

10001 1111 NC
Bibliothèque de l'Ingénieur Electricien-Mécanicien

PUBLIÉE SOUS LA DIRECTION DE L. BARBILLION
PROFESSEUR A L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE, DIRECTEUR DE L'INSTITUT POLYTECHNIQUE

THERMODYNAMIQUE DE L'INGÉNIEUR

A L'USAGE DES TECHNICIENS
DES INGÉNIEURS ET CHIMISTES

PAR

L. PIERRE

INGÉNIEUR I. E. G., DOCTEUR ÈS SCIENCES,
INGÉNIEUR-CONSEIL

PRÉFACE DE

L. BARBILLION

DIRECTEUR DE L'INSTITUT
POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

48752

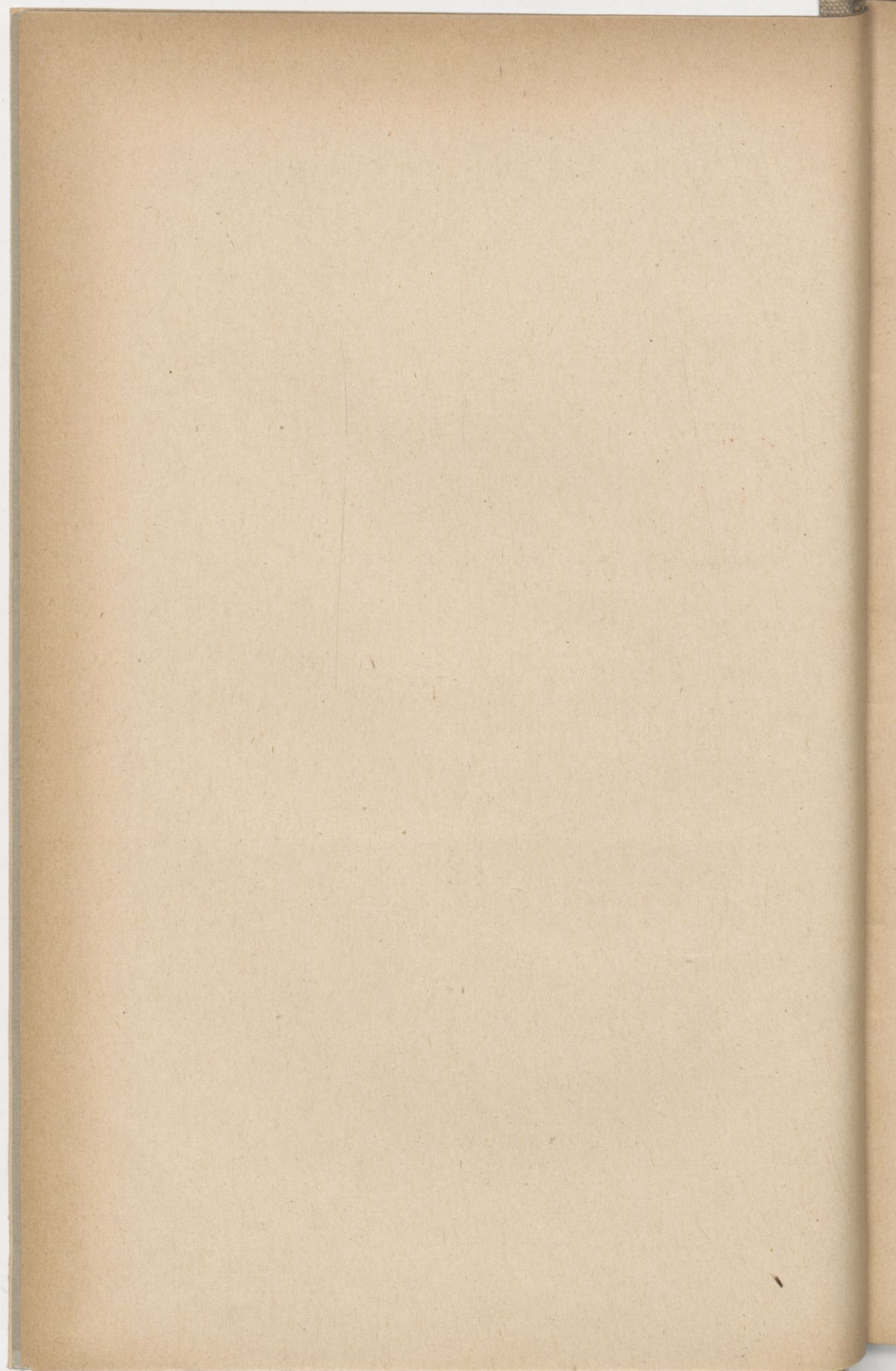
AM



ALBIN MICHEL, ÉDITEUR
PARIS — 22, RUE HUYGHENS, 22 — PARIS

THERMODYNAMIQUE
DE L'INGÉNIEUR

8° V
46.116



BIBLIOTHÈQUE DE L'INGÉNIEUR ÉLECTRICIEN-MÉCANICIEN

Publiée sous la Direction de L. BARBILLION

PROFESSEUR A L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE, DIRECTEUR DE L'INSTITUT POLYTECHNIQUE

THERMODYNAMIQUE DE L'INGÉNIEUR

A L'USAGE

DES TECHNICIENS, DES INGÉNIEURS ET CHIMISTES

PAR

L. PIERRE

INGÉNIEUR I. E. G., DOCTEUR ÈS SCIENCES
INGÉNIEUR-CONSEIL

Préface de L. BARBILLION

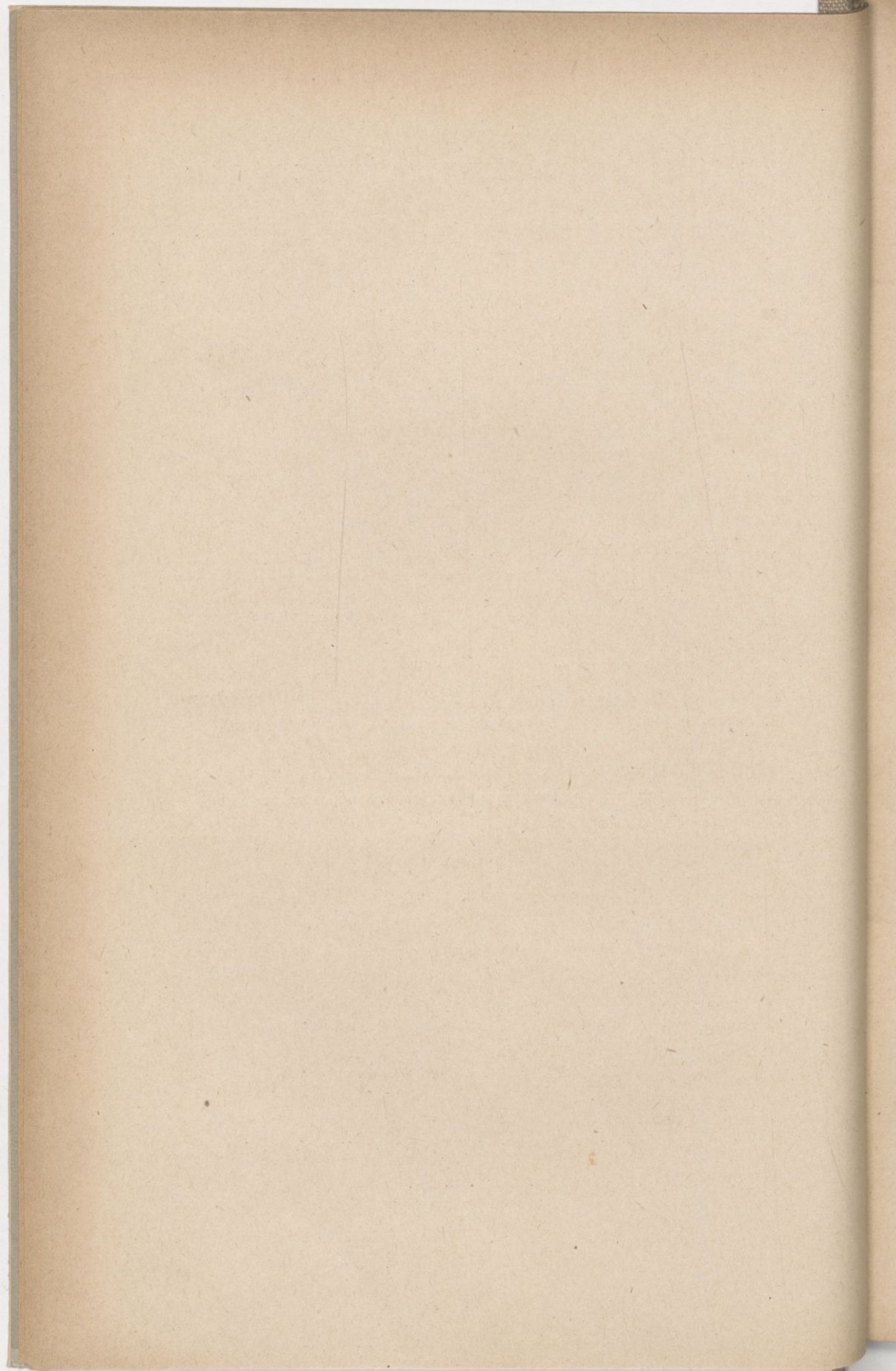
DIRECTEUR DE L'INSTITUT POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE



PARIS

ALBIN MICHEL, ÉDITEUR

22, RUE HUYGHENS, 22



PRÉFACE

Notre ancien élève, M. L. Pierre, qui joint à d'autres nombreux titres les diplômes, à nos yeux très précieux, d'ingénieur électricien obtenu à notre Institut de Grenoble, et de docteur ès sciences délivré par l'Université de Nancy, nous a demandé de bien vouloir présenter à son public, qui sera, certes, fort nombreux, l'ouvrage qu'il vient de consacrer, dans notre Bibliothèque de l'Ingénieur Electricien-Mécanicien, à la Thermodynamique de l'ingénieur.

Nous ne voudrions pas déflorer ce très beau travail en attirant d'avance l'attention du lecteur sur de très nombreux points qui méritent pourtant son attention. Nous devons, cependant, dire deux choses : d'abord, le bien que nous pensons de l'auteur, puis, le bien que nous pensons de la tâche qu'il s'est imposée, de la manière dont il l'a accomplie, et des conceptions réellement très originales et très courageuses qu'il n'a pas manqué de mettre en pleine lumière, dût-il s'attirer les foudres des traditionalistes en matière de Thermodynamique et l'on sait qu'ils sont légion...

L'auteur est éminemment sympathique. Travailleur que rien ne rebute, il s'est attaché, avec autant de bonheur que de hardiesse, à des problèmes de diverses spécialités. Il fut, à Grenoble et dans nos Alpes, un excellent ingénieur électricien. Depuis, il a appliqué avec une réelle maîtrise les directives qu'il avait tirées de nos enseignements en matière de régulateurs, en créant des appareils aussi ingénieusement théoriques que pratiquement impeccables, tels ces régulateurs asservis en vue de réaliser l'automatisme des chaufferies. Ingénieur-conseil, professeur aux Instituts Techniques de l'Université de Nancy, M. Pierre constitue donc une de ces individualités aussi attachantes par leur valeur pédagogique que par la profondeur de leurs connaissances et la sincérité de leurs

convictions. En lui, notre Institut a eu un élève de choix. Dût sa modestie en souffrir, qu'il nous permette de le lui dire ici.

L'ouvrage ne se signale pas moins à l'attention que l'auteur. Bien des éléments en sont originaux. Nous ne nous arrêterons qu'à l'un d'eux. L'exposé du second principe de la Thermodynamique, celui de Carnot (du reste le plus important), y tient une place exceptionnelle. M. Pierre montre que le principe de Carnot peut être conçu presque intuitivement, et que, sans que rien ne doive être distrait du grand mérite de ce savant, ce principe est général et s'applique à toutes les chutes d'extensions. A ce point de vue, comme l'auteur le signale, du reste, les physiciens du moyen âge avaient raison, qui donnaient avant la lettre un énoncé restreint du principe de Carnot lorsqu'ils affirmaient que « la nature a horreur du vide ». Cet énoncé primitif a été farouchement discuté, mais il semble, cependant, bien près de dire toute la vérité.

Un autre caractère qu'il semble bon de mettre en évidence, c'est l'importance donnée dans l'ouvrage à la notion d'entropie. Beaucoup de nos collègues de l'Université évitent de l'utiliser et ne craignent pas de le dire. L'exemple vient de haut. Cette « notion prodigieusement abstraite » (Poincaré) ne serait pas vraiment à la portée des étudiants. Cependant, il nous semble aussi difficile de comprendre la Thermodynamique sans l'entropie, que l'Hydrodynamique sans la notion de débit. Le diagramme entropique est, au fond, le moyen d'étude le plus commode qui s'offre à nous pour une turbine à vapeur ou une machine frigorifique.

Pourquoi donc masquer cette notion aux étudiants ? Pourquoi les dissuader de s'en servir, puisqu'il est bien évident qu'elle deviendra pour eux, plus tard, l'instrument de travail le plus pratique, et, du reste, le seul employé ?

J'aurais mauvaise grâce à m'étendre davantage sur ce point de doctrine, pourtant d'un si réel intérêt. La lecture du travail de notre ancien élève démontrera, à elle seule, que la bonne opinion reflétée par cette modeste préface est encore au-dessous de celle que s'en fera l'étudiant ou l'ingénieur, pour lequel la Thermodynamique de M. Pierre sera un livre de chevet...

BARBILLION.

INTRODUCTION

L'étude de la Thermodynamique est considérée en général comme difficile. Sans vouloir médire des mathématiciens, il faut bien reconnaître qu'ils ont étayé le monument édifié par Carnot et ses successeurs d'un échafaudage de calculs tellement compliqué que la belle ordonnance de son architecture en est dissimulée.

Serait-il donc impossible de renoncer à tout cet appareil mathématique et ne pourrait-on pas arriver à présenter les formules fondamentales sans abuser des ressources, précieuses, mais malheureusement très abstraites, de l'analyse ?

Le présent ouvrage est un essai de réponse à cette question.

A vrai dire, l'application d'une méthode d'étude élémentaire et simple n'est pas nouvelle, puisque c'est celle dont s'est servi Carnot lui-même. L'emploi de raisonnements purement logiques et intuitifs ne l'a pas empêché de découvrir les deux principes fondamentaux de la Thermodynamique. Il est établi en effet maintenant que, dix ans au moins avant Mayer, Carnot avait déjà énoncé le principe d'équivalence, bien que, seul, le second principe porte son nom. Malheureusement, ce n'est que longtemps après sa mort que l'on a connu l'œuvre complète de Carnot.

Sur cette question de méthode d'exposition, nous nous autoriserons aussi de deux savants d'une renommée mondiale, MM. Le Châtelier et C. Urbain.

« Les raisonnements classiques de la Thermodynamique sont certainement exacts, mais ils sont beaucoup trop longs pour permettre de suivre l'enchaînement des idées et s'imposer à l'esprit. »
(LE CHATELIER.)

« Je ne sais pas apprécier les auteurs qui ne sont jamais assez savants. En réalité, si peu qu'on le soit, on l'est toujours trop, puisque l'évidence est par excellence l'élément de la conviction.

« Il ne s'agit pas de faire des raisonnements évidents pour les

seuls mathématiciens, il faut les faire évidents pour tout le monde, sans distinction de spécialités. » (G. URBAIN.)

A la vérité, les mathématiciens sont seuls capables de formuler des raisonnements d'une rigoureuse exactitude. Reste à savoir si cette rigueur est toujours nécessaire. Le savant est en droit de l'exiger, tandis que le technicien peut se contenter de résultats exacts obtenus par une méthode intuitive. Mieux vaut, pour lui, sacrifier la rigueur de la démonstration à la simplicité et à l'évidence des résultats.

Tels sont les principes qui nous ont inspiré dans l'élaboration de ce cours. Les savants le trouveront certainement critiquable, mais nous espérons que les techniciens accueilleront avec faveur cet essai de simplification dans la présentation d'une science éminemment utile.

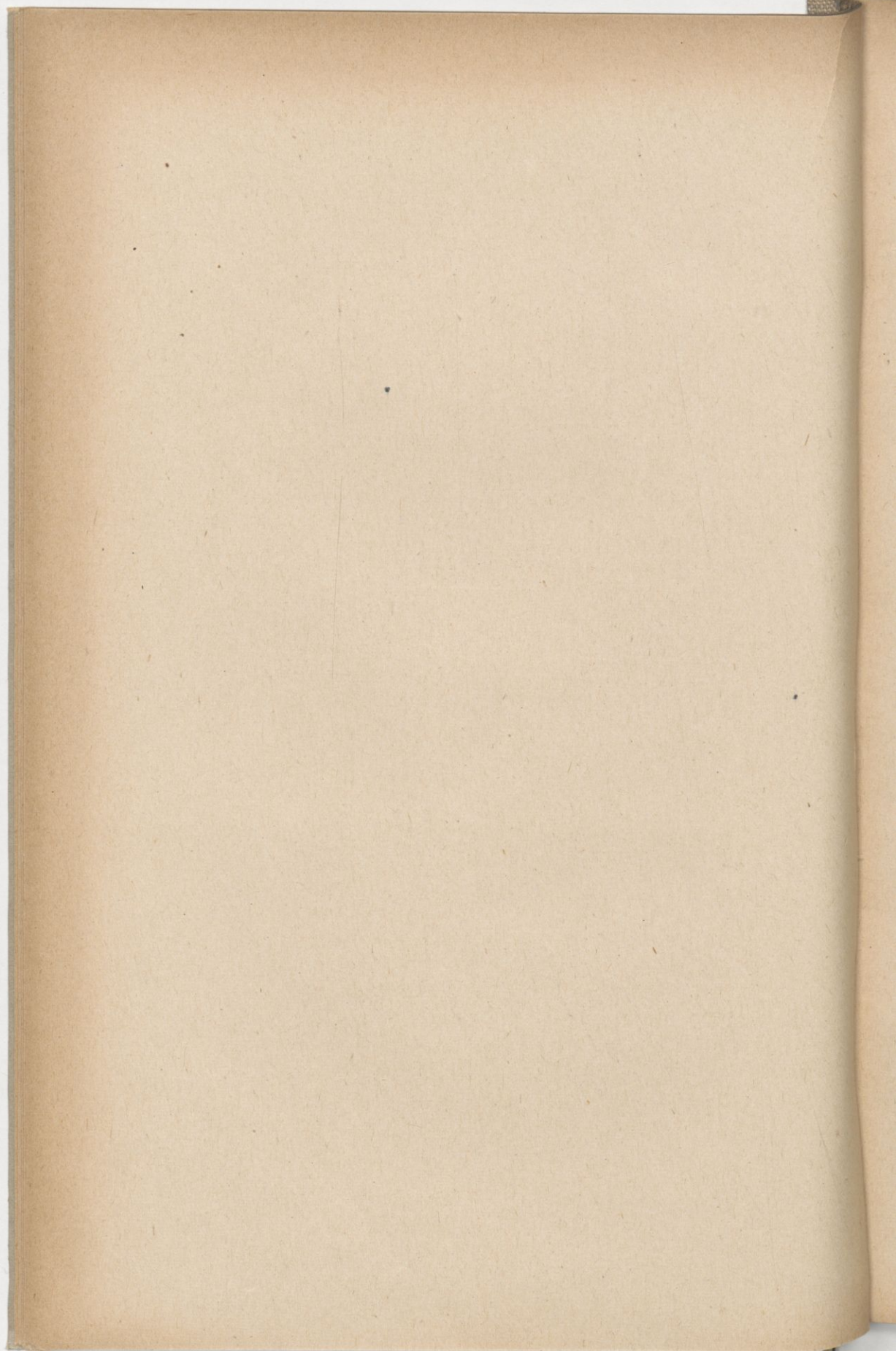
Bien que ce cours s'adresse à des lecteurs supposés de culture scientifique moyenne, il est évidemment impossible d'en proscrire tout calcul, sous peine de se limiter à un exposé purement qualitatif. Nous nous sommes efforcé cependant de ne recourir aux notations différentielles que lorsque leur emploi s'imposait. Encore cette application est-elle toujours restreinte à des formes très simples, ne nécessitant nullement une étude approfondie du calcul analytique.

Le but essentiellement utilitaire de cet ouvrage nous a conduit à négliger les citations bibliographiques et à suivre un ordre d'exposition qui s'écarte notablement du programme traditionnel des ouvrages classiques.

I. PIERRE.

PREMIÈRE PARTIE

THERMODYNAMIQUE GÉNÉRALE



CHAPITRE PREMIER

RAPPEL DE QUELQUES NOTIONS FONDAMENTALES

Expression du travail élastique extérieur.

Considérons un gaz renfermé dans un corps de pompe et supportant, par l'intermédiaire du piston, une pression *constante* (fig. 1).

Si l'on fournit à la masse gazeuse une quantité de chaleur Q , cette masse gazeuse va se dilater et refouler le piston d'une longueur l correspondant à un accroissement de volume $(V_2 - V_1)$.

La surface du piston étant S , le travail élastique correspondant sera :

$$\tau = P_m \cdot S \cdot l$$

mais il est visible que :

$$Sl = (V_2 - V_1)$$

Par suite :

$$\tau = P_m (V_2 - V_1) \quad (1)$$

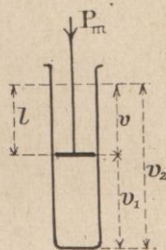


Fig. 1.

Cette relation reste vraie si la pression P_m varie pendant l'expansion du gaz, à la condition de lui assigner comme valeur la moyenne des valeurs instantanées réalisées pendant cette transformation.

Il serait revenu au même d'écrire, comme on le fait en calcul intégral :

$$\tau = \int_1^2 P dV \quad (2)$$

Cette expression signifie simplement que le travail total d'ex-

pansion \bar{c} est la somme, entre la position 1 et la position 2 du piston, des travaux élémentaires $P dV$, obtenus en décomposant l'expansion totale ($V_2 - V_1$) en une infinité de petites expansions dV . On peut admettre alors que, pour chacune des petites expansions dV , la pression P reste constante.

Application : indicateur de Watt.

Cet appareil permet de relever directement, sur les moteurs à expansion, une représentation graphique du travail (fig. 2).

Il se compose essentiellement d'un cylindre creux en laiton C, muni à sa partie inférieure d'un robinet R, et d'une douille filetée pouvant être vissée à l'extrémité avant ou arrière du cylindre de la machine.

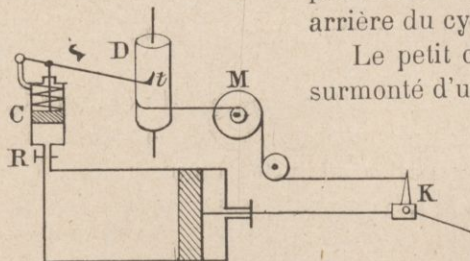


Fig. 2.

Le petit cylindre C contient un piston surmonté d'un ressort à boudin. Ce piston transmet son mouvement, au moyen d'un levier amplificateur, à un crayon t qui presse contre une bande de papier enroulée sur un autre cylindre D.

Le cylindre D reçoit un mouvement de va-et-vient par la crosse du piston K à laquelle il est relié par une cordelette passant sur un renvoi démultiplicateur M. Un ressort spiral placé à l'intérieur de D tend toujours à ramener celui-ci à sa position initiale.

L'indicateur étant monté sur le cylindre et la machine en marche, avant d'ouvrir R, on met le crayon t en contact avec le papier sur lequel il trace alors une ligne droite horizontale représentant le zéro de l'échelle des pressions.

On relève ensuite le crayon, puis on ouvre R. La pression intérieure du cylindre moteur pousse alors le petit piston de l'indicateur en comprimant le ressort à boudin. La montée de ce petit piston est proportionnelle à la pression instantanée régnant dans le cylindre moteur.

On replace le crayon en contact avec le papier sur lequel il trace alors un diagramme fermé A dont la hauteur en chaque point

est proportionnelle à la pression intérieure ; sa longueur totale l est elle-même proportionnelle à la course du piston moteur (fig. 3).

On voit donc que l'aire de ce diagramme A est proportionnelle au travail exécuté pour une course du piston de la machine. L'ordonnée moyenne de ce diagramme est une mesure (à l'échelle du ressort) de la pression moyenne P_m pendant une course.

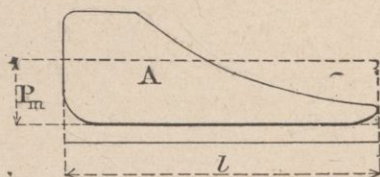


Fig. 3.

Le produit $P_m \times l$ exprimera donc le travail correspondant de la machine par unité de surface du piston. Si cette surface est S , le travail total sera $P_m \cdot S \cdot l$.

Définition de la chaleur spécifique d'un corps.

On appelle « chaleur spécifique » d'un corps, la quantité de chaleur qu'il faut lui fournir pour élever de 1° son unité de poids, soit 1 kilog. en thermodynamique industrielle.

La chaleur spécifique, pour un même corps, varie avec les multiples transformations auxquelles on peut le soumettre. Il y aura donc, pour chaque corps, une quantité indéfinie de chaleurs spécifiques, mais il n'y en a que deux qui représentent un intérêt pratique. Ce sont :

1° La chaleur spécifique C_v à volume constant, ou, plus explicitement, chaleur spécifique d'un corps pendant ses transformations à volume constant.

2° La chaleur spécifique C_p à pression constante, ou chaleur spécifique d'un corps dans sa transformation à pression constante.

Ces deux chaleurs spécifiques seront étudiées en détail par la suite.

Transformations isothermiques et adiabatiques.

Une transformation est dite *isothermique* lorsqu'elle a lieu à température constante. Pour un gaz parfait, la loi de cette transformation est celle de Mariotte exprimée par la relation :

$$PV = \text{Constante.}$$

Exemple : Détente très lente d'un gaz parfait dans un vase maintenu à température constante.

La ligne représentative de cette transformation est l'*isotherme*, c'est une branche d'hyperbole AB.

La transformation est *adiabatique* si, au cours de la transformation, le corps ne gagne ou ne perd aucune quantité de chaleur. Ainsi, un gaz contenu dans une enceinte imperméable à la chaleur, c'est-à-dire parfaitement isolé (vase de Dewar, par exemple) et qui s'y détend, subit une transformation adiabatique (de « adiabatos » : impénétrable).

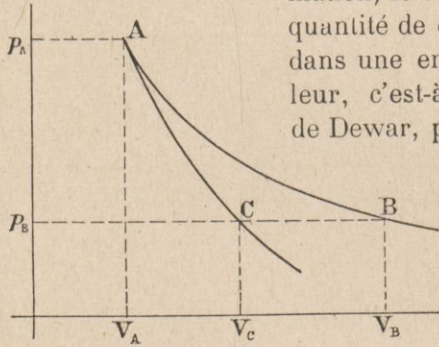


Fig. 4.

Pour une même diminution de pression ($p_A - p_B$) que précédemment, l'augmentation de volume est moindre. Le gaz travaille

en effet sans que le milieu extérieur lui fournisse de la chaleur. Il se refroidit donc.

La courbe AC (fig. 4), représentative de cette transformation, est une adiabate; elle est située en dessous de l'isotherme AB. $V_C - V_A$ est moindre que $V_B - V_A$.

On verra plus tard que l'équation de l'adiabate est de la forme :

$$p V^\gamma = \text{Constante.}$$

Températures absolues.

La chaleur peut se transformer en travail mécanique suivant le rapport d'équivalence donné plus loin. Il existe cependant une limite de température au-dessous de laquelle toute production de travail devient impossible, ainsi que nous le verrons plus tard. Cette limite inférieure sera donc le zéro de l'échelle thermométrique absolue, on l'appelle « zéro absolu ». Les températures comptées à partir de ce zéro sont les « températures absolues ».

On verra plus tard que la production de travail devient impossible à la température de -273°C . C'est donc cette température

qui sera le zéro absolu, de sorte que, si t représente la température centigrade d'un corps, sa température absolue correspondante sera :

$$T = t + 273.$$

Dorénavant, nous représenterons les températures absolues par la lettre majuscule T , et les températures centigrades par la lettre minuscule t .

Notion de " Cycle ".

Lorsque, après avoir subi une série de transformations successives, un corps repasse par le même état, c'est-à-dire, reprend le même volume, la même pression et, par conséquent, la même température, on dit qu'il a parcouru un *cycle fermé* (fig. 5).

Il est évident que la ligne figurative d'un cycle fermé, est une courbe fermée, puisque les valeurs, initiale et finale, de p et de v sont les mêmes. Dans ce cas, comme nous l'avons vu, le travail correspondant est mesuré par l'aire du diagramme fermé représentant le cycle.

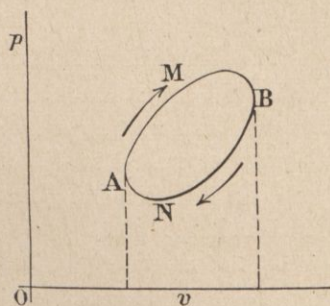


Fig. 5.

Par opposition, si le corps évoluant ne revient pas à son état initial après avoir subi une série de transformations, on dit qu'il a parcouru un *cycle ouvert*.

Notion de " Source " de Chaleur.

En thermodynamique, on réserve cette dénomination à une source susceptible de fournir ou d'absorber une quantité de chaleur indéfinie, sans que sa température varie. C'est une notion purement théorique, mais commode pour le calcul.

CHAPITRE II

PRINCIPE D'ÉQUIVALENCE APPLIQUÉ AUX CYCLES FERMÉS

Énoncé du Principe d'Équivalence.

C'est le médecin allemand Mayer qui a, le premier, énoncé le principe d'équivalence. Il a été prouvé depuis, que Carnot l'avait formulé d'une façon précise au moins dix ans avant Mayer, mais il n'avait pas publié sa découverte.

Voici l'énoncé de Carnot tel qu'on l'a trouvé dans ses notes manuscrites :

« Partout où il y a destruction de puissance motrice, il y a en même temps production de chaleur en quantité précisément proportionnelle à la quantité de puissance motrice détruite.

« Réciproquement, partout où il y a destruction de chaleur, il y a production de puissance motrice... ».

La première phrase de cet énoncé établit nettement la proportionnalité, autrement dit, l'équivalence, entre la chaleur et le travail. La deuxième : la réciprocité, ou réversibilité de cette transformation.

C'est là tout le principe d'équivalence. Il est d'autant plus remarquable que Carnot en ait donné un texte aussi précis, qu'il s'agit d'une vérité expérimentale, et qu'à l'époque de Carnot aucune expérience ne permettait encore de la soupçonner. Tout ce que l'on connaissait alors, c'était la loi d'équivalence entre le travail et l'énergie cinétique (force vive), proclamée par Leibniz au XVII^e siècle.

L'intuition géniale de Carnot ne s'est pas arrêtée là ; il écrit en effet plus loin :

« On peut donc poser en thèse générale que la puissance

motrice est en quantité invariable dans la nature, qu'elle n'est jamais, à proprement parler, ni produite ni détruite. A la vérité, elle change de forme, mais elle n'est jamais anéantie. »

C'est tout le principe de la « Conservation de l'Énergie » énoncé sous une forme presque définitive. La seule correction que nous lui apporterions aujourd'hui tient à l'insuffisance de la terminologie scientifique de l'époque de Carnot. Nous dirions maintenant « énergie » au lieu de « puissance motrice ».

Les expériences les plus précises ont justifié entièrement les prévisions géniales de Carnot; elles ont montré que l'équivalent mécanique d'une calorie-kilog. était voisin de $E = 426$ kilogrammètres (Joule, Colding, Hirn). Inversement, l'équivalent calorifique de 1 kilogrammètre sera de :

$$A = \frac{1}{E} = 0,00234.$$

Donc, si dans un système, une machine par exemple, il y a disparition d'une calorie par production de travail mécanique, ce travail sera égal à 426 kilogrammètres.

On vérifierait aisément en partant de là que :

$$1 \text{ cheval-vapeur-heure} = 635 \text{ calories.}$$

En effet, 1 cheval vapeur = 75 kilogrammètres par seconde
 1 cheval-vapeur-heure = $75 \times 3600 = 270.000$ kilogrammètres.
 Soit en calories :

$$1 \text{ cheval vapeur-heure} = \frac{270.000}{426} = 635 \text{ calories.}$$

On trouverait de même l'équivalent de 1 kilowatt-heure en se rappelant que l'équivalent de 1 cheval-vapeur est de 0,736 kilowatt. Donc :

$$1 \text{ kilowatt-heure} = \frac{635}{0,736} = 862,7 \text{ calories.}$$

D'une façon générale, si nous représentons par $A = \frac{1}{426}$ l'équivalent calorifique de 1 kilogrammètre, par τ le travail en kilogram-

mètres et par Q la quantité de chaleur qui lui correspond, nous aurons l'équation d'équivalence :

$$Q = A \tau \quad (3)$$

Restrictions à l'application du principe d'équivalence.

Pour que l'équation précédente soit applicable, il faut évidemment que *toute* la chaleur disparue soit transformée en travail mesurable τ . Si, par exemple, une partie de cette chaleur avait été dissipée en actions parasites non mesurées, on aurait eu :

$$Q > A \tau$$

Il est quelquefois difficile de faire la part des transformations parasites de chaleur. Il y a un cas cependant où l'on peut affirmer que toute la chaleur disparue a été transformée en travail, ou inversement, c'est lorsque le système est revenu *exactement* à son état initial après la transformation. S'il en est autrement, la chaleur mise en jeu pour le changement d'état peut échapper à toute mesure et fausser l'égalité :

$$Q = A \tau$$

Nous verrons plus loin comment on tient compte de la chaleur dissimulée par le changement d'état et nous ne retiendrons pour le moment que la conclusion suivante :

« L'équation d'équivalence : $Q = A \tau$ n'est rigoureusement applicable que lorsque l'état final est identique à l'état initial, autrement dit, lorsque le système a décrit un cycle fermé. »

Cas pour lesquels l'énergie du changement d'état peut être mesurée.

Étudions le cas simple d'un ressort spiral (fig. 6). Pour comprimer ce ressort, on exerce un effort moyen P_m et l'on produit un travail :

$$\tau = P_m e$$

L'énergie représentée par le changement des états : 1 (ressort détendu) et 2 (ressort comprimé) est ici exprimé par τ , puisqu'il n'y a aucune autre transformation que ce changement d'état.

Le ressort étant dans l'état 2 (comprimé), si nous supprimons brusquement l'effort P , il reprendra spontanément l'état 1 (nous supposons qu'il n'y a aucune hystérésis). Cette détente du ressort n'est pas productive de travail extérieur et l'énergie τ est simplement restituée pour produire le retour à l'état initial 1.

D'une façon générale, toute détente sans contre-pression n'est pas productive de travail extérieur. C'est le cas de la détente dans le vide des gaz comprimés.

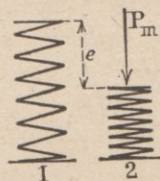


Fig. 6.

L'application précédente est la plus simple que l'on puisse imaginer, car elle ne comporte l'intervention d'aucun phénomène calorifique. Nous allons étudier maintenant un cas un peu plus complexe mais, en réalité, analogue.

Considérons un corps de pompe plein de gaz acide carbonique, le piston étant initialement dans sa position haute A (fig. 7).

Abaissons le piston jusqu'à la position inférieure A'. Pendant cette course descendante, l'acide carbonique est comprimé et le vide se produit au-dessus du piston. En même temps, on a mis en jeu un travail de compression τ et le gaz s'est échauffé de Q calories.

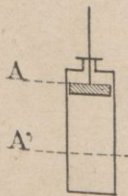


Fig. 7.

Or, l'expérience montre qu'il n'y a pas équivalence et que l'on a : $Q > A \tau$.

Il est visible qu'ici, comme dans le cas du ressort, l'état final est différent de l'état initial (volume plus petit pour le même poids de gaz).

Pour ramener le gaz à son état initial, il suffit de faire communiquer entre elles les deux chambres du corps de pompe, par exemple en perçant le piston. Aussitôt cela fait, le gaz reprend son état primitif. Cette détente se fait sans travail, puisqu'elle a lieu dans le vide.

L'expérience montre qu'elle est accompagnée d'un refroidissement de Q' calories, de telle sorte que :

$$A \tau = Q - Q'$$

On rétablit ainsi l'équivalence exacte faussée primitivement par la différence entre l'état final et l'état initial.

D'après ce que nous venons de voir, le principe d'équivalence peut être appliqué correctement, même si l'état final est différent de l'état initial, à la condition de pouvoir déterminer la chaleur correspondant au changement d'état. C'est ce que nous avons fait implicitement dans l'expérience précédente, en supposant une perforation du piston qui ramènerait le gaz à son état initial. Cet artifice eût été évité si nous avions connu au préalable le refroidissement Q' dû à la détente.

Nous allons étudier maintenant l'application du principe d'équivalence au cas général où l'état final est différent de l'état initial (cycles ouverts).

CHAPITRE III

PRINCIPE D'ÉQUIVALENCE APPLIQUÉ AUX CYCLES OUVERTS

Changement d'état des corps.

L'état d'un corps est caractérisé par deux séries de propriétés :

1° Propriétés de forme, d'aspect, d'état chimique, etc... constituant l'état physico-chimique proprement dit.

2° Propriétés élastiques : pression ou tension, volume ou déformation, etc.

Cette distinction n'a d'ailleurs aucune valeur absolue, nous l'employons uniquement pour la facilité d'exposition.

L'état général d'un corps sera donc déterminé lorsque l'on connaîtra : son état physico-chimique ε et son état élastique ε' .

Pour les fluides, l'état élastique est complètement défini par une relation de la forme :

$$\varepsilon' = f(p, v, T)$$

dans laquelle l'une quelconque des variables p, v, T , est dépendante des deux autres. Pour les gaz parfaits, cette dépendance est exprimée par la relation connue :

$$p v = R T$$

En ce qui concerne l'état physique, l'expérience montre que le passage d'un état ε_1 à un état ε_2 correspond toujours à la même quantité de chaleur dégagée ou absorbée. Par exemple, la vaporisation de 1 kg. d'eau à 100° absorbe toujours 537 calories. De même, la fusion de 1 kg. de glace à 0° cède toujours 78 calories.

Nous représenterons par U la chaleur correspondant à l'état physique, et par U' celle de l'état élastique.

Énergie totale d'un corps au repos.

La chaleur représentant l'énergie totale d'un corps dans un état déterminé sera donc :

$$i = U + U'$$

i s'appelle alors « chaleur totale » du corps, ou plus explicitement « équivalent calorifique de son énergie totale ». C'est en somme l'énergie totale du corps évaluée en calories.

Pour les gaz et les vapeurs en particulier, le travail élastique est exprimé par :

$$\bar{c} = p \Delta v$$

Δv étant la variation de volume subie sous la pression p .

La chaleur nécessaire pour amener le corps du volume 0 au volume v sous la pression p sera donc :

$$U' = A p v$$

L'expression de la chaleur totale des fluides élastiques est donc :

$$i = U + A p v \quad (4)$$

Cette formule présente une importance capitale dans l'étude des vapeurs.

Chaleur interne.

Le symbole U représente, comme nous l'avons vu, l'état physique du corps, on l'appelle « chaleur interne ». Cela revient à convenir en somme que chaque état physique d'un corps représente une certaine énergie interne évaluée en calories.

D'après la définition même que nous venons de lui donner, *les variations de la chaleur interne ne dépendront que de l'état initial et de l'état final*, mais non des états intermédiaires.

Transformations à cycle ouvert.

Lorsqu'un corps subit une transformation calorifique avec état final différent de l'état initial, on dit qu'il a décrit un cycle ouvert.

Si le corps n'a produit ou absorbé, au cours de cette transformation, aucun travail extérieur, toute la chaleur mise en jeu est utilisée uniquement au changement d'état physique.

Si, en effet, l'état élastique avait varié, il y aurait eu production de travail extérieur, ce qui est contraire à l'hypothèse admise. On a alors :

$$Q = \Delta U$$

ΔU étant la variation d'énergie interne évaluée en calories.

S'il y a production de travail extérieur, on aura :

état initial :

$$i_1 = U_1 + U'_1$$

état final :

$$i_2 = U_2 + U'_2$$

La différence :

$$i_1 - i_2 = Q$$

représente la chaleur transformée. On a donc :

$$Q = (U_1 - U_2) + (U'_1 - U'_2) = \Delta U + \Delta U'$$

Mais $\Delta U'$ représente précisément l'équivalent calorifique du travail élastique :

$$\Delta U' = A \tau$$

Donc :

$$Q = \Delta U + A \tau \quad (5)$$

Donc, dans le cas d'un cycle ouvert, *la chaleur transformée est égale à la somme de l'équivalent calorifique du travail extérieur et de la chaleur interne représentée par le changement d'état.*

Dans beaucoup d'applications, l'énergie externe, au lieu de se manifester sous forme de travail τ , se présente à l'état d'énergie cinétique. M représentant la masse et W la vitesse du corps :

$$M \frac{W^2}{2}$$

On a alors :

$$\Delta U = A \frac{M}{2} (W_1^2 - W_2^2) \quad (6)$$

On remarquera que, dans tous les calculs, les *variations* de U interviennent seules. Il suffit donc que sa valeur soit connue à une constante près. C'est pour cette raison que U peut englober ou non l'énergie élastique et l'énergie cinétique.

Equation d'équivalence pour une transformation élémentaire.

La relation générale d'équivalence est l'équation (5) dans laquelle $\Delta U = 0$ si le cycle est fermé.

Pour une transformation infiniment petite, cette équation devient :

$$dQ = A d\tau + dU \quad (7)$$

Signification du terme dQ .

Nous verrons apparaître ce terme dQ dans un grand nombre de relations thermodynamiques. Pour éviter des confusions graves, il importe d'en bien comprendre la signification.

dQ représente la variation, ou échange de chaleur, entre le système étudié et l'extérieur.

La chaleur propre du système (interne ou sensible) peut varier ; si ce dernier ne subit aucun échange de chaleur avec l'extérieur, on a $dQ = 0$. C'est le cas, notamment pour toutes les transformations adiabatiques puisque, par définition, un système adiabatique est imperméable à la chaleur.

Variations de l'énergie totale.

Quand une chaleur Q est cédée à un corps, plusieurs cas peuvent se présenter :

1° Elle augmente l'énergie interne U de ce corps, sans aucune autre manifestation extérieure.