'un cycle fermé non réversible s'appelle *transformation non compensée*.

Une transformation non compensée ne peut donc être que positive.

On en a des exemples dans la conductibilité de la chaleur par simple contact, dans la production de la chaleur par le frottement ou par un courant électrique.

Ce principe fondamental de l'équivalence des transformations ne repose, comme on vient de le voir, que sur celui de l'équivalence de la chaleur et du travail, et sur l'axiome que la chaleur ne peut passer d'elle-même d'un corps froid à un corps plus chaud.

Établi sur deux bases aussi certaines, le principe de M. Clausius ne rencontrera pas de contradicteurs.

Mais, pour pouvoir l'appliquer, il reste encore à déterminer cette fonction T de la température: l'hypothèse sur les gaz permanents établit immédiatement que cette fonction est simplement la *température absolue* du corps, ou la température comptée à partir de  $-273^{\circ}$  cent. qui est le *zéro absolu*.

Jusqu'ici la théorie se présente dégagée de toute hypothèse, à part la dernière qui sert à déterminer la fonction T.

Nous arrivons maintenant à une exposition toute nouvelle, dans laquelle les résultats qui précèdent sont déduits d'une hypothèse unique extrêmement simple, et

dont les conséquences renversent plusieurs idées admises jusqu'à ce jour en physique.

Cette hypothèse ou ce principe général est le suivant :

*Dans tous les cas où la chaleur contenue dans un corps produit un travail mécanique en surmontant des résistances, la grandeur de celles qu'il peut vaincre est proportionnelle à sa température absolue.*

Ce principe est du reste confirmé par les faits autant que l'observation directe peut le permettre.

Or, lorsque la chaleur se transforme en travail par l'intermédiaire d'un corps, elle se décompose en trois parties :

La partie transformée en travail extérieur qu'on peut déterminer par l'observation; celle qui sert à accroître la quantité de chaleur réellement contenue dans le corps; celle qui se transforme en travail intérieur, ou qui produit une *modification dans l'arrangement des molécules* (\*).

Ces deux dernières ne sont pas accessibles à l'observation directe.

Afin de pouvoir représenter mathématiquement le travail total, c'est-à-dire la somme du travail intérieur et du travail extérieur, l'auteur introduit une quantité nouvelle qu'il appelle la *disgrégation*.

Le travail que la chaleur effectue dans un corps a pour résultat d'abord de diminuer la cohésion, ensuite, lorsque celle-ci est vaincue, d'augmenter l'écartement des molécules: ce double résultat constitue un accroissement de la *disgrégation*, de sorte qu'on peut dire que la chaleur a pour effet d'augmenter la disgrégation. Pour fixer cette quantité, on sait qu'à une température donnée l'accroissement de disgrégation et le travail corres-

(\*) Nous avons conservé le mot d'*arrangement* par lequel on a généralement rendu *Anordnung*; mais nous tenons à faire remarquer qu'on doit lui attacher le sens de *disposition relative*, c'est-à-dire que l'arrangement des molécules indique non-seulement leurs distances respectives, mais encore leur orientation.



pondant sont proportionnels l'un à l'autre; et que de plus, quand un même accroissement de disgrégation s'effectue à des températures différentes, le travail correspondant est proportionnel à la température absolue; et de là résulte la détermination de la disgrégation.

En appliquant le principe précédent à un cycle fermé réversible, pour lequel l'accroissement de la disgrégation est nul, on arrive à cette première conséquence que *la quantité de chaleur réellement contenue dans un corps ne dépend que de sa température, et non de l'arrangement de ses parties constituantes* (\*). Lorsque la température du corps augmente d'un degré, cette quantité de chaleur reçoit un accroissement nommé *vraie capacité calorifique*, et qu'il ne faut pas confondre avec la *chaleur spécifique* du corps, par laquelle on continue à représenter la quantité de chaleur qu'il faut lui communiquer pour élever sa température d'un degré; cette dernière quantité comprend en effet, outre la précédente, celle qui a été transformée en travail intérieur, si l'on a maintenu le volume constant, en travail extérieur et intérieur à la fois, si l'on a maintenu la pression constante.

Or puisque la quantité de chaleur réellement contenue dans un corps ne dépend que de sa température absolue, quel que soit du reste l'arrangement de ses parties constituantes, il en sera de même de sa vraie capacité calorifique. M. Clausius étend même cette loi aux composés chimiques, c'est-à-dire qu'il regarde la quantité de chaleur que renferme un composé comme étant

(\*) Nous avons traduit par *parties constituantes* le mot *Bestandtheile*, qui a souvent été rendu par *particules*. D'après la terminologie admise en physique, une particule est formée de molécules, une molécule d'atomes. Comme l'auteur n'a pas voulu employer cette dernière expression, nous avons cru devoir rendre littéralement celle dont il s'est servi.

égale à la somme des quantités de chaleur de ses composants à la même température.

Il y a plus : l'hypothèse relative aux gaz permanents conduit à admettre que la vraie capacité calorifique d'un gaz est constante, et les expériences les plus récentes donnent une grande probabilité à ce résultat. Il en est donc de même de celle de tout corps à quelqu'état qu'il se trouve.

Telles sont les conséquences tout à fait neuves et réellement remarquables du principe général posé par l'auteur. Nous ne le suivrons pas dans les développements qu'il leur donne pour montrer que ce n'est qu'apparemment qu'elles sont en contradiction avec certains faits, et que ceux-ci peuvent au contraire parfaitement concorder avec elles.

On verra déduire avec la plus grande facilité de ce principe unique les valeurs d'équivalence des trois transformations différentes qui peuvent s'effectuer pendant qu'un corps parcourt une série de modifications :

La transformation de la chaleur en travail ou la transformation inverse ;

La transmission de chaleur entre deux corps de températures différentes ; et

Le changement de disgrégation.

Enfin cette détermination conduit de nouveau aux principes exposés précédemment, relativement à la somme des transformations qui s'effectuent pendant la série des modifications que l'on fait éprouver à un corps.

Il nous reste encore à analyser quelques dénominations nouvelles employées par l'auteur, et dont le sens ne peut plus présenter la moindre obscurité, si l'on a compris ce qui précède.

On sait que la chaleur qui doit être communiquée à un corps pour lui faire éprouver une certaine modification se décompose en trois parties :

1° L'accroissement de la quantité de chaleur contenue dans ce corps ou du *contenu de chaleur* (\*);

2° La chaleur consommée par le travail intérieur;

3° La chaleur consommée par le travail extérieur.

Les deux premières ne dépendent que de l'état initial et de l'état final du corps; la somme de ces quantités, comptées à partir d'un état initial donné, est l'*énergie*.

Les quantités de chaleur sont exprimées en calories, tandis que les quantités de travail sont mesurées en kilogrammètres; de sorte que l'on ne peut point ajouter simplement un travail à une quantité de chaleur, mais qu'il faut d'abord le réduire en son équivalent calorifique; c'est ainsi que ci-dessus on n'a pas parlé simplement de travail, mais de la chaleur consommée par ces travaux.

Pour éviter cette difficulté et rapporter ces quantités à une même unité, M. Clausius appelle *œuvre* le travail mesuré en calories, ou la valeur numérique du travail rapportée à une unité qui est la quantité de travail équivalente à une calorie.

Dans un état donné un corps aura donc le *contenu de chaleur* et le *contenu d'œuvre*, dont la somme est l'*énergie*.

La quantité de chaleur introduite dans le corps n'a donc servi qu'en partie à accroître sa chaleur; le reste passe à l'état d'œuvre et s'appelle *chaleur d'œuvre*. C'est ainsi qu'on aura la *chaleur d'œuvre de vaporisation et de fusion* qu'on pourra continuer à nommer simplement *chaleur de vaporisation et de fusion*.

Si l'on considère actuellement la *valeur de transformation du contenu de chaleur* du corps, ainsi que la *valeur de transformation de l'arrangement actuel de ses parties constituantes* ou, ce qui revient au même, la valeur de la transformation d'œuvre en chaleur qui serait nécessaire pour

(\*) La plupart des dénominations proposées par l'auteur ont été rendues aussi littéralement que possible par M. Bessard (*Journal de Liouville*, 2<sup>e</sup> série, t. X). Nous avons cru devoir suivre son exemple.

anéantir l'accroissement de disgrégation, la somme de ces deux quantités pourrait s'appeler le *contenu de transformation*; l'auteur lui a donné le nom d'*entropie* qui rappelle celui d'énergie.

En résumé donc il y a six quantités déterminées par l'état actuel du corps :

- 1) Le contenu de chaleur; 2) le contenu d'œuvre;
- 3) leur somme ou l'énergie;
- 4) Les valeurs de transformation du contenu de chaleur; 5) la valeur de transformation de l'arrangement actuel des parties constituantes, ou la disgrégation; 6) leur somme ou l'entropie.

Si l'on applique à l'univers entier les deux principes fondamentaux de la théorie mécanique de la chaleur, on arrivera à ces deux lois remarquables par leur simplicité :

L'énergie de l'univers est constante;

L'entropie de l'univers tend vers un maximum.

Nous avons suivi autant que possible, dans cette analyse, les idées de l'auteur dans l'ordre même dans lequel il les a exposées. Pour éviter d'être trop long, nous avons dû passer sous silence bien des applications, malgré leur importance soit au point de vue de la confirmation des résultats théoriques par l'expérience, soit au point de vue de leur utilité. Nous ne mentionnerons ici, parmi les applications, que la théorie des machines à vapeur qui forme une partie importante de l'ouvrage, et que tout le monde lira avec le plus grand intérêt.

La dernière partie de l'ouvrage (Mémoire IX et Addition) a été écrite récemment et ne se trouve pas dans l'original allemand.

Nous n'avons pas parlé, et à dessein, des explications dont l'auteur accompagne souvent ses développements analytiques, ni de l'introduction mathématique, par laquelle commence l'ouvrage. Un lecteur un peu familier avec la notion des différentielles partielles aura peine à

comprendre que l'on ait pu critiquer la manière dont M. Clausius traite ses équations, et l'obliger ainsi à donner de grands développements à une question d'analyse que chacun aurait dû connaître avant d'aborder la lecture de ses travaux.

Quelques fragments de l'ouvrage (\*) ont déjà été traités dans le *Journal de Liouville*; mais il est difficile de les bien comprendre, si l'on n'a lu d'abord le premier Mémoire de l'auteur, dont la traduction française n'a jamais paru, non plus que celle de la théorie des machines à vapeur.

Nous espérons donc que la traduction complète de l'ouvrage sera favorablement accueillie, et contribuera à propager des idées qui, indépendamment de leur valeur scientifique, ont déjà contribué à modifier la machine à vapeur, et conduiront quelque jour à sa transformation radicale, comme le témoignent les recherches entreprises dans ce but par les savants anglais les plus éminents.

Le désir de conserver à notre traduction une unité complète nous a empêché d'utiliser celles dont nous venons de parler, malgré leur mérite. Nous pouvons affirmer du moins que la nôtre ne leur cède pas en exactitude, M. Clausius ayant eu l'extrême obligeance de la revoir tout entière, de nous indiquer d'utiles corrections, et même d'ajouter quelques notes nouvelles destinées à éclaircir le texte. Nous lui en exprimons ici notre plus vive gratitude.

(\*) Les Mémoires IV, VI et IX, sans les Additions. (Voir *Journal de Liouville*, 1<sup>re</sup> série, t. XX; 2<sup>e</sup> série, t. VII et X.)

BIBLIOTHÈQUE DES PROFESSIONS INDUSTRIELLES ET AGRICOLES  
SÉRIE B, N° 2.

---

THÉORIE MÉCANIQUE  
DE  
**LA CHALEUR**

PAR

**R. CLAUDIUS**

PROFESSEUR A L'UNIVERSITÉ DE WURZBOURG  
CORRESPONDANT DE L'INSTITUT

Traduite de l'allemand

**PAR F. FOLIE**

Docteur ès sciences, professeur à l'École industrielle de Liège

---

DEUXIÈME PARTIE

MÉMOIRES SUR L'APPLICATION DE LA THÉORIE MÉCANIQUE  
DE LA CHALEUR AUX PHÉNOMÈNES ÉLECTRIQUES  
ET SUR LES MOUVEMENTS MOLÉCULAIRES ADMIS POUR L'EXPLICATION DE LA CHALEUR

---

PARIS

LIBRAIRIE SCIENTIFIQUE, INDUSTRIELLE ET AGRICOLE

**EUGÈNE LACROIX, ÉDITEUR**

LIBRAIRE DE LA SOCIÉTÉ DES INGÉNIEURS CIVILS

54, RUE DES SAINTS-PÈRES

---

**1869**



## PRÉFACE DU TRADUCTEUR

---

Cette seconde partie des Mémoires de M. Clausius se compose de deux séries.

La première série (*Introduction et Mémoires X, XI, XII, XIII*) traite de l'application de la théorie mécanique de la chaleur aux phénomènes électriques.

La seconde série (*Mémoires XIV, XV, XVI, XVII*) a pour objet l'explication des phénomènes calorifiques au moyen d'une hypothèse sur les mouvements moléculaires qui constituent la chaleur.

Tous ces Mémoires, comme ceux du premier volume, sont la reproduction des Mémoires originaux insérés, pour la plus grande partie, dans les *Annales* de Pogendorff. Les additions et les notes nouvelles dont M. Clausius a augmenté ces Mémoires sont toutes datées et renfermées entre parenthèses carrées.

Les sujets traités dans ces deux séries sont tout neufs pour les lecteurs français; il n'existe à notre connaissance aucune traduction française des mémoires allemands ou anglais dans lesquels on s'est occupé de ces questions, à part celle d'une partie du *Mémoire XIV* et du *Mémoire XVII*, qui a paru dans les *Archives des sciences physiques et naturelles de Genève*, et celle que nous

avons donnée de l'*Introduction à la théorie mathématique de l'électricité* dans les *Annales du Génie civil*.

L'une des bases principales sur lesquelles s'appuie la théorie mathématique de l'électricité, est l'étude du potentiel et de la fonction potentielle. M. Clausius en a résumé les propriétés fondamentales dans son *Introduction*; toutefois il en existe un grand nombre d'autres qui ont été exposées par lui dans un traité ex professo. Nous avons l'intention de traduire cet ouvrage pour contribuer à remettre en honneur en France cette théorie qui y paraît abandonnée depuis les travaux de Laplace, de Poisson et de Lamé.

Comme nous l'avons fait dans notre préface du premier volume de ces Mémoires, nous nous bornerons à résumer brièvement les points les plus saillants de celui-ci.

L'application du principe de Mayer aux phénomènes électriques conduit à des résultats remarquables et complètement d'accord avec l'expérience, et elle sert souvent à donner la démonstration théorique de lois trouvées empiriquement, soit dans les effets dus à l'électricité statique, soit dans ceux qui sont produits par un courant stationnaire. En outre on trouvera, sur la formation du résidu dans la décharge, une théorie très-intéressante qui peut s'appliquer également à deux hypothèses différentes sur l'état moléculaire de la couche isolante.

Passant aux phénomènes thermo-électriques, M. Clausius démontre que la chaleur elle-même doit intervenir dans la production du courant, et que celui-ci ne peut pas s'expliquer par la seule hypothèse de la différence

des actions exercées sur l'électricité par des substances chimiques différentes. Outre le principe de Mayer, M. Clausius a appliqué également à ces phénomènes le second principe fondamental de la théorie mécanique de la chaleur, auquel il a conservé le nom de Carnot, malgré la modification essentielle qu'il a dû apporter, comme nous l'avons vu dans le premier volume, au principe de ce savant, pour le mettre en harmonie avec le premier principe fondamental.

Les formules relatives aux conducteurs non électrolytiques sont applicables également aux conducteurs électrolytiques; mais il se présente ici une difficulté particulière relativement à la manière dont l'électricité se propage.

M. Clausius commence par prouver que les décompositions ne peuvent pas avoir lieu, comme on l'avait admis assez généralement, par simple voie de décompositions et de recombinaisons successives dans les différentes couches, de telle sorte, par exemple, qu'une *molécule totale* du liquide électrolytique étant séparée à l'*anode* en ses deux *molécules partielles*, l'anode retiendrait la molécule partielle négative, tandis que la positive décomposerait la molécule totale suivante et se recombinaisonnerait avec la molécule partielle négative de celle-ci, rendant ainsi libre la molécule partielle positive, qui agirait de même sur la molécule totale suivante, etc. Cette hypothèse en effet conduirait à cette conséquence qu'il existe un excès d'électricité positive *séparée*, ce qui est contradictoire avec la supposition d'un courant stationnaire.

De même il est impossible que les molécules par-

donner un résumé assez succinct pour le cadre de cette Préface, et nous nous bornerons à le signaler tout spécialement à l'attention du lecteur.

L'ouvrage allemand se termine par un XVIII<sup>e</sup> Mémoire ; nous l'avons supprimé sur la proposition de l'auteur, parce qu'il ne contient que le développement de la théorie dont la partie essentielle est exposée dans le Mémoire XVII. On trouvera quelques remarques qui semblaient nécessaires pour compléter cette théorie dans une brève Addition à ce Mémoire XVII.

M. Clausius a eu l'obligeance de revoir toute la traduction de ce second volume, comme il l'avait déjà fait pour celle du premier ; il a bien voulu nous indiquer soit des corrections utiles, soit des modifications heureuses dans le choix d'expressions sur lesquelles malheureusement les savants ne sont pas encore bien arrêtés, enfin il a ajouté quelques notes nouvelles.

Nous lui réitérons ici l'expression de notre vive gratitude pour la bienveillance dont il nous a honoré.

F. FOLIE.

LIÈGE, décembre 1868.