

ENCYCLOPÉDIE SCIENTIFIQUE

PUBLIÉE SOUS LA DIRECTION DU DR TOULOUSE

BIBLIOTHÈQUE

DIRECTEUR

DE MÉCANIQUE APPLIQUÉE ET GÉNIE

M. D'OCAGNE

Théorie des Moteurs Thermiques.

PAR

JOUGUET



LIBRAIRIE OCTAVE DOIN

GASTON DOIN, EDITEUR-PARIS

Octave DOIN et FILS, éditeurs, 8, place de l'Odéon, Paris

ENCYCLOPÉDIE SCIENTIFIQUE

Publiée sous la direction du D^r TOULOUSE,

BIBLIOTHÈQUE

DE MÉCANIQUE APPLIQUÉE ET GÉNIE

Directeur : M. D'OCAGNE

Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées
Professeur à l'École des Ponts et Chaussées
Répétiteur à l'École Polytechnique

On oppose assez volontiers, dans le domaine de la mécanique appliquée, l'homme de la théorie à l'homme de la pratique. Le premier, enclin aux spéculations abstraites, est tenu pour préférer aux problèmes qu'offre la réalité ceux qui se prêtent plus aisément aux solutions élégantes et, par suite, pour être disposé à négliger, en dépit de leur importance intrinsèque, telles circonstances qui seraient de nature à entraver le jeu de l'instrument analytique; le second, au contraire, uniquement soucieux des données de l'empirisme, pour regarder toute théorie scientifique comme un luxe superflu dont il vaut mieux se passer.

Ce sont là des tendances extrêmes contre lesquelles il convient de se mettre en garde. S'il est vrai que certains

esprits, séduits par l'imposante beauté de la science abstraite, ont quelque répugnance à se plier aux exigences de la réalité, généralement difficiles à concilier avec une aussi belle harmonie de forme, que d'autres, en revanche, par crainte des complications qu'entraîne à leurs yeux l'appareil analytique, — peut-être aussi, parfois, en raison de leur manque d'habitude à le manier, — tendent à méconnaître les éminents services qu'on en peut attendre, il n'en reste pas moins désirable, pour le plus grand bien des applications, de voir réaliser l'union la plus intime de la théorie et de la pratique, de la théorie qui coordonne, synthétise, réduit en formules simples et parlantes les faits révélés par l'expérience, et de la pratique qui doit, tout d'abord, les en dégager. La vérité est que l'une ne saurait se passer de l'autre, que toutes deux doivent progresser parallèlement. Ce n'est pas d'hier que Bacon l'a dit : « Si les expériences ne sont pas dirigées par la théorie, elles sont aveugles ; si la théorie n'est pas soutenue par l'expérience, elle devient incertaine et trompeuse. »

Développant cette pensée, un homme qui, dans un domaine important de la Mécanique appliquée, a su réaliser, de la façon la plus heureuse, cette union si désirable, s'est exprimé comme suit¹ : « ... La théorie n'a point la prétention de se substituer à l'expérience ni de se poser en face d'elle en adversaire dédaigneux. C'est l'union de ces deux opérations de l'esprit dans une règle générale pour la recherche de la vérité qui constitue l'essence de la méthode : la théorie est le guide qu'on prend au départ, qu'on interroge sans cesse le long de la route, qui instruit toujours par ses réponses, qui indique le chemin le plus sûr et qui découvre l'horizon le plus vaste. Elle saura réunir dans une

¹ Commandant P. CHARBONNIER : *Historique de la Balistique Extérieure à la commission de Gêve*, p. 6.

même explication générale les faits les plus divers, conduire à des formules d'un type rationnel et à des calculs d'une approximation sûre.

« La science aura plus d'audace parce qu'elle aura une base plus large et plus solidement établie. Les résultats expérimentaux, au lieu de faire nombre, viendront à chaque instant contribuer à asseoir la théorie, et ce n'est plus en eux-mêmes que les faits seront à considérer, mais suivant leur place rationnelle dans la science. La théorie saura mettre l'expérimentateur en garde contre les anomalies des expériences, et l'expérience, le théoricien contre les déductions trop audacieuses de la théorie. »

Ces quelques réflexions pourraient servir d'épigraphe à la première moitié de la présente Bibliothèque consacrée à la MÉCANIQUE APPLIQUÉE. Elles définissent l'esprit général dans lequel sont conçus ses volumes : *application rationnelle de la théorie, poussée aussi loin que le comporte l'état actuel de la science, aux problèmes tels qu'ils s'offrent effectivement dans la pratique, sans rien sacrifier des impérieuses nécessités de celle-ci à la plus grande facilité des déductions de celle-là.*

Il ne s'agit pas, dans l'application scientifique ainsi comprise, de torturer les faits pour les forcer à rentrer, vaille que vaille, dans le cadre de théories, plus ou moins séduisantes, conçues *à priori*, mais de plier la théorie à toutes les exigences du fait ; il ne s'agit pas de forger des exemples destinés à illustrer et à éclairer l'exposé de telle ou telle théorie (comme cela se rencontre dans les Traités de mécanique rationnelle où une telle manière de faire est, vu le but poursuivi, parfaitement légitime), mais de tirer de la théorie toutes les ressources qu'elle peut offrir pour surmonter les difficultés qui résultent de la nature même des choses.

Quand les problèmes sont ainsi posés, ils ne se prêtent généralement pas à des solutions aboutissant directement à

des formules simples et élégantes; ils forcent à suivre la voie plus pénible des approximations successives: mais définir par une première approximation l'allure générale d'un phénomène, puis, par un effort sans cesse renouvelé, arriver à le serrer de plus en plus près, en se rendant compte, à chaque instant, de l'écartement des limites entre lesquelles on est parvenu à le renfermer, c'est bel et bien faire œuvre de science; et c'est pourquoi, dans une Encyclopédie qui, comme son titre l'indique, est, avant tout *scientifique*, la Mécanique appliquée a sa place marquée au même titre que la Mécanique rationnelle.

La seconde moitié de la Bibliothèque est réservée aux divers arts techniques dont l'ensemble constitue ce qu'on est ordinairement convenu d'appeler le *GÉNIE* tant civil que militaire¹ et maritime.

Ici, de par la force même des choses, l'exposé des principes s'écarte davantage de la forme mathématique pour se rapprocher de celle qui est usitée dans le domaine des sciences descriptives. Cela n'empêche d'ailleurs qu'il n'y ait encore, dans la façon de classer logiquement les faits, d'en faire saillir les lignes principales, surtout d'en dégager des idées générales, possibilité d'avoir recours à une méthode vraiment scientifique.

Telle est l'impression qui se dégagera de l'ensemble de cette Bibliothèque dont les volumes ont été confiés à des spécialistes hautement autorisés, personnellement adonnés à des travaux rentrant dans leurs cadres respectifs et, par cela même, pour la plupart du moins, ordinairement détournés du labeur de l'écrivain dont ils ont occasionnellement accepté la charge en vue de l'œuvre de mise au point dont les conditions générales viennent d'être indiquées.

¹ Le mot étant pris dans sa plus large acception et s'étendant tout aussi bien à la technique de l'*Artillerie* qu'à l'ensemble de celles qui sont plus particulièrement du ressort de l'arme à laquelle on applique le nom de *Génie*.

Il convient d'ajouter que le programme de cette Bibliothèque, — dont la liste ci-dessous fait connaître une première ébauche, susceptible de revision et de compléments ultérieurs, — s'étendra à toutes les parties qui peuvent intéresser l'ingénieur mécanicien ou constructeur, à l'exception de celles qui ont trait soit aux applications de l'Électricité, soit à la pratique de la construction proprement dite, rattachées, dans cette Encyclopédie, à d'autres Bibliothèques (29 et 33).

Les volumes seront publiés dans le format in-18 jésus cartonné; ils formeront chacun 400 pages environ avec ou sans figures dans le texte. Le prix marqué de chacun d'eux, quel que soit le nombre de pages, est fixé à 5 francs. Chaque volume se vendra séparément.

Voir, à la fin du volume, la notice sur l'ENCYCLOPÉDIE SCIENTIFIQUE, pour les conditions générales de publication.

TABLE DES VOLUMES ET LISTE DES COLLABORATEURS

*Les volumes publiés sont indiqués par un **

1. **Statique graphique.**
2. **Résistance des matériaux**, par A. MESSAGER, Ingénieur des Ponts et Chaussées, Professeur à l'École des Ponts et Chaussées.
3. **Stabilité des constructions**, par A. AURIC et G. PIGEAUD, Ingénieur des Ponts et Chaussées.
4. **Cinématique appliquée. Théorie des mécanismes**, par E. EUVERTE, ancien capitaine d'artillerie.
- * 5. **Dynamique appliquée**, par L. LECORNU, Ingénieur en Chef des Mines, Professeur à l'École Polytechnique.
6. **Régularisation du mouvement.**
- * 7. **Chronométrie** par J. ANDRADE, Professeur à la Faculté des Sciences de Besançon.
- * 8. **Hydraulique générale**, par A. BOULANGER, Professeur à la Faculté des Sciences de Lille.
9. **Pneumatique générale.**
10. **Machines hydrauliques.**
11. **Pompes et ventilateurs.**
12. **Air comprimé.**
- * 13. **Moteurs thermiques**, par E. JOUGUET, Ingénieur au corps des Mines.
14. **Machines à vapeur**, par F. CORDIER, Chef d'escadron d'artillerie.
15. **Machines à combustion interne**, par A. WITZ, Professeur à la Faculté libre des Sciences de Lille, Correspondant de l'Institut.

16. Turbines à vapeur, par le Commandant F. CORDIER.
17. Chaudières et condenseurs, par le Commandant F. CORDIER.
- 18 a. Machines-outils.
- 18 b. Machinerie de l'industrie du tabac et des matières similaires, par E. BELOR, Directeur des tabacs au Havre.
19. Appareils de levage, par G. ESPITALIER, Lieutenant-colonel du génie territorial.
20. Câbles téléodynamiques et transporteurs aériens, par A. GISCLARD, Lieutenant-colonel du génie territorial.
21. Mécanique des explosifs, par E. JOUGUET.
- *22 a. Balistique extérieure rationnelle. Problème principal, par P. CHARBONNIER, Chef d'escadron d'Artillerie coloniale.
- *22 b. Balistique extérieure rationnelle. Problèmes secondaires, par le Commandant CHARBONNIER.
- 22 c. Balistique extérieure expérimentale, par le Commandant CHARBONNIER.
- *22 d. Balistique intérieure, par le Commandant CHARBONNIER.
- 22 e. Tir des armes portatives, par H. BATAILLER, Capitaine d'artillerie.
- *23. Résistance et construction des bouches à feu, par L. JACOB, Colonel d'artillerie coloniale, Directeur du Laboratoire central de la Marine.
- *24. Mécanique des affûts, par J. CHALLÉAT, Capitaine d'artillerie.
25. Armes automatiques, par L. CHAUCHAT, Chef d'escadron d'artillerie.
- *26. Artillerie de campagne, par J. PALOQUE, Lieutenant-Colonel d'artillerie, professeur à l'École supérieure de Guerre.
- 26 a. Artillerie navale. Canons, Poudres, par le Colonel JACOB.
- 26 b. Artillerie navale. Projectiles, Affûts, Tourelles, Tir, par le Colonel JACOB.
27. Théorie du navire, par M. BOURDELLE, Ingénieur de la Marine, Professeur à l'École du Génie maritime

- 28 a. **Constructions navales. Coque**, par J. ROUGÉ, Ingénieur principal de la Marine.
- 28 b. **Constructions navales. Accessoires**, par J. ROUGÉ.
29. **Machines marines**, par P. DROSNE, Ingénieur de la Marine.
30. **Chaudières marines**, par P. DROSNE, Ingénieur de la Marine.
31. **Torpilles.**
32. **Navigation sous-marine**, G. RADIGUER, Ingénieur de la Marine.
33. **Navigation aérienne**, par R. SOREAU, Ingénieur, ancien élève de l'École polytechnique.
- *34. **Technique du Ballon**, par G. ESPITALIER.
- 35 a. **Ponts en maçonnerie. Calculs et construction**, par A. AURIC, Ingénieur des Ponts et Chaussées.
- *35 b. **Ponts métalliques. Calculs**, par G. PIGEAUD, Ingénieur des Ponts et Chaussées.
- 35 c. **Ponts métalliques. Construction**, par G. PIGEAUD.
- 35 d. **Ponts suspendus et Ponts à transbordeur**, par LEINEKUGEL LE COCQ, Ingénieur de la Marine, Ingénieur de la maison F. ARNODIN, et G. ARNODIN Ingénieur constructeur.
36. **Infrastructure des routes et chemins de fer.**
37. **Chemins de fer. Superstructure.**
- *38. **Locomotives à vapeur**, par J. NADAL, Ingénieur au corps des Mines, Adjoint à l'ingénieur en chef du matériel des chemins de fer de l'Etat.
- 39 a. **Chemins de fer. Matériel de transport. Voitures à voyageurs**, par E. BIARD, Ingénieur principal à la C^{ie} de l'Est.
- 39 b. **Wagons à marchandises**, par E. BIARD.
- 39 c. **Freinage du matériel de chemin de fer**, par P. GOSSEREZ, Ingénieur au service du matériel roulant à la C^{ie} de l'Est.
40. **Chemins de fer. Exploitation technique.**
41. **Chemins de fer d'intérêt local.**
42. **Chemins de fer funiculaires et à crémaillère.**
43. **Tramways urbains.**
44. **Automobiles**, par E. BORSCHNECK, Capitaine du Génie.

45. Bicyclettes et motocyclettes.
46. Navigation intérieure. Rivières et Canaux.
47. Fleuves à marées et estuaires, par L. L. GODARD, Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées.
48. Travaux maritimes.
- *49. Phares et signaux maritimes, par RIBIÈRE, Ingénieur en Chef des Ponts et Chaussées.
50. Hydraulique urbaine et agricole.
- 51 a. Mines. Méthodes d'exploitation, par L. CRUSSARD, Ingénieur au corps des Mines, Professeur à l'École des Mines de Saint-Étienne.
- 51 b. Mines. Grisou, Explosions, Aérage, par L. CRUSSARD.
- 51 c. Mines. Travaux au rocher et Services généraux.
- *52. Ponts improvisés, par G. ESPITALIER et F. DURAND, Capitaine du Génie.
- *53 a. Fortification cuirassée, par L. DE MONDÉSIR, Lieutenant-Colonel du Génie, Professeur à l'École supérieure de Guerre.
- 53 b. Technique des cuirassements et bétonnage des places fortes, par G. ESPITALIER.

NOTA. — La collaboration des auteurs appartenant aux armées de terre et de mer, ou à certaines administrations de l'État, ne sera définitivement acquise que moyennant l'approbation émanant du ministère compétent.

ENCYCLOPÉDIE SCIENTIFIQUE

PUBLIÉE SOUS LA DIRECTION

du **D^r TOULOUSE**, Directeur de Laboratoire à l'École
des Hautes-Études.

Secrétaire général : **H. PIÉRON**, Agrégé de l'Université.

BIBLIOTHÈQUE DE MÉCANIQUE APPLIQUÉE ET GÉNIE

Directeur : **M. D'OCAGNE**

Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, Professeur à l'École des Ponts et Chaussées
Répétiteur à l'École polytechnique.

THÉORIE DES MOTEURS THERMIQUES

THÉORIE
DES
MOTEURS THERMIQUES

PAR

E. JOUGUET

INGÉNIEUR AU CORPS DES MINES
RÉPÉTITEUR A L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Avec 117 figures dans le texte

PARIS
OCTAVE DOIN ET FILS, ÉDITEURS
8, PLACE DE L'ODÉON, 8

—
1900

Tous droits réservés

PRÉFACE

Le présent ouvrage a uniquement pour objet la *théorie* des moteurs thermiques. C'est à d'autres volumes de l'Encyclopédie, consacrés à l'étude spéciale des diverses catégories de machines, qu'il faudra se reporter pour trouver la description de ces moteurs et se mettre au courant des problèmes si variés et si complexes que leur usage pose au praticien. Mon but est ici simplement d'exposer et d'illustrer par l'application les principes physiques qui régissent le fonctionnement des appareils propres à recueillir ce que Carnot appelait « la puissance motrice du feu ».

THÉORIE DES MOTEURS THERMIQUES

LIVRE PREMIER GÉNÉRALITÉS

CHAPITRE PREMIER

RAPPEL DES PRINCIPES DE LA THERMODYNAMIQUE

1. Il est sans doute regrettable d'alourdir ce volume par un rappel des lois de la Thermodynamique. Mais c'est indispensable. Tout le monde n'expose pas la Thermodynamique de la même manière. Il faut donc s'entendre dès le début.

Pour éviter le vague, il convient, quand on utilise les principes de la Thermodynamique, d'en revenir toujours à leur expression mathématique. C'est donc une expression mathématique de ces principes que je donnerai ici. Mais il ne faut pas oublier qu'une telle formulation a toujours forcément quelque chose de restrictif ; elle est toujours moins générale que les principes qu'elle exprime ;

il se pourrait parfaitement que la formulation classique des principes de la Thermodynamique ait à être complétée et modifiée pour s'appliquer à des phénomènes nouveaux et complexes, sans que, pour cela, les principes eux-mêmes soient en cause ; elle nous suffira néanmoins pour les phénomènes que nous avons en vue ici et dont nous préciserons les conditions. Je donnerai directement les formules mathématiques exprimant les principes, sans indiquer la voie qui y a conduit. Mais je montrerai, par une marche inverse, comment ces formules contiennent ces principes : bien que ce soit là, incontestablement, prendre les choses à l'envers, un semblable retour en arrière est toujours utile ; il le serait même dans un exposé où il ne s'agirait pas, comme ici, d'un rappel de choses censées connues ¹.

§ I. — L'ÉQUIVALENCE ET L'ÉNERGIE INTERNE

Définitions. — 2. On définit la position et l'état d'un système matériel par un certain nombre de variables : les unes q_1, q_2, \dots, q_h fixent la position absolue du système dans l'espace ; les autres $\alpha, \beta, \dots, \lambda$ fixent son état intérieur (position relative des parties et état physique et chimique de ces parties). Chaque point du système a une masse m . Quand les points sont animés de la vitesse v , la force vive W est définie par $\frac{1}{2} \sum mv^2$.

¹ Je ne ferai d'ailleurs pour ainsi dire aucune bibliographie dans cette exposition rapide de la Thermodynamique. Cela m'entraînerait trop loin.

3. Les systèmes que nous considérerons ne seront soumis, de la part de l'extérieur, qu'à des *forces* et à des *échanges de chaleur*. La nature présente d'autres cas ; les corps étrangers à un corps donné peuvent exercer sur celui-ci des *influences* électriques ou magnétiques. Cette circonstance ne se présentera pas dans notre étude.

Le type de la *force* est l'action produite par un fil tendu. Par exemple un piston P, tiré par un fil F, exerce sur une masse fluide, enfermée dans un cylindre, une certaine force (fig. 1). Mais on sait, par la mécanique classique, que certaines actions, non produites par des fils tendus, peuvent être assimilées à celles des fils. Telle est par exemple la pesanteur.

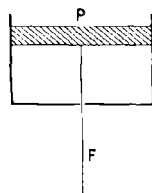


Fig. 1.

Le *travail* des forces extérieures agissant sur un système sera désigné par \mathcal{C}_e , par $d\mathcal{C}_e$ s'il s'agit du travail élémentaire. Dans le cas particulier de la figure 1, si p est le quotient de la force par la surface du piston (*pression*) et V le volume du fluide, le travail élémentaire de la force est $-pdV$. Cette expression est d'ailleurs valable pour toute masse fluide, de quelque forme que ce soit, soumise à sa périphérie à une pression normale et uniforme.

4. La quantité de chaleur fournie à un corps pendant une transformation se définit en réalisant cette transformation au sein d'un calorimètre. Un calorimètre se compose d'une masse d'eau à température déterminée, assez grande par rapport au corps qui se transforme pour que cette température ne varie que fort peu pendant la transformation. Elle varie toutefois un peu et c'est préci-

sément cette petite variation qui définit la chaleur fournie. Le corps qui se transforme doit d'ailleurs, dans cette opération, ne pas frotter contre les corps étrangers.

On peut, par ce moyen, définir la chaleur dQ correspondant à une transformation quelconque $dx, d\beta, \dots, d\lambda$. C'est un fait d'expérience qu'un simple déplacement dq_1, \dots, dq_n ne donne lieu à aucune chaleur. On a

$$1) \quad dQ = r_\alpha dx + \dots + r_\lambda d\lambda.$$

$r_\alpha, r_\beta, \dots, r_\lambda$ ne dépendent pas de q_1, \dots, q_n . Ils dépendent de $\alpha, \beta, \dots, \lambda$ et des vitesses de transformation $\frac{dx}{dt}, \dots, \frac{d\lambda}{dt}$ (t désignant le temps); ils peuvent aussi dépendre des actions extérieures agissant sur le système.

Quand la transformation ne s'effectue pas dans un calorimètre, on définit la chaleur par la formule (1). En d'autres termes, la chaleur se définit alors par le *changement d'état* du corps. On peut remarquer que déjà, dans la définition par le calorimètre, on définissait la chaleur par le changement d'état du corps calorimétrique.

Les échanges de chaleur entre corps divers obéissent à certaines lois, lois du *rayonnement* ou lois de la *conductibilité*, dont nous dirons un mot plus loin.

Le principe de la conservation de l'énergie. — 5. Nous énoncerons le principe de la conservation de l'énergie en disant :

Il existe, pour tout système matériel, une fonction U , uniforme, des variables $\alpha, \beta, \dots, \lambda$, telle que l'on ait, dans toute transformation :

$$(2) \quad d\mathcal{E}_e + d\mathcal{Q} = dU + dW.$$

Cette équation suppose qu'on a exprimé le travail, la force vive et la quantité de chaleur avec les mêmes unités. Nous supposerons en général que l'on a adopté des unités mécaniques ; par exemple le travail et la force vive seront exprimés en kilogrammètres ; il faudra alors exprimer la quantité de chaleur en grandes calories et multiplier ensuite son expression par 425.

Il est toujours possible de définir une quantité infiniment petite dU par l'équation (2). Il n'y a là aucune loi physique. Le principe consiste en ceci :

1° Que la quantité dU ainsi définie est la différentielle exacte d'une fonction U .

2° Que cette fonction U ne dépend que de l'état (variables $\alpha, \beta, \dots, \lambda$), et ne dépend pas de la position absolue (variables q_1, \dots, q_n) du système ni des actions extérieures.

6. Un corps décrit un cycle lorsque la transformation qu'il subit le ramène au même état et aux mêmes vitesses, (la position dans l'espace n'importe pas). Si on intègre l'équation (2) pour un cycle, on a

$$\mathcal{C}_e + Q = 0.$$

Nous désignerons par τ le travail \mathcal{C}_e changé de signe. C'est ce qu'on appelle le *travail produit par le corps*. On a

$$\tau = Q.$$

Le travail produit est égal à la chaleur fournie. C'est la loi de l'*équivalence*.

7. Prenons un exemple particulier. Dans un cylindre

est enfermée une certaine masse de fluide, de volume V , sur laquelle un piston exerce une pression p . Le cylindre est d'ailleurs immobile, de sorte que la seule force vive du fluide provient de sa compression et de sa dilatation ; elle est négligeable. L'équation (2) de la conservation de l'énergie s'écrit dans ce cas

$$(3) \quad dQ = dU + pdV.$$

Imaginons maintenant que, en même temps que le piston comprime ou dilate le fluide, le cylindre tout entier soit animé d'un mouvement rapide et que le fluide soit soumise à des forces comme la pesanteur. On voit de suite à quoi peut servir la considération d'un semblable problème. Quand on étudie les mouvements d'une masse fluide, on la partage par la pensée en *éléments*, et chaque élément est soumis à la pression des éléments voisins en même temps qu'il se déplace comme s'il était enfermé dans une enveloppe fictive. Le problème imaginé plus haut n'est qu'une représentation du mouvement d'un de ces éléments.

Dans ce problème, la force vive n'est plus négligeable, et les forces extérieures ne se réduisent pas à la pression p . On ne peut donc tirer immédiatement (3) de (2). Toutefois il est intéressant de remarquer que (3) ne cesse pas d'être vraie. En effet rien ne serait changé ni à la quantité de chaleur, ni à la pression, ni à U , ni à V si le fluide subissait dans un cylindre *immobile* les alternatives de compression et de dilatation auxquelles il est soumis dans le cylindre mobile. Or, dans un cylindre *immobile*, dQ serait égal à $dU + pdV$. Il en est donc de même dans un cylindre mobile.

8. U s'appelle l'énergie interne du système.

Lorsqu'on associe entre eux deux corps qui ont chacun isolément des énergies internes U_1 et U_2 , on forme un nouveau système dont l'énergie interne U n'est pas en général la somme $U_1 + U_2$. On a

$$U = U_1 + U_2 + X$$

X étant le *potentiel des actions mutuelles* de 1 et de 2. Mais, dans tous les cas que nous aurons à étudier et sauf exception que nous signalerons explicitement, ces actions mutuelles seront nulles ($X = 0$) et l'énergie interne d'un tout sera la somme de celles des parties.

Précisons bien ce qu'on entend par *associer* deux corps 1 et 2. Supposons que les corps 1 et 2 soient une masse d'oxygène et une masse d'azote. Les associer c'est les mettre à côté, avec une cloison séparative et former un système complexe où O et Az évoluent *séparément*. C'est dans ce cas que les énergies internes s'ajoutent avec apparition d'un terme X négligeable. Mais si on détruit la cloison séparative, on sait que O et Az vont diffuser l'un dans l'autre et former un mélange. Il n'y a plus là une simple association; il y a formation d'autre chose, d'un mixte gazeux. Nous ne savons pas encore si les énergies internes s'ajoutent également dans ce cas. C'est un point que nous étudierons plus tard (42).

Au lieu d'une masse d'O et d'une masse d'Az, nous pouvons avoir 2 masses d'oxygène à des pressions différentes. Si on les associe et si on détruit la cloison séparative, ces deux masses vont se précipiter l'une dans l'autre: il se fera une véritable diffusion. Dans ce cas là, comme dans celui du mélange O + Az, il semble qu'on ne doive pas avoir le droit d'ajouter les énergies internes.

Et cependant on l'a. L'état E auquel on va parvenir par

cette diffusion ne différera en rien d'un état auquel on parviendrait par la voie suivante : transformations de 1 et de 2 maintenus séparés, ces transformations étant telles qu'elles conduisent 1 et 2 au même état physique ; destruction de la cloison, opération qui ne produit rien, les deux masses du même gaz se trouvant à la même pression et restant juxtaposées sans diffusion ; transformation d'ensemble de la masse totale, la conduisant à tel état E que l'on veut. Toutes ces transformations peuvent être considérées comme respectant l'individualité des masses 1 et 2 ; dans toutes, la somme $U_1 + U_2$ joue le rôle d'énergie interne. On peut donc prendre cette somme pour énergie interne dans tous les cas.

Assurément, il n'y a pas là une démonstration entièrement rationnelle. Mais il faut prendre la chose comme un résultat d'expérience, comme une extension de la notion d'énergie interne. C'est comme cela qu'il faut comprendre le principe de l'équivalence. Nous aurons l'occasion de nous servir de ce résultat.

§ 2. — L'IRRÉVERSIBILITÉ ET L'ENTROPIE

Nouvelles définitions. — 9. Parmi les variables qui fixent l'état d'un système, figurent les températures des diverses parties. Nous n'avons pas à insister ici sur les difficultés que présente la définition de la température, surtout d'une température variable. Nous rappellerons simplement que cette définition se fait au moyen du thermomètre.

Nous allons voir que la température joue un rôle spécial très important.

10. Un corps est en équilibre quand les variables $q_1 \dots q_n, \alpha \dots \lambda$ ne varient pas avec le temps. Pour qu'il y ait équilibre, il faut donc non seulement que la position ne change pas, mais encore qu'il en soit de même de l'état physique ou chimique. En particulier la température des parties du système doit rester invariable, et il faut, pour cela, que cette température soit uniforme et égale à celle des corps étrangers avec lesquels le système est en relation calorifique¹.

Considérons une suite continue d'états d'équilibre du système. Une semblable suite ne saurait être une transformation réelle, puisqu'en chacun de ses états, le système est en équilibre. Mais bien souvent il existe des transformations réalisables que l'on peut faire aussi voisines que l'on veut — en les effectuant avec une lenteur suffisante — de la suite continue d'états d'équilibre, et *cela dans les deux sens de parcours de cette suite*. La suite continue d'états d'équilibre est alors ce qu'on appelle une *transformation réversible*.

Une transformation réversible n'est donc pas, à proprement parler, une transformation. C'est la limite commune de deux séries de transformations réalisables en sens inverses. Le mot limite doit s'entendre comme suit. Les divers états, dont la succession constitue la transformation réalisable, tendent vers les états dont la succession constitue la transformation réversible; les actions exté-

¹ Il y a bien des cas où l'état des diverses parties du corps considéré est fixe sans que sa température soit uniforme et égale à celle des corps en contact : tel est, par exemple, le mur de FOURIER où le régime des températures est permanent malgré un flux continu de chaleur. Mais nous ne considérons pas ces cas comme de véritables équilibres.

rieures auxquelles le corps est soumis dans la transformation réalisable tendent vers celles auxquelles il est soumis dans la réversible ; les vitesses de la transformation réalisable tendent vers zéro.

Ainsi donc, une transformation réversible est une suite continue d'états d'équilibre. Mais toute suite continue d'états d'équilibre n'est pas une transformation réversible ; par exemple une suite continue d'états d'équilibre dus au frottement n'est pas réversible.

Considérons un système dont l'état et la position correspondent exactement aux actions extérieures agissant sur lui de sorte que ce système serait en équilibre s'il n'était en communication calorifique avec aucun corps étranger. Mais supposons-le en contact avec un corps à température différente de la sienne. Il n'est pas en équilibre puisque sa température va varier. Mais son défaut d'équilibre ne provient que de la température seule. Des suites continues de semblables états peuvent constituer des *transformations irréversibles au point de vue de la température seule ou subréversibles*.

11. Nous appellerons *Source de chaleur* ou simplement *Source* un corps susceptible de fournir ou de recevoir de la chaleur sans que sa température varie sensiblement. C'est le cas par exemple d'un très grand calorimètre. Désignons par dQ la chaleur reçue par un système, accusée par le changement d'état de ce système. Si la transformation du système se fait au contact d'une source, celle-ci reçoit une quantité de chaleur dQ_0 , accusée par son changement d'état. Quand le système ne frotte pas contre la source, $dQ = -dQ_0$, par la manière même dont a été définie la quantité de chaleur (4). Il n'en est plus de même s'il y a

frottement entre nos deux corps ; c'est ce que nous verrons nettement plus loin, et il convient de réserver formellement ici la possibilité de cette circonstance.

Le principe de Carnot-Clausius. — 12. Nous exprimerons le principe de Carnot-Clausius en énonçant les propositions suivantes.

1° A tout point de l'échelle des températures on peut faire correspondre un nombre positif T qu'on appelle la *température absolue*. En fait ce nombre est égal à celui qui exprime la température centigrade ordinaire θ augmenté de 273.

2° Il existe une fonction S uniforme des variables $\alpha, \beta, \dots, \lambda$ telle que l'on ait : dans une transformation quelconque s'effectuant au contact d'une source à température T_0 ,

$$(4) \quad - \frac{dQ_0}{T_0} = dS - dU;$$

et dans une transformation s'effectuant *n'importe comment* sous la seule condition que la température de toutes les parties du corps soit la même T

$$(5) \quad \frac{dQ}{T} = dS - dP;$$

dU et dP jouissant des propriétés suivantes :

dU et dP ne sont pas des différentielles exactes. Ils sont toujours positifs ou nuls. dU est nul pour les transformations réversibles ; dP est nul pour les transformations réversibles et subréversibles. $T_0 dU$ et $T dP$ s'appellent *travail non compensé*.

Il convient de remarquer avec soin que la relation (5) suppose la température uniforme dans le système, mais

qu'il n'en est pas de même de la relation (4). Ces deux relations sont implicitement contenues toutes les deux dans l'œuvre de Clausius.

13. L'exemple d'un fluide enfermé dans un cylindre et soumis à une pression extérieure p normale et uniforme va illustrer le principe de Carnot-Clausius. L'état d'un tel fluide est défini par son volume V , sa température, et, s'il y a lieu, par d'autres variables telles que sa composition chimique.

Considérons-en une transformation réversible. La pression p est alors, à chaque instant, celle qui maintient le fluide en équilibre dans l'état où il se trouve ; elle correspond à cet état par l'équation d'équilibre dite *équation de compressibilité*¹. La quantité de chaleur dQ est donnée par

$$dQ = dU + pdV.$$

Effectuons la même transformation dU , dV avec une certaine vitesse, irréversiblement. La pression extérieure p' ne correspond plus à l'état par l'équation de compressibilité ; le fluide résiste, pour ainsi dire, à la compression et à la dilatation, et p' doit être légèrement supérieur à p si dV est négatif, légèrement inférieur si dV est positif. La chaleur dQ' est donnée, en vertu de la conservation de l'énergie, par

$$dQ' = dU + p'dV$$

avec, t désignant le temps,

$$p' = p - \varepsilon \frac{dV}{dt}.$$

¹ Si le fluide est un simple gaz parfait, l'équation de compressibilité est $p = \frac{RT}{V}$.

On voit bien que dQ' est plus petit que dQ comme le veut la relation (5).

14. Dans l'exemple que nous venons d'étudier, l'irréversibilité est due à la *viscosité* du fluide. C'est à cause de la viscosité que la pression d'un fluide en train de se comprimer ou de se dilater n'est pas la même que celle d'un fluide en équilibre. En réalité même, la viscosité a des effets plus complexes : elle empêche les pressions d'être normales aux éléments pressés et les fait dépendre de l'orientation des éléments, de sorte que, rigoureusement, nous n'avons même pas le droit de parler d'une pression p' à propos d'un fluide visqueux. Les considérations précédentes sont néanmoins légitimes pourvu qu'on n'y cherche qu'un aperçu du mécanisme de l'irréversibilité.

En principe, toute transformation réalisable est irréversible. Mais il y a des cas où les causes d'irréversibilité, comme la viscosité, sont assez faibles pour qu'une transformation, même rapide, se rapproche beaucoup d'une transformation réversible ou subréversible. Ainsi, par exemple, les dilatations et compressions des éléments gazeux qui s'écoulent par un orifice se font très rapidement ; la viscosité des gaz naturels est néanmoins assez faible pour qu'on puisse la négliger, admettre que l'équation de compressibilité est vérifiée pendant toute la transformation qui précède la section contractée de la veine fluide, et traiter cette transformation comme une transformation subréversible.

En fait, dans le mouvement des fluides naturels, on peut très souvent supposer nulle leur viscosité ; les effets de cette viscosité n'apparaissent que lorsque le mouvement

présente de grandes inégalités de vitesse entre les différents points, par exemple dans les *tourbillonnements*.

L'évanouissement approximatif d'une cause d'irréversibilité peut d'ailleurs se présenter sans que, pour cela, les transformations soient approximativement réversibles : il peut en effet subsister d'autres causes d'irréversibilité dont l'action reste notable. C'est le cas par exemple si le gaz qui s'écoule par un orifice est un mélange combustible qui brûle en s'écoulant. L'irréversibilité due à la viscosité du fluide est sensiblement négligeable, la pression p correspond toujours à peu près exactement à l'état par l'équation de compressibilité. Mais l'irréversibilité due à la combustion reste importante.

Nous emploierons avec M. Duhem le mot de viscosité dans un sens très large. Il s'appliquera, pour nous, avec le mot frottement, à toutes les causes d'irréversibilité. Nous distinguerons d'ailleurs la viscosité du frottement, la première s'évanouissant, le second subsistant dans les transformations infiniment lentes. Nous rencontrerons alors une viscosité et un frottement chimiques. La viscosité des fluides, que nous venons de prendre pour exemple, est une viscosité *mécanique*.

15. La fonction S s'appelle *l'entropie* du système. Quand on associe deux corps ayant isolément les entropies S_1 et S_2 on forme un nouveau système dont l'entropie S est la somme de S_1 et de S_2 . L'entropie d'un tout est la somme des entropies des parties.

L'addition des entropies de deux masses d'un même gaz pouvant se mêler l'une à l'autre donne lieu aux mêmes remarques que l'addition de leurs énergies internes (8).

§ 3. — LES THÉORÈMES PUREMENT MÉCANIQUES

16. Il est une classe particulièrement simple de systèmes matériels. Ce sont ceux qui sont formés par la réunion de corps assez petits pour pouvoir être assimilés à des points et assez peu déformables pour pouvoir être considérés comme rigides, l'état physique de chacun de ces petits corps dépendant de leur température seule, et les actions qui s'exercent entre eux étant assimilables à des forces.

On peut appeler ces systèmes *Systèmes de points*. Un corps solide continu rentre dans cette classe : il suffit d'imaginer qu'il est partagé en éléments infiniment petits, selon la méthode infinitésimale, pour le voir constitué comme on vient de le dire. Les lois du mouvement des systèmes de points sont données par la Mécanique rationnelle classique. Elles se résument en celle-ci :

« Dans un déplacement virtuel quelconque, le travail de toutes les forces vraies agissant sur le système, augmenté du travail des forces fictives d'inertie, est nul ».

Cet énoncé général contient tous les théorèmes particuliers de la mécanique ; il suffit, pour avoir un de ces théorèmes, de choisir un déplacement virtuel particulier.

17. Dans quelle mesure la Mécanique rationnelle s'applique-t-elle aux systèmes que nous avons à considérer ici ? Ces systèmes sont plus complexes que les systèmes de points. Une masse gazeuse par exemple est déformable, et chacun des éléments qui la constitue a un état qui dépend de son volume aussi bien que de sa température. Si

la masse gazeuse est combustible, l'état dépend encore du degré de combustion. Toutes les actions dont cette masse est le siège ne sont pas d'ailleurs assimilables d'une façon certaine à des *forces* ; peut-on dire qu'une combustion soit l'opération d'une *force* ?

Les systèmes qui nous occupent sont définis par les paramètres $q_1, \dots, q_n, \alpha, \dots, \lambda$. Une modification virtuelle sera $\delta q_1, \dots, \delta \alpha, \dots$. Considérons toutes les modifications virtuelles qui ne font pas varier l'état *physique* ou *chimique* du système (elles peuvent faire varier la position relative des parties). On doit considérer comme une loi fondamentale que la loi générale de la Mécanique rationnelle, énoncée plus haut, est valable pour ces modifications virtuelles de tous les systèmes.

On voit par là que les théorèmes du mouvement du centre de gravité et du moment des quantités de mouvement, qui s'obtiennent en considérant les déplacements compatibles avec la solidité, sont vrais pour tous les systèmes que nous étudierons ici.

§ 4. — REPRÉSENTATIONS GRAPHIQUES. APPLICATION AUX CYCLES

Représentations graphiques des changements d'état. — 13. On représente fréquemment les changements d'état d'un corps par un des deux procédés suivants qui, il convient de le remarquer avec soin, ne représentent nullement les changements de position.

La représentation de Clapeyron¹ s'applique à une

¹ CLAPEYRON.

masse fluide homogène dont le volume et la température figurent parmi les variables fixant son état. Nous supposons cette masse égale à l'unité ; son volume sera alors le *volume spécifique* σ ; la température absolue sera T . L'état intérieur peut dépendre en outre d'autres variables, de variables chimiques x par exemple. A chaque état du fluide correspond une pression normale et uniforme p par l'équation de compressibilité $p = f(\sigma, x, T)$. (13)

On représente un état quelconque du fluide par un point M de coordonnées σ et p . Une transformation est représentée par une ligne AB (fig. 2). Un cycle est représenté par une ligne fermée. D'ailleurs un point quelconque M ne représente pas en général un seul état et toute ligne fermée ne représente pas un cycle. Il n'en est ainsi que lorsqu'il n'y a pas de variables x , lorsque l'état est défini par les seules variables σ, T : c'est le cas d'un gaz ordinaire.

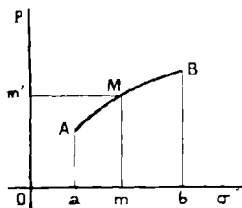


Fig. 2.

Ce mode de représentation s'applique même quand la viscosité mécanique est sensible. Mais sa principale propriété, et par suite sa principale utilité, n'existe que si cette viscosité est faible. Dans ce cas, la pression p qui correspond à l'état par l'équation de compressibilité est aussi celle qui s'exerce réellement sur le fluide dans ses transformations ; le fluide est soumis à une pression normale est uniforme égale à p . Dès lors l'aire $AaBb$, dont l'élément est $p d\sigma$, représente, avec un signe contraire, le travail de cette pression sur le fluide. S'il n'y a pas d'autres forces agissant sur celui-ci, on peut dire que l'aire $AaBb$ repré-

sente le travail produit par le fluide dans la transformation AB. -

19. Le diagramme entropique, imaginé par Belpaire puis par Gibbs, s'applique à tout corps dont la température est uniforme¹. Il représente une transformation en portant en abscisse l'entropie S et en ordonnée la température absolue T fig. 3.

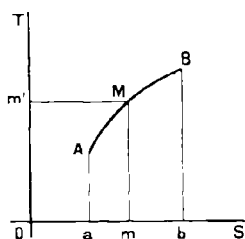


Fig. 3.

Encore ici un point M ne représente pas toujours un seul état; une ligne fermée ne représente pas toujours un cycle.

Ce mode de représentation convient aux transformations irréversibles comme aux transformations réversibles, puisque chaque état a une certaine entropie S et une certaine température T . Mais sa propriété principale n'existe que si la transformation est réversible ou irréversible par rapport à la seule température. Dans ce cas, l'aire $AaBb$, dont l'élément est TdS , représente, en vertu de l'équation (5), la chaleur fournie au corps pendant la transformation AB . Si la transformation est irréversible, cette aire est égale à la chaleur fournie augmentée du travail non compensé; elle est donc supérieure à la chaleur fournie.

20. Toutes les fois que je représenterai sur le diagramme de Clapeyron ou sur le diagramme entropique

¹ BELPAIRE, GIBBS. 2. L'utilisation systématique de ce diagramme dans l'étude des machines est due à BOUTVIN.

une transformation dont l'irréversibilité altérera les propriétés des aires, je le ferai par un trait pointillé.

Il est bien entendu que l'on peut imaginer toutes sortes d'autres diagrammes. C'est ainsi que M. Mollier en construit un où on porte en abscisse S et en ordonnée $U + p\sigma$. Ce diagramme est très commode, nous le verrons, pour étudier certaines questions relatives à la machine à vapeur¹. Toutefois le diagramme de Clapeyron et le diagramme entropique seront ceux que nous utiliserons le plus.

On appelle transformation *isotherme*, une transformation où la température du système reste constante; transformation *adiabatique*, une transformation se faisant sans aucun échange de chaleur avec l'extérieur. Sur le diagramme entropique, une isotherme est représentée par une horizontale, une adiabatique réversible par une verticale.

Rendement thermique des cycles. — 21. Considérons un corps qui décrit un cycle. Faisons la somme Q_1 de toutes les quantités de chaleur positives qu'il reçoit, et la somme $-Q_0$ de toutes les quantités de chaleur négatives qu'il reçoit, c'est-à-dire la somme Q_0 de toutes les quantités de chaleur positives qu'il cède. Le travail produit par le corps τ vaut

$$\tau = Q_1 - Q_0$$

On appelle *rendement thermique* du cycle le rapport

$$\frac{Q_1 - Q_0}{Q_1}.$$

¹ MOLLIER.

Un cycle de Carnot est un cycle formé par deux isothermes réversibles, aux températures T_1 et T_0 , réunies par deux adiabatiques réversibles. Pour le diagramme entropique, un tel cycle est représenté (fig. 4 par un rectangle $A_1B_1B_0A_0$. On vérifie immédiatement, sur ce diagramme, que le rendement d'un tel cycle est $1 - \frac{T_0}{T_1}$, quel que soit le corps évoluant.

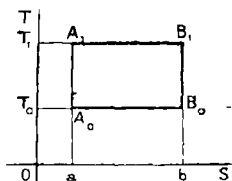


Fig. 4.

22. On peut démontrer sur les cycles les théorèmes suivants.

1° Supposons qu'on puisse décrire le même cycle, c'est-à-dire la même succession d'états, réversiblement et irréversiblement. Le rendement du cycle réversible est toujours plus grand que celui du cycle irréversible.

2° Soient T_0 et T_1 les températures extrêmes atteintes par un corps dans un cycle. Le rendement du cycle est au plus égal à celui d'un cycle de Carnot compris entre les températures T_1 et T_0 , c'est-à-dire à $1 - \frac{T_0}{T_1}$.

Bonnons-nous à indiquer, à titre d'exemple, comment la représentation entropique met en évidence ce second théorème, et cela seulement dans le cas où le cycle est formé uniquement de transformations subréversibles et est représenté par une courbe *entièrement convexe*. Le lecteur fera facilement des raisonnements analogues pour les cas que nous passons.

Soit, sur le diagramme entropique, le cycle ABCD. Formons un cycle de Carnot MNPQ en menant les iso-

thermes MN, QP et les adiabatiques MQ, NP tangentes au cycle ABCD. Comparons les rendements $\eta = \frac{Q_0}{Q_1}$ de ces deux cycles. Il est évident que, dans le cycle ABCD, Q_0 est plus grand et Q_1 plus petit que dans le cycle de Carnot. Le rendement est donc plus petit que celui du cycle de Carnot.

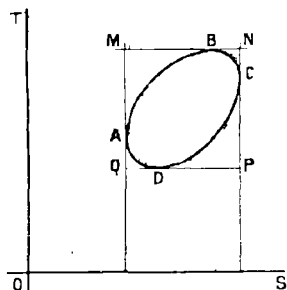


Fig. 5.

23. Considérons un système qui décrit un cycle en empruntant ou en cédant sa chaleur à un nombre quelconque de sources. Imaginons que toutes ces sources cèdent exactement la même quantité de chaleur qu'elles reçoivent, à l'exception de deux d'entre elles, dont la première, T_1 , fournisse une chaleur K_1 positive et dont la seconde, $T_0 < T_1$, reçoive une chaleur K_0 positive. Le travail produit est $K_1 - K_0$. On peut envisager le rendement $\frac{K_1 - K_0}{K_1}$: je dis qu'il est toujours inférieur à $1 - \frac{T_0}{T_1}$.

Remarquons d'abord que, si $K_1 - K_0$ est égal à $Q_1 - Q_0$ de l'article précédent, K_1 et K_0 ne sont pas individuellement égaux à Q_1 et à Q_0 .

On obtiendra le résultat énoncé en utilisant, par anticipation, le théorème de l'article 24. Envisageons en effet le système complexe formé par le système considéré, par toutes les sources autres que la source T_0 , et par un système auxiliaire décrivant un cycle de Carnot entre T_1 et

T_0 . Disposons d'ailleurs de ce système auxiliaire de façon que son cycle fournisse K_1 à la source T_1 : il produit alors un travail $— K_1 \frac{T_1}{T_1} — T_0$. Dans ces conditions, le système complexe décrit un cycle monothermique au contact de la source T_0 . On peut supposer nul le travail produit par les forces agissant sur les sources ; le travail produit total est $(K_1 — K_0) — K_1 \frac{T_1}{T_1} — T_0$. Il doit être négatif. D'où le théorème énoncé.

§ 5. — LA MONOTHERMIE ET L'ÉNERGIE UTILISABLE

Théorème fondamental. — 24. On appelle transformation *monothermique* une transformation au cours de laquelle le système qui se transforme n'échange de chaleur qu'avec *une seule source* dont la température est T_0 .

Nous allons maintenant démontrer un important théorème relatif au travail que peut développer un système dans une transformation monothermique ¹.

Soit un système subissant une transformation monothermique qui le conduit d'un état initial E à un état

¹ La notion de ce travail a été introduite par W. THOMSON, TAIT, MAXWELL. (V. par exemple W. THOMSON, 1, qui lui a donné le nom de *Motivity*). Nous allons montrer ici comment ce travail s'exprime au moyen des fonctions U et S. C'est un résultat qui a été déjà donné par MAXWELL (voir MAXWELL) et W. THOMSON (voir W. THOMSON, 2). M. GOLY l'a repris et développé et lui a donné la forme définitive que nous adoptons ici (GOLY).

ROBIN a repris la notion de travail monothermique comme fondement de sa Thermodynamique.

final F. Nous supposons ici qu'aucun frottement ne s'exerce entre le système et la source T_0 ; nous reviendrons plus loin là-dessus pour généraliser le résultat obtenu. Avec cette hypothèse, la chaleur reçue par le corps dQ est égale, au signe près, à la chaleur dQ_0 reçue par la source $dQ = -dQ_0$. Sur le système, sont supposées agir deux espèces de forces : les unes ont un potentiel Ω et leur travail élémentaire est $-d\Omega$; les autres n'admettent pas forcément de potentiel : nous prendrons leur travail avec un signe contraire et ce sera celui-là seul qui sera par définition le *travail produit* par le système; nous le désignerons par $d\tau$. L'équation de la conservation de l'énergie (2) s'écrit alors :

$$(6) \quad -d\tau - d\Omega - dQ_0 = dU + dW.$$

Mais appliquons la première relation de Clausius (4); il vient alors :

$$d\tau = -d(U - T_0S + \Omega) - dW - T_0d\Pi.$$

Intégrons entre les états E et F. Nous supposons d'ailleurs que, dans ces deux états, le système est immobile, c'est-à-dire la force vive nulle. Il viendra donc

$$(7) \quad \tau = (U - T_0S + \Omega)_E - (U - T_0S + \Omega)_F - \int_E^F T_0 d\Pi.$$

Cette équation exprime le théorème cherché. Elle donne les importants résultats suivants.

Si la transformation est réversible, $d\Pi$ est nul. *Le travail produit par le passage réversible de l'état E à l'état F est donc toujours le même, quel que soit le chemin suivant lequel se fait le passage. Il est égal à $(U - T_0S + \Omega)_E - (U - T_0S + \Omega)_F$.*

du étant positif dans toute transformation non réversible, une transformation irréversible quelconque, conduisant de l'état E à l'état F, développe toujours moins de travail que les transformations réversibles.

Nous appellerons la fonction $U - T_0S + Q$ *puissance motrice* ou *énergie utilisable* du système, et nous la désignerons par G . La quantité $G_E - G_F$ est donc le maximum de travail que peut développer le système en passant de l'état E à l'état F ; ce maximum est atteint dans les transformations réversibles. Il est nul si, les états E et F étant identiques, le corps décrit un cycle.

La quantité $\int T_0 dU$ constitue les *pertes*.

25. Le système matériel qui évolue peut être fort complexe. Il ne se compose pas forcément d'un seul corps. Avec les réserves du second alinéa de l'article 8, la fonction G du système total est la somme des fonctions G de tous les corps qui le constituent. Quelques-uns des corps constituants peuvent, dans l'évolution EF, décrire des cycles et revenir au même état ; leurs énergies utilisables disparaissent alors dans la différence $G_E - G_F$ où il ne subsiste donc que l'énergie utilisable des corps dont l'état est différent en E et en F. Mais dans le terme $\int T_0 dU$ entrent toujours les travaux non compensés de tous les corps constituants.

Il résulte de là que, pour calculer le travail τ , on a le droit d'associer par la pensée, au système, des corps auxiliaires, à condition qu'ils décrivent des cycles réversibles. Cette association ne change rien à τ .

Analyse des phénomènes irréversibles. — 26. Les *pertes* sont dues aux phénomènes irréversibles. Pour les

étudier de près, nous allons approfondir le lien qui existe entre les relations 4 et 5), ce qui nous permettra de faire une analyse détaillée des causes d'irréversibilité. Nous procéderons par la marche indiquée à la fin de l'article 4, en essayant de remonter de l'équation 5) à l'équation (4), et cette analyse nous fournira l'occasion d'étudier les lois de la transmission et du partage de la chaleur ¹.

27. Considérons un système formé de deux parties 1 et 2. Nous disons *deux parties* dans le seul but de simplifier l'écriture ; il sera facile d'étendre nos résultats au cas où le nombre des parties est plus grand, au cas notamment où il est infiniment grand, les dimensions des parties étant infiniment petites, c'est-à-dire au cas des corps continus.

Pour une partie 1, on peut écrire l'équation (5)

$$(8) \quad \frac{dQ_1}{T_1} = dS_1 - dP_1.$$

Les phénomènes irréversibles qui donnent le terme dP_1 sont *la viscosité et le frottement mécaniques internes* de la partie 1, qui se manifestent dans les compressions, dilatactions, déformations, *la viscosité et le frottement chimiques* qui se manifestent dans les combustions se faisant loin de la température de dissociation, *la viscosité de diffusion* qui se manifeste dans le mélange de deux fluides de même température. $T_1 dP_1$ est le travail de tous ces frottements et viscosités.

¹ JOLGUET 6. Bien que nous adoptons, dans ce qui va suivre, pour la quantité de chaleur, une définition différente de celle qu'a choisie M. Duhem, les considérations que nous allons présenter s'inspirent des travaux de cet auteur (DUHEM).

28. Le passage de la chaleur d'un corps sur un autre, quand les températures des deux corps sont différentes, est une autre cause d'irréversibilité, mais qui ne se manifeste pas dans le terme dP_1 . Pour l'étudier, envisageons ensemble les parties 1 et 2. Supposons d'abord qu'il n'y ait, au contact entre 1 et 2, aucun travail sensible du frottement ni de la viscosité¹ de contact. Dès lors les lois de la transmission de la chaleur apprennent que 1 cède à 2 une quantité de chaleur dQ_{12} et que 2 cède à 1 une quantité dQ_{21} égale à $-dQ_{12}$. D'ailleurs la chaleur va du corps chaud sur le corps froid et par suite dQ_{11} $\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)$ est positif².

La quantité de chaleur dQ_1 reçue par 1 se compose de dQ_{11} venue de 2 et de dQ_{e1} venue de l'extérieur. De même pour dQ_2 :

$$dQ_1 = dQ_{e1} + Q_{11} \quad dQ_2 = dQ_{e2} + dQ_{12}.$$

Comme $dQ_{11} = -dQ_{12}$ on voit que la chaleur totale reçue de l'extérieur dQ_e , qui est, par définition, la somme de dQ_{e1} et dQ_{e2} , est égale à

$$dQ_e = dQ_1 + dQ_2.$$

La chaleur reçue de l'extérieur est la somme des chaleurs reçues par les parties.

Si nous supposons que le système 1, 2 ne frotte pas contre les corps étrangers et qu'il ne reçoive de chaleur

¹ Je distingue le frottement et la viscosité par le criterium suivant : une viscosité est un frottement qui se réduit à zéro quand les vitesses sont nulles. (Voir article 14.)

² Nous laissons de côté certaines difficultés présentées par les corps anisotropes parce qu'elles n'ont aucune importance pour les machines.

que d'une seule source T_0 désignée par l'indice 0, de même qu'on a :

$$(9) \quad dQ_{i1} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) > 0,$$

on aura :

$$(9) \quad dQ_{e1} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_0} \right) > 0 \quad dQ_{e2} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_0} \right) > 0.$$

De plus dQ_e est égale à $-dQ_0$, dQ_0 étant la chaleur reçue par la source. On a donc

$$-dQ_0 = dQ_1 + dQ_2.$$

D'où l'on tire

$$\begin{aligned} -\frac{dQ_0}{T_0} &= \frac{dQ_1}{T_1} + \frac{dQ_2}{T_2} - dQ_{i1} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \\ &\quad - dQ_{e1} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_0} \right) - dQ_{e2} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_0} \right); \end{aligned}$$

ou, vu (8), et en remarquant que l'entropie S de l'ensemble 1, 2 est la somme des entropies S_1 et S_2 des parties,

$$(10) \quad \left\{ \begin{aligned} -\frac{dQ_0}{T_0} &= dS - dP_1 - dP_2 - dQ_{i1} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \\ &\quad - dQ_{e1} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_0} \right) - dQ_{e2} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_0} \right). \end{aligned} \right.$$

On voit par là que

$$(11) \quad \left\{ \begin{aligned} d\Pi &= dP_1 + dP_2 + dQ_{i1} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \\ &\quad + dQ_{e1} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_0} \right) + dQ_{e2} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_0} \right). \end{aligned} \right.$$

$d\Pi$ est bien *positif*, en vertu de (9), et ses trois derniers termes sont introduits par l'irréversibilité de la transmission de la chaleur.

29. Il est nécessaire de reprendre tout cela quand le frottement et la viscosité de contact ont un travail notable.

Soit df le travail, toujours négatif, de la viscosité et du frottement au contact entre 1 et 2. Supposons d'abord que les parties 1 et 2 ne frottent pas contre les corps étrangers.

La chaleur dQ_e reçue de l'extérieur par l'ensemble 1, 2 est bien définie : c'est celle que fournirait un calorimètre si le système 1, 2 subissait, dans ce calorimètre les transformations qu'il subit en réalité. Les chaleurs dQ_1 et dQ_2 reçues séparément par chaque partie sont également bien définies et de la même manière (voir article 4). L'expérience montre alors que la somme $dQ_1 + dQ_2$ n'est pas égale à dQ_e et qu'elle la surpasse d'une quantité égale à df ; c'est la loi de l'équivalence entre la chaleur et le travail. *Le frottement fonctionne comme une source fictive de chaleur qui fournit toujours une quantité de chaleur positive au système.*

Comment se font les échanges de chaleur entre les parties 1 et 2 ? L'expérience montre que le frottement tend toujours à réchauffer les deux corps frottants. On peut donc admettre que, au contact entre 1 et 2, il y a, vers 1, deux flux de chaleur, l'un dQ_{i1} dû à la conductibilité et au rayonnement, à la différence des températures T_1 et T_2 , l'autre dQ_{f1} provenant du frottement et toujours positif. Même décomposition du flux de chaleur allant vers 2. On a donc

$$\begin{aligned} dQ_1 &= dQ_{e1} + dQ_{i1} + dQ_{f1} \\ dQ_2 &= dQ_{e2} + dQ_{i2} + dQ_{f2}. \end{aligned}$$

D'ailleurs on doit admettre que

$$(12) \quad \begin{cases} dQ_{i1} + dQ_{i2} = 0 & dQ_{f1} + dQ_{f2} = -df \\ dQ_{i1} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) > 0 & dQ_{f1} > 0 \quad dQ_{f2} > 0. \end{cases}$$

Si le système frotte contre le corps étranger 0, il y a, outre le travail df , des travaux $d\varphi$ et $d\psi$, également *négatifs*, respectivement aux contacts des parties 1 et 2 avec 0.

Au contact entre 1 et 2, nous avons les flux dQ_{i1} , dQ_{f1} , dQ_{i2} , dQ_{f2} définis plus haut et vérifiant (12). Au contact entre 1 et 0 existent alors des flux analogues. Vers 1, on a dQ_{01} venant de 0 par rayonnement et conductibilité, et dQ_{φ_1} dû au frottement. Vers 0, on aura $dQ_{10} = -dQ_{01}$ et dQ_{ψ_0} . De même, au contact entre 2 et 0, existeront les flux dQ_{20} , dQ_{ψ_2} , dQ_{ψ_0} .

Et on a :

$$(13) \quad \left\{ \begin{array}{l} dQ_{10} + dQ_{01} = 0 \quad dQ_{\varphi_1} + dQ_{\psi_0} = -d\varphi \\ dQ_{10} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_1} \right) > 0 \quad dQ_{\varphi_1} > 0 \quad dQ_{\psi_0} > 0 \\ dQ_{20} + dQ_{02} = 0 \quad dQ_{\psi_2} + dQ_{\psi_0} = -d\psi \\ dQ_{20} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_2} \right) > 0 \quad dQ_{\psi_2} > 0 \quad dQ_{\psi_0} > 0 \end{array} \right.$$

La chaleur reçue par 1 vaut dQ_1 ; c'est une somme :

$$dQ_1 = dQ_{01} + dQ_{\varphi_1} + dQ_{i1} + dQ_{f1}.$$

De même

$$dQ_2 = dQ_{02} + dQ_{\psi_2} + dQ_{i2} + dQ_{f2}.$$

La chaleur reçue de l'extérieur par le système 1, 2 total est alors

$$dQ_e = dQ_{01} + dQ_{\varphi_1} + dQ_{02} + dQ_{\psi_2};$$

elle est plus faible que la somme $dQ_1 + dQ_2$ de toute la chaleur équivalente au frottement interne df .

$$dQ_e = dQ_1 + dQ_2 - dQ_{f1} - dQ_{f2} = dQ_1 + dQ_2 + df.$$

La chaleur reçue par le corps 0 est

$$dQ_0 = dQ_{10} + dQ_{20} + dQ_{\varphi_0} + dQ_{\psi_0}.$$

La somme de dQ_e et de dQ_c n'est pas nulle ; elle est positive et égale à la chaleur équivalente aux frottements $d\varphi$ et $d\psi$:

$$dQ_c + dQ_e = dQ_{\varphi_1} + dQ_{\varphi_0} + dQ_{\psi_2} + dQ_{\psi_0} = -d\varphi - d\psi.$$

Le corps 0 étant supposé une source à température T_0 , cherchons à obtenir la relation (4). On a successivement

$$(14) \left\{ \begin{array}{l} -\frac{dQ_0}{T_0} = \frac{dQ_e}{T_0} + \frac{d\varphi + d\psi}{T_0} = \frac{dQ_1 + dQ_2}{T_0} + \frac{df + d\varphi + d\psi}{T_0} \\ -\frac{dQ_0}{T_0} = \frac{dQ_1}{T_1} + \frac{dQ_2}{T_2} - dQ_{10} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_1} \right) - dQ_{20} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_2} \right) \\ \quad - dQ_{i1} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) - \frac{dQ_{f1}}{T_1} - \frac{dQ_{r2}}{T_2} - \frac{dQ_{\varphi_1}}{T_1} - \frac{dQ_{\varphi_0}}{T_0} - \frac{dQ_{\psi_2}}{T_2} \\ \quad - \frac{dQ_{\psi_0}}{T_0}. \end{array} \right.$$

Tenant compte de (8), et du fait que l'entropie totale $S = S_1 + S_2$, on voit que

$$(15) \left\{ \begin{array}{l} dH = dP_1 + dP_2 + dQ_{10} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_1} \right) \\ \quad + dQ_{20} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_2} \right) + dQ_{i1} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \\ \quad + \frac{dQ_{f1}}{T_1} + \frac{dQ_{r2}}{T_2} + \frac{dQ_{\varphi_1}}{T_1} + \frac{dQ_{\varphi_0}}{T_0} + \frac{dQ_{\psi_2}}{T_2} \\ \quad + \frac{dQ_{\psi_0}}{T_0}. \end{array} \right.$$

On voit que dH est bien positif, en vertu (13). Et cette formule montre le contingent que donnent dans dH les

frottements au contact aussi bien que *les transmissions de chaleur entre corps à températures différentes.*

30. Les formules qui précèdent vont nous permettre de voir ce que devient le théorème de l'énergie utilisable dans le cas, réservé à l'article 24, où le système évoluant frotte contre la source. Il faut supposer en repos les corps contre lesquels frotte le système; sans cela le frottement pourrait agir par entraînement et développer sur le système un travail positif (c'est le cas de certains embrayages). S'il y a un corps mobile sur lequel frotte le système, il conviendra de le comprendre dans le système. Nous supposerons donc la source T_0 en repos. De la sorte, le travail développé *sur le système* par le frottement au contact de la source comprendra la *totalité* du travail $d\tau + d\psi$ de ce frottement.

Le travail des forces extérieures agissant sur le système sera alors $-d\tau$ travail des résistances utiles, $-d\Omega$ travail des forces admettant un potentiel, $d\varphi + d\psi$ travail du frottement, et l'équation de la conservation de l'énergie s'écrira

$$-d\tau + d\varphi + d\psi - d\Omega + dQ_e = dU + dW$$

Mais, par les formules précédentes, $dQ_e + d\varphi + d\psi$ vaut $-dQ_0$. On a donc

$$-d\tau - d\Omega - dQ_0 = dU + dW$$

C'est la même équation que (6). En la combinant avec la 1^{re} relation de Clausius (4), on retrouve le théorème de l'énergie utilisable [équation (7)] qui est ainsi démontré même lorsqu'il y a frottement contre le milieu ambiant.

31. Il n'est pas toujours facile de réaliser, entre les états E et F, la transformation réversible monothermique qui donne le maximum de travail; il n'est pas toujours facile de rendre réversible des transformations. C'est même là un des points délicats de la Thermodynamique, car cette circonstance introduit des difficultés dans la définition de l'entropie. Nous n'entrerons pas ici dans la question de principe. Nous nous bornerons à dire quelques mots sur les procédés, d'ailleurs plus théoriques que pratiques, qui permettent de supprimer l'irréversibilité. On remarquera que ces procédés ne permettent pas toujours de suivre réversiblement une succession quelconque d'états; dans bien des cas, ils se bornent à donner le moyen de passer d'un état à un autre par une voie réversible.

L'effet de la viscosité mécanique interne des corps sera éliminé, lui, très simplement, par la *lenteur* de la transformation.

Les frottements au contact seront au moins atténués par un bon *graisage*.

Un mélange se faisant irréversiblement par diffusion pourra être fait réversiblement en se servant de l'*Osmose* (Van't Hoff).

Soit une échange de chaleur dQ se faisant entre un corps à température T_1 et la source T_0 : dQ est la chaleur reçue par le corps. Pour produire réversiblement cet échange, on considèrera un corps auxiliaire évoluant suivant un cycle de Carnot entre les températures T_1 et T_0 et cédant la quantité de chaleur dQ au corps à température T_1 . L'introduction de ce corps auxiliaire ne change rien à la variation de l'énergie utilisable, car il décrit un cycle réversible. Il est bon de remarquer qu'elle modifie la quantité de chaleur reçue par la source T_0 ; elle

était, tout à l'heure, $-dQ$; elle est maintenant $-\frac{T_0}{T_1} dQ$.

Si le corps 1 se refroidit (ou s'échauffe) de T_1' à T_1 au contact de la source T_0 , on peut concevoir une infinité de corps auxiliaires, décrivant chacun un cycle de Carnot, ou, comme on dit, une infinité de *machines de Carnot*, correspondant à l'infinité des degrés de la température décroissant de T_1' à T_1 . Nous dirons alors que le corps 1 subit un *refroidissement* (ou un *échauffement*) *réversible au contact de la source T_0* .

Un échange de chaleur dQ se faisant entre les deux corps T_1 et T_2 (dQ reçue par T_1) sera rendu réversible de la façon suivante. On fera absorber dQ par une machine de Carnot fonctionnant entre T_2 et T_0 . Puis une seconde machine de Carnot fonctionnant entre T_0 et T_1 versera la chaleur dQ au corps 1. Tous ces phénomènes sont réversibles au contact de la source T_0 . A remarquer que la source T_0 aura reçu, dans cette opération, une chaleur $dQ \frac{T_0}{T_2} - dQ \frac{T_0}{T_1}$ tandis qu'elle n'avait rien reçu dans la transformation irréversible.

Enfin, pour réaliser réversiblement une combustion chimique EF, il faut employer le processus suivant que j'appellerai processus de Robin¹. On commence par élever la température du corps, dans l'état de combinaison caractéristique de l'état E, jusqu'à ce qu'on parvienne à la température de dissociation correspondant à cet état, et cela en empêchant la combinaison de se faire, soit qu'on dispose de corps témoins permettant d'arrêter la réaction,

¹ V. ROBIN.

soit qu'on chauffe le corps assez brusquement pour que la réaction soit insensible pendant la durée de l'échauffement. On produit ensuite la réaction en suivant la loi de la dissociation et jusqu'au degré de combinaison caractéristique de l'état F. Puis on refroidit le corps jusqu'à l'état F en empêchant la réaction de se produire par l'emploi de corps témoins ou du refroidissement brusque.

Théorèmes sur les pertes. — 32. *Sur les pertes par échange de chaleur.* Nous avons vu qu'un échange de chaleur dQ_{12} entre les corps T_1 et T_2 donne dans du un terme $dQ_{11} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)$ c'est-à-dire produit une perte $dQ_{11} T_0 \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)$. Cette perte doit forcément être égale à la somme des travaux produits par les deux machines de Carnot par le jeu desquelles on pourrait rendre l'échange réversible. Or cela se vérifie immédiatement car ces travaux sont $dQ_{11} \left(1 - \frac{T_0}{T_2} \right)$ et $dQ_{11} \left(\frac{T_0}{T_1} - 1 \right)$. Leur somme vaut bien $dQ_{11} T_0 \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)$. Ces 3 travaux se réduisent respectivement à 0, $dQ_{10} T_0 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_1} \right)$, $dQ_{10} T_0 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_1} \right)$ quand l'échange a lieu entre le corps 1 et la source.

Supposons que les corps 1 et 2 subissent, pendant qu'ils échangent ainsi de la chaleur, des transformations subréversibles. Le diagramme entropique permet alors une représentation très simple des pertes (fig. 6). Soient G_1H_1 la transformation subie par le corps 1, G_2H_2 celle que subit le corps 2. Le travail $\int dQ_{11} \left(\frac{T_0}{T_1} - 1 \right)$ c'est la surface $\gamma_1 \tau_1 G_1H_1$, qui est la somme d'une infinité de rectangles $abcd$

représentant les cycles de Carnot par lesquels peut se réaliser l'échauffement réversible suivant G_1H_1 .

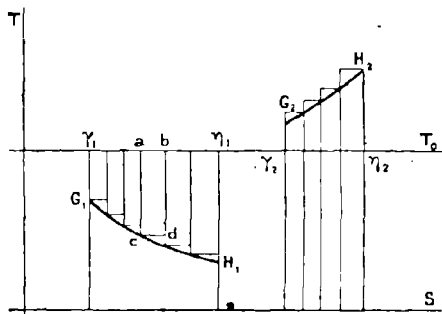


Fig. 6.

l'échauffement réversible suivant G_1H_1 . De même

$$\int dQ_{11} \left(1 - \frac{T_c}{T_2} \right)$$

c'est la surface $H_2G_2\eta_2\gamma_2$, également somme d'une infinité de cycles de Carnot. La perte

totale est $H_1G_1\eta_1\gamma_1 + H_2G_2\eta_2\gamma_2$.

33. *Sur les pertes par frottement et viscosité.* — Nous avons vu qu'un frottement dont le travail est df donne dans dU les termes $\frac{dQ_{f1}}{T_1} + \frac{dQ_{f2}}{T_2}$. Simplifions l'écriture en supposant $T_1 = T_2 = T$; ces deux termes deviennent alors $\frac{df}{T}$, et la perte correspondante vaut $T_0 \frac{df}{T}$. L'expression est de la même forme pour la perte due à une viscosité interne quelconque; le travail de cette viscosité est $T_1 dP_1$ et la perte est alors $T_0 \frac{\text{travail}}{T}$.

De là le résultat suivant ¹:

A égalité de travail du frottement ou de la viscosité, la perte est d'autant plus faible que la température des corps où elle se produit est plus élevée.

Ce résultat est fort important et nous en verrons plu-

¹ V. DELAPORTE; JOUGUET, 5.

sieurs applications : comparaison du laminage à l'admission avec le laminage à l'échappement dans les machines à vapeur, explication des avantages de la surchauffe. Il n'est pas mauvais d'en analyser un peu la raison. Le frottement réchauffe les corps frottants et élève leur température. Par là les corps en question deviennent susceptibles de donner du travail si on leur fait subir un refroidissement réversible. La chaleur dégagée par le frottement n'est donc pas une perte sèche, et les propriétés du cycle de Carnot montrent qu'elle a une valeur mécanique d'autant plus grande qu'elle est portée par un corps à température plus élevée.

Il se peut d'ailleurs que, dans le cours ultérieur de l'évolution, cette chaleur ne soit pas utilisée ; la diminution de la perte par frottement occasionnée par la circonstance que nous venons d'analyser sera alors compensée par l'augmentation d'une autre perte ou par l'apparition d'une perte nouvelle. C'est ainsi par exemple que, dans une turbine hydraulique, l'élévation de température de l'eau produite par les frottements qui, théoriquement, pourrait être utilisée pour faire fonctionner une machine thermique, est naturellement perdue par refroidissement. Le théorème précédent n'en est pas moins exact pour cela.

34. Expression générale des pertes. — D'une façon générale les pertes par rapport à l'évolution réversible qui se produisent pendant un parcours partiel quelconque GH sont $T_0 \int_G^H d\Pi$. La relation (4) (1^{re} relation de Clausius) permet d'écrire

$$\text{Pertes} = T_0 \int_G^H d\Pi = T_0 (S_H - S_G) + Q_0.$$

Les pertes sont donc égales à la chaleur reçue par la source extérieure augmentée du produit de T_0 par la variation d'entropie du système.

Dans la variation d'entropie, d'ailleurs, ne subsiste que l'entropie des corps pour lesquels elle varie.

Cette expression des pertes donne lieu à une représentation graphique commode quand le système tout entier est à la même température, qu'il ne frotte pas contre la source, et que ses transformations sont subréversibles. Dans ce cas la transformation GH peut

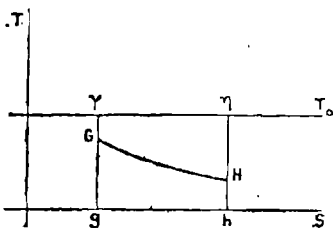


Fig. 7.

se représenter par la ligne GH sur le diagramme entropique (fig. 7), et Q_0 est égal à la surface $GgHh$ changée de signe. D'autre part $T_0 (S_{\pi} - S_g)$ c'est la surface $g\gamma H\eta$. Donc la perte est représentée par la surface $G\gamma H\eta$.

On peut considérer que la source est formée d'un corps de grande masse dont l'état ne dépend que de la température. La transformation subie par elle au contact du système est alors toujours subréversible et si Σ est son entropie, on peut écrire $Q_0 = T_0 (\Sigma_{\pi} - \Sigma_g)$. On a alors

$$\text{Pertes} = T_0 (S_{\pi} + \Sigma_{\pi} - S_g - \Sigma_g).$$

Si l'on considère la source comme faisant partie du système, on voit que les pertes sont égales au produit de T_0 par la variation d'entropie totale. Cet énoncé est uti-

lisé par les auteurs allemands sous le nom de *Théorème de Planck*¹.

Pour nous, nous n'aurons l'occasion de l'employer que dans le cas particulier suivant. Il y a parfois une partie GH de l'évolution qui se passe sans que le système échange aucune chaleur avec la source. La perte qui se produit pendant ce trajet GH est alors égale à $T_0(S_H - S_G)$,

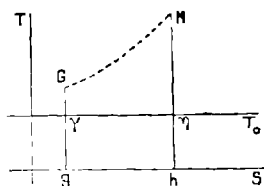


Fig. 8.

expression où on peut se borner à faire figurer l'entropie des corps dont l'entropie varie au cours de GH. Il y a là un moyen, que nous utiliserons, d'étudier certaines pertes importantes, comme les pertes par laminage, par diffusion, par combustion chimique, se produisant au cours de phénomènes adiabatiques irréversibles. Sur le diagramme entropique (fig. 8), une semblable perte est représentée par le rectangle $\gamma\gamma'gh$.

Source fictive. -- 35. Considérons un système évoluant d'une manière quelconque, soit au contact de la source T_0 , soit au contact d'autant de sources qu'on veut. Mais imaginons une source fictive à une température T' . Posons, nous en avons le droit, c'est une simple définition de $d\Pi'$,

$$(16) \quad \frac{dQ_0}{T'} = dS - d\Pi'$$

— dQ_0 étant toujours la chaleur reçue par la ou les sources extérieures réelles. Nous pouvons calculer $d\Pi'$ en écri-

¹ PLANCK.

vant les identités (14) et (15) où nous mettrons T' à la place de T_0 et nous aurons évidemment

$$(17) \left\{ \begin{aligned} d\Pi' &= dP_1 + dP_2 + dQ_{10} \left(\frac{1}{T'} - \frac{1}{T_1} \right) + dQ_{20} \left(\frac{1}{T'} - \frac{1}{T_2} \right) \\ &+ dQ_{11} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) + \frac{dQ_{f1}}{T_1} + \frac{dQ_{f2}}{T_2} \\ &+ \frac{dQ_{\varphi_1}}{T_1} + \frac{dQ_{\varphi_0}}{T'} + \frac{dQ_{\psi_2}}{T_2} + \frac{dQ_{\psi_0}}{T'} \end{aligned} \right.$$

Puis, combinant l'équation de la conservation de l'énergie avec l'égalité (16) par la voie suivie à l'article 24, nous arrivons à

$$(18) \quad \tau = (U - T'S + \Omega)_E - (U - T'S + \Omega)_F - \int_E^F T' d\Pi'.$$

On peut ainsi comparer le travail réellement produit τ au travail que donnerait le passage réversible de l'état E à l'état F s'effectuant au contact d'une source T' . Ce terme de comparaison est $(U - T'S + \Omega)_E^F$. On voit que, par rapport à lui, il y a des pertes $\int T' d\Pi'$ qui se calculent [formule (17)] exactement comme les pertes réelles par rapport à une évolution réelle se faisant au contact de la source T_0 .

Mais il ne faut pas perdre de vue que ces pertes sont *fictives* et qu'elles peuvent parfaitement être *négatives*, car les termes $dQ_{10} \left(\frac{1}{T'} - \frac{1}{T_1} \right)$ et $dQ_{20} \left(\frac{1}{T'} - \frac{1}{T_2} \right)$ peuvent être négatifs.

Quand la partie 1 cède de la chaleur $dQ_{10} > 0$ à l'extérieur, à une source T_0 , cette chaleur doit être comptée dans les pertes; elle doit être comptée comme cédée à l'extérieur. Et cependant, si l'évolution se faisait *réelle*—

ment au contact de la source T' , il se pourrait que cet échange fût impossible: il le serait par exemple si, T' étant plus grand que T_0 , la température du corps évoluant T_1 était inférieure à T' et supérieure à T_0 . Voilà bien un cas où la perte est fictive et où $dQ_{10} \left(\frac{1}{T'} - \frac{1}{T_1} \right)$ est négatif.

CHAPITRE II

PROPRIÉTÉS DES PRINCIPAUX CORPS ¹

§ 1. — LES SOLIDES ET LES LIQUIDES

36. Dans une première approximation, qui sera toujours suffisante avec les pressions que nous aurons à considérer, nous supposerons que les solides et les liquides ont un volume spécifique invariable et que leur énergie interne et leur entropie ne subissent de variations sensibles que du fait de la seule température.

§ 2. — LES GAZ

37. Les gaz dont nous aurons à nous occuper jouissent à peu près des propriétés des *gaz parfaits* que nous allons rappeler ici. Ces propriétés ne sont pas toutes distinctes et peuvent, en partie, se ramener les unes aux autres. Mais nous n'avons en vue ici que leur énumération. Nous considérerons l'état d'un gaz comme défini par son volume spécifique σ et sa température absolue T .

1° L'*équation de compressibilité*, c'est-à-dire l'équation qui donne la pression p d'équilibre est

$$p\sigma = RT \quad (\text{MARIOTTE et GAY-LUSSAC})$$

¹ Pour les données numériques relatives aux principaux corps, voir tous les traités classiques. Je signale en particulier MARCHIS, 2.

R est une constante qui vaut : $R = C - c$, C et c étant les chaleurs spécifiques à pression constante et à volume constant.

2° L'énergie interne est fonction de la température seule et ne dépend pas du volume spécifique. On a donc

$$dU = c dT.$$

3° Les chaleurs spécifiques sont des constantes.

De là et de l'équation précédente, on tire

$$U = cT + \text{constante.}$$

4° L'entropie vaut

$$S = c \ln T + R \ln \sigma + \text{constante.}$$

5° La détente isotherme réversible a pour équation

$$p\sigma = \text{constante.}$$

6° La détente adiabatique réversible a pour équation, en posant $\frac{C}{c} = \gamma$:

$$p\sigma^\gamma = \text{constante}$$

ou bien

$$p^{\gamma-1} T^\gamma = \text{constante}$$

ou bien

$$T\sigma^{\gamma-1} = \text{constante.}$$

Diagrammes relatifs aux gaz parfaits. — 38. Les principales transformations des gaz parfaits sont repré-

sentées sur le diagramme entropique et sur le diagramme de Clapeyron de la façon suivante.

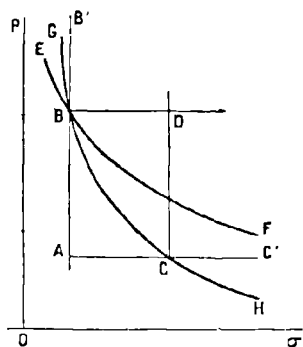


Fig. 9.

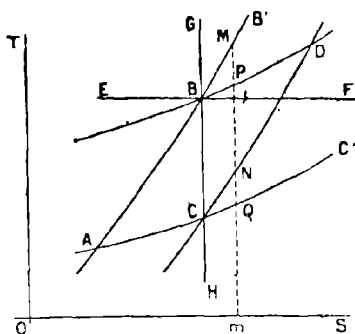


Fig. 10.

ABB' et CD lignes d'égal volume
 ACC' et BD isobares
 EBF isotherme réversible
 GBCII adiabatique réversible.

39. Les lignes d'égal volume et d'égale pression ont pour équations sur le diagramme entropique respectivement

$$S - S_0 = c \int \frac{T}{T_0}$$

$$S - S_0 = C \int \frac{T}{T_0}.$$

Elles jouissent de la propriété suivante. Le rapport $\frac{MN}{Mm}$ est constant quand l'ordonnée Mm se déplace, les points M et N décrivant respectivement les lignes ABB' et

CD. De même $\frac{PQ}{Pm}$ est constant quand P et Q décrivent respectivement les lignes BD et ACC'.

Chaleurs spécifiques variables. — 40. Quand les températures sont *très élevées* on ne peut plus supposer constantes les chaleurs spécifiques.

Nous admettrons qu'elles restent cependant indépendantes du volume spécifique, mais nous les ferons varier avec la température suivant une loi de la forme

$$c = m + nT. \quad (\text{Mallard et Le Chatelier } ^1)$$

D'ailleurs toutes les propriétés énoncées ci-dessus sous les numéros 1^o et 2^o sont conservées. On a toujours

$$\begin{aligned} p\sigma &= RT \\ R &= C - c \\ dU &= cdT \end{aligned}$$

Mais les autres sont changées et on a, à leur place :

Expression de U	$U = mT + \frac{nT^2}{2} + \text{constante}$
Expression de S	$S = m\mathcal{L}T + nT + R\mathcal{L}\sigma + \text{constante}$
Détente isotherme réversible	$p\sigma = \text{constante}$ (rien de changé)
Détente adiabatique réversible	$\left\{ \begin{aligned} n\mathcal{L}p + (n + R)\mathcal{L}\sigma + n\frac{p\sigma}{R} &= \text{constante} \\ (n + R)\mathcal{L}T - R\mathcal{L}p + nT &= \text{constante} \\ m\mathcal{L}T + R\mathcal{L}\sigma + nT &= \text{constante.} \end{aligned} \right.$

Calculs rapportés à la molécule. — 41. Il est fort commode, pour les calculs sur les gaz, de tout rapporter non pas à l'unité de masse, mais à la molécule.

¹ MALLARD et LE CHATELIER.

On appelle *molécule* d'un gaz ou d'un mélange de gaz la masse de ce gaz qui, à zéro degré et sous une pression de 760 millimètres de mercure, occupe un volume de 22 320 centimètres cubes.

Ce que les chimistes appellent le poids moléculaire d'un corps exprime en grammes la masse de la molécule.

Au lieu de considérer le volume spécifique, les chaleurs spécifiques, l'énergie interne et l'entropie spécifiques, considérons le volume moléculaire, les chaleurs moléculaires, l'énergie interne et l'entropie moléculaires, et supposons que les lettres σ , C, c , U, S désignent maintenant ces quantités. Rien n'est alors changé aux formules ci-dessus. Mais la constante R devient la même pour tous les gaz, en vertu de la loi d'Aragadro.

Quand la chaleur spécifique varie avec la température, on a toujours

$$c = m + nT.$$

Les coefficients m et n rapportés à la molécule sont, d'après les expériences de Mallard et Le Chatelier¹ les suivants, (les chaleurs étant exprimées en petites calories par molécule gramme):

$$\text{H, O, Az, CO, HCl} \quad c = 4,5 + \frac{1,2}{1000} T$$

$$\text{H}^2\text{O} \quad c = 4,5 + \frac{5,8}{1000} T$$

$$\text{CO}^2 \quad c = 4,5 + \frac{7,4}{1000} T$$

Mélanges de gaz. — 42. Soient n gaz $G_1 G_2, \dots G_n$.

¹ Ce sont les nombres adoptés par M. Le CHATELIER dans son enseignement. (Voir LE CHATELIER.)

Prenons une masse m_1 du premier, une masse m_2 du second etc., et mélangeons-les. Il se forme un mélange homogène se comportant comme un gaz parfait unique et jouissant des propriétés suivantes.

Supposons que chacun des gaz $G_1 G_2 \dots G_n$ occupe le volume total V du mélange à la température T où on se trouve. Chacun aura alors une pression p_1 , des capacités calorifiques $m_1 c_1$, $m_1 C_1$, une énergie interne $m_1 U_1$, une entropie $m_1 S_1$.

Le mélange total aura une pression p , des capacités calorifiques $m_1 + m_2 + \dots + m_n)c$, $(m_1 + m_2 + \dots + m_n)C$, une énergie interne $(m_1 + \dots + m_n)U$, une entropie $(m_1 + m_2 + \dots + m_n)S$. Chacune de ces quantités est la somme des quantités correspondantes relatives aux gaz constituants.

En somme on peut dire, avec Gibbs, qu'un gaz est comme un vide pour un autre gaz. Il est permis, dans un mélange de gaz de raisonner comme si chaque constituant remplissait seul le volume total.

On a donc

$$\begin{aligned}
 p &= p_1 + \dots + p_n \\
 c &= \frac{m_1 c_1 + \dots + m_n c_n}{m_1 + \dots + m_n} \\
 C &= \frac{m_1 C_1 + \dots + m_n C_n}{m_1 + \dots + m_n} \\
 U &= \frac{m_1 U_1 + \dots + m_n U_n}{m_1 + \dots + m_n} \\
 S &= \frac{m_1 S_1 + \dots + m_n S_n}{m_1 + \dots + m_n}
 \end{aligned}$$

La 1^{re} de ces relations donne, pour les masses moléculaires

lares ϖ , c'est-à-dire pour les masses de la *molécule* telle qu'elle est définie à l'article précédent.

$$\varpi = \frac{m_1 + m_2 + \dots + m_n}{\frac{m_1}{\varpi_1} + \dots + \frac{m_n}{\varpi_n}}$$

43. Il faut bien voir ce qu'on veut dire quand on dit que l'énergie interne d'un mélange de 2 gaz G_1 et G_2 (je prends 2 pour fixer les idées) est la somme des énergies internes des gaz constituants.

Considérons le système formé par G_1 et G_2 séparés, par exemple par une cloison, et à la température T . Il est inutile de se préoccuper des volumes occupés, l'énergie interne des gaz étant fonction de T seul. Si je considère toutes les transformations de ce système laissant G_1 et G_2 séparés, il est certain que la fonction $m_1U_1 + m_2U_2$ jouera le rôle d'énergie interne pour ces transformations, c'est-à-dire représentera, par sa variation, la somme du travail et de la chaleur fournis (je néglige la force vive).

De même si je considère le mélange des deux gaz effectué et si j'envisage toutes les transformations laissant ce mélange formé, il y a une énergie interne pour ces transformations. Les lois du mélange des gaz affirment *d'abord* que la fonction $m_1U_1 + m_2U_2$ joue encore ce rôle ici.

Mais le premier système, formé par les gaz séparés, peut se transformer en mélange effectué (deuxième système); il suffit de faire disparaître la cloison séparative, ce qui n'exige qu'un travail négligeable. Nos deux systèmes ne sont donc pas distincts puisqu'on peut passer de l'un à l'autre. Il y a donc une fonction qui joue le rôle d'énergie interne pour toutes les transformations, aussi bien pour les transformations par lesquelles le 1^{er} système

passer au second que pour celles qui respectent la constitution de chacun de ces deux systèmes. Cette fonction doit être telle que ses variations soient celles de $m_1U_1 + m_2U_2$ au cours des transformations laissant G_1 et G_2 séparés comme au cours de celles laissant G_1 et G_2 mêlés. Elle doit donc être de la forme $m_1U_1 + m_2U_2 + h$, h étant un terme complémentaire qui peut changer de valeur *quand les gaz séparés se mêlent*.

Les lois du mélange des gaz affirment *encore* que h est constant et, par suite, peut être pris nul, de sorte que la fonction $m_1U_1 + m_2U_2$ joue le rôle d'énergie interne pour toutes les transformations de notre système, même au regard de la diffusion. On sait en effet que la diffusion de deux gaz l'un dans l'autre, à la même pression et à la même température, ne donne ni variation de volume, ni effet calorifique; dans la diffusion, la somme du travail et de la chaleur fournis est nulle. Donc la variation d'énergie interne, qui est h , doit être nulle (je néglige toujours la force vive).

Il faut interpréter d'une manière analogue ce qui est dit sur l'entropie. Ici, pour montrer la nullité du terme complémentaire h , il faut invoquer les expériences d'Ormosse ou, car ces expériences sont assez incomplètes, procéder par voie de postulat. Quoi qu'il en soit, on doit admettre que $m_1S_1 + m_2S_2$ joue le rôle d'entropie aussi bien pour la diffusion d'un gaz dans l'autre que pour les transformations au cours desquelles les gaz restent ou séparés ou mêlés; mais ici S_1 et S_2 dépendent des volumes occupés; ce fait n'introduit d'ailleurs aucune difficulté; il faut seulement se rappeler que, lorsque les gaz sont mêlés, le volume occupé par chacun doit être pris égal au volume total.

§ 3. — LES VAPEURS

Représentations graphiques. — 44. Considérons l'unité de masse de vapeur d'eau et commençons par ne pas négliger les variations de volume de l'eau liquide.

Sur le diagramme de Clapeyron fig. 11), une isotherme de ce corps, relative à une température inférieure à la température critique, a la forme ABCD.

En AB on a de l'eau liquide, en BC un mélange d'eau et de vapeur saturée, en CD de la vapeur seule à l'état surchauffé.

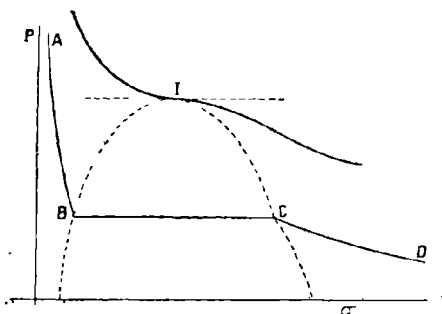


Fig. 11.

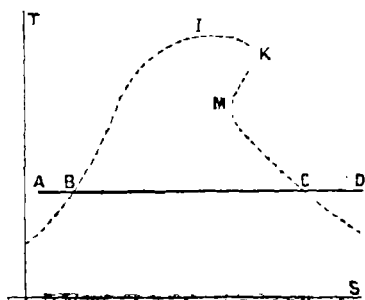


Fig. 12.

Quand la température s'élève, le palier BC diminue. Il disparaît à la température critique en passant par un point d'inflexion I. Les points B et C décrivent deux courbes qui se raccordent en I.

Sur le diagramme entropique, la courbe

BIC a la forme donnée par la figure 12.

Dans la machine à vapeur, la vapeur employée est toujours très au dessous du point critique. Dans la région où l'on se tient, l'arc de courbe décrit par B sur le diagramme de Clapeyron est sensiblement une droite verticale, pratiquement confondue avec op en raison du faible volume de l'eau liquide. Sur le diagramme entropique A et B sont confondus; l'arc décrit par B a pour équation approchée $S = \mathcal{L}T + \text{constante}$, la chaleur spécifique de l'eau étant à peu près 1; enfin le point C reste toujours au dessous du coude KM.

Dans les moteurs à gaz nous rencontrerons de la vapeur à très haute température, bien au-dessus du point critique. Nous la traiterons alors comme un gaz auquel nous appliquerons les lois du paragraphe précédent. Nous allons ici nous borner à rappeler les propriétés de la vapeur d'eau dans la région intéressante pour la machine à vapeur, région qui comprend celle de saturation et ses abords.

Tables de Regnault¹ et leurs compléments. — 45.

Dans la région de vapeur saturée, l'équation de compressibilité est de la forme $p = f(T)$. Elle est donnée numériquement d'une manière très exacte par les tables de Regnault.

Pour la vapeur surchauffée, on peut, dans une 1^{re} approximation, adopter les lois de Mariotte et de Gay-Lussac des gaz parfaits. Toutefois il est préférable de prendre l'équation de Callendar²

$$p(v - \alpha) = RT - Cp \left(\frac{273}{T} \right)^n$$

¹ Voir REGNAULT. On trouvera ces tables sous une forme très commode dans DWELSHAUVERS-DERY 2.

² CALLENDAR. MARCHIS 3.

α étant le volume spécifique de l'eau liquide. Si p est la pression en kilogramme par mètre carré, et si v et α sont les volumes en mètre cube de 1 kilogramme de vapeur et d'eau, les valeurs des constantes sont :

$$R = 47 \quad C = 0,075 \quad n = \frac{10}{3}.$$

46. Regnault a mesuré la chaleur qu'il faut fournir à un gramme d'eau pris dans l'état saturé en B_0 à 0° centigrade pour le porter suivant le chemin B_0BM , au point M (fig. 13). En M on a un mélange d'eau et de vapeur. Soit x la proportion de vapeur ou le *titre*. La quantité de cha-

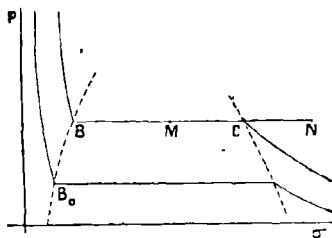


Fig. 13.

leur est désignée par λ . Elle se compose de la quantité de chaleur nécessaire pour passer de B_0 en B , et de la quantité nécessaire pour aller de B en M . La 1^{re} se note q . La seconde est proportionnelle à x et se note rx . On appelle r chaleur latente de vaporisation à pression constante.

$$\lambda = q + rx.$$

q et r sont des fonctions de T données par les tables de Regnault. q vaut à peu près $(T - 273)$.

Au point C on a

$$\lambda = q + r.$$

Dépassons le point C . Pour suivre CN il faut fournir une chaleur égale à $\int_{r_c}^{r_n} C dT$, C étant la chaleur spéci-

fique à pression constante de la vapeur surchauffée. On a en N

$$\lambda = q + r + \int_{T_c}^{T^*} C dT.$$

Les mesures les plus récentes de C sont celles de Knoblauch et Jakob¹. C varie avec la pression et la température. Quand la température s'élève elle tend à devenir indépendante de la pression et, aux très hautes températures (cas des machines à gaz), on peut prendre une chaleur spécifique variant avec la seule température, celle de Mallard et Le Chatelier, par exemple.

Les tables habituellement en usage donnent les quantités λ , q , r , C en petites calories par grammes. Pour les exprimer en unités de travail, il faudra les multiplier par l'équivalent mécanique de la calorie E.

Il est bon de savoir que l'on a, avec beaucoup d'exactitude, en petites calories par gramme, pour la vapeur saturée sèche,

$$\lambda = 606,5 + 0,305 (T - 273).$$

47. Soit α le volume spécifique de l'eau liquide, β le volume spécifique de la vapeur saturée *sèche*, le tout à T degrés. Posons $\beta - \alpha = u$. Sur la figure u est représenté par BC. α , β , u sont des fonctions de T déterminées expérimentalement par Regnault.

Energie interne et entropie. — 48. L'énergie interne de la vapeur d'eau et son entropie sont données par les

¹ KNOBLAUCH et JAKOB, MARCHIS 3.

formules suivantes qui les expriment EN UNITÉS DE TRAVAIL et qui supposent qu'on néglige les variations, parfaitement négligeables, du volume de l'eau avec la température.

Dans les formules ci-après, T_0 représentera la température 273, T la température de saturation à la pression p , T' la température de surchauffe, σ' le volume spécifique de la vapeur surchauffée.

ENERGIE INTERNE :

$$\text{Vapeur saturée} \left\{ U = E \left[q + \left(r - \frac{1}{E} pu \right) x \right] \right.$$

$$\text{Vapeur surchauffée} \left\{ U = E \left[q + \left(r - \frac{1}{E} pu \right) x + \int_{T_0}^{T'} C dT - \frac{1}{E} p(\sigma' - \beta) \right] \right.$$

ENTROPIE :

$$\text{Vapeur saturée} \left\{ S = E \left[\int_{T_0}^{T'} \frac{dq}{T} + \frac{rx}{T} \right] \right.$$

$$\text{Vapeur surchauffée} \left\{ S = E \left[\int_{T_0}^{T'} \frac{dq}{T} + \frac{rx}{T} + \int_T^{T'} \frac{C dT}{T} \right] \right.$$

Ces formules supposent que l'énergie interne et l'entropie de l'eau saturée à zéro centigrade (point B_0) sont nulles. C'est une convention que nous ferons toujours.

On peut remarquer que $\int_{T_0}^{T'} \frac{dq}{T}$ est à peu près $\mathcal{L} \frac{T}{T_0}$, la chaleur spécifique de l'eau étant sensiblement l'unité.

La détente adiabatique réversible a pour équation $S = C^te$.

49. Si on néglige non seulement les variations de volume de l'eau liquide, mais encore le volume même de

cette eau, ce qui est très permis, on peut remarquer que $U + p\sigma = E\lambda$.

Sur le diagramme entropique λ , et par suite $U + p\sigma$, est représenté par la surface b_0B_0BCMm , le point B_0 correspondant à l'eau à zéro centigrade et la courbe BCM étant l'isobare de M . Il s'ensuit forcément que, sur le diagramme de Clapeyron, λ ou $U + p\sigma$ sont représentés par la surface b_0B_0BCMm , les adiabatiques B_0b_0 , Mm étant censées prolongées à l'infini (d'ailleurs la droite B_0B de ce diagramme doit être considérée comme confondue avec Op).

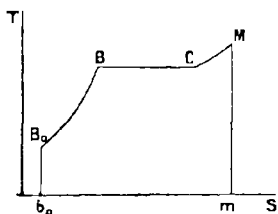


Fig. 14.

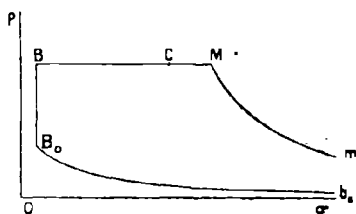


Fig. 15.

M. MOLLIER¹ a construit un diagramme, destiné à représenter les transformations de la

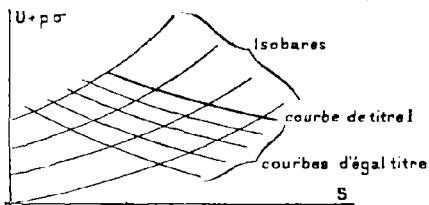


Fig. 16.

vapeur, en portant S en abscisse et $U + p\sigma$ ou $E\lambda$ en ordonnées. Ce diagramme, qui est parfois fort

utile, a la forme suivante (fig. 16).

¹ MOLLIER.

§ 4. — LES MÉLANGES COMBUSTIBLES

Pouvoirs calorifiques. — 50. Considérons un système quelconque où peuvent se produire une ou plusieurs réactions chimiques. Supposons ce système à la température T , enfermé dans un volume V_1 , et soumis à une pression normale et uniforme p_1 . Nous négligerons, dans toutes les transformations, la variation de force vive.

Imaginons que, V_1 restant constant, les réactions se produisent et fassent passer le corps de l'état initial 1 à un état final 3, différent de 1 par la composition chimique, mais où la température soit encore T et le volume encore V_1 ; la pression est devenue p_3 . D'ailleurs la température peut avoir varié au cours de la transformation; il suffit qu'elle soit la même à la fin et au commencement. Au contraire V_1 est censé être resté constant tout le temps. Le système a alors dégagé une quantité de chaleur qui, en vertu de l'équation de l'équivalence, vaut, en unités de travail,

$$L_v = U_1 - U_3$$

et qui, par conséquent, est entièrement déterminée, quel que soit le trajet suivi de 1 à 3, quelle que soit par exemple la manière dont le corps a été refroidi au fur et à mesure de la production des réactions, pourvu que V_1 soit resté constant. L_v est le pouvoir calorifique à volume constant, sous le volume V_1 et à la température T , du système.

Cette notion est très générale. Nous l'appliquerons surtout aux systèmes formés de combustibles et de combustibles, par exemple au mélange $\text{CO} + \text{O}$. Dans l'état 1,

CO et O ne seront pas combinés. On sait qu'on peut, en faisant brûler ces gaz à volume constant, produire une combustion presque complète; supposons-la complète: l'état 3 sera alors l'état CO^2 .

51. Partant toujours du même état 1 (T, V_1, p_1), produisons les réactions à pression constante p_1 , et imaginons que nous parvenions ainsi au même état chimique que tout à l'heure; par exemple avec le mélange $\text{CO} + \text{O}$, imaginons que nous arrivions à CO^2 . La température a pu varier au cours de la modification, mais on suppose qu'à la fin elle revient à T ; au contraire p_1 est resté constant tout le temps. L'état final (état 2) est, dans notre exemple, de l'acide carbonique occupant le volume V_2 , à la pression p_1 , à la température T , ayant U_2 pour énergie interne. La chaleur dégagée, exprimée en unités de travail, est, en vertu de la loi de l'équivalence,

$$L_p = U_1 - U_2 + p_1 (V_1 - V_2) = (U + pV)_1 - (U + pV)_2.$$

Elle est donc parfaitement déterminée quel que soit le trajet suivi de 1 à 2. C'est le *pouvoir calorifique du système à pression constante, dans les conditions p_1, T* .

Relations entre les pouvoirs calorifiques. — 52. Dans le cas des combustibles, les produits de la combustion sont soit des gaz, soit des liquides, soit des solides, soit des vapeurs condensables.

Imaginons d'abord que ces produits ne contiennent pas de vapeurs condensables. Leur énergie interne ne dépend alors que de la température (en adoptant les lois approchées des § 1 et 2). Les états 3 et 2 ci-dessus se rapportant aux mêmes produits et étant à la même tempéra-

ture (le volume seul diffère), il s'ensuit que $U_2 = U_3$. On a par suite

$$L_p = L_v + p_1 (V_1 - V_2).$$

53. Cas où les produits de la combustion contiennent des vapeurs condensables. — Mais si les produits de la combustion contiennent des vapeurs condensables, on ne peut plus raisonner ainsi, parce que la proportion de vapeur condensée peut alors varier de l'état 3 à l'état 2.

Soit par exemple, à 50° centigrades et à la pression atmosphérique p_1 , un mélange $H^2 + O$ occupant le volume V_1 . Produisons la combustion, supposée complète, à pression constante. L'état final 2, à la température de 50° et à la pression atmosphérique, ne peut être que de l'eau entièrement condensée. Si, au contraire, le mélange brûle à volume constant, on aura un état 3 dans lequel une partie x de l'eau sera à l'état de vapeur. On ne peut plus écrire $U_3 = U_2$.

On a l'habitude de ramener au cas général le cas où les produits de la combustion contiennent des vapeurs condensables par la fiction suivante, fort peu satisfaisante, à notre avis, au point de vue théorique, mais assez commode pratiquement.

Dans la combustion à volume constant du mélange précédent $H^2 + O$, imaginons que la combustion amène d'abord l'eau à l'état de vapeur dans le volume V_1 et à la température de 50° : ce sera l'état 3'. Un tel état est idéal; c'est un état situé sur l'isotherme théorique de James Thomson; il n'est pas sûr qu'on puisse y parvenir. Nous admettrons néanmoins qu'on peut raisonner comme s'il était toujours réalisable. C'est une hypothèse, mais qui ne soulève pas d'objection sérieuse, de semblables hypo-

thèses étant indispensables en Thermodynamique et les expériences de Wüllner et Grotrian ayant montré la possibilité d'atteindre au moins quelques-uns de ces états idéaux, où la pression de la vapeur est supérieure à la tension maxima correspondant à la température à laquelle elle est portée. Pour passer de l'état 3' à l'état 3, il faudrait condenser la quantité $1 - x$ de vapeur. Cette condensation serait d'ailleurs un phénomène qui n'a pas été étudié par Regnault, car elle se ferait dans des conditions irréversibles, et non sous la tension correspondant à la température. Aussi procéderons-nous de la façon suivante. Nous commencerons par dilater *isothermiquement* la vapeur à 50° jusqu'à ce que sa pression devienne la tension maxima p correspondant à 50° (état 3''); puis nous condenserons, à cette pression et à 50°, la masse $(1 - x)$ de fluide (condensation réversible).

Raisonnons sur ces transformations fictives comme si elles étaient réelles. Suivons, dans le trajet 13'3''3, la variation d'énergie interne ou, ce qui est la même chose, la somme du travail et de la chaleur fournis et égalons-la à la même variation dans le trajet direct 13. Soient L_v' la chaleur dégagée de 1 à 3', et ΔU la variation d'énergie interne de 3' à 3''. On aura

$$L_v = L_v' + \Delta U + (1 - x)Er - (1 - x)pu.$$

r, u , sont les quantités du § 3 pour la température de 50°.

La quantité ΔU , se rapportant à une transformation dans l'état idéal de James Thomson, n'est pas connue. Admettons qu'on puisse *sensiblement*, dans cet état idéal, appliquer à la vapeur les lois des gaz parfaits et considérer l'énergie interne comme indépendante de la température.

ΔU , qui se rapporte à une modification isotherme est alors nul.

C'est là le point qui est, comme nous le disions tout à l'heure, peu satisfaisant au point de vue théorique. Les mesures récentes de la chaleur spécifique de la vapeur surchauffée ont montré qu'elle dépendait de la pression ; d'où il suit que l'énergie interne de la vapeur surchauffée en dépend aussi. Il est dès lors infiniment probable qu'il en est de même de l'énergie interne dans les états réalisés par Wüllner et Grotrian. Mais pratiquement on peut penser que ΔU est sinon nul, du moins négligeable. *Nous l'admettrons et nous ferons toujours cette hypothèse dans les questions de pouvoirs calorifiques, sans nous faire illusion sur sa valeur théorique.* Nous avons alors :

$$L_v = L'_v + E(1 - x) \left(r - \frac{1}{E} p u \right).$$

La quantité L'_v définie ainsi s'appelle le *pouvoir calorifique avec eau non condensée* ou *pouvoir inférieur* à volume constant. (L_v est le *pouvoir supérieur*).

De même dans la combustion à pression constante, on imagine que l'on arrive d'abord à un état $2'$ où l'eau est à l'état de vapeur, à 50° et à la pression p_1 , cette 1^{re} modification dégageant L'_p . Puis on détend isothermiquement la vapeur jusqu'à p ; on la condense ensuite entièrement à cette pression. Enfin on comprime isothermiquement l'eau de p à p_1 . Il faut suivre, dans ces opérations, pour avoir L_p , les variations de $U + pV$. On fait toujours la même hypothèse sur ΔU pendant la détente isotherme, et on y ajoute celle que, dans cette détente, la loi de Mariotte est approximativement vérifiée. On a ainsi

$$L'_p = L_p - Er.$$

L'_p est le pouvoir calorifique à pression constante avec eau non condensée, ou pouvoir inférieur à pression constante.

C'est ainsi que, par l'hypothèse, que nous adopterons, de l'applicabilité des lois des gaz parfaits aux états de la vapeur situés sur l'isotherme théorique de J. Thomson, on peut définir les pouvoirs L'_p et L'_v . Ces pouvoirs peuvent alors, toujours moyennant la même hypothèse, être comparés comme L_p et L_v à l'article 52. On aura donc, V'_2 étant le volume de l'état 2'

$$L'_p = L'_v + p_1(V_1 - V'_2).$$

Variation des pouvoirs calorifiques. — 54. Influence de la pression. Les pouvoirs calorifiques varient en principe avec les conditions initiales de la combustion.

Étudions d'abord l'influence de la pression initiale p_1 . Soit L_p le pouvoir à pression constante dans les conditions p_1 , T, et Λ_p le pouvoir, pour les mêmes réactions, dans les conditions Π_1 , T. On a

$$L_p = U_1 - U_2 + p_1(V_1 - V_2)$$

A la pression Π_1 , l'état initial et l'état final ont les volumes φ_1 et φ_2 . Les énergies internes sont encore U_1 et U_2 parce que rien n'est changé que le volume aux états 1 et 2 et que les corps composant le mélange sont soit des gaz, soit des solides, soit des liquides et jamais des vapeurs condensables, pourvu qu'on considère les pouvoirs sans eau condensée. Donc

$$\Lambda_p = U_1 - U_2 + \Pi_1(\varphi_1 - \varphi_2)$$

Les seuls volumes sensibles sont les volumes des gaz

(ou des vapeurs assimilables à des gaz) et la loi de Mariotte apprend que

$$\Pi_1 \varphi_1 = p_1 V_1 \quad \Pi_1 \varphi_2 = p_1 V_2.$$

Donc

$$L_p = \Lambda_p.$$

Même raisonnement pour L_v . — Les pouvoirs calorifiques sont donc sensiblement indépendants de la pression.

Naturellement, il n'en serait pas de même si on considérait les pouvoirs avec eau condensée.

55. Influence de la température T. Formules de Kirchhoff. — Soit, par exemple, le mélange CO + O à la température T et à la pression p_1 ; son pouvoir calorifique à pression constante est L_p . Faisons-le passer par la succession d'états suivants.

Élévation de température de T à θ à p_1 constant, sans combiner CO et O — combinaison à l'état de CO², à pression p_1 constante, et retour à la température θ ; il se dégage alors une quantité de chaleur Λ_p qui est le *pouvoir calorifique* à θ — refroidissement des gaz brûlés à pression p_1 constante de θ à T.

C_1 et C_2 étant les capacités calorifiques totales à pression constante avant et après la combustion, la chaleur totale dégagée dans le trajet est

$$\Lambda_p + \int_x^\theta (C_2 - C_1) dT.$$

Elle doit être égale à L_p , car elle correspond, comme L_p , à un passage à pression p_1 constante de l'état 1 à l'état 2. Donc

$$\Lambda_p = L_p + \int_x^\theta (C_1 - C_2) dT.$$

Il est évident que le raisonnement est général, pourvu que l'on considère, s'il y a lieu, les pouvoirs calorifiques avec *eau non condensée*.

On démontre de même que

$$\Lambda_v = L_v + \int_T^{\theta} (c_1 - c_2) dT$$

c_1 et c_2 étant les capacités calorifiques totales à volume constant.

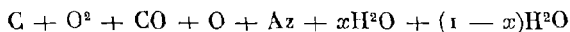
Des calculs numériques exécutés sur ces formules montrent que, si l'on considère les pouvoirs *sans eau condensée* des combustibles utilisés dans les moteurs thermiques, ils varient un peu avec la température, mais que cette variation est assez faible.

Naturellement elle est notable si on considère les pouvoirs avec *eau condensée*.

Etude d'un combustible complexe. — 56. La composition la plus générale des mélanges combustibles utilisés dans les machines est la suivante.

- 1° Un combustible solide, par exemple C.
- 2° L'oxygène qui va le brûler, ici O^2 .
- 3° Un combustible gazeux, par exemple $CO + O$.
- 4° Des gaz inertes où O^2 et $CO + O$ sont dilués, par exemple Az.
- 5° De l'eau, dont une partie $1 - x$ est liquide et dont l'autre partie x sature les gaz.

Je prends donc comme exemple le corps suivant



Calculons le pouvoir calorifique, à pression constante par exemple, de ce système. La pression est supposée p_1 et

la température. T (la tension de vapeur à la température T est supposée $= p < p_1$).

Le pouvoir calorifique cherché est, nous le savons, la variation de $U + pV$ quand on passe de l'état représenté par le croquis 1 de la figure 17 à celui qui est représenté par le croquis 2, où tous les combustibles sont brûlés et où une proportion γ d'eau est vaporisée.

Au lieu de ces deux états, considérons-en deux autres 1' et 2', représentés par la figure 18, et différant des précédents en ce que les constituants des mélanges gazeux sont séparés et isolés à la pression p_1 . (On remarquera toujours l'utilisation des états idéaux de James Thomson).

On ne peut pas passer de 1 à 1', mais on peut passer de 1' à 1, ce sont donc deux états du même système. D'ailleurs $U + pV$ est le même en 1' et en 1. De même on peut passer de 2' en 2 et $U + pV$ est le même en 2' et en 2.

Nous aurons donc le pouvoir calorifique en calculant la différence entre les valeurs de la fonction $U + pV$ pour 1' et pour 2'.

Nous pouvons passer de 1' à 2' en effectuant successivement les transformations relatives à chaque partie.

Az ne change pas.

$\text{CO} + \text{O}$ devient CO^2 . La variation correspondante de $U + pV$ est le *pouvoir calorifique* de $\text{CO} + \text{O}$.

$\text{C} + \text{O}^2$ devient CO^2 . La variation correspondante de $U + pV$ est le *pouvoir calorifique* de $\text{C} + \text{O}^2$.

La partie

$$x\text{H}^2\text{O}_{\text{vap.}} + (1 - x)\text{H}^2\text{O}_{\text{liq.}}$$

devient

$$y\text{H}^2\text{O}_{\text{vap.}} + (1 - y)\text{H}^2\text{O}_{\text{liq.}}$$

Il ne faut pas produire tout de suite la vaporisation $(y - x)$,

car nous sommes à la pression p_1 , qui n'est pas la tension de vapeur à la température T , et nous ignorons la variation

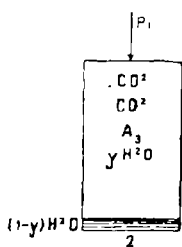
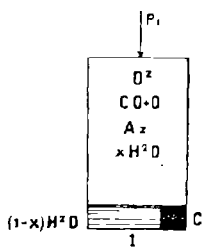


Fig. 17.

de $U + pV$ qui s'ensuivrait. Nous commencerons par détendre isothermiquement l'eau et la vapeur jusqu'à la pression p , tension de vapeur à T . Cette opération donnera une variation

de $U + pV$ nulle, si on assimile la vapeur à un gaz et si on néglige le volume de l'eau liquide.

Puis on produira la vaporisation $(y-x)H^2O$, c'est-à-dire la vaporisation d'une masse égale à $(y-x)18$ grammes. La diminu-

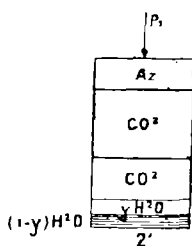
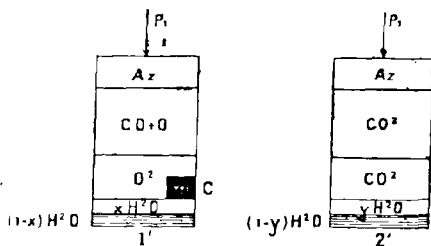


Fig. 18.

tion de $U + pV$ sera $r(x-y)18$, r étant pris à la température T . Enfin on comprimera isothermiquement l'eau et la vapeur jusqu'à p_2 , ce qui ne fera pas varier $U + pV$.

Le pouvoir calorifique est la somme de toutes ces variations de $U + pV$. Il est donc

pouvoir de $(CO + O) +$ pouvoir de $(C + O^2) + r(x-y)18$.

On voit que, grâce aux propriétés des mélanges de gaz, les pouvoirs calorifiques s'ajoutent.

57. On peut raisonner un peu plus rapidement en se rappelant qu'un gaz est un vide pour un autre gaz. Pour calculer la variation de $U + pV$ en passant de 1 à 2, on peut donc voir séparément,

CO + O à sa pression partielle dans le mélange
 O^2 à sa pression partielle
 xH^2O à sa pression partielle.

La combustion de CO + O donnera le pouvoir calorifique correspondant, lequel est indépendant de la pression.

Le carbone C est à la pression p_1 . On peut l'amener à la pression partielle de O^2 sans faire varier $U + pV$, si on néglige le volume de C, ce qui est très permis. La combustion C + O^2 donne alors le pouvoir calorifique de ce système, d'ailleurs indépendant de la pression.

$(1 - x) H^2O$ est à la pression p_1 . On l'amènera à la pression p , tension de vapeur à T, sans changer $U + pV$. xH^2O sera de même amené à cette pression par une détente isothermique sans faire varier $U + pV$. On vaporisera $(y - x) H^2O$, et on ramènera le tout à l'état final, savoir yH^2O à sa pression partielle et $(1 - y) H^2O$ à p_1 . On fera la somme de toutes les variations de $U + pV$ dans ces transformations.

Pouvoir calorifique d'un mélange gazeux. — 58. Mais quel est le pouvoir calorifique d'un mélange gazeux comme CO + O formé dans les proportions exactes pour la combustion ?

Nous avons $2N$ molécules de CO et N molécules de O . Si ce mélange brûle partiellement et forme μ molécules de CO^2 il reste $2N - \mu$ molécules de CO et

$N - \frac{\mu}{2}$ molécules d'oxygène. Si $\varpi_1, \varpi_2, \varpi_3$ sont les poids moléculaires, on a un mélange formé de

$$\begin{aligned} & (2N - \mu) \varpi_1 \\ & \left(N - \frac{\mu}{2} \right) \varpi_2 \\ & \mu \varpi_3 \end{aligned}$$

Soient U_1, U_2, U_3 les énergies internes de CO, O et CO² isolés. Nous savons, par les lois de mélange des gaz, que la fonction

$$(2N - \mu) \varpi_1 U_1 + \left(N - \frac{\mu}{2} \right) \varpi_2 U_2 + \mu \varpi_3 U_3$$

joue le rôle d'énergie interne pour toutes les transformations du mélange au cours desquelles μ ne varie pas. Les énergies U_1, U_2, U_3 ne sont déterminées qu'à une constante près ; mais cela ne fait rien tant que μ reste le même.

Mais μ peut varier. Or, il y a certainement une fonction qui joue le rôle d'énergie interne pour toutes les transformations, aussi bien pour celles où μ varie que pour celles où μ est constant. Cette fonction doit être telle que, lorsque μ est constant, ses variations se réduisent à celles de l'expression

$$(2N - \mu) \varpi_1 U_1 + \left(N - \frac{\mu}{2} \right) \varpi_2 U_2 + \mu \varpi_3 U_3.$$

Elle doit donc être de la forme

$$(2N - \mu) \varpi_1 U_1 + \left(N - \frac{\mu}{2} \right) \varpi_2 U_2 + \mu \varpi_3 U_3 + \varphi(\mu).$$

La fonction $\varphi(\mu)$ se déterminera précisément par la mesure du *pouvoir calorifique à volume constant*.

Prenons pour U_1, U_2, U_3 , qui ne sont déterminés qu'à une constante près, les expressions c_1T_1, c_2T_2, c_3T . Dans l'énergie interne ci-dessus, la partie variable avec μ est alors

$$\mu \left(\varpi_3 c_3 - \frac{\varpi_2 c_2}{2} - \varpi_1 c_1 \right) T + \varphi(\mu).$$

Un gaz étant un vide par un autre gaz, il faut que, pour une combustion partielle $\mu < 1$, la chaleur dégagée soit μ fois celle que dégage la combustion totale. $\varphi(\mu)$ sera donc de la forme $A\mu + B$. Et A sera déterminé par une expérience de mesure du pouvoir calorifique à une seule température.

Température de combustion. — 59. Considérons un mélange combustible. La réaction ne s'y produit que s'il est porté à une certaine température, qu'on appelle *température d'inflammation*.

Il suffit d'ailleurs de porter à la température d'inflammation une partie très petite du système. Cette petite partie brûle, et, par la chaleur mise en jeu, enflamme les parties voisines; il y a propagation de l'inflammation. Il suit de là que la chaleur à dépenser pour produire un allumage peut être considérée comme tout à fait négligeable.

60. Nous partons de la température T . Nous enflammons le système en portant une très petite partie à la température d'inflammation. Imaginons que le système brûle complètement sans échange de chaleur avec l'extérieur. Les produits brûlés atteignent alors une température qu'on appelle *température de combustion* et que nous désignerons par θ .

Cette température est d'ailleurs différente suivant que la combustion se fait à volume constant ou à pression constante.

Calculons la température de combustion à pression constante d'un mélange dont le pouvoir calorifique à pression constante est L_p .

Produisons la combustion à pression constante *adiabaticquement*. La température atteint θ . Refroidissons maintenant les gaz brûlés à pression constante de θ à T , ce qui dégage la chaleur $\int_T^\theta C dT$, C étant la capacité calorifique totale à pression constante des produits brûlés. La chaleur dégagée dans la transformation totale est $0 + \int_T^\theta C dT$. Elle doit être égale à L_p .

$$L_p = \int_T^\theta C dT$$

Cette équation détermine θ .

De même, dans une combustion à volume constant, on a

$$L_v = \int_T^\theta c dT,$$

c étant la capacité calorifique à volume constant.

61. Si les produits brûlés contiennent des vapeurs condensables, il faut aux termes $\int_T^\theta C dT$ ou $\int_T^\theta c dT$ ajouter un terme correspondant à la condensation de ces vapeurs. Je vais faire le raisonnement, pour fixer les idées, sur le cas de la combustion à pression constante.

Le terme à ajouter se trouve toujours facilement si on se rappelle que la quantité qu'il faut égaler à L_p , c'est la variation de $U + pV$. Pendant la combustion, qui est adiabatique, $U + pV$ ne change pas, et ce qui intéresse, c'est la diminution de $U + pV$ dans le refroidissement de θ à T . Prenons par exemple le mélange étudié dans les articles 56 et 57.

$\int_x^\theta C dT$ donne la diminution de $U + pV$

quand on passe de l'état θ à un état, de température T , où tous les corps sont à l'état aériforme. Il faut maintenant passer de cet état intermédiaire à l'état final. Pour cela, se rappelant qu'un gaz est un vide pour un autre gaz, on comprimera isothermiquement la vapeur d'eau, supposée seule, depuis sa pression partielle jusqu'à la tension p à la température T (cela ne fera pas varier $U + pV$); puis on en condensera une partie $1 - \gamma$, ce qui donnera $(1 - \gamma) r \times 18$; enfin on ramènera isothermiquement la vapeur restante γ à sa pression partielle dans le mélange final et l'eau à la pression p_1 (ce qui ne fera pas varier $U + pV$). Il faudra donc écrire :

$$L_p = \int_x^\theta C dT + (1 - \gamma) r \times 18$$

r étant pris à la température T .

La quantité $L_p - 18r(1 - \gamma)$ est le pouvoir avec eau non condensée. La formule $L = \int C dT$ est donc générale si on considère les pouvoirs calorifiques inférieurs.

CHAPITRE III

LES MACHINES ¹

§ I. — APPLICATION DE LA NOTION D'ÉNERGIE UTILISABLE AUX MACHINES

Constitution des machines. — 62. Les machines de l'industrie sont des systèmes matériels qui produisent du travail en subissant une transformation monothermique (24). C'est le milieu ambiant qui joue le rôle de la source extérieure à température T_0 . La machine est constituée par des corps qui changent d'état, et par des corps qui décrivent des cycles ; nous appellerons les premiers *corps actifs* et les derniers *intermédiaires*. Le § 5 du chapitre premier est applicable aux machines ; si on se donne a priori l'état initial E ainsi que l'état final F des corps actifs, le travail maximum que peut produire la machine est la variation, entre ces deux états, de la fonction G des corps actifs.

Pour être tout à fait correct, il faut dire que, ici, le mot *état* doit être entendu dans un sens un peu plus large que dans le chapitre I : un simple changement de position sans changement d'état interne pourra être un changement d'état pour une machine *s'il fait varier la fonction G en faisant varier Ω* . Tous les autres changements de position doivent être considérés comme indifférents.

Dans les moteurs hydrauliques, le corps actif est l'eau

¹ JOUGUET. 4, 5, 6.

qui descend du bief d'amont au bief d'aval ; les intermédiaires sont les organes de la machine. Le corps actif change de position et non d'état physique ou chimique. Ce qui varie dans la fonction G de l'eau, c'est le terme Ω , lequel contient le potentiel de la pesanteur.

Dans les moteurs à air comprimé, le corps actif est la masse d'air qui passe d'un état à un autre.

Dans les moteurs thermiques, le corps actif est constitué par le combustible avec l'air nécessaire à sa combustion. Il change d'état. Tout le reste, vapeur dans la machine à vapeur, et organes de la machine dans la machine à vapeur comme dans les moteurs à gaz, fait partie des intermédiaires.

Forces agissant sur les machines. — 63. Les systèmes qui constituent les machines sont tous placés au sein de l'atmosphère. Ils sont donc tous soumis, sur leur périphérie, à l'action de la pression atmosphérique p_a . Le potentiel correspondant à cette force est $p_a V$, en désignant par V le volume de la machine. Ce terme doit donc figurer dans Ω . Dans l'expression de G , il est, si l'on peut dire, corrélatif du terme — $T_0 S$; de même que le milieu est, par sa température T_0 , une source possible d'énergie calorifique pour la machine, de même il est, par sa pression, une source possible d'énergie mécanique.

64. Mais il convient d'insister pour se représenter bien exactement la machine et les forces qui agissent sur elle.

R est une masse d'air comprimée à 6 kilogrammes par centimètre carré (fig. 19). Le réservoir qui la contient communique avec un cylindre M , où l'air va travailler et d'où il s'évacuera dans l'enceinte C . Dans l'enceinte C ,

Moteurs thermiques,

5

un piston convenablement chargé établira une pression de 2 kilogrammes. Au début l'air est enfermé dans R à 6 kilo-

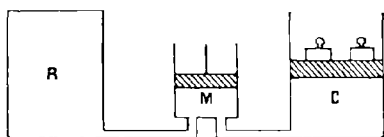


Fig. 19.

grammes (état E) et le piston de M est au bas de sa course. Le moteur se mettant en marche, tout l'air sera au bout d'un certain

temps à la pression de 2 kilogrammes et occupera les espaces R, M, C, (état F).

On voit bien que la pression atmosphérique s'exerce sur toute la périphérie du système. Il n'y a d'ailleurs pas d'autre force dans le terme Ω , si nous négligeons la pesanteur de l'air. Quant aux forces dont le travail est ce qu'on a appelé le *travail produit* par la machine, ce sont : 1° la pesanteur des poids qui chargent le piston C ; 2° les forces résistantes s'exerçant sur le piston du moteur M. Si la marche a été réversible, le travail de ces forces, le travail produit, a été

$$(U - T_0S + p_aV)_e - (U - T_0S + p_aV)_i$$

Les lettres U, S, V se rapportent à la masse d'air considérée, car tout ce qui se rapporte au reste disparaît dans la différence.

65. Au cours de l'expérience que nous venons de décrire, la pression baisse progressivement dans R ; il n'y a pas là la continuité de fonctionnement qui se rencontre dans les machines industrielles. Quand une machine industrielle marche en régime, sa marche est périodique ; tout y revient au même état à intervalles fixes ; la durée de ces intervalles est celle du coup de

piston pour les machines à piston ; elle est infiniment petite pour des machines comme les turbines. Voici alors comment il faut se représenter les choses (fig. 20).

M est la machine. Je considère, au début d'une période, le système matériel formé par la machine, les corps

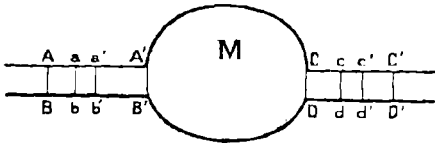


Fig. 20.

actifs qui la remplissent, et les corps actifs qui vont y entrer pendant la durée d'une période et qui, au début, se trouvent, en $AB A B'$. Ce système matériel est limité par AB et CD ; c'est là l'état E. Au bout d'une période, la tranche AB est venue en $A'B'$, la tranche CD en $C'D'$, notre système matériel est alors $A'B'C'D'$; c'est l'état F. L'espace $CDC'D'$ contient une masse de corps actifs égale à celle qui occupait tout à l'heure $ABA'B'$; mais cette masse est dans un état différent.

Nous supposons que, dans les états E et F des corps actifs, la viscosité mécanique n'est pas sensible et que la pression y est suffisamment bien définie, p_E et p_F . Ces deux pressions appuient respectivement sur les tranches AB et CD pendant qu'elles viennent en $A'B'$, $C'D'$. Désignons par w_E le volume compris entre les sections $A'B'$ et ab , par w_F le volume compris entre les sections CD et cd . Le travail élémentaire de p_E et de p_F est $-p_E dw_E - p_F dw_F$, ce qui donne, dans Ω , un terme $p_E w_E + p_F w_F$. La valeur de Ω_E est alors $p_E V_E$, celle de Ω_F est $p_F V_F$, V_E et V_F étant les volumes, dans les états E et F, de la quantité de corps actifs qui pénètre dans la machine pendant la durée d'une période.

Appliquons le théorème de l'énergie utilisable à la transformation du système ABCD venant en A'B'C D'. L'énergie interne U et l'entropie S du système sont la somme des énergies internes et des entropies des parties. Les états E et F présentent une partie commune, la partie A'B'CD qui ne contient pas, à la vérité, aux deux instants la même matière, mais qui contient la même quantité de matière dans le même état. Dans la différence $U - T_0 S)_E - (U - T_0 S)_F$ il ne restera donc que les termes correspondants aux corps actifs ABV'B' et CDC'D'.

La force vive de toute la machine n'est pas négligeable ; mais celle de A'B'CD a repris la même valeur ; dans la différence il ne reste que celles de ABA'B' et CDC'D' ; or celles-là doivent être considérées comme insensibles.

Le travail produit τ est, avec un signe inverse, le travail des résistances s'exerçant sur les pièces solides du moteur M.

Le terme $\Omega_E - \Omega_F$ comprend déjà $p_E V_E - p_F V_F$. Désignons par ψ le potentiel des autres forces qui figurent dans cet Ω . Doit-on mettre dans ψ la pression atmosphérique ? On peut bien dire que la pression atmosphérique p_a s'exerce sur toute la périphérie du système, mais à condition de concevoir que, sur AB et CD, s'exercent : 1° la pression p_a ; 2° les pressions $p_E - p_a$ ou $p_F - p_a$. Le travail de p_a est alors $-p_a (V_F - V_E)$, car $V_F - V_E$ est la variation du volume total de la machine, puisque, pendant la durée de la période, tout ce qui est compris entre A'B' et CD revient au même volume. Le travail de $p_E - p_a$ et de $p_F - p_a$ est, par le raisonnement donné plus haut, $(p_E - p_a)V_E - (p_F - p_a)V_F$. Le travail $p_E V_E - p_F V_F$ comprend donc implicitement celui de la pression atmosphérique qui, par suite ne doit pas

être mis dans Ψ . *Mais on remarquera avec soin que notre raisonnement ne subsisterait pas si on considérait une durée qui ne fût pas celle d'une période, car alors tout ce qui est compris entre A'B' et CD ne reviendrait pas au même état.*

Dans ces conditions le théorème s'écrira

$$(19) \tau = (U - T_0 S + pV + \Psi)_E - (U - T_0 S + pV + \Psi)_F - \int_E^F T_0 d\Omega;$$

c'est la forme que lui donne M. Stodola ¹.

66. Telle est l'expression du *travail produit* par une machine dans les conditions les plus habituellement réalisées dans la pratique. Trois points doivent d'ailleurs rester bien présents à l'esprit quand on se reporte à cette formule.

1° Le *travail produit* changé de signe n'est pas le travail de toutes les forces agissant sur la machine. C'est, comme on l'a déjà dit, le travail des résistances utiles ; il ne comprend pas celui des forces rentrant dans $pV + \Psi$.

2° La formule n'est exacte que pendant la durée d'une période.

3° Les termes $(U - T_0 S + pV + \Psi)_E - (U - T_0 S + pV + \Psi)_F$ doivent être calculés pour les corps actifs seulement. Mais le travail non compensé $\int T_0 d\Omega$ provient de tous les corps de la machine.

La fonction $U - T_0 S + pV + \Psi$ n'est qu'un cas particulier de $U - T_0 S + \Omega$ ². Aussi l'appellerons-nous

¹ STODOLA. 1, 2.

² Dans un mémoire ancien (JOUQUET 5.), j'ai dit que la fonction $U - T_0 S + pV + \Psi$ n'était pas un cas particulier de $U - T_0 S + \Omega$. C'est une inadvertance que je corrige ici.

encore *Energie utilisable*. Toutefois nous la désignerons par la lettre Γ .

Dans tous les cas que nous aurons à étudier dans le présent ouvrage, le terme ψ sera nul et Γ se réduira à $U - T_0S + p\Lambda$.

§ 2. — LES ÉVOLUTIONS THÉORIQUES

Moteurs hydrauliques et moteurs à air comprimé.

— 67. C'est à la quantité $\Gamma_E - \Gamma_F$, c'est-à-dire au travail maximum obtenu dans une évolution entièrement réversible, qu'il faut comparer le travail produit par une machine quelconque.

68. Ce terme de comparaison est très facile à imaginer toutes les fois que le corps actif est un corps qui ne subit d'autres transformations internes que des changements de volume et de température.

Dans les machines hydrauliques, par exemple, où le corps actif est l'eau qui se déplace et où l'état physique de cette eau est le même au début et à la fin, il suffit, pour obtenir le travail $\Gamma_E - \Gamma_F$, d'imaginer que l'eau fonctionne dans un moteur sans frottement et avec assez de lenteur pour que les effets de la viscosité soient insensibles, pour que le fluide n'ait aucune tendance à s'échauffer et à céder de la chaleur à l'extérieur. Le fonctionnement est alors réversible et le travail produit est $\Gamma_E - \Gamma_F$.

69. L'absence de frottement dans le moteur et la lenteur du fonctionnement permettent encore d'obtenir

l'évolution réversible, c'est-à-dire le travail $\Gamma_E - \Gamma_F$, dans le cas du moteur à air comprimé où le corps actif est l'air qui passe d'une pression à une autre. Nous pourrions représenter cette évolution réversible en imaginant que nous placions, sur le cylindre dans lequel elle se produit, un indicateur de Watt. Le diagramme donné par un indicateur de Watt a pour ordonnées les pressions et pour abscisses les volumes occupés à chaque instant dans le cylindre par le fluide évoluant. Il a quelque analogie avec celui de Clapeyron ; il n'est point toutefois identique, car les abscisses n'y sont pas les volumes d'une même masse de gaz. En général l'air arrive

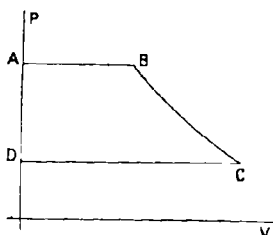


Fig. 21.

au cylindre à la température ambiante T_0 et l'état final où il parvient, après évacuation, est encore à la température T_0 . L'évolution réversible est alors représentée par la figure 21 et formée des opérations suivantes :

AB admission de l'air, poussé par la pression p_e de l'enceinte dont il sort ; BC détente isotherme réversible à T_0 jusqu'à la pression p_f ; CD évacuation dans une enceinte à la pression p_f .

La surface du diagramme ABCD mesure $\Gamma_E - \Gamma_F$.

Nous pouvons généraliser et supposer que, dans les états initial et final, l'air est à des températures T_E et T_F différentes de T_0 . Dans ce cas, l'évolution réversible $\Gamma_E - \Gamma_F$ au contact de la source T_0 pourra toujours se faire dans un cylindre ; elle sera représentée, dans le diagramme de Watt, par l'une quelconque des 6 figures

22, 23, 24, 25, 26, 27 suivant les grandeurs relatives de T_E , T_F , T_0 , et se composera des opérations suivantes.

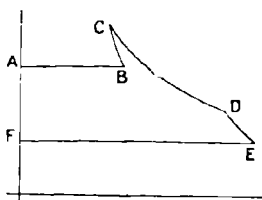


Fig. 22.

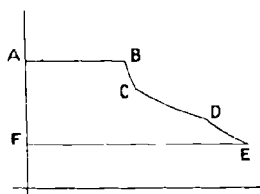


Fig. 23.

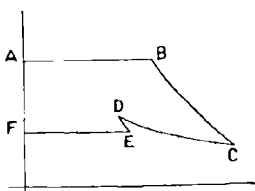


Fig. 24.

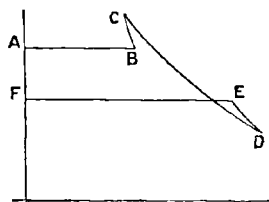


Fig. 25.

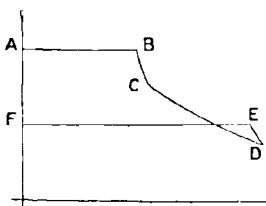


Fig. 26.

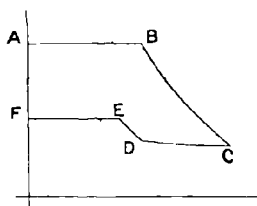


Fig. 27.

AB admission à la pression p_E et à la température T_E ;
 BC compression ou détente adiabatique réversible jusqu'à
 la température T_0 de la source ; CD détente ou compres-

sion isotherme réversible à T_0 jusqu'à un état qui se trouve sur l'adiabatique du point E ; DE détente ou compression adiabatique jusqu'à la pression p_f et à la température T_f ; EF évacuation.

$\Gamma_k - \Gamma_f$ est toujours représenté par la surface du diagramme.

Sans doute ce cas est un peu compliqué et est peu intéressant pour les moteurs à air comprimé. Mais il est bien évident que ce qui vient d'être dit ne s'applique pas uniquement à l'air ; c'est valable toutes les fois qu'on a un fluide quelconque dont l'état dépend seulement du volume et de la température. Nous avons là un moyen de représenter graphiquement l'énergie utilisable Γ d'un tel fluide. Nous aurons l'occasion de nous en servir.

Moteurs thermiques. — 70. Les moteurs thermiques sont caractérisés par la mise en œuvre, comme corps actifs, de combustibles subissant des transformations chimiques. L'expression $\Gamma_k - \Gamma_f$ n'est plus susceptible d'une représentation aussi simple que dans les machines précédentes parce que l'évolution réversible, qui donnerait ce travail, serait fort compliquée : il faudrait, pour la réaliser, utiliser le processus de Robin (31).

Une semblable évolution serait fort loin de la pratique des machines. De plus elle serait fort difficile à étudier dans l'état actuel de la science, dont les expériences ne sont pas assez avancées pour faire connaître la variation d'entropie et par suite la variation de Γ produite par le phénomène complexe de la combustion. Pour ces deux raisons, nous adopterons, pour les moteurs thermiques, un nouveau terme de comparaison, que nous appellerons *l'évolution théorique*, laquelle différera de l'évolution ré-

versible par le fait que nous accepterons d'y produire une transformation, la combustion, irréversiblement.

Si on veut, on peut dire que, pour les moteurs hydrauliques et à air comprimé, on prend pour évolution théorique l'évolution réversible elle-même, tandis que, pour les moteurs thermiques, l'évolution théorique diffère de l'évolution réversible.

71. Soit par exemple un mélange gazeux formé d'un comburant et d'un combustible et pris à la pression atmosphérique. Faisons-le entrer dans un cylindre ce qui, sur un diagramme de Watt, donne la ligne AC (fig. 28).

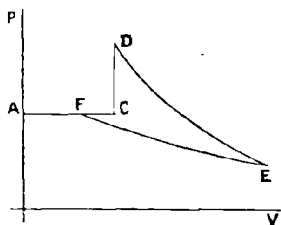


Fig. 28.

Enflammons-le au point C et supposons que le piston du cylindre soit arrêté pendant la combustion, de façon que celle-ci se fasse à volume constant suivant CD; détendons ensuite adiabatiquement les gaz en DE jusqu'à la température ambiante T_0 ; puis

comprimons-les en les refroidissant de manière à décrire une isotherme réversible EF à T_0 ; enfin évacuons-les suivant FA. Cette évolution comprend un seul phénomène irréversible, la combustion.

C'est l'évolution théorique du moteur à gaz de Lenoir et du moteur atmosphérique d'Otto et Langen.

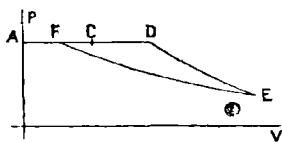


Fig. 29.

On peut aussi imaginer l'évolution théorique suivante. Après l'admission en C, produisons la combustion à pression constante (fig. 29)

suivant CD ; puis réalisons la détente adiabatique DE, la compression isotherme EF et l'évacuation FA. Il n'y a pas de moteur à gaz dont le fonctionnement se rapporte à cette évolution ; mais nous allons voir que la machine à vapeur s'y rattache.

Le *travail produit* τ par ces évolutions théoriques est la surface des deux diagrammes dessinés. Il y a bien, agissant sur le corps, d'autres forces que les résistances appliquées au piston ; il y a la pression atmosphérique à l'admission et à l'échappement, mais nous savons qu'elle n'entre pas dans τ .

Mode à feu externe et à feu interne. — 72. On peut réaliser par une voie différente les évolutions théoriques que nous venons de décrire. Imaginons qu'après la combustion, au point D, au lieu de réaliser les transformations DE et EF des gaz brûlés, puis l'évacuation FA, nous leur fassions subir un *refroidissement réversible* (31) au contact de la source T_0 , à volume constant dans le premier cas, à pression constante dans le second, suivi de l'évacuation FA. Dans cette nouvelle manière de procéder, le combustible est passé du même état initial au même état final que tout à l'heure, et il n'y a eu, dans ce passage, qu'une seule transformation irréversible, la même que tout à l'heure, la combustion. Il suit de la formule (19) que le travail produit est le même dans les deux cas. Dans la seconde manière de procéder d'ailleurs, le *travail produit* est celui que développent les résistances utiles agissant sur les machines de Carnot qui produisent le refroidissement réversible ; le piston du cylindre où est entré et d'où est sorti le combustible actif ne donne

aucun travail τ ; il ne reçoit que l'action de la pression atmosphérique.

La machine à vapeur est une réalisation incomplète de cette manière de produire l'évolution ABCDEFA de la figure 29¹. Le combustible n'est pas introduit dans un cylindre pour y être brûlé à pression constante et en être évacué ensuite ; mais cela n'a aucune importance ; la combustion se produit toujours en refoulant la pression atmosphérique et le cylindre est sans aucun rôle ici. Mais le fonctionnement de la machine à vapeur diffère du processus que nous venons de décrire en ce que, au lieu d'une infinité de machines de Carnot ayant comme températures amont toutes les températures comprises de C à D, elle n'utilise qu'une machine dont la température amont est une température moyenne, celle de la chaudière, et où le corps évoluant ne suit pas tout à fait un cycle de Carnot.

Nous voyons en somme qu'il y a deux modes pour réaliser une même machine thermique : le *mode à feu interne* où les produits de la combustion évoluent sans le secours de machines cycliques auxiliaires, le *mode à feu externe*, caractérisé par des échanges de chaleur entre le corps actif et les intermédiaires, ceux-ci constituant des machines cycliques auxiliaires. Les moteurs à gaz appartiennent au premier mode, les machines à vapeur au second. Notre étude des moteurs thermiques sera précisément divisée en deux parties d'après cette considération et nous commencerons par les machines à feu externe.

¹ ZEUNER, p. 469.

§ 3. — ÉTUDE DE LA COMBUSTION DANS LES MOTEURS THERMIQUES

73. Qu'il s'agisse d'une machine à feu externe ou à feu interne, les évolutions théoriques telles que nous venons de les définir contiennent une transformation irréversible, la combustion chimique. Étudions cette irréversibilité.

Le corps actif se compose d'une part du combustible, d'autre part du comburant, séparés et distincts. Pour que notre analyse soit plus claire, imaginons qu'il s'agisse de corps gazeux. Un premier phénomène irréversible, qui d'ailleurs accompagne parfois les autres au lieu de les précéder, est la diffusion du comburant et du combustible l'un dans l'autre pour former le mélange explosif. Viennent ensuite l'inflammation et la combustion proprement dite. L'ensemble de toutes ces transformations est adiabatique : on peut en effet négliger la très petite quantité de chaleur qu'il faut fournir pour produire l'inflammation (c'est un point sur lequel nous allons insister tout à l'heure). Désignons alors par A l'état du corps actif avec ses deux éléments, comburant et combustible séparés, par C l'état où le mélange explosif est formé, par D l'état où les gaz brûlés sont portés à la température de combustion. La *perte* qui existe comme perte essentielle dans les évolutions théoriques est (34)

$$T_0 (S_b - S_A)$$

dont la partie $T_0 (S_b - S_c)$ correspond à la combustion proprement dite, tandis que la partie $T_0 (S_c - S_A)$ correspond à la diffusion.

Il est d'ailleurs évident que, au cours des transformations ACD de l'évolution théorique, l'entropie du corps actif seul varie dans la machine ; les lettres S des formules ci dessus se rapportent donc uniquement au corps actif.

Perte pendant la combustion. Influence du mode de combustion. — 74. Occupons nous d'abord de la perte $T_0 (S_b - S_c)$ correspondant à la combustion proprement dite. Elle provient elle-même de deux causes d'irréversibilité : d'abord la combustion se fait loin de la région de dissociation ; ensuite il y a une irréversibilité correspondant à l'allumage. Insistons un peu sur ce second point en supposant, pour fixer les idées, qu'il s'agit d'un mélange gazeux brûlé à pression constante.

Il faut fournir, au début, une quantité de chaleur excessivement petite et négligeable pour porter à la température d'inflammation T_i une toute petite partie du mélange explosif. A partir d'alors, c'est la chaleur produite par la combustion des parties déjà enflammées du mélange qui passe par conductibilité et rayonnement sur les parties nouvelles et les élève à la température T_i . Mais ce passage est irréversible car il y a des différences finies de température entre les points entre lesquels se font les échanges de chaleur quand ils sont à des distances finies. De là une perte.

En somme, la perte $T_0 (S_b - S_c)$ comprend deux parties : l'une correspond au travail des frottements et de la viscosité chimiques, l'autre à la dégradation de chaleur par conductibilité et rayonnement à l'allumage. Peut-on les séparer ?

75. Nous ne chercherons pas (cela serait trop compli-

qué) à évaluer directement le travail non compensé dans les phénomènes de conductibilité. Nous nous contenterons d'adopter un partage de nos pertes un peu conventionnel, mais assez raisonnable. Voici quelles seront ces conventions.

Au lieu de brûler le mélange de C et D, commençons par le porter tout entier à la température T_i par un échauffement réversible à pression constante au contact de la source T_0 . Cela exige une dépense de travail (sur les machines de Carnot produisant l'échauffement réversible) ¹ égale à

$$\int_{T_0}^{T_i} \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) C_a dT,$$

C_a étant la capacité calorifique totale à pression constante du mélange non brûlé. Le mélange porté à T_i , s'enflamme alors et brûle adiabatiquement en atteignant une température de combustion $T_{b'}$ différente de T_b . Si C est la capacité calorifique totale des gaz brûlés, il existe entre T_b et $T_{b'}$, en vertu des formules de Kirchoff sur les pouvoirs calorifiques, la relation

$$(20) \quad \int_{T_b}^{T_{b'}} C dT = \int_{T_0}^{T_i} C_a dT$$

Ramenons enfin les gaz brûlés, par un refroidissement réversible à pression constante au contact de la source T_0 ,

¹ Le travail de la pression atmosphérique s'exerçant sur le mélange ne compte pas. C'est un travail qui entre dans Ω . Nous ne nous occupons que du travail τ .

de la température $T_{b'}$ à la température T_b , ce qui développe un travail (sur les machines de Carnot) égal à

$$\int_{T_b}^{T_{b'}} \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) C_d dT.$$

Ainsi donc, en brûlant notre mélange par le nouveau processus que nous venons d'imaginer au lieu de le brûler par la voie ordinaire CD, nous recueillons *en plus* le travail

$$\int_{T_b}^{T_{b'}} \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) C_d dT - \int_{T_0}^{T_i} \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) C_a dT$$

ou, vu la formule (20),

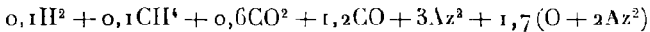
$$(21) \quad T_0 \int_{T_0}^{T_i} \frac{C_a dT}{T} - T_0 \int_{T_b}^{T_{b'}} \frac{C_d dT}{T}.$$

Comme ce second procédé de combustion fait passer le mélange du même état initial au même état final que le procédé réel, il est évident que le supplément de travail recueilli n'est autre chose que la diminution de la *perte*.

Nous conviendrons de mesurer la *perte à l'allumage* par l'expression (21). On remarquera en effet que la combustion fictive diffère de la combustion vraie en ce qu'elle ne présente aucun effet de conductibilité irréversible. Toutefois il ne faut pas oublier que ce n'est pas la seule raison pour laquelle la perte dans la combustion fictive diffère de la perte dans la combustion vraie, il y a encore le fait que les températures où se fait la réaction ne sont pas les mêmes, ce qui change le travail de la viscosité et du frottement chimiques. Notre évaluation de la *perte à l'allu-*

mage n'est donc pas, il faut le reconnaître, entièrement satisfaisante.

L'adoptant néanmoins, nous en avons fait le calcul numérique pour la combustion du mélange suivant.



Cette formule représente non seulement une composition, mais encore une quantité déterminée, en lisant les poids atomiques en grammes. Ce gaz est d'ailleurs approximativement un gaz de haut fourneau avec l'air nécessaire à sa combustion. La perte à l'allumage calculée pour la quantité ci-dessus est de 11 grandes calories. On trouvera plus loin (406) quelques nombres relatifs au travail que peut développer ce mélange.

76. Il nous a paru intéressant de calculer aussi, pour le même mélange, l'intégrale

$$\int_{T_0}^{T_i} \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) C_a dT.$$

Ce n'est pas une perte, mais c'est un travail à dépenser pour produire l'inflammation. On peut l'appeler *dépense d'allumage*. Dans notre exemple, il vaut 21 grandes calories.

Tous ces calculs ont été faits en supposant une température moyenne d'inflammation de $273 + 650^\circ$.

77. Laissons de côté maintenant le partage de la perte $T_0 S_b - S_c$) pendant la combustion, et occupons-nous de cette perte dans son ensemble.

Pour la calculer numériquement, il faudrait que les

recherches expérimentales sur la dissociation des mélanges gazeux fussent beaucoup plus avancées qu'elles ne le sont. Mais dès à présent, l'expression $T_0(S_D - S_C)$ permet d'étudier comment varie la perte quand on fait varier les conditions de la combustion, quand, par exemple, on brûle le mélange à pression constante ou à volume constant, ou encore quand on le brûle à partir de températures différentes.

Posons le problème avec précision. Un mélange explosif est brûlé à partir d'un état C et parvient, par une combustion adiabatique, à un état D. Prenons le même mélange explosif dans un état C', où la composition chimique est la même qu'en C, mais différent de C par la densité et la température. Une combustion adiabatique l'amène en D' où la composition chimique est la même qu'en D mais où densité et température peuvent être différentes. Dans les évolutions théoriques des moteurs thermiques, on peut admettre qu'en D et D', les combustions sont à peu près complètes : rigoureusement parlant, l'état final de la combustion diffère un peu suivant la manière dont on la produit, mais la différence, pour les mélanges utilisés dans l'industrie et censés brûlés dans les conditions théoriques, est très faible.

La première combustion donne une perte

$$\delta = T_0(S_D - S_C)$$

la seconde une perte

$$\delta' = T_0(S_{D'} - S_{C'})$$

La différence de ces pertes est

$$\delta' - \delta = T_0(S_{D'} - S_D) - T_0(S_{C'} - S_C).$$

Si δ et δ' sont difficiles à calculer isolément, il n'en est pas de même de la différence $\delta' - \delta$, où S'_D et S_D d'une part, $S_{C'}$ et S_C de l'autre se rapportent à des corps dans le même état chimique.

Supposons, pour fixer les idées, qu'il s'agisse d'un mélange gazeux dont la combustion donne des mélanges gazeux. Soit R la constante des gaz.

Désignons par σ_c le volume moléculaire et par T_c la température dans l'état C , par $m_c + n_c T$ la chaleur spécifique moléculaire du mélange non brûlé, par N_c le nombre de molécules du mélange non brûlé; désignons par $\sigma'_c, T'_c, m'_c + n'_c T, N'_c$ les mêmes quantités pour l'état C' (d'ailleurs $N'_c = N_c, m'_c = m_c, n'_c = n_c$); désignons par $\sigma_D, T_D, m_D + n_D T, N_D$ et par $\sigma'_D, T'_D, m'_D + n'_D T, N'_D$ les quantités analogues pour les gaz brûlés en D et D' . ($N'_D = N_D, m'_D = m_D, n'_D = n_D$). Les formules des gaz permettent d'écrire :

$$\delta' - \delta = T_0 N_D \left[m_D \mathcal{L} \frac{T'_D}{T_D} + n_D (T'_D - T_D) + R \mathcal{L} \frac{\sigma'_D}{\sigma_D} \right] \\ - T_0 N_C \left[m_C \mathcal{L} \frac{T'_C}{T_C} + n_C (T'_C - T_C) R \mathcal{L} + \frac{\sigma'_C}{\sigma_C} \right]$$

Appliquons par exemple cette formule à la comparaison de la combustion à volume constant (figure 28) et de la combustion à pression constante (figure 29), les lettres accentuées se rapportant à la combustion à pression constante. Les états C et C' sont les mêmes dans les deux cas et le terme soustractif de $\delta' - \delta$ est nul. T_D et T'_D peuvent

se calculer comme se calculent toutes les températures de combustion et on peut vérifier facilement que $T'_v < T_v$. Cette circonstance tend à rendre δ' inférieur à δ . Mais le terme $R\mathcal{L} \frac{\sigma'_v}{\sigma_v}$ est prépondérant (il est facile de le voir par un calcul numérique); or il est positif et par conséquent δ' est supérieur à δ .

La *perte* est donc plus forte dans une combustion à pression constante que dans une combustion à volume constant.

78. Si l'on ne cherche pas une formule permettant le calcul numérique de la différence $\delta' - \delta$ et si on se contente d'être renseigné sur le sens de cette différence, on peut employer le procédé de raisonnement suivant, qui est excessivement commode et fécond¹. J'exposerai ce procédé de raisonnement en comparant la combustion à volume constant avec la combustion à pression constante; mais il s'applique — nous aurons l'occasion de le voir — dans beaucoup d'autres cas.

Je prends le mélange explosif formé et je lui fais subir les deux évolutions théoriques définies à l'article **71**. Le travail développé par les évolutions théoriques est représenté par les surfaces ACDEF des figures 28 ou 29; cela est vrai quel que soit le mode — à feu externe ou à feu interne — suivant lequel ces évolutions théoriques sont réalisées et par conséquent il est permis d'avoir dans la pensée qu'on a affaire au mode à feu interne, ce qui est plus commode pour le raisonnement.

¹ Ce procédé de raisonnement est inspiré d'une indication donnée par M. SAUVAGE dans son cours de l'École des Mines et de certaines formules de M. MÉRIGEAULT.

Les deux évolutions théoriques partent du même état initial pour aboutir au même état final ; elles ne présentent d'ailleurs qu'une phase irréversible, la combustion. La différence des travaux produits par les deux évolutions est donc, en signe contraire, la différence des pertes pendant la combustion.

Superposons donc la figure 29 à la figure 28 pour comparer les aires. On obtient la figure 30. Les deux points C coïncident ; les deux courbes EF, qui sont l'isotherme T_0 des gaz brûlés sont aussi superposées ; le point D de la figure 29 vient en D', et la courbe DE de la figure 29 en D'E'. Les deux courbes DE des deux figures 28 et 29 sont d'ailleurs toutes deux des adiabatiques se rapportant aux gaz brûlés, c'est à-dire à des gaz pris dans le même état de composition chimique. Il s'ensuit que les courbes DE et D'E' sur la figure 30 ne peuvent pas se couper ; D'E' est tout entière au-dessus ou au-dessous de DE.

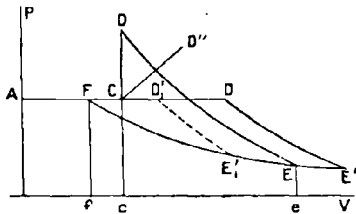


Fig. 30.

Mais est-elle au-dessus ou au-dessous ?

Pour répondre à cette question, nous aurons besoin d'une formule que nous allons obtenir en appliquant l'équation de la conservation de l'énergie à la masse gazeuse pendant l'évolution entre les points C et F. Pendant ce trajet, le travail des forces extérieures est la surface $fFEE$ diminuée de la surface $cCDEe$. Il est donc égal à

$$- [\text{Surface CDEF} - \text{Surface } fFCe]$$

Si on désigne par τ le travail produit par l'évolution

théorique (aire du diagramme), si p_a est la pression atmosphérique qui règne en F et en C, et si V_c et V_f sont les volumes en C et en F, ce travail vaut

$$-\tau + p_a(V_c - V_f).$$

Appelons Q_0 la chaleur cédée à la source T_0 pendant le parcours EF et U l'énergie interne de notre mélange. L'équation de la conservation de l'énergie s'écrit alors, en remarquant que toutes les transformations autres que EF sont adiabatiques,

$$\tau = U_c - U_f + p_a(V_c - V_f) - Q_0.$$

Cette équation peut s'appliquer à l'évolution à volume constant et à l'évolution à pression constante; accentuons les lettres relatives à l'évolution à pression constante. Dans les deux cas $U_c - U_f + p_a(V_c - V_f)$ est le même: on a donc

$$\tau' - \tau = Q_0 - Q'_0.$$

Cela étant, imaginons que le point D' et la courbe $D'E'$ soient entièrement au-dessous de DE , en D'_1, E'_1 . Dès lors Q'_0 sera évidemment plus petit que Q_0 puisqu'ils se rapportent respectivement aux transformations E'_1F et EF et que E'_1F n'est qu'une partie de EF . Et par suite τ' sera plus grand que τ . Or cette conclusion est absurde, car, avec la disposition $CD'_1E'_1F$ de la figure, τ' est entièrement compris à l'intérieur de τ .

Il est donc impossible que $D'E'$ soit au-dessous de DE . Elle sera donc au-dessus, et par suite Q'_0 sera plus grand que Q_0 , la transformation EF à laquelle se rapporte Q_0 n'étant qu'une partie de la transformation $E'F$ à laquelle se rapporte Q'_0 . Il s'ensuit que τ' sera plus petit que τ .

La combustion à pression constante donne donc une perte plus forte que la combustion à volume constant. Il est d'ailleurs évident que la démonstration ci-dessus s'appliquerait si, au lieu de la combustion à pression constante, on considérait une combustion quelconque représentée par une courbe CD' montante ou descendante, mais entièrement à droite de CD .

Perte pendant la diffusion. Influence de la dilution des gaz. — 79. Il convient maintenant de ne plus laisser de côté la perte qui se produit pendant la diffusion du comburant dans le combustible, la perte $T_0(S_c - S_a)$. Et nous nous trouvons en présence de la question suivante ; y a-t-il avantage à faire la combustion sans excès d'air ou avec un excès d'air. Ici, il faut prendre garde que l'addition d'un excès d'air change le système évoluant, ce qui rend la comparaison plus délicate. Nous procéderons comme suit, en remarquant que notre méthode compare entre elles les *pertes totales*, sommes des pertes par diffusion et par combustion.

Partons de l'état où le comburant et le combustible sont séparés et ayons toujours dans la pensée, pour simplifier, que notre combustible est gazeux. D'un côté nous avons donc le combustible ; de l'autre, à la même pression et à la même température l'air qui va le brûler et qui est supposé *en excès*. Nous commençons par faire diffuser l'un dans l'autre ; puis nous suivons l'évolution $ACDEF$ des figures 28 ou 29. La diffusion préalable n'a donné aucun travail. Le travail recueilli est donc l'aire τ' d'une des figures 28 ou 29, ces figures étant censées tracées pour le mélange explosif avec excès d'air.

Au lieu de procéder ainsi, partons toujours du même

système, mais séparons, par une petite cloison, avant toute évolution, l'excès d'air. Faisons alors diffuser le combustible dans l'air strictement nécessaire à sa combustion; puis faisons suivre, au mélange formé, l'évolution ACDEF des figures 28 ou 29. L'excès d'air est resté inaltéré. En fin d'évolution ACDEF, faisons diffuser cet excès d'air dans les gaz brûlés. Il est manifeste que le travail recueilli dans ce processus est l'aire τ d'une des figures 28 ou 29, ces figures étant censées tracées pour le mélange explosif formé sans excès d'air.

Nous comparerons donc τ et τ' c'est-à-dire le travail correspondant à une combustion sans excès d'air et le travail correspondant à une combustion avec excès d'air, en comparant les deux évolutions précédentes qui sont toutes deux des évolutions d'un même système. Et pour faire cette comparaison plus facilement, nous allons d'abord modifier légèrement la première, celle qui donne le travail τ' .

On obtient évidemment le même travail τ' et procédant ainsi. 1° Séparation par une petite cloison de l'excès d'air. 2° Diffusion du combustible dans l'air strictement nécessaire à la combustion. 3° Admission, dans le moteur, de tout le système gazeux, l'excès d'air restant toutefois toujours séparé du reste. 4° Combustion du mélange explosif séparé de l'excès d'air. 5° Destruction de la cloison séparative et diffusion des gaz brûlés dans l'excès d'air en laissant, suivant les cas, le volume ou la pression constants. On parvient évidemment ainsi au même point D que si on avait opéré par le premier processus décrit plus haut. 6° Détente adiabatique. 7° Compression isotherme.

Nous n'avons qu'à comparer cette évolution avec celle qui, tout à l'heure donnait le travail τ . Elles diffèrent l'une

de l'autre par un seul point : la diffusion de l'excès d'air dans les gaz brûlés ne s'y produit pas au même moment ni de la même manière. Dans l'évolution qui donne τ' , la diffusion se complique d'une dégradation de chaleur et (dans le cas de la combustion à volume constant) d'une expansion d'un gaz à forte pression dans une enceinte à pression inférieure.

Il est donc probable que l'irréversibilité, et par suite la perte, est plus grande dans le cas τ' que dans le cas τ , c'est à-dire que τ' est inférieur à τ . On peut d'ailleurs le démontrer rigoureusement. La diffusion est un phénomène adiabatique, pendant lequel la perte peut se calculer par le produit de T_0 par la variation d'entropie. Soit S_1 l'entropie du système quand il est formé de l'excès d'air et des gaz brûlés *séparés*, S_2 celle du même système quand ces deux parties sont mélangées l'une à l'autre. Dans l'évolution τ' , la diffusion fait passer d'un état S'_1 à un état S'_2 ; dans l'évolution τ d'un état S_1 à un état S_2 . Les pertes sont

$$\delta' = T_0(S'_2 - S'_1)$$

$$\delta = T_0(S_2 - S_1)$$

On passe de 1 à 2 et de 1' à 2' par des diffusions. Aussi les variations d'entropie correspondantes $S_2 - S_1$, $S'_2 - S'_1$ doivent se déterminer en faisant appel aux lois de l'osmose et à la théorie des mélanges gazeux de Gibbs. Mais il ne s'agit ici que de comparer δ' et δ ;

$$\delta' - \delta = T_0(S'_2 - S_2) - T_0(S'_1 - S_1) ;$$

et les différences $S'_2 - S_2$, $S'_1 - S_1$ se rapportent à des transformations fort simples, compressions et échauffements de gaz sans diffusion, et peuvent facilement se calculer.

Le calcul numérique montre en effet que δ' est plus grand que δ .

Il est donc, théoriquement, désavantageux de faire la combustion avec un excès d'air.

§ 4. — LES RENDEMENTS

Rendement énergétique. — 80. Je désignerai par Z le travail de l'évolution théorique. Cette lettre est choisie en l'honneur de Zeuner qui a le premier considéré ce terme de comparaison dans la machine à vapeur ¹. D'après ce que nous avons dit dans le § 2, Z est égal ou inférieur à l'énergie utilisable $G_E - G_F$; il y a égalité pour les moteurs hydrauliques et les moteurs à air comprimé; il y a infériorité pour les moteurs thermiques.

Il me paraît d'ailleurs utile de donner un nom à ce travail Z . Je l'appellerai le *Pouvoir énergétique*. Le pouvoir énergétique d'un corps pris dans un certain état E et susceptible de passer à l'état F n'est d'ailleurs pas entièrement défini par la connaissance de ces deux états; il est variable suivant l'évolution théorique qu'on adopte entre ces deux états, tout comme le pouvoir calorifique dépend du mode de combustion choisi.

Le rapport $\frac{Z}{G_E - G_F}$ est le rendement énergétique de l'évolution théorique.

Mais les machines réelles ne fonctionnent pas exactement suivant leur évolution théorique; il s'y produit plus de phénomènes irréversibles qu'il n'y en a dans cette évo-

¹ ZEUNER p. 469.

lution et, par suite, le travail qu'elles produisent τ est plus faible que Z . Le rendement énergétique total de la machine est $\frac{\tau}{G_e - G_f}$; son rendement par rapport à l'évolution théorique est $\frac{\tau}{Z}$.

Dans l'impossibilité où l'on est de calculer $G_e - G_f$ en l'état actuel de la science, c'est $\frac{\tau}{Z}$ que l'on prendra pour rendement énergétique. Ce rapport a l'inconvénient d'avoir en dénominateur une quantité qui n'est pas parfaitement définie quand le corps actif l'est, puisqu'elle dépend de l'évolution théorique qu'on veut faire suivre à ce corps actif. Mais il a l'avantage de mesurer l'imperfection de la machine réelle par rapport à cette évolution théorique.

Les rendements $\frac{Z}{G_e - G_f}$ et $\frac{\tau}{Z}$ sont manifestement, par définition, inférieurs à 1.

Rendement thermique. — 81. On rapporte aussi le travail produit par la machine au pouvoir calorifique du combustible (corps actif). On a ainsi le *rendement thermique*.

Mais, avec ce nouveau terme de comparaison, nous rencontrons la même circonstance que tout à l'heure avec Z , circonstance qui n'existait pas avec $G_e - G_f$; le pouvoir calorifique n'est pas déterminé une fois le combustible choisi : il dépend des conditions où l'on brûle celui-ci. C'est ainsi qu'il n'est pas le même à volume constant et à pression constante et qu'il varie avec les conditions initiales de température et de pression à partir desquelles se produit la

combustion ; dans un moteur à gaz par exemple, il dépend du degré de compression.

On pourrait songer à adopter, pour terme de comparaison, le pouvoir calorifique correspondant aux conditions de combustion qui se rencontrent dans l'évolution théorique qu'on cherche à réaliser. Mais il n'y a aucun intérêt à cette complication, le pouvoir calorifique n'apprenant rien sur le travail de l'évolution théorique et le rendement thermique ne donnant aucun renseignement sur la manière plus ou moins satisfaisante dont est réalisée cette évolution. Il est bien préférable de prendre un terme de comparaison bien déterminé quand le combustible l'est, par exemple le pouvoir calorifique à volume constant ou à pression constante à la température et à la pression de l'admission.

Il est vrai que, dans la pratique, les variations du pouvoir calorifique avec les conditions de la combustion sont faibles. Elles peuvent cependant ne pas l'être toujours ; il peut se faire qu'il y ait, dans certains cas, eau condensée et dans d'autres, non. En tout cas la correction exige qu'on précise toujours de quel pouvoir calorifique on parle.

Pour nous, nous aurons toujours en vue, à moins d'indications contraires, le pouvoir calorifique à pression constante dans les conditions normales de température et de pression, et avec eau condensée. C'est la solution préconisée par le congrès de mécanique de 1900.

Les expériences calorimétriques se faisant à volume constant, il serait peut être plus expérimental de prendre pour terme de comparaison le pouvoir à volume constant. Mais il y a un certain intérêt théorique — on va le voir ci-après et cela résulte du fait que toute machine est environnée

par la pression atmosphérique — à choisir le pouvoir à pression constante.

82. Le rendement thermique est-il toujours inférieur à 1 ?

Reprenons la formule du travail :

$$\tau = (U - T_0 S + pV + \Psi)_E - (U - T_0 S + pV + \Psi)_F - \int_E^F T_0 d\Omega.$$

Dans la généralité des moteurs thermiques, Ψ est nul et les pressions p_E et p_F sont égales à la pression atmosphérique p_a : c'est à cette pression que le combustible est admis dans les machines. D'autre part le terme $T_0 (S_F - S_E)$ n'est autre chose que $\int T_0 dS$, où dS se rapporte, si l'on veut, à l'ensemble de la machine, corps actif et intermédiaires. Il s'ensuit que $T_0 (S_F - S_E) - \int T_0 d\Omega$ ou $\int T_0 (dS - d\Omega)$ n'est autre chose que Q chaleur fournie à la machine par la source T_0 . Donc

$$\tau = (U + pV)_E - (U + pV)_F + Q$$

ou

$$\tau = L_p + Q.$$

Si Q est positif, τ est supérieur à L_p .

Il n'y a donc aucune impossibilité à ce que le rendement thermique $\frac{\tau}{L_p}$ soit plus grand que 1. Il faut dire toutefois que, *en fait*, Q est toujours négatif, de sorte que $\frac{\tau}{L_p}$ est inférieur à 1.

83. Une opinion qui est souvent professée d'une manière plus ou moins consciente, c'est que, T_1 et T_2 étant

les températures extrêmes atteintes par les corps évoluant dans une machine thermique, le rendement thermique est toujours inférieur à $1 - \frac{T_2}{T_1}$. Cette affirmation a sa source dans ce que nous appellerons plus tard la théorie cyclique des moteurs à gaz et provient d'une fausse application des théorèmes de l'article 22. *En fait*, elle est vérifiée dans les moteurs réels : mais elle n'est nullement nécessaire au point de vue théorique. La relation $\tau = L_p + Q$ montre qu'il n'est même pas indispensable que Q soit positif pour qu'elle soit fausse ¹.

¹ JOUGUET 5.

LIVRE II

LES MOTEURS A COMBUSTION EXTERNE

CHAPITRE PREMIER

FONCTIONNEMENT THÉORIQUE DE LA MACHINE A VAPEUR

§ 1. — L'ÉVOLUTION THÉORIQUE INCOMPLÈTE

84. Considérons l'évolution théorique suivante, déjà décrite plus haut (72).

1° Le combustible pris à la température ambiante T_0 et à la pression atmosphérique p_a , est brûlé adiabatiquement à pression constante. La température atteint la valeur θ .

2° Les gaz brûlés subissent, au contact de la source T_0 , un refroidissement réversible (31) de θ à T_0 .

Dans ce processus, ce sont les machines de Carnot mises en jeu pendant la seconde phase qui surmontent les résistances utiles et développent un travail Z .

La réalisation pratique d'une semblable évolution est difficile. Aussi se contente-t-on d'une réalisation approchée ; l'évolution théorique complète est remplacée par l'évolution théorique incomplète suivante. On se contente d'une seule machine cyclique pour recueillir la chaleur dégagée dans le refroidissement des gaz brûlés et, par

suite, on n'en recueille qu'une partie. Les gaz, en se refroidissant de la température θ à une certaine température T_1 , abandonnent leur chaleur à une chaudière, dont la température est T_1 . Entre cette chaudière et un condenseur dont la température T_2 est inférieure à T_1 , mais généralement supérieure à T_0 , évolue de la vapeur d'eau qui décrit un cycle d'ailleurs légèrement différent du cycle de Carnot. On a ainsi la machine à vapeur.

Voici dès lors comment il faut se représenter une machine à vapeur (fig. 31).

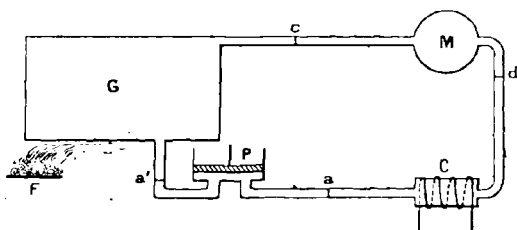


Fig. 31.

La chaudière ou générateur G est chauffée par les gaz du foyer F. Dans cette chaudière il se produit de la vapeur qui va travailler dans le moteur M. Le moteur M est soit un cylindre muni d'un piston, soit une turbomachine. De là, la vapeur passe dans le condenseur C où elle se condense sous l'action refroidissante d'une circulation d'eau. La pompe alimentaire P prend l'eau au condenseur et la refoule dans la chaudière.

J'ai supposé, dans cette description, que l'eau qui se condensait en C était séparée de l'eau de refroidissement, c'est-à-dire que le condenseur était *par surface*. J'ai sup-

posé aussi l'eau d'alimentation de la chaudière reprise au condenseur. Il y a des condenseurs (*par mélange*) où l'eau de condensation est mêlée à l'eau de refroidissement, et bien souvent l'eau d'alimentation est prise non au condenseur mais à l'extérieur. Il est néanmoins commode de raisonner, dans la théorie, sur le cas que j'ai supposé ; on aperçoit ensuite très facilement les très petites modifications à apporter aux résultats obtenus pour qu'ils s'appliquent aux autres cas.

Les forces extérieures qui agissent sur la machine sont la pression atmosphérique s'exerçant sur toute la périphérie, s'exerçant notamment sur le combustible qui brûle dans F, les forces appliquées à l'arbre du moteur M et au piston de la pompe P, enfin les forces appliquées sur la pompe qui fait circuler l'eau de refroidissement du condenseur. Mais si la machine est parfaite ces dernières sont nulles. La pression atmosphérique rentre dans les forces dont le potentiel est Ω . Le *travail produit* par la machine parfaite est donc, au signe près, la différence entre le travail des forces agissant sur M et des forces agissant sur P.

85. Nous allons étudier tout à l'heure le cycle que décrit la vapeur entre la chaudière T_1 et le condenseur T_2 , et nous dirons quel il serait dans une machine parfaite. Imaginant donc que nous ayons une machine ainsi parfaite, le travail produit par la machine, pour une masse déterminée de combustible, est Υ . Nous voyons que nous avons réalisé approximativement l'évolution théorique de l'article 84 au moyen d'une évolution que nous appellerons *évolution théorique incomplète* ou simplement *évolution* Υ .

§ 2. — LE CYCLE DE RANKINE¹

Constitution du cycle de Rankine. — 86. La vapeur décrit un cycle entre la chaudière (température T_1 , pression p_1) et le condenseur (température T_2 , pression p_2). Quel est ce cycle ?

Si l'on marche en régime, on peut admettre que, lorsqu'une certaine masse de vapeur parcourt toute la machine, partant de la chaudière G pour y revenir, tous les éléments constituant cette masse subissent les mêmes transformations ; assurément *ils ne les subissent pas simultanément*, mais cela ne fait rien. On peut suivre par la pensée une petite masse de vapeur, assez petite pour pouvoir être considérée comme homogène, et considérer que l'unité de masse parcourt les mêmes transformations qu'elle. Nous allons représenter ces transformations de l'unité de masse sur les diagrammes de Clapeyron et entropique. N'oublions pas que les seuls changements d'état seront ainsi figurés, à l'exclusion des changements de position ; par suite les diagrammes n'indiqueront pas le passage de la vapeur d'un point à un autre de la machine.

Ils sort du condenseur de l'eau à l'état saturé, à la température T_2 et à la pression p_2 , p_2 étant la tension de la vapeur à la température T_2 . Le point représentatif est en A (fig. 32 et 33).

Dans la pompe alimentaire, l'eau est comprimée adiabaticquement et la pression s'élève de p_2 à p_1 . La température devient T_2' . Le point représentatif passe de A en A' .

¹ RANKINE.

Dans la chaudière, il y a d'abord élévation de température de l'eau de T_2' à T_1 , la température T_1 étant celle pour laquelle la tension de vapeur est p_1 . Le point représentatif passe de A' en B. Puis l'eau se vaporise complètement, à pression et à température constantes. Cette transformation est représentée par BC, le point C correspondant à la vapeur saturée sèche, et coïncidant par suite avec le point C des figures 11 et 12.

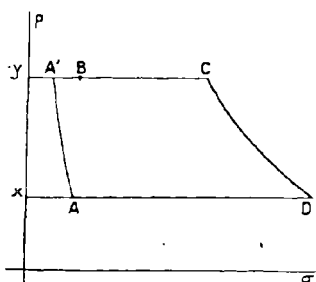


Fig. 32.

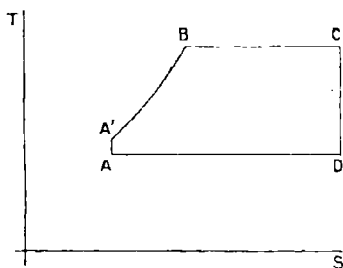


Fig. 33.

La vapeur passe alors dans le moteur. Là, elle subit une détente adiabatique réversible CD jusqu'à la pression p_2 . On sait que, dans toute cette détente, le fluide reste à l'état saturé, mais humide. Quand la pression atteint p_2 la température est T_2 .

Le fluide passe alors dans le condenseur où il se condense à T_2 et p_2 constant. Le point représentatif revient au point A en décrivant l'isotherme — isobare DA.

Ce cycle s'appelle le cycle de Rankine.

Il est d'ailleurs tout à fait légitime de négliger les variations de volume de l'eau liquide. Les figures 32 et 33

deviennent alors les figures 34 et 35 et la températures T'_2 se confond avec T_2 .

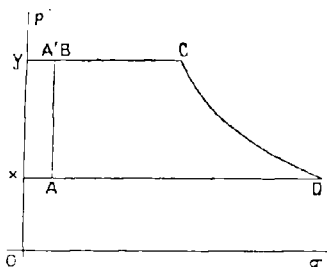


Fig. 34.

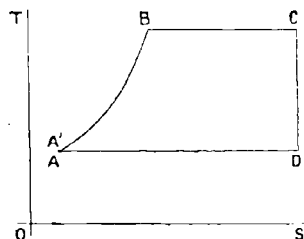


Fig. 34.

87. Dans une machine parfaite, toutes ces évolutions se font réversiblement, et la pression p qui maintiendrait la vapeur en équilibre dans chacun de ses états successifs est précisément celle à laquelle elle est soumise. Cette réversibilité de toutes les transformations se conçoit sans peine quand le moteur M est un moteur à piston que l'on peut imaginer marchant aussi lentement qu'on veut. Avec une turbine, où le fluide est forcément animé d'une grande vitesse et où, par suite, la détente adiabatique se fait rapidement, la chose demande peut-être quelque explication. Mais il suffit de se rappeler ce qui a été dit à l'article **14** sur la viscosité de certains fluides, qui est assez faible, pour qu'on puisse envisager avec intérêt le cas limite de la viscosité nulle.

Le travail produit. — 88. Le travail produit par la machine est, pour une masse unité de vapeur traversant

le moteur M et la pompe P , la surface de l'un des deux diagrammes précédents. Bien que cela soit à peu près évident, je crois utile d'insister en raison des difficultés que l'on pourrait voir au cas des turbines. Pour cela, je vais me proposer un problème un peu plus général. Je vais supposer que la machine n'est pas parfaite, que la vapeur y évolue dans des conditions où sa viscosité n'est pas toujours négligeable et suivant un cycle qui n'est pas celui de Rankine. L'évolution se représente encore par une courbe fermée sur les diagrammes de Clapeyron et entropique (18 et 19). Je vais me demander quelle relation il y a entre les aires de ces diagrammes et le travail produit.

Considérons le circuit continu formé par la chaudière G , le moteur M , le condenseur C , la pompe P , et envisageons le système matériel formé par ce circuit et par le fluide qu'il contient. N'oublions pas d'ajouter l'eau de circulation du condenseur. La machine marche en régime ; son fonctionnement est donc périodique et la période est la durée du coup de piston. (Si le moteur M et la pompe P sont du genre turbine, la période est infiniment petite). Au bout de cette période, tout, dans le système matériel que nous venons de définir, état physique aussi bien que vitesses, revient au même état. L'équation de l'équivalence nous apprend alors que le travail produit (en M , en P et sur la pompe de circulation du condenseur qu'il ne faut pas oublier dans une machine imparfaite) est égal à la quantité de chaleur reçue Q .

Or que vaut la quantité de chaleur reçue par le système en question ? Nous savons qu'elle est égale à la somme des quantités de chaleur reçues par ses diverses parties diminuée du travail (pris en valeur absolue) des

frottements et de la viscosité s'exerçant entre ces diverses parties,

$$Q = \Sigma q - \omega$$

ω étant toujours positif.

Une première partie est constituée par les parois. Dans un coup de piston, cette partie ne reçoit rien, car elle revient au même état.

Une seconde partie est l'eau de circulation du condenseur : en régime permanent elle ne reçoit rien, non plus : elle entre à la température ambiante et sort à la même température, après s'être refroidie au contact du milieu ambiant.

Pour la masse fluide, elle est hétérogène. Partageons

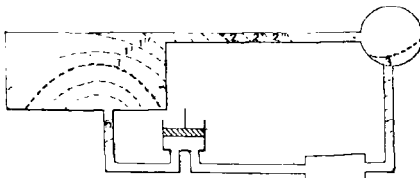


Fig. 36.

la par la pensée en un grand nombre de parties très petites (fig. 36), de même masse, et soit q la chaleur reçue par l'une d'elles

dans un coup de piston. Pendant un coup de piston, la partie 1 vient en 2 ; mais celle qui était tout à l'heure en 2 vient en 3... p vient en $(p + 1)$, ... n vient en 1. La chaleur reçue par 1, par 2, par 3... par n dans cette modification est évidemment la même que recevrait la partie 1 faisant le tour complet de la machine. De même la partie 1' vient en 2', la partie 2' en 3' et ainsi de suite, et la somme des chaleurs reçues par 1', 2', 3' est évidemment ce que recevrait la partie 1' faisant le tour complet de la machine. De même encore pour 1'', 1''', 1^(iv), 1^(m),

toutes parties dont l'ensemble forme la masse qui est prise à la chaudière *par coup de piston* et que je puis évidemment supposer égale à l'unité pour simplifier l'écriture.

Or quand 1, 1', 1" ... font le tour complet de la machine, ils subissent tous la même évolution, non pas simultanément, mais néanmoins la même, celle qui est représentée sur les diagrammes de Clapeyron et entropique, et, pour le calcul des quantités de chaleur, on peut, par conséquent, raisonner comme si l'évolution en question était suivie par l'unité de masse *restant homogène*. La chaleur Σq est donc égale à la chaleur qui correspond, pour l'unité de masse *homogène*, à cette évolution. Elle vaut :

$$\Sigma q = \int (T dS - T dP).$$

Rappelons que nous désignons par p la pression correspondant, à chaque instant, à l'état de la vapeur par l'équation de compressibilité. C'est celle qui s'exercerait sur la vapeur si elle subissait réversiblement la transformation qu'elle subit irréversiblement dans la réalité. Dans cette transformation réversible, la chaleur reçue serait $T dS$ ou encore $dU + p d\tau$. Ces deux expressions sont donc égales. On peut donc écrire

$$\Sigma q = \int (dU + p d\tau - T dP).$$

Il faut remarquer maintenant que $\int dU$ est nul. Par suite on a

$$\begin{aligned} \text{Travail produit} &= Q \\ &= \int T dS - \int T dP - \omega = \int p d\tau - \int T dP - \omega. \end{aligned}$$

Le travail produit est donc inférieur à l'aire des deux diagrammes, laquelle est $\int p d\tau$ ou $\int T dS$.

Dans le cas de la machine parfaite, $\int TdP$ et ω sont nuls et par suite le travail produit est égal à la surface des deux diagrammes.

89. Partie positive et partie négative du cycle. — Le travail produit τ par la machine est, comme nous l'avons dit, la différence entre le premier des travaux suivants et la somme des deux derniers :

- 1° Le travail τ_m développé sur l'arbre du moteur M ;
- 2° Le travail τ_n dépensé sur le piston de la pompe P ;
- 3° Le travail θ dépensé sur la pompe de circulation du condenseur.

Si l'on néglige les frottements mécaniques, θ est nul et on peut, quand la machine est à piston, mesurer expérimentalement les deux travaux τ_m et τ_n en plaçant un indicateur de Watt sur le cylindre M et sur la pompe P. Occupons-nous d'une machine parfaite et supposons, pour fixer les idées, que le cylindre M admette, à chaque coup de piston, l'unité de masse de vapeur. Le diagramme de l'indicateur porte en ordonnées les pressions et en abscisses les *volumes décrits par le piston*. Il est manifeste que le tracé de l'indicateur placé sur le cylindre, si on vient l'appliquer sur le diagramme de Clapeyron, sera (figures 32 et 34) γCDx ; celui de l'indicateur placé sur la pompe sera d'ailleurs $xAA'\gamma$. La différence représente bien le travail produit.

On peut donc considérer le travail du cycle de Rankine comme formé de deux parties : une *partie positive* recueillie dans le moteur M et une *partie négative* dépensée sur la pompe P.

90. Calcul numérique du cycle de Rankine. — La

surface du cycle de Rankine peut se calculer au moyen des formules de Regnault. La chaleur absorbée par le fluide dans la chaudière est, avec les notations classiques du Livre I, Chap. II § 3, $q_1 + r_1 - q_2$. En D, le titre de la vapeur est devenu x_2 , déterminé par l'équation

$$\frac{r_2 x_2}{T_2} + \int_{r_0}^{r_2} \frac{dq}{T} = \frac{r_1}{T_1} + \int_{r_0}^{r_1} \frac{dq}{T}$$

et la chaleur cédée au condenseur est $r_2 x_2$. La surface du cycle est donc, en calories $q_1 + r_1 - q_2 - r_2 x_2$. Le rendement thermique du cycle est

$$\frac{q_1 + r_1 - q_2 - r_2 x_2}{q_1 + r_1 - q_2}$$

Tout est connu dans ces formules quand on se donne T_1 et T_2 .

Un calcul numérique, exécuté pour $T_1 = 473$, $T_2 = 303$ (les pressions p_1 et p_2 correspondantes sont 16 kilogrammes et $0^{\text{kg}},043$ par centimètre carré) montre que le rendement thermique est 32 %. Or le rendement du cycle de Carnot correspondant aux mêmes températures serait 36 %. Le premier chiffre est assez voisin de celui-là.

Nous pouvons donc calculer, au moyen des formules de Regnault, le travail produit, dans le cycle de Rankine, par un kilogramme de vapeur. Inversement nous pouvons calculer le nombre de kilogrammes de vapeur nécessaire pour produire un travail d'un cheval-heure, ou, comme on dit, la consommation théorique par cheval-heure, en kilogrammes, d'une machine fonctionnant suivant le cycle de Rankine. Il est manifeste que cette consommation **K**

est une fonction de T_1 et de T_2 ou, ce qui revient au même, de p_1 et de p_2 .

M. Rateau, qui a fait ces calculs¹, représente la fonction $K = f(p_1, p_2)$ par le procédé des surfaces topographiques, avec anamorphose des coordonnées. Il porte en abscisses et en ordonnées $\log p_1$ et $\log p_2$ et trace une série de courbes dont chacune correspond à une valeur donnée de K . Il se trouve que ces courbes sont très exactement des droites dont l'équation est à peu près :

$$K = 0,85 + \frac{6,95 - 0,92 \log p_1}{\log p_1 - \log p_2}.$$

Cette propriété permet de transformer l'abaque en un abaque par points alignés, et M. Rateau a fait cette transformation.

91. Usage des fonctions γ . — La surface du cycle de Rankine peut s'exprimer au moyen des fonctions γ .

Considérons la partie positive de ce cycle. La détente adiabatique CD peut être considérée comme une opération réversible au contact d'une source quelconque, par exemple d'une source T_n . Le fonctionnement du moteur consiste alors en une introduction de vapeur, suivie d'un passage entièrement réversible *au contact d'une source T_n* de l'état G à l'état D, puis d'une évacuation. Si on désigne par γ la fonction $U - T_n S + p\sigma$, on voit que la partie positive du cycle de Rankine sera (65)

$$\gamma_G - \gamma_D$$

¹ RATEAU.

De même, dans la pompe alimentaire, la partie négative du même cycle sera

$$\gamma_{A'} - \gamma_A.$$

En général ce qui sera le plus commode, ce sera de prendre $T_n = T_2$.

D'ailleurs comme C et D sont sur une même adiabatique, l'entropie S est la même en ces deux points. L'expression $\gamma_c - \gamma_b$ est donc aussi égale à

$$(U + p\sigma)_c - (U + p\sigma)_b.$$

On voit par là que, sur le diagramme de Mollier, la partie positive du cycle de Rankine est représentée par la longueur CD d'un segment d'adiabatique (figure 37).

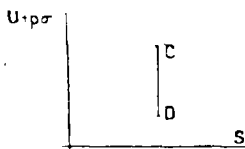


Fig. 37.

De même $\gamma_{A'} - \gamma_A$ vaut

$$(U + p\sigma)_{A'} - (U + p\sigma)_A.$$

Cycle de Rankine avec vapeur humide. — 92.

Au lieu de produire dans la chaudière une vaporisation totale, on peut s'arrêter avant que la vapeur ne soit saturée sèche, par exemple en C' (fig. 38). Le titre en C' est alors inférieur à 1. Cette circonstance ne change rien d'ailleurs à ce qui précède ; on peut concevoir un cycle de Rankine ABC'D' correspondant à ce cas.

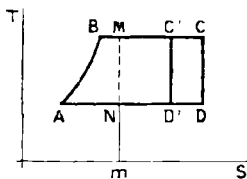


Fig. 38.

A égalité de chaleur dépensée, ce cycle donne d'ailleurs moins de travail que le cycle correspondant à la vapeur saturée sèche. C'est là un fait évident sur le diagramme entropique. Le rendement thermique du cycle de Rankine est en effet la valeur moyenne du rapport $\frac{MN}{Mm}$ quand l'ordonnée mM se déplace de manière que M décrive ABC . Il est évident que cette moyenne est augmentée par l'adjonction du rectangle $C'D'CD$ au cycle.

Il convient donc, en principe, de marcher avec de la vapeur sèche. La chose est aussi recommandable à un autre point de vue, pour diminuer les chances de coup d'eau dans la machine.

§ 3.—RENDEMENT ÉNERGÉTIQUE DE L'ÉVOLUTION INCOMPLÈTE¹.

93. Prenons une machine à vapeur quelconque, parfaite ou non. Pendant une période, il y entre une certaine quantité de combustible dans l'état E , avec l'énergie utilisable G_E , et il en sort la même quantité de fumées dans l'état F avec l'énergie utilisable G_F . Dans le potentiel Ω , qui entre dans G , figure le potentiel $p_a V$ de la pression atmosphérique d'introduction; on est dans le cas où la fonction G est une fonction Γ ; néanmoins je laisserai subsister la notation G , réservant la lettre Γ pour la vapeur.

On a

$$(22) \quad G_E - G_F = \tau + \text{pertes.}$$

L'eau de circulation du condenseur, elle aussi, entre et

¹ JOUQUET. 4. KRAUSS.

sort de la machine ; mais elle le fait au même état ; elle est à la température ambiante quand elle entre ; de même quand elle sort, car elle s'est refroidie au contact du milieu ambiant. La fonction G correspondante, qui devrait figurer dans le premier membre de l'équation, disparaît donc d'elle-même.

Considérons la partie de la machine comprise entre les points a' et c de la figure 31. Cette partie est traversée 1° par le combustible qui passe de l'état E à l'état F , 2° par la vapeur qui passe de l'état a' à l'état c . On peut appliquer le théorème de l'article 65 et, comme il n'y a dans cette partie aucun travail produit, on écrira :

$$(23) \quad G_E - G_F + \Gamma_{a'} - \Gamma_c = (\text{pertes})_{\text{chaudière.}}$$

De même le moteur est traversé par la vapeur qui passe de l'état c à l'état d . Le travail produit y est τ_m .

$$(24) \quad \Gamma_c - \Gamma_d = \tau_m + (\text{pertes})_{\text{moteur.}}$$

Dans le condenseur on a de même, θ étant le travail dépensé sur la pompe qui fait circuler l'eau de refroidissement :

$$(25) \quad \Gamma_d - \Gamma_a = -\theta + (\text{pertes})_{\text{condenseur.}}$$

Enfin dans la pompe alimentaire

$$(26) \quad \Gamma_a - \Gamma_{a'} = -\tau_n + (\text{pertes})_{\text{pompe.}}$$

Dans toutes ces formules, la lettre Γ se rapporte à la vapeur seule, car les autres corps reviennent au même état en fin de période : l'eau de refroidissement du condenseur, par exemple, après s'être échauffée au contact du condenseur, se refroidit au contact du milieu ambiant.

Le travail produit τ vaut $\tau_m - \tau_n - \theta$ et la somme des quatre dernières équations donne la première.

Ces formules s'appliquent à une machine *quelconque*. Nous allons étudier ici les pertes dans le cas d'une machine *parfaite* fonctionnant suivant l'évolution Y. Il faut pour cela rechercher tous les phénomènes irréversibles qui se présentent dans cette évolution.

Pertes dans la chaudière. — 94. La combustion est une première irréversibilité. De là une perte, qui est la différence $(G_g - G_v) - Z$ et que nous désignerons par P. Nous savons d'ailleurs que cette perte est difficile à calculer dans l'état actuel de la science. (Z a la signification de l'article 84).

Passons maintenant aux irréversibilités qui se trouvent dans l'évolution Y et ne se trouvent pas dans l'évolution Z.

95. Les gaz brûlés, portés par la combustion à la température θ , se refroidissent, au contact de la chaudière, jusqu'à la température T_1 avant de s'échapper à la cheminée. Si C est la capacité calorifique totale des fumées, cet échange de chaleur donne la perte (32)

$$(27) \quad T_0 \int_{T_1}^{\theta} \frac{T - T_1}{TT_1} C dT.$$

C'est la *perte au chauffage*.

96. La chaleur versée à la chaudière sert à deux choses : 1° Elle vaporise l'eau ; 2° Elle élève la température de l'eau d'alimentation de T_2' à T_1 . Le premier échange de chaleur ne donne lieu à aucune nouvelle

perle ; le second au contraire se fait avec une nouvelle dégradation par conductibilité. Soit γ la capacité calorifique de l'eau d'alimentation. Nous avons alors une perte

$$(28) \quad T_0 \int_{T_2}^{T_1} \frac{T_1 - T}{T_1 T} \gamma dT,$$

perle à l'alimentation. D'ailleurs T_2' peut être pris égal à T_2 avec une suffisante approximation.

97. Les fumées versent au milieu ambiant la chaleur

$\int_{T_0}^{T_1} C dT$ ce qui donne la perte par les fumées

$$(29) \quad \int_{T_0}^{T_1} \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) C dT.$$

Il faudrait ajouter un terme supplémentaire correspondant à la chaleur dégagée par la condensation de la vapeur d'eau des fumées. Pour ne pas compliquer les formules, je le supprime ; mais j'en ai tenu compte dans les calculs numériques.

Pertes dans le moteur. — 98. Si la machine est parfaite, les pertes dans le moteur sont nulles.

Pertes dans le condenseur. — 99. Dans une machine parfaite le travail θ , à dépenser pour faire circuler l'eau de refroidissement du condenseur, est nul.

100. Mais la chaleur Q , versée par la vapeur au condenseur, est recueillie par l'eau de circulation, et cédée ensuite par celle-ci au milieu ambiant. En dernière analyse

il s'agit donc d'un échange de chaleur sous la différence finie de température $T_2 - T_0$ d'où la *perte au condenseur*.

$$(30) \quad Q \left(1 - \frac{T_0}{T_2} \right)$$

On peut d'ailleurs partager cette perte en deux parties, correspondant l'une à la chute de température entre la vapeur et l'eau de refroidissement, l'autre à la chute de température entre cette eau et le milieu ambiant. Soit k la capacité calorifique de l'eau de refroidissement dont la température s'élève de T_0 à T_0' de telle sorte que

$$\int_{T_0}^{T_0'} k dT = Q. \text{ On aura}$$

$$(31) \quad \text{une perte à la condensation } T_0 \cdot \int_{T_0}^{T_0'} \frac{T_2 - T}{T_2 T} k dT$$

$$(32) \quad \text{et une perte par chaleur rejetée } \int_{T_0}^{T_0'} \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) k dT$$

dont la somme vaut bien, en tenant compte de $Q = \int_{T_0}^{T_0'} k dT$,
a perte au condenseur.

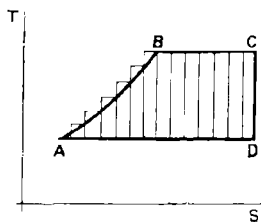


Fig. 39.

Calculons d'ailleurs la quantité Q .

On peut considérer le cycle de Rankine, ainsi que tous les cycles, comme formé par la juxtaposition d'une infinité de cycles de Carnot, conformément à la figure 39.

A la chaleur dQ versée au fluide pendant un élément de la courbe ABC, ledit fluide

étant à la température T , correspond donc un versement au condenseur $dQ \frac{T_2}{T}$ et un travail $dQ \left(1 - \frac{T_2}{T}\right)$. Par suite, à la chaleur $\int_{T_2}^{T_1} \gamma dT$ reçue par l'eau d'alimentation, correspond le versement au condenseur

$$T_2 \int_{T_2}^{T_1} \frac{\gamma dT}{T}$$

et le travail produit

$$\int_{T_2}^{T_1} \left(1 - \frac{T_2}{T}\right) \gamma dT.$$

A la chaleur $\int_{T_1}^{\theta} C dT - \int_{T_2}^{T_1} \gamma dT$ utilisée à la vaporisation de l'eau, correspondent la chaleur versée au condenseur

$$T_2 \left(\int_{T_1}^{\theta} \frac{C dT}{T_1} - \int_{T_2}^{T_1} \frac{\gamma dT}{T_1} \right)$$

et le travail produit

$$\left(1 - \frac{T_2}{T_0}\right) \left(\int_{T_1}^{\theta} C dT - \int_{T_2}^{T_1} \gamma dT \right).$$

Il s'ensuit que l'on a

$$(33) \quad Q = \frac{T_2}{T_1} \int_{T_1}^{\theta} C dT + T_2 \int_{T_2}^{T_1} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_1}\right) \gamma dT,$$

et en même temps :

Travail du cycle de Rankine

$$(34) = \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) \int_{T_1}^{\theta} C dT + T_2 \int_{T_2}^{T_1} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T}\right) \gamma dT$$

D'ailleurs T_2 peut être pris égal à T_2 avec une très grande approximation

Calcul numérique. — 101. Les formules qui précèdent nous permettent de faire des applications numériques.

Considérons par exemple 12 grammes de carbone représentés par le symbole chimique C. L'air a à peu près la composition $(O + 2Az^2)$. Il faut donc, pour brûler C, la quantité 2 $(O + 2Az^2)$. Prenons, comme on le fait d'ordinaire dans les chaudières, un excès d'air soit $\frac{5}{2}(O + 2Az^2)$.

Nous pouvons, pour ce combustible $C + \frac{5}{2}(O + 2Az^2)$, faire le calcul complet des pertes précédentes. Nous supposons $T_0 = 273$, $T_1 = 273 + 200$ ($p_1 = 16$ kilogrammes par centimètre carré) $T_0 = 273 + 30$. On trouve, en *grandes calories* :

Tableau I	{	$T_0 = 273$ $\theta = 2000$ Quantité d'eau évouant pour 12 grammes de C : 138 grammes.			
		Évolution Z 68,5			
		Perte au chauffage .	29,0	}	10,4
		Perte à l'alimentation	3,2		
		Perte au condenseur.	5,9		
		Perte par les fumées.	2,3		
		Évolution Y 28,1			

On voit que Y est environ 41 % de Z.

Influence des températures de la chaudière et du condenseur. — 102. Les températures T_1 et T_2 de la chaudière et du condenseur sont, dans une certaine mesure, indéterminées.

Il y a intérêt à abaisser le plus possible la température du condenseur. Toutes choses égales d'ailleurs, la dérivée par rapport à T_2 de l'expression du travail du cycle de Rankine est, en supposant, ce qui est très exact, la capacité calorifique γ constante et en prenant $T'_2 = T_2$,

$$-\frac{1}{T_1} \int_{T_1}^{\infty} C dT - \gamma L \frac{T_1}{T_2} + 2\gamma \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)$$

expression qui est négative dans les conditions habituelles.

Pratiquement, on est limité par la difficulté de maintenir le vide. On ne descend guère au-dessous de $273 + 30$.

103. Donnons-nous au contraire T_2 et voyons s'il y a intérêt à augmenter la température T_1 de la chaudière¹. Il est certain que, si T_1 est très voisin de T_2 , le travail produit sera très petit, parce que la perte au chauffage sera énorme ; on produira beaucoup de vapeur mais chaque gramme de vapeur ne pourra presque rien donner comme travail. Mais si T_1 est très grand et très voisin de θ , le travail produit sera encore très petit, parce que la perte par les fumées sera grande ; la vapeur produite sera susceptible de donner, par gramme, beaucoup de travail, mais on en produira très peu.

Il y a donc une température comprise entre T_2 et θ qui donne l'effet utile maximum d'un combustible donné.

¹ ZEUNER, JOUGUET, 5; KRAUSS.

On trouvera cette température optima en prenant la dérivée par rapport à T_1 de l'expression (34). Cela ne présente aucune difficulté. Le calcul numérique donne, pour cette température et pour le combustible

$$C + \frac{5}{2} (O + 2Az^2),$$

environ $273 + 500^\circ$.

Il est d'ailleurs possible d'obtenir un résultat très approché de la façon suivante. Supposons la chaleur spécifique des fumées constante. Raisonnons en outre comme si le cycle de Rankine était un cycle de Carnot compris entre les températures T_1 et T_2 . Le travail produit sera

$$C(\theta - T_1) \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)$$

dont le maximum s'obtient pour

$$T_1 = \sqrt{T_2\theta}$$

Pour notre exemple, $T_2 = 273 + 30$, $\theta = 2000$. Donc $T_1 = 273 + 508$.

Une telle température est encore très au-dessus de ce qu'on réalise dans les chaudières modernes. On peut donc dire que l'élévation de température des chaudières est à recommander.

Réchauffeur. — 104. On a perfectionné l'évolution γ de la machine à vapeur par le réchauffage de l'eau d'alimentation.

Dans notre exemple, la capacité calorifique moyenne des fumées entre $T_2 = 273 + 30$ et $T_1 = 273 + 200^\circ$ est environ 0,045. On peut dès lors utiliser ces fumées à réchauffer de T_2 à T_1 45 grammes d'eau. Ces 45 grammes

prendront ensuite à la chaudière, pour se vaporiser, 20,9 grandes calories. Comme la chaleur versée à la chaudière est

$$\int_{T_1}^{\theta} C dT = 87,9,$$

il reste 67 calories disponibles avec lesquelles on peut échauffer de T_2 à T_1 et vaporiser à T_1 105 grammes d'eau. En tout donc, la quantité d'eau évoluant pour 12 grammes de C est maintenant 150 grammes au lieu des 138 grammes qu'on avait dans la machine sans réchauffeur.

Dans la réalité ce n'est pas ainsi qu'on procède. On fait passer toute l'eau dans le réchauffeur; mais alors le réchauffage n'est pas complet; la température de l'eau ne s'y élève pas jusqu'à T_1 . Pour simplifier la discussion, je raisonnerai comme si le réchauffeur réchauffait complètement une partie de l'eau d'alimentation et pas du tout le reste.

L'existence du réchauffeur ne modifie pas la perte au chauffage. Mais elle supprime la perte à l'alimentation pour les 45 grammes passant dans l'appareil. Si γ' désigne la capacité calorifique des 105 grammes qui n'y passent pas, la perte à l'alimentation se réduit à

$$T_0 \int_{T_2}^{T_1} \frac{T_1 - T}{T_1 T} \gamma' dT.$$

La perte par les fumées se réduit à

$$\int_{T_0}^{T_2} \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) C dT.$$

La perte au condenseur est changée parce que Q est changé: si on désigne par γ'' la capacité calorifique des

45 grammes d'eau qui vont au réchauffeur, cette perte vaut, il est facile de le voir

$$(35) \left(1 - \frac{T_0}{T_2}\right) \left[T_2 \int_{T_1}^{\theta} C dT + T_2 \int_{T_2}^{T_1} \left(\frac{T}{T_1}\right)^{\gamma} dT + T_2 \int_{T_2}^{T_1} \frac{\gamma'' dT}{T} \right]$$

105. Les calculs effectués pour notre exemple donnent :

	$T_0 = 273$	$\theta = 2000$	
{	Quantité d'eau pour 12 grammes de C : 150 grammes		
	dont 45 grammes au réchauffeur.		
	Evolution Z	68,5	
	Perte au chauffage . . .	29,0	{
	— à l'alimentation . . .	2,5	
	— au condenseur . . .	6,6	
— par les fumées . . .	0,1		
Evolution Y	30,3		

Le réchauffeur diminue la perte par les fumées et la perte à l'alimentation, mais il augmente la perte au condenseur. Dans l'ensemble, il donne un gain, mais pas très considérable. Ce gain, il est vrai, est plus grand dans la réalité parce que, dans la réalité, les fumées s'échappent plus chaudes que dans le fonctionnement théorique supposé.

Influence de la dilution des gaz. — 106. Nous savons déjà que la dilution des gaz augmente la *perte par la combustion* et par suite diminue le pouvoir énergétique Z (79).

Que fait-elle sur l'évolution Y ? Il est impossible de le dire a priori. La dilution en effet augmente la perte par la combustion ; elle augmente aussi la perte par les fumées, car la masse de fumées s'échappant de la chaudière

pour une dépense donnée de carbone est plus grande ; mais par contre elle diminue la perte au chauffage, car elle diminue la température maxima atteinte par les gaz.

Faisons donc des calculs numériques. On trouve :

Combustion de C par 3 ($O + 2Az^2$) $T_0 = 273$ $\theta = 1780$

Tableau III	}	<i>1° Sans réchauffeur.</i>		
		Quantité d'Eau pour 12 grammes de C :	135 grammes.	
		Evolution Z	65,8	
		Perte au chauffage .	26,6	}
		— à l'alimentation.	3,2	
— au condenseur .	5,8			
— par les fumées .	2,7			
Evolution Y	27,5			

Tableau IV	}	<i>2° Avec réchauffeur.</i>		
		Quantité d'eau pour 12 grammes de C :	150 grammes dont 54 au réchauffeur.	
		Evolution Z	65,8	
		Perte au chauffage .	26,6	}
		— à l'alimentation.	2,2	
— au condenseur .	6,6			
— par les fumées .	0,1			
Evolution Y	30,3			

Combustion de C par 4 ($O + 2Az^2$) $T_0 = 273$ $\theta = 1473$

Tableau V	}	<i>1° Sans réchauffeur.</i>		
		Quantité d'eau pour 12 grammes de C :	130 grammes,	
		Evolution Z	61,1	
		Perte au chauffage .	22,6	}
		— à l'alimentation.	3,1	
— au condenseur .	5,6			
— par les fumées .	3,6			
Evolution Y	26,2			

	2° Avec réchauffeur.		
	Quantité d'eau pour 12 grammes de C : 149 grammes dont 71 au réchauffeur.		
Tableau VI	Evolution Z	61,1	
		Perte au chauffage .	22,6
		— à l'alimentation.	1,8
		— au condenseur .	6,6
		— par les fumées .	0,1
	Evolution Y	30,0	

} 31,1

La dilution des gaz diminue donc le rendement de l'évolution Y comme celui de l'évolution Z. Toutefois, avec un réchauffeur, la diminution est négligeable parce que la dilution, augmentant la masse des gaz et par suite la perte par les fumées, augmente l'effet utile du réchauffeur.

§ 4. — LA MACHINE A VAPEUR SURCHAUFFÉE

Le cycle de Hirn. — 107. On fait parfois fonctionner la machine à vapeur d'une manière un peu différente de celle que nous avons étudiée jusqu'ici. Après que la vapeur est sortie de la chaudière à température T_1 , et avant de l'envoyer dans le moteur, on la fait passer dans un serpent (surchauffeur), chauffé par les gaz du foyer, où on élève sa température à pression constante p_1 de T_1 à T_1' . Cette opération se représente sur les diagrammes de Clapeyron et entropique (fig. 40 et 41) par l'arc CC' , elle produit une surchauffe de la vapeur.

La vapeur ainsi surchauffée est envoyée dans le moteur où elle se détend adiabatiquement jusqu'à la pression p_2 si la machine est parfaite. Il peut arriver qu'à la fin de cette

détente, au point D', la vapeur soit devenue saturée, ou au contraire qu'elle soit restée surchauffée.

La vapeur va alors au condenseur. Si elle était surchauffée en D', elle commence par se refroidir à pression constante (D'E) puis elle se condense (EA). Si elle n'était pas surchauffée en D', la condensation commence tout de suite. Nous désignerons la température en D' par T'_1 .

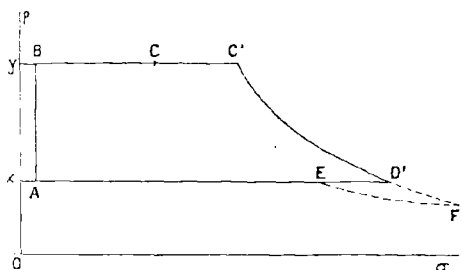


Fig. 40.

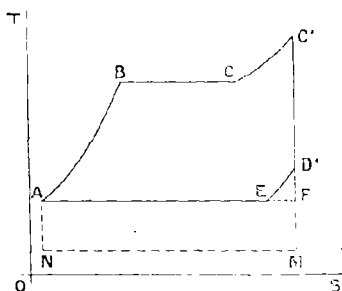


Fig. 41.

Ce qui se passe dans la pompe et dans la chaudière ne diffère pas de ce qui s'y passait dans la machine étudiée jusqu'ici.

Tel est le cycle théorique de la *machine à vapeur surchauffée* ou *cycle de Hirn*¹.

108. Encore ici, le travail se compose de deux parties, la *partie positive* $yC'D'x$, recueillie dans le moteur et la *partie négative* $xABy$ dépensée sur la pompe. Le travail dépensé sur la pompe est toujours, comme à l'article **91** $\gamma_\lambda - \gamma'_\lambda$ ou $(U + p\sigma)_{\lambda'} - (U + p\sigma)_\lambda$. Celui qui est re-

¹ HIRN. 2.

cueilli dans le moteur est encore $\gamma_{c'}$ — $\gamma_{b'}$ ou $(U + p\tau)_{c'}$ — $(U + p\tau)_{b'}$ et se représente toujours de même sur le diagramme de Mollier.

109. Il est facile de faire des calculs sur le cycle de Hirn comme sur celui de Rankine. Je n'y insisterai pas. Je signalerai seulement que M. Lelong a construit un abaque permettant de calculer les consommations théoriques de la machine à vapeur surchauffée en se servant de l'abaque précité de M. Rateau (90) et en faisant une petite correction.

Toutefois cet abaque de M. Lelong n'est établi que pour les surchauffes modérées et a été dressé avec la chaleur spécifique de Regnault, aujourd'hui abandonnée¹.

110. Au point de vue du rendement énergétique, l'évolution Y d'une machine à vapeur surchauffée présente les mêmes pertes que l'évolution Y d'une machine à vapeur saturée, avec les deux seules différences suivantes. Au chauffage, pendant le trajet CC', la température du fluide ne reste pas constante; elle varie de T_1 à T_1' . Au condenseur, de même, pendant le refroidissement D'E la température du fluide est supérieure à T_2 . La perte dans le condenseur est représentée (fig. 41) par la surface AED'MN. Elle se compose des triangles D'EF, correspondant au refroidissement de la vapeur surchauffée au contact d'une source fictive T_2 et que l'on peut appeler *perte par surchauffe à l'échappement*, et du rectangle AFMN auquel nous réserverons le nom de *perte au condenseur*.

Il serait facile d'imaginer un fonctionnement qui ferait

¹ LELONG. 2.

disparaître la perte par surchauffe à l'échappement. Il suffirait, dans le cylindre, de poursuivre la détente C'D' jusqu'à la température T_2 , en F, puis de faire, avant l'évacuation EA, une compression isotherme FE. Dans la réalité ce fonctionnement est difficilement réalisable. Toutes les fois que j'aurai à y faire allusion je l'appellerai le fonctionnement *plus que parfait* suivant le cycle *plus que théorique*.

Comparaison avec la machine à vapeur saturée.

— 111. Comparons une machine à vapeur surchauffée T_1, T'_1 avec une machine à vapeur saturée T_1 consommant la même quantité de combustible.

En combinant le chauffage du surchauffeur avec celui de la chaudière par un même foyer et en plaçant convenablement le surchauffeur sur le trajet des flammes (pas trop loin du foyer), on peut s'arranger pour que celles-ci ne s'échappent pas de l'ensemble chaudière T_1 + surchauffeur T'_1 plus chaudes que d'une chaudière T_1 seule. Dans les deux machines, les fumées emportent donc la même quantité de chaleur ; elles en versent donc la même quantité au fluide évoluant. Naturellement, il faut alors que la quantité de vapeur évoluant dans la machine à surchauffer soit plus faible que la quantité évoluant dans la machine saturée. Mais il est évident que la meilleure de ces deux machines sera celle où, à égalité de chaleur reçue, le travail sera plus grand, c'est-à-dire celle dont le cycle aura le rendement thermique le plus fort.

Or le rendement thermique est la moyenne du rapport $\frac{MN}{Mm}$ quand l'ordonnée mM se déplace de manière que M décrive ABC' et que N décrive ADED'. (fig. 42).

Pour tout le parcours FC' le rapport en question est sensiblement égal à $\frac{FE}{F'e}$, comme cela résulte de l'article 39

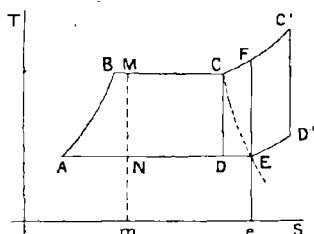


Fig. 42.

si on assimile la vapeur surchauffée à un gaz. Il est alors évident que l'adjonction de la partie $CC'D'D$ au cycle de Rankine $ABCD$ ne peut qu'augmenter la moyenne du rapport $\frac{MN}{Mn}$.

Il est manifeste que ce résultat tient au fait que, dans la machine à vapeur surchauffée, la *perte au chauffage* est diminuée, les échanges se faisant sous des différences de température en moyenne plus faibles.

Un calcul numérique, exécuté avec le combustible

$$C + \frac{5}{2} (O + 2Az^2)$$

chauffant une chaudière à température $T_1 = 273 + 200^\circ$, et surchauffant la vapeur à $T'_1 = 273 + 300^\circ$, donne le résultat suivant :

Tableau VII	}	Quantité d'eau évoluant pour 12 grammes de carbone	
		brûlé, 127 grammes.	
		Evolution Y	28,6.

Si l'on rapproche ce chiffre de celui du tableau I (101), on voit que l'économie de la surchauffe n'est pas énorme.

112. Comparons également la machine à surchauffe avec la machine à vapeur saturée fonctionnant avec la température T'_1 à la chaudière. A égalité de consom-

mation de combustible, la première, qui laissera échapper les fumées à T_1 , aura une perte par les fumées plus faible que la seconde qui les abandonnera à T'_1 . Mais dans la seconde le rendement thermique du cycle est plus fort, comme on peut le voir par un raisonnement analogue à celui qui précède. Le calcul numérique permet de voir dans quel sens penche la balance. Il montre que la machine à surchauffe est inférieure à l'autre.

113. Il est facile d'ailleurs par quelques tâtonnements, de trouver la température intermédiaire entre T_1 et T'_1 pour laquelle la machine à vapeur saturée est équivalente à la machine à vapeur surchauffée consommant la même quantité de combustible. Avec $T_1 = 273 + 200$, $T'_1 = 273 + 300$, $p_1 = 16$ kilogrammes par centimètre carré, on trouve qu'il suffit, pour avoir le même travail que dans la machine à surchauffe, de prendre une machine à vapeur saturée dont la température amont soit $273 + 209^0$ et, par suite, la pression 19 kilogrammes par centimètre carré.

Nous n'insisterons pas davantage sur ces comparaisons car ce n'est pas dans le fonctionnement théorique de la machine à vapeur surchauffée qu'il faut chercher son intérêt. Nous verrons que cet intérêt réside ailleurs, dans la diminution des pertes par rapport aux évolutions théoriques.

CHAPITRE II

LA CHAUDIÈRE

114. Une chaudière se compose d'un récipient R, où se vaporise de l'eau sous pression, chauffé par un foyer F. Dans le foyer on brûle un combustible solide, liquide ou gazeux. En général le combustible est solide et il est brûlé sur une grille dont la surface est un élément important de la chaudière.

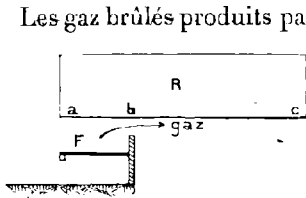


Fig. 43.

Les gaz brûlés produits par le foyer circulent au contact de la surface extérieure du récipient R. La fraction de la surface de R en contact avec les flammes s'appelle *surface de chauffe*. Il convient d'y distinguer deux parties : l'une *ab* sur la figure, est non seulement en contact avec les gaz chauds mais encore soumise au rayonnement du foyer ; c'est la surface de chauffe *directe* ; l'autre, *bc* sur la figure, est soustraite à ce rayonnement ; les gaz qui la lèchent ne sont plus ou presque plus incandescents : ils ne fournissent de la chaleur que par leur contact ; c'est la surface de chauffe *indirecte*.

Après avoir lèché la surface de chauffe, les gaz arrivent dans la *boîte à fumées* et de là s'échappent à la cheminée.

La vapeur produite dans R est enlevée par un tuyau qui la conduit à la machine (*Prise de vapeur*). Au fur et à mesure que l'eau se vaporise, elle est remplacée par le jeu

de la *pompe alimentaire*. Il s'établit dans la chaudière une pression qui dépend de son volume, de son débit et de l'intensité avec laquelle on la chauffe. Le chauffeur se guide sur les indications du *manomètre* et des *soupapes de sûreté* pour conduire son feu en vue de maintenir telle ou telle pression.

§ 1. — RENDEMENT THERMIQUE

Définitions — 115. D'après ce que nous avons dit, le rendement thermique de la machine à vapeur est le rapport $\frac{\tau}{L_p}$ du travail produit au pouvoir calorifique à pression constante du combustible dépensé dans la chaudière.

Désignons par Q la chaleur fournie à la vapeur dans la chaudière, à partir de son introduction à l'état d'eau jusqu'à sa sortie à l'état de vapeur. Le rapport $\frac{\tau}{L_p}$ est le produit des deux rapports $\frac{\tau}{Q}$ *rendement thermique de l'ensemble (moteur + pompe)* et $\frac{Q}{L_p}$ *rendement thermique de la chaudière*.

Étudions ici le rendement thermique de la chaudière $\frac{Q}{L_p}$.

Il est certainement inférieur à 1. En effet le pouvoir calorifique à pression constante est, par définition, la quantité de chaleur maxima que peut dégager un combustible brûlant, comme il le fait dans la chaudière, à pression constante. Or dans la réalité, toute cette chaleur ne passe pas à la chaudière :

1° D'abord, la combustion n'est pas complète. Il y a des

matières volatiles et des escarbilles non brûlées ; de plus, une partie du charbon s'arrête à l'état de CO et ne passe pas à l'état de CO². On peut définir un *pouvoir calorifique à pression constante* L'_p correspondant au degré de combustion qui se produit réellement. Le rapport de ce pouvoir L'_p à L_p est le *rendement de la combustion*.

2° Toute la chaleur L'_p ne passe pas à la vapeur. Une partie se perd par rayonnement et conductibilité à l'extérieur. Une partie surtout est déversée par les fumées non pas à la chaudière, mais à l'atmosphère, après leur sortie de la cheminée. Le rapport à L'_p de la chaleur Q reçue par la vapeur est le *rendement de la vaporisation*.

Combustion — 416. Les principaux déchets de la combustion proviennent des circonstances suivantes.

1° Escarbilles : Les escarbilles sont des particules solides du combustible qui ne sont pas brûlées et qui sont entraînées par le courant gazeux ou quelquefois emprisonnées dans les cendres et mâchefers. Expérimentalement, on peut recueillir ces escarbilles, les peser et en déterminer le pouvoir calorifique pour avoir une détermination de la perte correspondante.

2° Matières volatiles distillées. Quant on met du charbon frais sur la grille chaude, il se produit une distillation de ce charbon ; s'il n'y a pas trop d'air dans les gaz et si ceux-ci se refroidissent assez vite dans les carneaux au contact des parois de la chaudière, ces matières volatiles peuvent sortir en partie non brûlées par la cheminée.

3° Il arrive souvent qu'une partie du carbone passe simplement à l'état de CO et non de CO².

La détermination expérimentale de ces deux dernières pertes se fait par des analyses chimiques des fumées.

117. Pour augmenter le rendement de la combustion, il convient de bien brasser les gaz au-dessus de la grille et de les empêcher de quitter trop vite cette zone pour aller se refroidir et s'éteindre dans les carneaux. De là l'emploi, au-dessus de la grille, de chambres de combustion assez étendues et de voûtes arrêtant les gaz.

Le rendement de la combustion dépend d'ailleurs de diverses circonstances.

1° De la nature du combustible qui donne plus ou moins d'escarbilles, plus ou moins de matières volatiles, plus ou moins de mâchefers emprisonnant des parcelles de charbon non brûlées.

2° De la manière dont est conduit le feu. Quand on fait arriver trop peu d'air, on risque d'avoir des combustions incomplètes ; quand on en admet un excès, on le risque aussi par suite du refroidissement que l'on produit. Si le décrassage est fait sans soin, il peut faire perdre du combustible. La façon dont se fait le chargement a aussi de l'importance. Si l'on charge beaucoup de charbon à la fois, il se produit une abondante distillation de matières volatiles ainsi qu'un grand refroidissement du courant gazeux. Il est bon de charger peu à la fois et souvent, et de là l'intérêt des installations de chargement automatique.

3° Du tirage. La circulation des gaz de la combustion est obtenue grâce à une différence de pression qui existe entre le cendrier, par où entre l'air, et la boîte à fumées, par où les gaz brûlés quittent la chaudière. Cette différence de pression s'appelle le *tirage*. Elle est produite soit *naturellement* par une cheminée placée après la boîte à fumées, soit *artificiellement* par des ventilateurs ou des appareils à entraînement (trompes à air ou à vapeur). Quand le tirage

est fort et la circulation des gaz active, l'entraînement des escarbilles est considérable et les gaz, passant très rapidement dans les carneaux, ont une grande tendance à s'éteindre avant leur combustion complète.

Vaporisation. — 118. Nous avons déjà dit les raisons pour lesquelles toute la chaleur I_p' ne passe pas à la vapeur.

1° A partir du moment où les fumées, dans leur refroidissement, atteignent la température T_1 de la chaudière, elles ne peuvent plus lui céder de chaleur; tout ce qu'elles cèdent passe alors en pure perte à l'atmosphère. En réalité même, les fumées quittent toujours la chaudière à une température supérieure à T_1 , ce qui augmente la perte. Il serait en effet illusoire de vouloir les refroidir jusqu'à T_1 : dans la dernière partie de leur parcours, les échanges de chaleur entre elles et la chaudière seraient fort lentes, eu égard à la faible différence de température; il faudrait alors, pour obtenir ce refroidissement, allonger démesurément la chaudière.

Nous savons déjà comment l'emploi du réchauffeur permet de diminuer la perte par les fumées en permettant d'évacuer celles-ci à température plus basse. Nous avons d'ailleurs montré qu'il ne fallait pas songer, même dans une évolution théorique, à faire un réchauffeur complet, et, si l'eau d'alimentation tout entière passe au réchauffeur comme c'est le cas de la réalité, elle n'y subit pas l'échauffement total depuis la température d'alimentation jusqu'à celle de vaporisation. Dans la pratique, cela est encore plus vrai que dans les calculs théoriques. Il ne faut pas croire en effet que les fumées sortant du réchauffeur soient forcément à une température inférieure à T_1 . A la sortie de la

chaudière elles sont, comme on vient de le dire, à une température notablement plus élevée que T_1 ; leur température s'abaisse dans le réchauffeur, mais elle ne descend pas en général au-dessous de T_1 ; il est bien rare qu'elle s'abaisse au-dessous de 210° , une telle température étant utile à la base de la cheminée pour produire le tirage. Or 210° , c'est la température d'une chaudière dont la pression serait $19^{kg},5$ par centimètre carré, pression encore fort peu employée.

La détermination expérimentale de la perte par les fumées se fait en mesurant leur température d'évacuation et leur composition; on connaît alors leur chaleur spécifique et on peut calculer leur chaleur de refroidissement.

2° Une partie de la chaleur dégagée dans le foyer passe par conductibilité et rayonnement à l'extérieur. La détermination expérimentale de cette perte est fort difficile. On la calcule en général, dans les essais, par différence.

119. Analysons la manière dont se fait la transmission de la chaleur à l'eau de la chaudière¹.

Occupons-nous d'abord de la chaleur qui passe par conductibilité.

La tôle est en contact, par sa face AB (fig. 44) avec l'eau, par sa face CD avec les gaz chauds. Soient θ la température des gaz chauds, θ' celle de la tôle en un point infiniment voisin de la surface CD, θ'' celle de la tôle infiniment près de AB, T_1 celle de l'eau. Désignons par k le coefficient de conductibilité de

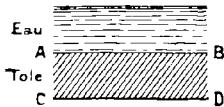


Fig. 44.

¹ SER.

la tôle, par e son épaisseur, par h' le coefficient de conductibilité extérieure au contact gaz-tôle, par h'' le coefficient de conductibilité extérieure au contact tôle-eau. On peut approximativement raisonner comme si la tôle était plane. La chaleur Q traversant dans l'unité de temps l'unité de surface de chauffe est

$$Q = h'(\theta - \theta') = \frac{e}{k}(\theta' - \theta'') = h''(\theta'' - T_1).$$

Posons

$$II = \frac{1}{h'} + \frac{k}{e} + \frac{1}{h''}.$$

Il vient alors

$$Q = II(\theta - T_1).$$

C'est le coefficient h' qui est normalement le plus petit. C'est donc la chute de température $\theta - \theta'$ qui est la plus grande. Mais il se présente des circonstances accidentelles qui peuvent diminuer beaucoup h' ou $\frac{k}{e}$. Ces circonstances sont tout à fait défavorables à la sécurité. Si, en effet, h'' diminue beaucoup, les températures θ'' et θ' s'élèveront beaucoup, la température moyenne de la tôle deviendra très grande, la tôle pourra même rougir et perdre toute résistance; d'où une explosion.

Les principales de ces circonstances sont les suivantes.

1° Si la face AB est en contact avec la vapeur de la chaudière au lieu de l'être avec l'eau, h'' devient très petit. De là la règle fondamentale dans la construction des chaudières (règle qui ne souffre que quelques exceptions peu importantes) que toute paroi léchée d'un côté par les

gaz soit baignée par l'eau sur l'autre face. De là encore le danger de la formation, en marche, des *chambres de vapeur*.

2° Une paille dans la tôle constitue une solution de continuité qui diminue $\frac{k}{e}$.

3° Les incrustations qui se déposent sur la face AB diminuent beaucoup h' .

120. Au contact de la surface de chauffe directe, on peut admettre que la température des gaz est uniforme, soit θ_0 sa valeur.

Le long de la surface indirecte, les gaz se refroidissent au fur et à mesure qu'ils cèdent de la chaleur. On peut se faire une représentation schématique du phénomène en imaginant que les gaz circulent au contact d'une tôle plane (fig. 45). Entre deux sections infiniment voisines EF, GH du courant gazeux, il y a une surface de chauffe ds et la température des gaz tombe de $d\theta$. A travers la surface ds il passe, dans l'unité de

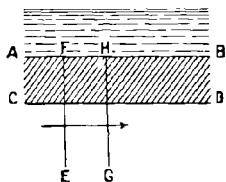


Fig. 45.

se passe, dans l'unité de

$$H(\theta - T_1)ds.$$

Si M désigne le débit *en masse* du courant gazeux et C sa chaleur spécifique sous pression constante, on a évidemment

$$- MCd\theta = H(\theta - T_1)ds.$$

Intégrons et déterminons la constante par la condition

que, à l'origine de la surface de chauffe indirecte ($s = 0$ si s désigne la surface *indirecte*) on a $\theta = \theta_0$. Il vient

$$\theta - T_1 = (\theta_0 - T_1)e^{-\frac{H}{MC}s}$$

(nous avons supposé, dans cet aperçu, la chaleur spécifique C constante, ce qui est inexact).

La quantité de chaleur totale traversant la surface de chauffe dans l'unité de temps est

1° pour la surface de chauffe directe σ

$$H(\theta_0 - T_1)\sigma$$

2° pour la surface indirecte \int

$$\int H(\theta - T_1)ds$$

ce qui, par la formule ci-dessus est égal à

$$\int (\theta_0 - T_1)e^{-\frac{H}{MC}s} ds = MC(\theta_0 - T_1)\left(1 - e^{-\frac{H}{MC}s}\right)$$

La chaleur transmise par unité de masse des gaz brûlés est donc

$$(\theta_0 - T_1) \left[\frac{H\sigma}{M} + C \left(1 - e^{-\frac{H}{MC}s} \right) \right]$$

Il convient que la chaleur cédée par unité de masse des fumées soit aussi forte que possible. La formule précédente

donne tout de suite les résultats suivants *qu'il est d'ailleurs facile de comprendre sans aucune formule mathématique.*

Il est bon que la conductibilité soit grande. De là l'intérêt qu'il y a à nettoyer les chaudières, à l'intérieur et à l'extérieur, les dépôts de suies (extérieur) et les dépôts de boues ou les incrustations (intérieur) diminuant h' et h'' .

Pour bien refroidir les gaz, il convient d'avoir une surface de chauffe indirecte grande. Toutefois, on peut remarquer que les derniers éléments de cette surface de chauffe donnent peu de gain, les échanges de chaleur qui les traversent y étant faibles en raison de la petitesse de $\theta - T_1$ en ces points. Il est donc inutile d'allonger démesurément la chaudière.

L'activité du tirage (M grand) diminue la chaleur transmise parce que les gaz séjournent peu de temps au contact de la tole. Il faut dire toutefois que, lorsque le débit des gaz est très grand, le coefficient de conductibilité h' est augmenté. h' dépend en effet de l'agitation du mélange gazeux au contact de la tole ; si l'agitation est grande, les molécules fluides qui viennent en contact avec la tole se renouvellent fréquemment et l'échange de chaleur est activé. Or un courant gazeux ne se déplace jamais avec une vitesse entièrement régulière parallèle à CD . Il est toujours accompagné, c'est un fait bien connu en hydraulique, d'une *agitation transversale* qui est naturellement d'autant plus grande que la vitesse générale d'entraînement du courant est plus considérable. Mais l'augmentation de h' qui résulte de ce fait ne corrige pas complètement l'effet de la diminution de la durée du contact entre les gaz et la tole, et finalement c'est une di-

minution de chaleur transmise qui accompagne un tirage exagéré¹.

121. A la chaleur transmise par conductibilité, il faut ajouter la chaleur transmise par rayonnement à travers la surface de chauffe directe, chaleur qui est parfois considérable.

Il est bien évident que la chaleur transmise par unité de surface est beaucoup plus grande pour la surface directe que pour la surface indirecte. Il ne faut pas conclure de là qu'il y a intérêt à accroître la première aux dépens de la seconde. Un accroissement de surface directe n'augmentera pas la chaleur rayonnée par le foyer, laquelle passera toujours par cette surface directe, même réduite. Bien au contraire une diminution de surface indirecte aurait pour effet de faire sortir les flammes à une température trop élevée.

Résultats d'essais — 122. Il a été fait de nombreux essais sur le rendement des chaudières. Nous emprunterons quelques renseignements à une importante série d'expériences exécutées par la compagnie des chemins de fer P.L.M. sur des chaudières locomotives².

Voici les résultats obtenus (p. 145) avec une chaudière munie de tubes lisses en laiton de 4 mètres de diamètre. On a fait varier le *tirage* (différence de pression entre le cendrier et la boîte à fumées) et on a expérimenté des foyers divers (munis ou non de voûtes et de bouilleurs Tenbrinck).

¹ SER.

² HENRY.

	Foyer ordinaire		Foyer avec voûte longue		Foyer avec voûte courte		Foyer avec Tenbrinck	
	25	45	25	45	25	45	25	45
Tirage mm. d'eau	25	45	25	45	25	45	25	45
Pouvoir calorifique	1 000	1 000	1 000	1 000	1 000	1 000	1 000	1 000
Chaleur non dégagée	80	90	50	60	50	60	50	60
» entraînée par les fu- mées	117	120	103	112	110	119	105	111
Chaleur perdue par rayonne- ment et conductibilité	67	80	59	57	61	59	56	58
Chaleur reçue par la vapeur	736	710	788	771	779	762	789	771
Rendement de la combustion 0/0	92	90	96	—	95	94	94	92
Rendement de la vaporisa- tion 0/0	80	78	83	82	82	81	83	82
Rendement total	73,6	71,0	78,8	77,1	77,9	76,2	78,9	77,1

Moteurs thermiques.

e

123. Voici quelques indications plus détaillées sur un essai particulier, faisant partie de ces mêmes expériences, exécuté avec des tubes lisses de 2^m,50 de long et de 50 millimètres de diamètre extérieur, un tirage de 75 millimètres et une voûte courte.

Charbon brûlé par heure	672	kg.
Volume d'air admis par heure	6384	m ³
Eau vaporisée par heure	6357	kg.
Escarbilles par heure	31,66	kg.
Température des gaz de la boîte à fumées T _f	273 + 310°	
Température ambiante T ₀	273 + 23°	
» de l'eau d'alimentat.	273 + 21°3	
» de la vapeur à la pression de l'expérience T ₁	273 + 180°	
Poids d'eau entraîné par la vapeur	Négligeable	
Pouvoir calorifique de 1 kg de combustible sec et sans cendres	8420	calories
Analyse en poids du combustible sec et sans cendres	{ C . . . H . . . O + Az.	88,51
		4,50
		6,99
Carbone contenu dans 1 kilogr. d'escarbilles		0,007 kg.
Eau contenue dans 1 kilogramme de combustible brut		0,012
Cendres dans 1 kilogramme de combustible sec		0,040
Analyse en volume des gaz de la boîte à fumées ramenés à 0 et 760 mm. de mercure ¹ .	{ CO ² CO O Az	14,96
		1,01
		3,54
		80,49

¹ Ainsi ramenés à 0 et à 760 millimètres, les gaz ont perdu le peu d'eau qu'ils contenaient.

Le bilan thermique s'établit comme suit ¹

Chaleur non dégagée	} correspondant à CO. . . 3,7 } } correspondant aux escarbilles 3,4 }	7,1
Chaleur emportée par les fumées, les cendres, etc ²		
Rayonnement et conductibilité		4,6
Reçue par la vapeur		75,9
Total		100,0

Dans toutes ces expériences de la Compagnie PLM, l'analyse des fumées a indiqué que les hydrocarbures distillés étaient en quantité négligeable. Il convient de dire que d'autres séries d'expériences ont donné sur ce point des résultats contraires. C'est ainsi que la Compagnie de l'Est a conclu, à la suite d'essais exécutés par elle², que, toutes les fois qu'il y a entraînement de combustible vers la boîte à fumées, il y a des hydrocarbures dans les gaz de la combustion.

124. D'une manière générale, il résulte des essais de chaudière qu'on peut compter facilement sur un rendement thermique total de 70 à 75 %/o. Cela représente, dans les conditions habituelles de marche, avec du bon combustible, une vaporisation de 7 à 9 kilogrammes de vapeur par kilogramme de charbon. Il faut, bien entendu, diminuer beaucoup ce taux si on emploie des combustibles inférieurs.

¹ On trouvera de légères différences entre ce bilan et celui qui est donné dans l'article des *Annales des Mines* (HENRY). C'est que je l'ai établi avec des données un peu différentes en ce qui concerne les pouvoirs calorifiques et les chaleurs spécifiques des gaz. J'ai eu aussi à corriger une faute de calcul, qui s'était glissée dans ledit article.

² *Revue générale des chemins de fer*, 1891. Voir aussi NADAL 5.

§ 2. — RENDEMENT ÉNERGÉTIQUE¹

125. Nous plaçant au point de vue énergétique, nous allons examiner les pertes dans la chaudière. Nous devons nous reporter à l'équation (23)

$$G_E - G_F + \Gamma_{a'} - \Gamma_c = (\text{pertes})_{\text{chaudière}}$$

de l'article **93**. Les pertes dans la chaudière, qui figurent au second membre, ont été analysées dans le cas de la machine parfaite. Il faut les étudier de nouveau ici, car, dans une machine réelle, elles sont modifiées et de plus il y en a de nouvelles.

Nous exposerons la question en parlant de l'essai relaté dans l'article **123** : nous aurons de la sorte des évaluations numériques. Les nombres que nous donnerons seront exprimés en grandes calories et se rapporteront à la millièème partie du combustible brûlé dans une heure, soit à 672 grammes de charbon.

Les données du problème. — 126. La combustion n'est pas complète dans le foyer ; elle donne de l'oxyde de carbone et des escarbilles. Laissons pour le moment de côté cette imperfection ; admettons que la combustion telle qu'elle se produit soit précisément celle qui doit se produire, que l'état final F à atteindre soit bien celui qui est atteint en réalité. Considérons en somme l'expression $G_E - G_F$ correspondant au degré de combustion réel et non au degré de combustion complet. L'état actuel de la science ne permet pas d'en connaître la valeur numérique. Mais on peut calculer le pouvoir énergétique Z cor-

¹ JOUQUET. 3. 4.

respondant : ce Z vaut 3488 calories. De même le pouvoir calorifique correspondant avec eau condensée est, dans cette combustion incomplète, 4984.

Les produits de la combustion sont les gaz, les escarbilles et les cendres. En prenant pour les gaz les chaleurs spécifiques de Mallard et Le Châtelier, pour les escarbilles et les cendres des chaleurs spécifiques respectivement égales à 0,4 et 0,3, il est facile de calculer que la température de combustion théorique est $\theta = 273 + 1817$.

En fait la combustion ne se produit certainement pas de manière à donner cette température. Les gaz se refroidissent au fur et à mesure qu'ils brûlent, d'abord par le contact de la chaudière elle-même, ensuite par les pertes par rayonnement et conductibilité. Et surtout, toute la chaleur rayonnée, même celle qui n'est pas perdue et passe à l'eau, n'élève pas la température des produits de la combustion. Aussi le chiffre de 2090° n'est-il qu'un chiffre théorique. Mais l'expérience n'a pas donné, dans l'essai étudié, la température maxima réellement atteinte par les flammes; dans d'autres expériences, on a trouvé des températures absolues d'environ 1400°.

La chaleur fournie à l'eau et à la vapeur peut se calculer par les températures de l'eau d'alimentation et de la vapeur produite et par la quantité de cette vapeur. Elle vaut 4068. Si l'on ajoute à ce nombre la chaleur emportée par les fumées, les escarbilles et les cendres, on doit obtenir, à la perte par rayonnement près, le pouvoir calorifique 4984.

Les fumées s'échappent à une température

$$T_f = 273 + 310$$

notablement supérieure à la température

$$T_1 = 273 + 180$$

de la chaudière; on peut compter que c'est là aussi la température des escarbilles. Pour les cendres, leur température d'évacuation n'ayant pas été mesurée, nous la prendrons égale à la température théorique de combustion $273 + 1817^{\circ}$. Cela n'a pas grand inconvénient, car la chaleur qui leur correspond est très faible.

On peut alors calculer la chaleur perdue par les fumées, les escarbilles et les cendres; on trouve 667. La somme de 4068 et de 667 vaut 4735. La chaleur perdue par rayonnement et conductibilité est donc

$$4984 - 4735 = 249.$$

L'essai étudié a été fait sans condenseur. Pour être complet, j'imaginerai ici qu'il y avait un condenseur à la température $T_2 = 273 + 30$.

Pertes par les fumées, les escarbilles, les cendres.—
127. La *perte par les fumées* de l'article 97 se complique ici de la *perte par les escarbilles* par la chaleur sensible des escarbilles) et de la *perte par les cendres*. Ces 3 pertes, qui sont des échanges de chaleur irréversibles avec le milieu ambiant dont la température est $T_0 = 273 + 23$, se calculent, comme la perte par les fumées de l'article 97, par la formule (29). Il faut seulement prendre garde que les fumées et les escarbilles se refroidissent de $T_1 = 273 + 310$ à $T_0 = 273 + 23$ et les cendres de $\theta = 273 + 1817$ à T_0 . On trouve

Pertes par les	}	fumées.	197
		escarbilles. . .	1
		cendres.	10
		Total	208

Les pertes à l'alimentation. — 128. La perte à l'alimentation de l'article 96 se complique ici d'une circonstance. L'eau d'alimentation n'est pas prise à la température du condenseur $T_2 = 273 + 30$: elle est prise à la température ambiante $T_0 = 273 + 23^0$. (Et même, dans l'essai, cette eau est prise à une température un peu différente de T_0 , à $273 + 21^0, 3$. J'ai eu égard à cette légère différence dans mes calculs ; je la négligerai, pour simplifier, dans l'exposé théorique, laissant au lecteur le soin de rechercher comment il faut en tenir compte). Outre la perte à l'alimentation de l'article 96, correspondant à l'échauffement, par la chaudière, de l'eau de $T_2 = 273 + 30$ à $T_1 = 273 + 180^0$, il y a donc une *perte complémentaire à l'alimentation* correspondant à l'échauffement de cette eau de $T_0 = 273 + 23$ à $T_2 = 273 + 30$, perte qui vaut, γ étant la capacité calorifique de l'eau d'alimentation,

$$T_0 \int_{T_0}^{T_2} T_1 \frac{T}{T_1 T} \gamma dT.$$

Le calcul donne

Perte à l'alimentation.	136
Perte complémentaire à l'alimentation.	18

Les pertes par combustion, par rayonnement et conductibilité, au chauffage. — 129. Restent, pour terminer, des pertes correspondant à la *combustion, au rayonnement et à la conductibilité*, et enfin au *chauffage*.

Il faut les étudier ensemble. Il est en effet impossible de les séparer. L'expérience n'a pas relevé la température maxima atteinte par les flammes et d'ailleurs on ne sait pas comment s'est produite la combustion. On ne sait

pas non plus à quelle température s'est échappée la chaleur perdue par rayonnement et conductibilité.

Les pertes en question ne peuvent pas, par suite, être calculées isolément. Mais nous allons voir que leur somme est déterminée.

Rigoureusement même, dans l'essai étudié, où la température des cendres n'a pas été mesurée, il faudrait joindre aux 3 pertes ci-dessus la *perte par les cendres* qui n'a été calculée plus haut que moyennant une hypothèse sur la température de celles-ci. En somme, il faut grouper la chaleur emportée par les cendres avec celle qui se perd par rayonnement et conductibilité. Dans le raisonnement qui va suivre, il convient d'entendre sous le nom de *perte par rayonnement* la somme de la perte par les cendres et de la perte vraie par rayonnement.

Dès lors, pour se représenter nos 3 pertes, il faut voir le combustible entrant dans la chaudière à T_0 , s'y brûlant et s'échappant à T_7 . Il faut imaginer une source, c'est-à-dire un grand corps solide ou liquide, dont la température reste sensiblement égale à T_1 , au contact de laquelle se fera la combustion. Cette source recevra des gaz la chaleur que ceux-ci cèdent à la chaudière, soit 4068 calories. Ce sera elle qui, ensuite, versera cette chaleur à la chaudière pour échauffer l'eau d'alimentation et la vaporiser. Dans l'étude que nous faisons ici, il faut s'arrêter au moment où cette source intermédiaire a reçu la chaleur des gaz sans avoir encore rien donné à la chaudière.

Les pertes pendant la combustion, par rayonnement et conductibilité, et au chauffage sont celles qui se produisent dans le système que nous venons de définir. Comme, dans ce système, il ne se produit aucun travail des résistances utiles, la somme de ces pertes est égale (équation

(19)) à la variation des fonctions r relatives aux corps constituant le système, c'est-à dire au combustible d'une part, à la source intermédiaire de l'autre. *Quelle que soit la manière dont la combustion se produise, pourvu qu'elle soit à pression constante, et que les chaleurs cédées à la source intermédiaire et au milieu ambiant soient les mêmes, les gaz s'échappent dans le même état, la source intermédiaire parcourt la même transformation, par suite les fonctions r subissent la même variation, partant les pertes sont les mêmes. La somme de nos trois pertes est donc parfaitement déterminée.*

130. Pour aller plus loin et donner une idée de chaque perte isolément, on aura recours à des *conventions*. C'est là une circonstance que nous rencontrerons fréquemment. Les diverses pertes d'une machine influent les unes sur les autres; par exemple, ici, le rayonnement influe sur la manière dont se fait la combustion et inversement. Rigoureusement parlant, il est impossible de séparer leur action respective. Il n'en est pas moins intéressant de faire cette séparation au moyen d'hypothèses et de conventions; assurément il y aura là une grande part d'arbitraire; la chose n'en sera pas moins instructive si on sait choisir des conventions raisonnables.

Nous conviendrons d'abord de supposer que la combustion se fait, comme dans l'évolution théorique Z , adiabatiquement. La *perte par la combustion* sera donc

$$P = (G_e - G_r) - Z$$

la même que dans l'évolution théorique. Il est d'ailleurs certain que, dans la réalité, il n'en sera pas ainsi; cette estimation de la perte par la combustion sera donc pure-

ment conventionnelle. Remarquons d'ailleurs que nous sommes incapables, dans l'état actuel de la science, de la calculer numériquement.

La température de combustion atteinte sera donc supposée égale à la température théorique $\theta = 273 + 1817$. De là le calcul de la perte par les cendres donné plus haut.

Les fumées et les escarbilles, se refroidissant de θ à T_f , verseront leur chaleur partie à la source intermédiaire (4068 calories), partie par rayonnement et conductibilité au milieu ambiant (249 calories). Si C' et C'' sont les capacités calorifiques totales des fumées et des escarbilles, la somme $4068 + 249 = 4317$ est certainement égale à

$$\int_{T_f}^{\theta} (C' + C'') dT$$

car c'est ainsi que la chaleur 249 a été déterminée. La chaleur $(C' + C'') dT$ se partage en deux, l'une $C' + C'' - C''' dT$ versée à la source intermédiaire, l'autre $C''' dT$ versée au milieu ambiant. C''' est une grandeur qui doit être telle que

$$\int_{T_f}^{\theta} C''' dT = 249.$$

Nous conviendrons d'admettre que la perte de chaleur 249 est uniformément répartie sur toute la chute de température $\theta - T_f$, c'est-à-dire que nous supposons C''' constant. Dès lors C''' sera parfaitement déterminé et nous aurons

$$\text{une perte au chauffage } T_0 \int_{T_f}^{\theta} (C' + C'' - C''') \frac{T - T_1}{T T_1} dT = 1677$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{une perte par rayonnement} \\ \text{et conductibilité} \end{array} \right\} \int_{T_f}^{\theta} C''' \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) dT = 187.$$

Rendement énergétique. — 131. Les pertes dans la chaudière sont donc

$$208 + 136 + 18 + 187 + 1677 + P,$$

et on a

$$G_E - G_F + \Gamma_{a'} - \Gamma_c = 208 + 136 + 18 + 187 + 1677 + P.$$

Or $(G_E - G_F - P)$ c'est Z et l'on peut écrire

$$Z = \Gamma_c - \Gamma_{a'} + 208 + 136 + 18 + 187 + 1677.$$

Nous avons dit que, dans l'impossibilité où on est de calculer $G_E - G_F$, il convenait de rapporter les rendements énergétiques à Z . Le rendement énergétique de la chaudière sera alors

$$\frac{\Gamma_c - \Gamma_{a'}}{Z}.$$

132. Il convient même de prendre un autre terme de comparaison que Z .

Z (soit 3488 dans notre exemple) se rapporte à une combustion incomplète (126). Calculons le pouvoir énergétique Z' qui correspondrait à la combustion complète. Il vaut 3813. On peut appeler $Z' - Z = 325$ la *perte par combustion incomplète*.

Remarquons aussi que le mélange de charbon et d'air qui va au foyer contient un excès d'air. Imaginons que nous brûlions le charbon avec l'air strictement nécessaire à sa combustion et calculons le pouvoir énergétique Z'' correspondant. On trouve $Z'' = 3850$. La différence $Z'' - Z' = 37$ peut être appelée *perte par dilution*.

Finalement c'est à Z'' que nous rapporterons le rendement énergétique de la chaudière, lequel sera donc $\frac{\Gamma_c - \Gamma_{a'}}{Z''}$.

133. En récapitulant les résultats obtenus dans ce qui précède nous trouvons :

Z'	3 850	soit 100	
Pertes	{ Par les fumées 197 } { » escarbilles 1 } { » cendres 10 }	208	soit 5,5
		Par rayonnement et conductibilité	187	5,0
		Au chauffage	1 677	43,5
	A l'alimentation	136	3,5	
	Complémentaire à l'alimentation .	18	0,5	
	Par combustion incomplète . . .	325	8,5	
	Par dilution	37	1,0	
Produit $\Gamma_2 - \Gamma_2'$	1 262	32,5	0/0	

§ 3. — SURCHAUFFEUR

134. L'appareil vaporisateur comprend parfois, outre la chaudière, un *surchauffeur*, constitué par des tubes où la vapeur produite par la chaudière est chauffée à pression constante.

L'étude du surchauffeur est tout à fait analogue à celle de la chaudière et on y trouve les mêmes pertes avec quelques modifications. C'est ainsi que la perte au chauffage y est plus faible que dans une chaudière, en raison de l'élévation de la température de la vapeur.

La perte par les fumées a tendance à y être très forte, étant donnée la forte température des gaz. Pour la réduire, il convient de faire du réchauffage méthodique, les fumées circulant au contact du surchauffeur en sens inverse de la vapeur dans celui-ci, d'éviter, autant que possible, les surchauffeurs à foyer indépendant et d'associer le surchauffeur à la chaudière en le plaçant, sur le trajet des flammes, pas trop loin du foyer.

Théoriquement, il est possible d'avoir ainsi des fumées aussi froides à la sortie d'un ensemble (chaudière + surchauffeur) qu'à la sortie d'une chaudière simple. Pratiquement, en général, les rendements thermiques des surchauffeurs, surtout de ceux qui sont à foyer indépendant, sont inférieurs notablement à ceux des chaudières.

§ 4. — PUISSANCE

Circonstances influant sur la puissance. — 135. C'est la chaudière qui, avec sa capacité de production, détermine la puissance d'une machine à vapeur, car, en général, le moteur peut développer, grâce au réglage de l'admission, des puissances très variées.

La puissance de la chaudière s'exprime par l'énergie utilisable $\Gamma_c - \Gamma_a'$ de la quantité de vapeur produite par heure. Cette puissance est évidemment égale au produit du pouvoir énergétique Z'' de la quantité de combustible brûlée par heure par le rendement énergétique $\frac{\Gamma_c - \Gamma_a'}{Z''}$ de la chaudière. Tout ce qui influe sur ce rendement et sur ce pouvoir Z'' influe donc sur la puissance.

136. Il est évident que les éléments principaux sont le Z'' de l'unité de masse de combustible et la quantité de combustible brûlée par heure. Le Z'' de l'unité de masse dépend de la nature du combustible. Quant à la quantité de combustible brûlée par heure, elle varie, elle aussi, avec cette nature, les divers combustibles pouvant être chargés sous des épaisseurs diverses sur la grille ; mais elle varie surtout avec le tirage. Avec un combustible courant, le tirage

naturel, produit par la cheminée, ne permet guère de brûler que 60 à 100 kilogrammes de charbon par mètre carré de surface de grille et par heure. On peut arriver presque à décupler ce chiffre avec le tirage *forcé*, obtenu par des ventilateurs ou des trompes.

Tandis que le tirage naturel donne entre le cendrier et la boîte à fumées une différence de pression d'environ 10 millimètres d'eau, le tirage forcé permet d'atteindre 100 millimètres.

Le tirage forcé n'est pas seulement employé pour augmenter la puissance, il est aussi utilisé pour brûler les combustibles de mauvaise qualité, très cendreuse et très maigres.

137. Un résultat a été observé, dans les expériences de la compagnie PLM¹, qui montre bien les diverses influences agissant sur la puissance d'une chaudière. En augmentant la longueur des tubes de fumée, et laissant constant le tirage, c'est-à-dire la différence de pression entre le cendrier et la boîte à fumées, on a constaté que la puissance commençait par augmenter, puis qu'elle diminuait ; il y a donc une longueur de tubes donnant la puissance maxima. Ce fait s'explique de la façon suivante. Au début, avec des tubes très courts, le rendement de la chaudière est mauvais : la valeur du tirage étant donnée, l'activité de la circulation des gaz est très grande parce que leur trajet, très court, rencontre peu de résistance, et cela diminue le rendement de la combustion ; d'autre part le rendement de la vaporisation est mauvais aussi, la perte par les fumées étant grande. A la fin, avec des tubes longs,

¹ Voir HENRY.

le rendement est bon, mais, par suite de la grande résistance offerte au passage des gaz, l'activité de leur circulation est faible et la quantité de charbon brûlée par heure est petite.

Elasticité de la puissance. — 138. La puissance de la machine alimentée par la chaudière n'est pas toujours constante. Il arrive parfois que, à de certains moments, elle est considérablement augmentée. La chaudière doit alors être capable de faire face à ces à coup, et de produire, accidentellement et pendant une courte période, un excédent de vapeur. Il est bien évident d'ailleurs qu'une chaudière jouissant de cette propriété sera relativement facile à conduire, car sa production sera moins sensible aux fautes du chauffeur qui entretient le feu.

On obtient ce résultat en donnant à la chaudière une grande capacité. La masse d'eau et de vapeur qu'elle contient fonctionne alors comme volant de puissance.

Le fonctionnement d'une réserve de vapeur se comprend de soi. On peut remarquer que cette réserve est particulièrement forte dans les chaudières où la vapeur est produite à une pression supérieure à la pression d'utilisation, et détendue ensuite avant cette utilisation ; un volume donné contient alors une masse relativement grande de vapeur.

Le fonctionnement de la réserve d'eau est un peu plus complexe. Quand le moteur demande accidentellement un excès de vapeur, une partie de l'eau en réserve doit se vaporiser ; cette vaporisation, qui doit se faire dans un temps très court, ne peut se produire sous l'action de la chaleur fournie par le foyer, laquelle n'augmente pas subitement ; elle se fait aux dépens de la chaleur de l'eau ;

par suite elle refroidit un peu la masse d'eau et tend à faire baisser la pression de la chaudière. Si la masse d'eau est grande, la pression baisse fort peu. Un cas limite de ce fonctionnement se rencontre dans la *chaudière sans foyer* (Francq, etc.), employée pour faire marcher certains tramways à vapeur. C'est un récipient où on emmagasine de l'eau à haute température, maintenue liquide par une forte pression. Le moteur prend sa vapeur à ce récipient ; la vapeur se produit aux dépens de la chaleur de l'eau ; au fur et à mesure que le moteur marche, la température, et par suite la pression, baissent dans la chaudière, et cela jusqu'à ce que la pression ne soit plus suffisante pour faire marcher le moteur. On arrive ainsi pratiquement à utiliser en vapeur $\frac{1}{10}$ de l'eau emmagasinée.

Les chaudières à grand volume de vapeur et d'eau sont donc des chaudières à puissance élastique. Elles ont de plus l'avantage d'être faciles à conduire. Par contre elles ont l'inconvénient d'être fort longues à mettre en feu. De plus elles donnent, en cas d'explosion, des accidents beaucoup plus graves que les autres, en raison de la grande masse de fluide qu'elles renferment.

CHAPITRE II

LE CONDENSEUR

§ 1. — GÉNÉRALITÉS

Température et pression du condenseur — 139.

La vapeur qui sort du moteur se condense dans le condenseur sous l'action refroidissante d'un courant d'eau. Dans le *condenseur par surface*, le courant d'eau de refroidissement est séparé de la vapeur à condenser ; dans le *condenseur par mélange*, cette eau est au contraire injectée dans la vapeur.

Soient T_2 la température du condenseur, p_2 la tension de vapeur saturée à cette température. La pression qui règne au condenseur n'est pas p_2 : en effet le condenseur ne contient pas uniquement de l'eau et de la vapeur ; il contient aussi de l'air. Tout d'abord, à la mise en marche, il y avait de l'air dans l'appareil et le vide n'a pu être fait complètement. Il y a de plus un afflux continu d'air dû aux causes suivantes.

La vapeur venant du moteur a été produite en général avec de l'eau aérée ; elle apporte donc avec elle de l'air, mais en petite quantité. Il en arrive surtout par les fuites, le condenseur étant à une pression inférieure à la pression atmosphérique ; c'est là la principale source d'air pour les condenseurs par surface. Dans les condenseurs par mélange, il y en a une plus importante encore : c'est l'eau

de refroidissement, qui contient forcément de l'air en dissolution et le dégage sous l'action de la température et de la faible pression.

Désignons par p' la pression de l'air occupant tout le volume du condenseur. La pression totale au condenseur sera, par les lois du mélange des gaz et des vapeurs, $p_3 - p_2 + p'$. La pression p_3 est la tension de la vapeur d'eau à une certaine température T_3 . On voit que l'air du condenseur a pour effet de relever fictivement de T_2 à T_3 la température de condensation. Comme cas particulier, quand une machine est à échappement libre, la pression p_1 est égale à la pression atmosphérique p_a et la température fictive T_3 du condenseur est $273 + 100$.

La pression p' que prend l'air dans le condenseur en régime permanent dépend de la quantité d'air affluent et du volume aspiré par la pompe à air par seconde, la pression p' devant être telle que ce volume contienne une masse égale à la masse affluente. Dans un essai exécuté sur le condenseur par surface de la machine du laboratoire de Liège, on avait

$$T_2 = 273 + 34^{\circ},46 \quad p_2 = 0,0552 \text{ kilogramme par centimètre carré.}$$

$$T_3 = 273^{\circ} + 44^{\circ},7 \quad p_3 = 0,0957 \text{ kilogramme par centimètre carré.}$$

On dit qu'un condenseur donne 90 % de vide quand, p_a désignant la pression atmosphérique $\frac{p_a - p_3}{p_a} = 0,90$. C'est à peu près le vide qu'on avait dans l'essai dont nous venons de parler. Les condenseurs modernes placés après les turbines (exemple condenseur Leblanc) donnent des vides qui atteignent et dépassent 96 %.

Communication du moteur et du condenseur. 140.

Pour profiter du vide que l'on maintient au condenseur, il faut donner au tuyau d'échappement du moteur une section suffisante. Sans même parler des laminages par frottement qui s'exagèrent dans un tuyau trop étroit, il y a une limite imposée par les lois de l'écoulement des vapeurs¹.

On sait que, dans la section la plus étroite d'un ajutage quelconque, la vitesse de la vapeur est toujours inférieure à la vitesse du son dans le milieu correspondant. Dans le cas qui nous occupe, on peut assimiler le passage de la vapeur du moteur dans le condenseur à la traversée d'un ajutage dont la section la plus étroite est la section S du tuyau d'échappement. D'autre part, on peut prendre, pour la vapeur raréfiée, la vitesse du son égale à 400 mètres par seconde environ.

Prenons pour unités le kilogramme poids, le mètre et la seconde. Soit I le poids de vapeur débité par seconde, ϖ son poids spécifique. La vitesse de la vapeur dans le tuyau est

$$v = \frac{I}{S\varpi}.$$

Pour les faibles pressions, on a sensiblement $\varpi = 0,000065 p$. La pression qui correspond à la vitesse de 400 mètres est donc donnée par

$$400 = \frac{I}{0,000065 pS} \quad p = 38 \frac{I}{S}.$$

Supposons I et S donnés. Il est tout à fait inutile d'abaisser la pression au condenseur au-dessous de la valeur

¹ LELONG, 3.

$p = 38 \frac{1}{S}$, car ce sera cette pression qui s'établira dans la section la plus étroite de l'ajutage, c'est-à-dire ici dans le tuyau d'échappement. Inversement, la pression p_3 du condenseur étant donnée, il faudra, pour qu'elle soit utilisée, que S soit au moins égal à la limite

$$S = 38 \frac{1}{p_3}$$

Il conviendra donc de construire le tuyau d'échappement en conséquence. On satisfait très facilement en général à cette condition dans les machines fixes. Dans certaines machines marines, où l'on redoute la grosseur des tuyaux à cause de l'encombrement, la section S est inférieure à la limite ci-dessus, au moins en marche forcée; il est alors inutile de s'astreindre à réaliser le vide p_3 .

141. Alors même que la condition ci-dessus est satisfaite, il est bien entendu que les frottements, les coudes etc., ont pour effet de rendre la contre pression au moteur légèrement supérieure à la pression du condenseur.

§ 2. — CONDENSATION PAR SURFACE ¹

Description. Transmission de la chaleur. — 142. Un condenseur par surface (fig. 46), est un grand récipient, généralement cylindrique, où se déverse la vapeur d'échappement par E et traversé par une grande quantité de tubes tels que T (la figure en représente un seul) où circule l'eau de refroidissement dans le sens des flèches

¹ LELONG, 3.

AB. Cette circulation est produite par une pompe, du type centrifuge en raison du grand débit à assurer. L'eau fraîche et la vapeur arrivent aux extrémités opposées de l'appareil.

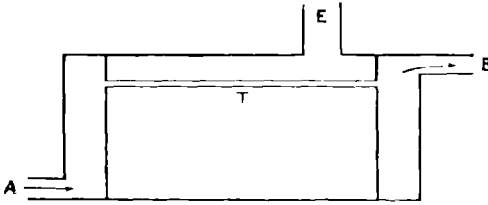


Fig. 46.

143. La transmission de la chaleur peut s'étudier ici par le même procédé qui a servi dans l'étude des chaudières. La température du condenseur étant T_2 , celle du courant d'eau en un point étant θ , la chaleur traversant dans l'unité de temps l'élément ds de surface réfrigérante sera $H(T_2 - \theta)ds$, tandis que, le long de cet élément, la température de l'eau s'élèvera de $d\theta$. Si M et c sont le débit en masse, par unité de temps, et la chaleur spécifique du courant liquide, on aura :

$$H(T_2 - \theta)ds = Mcd\theta$$

D'où l'on tire, en appelant s la surface réfrigérante totale, θ_a et θ_b les températures initiale et finale du courant d'eau

$$\frac{\theta_b - T_2}{\theta_a - T_2} = e^{-\frac{H}{Mc} s}$$

Pour avoir, dans des condenseurs différents, le même régime de température, il faut faire $\frac{s}{M}$ constant; il faut donc

proportionner s à M . Or M , comme on va le voir, est sensiblement proportionnel à la consommation de vapeur, donc à la puissance. Il convient donc de proportionner s à la puissance. On prend en général $0^{\text{m}7}$, 10 à $0^{\text{m}7}$, 15 par cheval.

Eau de refroidissement. — 144. Combien faut-il d'eau de refroidissement? Nous allons calculer le nombre N de kilogrammes d'eau qu'il faut pour condenser 1 kilogramme de vapeur.

1 kilogramme de vapeur, décrivant un cycle entre la chaudière T_1 et le condenseur T_2 , a absorbé, dans la chaudière, $q_1 + r_1 - q_2$ grandes calories. Si K est la consommation de la machine réelle en kilogrammes par cheval-heure, 1 kilogramme de vapeur a produit un travail qui, évalué en grandes calories, vaut $\frac{635}{K}$. Il déverse donc au condenseur $q_1 + r_1 - q_2 - \frac{635}{K}$ calories qui élèvent la température de N kilogrammes d'eau de θ_a à θ_b . On a donc

$$N(\theta_b - \theta_a) = q_1 + r_1 - q_2 - \frac{635}{K}$$

La température θ_b est toujours un peu inférieure à T_2 . Prenons $\theta_b - \theta_a = 15^\circ$. Supposons la chaudière timbrée à 15 kilogrammes ($p_1 = 16$ kilogrammes par centimètre carré, $T_1 = 273 + 200$) et le condenseur à $T_2 = 273 + 35$. Nous verrons plus tard qu'on peut prendre $K =$ environ 7. On trouve alors $N = 36$.

La quantité d'eau de refroidissement est ainsi, pour des conditions de température données à la chaudière et au condenseur, proportionnelle à la consommation de vapeur, c'est-à-dire sensiblement à la puissance.

La pompe qui la fait circuler a à assurer un grand débit, mais ne doit surmonter qu'une faible pression. Aussi est-ce une pompe centrifuge. Dans la pratique, la puissance qu'elle absorbe varie de 0,004 F à 0,011 F, F étant la puissance indiquée de la machine.

Pompe à air. — 145. Il faut extraire du condenseur l'air et l'eau condensée. C'est le rôle de la *pompe à air*. Dans la marine, on donne, en général, à cette pompe un volume égal au $\frac{1}{20}$ du volume du grand cylindre de la machine. Calculons le travail qu'elle dépense.

Soit V le volume d'une cylindrée; il se composera d'un certain volume v d'eau et d'un volume v' d'air. $V = v + v'$. D'autre part on sait que la pression au condenseur $p_3 = p_2 + p'$. A l'aspiration le travail dépensé est $-p_3(v + v')$. Vient ensuite une compression du mélange d'air et de vapeur, compression que l'on peut supposer isotherme, parce qu'elle se fait au contact de beaucoup d'eau, et qui se poursuit jusqu'à ce que la pression du mélange atteigne la pression atmosphérique p_a : à ce moment, la tension de la vapeur est toujours p_2 , celle de l'air est $p_a - p_2$ et le volume du mélange est, par les lois du mélange des gaz, $v'' = v' \frac{p'}{p_a - p_2}$. Pendant toute la compression, la pression de la vapeur reste égale à p_2 , celle de l'air h varie de p' à $p_a - p_2$ et le travail dépensé est

$$\int_{v''}^{v'} (p_2 + h) dv = p_2(v' - v'') + p'v' \ln \frac{p_a - p_2}{p'}$$

Enfin vient un refoulement qui absorbe $p_a(v'' + v)$.

Finalement, le travail total absorbé est, en tenant compte de la valeur de v'' et de celle de p_3 ,

$$(p_a - p_2)v - p'v + p'v' \frac{p_a - p_2}{p'}$$

146. Cette expression donne lieu à une remarque curieuse. Imaginons que le volume V de la pompe à air soit donné, et envisageons la période pendant laquelle le régime s'établit. On peut admettre que le débit de vapeur par coup de piston, et par suite v , est sensiblement constant. $v' = V - v$ est alors constant aussi. Mais la quantité d'air évacuée par coup de piston ne l'est pas ; elle est variable puisque, à la mise en marche, il y a de l'air dans le condenseur qu'il s'agit précisément d'expulser pour faire baisser progressivement la pression jusqu'à la valeur de régime : cette dernière valeur dépend d'ailleurs du volume V et de la masse d'air qui afflue pendant la durée du coup de piston. Nous supposons d'ailleurs que la température au condenseur est sensiblement constante ; elle est réglée par la proportion entre la vapeur arrivant et la quantité d'eau de circulation. Dès lors, pendant la période d'établissement du régime, il faut, dans l'expression ci-dessus, considérer p_a , p_2 , v , v' comme constants et p' seul comme variable. Il est alors facile de voir que l'expression passe par un maximum pour $p' = 4000$ kilogrammes par mètre carré environ. Au démarrage, le travail absorbé par la pompe à air commence donc par croître, puis il décroît, et quand le vide est fort, le travail est moindre que quand il est faible.

Cela ne veut pas dire, bien entendu, que, si l'on compare deux pompes à air *marchant en régime*, ce soit la

pompe donnant le plus petit vide qui dépense le plus de travail. C'est au contraire l'inverse¹.

147. Nous avons supposé, dans ce qui précède, que la pompe à air extrait à la fois l'air et l'eau. Dans les condenseurs modernes, on tend de plus en plus à séparer ces deux fonctions et à faire une pompe à eau seule et une pompe à air seul. Le travail dépensé par la première est $(p_a - p_2)v - p'v$; le travail dépensé par la seconde est $p'v' \propto \frac{p_a - p_2}{p'}$.

La pompe à air seul se place en général aussi près que possible de l'arrivée d'eau fraîche A de la figure 46. Dans la réalité, la température n'est pas uniforme dans le condenseur; elle est un peu plus basse auprès de A qu'auprès de E; la tension de la vapeur y est donc un peu plus faible. Comme la pression est sensiblement uniforme dans l'enceinte, il s'ensuit que le mélange aériforme n'est pas homogène; près de A il contient davantage d'air, près de E davantage de vapeur. Par cet artifice, on abaisse un peu la contre-pression jusqu'à une valeur relativement voisine de la tension de vapeur à la température qui règne en E. Ce sont là des considérations développées par M. Weiss².

Quant à la pompe à eau seule, elle se place en un point bas de l'appareil.

Au point de vue théorique, la pompe à air seul est un organe qui n'existe pas dans la machine parfaite. Elle doit être groupée avec la pompe de circulation du condenseur, et le travail qu'elle dépense est compris dans le

¹ Voir JOUGUET, 8.

² WEISS.

terme θ des articles 89 et 93. La pompe à eau seule, au contraire, est une partie de la pompe alimentaire P de la figure 31.

§ 3. CONDENSATION PAR MÉLANGE¹

Condenseur par mélange ordinaire. — 148. Le condenseur par mélange est un récipient où arrivent à la fois la vapeur à condenser et l'eau de refroidissement. Grâce au vide qui y règne, celle-ci peut y arriver sans pompe spéciale, par la seule action de la pression atmosphérique.

La quantité d'eau de refroidissement se calcule comme pour le condenseur par surface. Il suffit de remarquer que dans les formules de l'article 144, θ_b doit être pris égal à T_2 . Aussi $\theta_b - \theta_a$ est un peu plus grand ici, et par suite la quantité d'eau de refroidissement un peu plus faible. On trouvera, avec $\theta_b - \theta_a = T_2 - \theta_a = 20^\circ$ et les autres données de l'article 144, $N = 26$.

149. Le condenseur par mélange présente une pompe à air pour extraire l'air, l'eau condensée et l'eau d'injection.

Rendons-nous compte du volume que doit avoir cette pompe. Par kilogramme de vapeur consommé, elle doit extraire N litres d'eau d'injection, 1 litre d'eau condensée, et l'air. L'eau d'injection est aérée. Elle tient environ — c'est la solubilité de l'air — un volume d'air égal $\frac{N}{15}$ litres, dans les conditions normales de température et de pression. Prenons un exemple où $T_0 = 273 + 10$.

$$T_2 = 273 + 40 \quad v' = 0,0286 \quad p_2 = 0,0747.$$

¹ SAUVAGE, 1, 2.

Dans le condenseur le volume de l'air sera

$$\frac{N}{15} \times \frac{T_2}{273} \times \frac{1,033}{p'} = 2,8 N.$$

Finalement la pompe doit extraire un volume $N + 1 + 2,8 N = 3,8 N + 1$. Il faut bien compter $4N$, soit 4 fois le volume de l'eau d'injection pour tenir compte des rentrées d'air par les fuites.

Le travail de la pompe à air donne lieu aux mêmes remarques que dans le condenseur par surface (146).

Toutes choses égales d'ailleurs, le condenseur par mélange donne un vide moins bon que le condenseur par surface.

Ejecto-condenseur¹. — 150. L'éjecto-condenseur est un condenseur par mélange particulier fondé sur le principe des trompes (fig. 47).

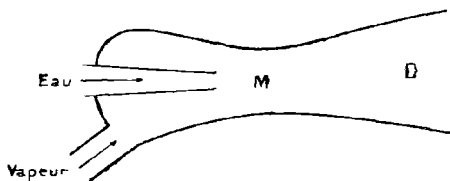


Fig. 47.

La vapeur d'échappement arrive avec l'eau d'injection dans le mélangeur M où règne la pression p_3 de condensation, inférieure à la pression atmosphérique. L'arrivée de la vapeur se fait avec une vitesse assez grande, obtenue par une petite différence de pression entre l'échappement du moteur et le mélangeur M. Cette différence de pression n'a d'ailleurs pas besoin d'être très forte, parce que la pres-

¹ RATEAU, 4.

sion est basse et que la vapeur diminue beaucoup de volume en se condensant en M au contact de l'eau d'injection. La vapeur, par sa vitesse, entraîne l'eau d'injection, et se condense à son contact. Il se forme alors une gerbe fluide, constituée principalement d'eau, mais aussi de vapeur non condensée et d'air dégagé de l'eau. Cette gerbe, animée d'une vitesse W , pénètre dans le *divergent* D où sa vitesse s'amortit peu à peu tandis que la pression s'élève progressivement jusqu'à la pression atmosphérique.

Soit ϖ le poids spécifique de la gerbe fluide qui parcourt le divergent. Traitons-la grossièrement comme un fluide incompressible. La différence de pression que peut surmonter le divergent est alors *au maximum*

$$p_a - p_s = \varpi \frac{W^2}{2g}.$$

Elle est proportionnelle, W étant donné, à ϖ . Et par là apparaît, dans les éjecto-condenseurs comme dans les autres, la mauvaise influence de l'air qui diminue ϖ .

151. L'éjecto-condenseur ne présente pas de pompe à air. Dans un condenseur par mélange ordinaire, l'eau d'injection arrive avec une certaine force vive, due à la différence de pression produisant l'introduction. Cette force vive s'amortit et c'est une perte, car elle serait théoriquement suffisante pour faire ressortir l'eau d'injection du condenseur¹. L'éjecto-condenseur utilise cette force vive pour l'extraction. Mais il y a encore à faire l'extraction de l'eau condensée; il y a aussi à pourvoir aux pertes. Il

¹ HATON DE LA GOUPILLIÈRE.

est donc certain qu'il doit y avoir quelque part, dans l'éjecto, une dépense correspondant à la dépense de travail de la pompe à air. Elle se trouve en effet dans le fait que, pour produire la vitesse W de la gerbe, il faut une légère surpression à l'échappement du moteur : le vide du condenseur n'est donc pas entièrement utilisé.

Il faut ajouter que, bien que théoriquement l'éjecto puisse aspirer son eau d'injection, il est préférable de la lui envoyer en charge ; d'où la nécessité d'une petite pompe.

Finalement l'éjecto condenseur donne des contre-pressions un peu plus élevées que les autres condenseurs.

§ 4. — LES PERTES DANS LE CONDENSEUR

Perte totale — 152. Plaçons-nous au point de vue énergétique pour étudier les pertes dans le condenseur c'est-à-dire entre les points d et a de la figure 31. Nous aurons dans l'esprit, pour simplifier l'exposé, qu'il s'agit d'un condenseur par surface, avec pompes séparées pour l'air et l'eau. La pompe à eau seule doit être rattachée à la pompe alimentaire. Nous ne verrons, entre les points d et a que le condenseur, la pompe à air seul, et la pompe de circulation. Nous avons à étudier, dans une machine réelle, l'équation (25)

$$\Gamma_d - \Gamma_a = -\theta + (\text{pertes})_{\text{condenseur}}$$

de l'article 93. θ comprend le travail de la pompe de circulation et de la pompe à air seul.

Insistons un peu sur le fait que, dans $\Gamma_a - \Gamma_d$, entre seulement l'énergie utilisable de la vapeur. En réalité, il

faut y mettre les énergies de tous les corps qui constituent la machine. Entre d et a , ces corps sont : les parties solides de la machine, d'eau de circulation, l'air qui entre au condenseur par les fuites et en est extrait, la vapeur qui s'y condense. Si l'on considère, pour appliquer le raisonnement de l'article 65, une période de la marche en régime, les 3 premiers corps se retrouvent à la fin dans le même état qu'au commencement. Seule la vapeur a une énergie utilisable qui varie.

153. La vapeur qui sort du moteur arrive au condenseur dans un certain état dont la pression est p_3 . Sa température n'est pas forcément celle T_3 à laquelle la tension de vapeur saturée est p_3 ; elle peut être surchauffée, surtout si la machine marche en forte surchauffe. Soit alors T_d la température de cette vapeur. La vapeur sort ensuite du condenseur à l'état d'eau condensée à la température T_2 et à la pression p_3 .

Les deux états, correspondant aux points d et a de la machine (fig. 31), sont représentés en d et en a sur les figures 48 et 49 qui sont un diagramme de Clapeyron et un diagramme entropique. Le diagramme entropique est tracé avec les approximations admises pour les volumes liquides. Au contraire, sur le diagramme de Clapeyron j'ai tenu compte des variations de volume de l'eau.

L'énergie utilisable de la vapeur en ces deux points est Γ_d et Γ_a . La différence $\Gamma_d - \Gamma_a$ est représentée (69) par la surface $x d m n a x$ ou $a d m n$. C'est là, en y ajoutant le travail dépensé sur les pompes, la perte totale dans le condenseur.

Les phénomènes irréversibles qui occasionnent cette perte totale sont faciles à voir. Il y a d'abord les frotte-

ments dans les pompes. Il y a ensuite les phénomènes suivants. La vapeur, dans son état p_3, T_a , se mêle à l'air du condenseur (p_2, T_2); c'est une *diffusion* accompagnée d'une *dégradation de chaleur*, puisque $T_a > T_2$. D'autre part, il n'est pas sûr que la condensation de la vapeur se fasse entièrement à la température T_2 et sous la pression p_2 ; elle peut se faire, au moins partiellement, sous une pression supérieure à la tension de vapeur correspondant à sa température à l'instant de la condensation, et, s'il en est ainsi, il y a là un *phénomène irréversible*. Il y a en outre des *différences finies de température* dans les échanges de chaleur entre la vapeur et l'eau de circulation, entre l'eau de circulation et le milieu ambiant, entre l'air évacué du condenseur et le milieu ambiant. Enfin l'air qui entre au condenseur y arrive par des fuites, donc par des *luminages*.

Partage des pertes. — 154. Ces divers phénomènes irréversibles agissent les uns sur les autres et mélangent leurs effets. La séparation de leur influence respective ne peut être faite que moyennant des fictions, de sorte que l'évaluation de chaque perte en particulier ne saurait être que conventionnelle. C'est une circonstance que nous avons déjà rencontrée dans la chaudière et que nous rencontrerons encore dans les cylindres. Il n'en est pas moins instructif de poser des conventions raisonnables en vue de faire une semblable séparation. Nous nous contenterons d'ailleurs d'une séparation par grandes lignes; il paraît inutile d'entrer davantage dans le détail.

155. La surface *admn* se compose des parties suivantes.

1° La surface *Edf* peut s'interpréter comme représen-

tant la perte par refroidissement de la vapeur, dans l'hy-

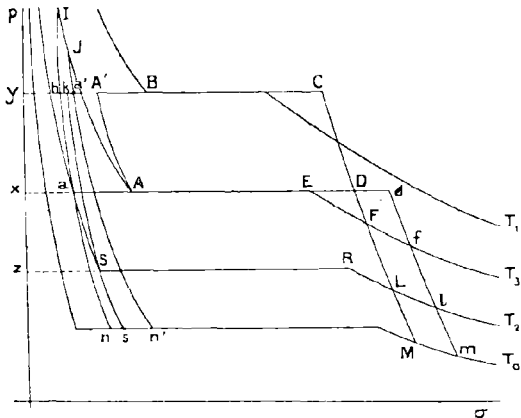


Fig. 48.

pothèse où cette vapeur se refroidirait à pression cons-

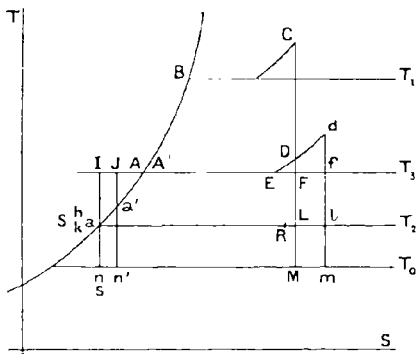


Fig. 49.

Nous l'appellerons *perte par surchauffe à l'échappement*.

tante, jusqu'à devenir saturée sèche, de T_2 à T_3 , au contact d'une source fictive à température T_3 . Cette perte ne se rencontre que dans les cas, relativement exceptionnels, où la vapeur sort du moteur à l'état surchauffé.

Nous savons d'ailleurs (110) qu'on peut imaginer un fonctionnement plus que parfait où cette perte n'existerait pas. Il suffirait d'admettre que la détente ne s'arrête pas en d , qu'elle se produit adiabatiquement jusqu'en f et qu'elle est suivie, dans le cylindre, avant l'évacuation, d'une compression isotherme fE . Dans ce fonctionnement, le tracé de l'indicateur de Watt pendant l'échappement serait fEx .

2° La surface $na\Lambda E f l R S s n$ provient du relèvement fictif, par l'air, de la température du condenseur. On peut l'appeler *perte par l'air du condenseur*.

Cette perte provient de trois choses :¹

Il y a d'abord une perte dans le travail positif (moteur). Dans le fonctionnement plus que parfait que nous venons de définir, le tracé de l'indicateur de Watt à l'échappement serait fEx . L'absence d'air transformerait ce tracé en lRz , et ferait gagner par conséquent $xElRz$. Cette surface est donc perdue du fait de l'air.

Il y a ensuite un gain dans le travail négatif (pompe alimentaire). Avec l'air, la pompe alimentaire va dépenser $xahy$, la ligne ah étant une adiabatique réversible de l'eau. Sans air, on dépenserait $zSky$ (la ligne Sk étant adiabatique); d'où un gain dû à l'air de $zSax + haSk$.

Enfin il y a le fait que l'eau est envoyée à la chaudière par la pompe dans l'état h au lieu de l'être dans l'état k . La différence entre les énergies utilisables de ces deux états est une perte au passif de la machine avec air; elle est représentée par la surface $ksnh$ ou $haSk + naSs$.

¹ On trouvera quelques différences entre ce que je dis ici et l'exposé qui se trouve dans un article antérieur (JOUQUET 6). C'est que, dans cet article, j'ai négligé les pertes et gains qui se produisent dans la pompe alimentaire et qui sont en effet négligeables.

Pertes et gains se combinant, on voit qu'il reste finalement une perte $naAEf/RSsa$.

3° La surface sSR/m correspond à l'échange de chaleur avec le milieu ambiant. La vapeur qui se condense cède de la chaleur à l'eau de circulation et finalement celle-ci la cède au milieu T_0 , de sorte que, en dernière analyse, il s'agit d'un échange de chaleur sous la différence finie de température $T_2 - T_0$. C'est la *perte au condenseur* que l'on peut, d'ailleurs, avec M. Krauss¹ partager en deux : la *perte à la condensation* correspondant à l'échange entre la vapeur et l'eau de circulation : la *perte par chaleur rejetée* correspondant à l'échange de l'eau de circulation avec le milieu ambiant.

Soit Q_2 la chaleur *réellement* versée par la vapeur au condenseur. La perte au condenseur vaut à peu près $Q_2 \left(1 - \frac{T_2}{T_0} \right)$. Il faut dire à *peu près* seulement, car on ne connaît pas très bien, je l'ai déjà dit, la manière dont l'eau se condense au condenseur ; il n'est pas sûr qu'elle le fasse entièrement sous la pression p_2 et à la température T_2 . Mais si l'évaluation $Q_2 \left(1 - \frac{T_2}{T_0} \right)$ n'est pas rigoureusement exacte, il est certain qu'elle est très suffisamment approchée.

156. Pour avoir la perte totale au condenseur, il faut ajouter à tout ce qui précède, comme nous l'avons dit, le travail dépensé sur la pompe de circulation et le travail de la pompe à air seul. Nous avons dit que nous imaginions, pour simplifier l'exposé,

¹ KRAUSS.

que l'extraction de l'air était distincte, comme cela a lieu dans les condenseurs modernes, de celle de l'eau. La pompe à eau doit alors être considérée comme une partie de la pompe alimentaire théorique P de la figure 31. La pompe à air est un organe où se dépense un travail qui est une pure perte. Nous avons évalué ce travail (147) ; il vaut $p'v'Q \frac{p_2 - p_1}{p'}$. C'est là la *perte à la pompe à air*¹. Dans l'exemple que nous analysons plus loin (Chap. VIII § 2) cette perte, calculée d'après les résultats de l'expérience, est de 11 kilogrammètres pour un travail indiqué de 727 kilogrammètres. Il faudrait y ajouter, bien entendu, toutes les pertes accessoires (laminages, frottements mécaniques etc...).

157. Nous avons jusqu'ici négligé une circonstance. Nous avons admis que la vapeur tout entière sortait du condenseur à l'état d'eau. En réalité une partie en sort à l'état de vapeur saturant l'air à la température T_2 ; et nous n'avons tenu compte de cette vapeur que dans le calcul de la perte à la pompe à air. Il y a cependant là une cause de perte nouvelle. Le travail recueilli dans le moteur n'est nullement changé par cette circonstance ; mais, dans la chaudière, il faudra remplacer la quantité d'eau ainsi perdue et cette eau nouvelle devra être échauffée non seulement de T_2 à T_1 , mais de T_0 à T_1 . De là une perte supplémentaire. Contentons-nous de signaler ce point sans y insister, car il ne le mérite pas.

¹ Dans un article antérieur (JOUQUET 2) j'ai appelé cette perte *perte à la pompe alimentaire*. Le nom que j'adopte aujourd'hui me paraît meilleur.

Perte complémentaire au condenseur. — 158. Nous avons raisonné jusqu'ici en supposant que l'eau condensée dans le condenseur est reprise par la pompe. Dans la réalité, il arrive souvent que cette eau est rejetée à l'extérieur, où elle se refroidit irréversiblement de T_2 à T_0 . Nous avons déjà désigné par γ la capacité calorifique de cette eau. La circonstance que nous venons de mentionner donne une *perte complémentaire au condenseur*

$$(36) \quad \int_{T_0}^{T_2} \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) \gamma dT.$$

CHAPITRE IV

LA POMPE ALIMENTAIRE

159. La pompe alimentaire P de la figure 31 prend l'eau au condenseur et l'envoie à la chaudière. Dans les machines où l'eau d'alimentation n'est pas prise directement au condenseur (c'est le cas général) son office est rempli :

1° Par la pompe à eau seule du condenseur, faisant passer l'eau du condenseur à l'atmosphère. Cette pompe à eau seule est d'ailleurs très souvent associée à la pompe à air pour former un seul organe ; elle n'en est séparée que dans les grands condenseurs modernes.

2° Par la pompe alimentaire de la chaudière faisant passer l'eau de l'atmosphère dans la chaudière.

160. Le travail que doit dépenser théoriquement la pompe P est très faible. Entre une chaudière dont la pression est $p_1 = 16\sigma 000$ kilogrammes par mètre carré et un condenseur dont la pression est $p_3 = 1000$, 1 kilogramme de vapeur développe théoriquement 77 140 kilogrammètres. Le travail théorique de la pompe P qui est

$$(p_1 - p_3) (\text{volume de l'eau}) = 15\ 9000 \times 0,001 = 159 \text{ kgm.}$$

soit 0,2 % seulement du travail produit. La partie négative du cycle de Rankine est donc tout à fait faible vis-à-vis de la partie positive.

Dans la réalité, le travail négatif est notablement plus considérable. Cela tient à deux choses :

1° Au fait que, par suite des pertes se produisant dans la machine, la consommation de vapeur par cheval heure est augmentée, de sorte que, même avec une pompe alimentaire parfaite, le travail à dépenser par cheval heure produit serait environ multiplié par 1,5.

2° Au fait que la pompe n'est pas parfaite et est le siège de phénomènes irréversibles.

161. Étudions ces phénomènes irréversibles, c'est-à-dire l'équation (26)

$$\Gamma_a - \Gamma_{a'} = -\tau_R + (\text{pertes})_{\text{pompe}}$$

de l'article 93.

L'eau arrive dans la pompe en l'état marqué par le point a (fig. 48, 49). L'adiabatique réversible issue de a étant ah , l'eau ne sort pas en l'état h , mais en un état a' , où la pression est la même qu'en h mais où la température est différente par suite des pertes de chaleur qui peuvent se produire dans la pompe et des frottements dont elle est le siège. Les pertes de chaleur ont tendance à abaisser la température, les frottements ont au contraire tendance à l'élever. Les unes et les autres donnent un contingent dans le terme $(\text{pertes})_{\text{pompe}}$.

Le contingent donné par les frottements rencontre d'ailleurs une compensation partielle dans le fait que, la température de l'eau étant élevée par eux, la *perte à l'alimentation* sera par là réduite. Un travail df du frottement dans la pompe à la température T donne la perte $\frac{T}{T} (-df)$. D'ailleurs ce frottement tend à élever la température de

l'eau de $\frac{(-df)}{\gamma}$, en désignant par γ la capacité calorifique de l'eau d'alimentation. Si la même élévation de température était produite par la chaudière, elle donnerait lieu, dans la perte à l'alimentation, à un contingent égal à $(-df)T_0 \frac{T_1 - T}{TT_1}$. Si donc le frottement dans la pompe donne la perte $\frac{T_0}{T} (-df)$, il tend à diminuer la perte à l'alimentation de $(-df)T_0 \frac{T_1 - T}{TT_1}$. Il y a donc compensation partielle, mais jamais totale, car on a toujours $\frac{T_1 - T}{T_1} < 1$.

Nous nous contenterons de signaler ce point sans y insister par ce que, en fait, le point a' est toujours très voisin de h . Les différences sont de celles qu'il convient de négliger.

162. On peut compter, dans la pratique que le travail τ_n est environ 0,5 à 1 % du travail τ_m produit par le moteur. Si l'on groupe avec τ_n le travail θ des pompes du condenseur, on peut estimer que $\tau_n + \theta$ vaut à peu près 2 à 3 % du travail τ_m .

CHAPITRE V

INTRODUCTION A L'ÉTUDE DU MOTEUR. LE RENDEMENT SPÉCIFIQUE

Changement du terme de comparaison. — 163.
Reportons-nous aux équations de l'article 93. Si on ajoute celles qui sont relatives à la chaudière, au condenseur et à la pompe, on trouve

$$(37) \left\{ \begin{array}{l} G_E - G_F = \Gamma_c - \Gamma_d - \theta - \tau_n \\ + (\text{pertes})_{\text{chaudière}} + (\text{pertes})_{\text{pompe}} + (\text{pertes})_{\text{condenseur}}. \end{array} \right.$$

On peut dire que, pour la *dépense* $G_E - G_F$, l'ensemble chaudière + pompe + condenseur donne un produit $(\Gamma_c - \Gamma_d) - \theta - \tau_n$ égal à la *dépense* diminuée des pertes.

Ce produit comprend d'abord un produit négatif $\theta + \tau_n$, puis le produit $\Gamma_c - \Gamma_d$. Cette seconde partie constitue ce qui est fourni au moteur, lequel en tire le travail τ_m conformément à l'équation

$$(38) \quad \Gamma_c - \Gamma_d = \tau_m + (\text{pertes})_{\text{moteur}}.$$

L'étude énergétique du moteur est l'étude de cette dernière équation. Elle a pour objet la comparaison du travail produit τ_m avec le maximum $\Gamma_c - \Gamma_d$.

164. Mais supposons données la pression p_1 de l'appareil vaporisateur (chaudière et surchauffeur s'il y a lieu), la température T_1' de la vapeur à la sortie de cet appareil, la pression p_3 du condenseur, et par suite la température T_3 pour laquelle la vapeur saturée a une tension p_3 , ainsi

que la température T_3' correspondant à l'échappement du cycle théorique. Sur les figures 48 et 49, marquons en CD la détente adiabatique du cycle théorique défini par p_1, T_1', p_3, T_3' (bien que le cycle théorique puisse être celui de Hirn, j'y désigne la détente par CD au lieu de C'D'). Le maximum de travail que peut donner dans le moteur une vapeur travaillant dans ces conditions est évidemment la partie positive du cycle théorique (de Rankine ou de Hirn) compris entre les états p_1, T_1' et p_3, T_3' , c'est-à-dire, sur la figure 48, l'aire γCDx . Il est donc tout indiqué de rapporter le travail du moteur à ce terme de comparaison, c'est-à-dire à $\gamma_c - \gamma_d$, la lettre γ désignant l'énergie utilisable de la vapeur estimée avec T_3 pour température extérieure et les indices C et D désignant les états de la vapeur aux points affectés des mêmes lettres sur la figure 48. (On remarquera que, au point c de la machine (fig. 31) l'état est l'état C; au contraire, en d de la fig. 31, il n'est pas l'état D de la figure 48; il est l'état d de ladite figure. On peut donc confondre les indices c et C, mais non d et D):

Nous sommes ainsi conduits à remplacer notre terme de comparaison $\Gamma_c - \Gamma_d$ par $\gamma_c - \gamma_d$.

165. Or on a identiquement (en remarquant que $\gamma_c = \gamma_c$)

$$\gamma_c - \gamma_d = \gamma_c - \gamma_a + (\gamma_a - \gamma_d)$$

La représentation graphique des fonctions Γ (article 69) nous apprend que $\gamma_a - \gamma_d$ est représenté sur la figure par la surface $DdfF$ et que $\gamma_c - \gamma_a$ est égal à $\Gamma_c - \Gamma_a$ augmenté de la surface $FfmM$. Cette dernière surface vaut d'ailleurs $(T_3 - T_0)(S_a - S_c)$ comme on peut le voir

soit sur la figure soit par la définition même des fonctions Γ . On écrira donc

$$\gamma_c - \gamma_D = \Gamma_c - \Gamma_d + \text{Surface FfmM} + \text{Surface DdfF}.$$

Si donc nous substituons le terme $\gamma_c - \gamma_D$ à $\Gamma_c - \Gamma_d$ dans l'équation (37), cela revient à dire que nous ajoutons Surface FfmM + Surface DdfF. Il faudra alors les retrancher. Pour cela, nous conviendrons de les retrancher du terme (pertes)_{condenseur}. La surface DdfF se retranche de la perte par surchauffe à l'échappement, et celle-ci sera alors réduite à EDF, c'est-à-dire à ce qu'elle serait si la vapeur fonctionnait dans le moteur suivant le cycle théorique ce qui la ferait échapper en l'état D. La surface FfmM se retranchera des pertes par l'air et au condenseur qui seront réduites aussi à ce qu'elles seraient si la vapeur fonctionnait dans le moteur suivant le cycle théorique. Nous conviendrons de calculer à l'avenir de cette manière les 3 pertes par surchauffe à l'échappement, par l'air du condenseur et au condenseur ; grâce à cette manière d'estimer le terme (pertes)_{condenseur}, que nous noterons alors (Pertes)_{condenseur}, nous pourrons remplacer $\Gamma_c - \Gamma_d$ par $\gamma_c - \gamma_D$ dans l'équation (37).

Faisons le même remplacement dans l'équation (38). Cela revient à ajouter au 1^{er} membre les termes

$$\text{Surface FfmM} + \text{Surface DdfF}$$

ou bien

$$(T_3 - T_0)(S_d - S_c) + \text{Surface DdfF}.$$

Il faut donc, pour que l'équation ne change pas, ajouter

la même chose au second membre. Ce second membre devient alors

$$(\text{pertes})_{\text{moteur}} + (T_3 - T_0) (S_d - S_c) + DdfF$$

Or $(\text{pertes})_{\text{moteur}} + (T_3 - T_0) (S_d - S_0)$ ce n'est pas autre chose que les pertes dans le moteur calculées en mettant partout T_3 à la place de T_0 , suivant la méthode, de l'article 35. Quant à la surface $DdfF$, nous pouvons la désigner sous le nom de *perte par excès de surchauffe à l'échappement* parce qu'elle est positive lorsque la vapeur s'échappe plus surchauffée dans la marche réelle que dans la marche théorique. Représentons par $(\text{Pertes})_{\text{moteur}}$ la somme de cette surface et des pertes du moteur calculées avec la température T_3 : notre équation deviendra :

$$\gamma_c - \gamma_d = \tau_m + (\text{Pertes})_{\text{moteur}}$$

Nous avons ainsi rapporté τ_m au travail positif du cycle théorique dont la pression aval est p_3 .

Il faut bien remarquer un point important. Quand, dans le moteur, une quantité de chaleur dq est cédée à la source T_0 , c'est une perte. Il peut arriver qu'elle soit abandonnée par une partie de la machine (la paroi par exemple) dont la température, supérieure à T_0 , serait inférieure à T_3 . Dans un fonctionnement réel au contact d'une source T_3 , cette perte serait impossible. Mais dans le fonctionnement fictif que nous imaginons au contact de la source T_3 pour calculer les pertes dans le moteur, elle est possible; il faut la compter dans le calcul. Mais elle donne une perte négative, conformément à l'article 35.

Il est bien évident d'ailleurs que, si l'on peut avoir ainsi quelques pertes négatives, leur ensemble est toujours positif.

Rendement spécifique. — 166. Nous écrivons donc

$$G_E - G_F = \gamma_C - \gamma_D - \theta - \tau_n$$

$$+ (\text{pertes})_{\text{chaudière}} + (\text{pertes})_{\text{pompe}} + (\text{Pertes})_{\text{condenseur}}$$

$$\gamma_C - \gamma_D = \tau_m + (\text{Pertes})_{\text{moteur}}$$

Le rendement énergétique de l'ensemble (chaudière + pompe + condenseur) est $\frac{(\gamma_C - \gamma_D) - \theta - \tau_n}{G_E - G_F} \tau_n$. On peut aussi, à la place de $G_E - G_F$, mettre Z et écrire partie positive du cycle théorique $-\theta - \tau_n$.

Le rapport $\frac{\tau_m}{\gamma_C - \gamma_D} = \frac{\text{travail produit par le moteur}}{\text{partie positive du cycle théorique}}$ est le *rendement spécifique* du moteur.

167. Logiquement, dans les considérations de ce chapitre, il conviendrait de ne pas séparer la pompe du moteur. Il faudrait considérer d'une part l'ensemble de la chaudière et du condenseur donnant, par addition des deux équations (23) et (25), se rapportant à ces deux organes, l'équation

$$(39) \quad G_E - G_F = (\Gamma_c - \Gamma_d) + (\Gamma_a - \Gamma_{a'}) - \theta$$

$$+ (\text{pertes})_{\text{chaudière}} + (\text{pertes})_{\text{condenseur}}$$

et d'autre part la pompe et le moteur fonctionnant suivant les lois

$$(40) \quad \Gamma_c - \Gamma_d = \tau_m + (\text{pertes})_{\text{moteur}}$$

$$(41) \quad \Gamma_a - \Gamma_{a'} = -\tau_n + (\text{pertes})_{\text{pompe}}.$$

De même qu'on a remplacé, pour le moteur, le terme

de comparaison $\Gamma_c - \Gamma_d$ par $\gamma_c - \gamma_D$, de même il conviendrait de rapporter le travail de la pompe au travail négatif du cycle théorique compris entre T_1 et T_3 , c'est-à-dire à la surface $xAA'y$ de la figure 48, et par suite de remplacer $\Gamma_a - \Gamma_a'$ par $\gamma_A - \gamma_{A'}$.

L'opération se fera exactement comme pour le moteur et on obtiendra un résultat analogue. Il suffira, dans l'équation (39), d'ajouter une correction au terme $(\text{pertes})_{\text{chaudière}}$ qui deviendra ainsi $(\text{Pertes})_{\text{chaudière}}$. Dans l'équation (41) on devra ajouter aux pertes un terme complémentaire et de plus calculer les pertes avec la température T_3 au lieu de T_0 , ce qui donnera le terme $(\text{Pertes})_{\text{pompe}}$. Nous croyons inutile d'insister parce que cette correction et ce terme complémentaire sont excessivement faibles¹. On peut dès lors écrire

$$\begin{aligned} G_E - G_F &= (\gamma_c - \gamma_D) + (\gamma_A - \gamma_{A'}) - \theta \\ &\quad + (\text{Pertes})_{\text{chaudière}} + (\text{Pertes})_{\text{condenseur}} \\ \gamma_c - \gamma_D &= \tau_m + (\text{Pertes})_{\text{moteur}} \\ \gamma_A - \gamma_{A'} &= -\tau_n + (\text{Pertes})_{\text{pompe}} \end{aligned}$$

Le produit de l'ensemble chaudière et condenseur est alors $(\gamma_c - \gamma_D) + (\gamma_A - \gamma_{A'}) - \theta$ composé d'un produit négatif $-\theta$ et du cycle théorique compris entre les limi-

¹ On peut voir facilement que la perte complémentaire est représentée par la surface $aJJa'Aa$ prise avec le signe $-$, soit, sur le diagramme entropique, par la surface $aJJa'$, et que la correction à ajouter aux pertes dans la chaudière est représentée, sur le même diagramme, par la surface $aa'n'n$ prise avec le signe $-$. Les points a et a' étant très voisins, ces surfaces sont très faibles.

tes $p_1 T_1'$, $p_3 T_3''$. Le rendement énergétique de cet ensemble est

$$\frac{\text{cycle théorique} - \theta}{G_E - G_F}$$

On peut aussi mettre Z en dénominateur et écrire $\frac{\text{cycle théorique} - \theta}{Z}$.

Le rapport $\frac{\tau_m - \tau_n}{(\gamma_G - \gamma_D) + (\gamma_A - \gamma_A')} = \frac{\tau_m - \tau_n}{\text{cycle théorique}}$ est le *rendement spécifique* de l'ensemble (moteur + pompe).

La dénomination de rendement spécifique a été introduite par l'*Institution of Civil Engineers* de Londres¹.

168. Le changement de terme de comparaison que nous venons de développer n'est d'ailleurs vraiment intéressant que pour le moteur; il ne l'est guère pour la pompe; c'est pour cela que nous avons étudié la pompe sans le faire au chapitre précédent.

169. Donnons quelques valeurs numériques pour apprécier la valeur du rendement énergétique de l'ensemble (chaudière + condenseur + pompe) ou de l'ensemble (chaudière + condenseur).

La *perte par surchauffe à l'échappement*, calculée comme il est dit à l'article **165**, est nulle pour toute machine à vapeur saturée. Elle n'apparaît qu'avec les machines à vapeur d'admission fortement surchauffée.

Nous avons calculé la *perte au condenseur* et la *perte complémentaire au condenseur* pour l'essai étudié dans le

¹ V. *Bulletin de la Société d'Encouragement*, octobre 1898.

§ 2 du chapitre II. La première est de 66 calories, la seconde est très faible, même pas 1 calorie ; cela fait, pour la première, environ 1,5 % de Z, pour la seconde une fraction négligeable. Il est vrai que ces nombres sont très faibles dans le cas particulier étudié, parce que la température du condenseur y est excessivement voisine de la température ambiante. Doublons-les et prenons en tout 3 % de Z.

Reportons-nous aux autres pertes de la chaudière énumérées à l'article 133. On voit qu'il reste 29,5 % de Z, en gros 30 % de Z, pour la somme de la *perte par l'air* et du cycle théorique.

Nous avons calculé la *perte par l'air* pour l'essai étudié plus loin (chap. VIII, § 2). Elle est de 185 kilogrammètres pour un cycle théorique de 727, soit 20 % de la somme 727 + 185. Admettant que cette somme est égale à 0,30 Z on voit qu'on a

Perte par l'air	0,06 Z
Cycle théorique	0,24 Z

Pour avoir le rendement énergétique de l'ensemble chaudière + condenseur, il faut retrancher ce qui correspond à θ . C'est peu de chose et comme mes exemples ne se rapportent pas à des machines particulièrement économiques, on peut le négliger et admettre environ, pour le rendement cherché, 25 %.

Le rendement énergétique de l'ensemble chaudière + pompe + condenseur ne diffère pas beaucoup de celui-là. On peut encore retenir le chiffre de 25 %.

Ce chiffre peut d'ailleurs varier beaucoup dans la pratique. Il a été obtenu ici par l'examen d'un essai où la

pression était de 10 kilogrammes. Il serait plus fort avec une pression plus élevée. Nous admettrons, pour une pression de 16 kilogrammes, le chiffre de 28 %.

Remarquons que le calcul théorique de l'article 101 indique un Y qui vaut 0,41 Z. On peut donc admettre grossièrement que le produit donné par la chaudière, le condenseur et la pompe est environ 68 % de l'Y calculé théoriquement.

CHAPITRE VI

LE CYLINDRE. ÉTUDE DES PERTES

170. Le travail produit dans le moteur est, au maximum, la partie positive du cycle théorique compris entre p_1, T_1' et p_3, T_3' . Conformément à ce qui a été dit dans le chapitre V (**165**), nous allons étudier les pertes par rapport à ce terme de comparaison en les calculant comme si l'évolution se faisait au contact d'une source T_3 . Le moteur peut d'ailleurs être soit un cylindre à piston, soit une turbine : nous nous occuperons d'abord du moteur à piston, et nous commencerons par supposer qu'il est constitué par un cylindre unique (machine à simple expansion).

On sait comment fonctionne un cylindre. La vapeur y est admise et en est évacuée par les *organes de distribution*. Elle pousse le piston à l'aller ; au retour le piston la refoule. L'indicateur de Watt placé sur le cylindre donne, si la machine est parfaite, le diagramme γCDx des figures 32 ou 34.

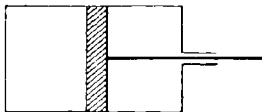


Fig. 50.

Le cylindre est généralement à double effet, mais il suffit d'étudier ce qui se passe d'un côté.

§ 1. — EXCÈS DE SURCHAUFFE A L'ÉCHAPPEMENT

171. Rappelons pour mémoire la perte par excès de surchauffe à l'échappement qui doit être groupée avec les

perles dans le cylindre (165). Elle n'existe que dans les machines marchant avec une forte surchauffe. Le phénomène irréversible auquel elle correspond est un refroidissement jusqu'à la température T_3' d'échappement du cycle théorique.

Dans certains cas d'ailleurs elle pourrait être négative et constituer un gain. C'est ce qui arrive si la vapeur s'échappe du cylindre réel moins surchauffée que du cylindre parfait fonctionnant suivant le cycle théorique.

§ 2. — DÉTENTE TRONQUÉE

172. Traçons le diagramme de Watt du cylindre (fig. 51). Même avec un échappement conforme à celui

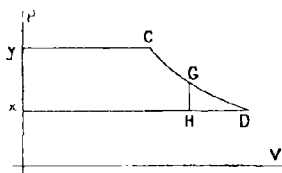


Fig. 51.

du cycle théorique, le volume de la vapeur à l'émission est beaucoup plus grand qu'à l'admission, 45 fois plus grand pour une vapeur primitivement saturée sèche et se détendant adiabatiquement

suivant CD de $p_1 = 70600$ à $p_3 = 1000$ kilogrammes par mètre carré. L'action des parois, que nous étudierons plus tard, tend à relever la détente CD, à donner un échappement plus sec que dans le cycle théorique, en somme, à augmenter le volume xD . Pour pousser la détente de la vapeur jusqu'au bout, il faudrait donc admettre une faible masse de vapeur dans un cylindre relativement très grand. Outre qu'on aurait ainsi des machines volumineuses eu égard à leur puissance, on obtiendrait des pertes énormes par action

des parois, comme on le verra plus tard, et par frottements mécaniques. Aussi, en général, prend-on le parti de tronquer la détente avant son complet achèvement. Le diagramme tracé par l'indicateur de Watt, au lieu d'être $yCDx$ est alors $yCGHx$. On perd ainsi tout le triangle GDH .

173. Cette perte¹ correspond bien à un phénomène irréversible, puisque, à l'échappement, la vapeur, dont la pression est celle du point G , se précipite dans une enceinte à pression inférieure, par un phénomène analogue à celui qu'ont étudié d'abord Gay-Lussac puis Joule. Il est d'ailleurs facile de retrouver, en se plaçant à ce point de vue et en discutant la variation de l'énergie utilisable, l'évaluation de la perte que nous a donnée si simplement la considération du diagramme de Watt. Je supposerai, pour simplifier, que la perte par détente tronquée existe seule et que le diagramme de Watt $yCDx$ est celui d'un cylindre parfait, CD étant une adiabatique.

Recherchons, le point G étant supposé donné, quel sera l'état du fluide après cette détente *adiabatique irréversible*

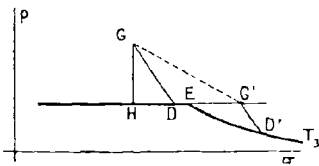


Fig. 52.

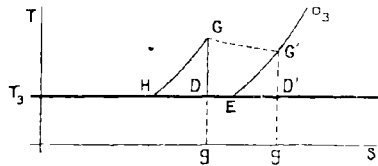


Fig. 53.

dans l'enceinte à pression p_3 , et plaçons le point représentatif G' de cet état sur les diagrammes de Clapeyron et entropique (fig. 52-53). Faisons-nous par cela une image

¹ JOUGLET, 1, 4.

simplifiée du phénomène. Nous supposons que notre détente se fait brusquement, le piston du cylindre étant immobile, et que la vapeur, se précipitant dans l'enceinte à pression p_3 , est séparée du fluide de cette enceinte par un petit piston très léger sur lequel s'exerce la pression p_3 . Écrivons l'équation de l'équivalence pour notre détente irréversible, en négligeant d'ailleurs l'énergie cinétique ou plutôt en admettant qu'elle a le temps de s'amortir. On a

$$p_3 (\sigma_G - \sigma_{G'}) = U_{G'} - U_G.$$

Le point G' se trouve sur l'isobare p_3 , qui est HEG' (HED' est l'isotherme T_3) et sur la courbe

$$U + p (\sigma - \sigma_G) = U_G.$$

Or cette courbe, tracée en GG', est caractérisée par une propriété intéressante. On sait que $TdS = dU + pd\sigma$; par suite, on a, en suivant la courbe,

$$TdS = (\sigma_G - \sigma) dp.$$

Cette égalité exprime que la surface $gGG'g'$ est égale à la surface GHEG'.

Or la perte dans ce phénomène adiabatique est (34) $T_3 (S_{G'} - S_G)$. C'est donc la surface $gDD'g'$, ou, par suite de l'égalité entre $gGG'g'$ et GHEG', la surface GHD avec le signe + et la surface G'ED' avec le signe —.

Or la surface G'ED' sera perdue avec la perte par surchauffe à l'échappement. Il reste donc comme perte GHD, exactement ce que nous a donné l'examen du tracé de Watt.

§ 3. — ESPACE LIBRE

Nature de la perte. — 174. Le piston ne peut pas pratiquement aller toucher le fond du cylindre ; il laisse toujours derrière lui un certain volume. Soit αz , ce vo-

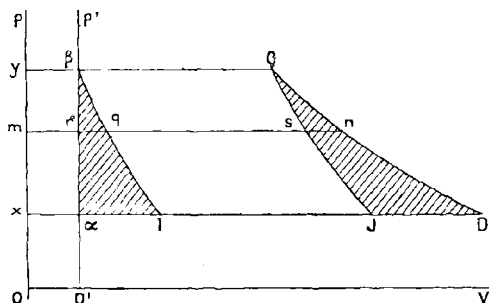


Fig. 54.

lume porté sur le diagramme de Watt (fig. 54). (Il est bien entendu que ce volume n'a aucun rapport avec le volume αA de l'eau sur les figures 32 ou 34). Quand le piston vient à fond de course après l'échappement, au point α , le volume αz est rempli de vapeur à la pression p_3 . L'admission s'ouvrant alors, de la vapeur à la pression p_1 se précipite dans l'espace libre et le remplit sans produire aucun travail. Il y a là une détente adiabatique irréversible sans travail extérieur, encore analogue au phénomène de Gay-Lussac-Joule, qui donne lieu à une perte.

La grandeur de l'espace libre dépend de la précision de la construction et du type de distribution de la machine. Ce sont les machines à tiroir qui ont les plus grands espaces libres, environ 7 — 10 % du volume total du cy-

indre. Avec les soupapes, on a en général 3 — 5 %₀. Dans certaines machines du genre Corliss, dans les machines Farcot notamment, on descend à 2 et même à 1 %₀.

Compression. — 175. Pour supprimer l'effet de l'espace libre, on a imaginé de faire ce qu'on appelle la *compression*.

Traçons sur le diagramme de Watt l'adiabatique βI passant par β , et, au lieu de laisser l'échappement ouvert pendant Dz , fermons-le en I , de manière à comprimer adiabatiquement le volume zI de vapeur derrière le piston.

Cette compression sera représentée par $I\beta$ et, comme elle prend la vapeur dans le même état qu'en D , elle l'amène en β dans le même état qu'en C , c'est-à-dire dans l'état de la vapeur d'admission. Quand le piston est à fond de course, on est en β ; l'espace libre est alors rempli de vapeur dans le même état physique que la vapeur d'admission. L'admission s'ouvrant, la vapeur nouvelle entre tranquillement dans le cylindre, se juxtapose à celle qui était enfermée dans l'espace libre, et suit normalement son évolution. On peut évidemment imaginer que c'est toujours la même masse de vapeur qui est alternativement comprimée dans l'espace libre et détendue. Dans ces conditions, la vapeur qui traverse la machine en régime subit exactement les évolutions du cycle théorique, elle n'éprouve aucune transformation irréversible. Le travail qu'elle produit est donc exactement le travail théorique et, par suite, la compression détruit l'effet de l'espace libre.

Sans doute le travail produit par coup de piston du moteur est diminué par la compression, mais aussi la dépense. Il ne faut pas confondre le travail produit par coup de piston avec le travail produit par unité de masse de vapeur dépensée, le seul qui intéresse le rendement.

176. On peut encore vérifier comme suit que la compression rétablit le rendement.

Dans la machine marchant avec compression, le travail produit par coup de piston est βCDI et la dépense est le volume de vapeur βC pris dans les conditions de l'admission.

Que donnerait la même dépense dans un cylindre parfait sans espace libre? Elle donnerait évidemment $\beta CJ\alpha$, la ligne CJ représentant l'adiabatique passant par C dans le système d'axes $o'V, o'p'$. La courbe CJ est d'ailleurs placée comme le montre la figure. En effet la détente adiabatique du volume yC (système d'axes oV, op) donne, à un moment quelconque, un volume mn . Or le volume βC se compose du volume $y\beta$, dont la détente adiabatique donne le volume mq , et du volume βC , dont la détente adiabatique donne (axes $o'V, o'p'$) rs . Il faut donc que $mn = mq + rs$. Donc $rq = sn$ et la courbe CJ est, par suite, telle que la surface $\beta I\alpha =$ surface CDJ .

Pour comparer le rendement des deux machines, machine sans espace libre et machine à espace libre avec compression, il suffit maintenant de remarquer que les travaux produits pour la même dépense de vapeur, βCDI , et $\beta CJ\alpha$, sont égaux en raison de l'égalité des aires couvertes de hâchures. Les rendements sont donc les mêmes.

177. Le théorème que nous venons de démontrer sur l'efficacité de la compression ne doit être toutefois admis qu'avec réserves parce que nos raisonnements ont été faits en supposant les détentes et les compressions adiabatiques, tandis que, dans la réalité, par suite de l'action des parois, elles ne le sont pas. A la vérité, la seconde démonstration, celle de l'article **176**, est valable, il est facile de le vé-

rifier même dans le cas où les échanges de chaleur ne sont pas négligeables, pourvu toutefois que la loi des détente βI et CD soit la même, c'est-à-dire pourvu que, dans la détente CD , le fluide soit réchauffé exactement autant qu'il est refroidi dans la compression $I\beta$. Mais, dans la réalité, le refroidissement au cours de $I\beta$ est plus fort que le réchauffage au cours de CD . Il y a à cela deux raisons; d'abord, au moment où se fait la compression, la vapeur est enfermée dans un espace plus aplati, dans un volume plus faible eu égard à sa surface, qu'au moment de la détente CD , ce qui active les échanges de chaleur; ensuite, c'est un fait important sur lequel nous reviendrons que, dans les machines à vapeur, la paroi agit plus activement pour refroidir la vapeur que pour la réchauffer (194).

On a parfois observé, dans les machines où l'on faisait de fortes compressions, que la pression ne parvenait pas à s'élever jusqu'au point β ; la courbe de l'indicateur s'infléchissait et donnait un crochet comme sur la figure 55. Ce tracé est dû à un refroidissement très énergique par la paroi de la vapeur qui se comprime, refroidissement qui provoque une abondante condensation.



Fig. 55.

On voit donc que le théorème sur l'efficacité de la compression peut être en défaut du fait de l'action des parois. En effet des expériences de M. Dwelshauvers Dery ont montré que, au moins sur certaines machines, il n'était pas avantageux, au contraire, de faire des compressions fortes et complètes. Mais il semble bien résulter de l'expérience qu'il est toujours avantageux de faire une compression

partielle, ne remplissant que partiellement l'espace libre, parce que, dans les petites compressions, l'action des parois est faible comme on le verra plus tard¹. En tout cas, la compression est avantageuse au point de vue de la douceur de la marche, car elle atténue le choc de la vapeur d'admission.

§ 3. — LAMINAGES

Nature de la perte. — 178. Par suite de l'étranglement des orifices de distribution et du frottement dans les tuyaux d'admission et d'échappement, la pression de la vapeur dans le cylindre n'est pas égale, au moment de l'admission à celle de la chaudière, au moment de l'échappement à celle du condenseur. C'est le phénomène du laminage.

Sur le diagramme de l'indicateur de Watt (fig. 56), au lieu d'avoir le tracé βC à l'admission, on aura $\beta' C'$, convexe vers le haut parce que le laminage est plus accentué au début et à la fin de l'admission, quand les orifices sont peu ouverts. A l'échappement on aura, au lieu de $G'Hx$, le tracé $G'\alpha'$.

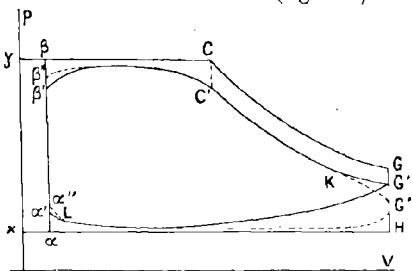


Fig. 56.

Le diagramme de la machine est donc réduit. Pour

¹ La question de l'efficacité de la compression a donné lieu, dans la *Revue mécanique*, à une longue controverse. Voir notamment DWELSHAUVERS-DERY 3; BOULVIN 3, 5.

atténuer cette réduction et réduire les effets du laminage on fait en général ce qu'on appelle *l'avance à l'admission* et *l'avance à l'échappement*. On ouvre les orifices d'admission avant la fin de la course, en L par exemple, ce qui donne le tracé $Lx''\beta''C'$, et ceux d'échappement avant la fin de la course, en K, ce qui donne le tracé $KG''Lx''$.

Mais les réductions du diagramme de l'indicateur ne peuvent pas renseigner touchant l'influence du laminage sur le rendement. En effet, si le laminage diminue le diagramme de l'indicateur, il diminue aussi la dépense de vapeur, la quantité enfermée en C' dans le cylindre étant certainement plus faible que la quantité enfermée en C dans le même volume. On peut être assuré que le rendement sera diminué parce que le laminage est un phénomène irréversible; mais, pour pousser plus loin l'étude, il faut faire la physique de ce phénomène.

179. Le phénomène du laminage a été étudié expérimentalement par Joule-Thomson.

Considérons, avec ces savants (fig. 57), un tuyau présentant un obstacle quel-

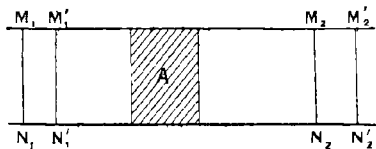


Fig. 57.

conque A : tampon non étanche, rétrécissement du tuyau etc., et étudions *l'écoulement permanent* à travers A. La pression à l'amont est

p_1 , à l'aval elle est p_2 . Traçons deux sections M_1N_1 , M_2N_2 du tuyau assez loin de A pour que l'écoulement s'y fasse par filets parallèles dont nous supposons les vitesses égales. Soient V_1 et V_2 les vitesses des tranches M_1N_1 , M_2N_2 ; ω_1 et ω_2 les sections du tuyau en ces points.

Dans le temps dt , la section $M_1 N_1$ vient en $M'_1 N'_1$ à une distance $M_1 M'_1 = V_1 dt$; la section $M_2 N_2$ vient en $M'_2 N'_2$ à une distance $M_2 M'_2 = V_2 dt$. Les masses $\frac{\omega_1 V_1 dt}{\sigma_1}$ et $\frac{\omega_2 V_2 dt}{\sigma_2}$ sont égales, l'écoulement étant permanent.

Considérons le système matériel formé par le fluide $M_1 N_1 M_2 N_2$, par les parois du tuyau et l'obstacle A. Écrivons, pour ce système et pour le temps dt , l'équation de l'équivalence. L'écoulement est censé se faire sans échange de chaleur avec l'extérieur; — dans les expériences de Joule et Thomson tout l'appareil était convenablement isolé — la chaleur reçue est donc nulle. Le travail des forces extérieures se réduit (on ne s'occupe pas de la pesanteur) à $p_1 \omega_1 V_1 dt - p_2 \omega_2 V_2 dt$, travail des pressions qui poussent $M_1 N_1$ et retiennent $M_2 N_2$. Le régime étant permanent, la face vive de la partie commune $M'_1 N'_1 M_2 N_2$ se retrouve à l'instant final avec la même valeur qu'à l'instant initial, et la variation de force vive se réduit à la différence entre les forces vives des tranches fluides $M_2 N_2 M'_2 N'_2 M_1 N_1 M'_1 N'_1$. Il en est de même pour la variation d'énergie interne, à condition qu'on admette que l'énergie interne du tout est la somme des énergies internes des parties (les parois restent dans le même état, et leur énergie interne ne varie pas). Employant donc la lettre U pour désigner l'énergie interne de l'unité de masse du fluide, nous écrivons

$$p_1 \omega_1 V_1 dt - p_2 \omega_2 V_2 dt = \frac{\omega_1 V_1 dt}{\sigma_1} (U_2 - U_1) + \frac{\omega_1 V_1 dt}{2g\sigma_1} (V_1^2 - V_2^2).$$

Nous supposons le tuyau assez large pour que la force vive des tranches extrêmes soit négligeable, ce qui per-

mettra de supprimer le dernier terme. Divisant alors par

$$\frac{\omega_1 V_1 dt}{\sigma_1} = \frac{\omega_2 V_2 dt}{\sigma_2}$$

il vient

$$(42) \quad U_1 + p_1 \sigma_1 = U_2 + p_2 \sigma_2.$$

La quantité $U + p\sigma$ reste donc constante dans un laminage. Sur le diagramme de Mollier, le laminage est représenté par une droite parallèle à l'axe des x .

180. L'écoulement étant adiabatique et irréversible, l'entropie doit croître. Or la variation d'entropie se réduit à la différence d'entropie entre les deux tranches *fluides* extrêmes. La lettre S se rapportant à l'unité de masse du fluide, on doit avoir, en même temps que l'égalité (42),

$$(43) \quad S_2 > S_1.$$

Il est facile de voir, aussi bien pour les gaz parfaits que pour les vapeurs, que la simultanéité de (42) et de (43) entraîne

$$p_2 < p_1.$$

Le laminage fait toujours baisser la pression.

181. Dans le cas de la vapeur¹, l'expression $U + p\sigma$ est approximativement égale à la chaleur $E\lambda$ nécessaire pour chauffer l'eau à partir de 0°, la vaporiser et la porter à pression constante jusqu'à l'état où elle se trouve. Pour un point M_1 , où on a de la vapeur surchauffée, $U + p\sigma$ est représentée sur le diagramme entropique par l'aire

¹ JOUQUET 1, 4.

$xXY_1Z_1M_1m_1$, et, par suite, sur le diagramme de Clapeyron par l'aire $xXY_1Z_1M_1m_1$ les adiabatiques xX , m_1M_1 étant censées prolongées à l'infini (49) (fig. 58 et 59).

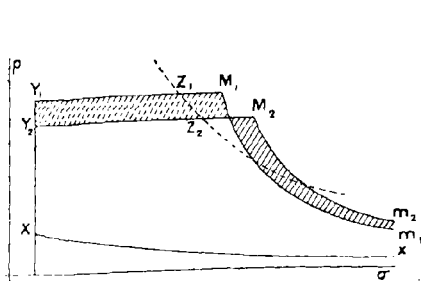


Fig. 58.

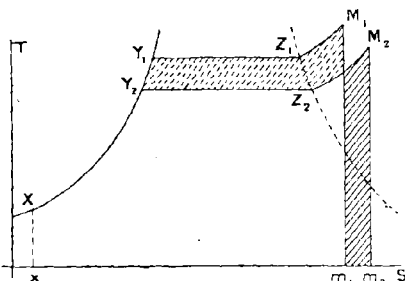


Fig. 49.

Le joint M_2 doit être, sur le diagramme entropique, à droite de m_1M_1 , en vertu de (43). D'autre part, en vertu de (42), il faut que

$$\text{aire } xXY_1Z_1M_1m_1 = \text{aire } xXY_2Z_2M_2m_2$$

Il faut donc qu'il y ait égalité entre les surfaces couvertes de hâchures pleines et celles qui le sont de hâchures pointillées. Cela exige que Y_2Z_2 soit au-dessous de Y_1Z_1 , c'est-à-dire que $p_2 < p_1$.

Laminage à l'admission, laminage à l'échappement. — 182. Soit une machine à vapeur où se produisent des laminages. Imaginons qu'il n'y ait d'ailleurs dans cette machine pas d'autres causes de pertes, pas d'espace libre, pas de détente tronquée, pas de surchauffe à l'échappement. Représentons l'évolution de la vapeur

sur les diagrammes entropiques et de Clapeyron (fig. 60 et 61).

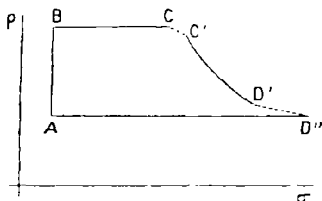


Fig. 60.

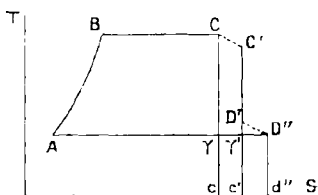


Fig. 61.

Rien n'est changé à ce qui se passe dans la pompe et dans la chaudière, et la représentation ABC des phénomènes correspondants est la même que pour le cycle théorique (nos figures sont faites en supposant une machine sans surchauffe). Au passage de la vapeur dans le cylindre, il y a un premier laminage, le *laminage à l'admission* qui amène le point représentatif de C en C' (la transformation CC', étant irréversible, est tracée en pointillé). La détente adiabatique C'D' nous conduit en un point D' tel que le *laminage à l'échappement* D'D'' ramène à la pression p_3 du condenseur. J'ai supposé, dans le tracé, que la vapeur était toujours saturée en D'. Vient ensuite la condensation D''A.

Les pertes dues aux laminages, phénomènes adiabatiques, sont (34) $T_3 \Delta S$. A l'admission, la perte est la surface $cc'\gamma\gamma'$ et, à l'échappement, c'est la surface $c'\gamma'd''D''$ du diagramme entropique.

Le cycle décrit étant irréversible, le travail produit n'est pas égal à la surface des diagrammes. Il est facile de voir qu'il est égal à la surface du cycle de Rankine compris entre les pressions des points C' et D'. En effet, il est

égal à la somme des chaleurs reçues. Le long des arcs CC' , $D'D''$, la chaleur reçue est nulle. Reste la chaleur reçue le long de AB , BC , $C'D'$, $D''A$. On voit sans peine sur le diagramme entropique que, si l'on tient compte de la manière dont se placent les points C' et D'' (**181**), cette chaleur est bien égale à la surface du cycle de Rankine ci-dessus défini.

183. Il convient de remarquer que la perte de pression qui se produit dans le laminage à l'admission n'est pas une perte sèche : elle est compensée par l'assèchement ou la surchauffe de la vapeur qui accompagne le phénomène, et qui provoque le déplacement vers la droite du point représentatif C . Nous trouvons là une application du théorème de l'article **33**. L'irréversibilité du laminage provient des frottements, soit frottement de la vapeur contre les parois, soit viscosité de la vapeur sur elle-même. Ces frottements, fonctionnant comme une source fictive de chaleur, assèchent la vapeur. Dans le laminage à l'admission, ils entrent en jeu à haute température, c'est-à-dire que la vapeur qu'ils produisent aux dépens de l'humidité du fluide est produite à une pression élevée et est par suite susceptible de travailler avant son passage au condenseur. On voit nettement dans cet exemple l'avantage qu'il y a à ce que, dans un moteur thermique, les frottements entrent en jeu à haute température.

§ 5. — ACTION DES PAROIS

Nature de la perte. -- **184.** Nous avons supposé jusqu'ici qu'il n'existait aucun échange de chaleur entre la

vapeur et les parois du moteur. Or, dans la réalité, les parois ne sont pas imperméables à la chaleur et cette circonstance produit la principale perte du cylindre.

Tout d'abord, une partie de la chaleur que les parois métalliques enlèvent au fluide est rayonnée et perdue à l'extérieur. Mais c'est peu de chose. La véritable perte provient des phénomènes suivants que nous analyserons en les représentant sur les diagrammes entropique et de Clapeyron.

Prenons d'abord un cylindre où on ne fait pas de compression. A la fin de l'échappement, la paroi est, comme on va le voir, froide et sensiblement à la température du condenseur, avec lequel la communication vient de durer pendant tout l'échappement. Quand on ouvre l'admission, la vapeur qui arrive est chaude ; son état est représenté par le point C des diagrammes de Clapeyron et entropique (fig. 62 et 63) (les figures sont faites en

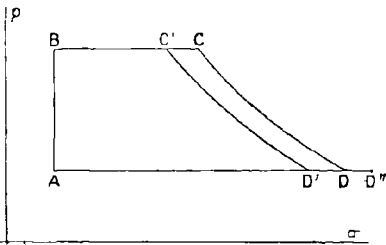


Fig. 62.

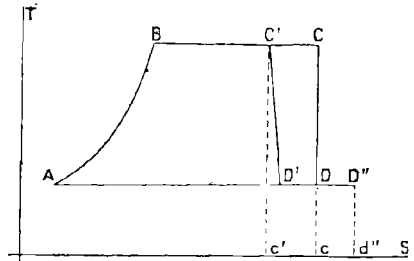


Fig. 63.

supposant qu'il n'y a pas de surchauffe) ; elle a la température de la chaudière. Au contact de la paroi relativement froide, une condensation se produit ; le point représentatif recule de C en C', et la chaleur déversée par cette

condensation relève la température de la paroi sensiblement jusqu'à celle de l'admission. La détente commence alors ; la pression baissant, la température de la vapeur tend à baisser au-dessous de celle de la paroi. La paroi réchauffe alors le fluide et revaporise une partie de l'eau produite par la condensation initiale. Cet effet est d'abord faible, la différence de température entre la paroi et le fluide étant d'abord petite. Il s'accroît peu à peu, et la grande partie de la revaporisation s'achève pendant l'échappement, quand la communication avec le condenseur a fait descendre la température de la vapeur jusqu'à celle du condenseur. La paroi se refroidit pendant cette revaporisation et revient sensiblement à la température du condenseur ; elle est prête pour un nouveau coup de piston. Sur les diagrammes, la détente de la vapeur est $C'D'$, un peu au-dessus de l'adiabatique. A l'échappement la revaporisation totale s'achève en $D'D''$. La vapeur dont l'état est D'' passe ensuite au condenseur où elle se condense.

185. Le cycle ainsi décrit est formé de transformations subréversibles (10). Sa surface $ABC'D'A$ donne le travail : elle est plus faible que celle du cycle théorique $ABCD$.

Cela tient manifestement à ce qu'une grande partie de la vapeur est revaporisée, après avoir été condensée, à un moment où elle n'est plus susceptible de donner aucun travail. L'action des parois fonctionne donc comme une fuite continue de vapeur de l'admission à l'échappement.

Il ne s'agit pas d'une perte de quantité de chaleur. Sans doute, par suite du rayonnement extérieur, les parois ne restituent pas à la vapeur toute la chaleur qu'elles

lui ont prise. Mais c'est là, sauf le cas particulier des locomotives, un fait à peu près négligeable (v. son évaluation à l'article 251). Admettons qu'il soit nul et que les parois rendent exactement toute la chaleur prise. La surface $cC'Cc$ devra être égale à la surface $c'C'D'D''d''$. Comme la courbe $C'D'D''$, quelle qu'elle soit, est tout entière, sur le diagramme entropique, au-dessous de $C'C$, il faut que $c'd'' > c'c$. La surface du cycle avec action des parois sera donc inférieure à celle du cycle théorique de la quantité $cDD''d''$. On aperçoit tout de suite la cause de la perte : c'est une perte en *qualité* ; la chaleur prise par la paroi à une température élevée est rendue à une température plus basse, c'est-à-dire avec une valeur mécanique moindre.

186. Quand la machine fait de la compression, c'est au commencement de cette compression que les parois ont sensiblement la température du condenseur. Pendant la compression, la température de la vapeur s'élève ; elle tend donc de plus en plus à être refroidie par la paroi. Si la compression est forte, une abondante condensation se produit ; cette circonstance réchauffe la paroi et, par suite, diminue la condensation à l'admission ; mais, rendant moins roide la courbe de compression, elle exige que celle-ci soit commencée plus tôt pour élever la pression en fin de course jusqu'à une valeur donnée ; la surface du diagramme de Watt est donc diminuée pour une dépense donnée de vapeur. D'ailleurs ces échanges de chaleur sont toujours irréversibles ; il y a donc toujours perte.

Nous avons déjà signalé que l'action des parois pendant la compression pouvait rendre inexact le théorème sur l'efficacité de la compression pour corriger l'espace libre (177).

187. Sur le diagramme de Watt, l'action des parois n'apparaît pas ou apparaît peu. Elle aplatit les courbes de détente et de compression, mais ne fait rien à l'admission. L'abondante condensation à l'admission se décèle à l'expérimentateur par le fait que la quantité de vapeur consommée par la machine est notablement supérieure à celle qui remplirait, dans les conditions où elle sort de la chaudière, le volume offert à l'admission et qu'on appelle la vapeur *sensible*. C'est ainsi que l'action des parois a été observée par Smeaton et par Watt sur les anciennes machines du type Newcomen, où elle était naturellement très forte parce que, comme on le sait, la condensation s'y faisait en injectant directement de l'eau dans le cylindre, ce qui le refroidissait beaucoup. Pour l'atténuer, Watt a imaginé la condensation séparée. Mais ce grand progrès ne l'a pas supprimée complètement, et Thomas et Combes, par exemple, ont nettement analysé son action dans les machines modernes¹. Mais c'est Hirn qui a su chiffrer son importance au moyen de la méthode que nous exposerons dans le chapitre VIII.

188. Bryan-Donkin a imaginé un petit appareil permettant de voir les phénomènes dont le cylindre est le siège. Son *révélateur* est tout simplement une sorte d'ampoule à parois de verre qu'on adapte à une tubulure du cylindre et à l'intérieur de laquelle on assiste aux condensations et aux revaporisations².

189. En résumé, ce sont les oscillations de température des parois qui produisent la partie principale de la

¹ THOMAS et LAURENS, COMBES I, 2.

² B. DONKIN, 1.

perte. Il doit être bien entendu d'ailleurs que ces oscillations n'atteignent pas la masse totale de la paroi, mais seulement une couche de 5 à 10 millimètres d'épaisseur sur la face interne. Le reste de la paroi garde une température constante pendant le coup de piston.

Température des parois et de la vapeur. — 190.

Divers auteurs (Donkin ¹, Callendar et Nicholson, Adams, A. Duchesne) ont étudié expérimentalement la température des parois d'une machine à vapeur. Nous emprunterons quelques résultats aux expériences de M. A. Duchesne, les plus récentes et les plus complètes.

Ce physicien, qui opérait sur la machine expérimentale du laboratoire de Liège, mesurait la température de la face interne des parois et celle de la vapeur au contact par des piles thermoélectriques en fils très fins. Voici un exemple (fig. 64) des diagrammes qu'il a obtenus en portant en abscisses les courses du piston, en ordonnées les températures de la paroi ou de la vapeur. On remarquera sur la figure les points marqués par un rond. Ils indiquent la température de saturation correspondant aux pressions indiquées par le diagramme de Watt. Partout où ils coïncident avec la courbe des températures de la vapeur, la vapeur est saturée; là où ils sont au-dessous, elle est surchauffée; là où ils sont au-dessus, ils en sont encore trop près, eu égard aux erreurs d'expérience, pour qu'on puisse en tirer une conclusion.

191. Ce diagramme fait ressortir 3 points importants.

1° La vapeur est saturée pendant toute la marche,

¹ DONKIN, 3; CALLENDAR et NICHOLSON; A. DUCHESNE, 1, 2.

sauf à la fin de l'échappement et pendant la compression, où elle est surchauffée.

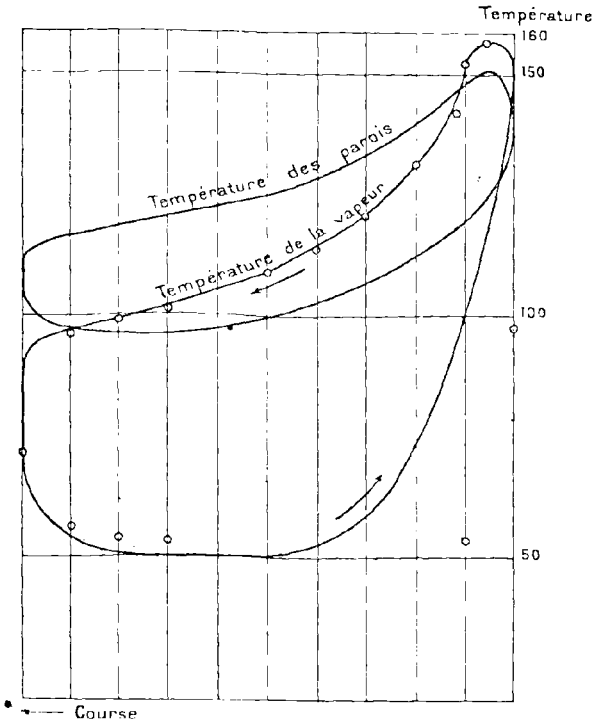


Fig. 64.

2° Il y a une différence finie de température entre la vapeur et la paroi.

3° La température moyenne de la paroi est supérieure à la température moyenne de la vapeur. Cette affirmation

doit être étendue à tous les points des parois, et pas seulement aux points de la face interne. Elle est vraie notamment des points éloignés de cette face, dont la température n'oscille pas ou peu, et dont la température moyenne est, par suite, la température fixe. C'est la *loi de Donkin*, du nom du savant qui a observé le fait le premier.

Théorie mathématique de l'action des parois. — 192. La théorie de l'action des parois, ébauchée par Grashof et par Kirsch¹, a été faite par M. Nadal² en appliquant les lois de la conductibilité calorifique. Voici comment se pose le problème.

M. Nadal assimile la paroi à un mur plan d'épaisseur X et indéfini dans ses deux autres dimensions. La face AB

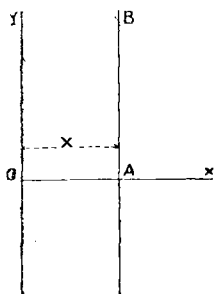


Fig. 65.

de ce mur (fig. 65) est en contact avec la vapeur, c'est-à-dire avec une source dont la température θ varie avec le temps (la fonction θ est périodique). Par la face oy , en contact avec l'extérieur, on admet, en négligeant la chaleur rayonnée, que le flux de chaleur est nul. Désignons par $V(x, t)$ la température en un point quelconque de la paroi ; soient K le coefficient de conductibilité, C la chaleur spécifique, D la densité du métal, h le coefficient de conductibilité extérieure au contact métal-vapeur, k la

quantité $\frac{K}{CD}$.

¹ KIRSCH.

² NADAL 1, 2, 3 ; THOYET.

Les températures sont complées en prenant pour zéro la température de la source pour $t = 0$.

L'équation de la propagation de la chaleur à l'intérieur du métal est, en vertu de la loi de la conductibilité,

$$(44) \quad \frac{\partial V}{\partial t} = k \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}.$$

Sur la surface AB, le flux de chaleur s'exprime par

$$K \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)_{x=x}$$

ou encore par

$$h[\theta - (V)_{x=x}].$$

On doit donc avoir

$$(45) \quad K \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)_{x=x} = h[\theta - (V)_{x=x}].$$

Sur la face oy , le flux est supposé nul. Donc

$$(46) \quad \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)_{x=0} = 0.$$

Enfin on se donne l'état initial des températures du mur.

$$(47) \quad (V)_{t=0} = F(x)$$

153. L'intégration des équations différentielles (44)

(45) (46) (47) est un problème difficile. Si on suppose la quantité h constante, l'intégrale générale est :

$$(48) \quad \left\{ \begin{aligned} V - \theta &= \sum \frac{4n \int_0^X F(x) \cos nx dx}{2nX + \sin 2nX} \cos nxe^{-kn^2t} \\ &= \sum \frac{4 \sin nX}{2nX + \sin 2nX} \cos nx \int_0^t \frac{d\theta}{d\tau} e^{-kn^2(t-\tau)} d\tau \end{aligned} \right.$$

les quantités n étant les racines, en nombre infini, de l'équation transcendante

$$(49) \quad \frac{nX}{\cotg nX} = \frac{hX}{K}.$$

L'aspect de ces formules montre combien la question est déjà complexe quand h est constant. Or elle est encore compliquée par le fait que le coefficient de conductibilité extérieure h est forcément variable, comme on va le voir.

194. Théorème de M. Nadal. — Soit en effet t_1 la durée du coup de piston. Elle se partage en deux parties ; pendant l'une, de 0 à t , on a $\theta > V_{x=x}$ et la paroi reçoit de la chaleur ; pendant l'autre, de t à t_1 , on a $\theta < V_{x=x}$ et la paroi cède de la chaleur à la vapeur. Comme la paroi est supposée ne perdre aucune chaleur au dehors, on doit avoir

$$\int_0^t h(\theta - V_{x=x}) dt = \int_t^{t_1} h(V_{x=x} - \theta) dt.$$

Désignons par h_1 et h_2 des valeurs moyennes de h pendant les deux fractions du coup de piston. h_1 sera le pou-

voir absorbant moyen, h_2 le pouvoir émissif moyen de la paroi. On pourra écrire

$$h_1 \int_0^t (\theta - V_{x=x}) dt = h_2 \int_t^{t_1} (V_{x=x} - \theta) dt.$$

Je dis que $h_1 > h_2$.

Cela sera démontré si je fais voir que

$$\int_0^t (\theta - V_{x=x}) dt < \int_t^{t_1} (V_{x=x} - \theta) dt$$

ou que

$$\int_0^{t_1} \theta dt - \int_0^{t_1} V_{x=x} dt < 0.$$

Or cette inégalité exprime que la température moyenne de la vapeur est inférieure à la température moyenne de la paroi, et nous savons que ce fait résulte des expériences de Donkin et de ses successeurs.

Par conséquent *le pouvoir absorbant moyen est plus grand que le pouvoir émissif moyen.* (Théorème de M. Nadal). Nous avons déjà indiqué l'importance de ce fait pour la discussion de l'efficacité de la compression (177).

195. Il suit du théorème précédent que le coefficient h varie pendant la durée du coup de piston. Ces variations se comprennent : elles sont dues au fait que, suivant les instants, il y a plus ou moins de rosée déposée sur les parois : les échanges de chaleur doivent être en effet différents suivant que le contact s'établit entre métal et vapeur ou entre métal et eau.

Il sera donc nécessaire, pour appliquer la théorie, de partager le coup de piston en fractions suffisamment courtes

et de choisir pour h des valeurs différentes pour les différentes fractions. D'ailleurs il sera difficile de déterminer *a priori* ces valeurs, puisque h variera avec la manière dont se déposeront les gouttes liquides sur le métal, manière qui dépendra elle-même de la façon dont se feront précisément les échanges qu'on veut étudier, manière en tout cas qui ne peut guère être prévue *a priori* dans les détails.

Mais s'il ne faut pas compter sur une exactitude rigoureuse, on peut espérer, en utilisant des évaluations approchées de h , tirer des formules théoriques des renseignements numériques suffisamment précis sur l'activité des échanges ; en tout cas, les formules théoriques ne peuvent manquer d'indiquer, par leur forme et la manière dont elles dépendront des divers éléments de la question, comment et dans quel sens agissent ces éléments.

196. Nous avons supposé jusqu'ici que le refroidissement de la paroi à l'extérieur était négligeable. C'est un cas très général. Mais il arrive parfois que le flux de chaleur sur la face externe a une valeur sensible : c'est le cas par exemple des machines locomotives dont les cylindres sont fortement refroidis par l'air. L'équation (46) est alors inexacte ; il faut la remplacer par une équation exprimant le flux de chaleur perdu. M. Nadal, puis M. Thonet, ont montré les corrections à apporter aux formules dans ce cas ¹.

197. Nous ne pouvons donner ici les démonstrations de M. Nadal, cela nous entraînerait trop loin. Indiquons simplement quelques uns de ses résultats.

¹ NADAL. 2 ; THONET.

La chaleur R_a cédée par la vapeur à la paroi pendant l'admission peut être représentée approximativement par une fonction linéaire de l'écart des températures de la vapeur du commencement à la fin la détente θ_d et de l'écart des températures de la vapeur de l'admission à l'échappement θ_e .

$$(50) \quad R_a = A\theta_d + B\theta_e.$$

Les coefficients A et B varient avec le degré d'admission, les conditions de la marche (à condensation ou non), la surface refroidissante à laquelle ils sont proportionnels, le nombre de tours de la machine à la racine carrée duquel ils sont inversement proportionnels (on voit par là l'influence de la vitesse de marche sur l'action des parois).

Dans les machines sans surchauffe et sans enveloppe de vapeur, mais où la vapeur employée est sèche et les cylindres bien protégés contre le refroidissement extérieur, le coefficient B est très petit et R_a dépend surtout de θ_d .

L'augmentation soit de la quantité d'eau entraînée soit du refroidissement extérieur a pour effet d'accroître la valeur de B , qui devient alors prépondérant par rapport à A . Ces deux conditions se rencontrent en général dans les locomotives.

La connaissance de R_a par la formule (50) permet de calculer la quantité de vapeur qui se condense à l'admission : c'est $\frac{R_a}{r}$, r étant la chaleur de vaporisation à la température de l'admission. En ajoutant cette quantité à la quantité de vapeur calculée d'après le volume de l'admission supposé rempli par de la vapeur dans l'état où elle sort de la chaudière (vapeur sensible), on a la consommation vraie.

Les formules ci-dessus supposent que la compression n'est pas trop forte. Quand la compression est grande, il faut les remplacer par d'autres, d'ailleurs analogues, qui rendent compte de l'augmentation que l'action des parois subit du fait des compressions exagérées.

198. On trouvera des vérifications de ces formules dans des expériences effectuées sur le rendement des locomotives au réseau de l'Etat ¹.

On pourra en trouver aussi dans une série d'essais exécutés au Creusot sur une machine Corliss, bien qu'ils n'aient pas été exécutés dans ce but ². Voici par exemple quelques résultats obtenus, dans ces essais, avec la vapeur à 4^k,50 de pression effective, à condensation; ils montrent l'influence de θ_d . La 1^{re} ligne du tableau ci-après donne le degré d'admission, et θ_d est d'autant plus petit que ce degré est plus grand. La 2^e ligne donne le titre à la fin de l'admission, calculé par la méthode de Hirn que nous exposerons plus loin; il est d'autant plus fort que la condensation à l'admission est plus faible.

Admission %	5,9	9	15,5	22,7	25
Titre à la fin de l'admission	0,61	0,73	0,76	0,85	0,86

Dans un essai à la pression effective de 2^k,5, avec condensation et enveloppe de vapeur, une marche à pleine pression (θ_d nul) a donné zéro pour condensation initiale. Il est permis de penser qu'il y a bien eu une légère condensation, mais qu'elle a été très faible.

On pourra voir l'influence de θ_e en prenant des essais

¹ NADAL. 4.

² DELAFOND.

faits à des pressions différentes ou bien des essais faits tantôt avec tantôt sans condensation.

Voici un exemple :

	Pression	Admission	Titre à la fin de l'admission
Marche à condensation.	6,97	12,5 %	0,61
Marche sans condensation.	6,77	13 %	0,63

L'influence de θ_e n'est pas très forte.

§ 6. — FUITES

199. Il y a forcément des fuites dans les machines à vapeur, notamment entre le piston et la paroi du cylindre.

Nous avons dit que l'action des parois fonctionnait comme une véritable fuite fictive. Il y a même des fuites réelles qui sont dues à l'action des parois. Telles sont celles qui se produisent aux tiroirs de distribution et sur lesquelles MM Callendar et Nicholson ont vivement insisté¹. La vapeur vive, se condensant sur la glace du tiroir quand celle-ci vient d'être refroidie par l'échappement passe à l'état d'eau entre le tiroir et sa glace et se re-vaporise ensuite pour aller directement dans la lumière d'échappement.

200. Comme toutes les pertes, les fuites constituent un phénomène irréversible. Prenons par exemple la vapeur

¹ CALLENDAR et NICHOLSON.

qui s'échappe entre le piston et la paroi du cylindre. Elle subit naturellement un laminage dans ce passage, avec frottement sur elle même et contre les parois, avec enfin amortissement de la vitesse qu'elle a prise dans l'écoulement et qui se perd quand elle arrive dans la masse de vapeur située de l'autre côté du piston.

§ 7. — FROTTEMENTS MÉCANIQUES

201. Il y a naturellement des frottements mécaniques dans le cylindre. Il nous suffira de les mentionner et de faire remarquer que leur importance relative est d'autant plus grande, dans un cylindre donné, que le travail indiqué de ce cylindre est plus petit, c'est-à dire qu'on marche avec une plus longue détente.

CHAPITRE VII

LE CYLINDRE. LES GRANDS PERFECTIONNEMENTS

202. Le présent chapitre est consacré à l'étude de trois pratiques importantes destinées à améliorer le rendement du cylindre : la détente multiple, l'enveloppe de vapeur et l'emploi de la surchauffe. On verra que l'action favorable de ces pratiques provient principalement ou même exclusivement de ce qu'elles atténuent l'action des parois. Thurston¹ pensait qu'on pourrait obtenir ce même résultat en revêtant la face interne du cylindre d'un enduit peu conducteur et il voyait là un grand progrès possible pour les machines modernes. Mais jusqu'ici, la construction ne s'est pas engagée dans la voie indiquée par le savant ingénieur.

§ 1. — DÉTENTE MULTIPLE

Fonctionnement théorique.— **203.** Soit une machine formée de deux cylindres dont l'un soit plus grand que l'autre. Imaginons le fonctionnement théorique suivant (fig. 66).

La vapeur est admise dans le petit cylindre à la pression p_1 ; elle s'y détend, puis est évacuée dans un réservoir intermédiaire assez grand pour que la pression y soit sensiblement constante p_i . Le diagramme de Watt du petit

¹ THURSTON. T. I p. 532.

cylindre est $yCIi$. Ce petit cylindre est le cylindre à haute pression ou HP.

Le grand cylindre aspire exactement au réservoir in-

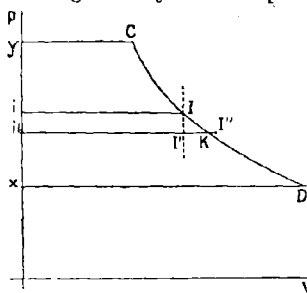


Fig. 66.

termédiaire, par coup de piston, le volume iI . Cette vapeur se détend dans le grand cylindre, puis est évacuée au condenseur à la pression p_3 . Le diagramme du grand cylindre est $iIDx$. C'est le diagramme basse pression BP.

Dans ce fonctionnement théorique, on suppose, bien

entendu, qu'il n'y a aucune perte.

Il est évident que la machine ainsi composée donne exactement le même travail qu'une machine ordinaire formée d'un cylindre unique ayant le volume du grand cylindre xD , où on admettrait directement le volume yC de vapeur à la pression p_1 . Théoriquement donc la machine à double expansion ou compound est équivalente à une machine à simple expansion ayant pour cylindre unique le grand cylindre. Comme elle est certainement de construction plus compliquée, on ne voit rien jusqu'ici qui permette de justifier son emploi.

On va rencontrer au contraire une supériorité de la compound en examinant les pertes par rapport au fonctionnement théorique.

Pertes dans la machine à multiple expansion. — 204. Cette supériorité toutefois ne se marque pas pour toutes les causes de pertes.

Dans la compound, les laminages sont accentués, en raison des transvasements multiples du fluide, et les frottements mécaniques sont augmentés, car il y a un piston de plus.

Au point de vue de l'excès de surchauffe à l'échappement, la compound est équivalente à la machine à simple expansion.

En ce qui concerne la troncature de la détente, la compound est inférieure. Au grand cylindre, les mêmes raisons conduisent à faire, dans la compound, la même troncature que dans la machine à simple expansion théoriquement équivalente, puisque les volumes des cylindres sont les mêmes. Et la compound peut présenter en plus une troncature au petit cylindre. Le fonctionnement théorique ci-dessus suppose en effet la machine réglée de manière que le volume de vapeur admis dans le grand cylindre soit rigoureusement égal au volume du petit. Imaginons qu'il n'en soit pas ainsi, que le volume de l'admission BP soit supérieur, par exemple, au volume de l'évacuation HP. La masse de vapeur qui sort du petit cylindre doit toujours être égale à celle qui entre dans le grand ; les volumes étant inégaux, il faudra qu'il s'établisse au réservoir intermédiaire une pression p_i inférieure à la pression en fin de détente dans le petit cylindre : la droite iI viendra en $i'I'$ (fig. 66) (le volume du cylindre HP est supposé $iI = i'I'$) et le diagramme HP sera $\gamma CII'i'$. A l'admission au grand cylindre, le volume sera $i'I''$: I'' n'est pas d'ailleurs sur la courbe CID, car, de I en I'' , la vapeur ne subit pas une détente adiabatique réversible. Cette circonstance peut relever un peu la courbe de détente au grand cylindre au-dessus de ID ; mais le gain ainsi réalisé ne peut certainement pas compenser la troncature $II'K$ du petit cylindre

parce que le phénomène qui s'est produit au passage du petit cylindre dans le réservoir est irréversible et doit donner lieu forcément à une perte.

205. C'est ici le lieu de signaler des machines compound particulières, imaginées par du Tremblay. La vapeur d'eau travaille dans un seul cylindre après lequel elle va au condenseur. Ce condenseur est refroidi non pas avec de l'eau mais avec un liquide très volatil, par exemple de l'anhydride sulfureux sous pression. La condensation de l'eau produit une vaporisation de SO^2 et la vapeur de SO^2 produite va travailler dans un second cylindre entre les températures T_1 et T_2 . Dans cette seconde machine, doit régner forcément une pression assez élevée. Le gaz SO^2 , en raison de sa forte tension de vapeur, occupe un volume plus faible que la vapeur d'eau et l'on peut alors, sans avoir un second cylindre trop volumineux, pousser la détente jusqu'à une pression très voisine de la tension de vapeur de SO^2 à la température T_2 . On diminue ainsi la troncature de la détente au grand cylindre.

L'idée de du Tremblay a été reprise récemment en Allemagne pour utiliser les vapeurs d'échappement des machines à échappement libre. Cette application ne paraît pas toutefois s'être beaucoup développée.

206. Jusqu'ici, si on fait abstraction de ces machines à vapeurs combinées, nous n'avons trouvé pour la compound que des causes d'infériorité par rapport à la machine à simple expansion. Mais elle prend de l'avantage au point de vue des fuites, de l'espace libre et de l'action des parois.

Les fuites sont réduites dans la compound parce qu'elles

se font sous l'influence de différences de pressions plus faibles.

Dans la machine à simple expansion, il faut remplir, avec de la vapeur à la pression p_1 , l'espace libre du grand cylindre contenant de la vapeur à la pression p_3 . Dans la compound, l'espace libre du grand cylindre, contenant la vapeur p_3 , ne doit être rempli qu'avec de la vapeur à la pression p_i . Il est vrai qu'il faut aussi remplir avec de la vapeur p , l'espace libre du petit cylindre où règne la pression p_i . Mais ce dernier espace est plus petit que l'autre et l'on voit qu'il y a en moins dans la compound, pour parler d'une manière tout à fait vague et même incorrecte, la déféctuosité correspondant à la différence entre les deux espaces libres HP et BP et à la différence des pressions $p_1 - p_i$ ¹. Des calculs numériques exécutés conformément à la méthode donnée plus loin (chap. VIII, § 2) permettraient de préciser cette simple indication et de faire ressortir nettement l'avantage de la compound.

L'action des parois se produit dans les deux cylindres de la compound ; dans les deux cylindres il y a condensation à l'admission, vaporisation à l'échappement. Mais la condensation à l'admission est réduite dans le cylindre HP parce que la paroi, après l'échappement, y est seulement à la température T_i . D'autre part la revaporisation qui se produit à l'échappement du petit cylindre n'est pas inutile ; elle relève le titre à un moment très opportun, à un moment où il va être diminué par la condensation à l'admission BP, et rend par là celle-ci moins nuisible.

Sur les diagrammes entropique et de Clapeyron (fig. 67 et 68), la vapeur arrivant au 1^{er} cylindre dans l'état C com-

¹ Voir HATON DE LA GOUPILLIÈRE, pour préciser ces indications.

mence à se condenser en CC' . La détente légèrement plus relevée que l'adiabatique, est $C'I'$. La revaporisation à l'échappement du 1^{er} cylindre est $I'I''$. La condensation à l'admis-

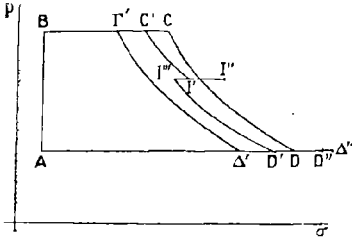


Fig. 67.

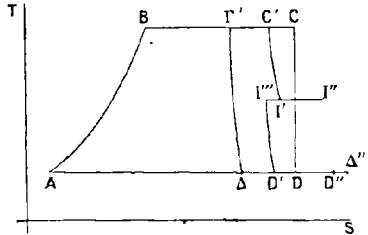


Fig. 68.

sion BP est $I''I'''$, la détente dans le grand cylindre est $I'''D'$, la revaporisation à l'échappement $D'D''$. Dans la machine à simple expansion théoriquement équivalente, la condensation à l'admission serait CI' , plus forte que CC' pour les raisons données plus haut, la détente serait $\Gamma'\Delta'$, la revaporisation $\Delta'\Delta''$. On comprend que la perte puisse être — et elle l'est en effet, c'est un fait — beaucoup plus faible dans les compound. Reportons-nous d'ailleurs aux résultats de la théorie de M. Nadal qui nous ont montré (197) l'influence des écarts de température θ_a et θ_e . Ces écarts sont fortement diminués dans chaque cylindre de la compound : de là l'atténuation des condensations à l'admission.

207. Les pertes par espace libre et par action des parois étant, la seconde surtout, parmi les plus importantes du cylindre, il est naturel que la disposition compound, qui les diminue, améliore notablement le rendement.

L'amélioration sera surtout sensible quand ces deux pertes auront une tendance à être grandes. Or elles le sont

surtout quand on emploie les hautes pressions. Alors en effet, d'une part le remplissage de l'espace libre se fait sous une différence de pression $p_1 - p_3$ considérable, d'autre part les oscillations de température des parois sont étendues et les quantités θ_e et θ_d sont grandes.

La complication du compoundage est donc à adopter quand les pressions sont fortes ; il ne paraît guère utile d'y avoir recours au-dessous de $p_1 = 5$ ou 6 kilogrammes par centimètre carré. Si au contraire les pressions s'élèvent beaucoup, il y aura avantage à exagérer le système compound et à faire la détente dans 3 ou même 4 cylindres successifs. Les machines marines sont presque toutes à triple et quelques-unes à quadruple expansion.

§ 2. — ENVELOPPE DE VAPEUR

Théorie. — 208. L'enveloppe de vapeur, inventée par Watt, consiste en une double paroi formant autour du cylindre un espace annulaire dans lequel on fait arriver de la vapeur à la pression de la chaudière ou, parfois, à une pression supérieure. Quand la paroi interne tend à se refroidir sous l'effet des phénomènes que nous avons analysés, la vapeur de l'enveloppe la réchauffe.

Mais ce réchauffage est obtenu grâce à une condensation de vapeur se faisant dans l'enveloppe et dès lors on doit se demander pourquoi il est plus économique de condenser de la vapeur dans l'enveloppe que dans le cylindre.

L'effet utile de cette pratique s'explique parce qu'elle relève le cycle des températures de la paroi. Imaginons que

l'enveloppe soit à une température supérieure à celle de la chaudière. Les températures de la paroi en contact seront alors toujours supérieures à celles de la vapeur évoluant dans le cylindre ; il n'y aura donc jamais tendance à la condensation dans le cylindre ; l'échange de chaleur se fera toujours de la paroi vers la vapeur qui travaille ; cet échange sera d'ailleurs très faible en raison de l'absence de rosée sur les parois ou (c'est la même chose) parce que le pouvoir émissif des parois est plus petit, comme on l'a vu, que leur pouvoir absorbant. Donc, d'une part, pas de condensation dans le cylindre ; d'autre part, faible échange de chaleur entre la paroi et la vapeur du cylindre ; partant, faible demande de chaleur à l'enveloppe ; partant encore, faible condensation dans l'enveloppe ; finalement donc économie.

Si l'enveloppe est à la température de la chaudière, les mêmes phénomènes se présentent, mais avec moins d'intensité. Le cycle des températures de la paroi est encore relevé, mais non pas de telle sorte qu'il soit toujours au-dessus de celui des températures de la vapeur. Il y a encore des moments où le flux de chaleur va de la vapeur travaillant à la paroi ; mais ces moments durent moins longtemps et, de plus, le flux se fait sous l'action d'une différence de température moindre que sans enveloppe. Cela suffit pour produire une partie des effets que nous venons de signaler et donner une économie.

On voit que l'efficacité de l'enveloppe tient surtout au fait que le pouvoir émissif des parois est plus faible que leur pouvoir absorbant. M. Nadal a montré rigoureusement que, si le coefficient h était constant, l'enveloppe serait toujours antiéconomique.

Le relèvement du cycle des températures des parois par

l'enveloppe a été nettement mis en évidence par M. A. Duchesne. Les figures 69 et 70 montrent les températures

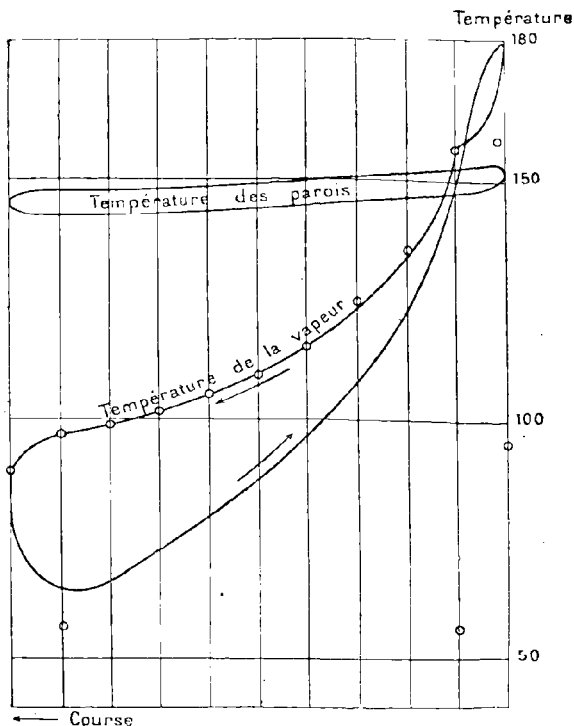


Fig. 69.

relevées expérimentalement par lui avec enveloppe ordinaire et avec enveloppe à pression plus élevée que celle

de la vapeur évoluant. Il faut les comparer avec la figure 64, correspondant à la marche sans enveloppe.

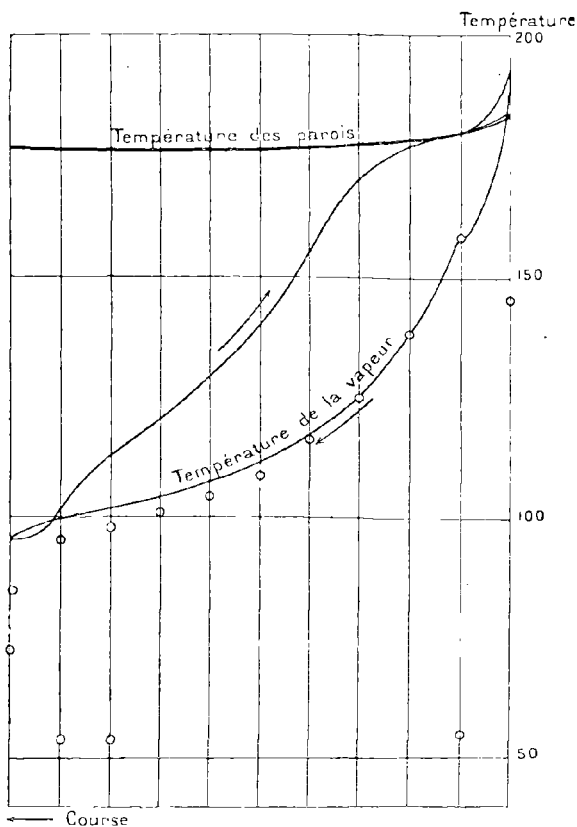


Fig. 70.

Dispositions diverses. — 209. Dans la pratique,

l'enveloppe est en général alimentée avec de la vapeur venant de la chaudière. On peut y envoyer soit la vapeur même qui va travailler ensuite dans le cylindre (enveloppe à circulation) soit une dérivation (enveloppe stagnante). Il convient bien entendu de pouvoir évacuer les eaux de purge de l'enveloppe et il est bon, pour ne pas perdre de chaleur, de les faire retourner à la chaudière.

210. L'alimentation de l'enveloppe par de la vapeur saturée à pression plus élevée que celle de la chaudière a été employée par M. Brun, en 1864, sur les machines du bateau *La Mégère*. Elle a été reprise vers 1904 par M. Georges Duchesne. Elle donne en effet d'excellents résultats¹; son défaut est d'obliger à avoir, à côté de la chaudière principale, une petite chaudière de timbre plus élevé pour produire la vapeur de l'enveloppe, petite chaudière qui peut être ennuyeuse à conduire.

Dans le cas des machines à multiple expansion, il serait facile de réaliser, pour les derniers cylindres, l'enveloppe à pression supérieure à la pression d'admission. Il suffirait d'y employer de la vapeur d'admission du premier, et nous croyons que cette manière de faire serait avantageuse. Toutefois la pratique des constructeurs ne s'est guère engagée dans cette voie. Généralement chaque cylindre a sa chemise de vapeur à sa pression d'admission.

211. Dans certaines machines compound on a enveloppé le réservoir intermédiaire. Il est difficile de justifier cette pratique, les parois du réservoir n'étant pas soumises comme celles des cylindres à des oscillations de température. Et en effet, certaines expériences de M. Witz ont

¹ G. DUCHESNE, 3, 4.

montré que l'enveloppe du réservoir était désavantageuse ¹. Pour que cette enveloppe eût de l'intérêt, il faudrait qu'elle fût assez chaude pour surchauffer la vapeur du réservoir. Or ce n'est pas le cas.

212. On a proposé — Donkin par exemple a fait des essais dans ce sens ² — des enveloppes de gaz chauds. Les gaz chauds présentent l'inconvénient de céder beaucoup moins facilement, beaucoup moins vite et en beaucoup moins grande abondance des calories pour réchauffer une paroi que la vapeur saturée qui se condense. Mais l'effet de l'enveloppe est précisément d'atténuer les échanges par un relèvement de la température de la paroi et de faire que celle-ci, étant fort peu refroidie, a fort peu besoin d'être réchauffée. Il semble donc que l'inconvénient signalé ait, au fond, peu d'importance et l'idée mériterait d'être reprise.

213. L'enveloppe de vapeur se met autour de la surface latérale du cylindre et sur les fonds. Certains constructeurs sont parvenus, par des dispositions spéciales, à chemiser le piston, ce qui donne d'ailleurs de bons résultats. (Machines François fils, Georges Duchesne ³.)

§ 3. — SURCHAUFFE

Théorie. — **214.** Nous avons vu (**113**) que, au point de vue théorique, une machine à vapeur surchauffée dont les températures amont sont T_1 et T_1' est équivalente à une

¹ WITZ, 1, SAUVAGE, 2.

² DONKIN, 2.

³ HUBERT, 1, JOUGUET, 8.

machine à vapeur saturée dont la température de la chaudière serait légèrement supérieure à T_1 , ce qui, en somme, donne une économie théorique assez faible par rapport à la machine à vapeur saturée dont la chaudière serait à la température T_1 .

Aussi n'est-ce point pour cela que Hirn¹ a préconisé l'emploi de la surchauffe. L'avantage sur lequel il a insisté et qu'il a mis en évidence expérimentalement, c'est la diminution de l'action des parois, et par suite l'augmentation du rendement par rapport au fonctionnement théorique. Les échanges de chaleur avec la paroi sont en effet moins actifs avec la vapeur surchauffée, simple gaz, qu'avec la vapeur saturée qui ne demande qu'à se condenser. Hirn a commencé par des surchauffes modérées. Depuis Schmidt, on pousse à 150 et 200° l'élévation de température à partir de la température de saturation, de manière à obtenir des températures de surchauffe allant jusqu'à 350°.

Résultats. — 215. On peut dire que l'expérience a justifié les vues de Hirn et que la surchauffe se montre un excellent moyen d'améliorer le rendement des machines à vapeur, à condition toutefois qu'on apporte dans son emploi beaucoup de soin, sans lequel son efficacité disparaît².

Les essais déjà nombreux exécutés sur les machines à vapeur surchauffée ont d'abord mis en évidence sans conteste l'économie de vapeur. On rencontre fréquemment avec elles des consommations de vapeur inférieures à 5 kilogrammes et même à 4^{kg},5 par cheval-heure. Cette

¹ HIRN, 2.

² V. de nombreux essais dans SINIGAGLIA, 3; COMPÈRE. Pour la discussion, cf. POULEUR.

circonstance peut être déjà avantageuse dans certains cas, quand l'eau est précieuse, par exemple dans les locomotives où elle accroît, pour ainsi dire, la réserve emmagasinée dans un tender donné.

Toutefois la consommation de vapeur n'est pas une mesure précise de la valeur thermique d'une machine. Il est plus intéressant d'examiner la consommation de calories par cheval-heure. On trouve encore ici une supériorité de la machine à vapeur surchauffée sur la machine à vapeur saturée. Des avantages de 15 % peuvent être considérés comme bien établis.

Mais la véritable évaluation de l'économie doit être faite en comparant les quantités de combustible dépensées. Or ici, généralement, l'avantage est moins marqué. Cela tient surtout à deux faits très importants :

1° Les surchauffeurs ont bien souvent un rendement médiocre.

2° Pour peu que la conduite faisant communiquer la chaudière et la machine soit un peu longue, une grande partie de la surchauffe se perd dans le trajet. Il faut compter de 1 à 2° de perte par mètre courant dans une conduite bien établie.

Dans beaucoup d'installations exécutées avec un soin insuffisant ces deux circonstances ont pris une importance telle qu'elles ont annihilé complètement et même renversé, au point de vue de la dépense du combustible, l'effet de la surchauffe qui s'est alors montrée désavantageuse. Mais si l'installation est bien faite, si le surchauffeur est bon (134), si la communication de la chaudière avec le cylindre est courte (c'est le cas des locomotives et des locomobiles), la surchauffe peut donner de notables économies de combustible.

216. Pour apprécier avec justice la surchauffe, il n'est d'ailleurs pas très exact de rechercher l'économie qu'elle permet d'obtenir sur une machine déjà économique par elle-même, où l'action des parois est déjà réduite par d'autres perfectionnements. Il est équitable de faire ressortir que, appliquée comme tout autre perfectionnement à une machine courante, elle l'améliore. Dans cet ordre d'idées, la surchauffe permet d'avoir des machines à simple expansion, sans enveloppe, à pression peu élevée, équivalentes à des machines compound, avec enveloppe, et à haute pression, c'est-à-dire à des machines plus compliquées ; ce n'est pas là une propriété négligeable. Dans le même ordre d'idées, la surchauffe est un moyen d'améliorer des machines dont le fonctionnement est forcément et par essence mauvais ; par exemple dans les locomotives et dans les machines d'extraction de mines, l'action des parois est exagérée par la fréquence des arrêts et des démarrages et par diverses causes de refroidissement ; la surchauffe y sera donc favorable.

217. On emploie parfois l'enveloppe de vapeur concurremment avec la surchauffe. Des expériences de Vinçotte et de M. Compère¹ ont montré que l'enveloppe, avantageuse avec une faible surchauffe, cessait de l'être avec les surchauffes élevées, lorsque la température de la vapeur dépassait, suivant les cas, 210 à 250°. C'est qu'avec une forte surchauffe, le refroidissement subi par la vapeur dans l'enveloppe (qui était à circulation) est devenu trop grand et a compensé, et au-delà, l'action réchauffante de celle-ci.

¹ COMPÈRE.

218. Dans les machines à multiple expansion, si la surchauffe est élevée, ce qui est fréquent aujourd'hui, elle subsiste après le passage au petit cylindre. Si elle est faible, elle ne subsiste pas. Alors, pour étendre au grand cylindre même le bénéfice de la surchauffe, on a parfois cherché à surchauffer à nouveau la vapeur du réservoir soit en y envoyant un jet de vapeur vive, soit en y faisant circuler cette vapeur vive dans des tuyaux. L'expérience ne s'est pas encore prononcée nettement sur la valeur de cette organisation.

219. Les difficultés pratiques de la marche en surchauffe proviennent d'une part de la grande différence de température entre l'admission et l'échappement, d'autre part de la grande valeur absolue des températures atteintes¹. La première circonstance peut introduire des inégalités de dilatation dans certains organes de distribution. La seconde complique le graissage. Avec du soin dans la construction et avec les matières lubrifiantes modernes, on surmonte ces difficultés, au prix toutefois d'une dépense relativement élevée, car on a besoin d'huiles excellentes. Il faut d'ailleurs éviter l'emploi de distributeurs donnant beaucoup de frottements, comme les tiroirs plans. On se sert de robinets Corliss, de tiroirs cylindriques et surtout de soupapes.

¹ DEMOULIN. *Revue générale des chemins de fer*, octobre 1908.

CHAPITRE VIII

LE CYLINDRE. ESTIMATION DES PERTES

§ 1^{er}. — LE RENDEMENT THERMIQUE

220. Les travaux de Hirn, complétés par ceux de son disciple M. Dwelshauvers-Dery ont créé une méthode permettant d'étudier expérimentalement les échanges de chaleur qui se produisent pendant l'évolution dans le cylindre. Ultérieurement M. Sinigaglia a étendu cette méthode aux machines à multiple expansion¹. Il nous suffira ici de l'exposer dans le cas de la simple expansion.

Equation d'ensemble. — 221. Considérons le cylindre et le condenseur au début de l'admission (fig. 71). Le

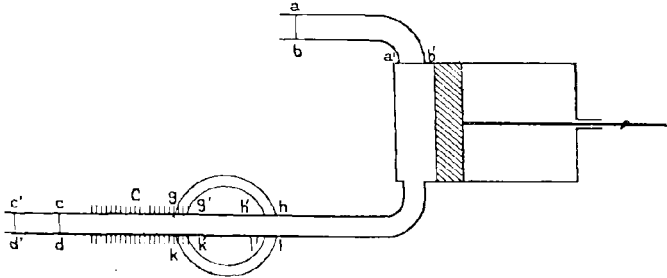


Fig. 71.

condenseur est représenté en C ; je suppose, pour sim-

¹ HIRN 1, 2, 3; HALLAUER, DWELSHAUVERS DERY 1, 2; SINIGAGLIA 1, 2.

plifier l'exposé, qu'il s'agit d'un condenseur par surface. Le piston est presque à fond de course, (pas tout à fait à cause de l'admission anticipée) laissant derrière lui l'espace libre rempli d'une masse M_c de vapeur. La masse M_a de vapeur qui va être admise dans un coup de piston se trouve dans le tuyau d'admission en $aba'b'$. Considérons une section cd de la conduite faisant communiquer le condenseur avec les pompes, à air et à eau.

Il faut aussi fixer son attention sur l'air qui va entrer par fuites au condenseur. Traçons, dans l'air ambiant une surface fermée $ghkl$ enveloppant tout l'air qui va ainsi pénétrer au condenseur dans un coup de piston. Soit m_a la masse d'air entrant ainsi par coup de piston.

222. Considérons maintenant le système matériel formé par le fluide compris entre les sections ab et cd , par les parois solides qui le contiennent y compris le piston et par l'air contenu dans la surface fermée $ghkl$. Ecrivons, pour ce système et pour la durée d'un coup de piston, l'équation de la conservation de l'énergie en supposant que la machine marche en régime.

Pendant le coup de piston ab vient en $a'b'$, cd vient en $c'd'$ et la surface $ghkl$ vient en $g'h'k'l'$.

Le travail des forces extérieures comprend :

le travail de la pression p_1 s'exerçant sur la tranche ab c'est $p_1 M_a \sigma_1$ (σ est le volume spécifique) ;

le travail de la pression p_a (atmosphérique) poussant $ghkl$, qui est $p_a m_a \omega$, où ω est le volume spécifique de l'air ;

le travail de la pression p_1 s'exerçant sur la tranche cd ;
Faisons abstraction du peu d'eau qui sature, à l'état de vapeur, l'air du condenseur ; le volume $cdc'd'$ se compose

du volume $M_{a\alpha}$ de l'eau condensée et du volume $m_a\omega'$ de l'air; le travail est donc $-p_3(M_{a\alpha} + m_a\omega')$;

le travail des forces extérieures s'exerçant sur les organes mobiles de la machine; c'est, au signe près, le travail effectif τ_m . Comme les organes mobiles retrouvent, en fin de course, leur force vive initiale, ce travail est égal (au signe près) au travail développé sur le piston par la vapeur (travail *indiqué*) diminué du travail des frottements mécaniques que nous désignerons par t .

La quantité de chaleur cédée à l'extérieur se réduit à la chaleur K cédée à l'eau de circulation du condenseur et à la chaleur E cédée par les parois à l'extérieur.

La variation de force vive est nulle, puisque, la machine marchant en régime, tout dans l'espace $a'b'g'h'k'l'ef$ reprend en fin de période sa force vive initiale et que la force vive des tranches $aba'b'$, $ghklg'h'k'l'$, $cdc'd'$ est négligeable.

L'énergie interne est la somme des énergies internes des parties composant le système (voir article 8, notamment la fin qui est très importante ici, à cause du mélange des masses M_a et M_c), et la machine marche en régime, de sorte que les parois et toute la partie commune reviennent, en fin du coup de piston, au même état. La variation d'énergie interne comprend donc :

la différence entre l'énergie interne de l'air en $cd\epsilon'd'$ et en $ghklg'h'k'l'$, soit $m_a\epsilon' - m_a\epsilon$;

la différence entre l'énergie interne de l'eau à la sortie, que l'on notera M_aU_2 car elle est à la température T_2 et celle de la vapeur d'admission M_aU_1 .

Nous négligeons toujours la petite quantité de vapeur qui sature l'air du condenseur.

Prenons de suite les termes qui, dans l'équation de la

conservation de l'énergie, proviendront de l'air. Ce sont :

$$m_a(p_a\omega - p_3\omega' + \varepsilon - \varepsilon')$$

La température dans l'état final est T_2 , dans l'état initial T_0 . Soit C la chaleur spécifique à pression constante. La somme ci-dessus vaut

$$m_a C(T_0 - T_2).$$

Comme m_a est petit, on peut la négliger : c'est ce que nous ferons. L'équation de l'équivalence se réduira alors, en ordonnant les termes, à

$$M_a(U_1 + p_1\sigma_1) = \tau_m + M_a(U_2 + p_3\alpha) + K + E.$$

Le terme $M_a p_3\alpha$ est d'ailleurs négligeable, par suite de la petitesse de α . Introduisons alors les notations de Regnault et supposons que tout soit exprimé en *calories*. Il vient

$$(51) \quad M_a\lambda = \tau_m + M_a q_2 + K + E.$$

223. Toutes les quantités de cette équation peuvent se déterminer expérimentalement.

λ est connu si on connaît l'état de la vapeur dans le tuyau d'admission. Or on sait mesurer la pression, le titre ou le degré de surchauffe d'une vapeur.

M_a , c'est la consommation de vapeur. On l'obtient en jaugeant soit l'eau d'alimentation, soit l'eau condensée dans le condenseur par surface.

τ_m s'obtient par une mesure du travail effectif, au frein de Prony par exemple.

q_2 résulte de la mesure de la température du condenseur.

K s'obtient en jaugeant l'eau de circulation et mesurant son élévation de température.

Pour déterminer E , on peut faire un essai en calant le piston près d'un de ses points morts et en faisant arriver de la vapeur à la pression convenable des deux côtés. On recueille pour la peser l'eau qui s'est condensée par refroidissement et a cédé ainsi une quantité de chaleur qu'on peut calculer. La méthode n'est pas très précise ; elle a le tort de ne pas tenir compte de la chaleur produite par les frottements mécaniques. Mais heureusement E est assez petit.

On peut donc vérifier expérimentalement l'équation (51).

Il est impossible de passer à côté de cette équation sans signaler son importance théorique. L'époque où Hirn a fait ses premiers essais était celle où le conflit éclatait dans la science entre la théorie de la chaleur de Mayer et de Joule et celle qu'avait adoptée S. Carnot dans ses *Réflexions sur la puissance motrice du feu*. Carnot, partant de l'hypothèse de la matérialité du calorique raisonnait comme si celui-ci traversait une machine à feu sans changer de quantité. D'après Mayer et Joule, au contraire, il devait disparaître une quantité de chaleur équivalente au travail produit. Les vérifications de l'équation (51) par Hirn ont été une vérification directe de la théorie de l'équivalence ; Hirn n'a pas retrouvé au condenseur toute la chaleur dépensée à la chaudière ; la perte s'est précisément trouvée égale (abstraction faite de E) au travail produit.

Aujourd'hui la théorie de l'équivalence est adoptée sans conteste et Clausius a montré comment, tout en l'adoptant à la place de celle du calorique, on pouvait néanmoins conserver les résultats importants découverts par Carnot. La vérification de l'équation (51) n'est plus en question,

et même il est permis de l'utiliser pour calculer E par différence dans un essai. La valeur ainsi trouvée pourra servir dans les essais ultérieurs.

Equations partielles — 224. Nous allons maintenant analyser en particulier chaque période du fonctionnement.

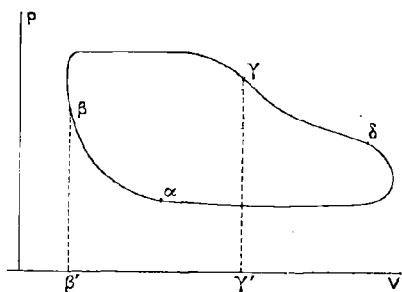


Fig. 72.

L'indicateur nous a permis de relever expérimentalement le diagramme $\alpha\beta\gamma\delta$ (fig. 72).

$\beta\gamma$ est l'admission,
 $\gamma\delta$ la détente,
 $\delta\alpha$ l'échappement,
 $\alpha\beta$ la compression.

Prenons d'abord la période d'admission

et reportons-nous à la figure 71. Envisageons le système matériel formé par la vapeur M_a , située dans le tuyau, et M_c , située dans le cylindre, et écrivons l'équation de l'équivalence pour ce système pendant la phase d'admission.

Le travail des forces extérieures se compose de $p_1 M_a \sigma_1$, travail de la pression qui pousse M_a , et du travail du piston sur la vapeur qui est $-\mathcal{C}_{\beta\gamma}$, en désignant par $\mathcal{C}_{\beta\gamma}$, l'aire (positive) $\beta'\beta\gamma\gamma'$ de la figure 72. La vapeur cède à la paroi une chaleur que j'appellerai $R_{\beta\gamma}$. J'aurai donc, en me souvenant de l'article 8, et en remarquant qu'au point γ les masses M_a et M_c sont mélangées,

$$p_1 M_a \sigma_1 - \mathcal{C}_{\beta\gamma} - R_{\beta\gamma} = (M_a + M_c) U_\gamma - M_a U_1 - M_c U_\beta,$$

ou

$$(52) \quad M_a \lambda + M_c U_\beta = \mathcal{C}_{\beta\gamma} + (M_a + M_c) U_\gamma + R_{\beta\gamma}.$$

Nous négligeons la force vive du fluide qui est en effet négligeable,

225. On obtiendra des équations analogues pour les périodes de détente, d'échappement et de compression. Le système envisagé sera toujours la vapeur seule et, pour l'échappement, on prendra la vapeur comme à l'article **222** jusqu'après le condenseur. On aura ainsi :

Détente :

$$(53) \quad (M_a + M_c) U_\gamma = \mathfrak{C}_{\gamma\delta} + (M_a + M_c) U_\delta + R_{\gamma\delta}.$$

Échappement

$$(54) \quad (M_a + M_c) U_\delta = \mathfrak{C}_{\delta\alpha} + M_a q_2 + M_c U_\alpha + K + R_{\delta\alpha}.$$

Compression

$$(55) \quad M_c U_\alpha = \mathfrak{C}_{\alpha\beta} + M_c U_\beta + R_{\alpha\beta}.$$

Dans ces formules, les lettres R désignent toujours les échanges entre vapeur et paroi prises positivement dans le sens de la vapeur vers la paroi ; les lettres \mathfrak{C} sont les travaux mesurés sur le diagramme avec les conventions de signe habituelles du calcul intégral.

Les parois et toutes les parties solides du moteur ont reçu, dans le coup de piston, $R_{\alpha\beta} + R_{\beta\gamma} + R_{\gamma\delta} + R_{\delta\alpha}$ de la vapeur. Elles ont cédé à l'extérieur E. D'autre part les frottements mécaniques, fonctionnant comme une source fictive (art. 29) leur ont fourni la chaleur t . Comme on marche en régime, leur état n'a pas changé et est redevenu le même. Donc

$$(56) \quad R_{\alpha\beta} + R_{\beta\gamma} + R_{\gamma\delta} + R_{\delta\alpha} + t = E.$$

Si nous ajoutons (52) (53) (54) (55) (56) et si nous remarquons que $\mathfrak{C}_{\alpha\beta} + \mathfrak{C}_{\beta\gamma} + \mathfrak{C}_{\gamma\delta} + \mathfrak{C}_{\delta\alpha}$ est le travail in-

diqué et que, par suite, $\bar{C}_{\alpha\beta} + \bar{C}_{\beta\gamma} + \bar{C}_{\gamma\delta} + \bar{C}_{\delta\alpha} = \tau_m + t_r$, nous retrouvons l'équation (51).

226. Nous savons comment on peut mesurer M_a . Imaginons que M_c soit connu. Les équations (52) (53) (54) (55) permettent alors déterminer les R.

Au point β en effet, le diagramme nous donne le volume occupé par la vapeur et sa pression. Puisque sa masse M_c est connue, son état est déterminé et par suite U_β est connu. De même en γ , on connaît la masse $M_u + M_c$, le volume et la pression, donc l'état ; donc U_γ est connu. De même en δ , en α . D'autre part, les \bar{C} se mesurent sur le diagramme et λ , q_2 , K sont déterminés expérimentalement. On peut donc calculer les R.

227. Comment donc connaître M_c , masse de vapeur enfermée derrière le piston pendant la compression ?

Hirn a considéré qu'on pouvait la calculer en supposant que la vapeur était saturée sèche au point α . Dès lors en α , on connaît le volume, la pression et l'état du fluide, donc sa masse M_c .

Il est certain que, si la compression est faible, c'est-à-dire si M_c est petit, ce procédé de calcul ne doit pas donner de grandes erreurs dans l'évaluation des R. Si la compression est forte, cela est moins sûr, et on a longtemps discuté sur cette question.

Nous remarquerons toutefois qu'il serait parfaitement loisible de faire une tout autre hypothèse, de supposer par exemple qu'en α le titre a une valeur donnée. M. Dwelshauvers-Dery a fait ainsi, pour une série d'essais, des hypothèses variables et a montré que, après tout, les modifications qui en résultaient pour les R ne changeaient

guère l'interprétation à donner aux phénomènes. En fait, depuis les travaux de M. Georges Duchesne et surtout depuis les mesures de température de M. Armand Duchesne, il paraît démontré que, au moins dans certaines machines, la vapeur est plutôt surchauffée en α ¹. En faisant les calculs dans l'hypothèse où elle est saturée sèche, on ne doit pas faire grande erreur ; l'erreur serait surtout à craindre s'il y avait une notable proportion d'eau liquide.

Il est vrai qu'une circonstance pourrait se présenter. Les équations ci-dessus expriment la théorie de Hirn en admettant que la vapeur enfermée dans le cylindre est *homogène* : c'est grâce à cette supposition que l'énergie interne en γ est de la forme $(M_a + M_c) U_\gamma$. Or il se pourrait qu'il n'en fût pas ainsi, et peut-être, en α , pourrait-on avoir une notable masse d'eau liquide avec, à côté, de la vapeur non saturée à la température de cette eau. Pour avoir une idée de ce qui se passerait alors, il semble qu'on peut imaginer ainsi une certaine masse d'eau stagnante, dans un état inconnu, et, à côté, la vapeur évoluant et subissant les changements d'état déterminés tout à l'heure par l'analyse du diagramme dans l'hypothèse de l'absence d'eau. Les R calculés par (52) (53) (54) (55) sont alors les échanges entre la vapeur d'une part et d'autre part l'ensemble parois + eau stagnante. L'intérêt de l'analyse est rétabli en considérant l'eau stagnante comme faisant partie de la paroi.

Zeuner s'était élevé, lors des expériences de Hirn contre l'hypothèse faite par celui-ci sur l'état de siccité de la vapeur en α . Il a soutenu qu'une certaine quantité d'eau restait dans le cylindre à ce moment et que c'était cette eau qui pro-

¹ GEORGES DUCHESNE, 1, 2 ; ARMAND DUCHESNE, 1, 2.

duisait les effets attribués par Hirn à la paroi¹. On voit qu'on peut tenir compte de cette eau dans l'analyse de Hirn, si elle existe, soit en supposant un titre inférieur à 1 en α , soit en considérant cette eau comme faisant partie de la paroi, suivant que l'homogénéité du fluide est plus ou moins grande.

L'homogénéité d'ailleurs paraît être assez satisfaisante dans les machines lentes ; cela résulte assez bien, dans ce cas, de l'accord existant, pendant tout le coup de piston, entre les pressions marquées par l'indicateur et les températures relevées au thermomètre. Il semblerait d'autre part assez étrange que l'eau stagnante ait plus d'influence, pour condenser la vapeur, que les parois métalliques si conductrices. Enfin les déductions de M. G. Duchesne et les expériences de M. A. Duchesne, montrant la surchauffe de la vapeur au début de la compression, rendent bien peu probable l'existence d'une masse d'eau stagnante importante.

Nous croyons donc qu'on peut adopter comme une 1^{re} approximation fort satisfaisante, les évaluations des R faites au moyen de l'hypothèse de Hirn.

Rendement thermique — 228. Si l'on défalque du travail produit par le cylindre le travail dépensé sur la pompe à air, sur la pompe de circulation du condenseur et sur la pompe alimentaire, la différence donne le travail réellement produit par la machine. Le rapport de cette différence à $M_0\lambda$ est le *rendement thermique* de l'ensemble cylindre + pompe alimentaire. Le produit de ce rendement thermique par le rendement thermique de la chaudière (415) donne le rendement thermique total de la machine.

¹ Voir la bibliographie de cette controverse dans HATON DE LA GOUPILLIÈRE et dans DWELSHAUVERS DERY 2.

La plupart du temps, dans les résultats d'essais publiés, on se dispense de défalquer le travail des pompes. Il n'y a pas grand inconvénient à cela pourvu qu'on le dise.

Le travail τ_m des formules ci-dessus est le travail effectif du cylindre. On considère souvent le travail *indiqué* qui est $\tau_m + t$. Il y a donc lieu de distinguer le rendement thermique effectif et le rendement thermique indiqué.

229. Voici quelques résultats obtenus par l'emploi de l'analyse de Hirn-Dwelschauvers-Dery. Ils montreront l'importance de l'action des parois.

	Vapeur saturée	Vapeur surchauffée
Pression p_1	49 706	49 680
T_1	273 + 150°,766	273 + 150°,746
T_1'	»	273 + 195°,5
$M_{a\lambda}$	170 ^{cal} ,36	151 ^{cal} ,02
$\tau_m + t$	18, 77	19, 97
$R_{\beta\gamma}$	49, 97	34, 31
— $R_{\gamma\delta}$	8, 30	12, 45
— $R_{\delta\alpha}$	40, 36	21, 69
$R_{\alpha\beta}$	1, 41	1, 30
$E - t$	2, 50	2, 50
Rend ^t thermique indiqué $\frac{\tau_m + t}{M_{a\lambda}}$	11 0/0	13,2 0/0

Ce tableau est relatif à la machine même de Hirn expérimentée par lui et ses élèves ¹. Nous donnons deux essais, exécutés l'un avec vapeur saturée, l'autre avec surchauffe, pour faire voir comment Hirn a mis en évi-

¹ HALLAUER, 1 ; DWELSHAUVERS-DERY, 2.

dence l'effet de cette dernière. Les rendements thermiques indiqués sont calculés sans tenir compte du travail des pompes. Les travaux et les quantités de chaleur sont exprimés en calories, les pressions en kilogrammes par mètre carré.

La somme $R_{\alpha\beta} + R_{\beta\gamma} + R_{\gamma\delta} + R_{\delta\alpha}$ n'est pas égale rigoureusement à $E - t$ et par suite l'équation de contrôle (51) n'est vérifiée qu'approximativement. Cela tient aux erreurs d'expérience : on voit que le résidu est très faible par rapport à $M_a\lambda$.

230. Le tableau ci-après est relatif à un essai exécuté le 6 avril 1898 sur la machine du laboratoire de Liège par M. Dwelshauvers-Dery ¹. Je me suis permis d'y modifier légèrement les valeurs calculées par M. Dwelshauvers-Dery pour les R, en vue de tenir compte d'une circonstance qu'on trouvera expliquée dans les Comptes Rendus de l'Industrie Minérale ².

Pression p_1	55 462
T_1	273+154°,90
T_1'	273+196°,68
p_3	957
T_2	273+34°,46
$M_a\lambda$	19 ^{cal} ,0514
$\tau_m + t$	1, 7107
$R_{\beta\gamma}$	6, 819
— $R_{\gamma\delta}$	3, 291
— $R_{\delta\alpha}$	2, 982
$R_{\alpha\beta}$	0, 007
$E - t$	0, 553
$\frac{\tau_m + t}{M_a\lambda}$	8,98 ^{0/0}

¹ DWELSHAUVERS-DERY, 3.

² JOUGUET, 2.

Méthode de Boulvin et Lelong. — 231. Tous les calculs auxquels conduit l'application de l'analyse de Hirn peuvent être faits graphiquement sur le diagramme entropique. Cette méthode a été instituée par MM. Boulvin et Lelong¹. Son principe est le suivant. Prenant le diagramme relevé à l'indicateur de Watt, on le considère comme un diagramme de Clapeyron; l'évolution qu'il représente alors est, non pas l'évolution réelle de la vapeur, mais une évolution fictive. On transpose ce diagramme fictif de Clapeyron dans le système entropique. Le diagramme entropique ainsi établi permet d'évaluer les quantités de chaleur mises en jeu par les transformations fictives. Il suffit alors d'établir une clef permettant de passer de ces quantités de chaleur fictives aux quantités réelles. On trouvera cette clef très bien expliquée dans les travaux de M. Boulvin.

§ 2. — LE RENDEMENT ÉNERGÉTIQUE

Variation de l'énergie utilisable de la vapeur. — 232. Le bilan thermique ne renseigne pas complètement sur les pertes. Outre qu'il ne donne rien sur l'influence de l'espace libre, des laminages, il est muet, même en ce qui concerne les échanges de chaleur, sur la température à laquelle ils se font. Pour aller plus loin, il faut adopter le point de vue énergétique et étudier le rendement spécifique, c'est-à-dire les variations de l'énergie utilisable. C'est ce qu'ont fait MM. Boulvin et Lelong en examinant les lacunes du diagramme entropique réel par rapport

¹ BOULVIN, 1, 2; LELONG, 1.

au diagramme entropique théorique ¹. Nous traiterons ici le sujet par la méthode algébrique, qui nous paraît la meilleure pour faire comprendre les phénomènes, et laisse ensuite à chacun le loisir de recourir à telle représentation graphique qui lui convient ².

233. Nous savons (165) que nous devons faire cette étude en supposant

1° Que le fonctionnement se fait au contact d'une source fictive T_3 ;

- 2° Que, après la sortie du moteur et avant l'entrée au condenseur, la vapeur est ramenée, par le jeu de la *perte par excès de surchauffe à l'échappement*, en l'état p_3, T_3' correspondant à l'échappement du cycle théorique.

Moyennant ces hypothèses, on a, pour la durée du coup de piston,

$$\gamma_G - \gamma_D = \tau_m + (\text{Pertes})_{\text{moteur}}$$

La fonction γ de cette formule est $U - T_3S + p\sigma$. C'est bien en effet cette fonction qu'il convient d'introduire dans le problème quand on considère la durée totale du coup de piston. Mais il n'en est plus de même si on veut étudier les fractions successives de ce coup. Etudions par exemple l'admission, depuis le début du coup de piston (point β de la figure 72) jusqu'au début de la détente (point γ). Dans l'état final, la vapeur M_a n'est pas évacuée hors du cylindre ; dans l'état initial, la vapeur M_e y est déjà introduite. Nous ne sommes pas dans le cas où le raisonnement de l'article 65 est applicable. Il faut se contenter de prendre la fonction G (et comme je calcu-

¹ BOLLVIN, 1, 2. LELONG, 1.

² JOUGUET, 1, 2, 6.

lerai G avec la température extérieure T_3 , je noterai $g = U - T_3 S$) et de mettre parmi les forces extérieures non seulement les résistances utiles, mais encore les pressions d'introduction et de refoulement s'il y a lieu et dans la mesure où il y a lieu. Désignons par \mathfrak{C}_e le travail des forces extérieures ainsi calculé depuis β jusqu'en un point quelconque γ . D'après l'équation fondamentale (7), les pertes seront égales à la diminution de $g - \mathfrak{C}_e$. Si on considère la cylindrée complète, on retombe sur l'équation ci-dessus.

234. Pour une cylindrée complète, le g de toutes les parties de la machine autres que la vapeur admise par coup reprend la même valeur et disparaît. C'est ainsi que, dans l'équation ci-dessus, γ se rapporte uniquement à la vapeur M_a . Cette circonstance ne se présente plus si on n'envisage qu'une fraction de cylindrée, et il faut alors compter l'énergie utilisable de toutes les parties de la machine. Malheureusement l'expérience ne relève pas en général les données suffisantes pour suivre les variations de cette énergie utilisable. Je me contenterai donc de procéder comme suit.

J'appliquerai l'équation fondamentale

Variation d'énergie utilisable = travail produit + pertes

à la *vapeur seule*. Cette vapeur ne fonctionne pas au contact d'une source unique, puisqu'elle échange de la chaleur avec les parois dont la température varie; je n'en puis pas moins appliquer l'article **35**. Dans ces conditions les pertes par frottements mécaniques ne seront pas comptées dans les pertes, mais bien dans le travail pro-

duit, lequel sera alors le travail indiqué ; il pourra y avoir des pertes négatives.

235. Ces explications données, voici le tableau des valeurs de $g - \mathcal{C}_e$ pour la vapeur aux différents points du diagramme de la figure 72. La notation β' représente la fin de la cylindrée, lorsque M_c se trouve dans le cylindre, et que M_a est dans le tuyau d'échappement et a été ramené à l'état p_3 , T_3' (échappement théorique) par la perte par excès de surchauffe à l'échappement.

Dans le tableau, la lettre g se rapporte à l'unité de masse de vapeur.

Points	Valeurs de $g - \mathcal{C}_e$
β	$M_a g_1 + M_c g_\beta$
γ	$(M_a + M_c) g_\gamma + M_a p_1 \sigma_1 + \mathcal{C}_{\beta\gamma}$
δ	$(M_a + M_c) g_\delta + M_a p_1 \sigma_1 + \mathcal{C}_{\beta\gamma} + \mathcal{C}_{\gamma\delta}$
α	$M_a g_{\beta'} + M_c g_\alpha - M_a p_1 \sigma_1 + M_a p_3 \sigma_{\beta'} + \mathcal{C}_{\beta\gamma} + \mathcal{C}_{\gamma\delta} + \mathcal{C}_{\delta\alpha}$
β'	$M_c g_\beta + M_a g_{\beta'} - M_a p_1 \sigma_1 + M_a p_3 \sigma_{\beta'} + \mathcal{C}_{\beta\gamma} + \mathcal{C}_{\gamma\delta} + \mathcal{C}_{\delta\alpha} + \mathcal{C}_{\alpha\beta}$

236. Nous pouvons faire apparaître les fonctions γ dans ces expressions en ajoutant à toutes (ce qui est permis, car les différences seules nous intéressent) la quantité

$$M_a p_1 \sigma_1 - (M_a + M_c) \gamma_3$$

où γ_3 est à la fonction γ de l'eau saturée à la pression p_3 . Nous remarquerons d'ailleurs que $\gamma_\gamma - \gamma_3$ représente la partie positive du cycle *plus que théorique* défini à l'article **110** avec une admission se faisant en l'état γ et un

échappement à la pression p_3 . Nous désignerons cette surface par Δ_γ . Rappelons que $\tau_m + t$ est le travail indiqué. Nous obtiendrons les grandeurs suivantes que nous désignerons par A .

Points	A
β	$M_a \Delta_1 + M_c \Delta_\beta - M_c p_3 \sigma_\beta$
γ	$(M_a + M_c) \Delta_\gamma - (M_a + M_c) p_\gamma \sigma_\gamma + \mathcal{C}_{\beta\gamma}$
δ	$(M_a + M_c) \Delta_\delta - (M_a + M_c) p_\delta \sigma_\delta + \mathcal{C}_{\beta\gamma} + \mathcal{C}_{\gamma\delta}$
α	$M_a \Delta_{\beta'} + M_c \Delta_\alpha - M_c p_\alpha \sigma_\alpha + \mathcal{C}_{\beta\gamma} + \mathcal{C}_{\gamma\delta} + \mathcal{C}_{\delta\alpha}$
β'	$M_c \Delta_\beta + M_a \Delta_{\beta'} - M_c p_\beta \sigma_\beta + (\tau_m + t)$

Ces grandeurs s'interprètent facilement. Prenons par exemple le point γ . Imaginons que la machine s'arrête en ce point et qu'on ramène le piston en arrière pour refouler entièrement et *sans perte* la vapeur. Après le refoulement, la machine aura produit le travail

$$\mathcal{C}_{\beta\gamma} - (M_a + M_c) p_\gamma \sigma_\gamma$$

représenté (fig. 73) par

$$\text{aire } \beta'\beta\gamma\gamma' - \text{aire } \alpha\gamma''\gamma\gamma'$$

Recevons la vapeur évacuée dans un cylindre parfait où elle travaillera sans perte et suivant le cycle *plus que théorique* jusqu'à la pression p_3 . Elle y donnera le travail

$$(M_a + M_c) \Delta_\gamma \text{ représenté par } \gamma''\gamma\epsilon\gamma''.$$

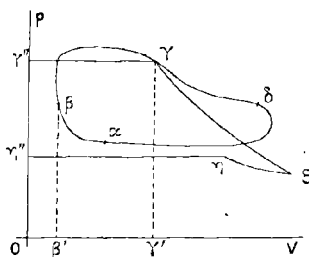


Fig. 73.

La quantité A est donc la somme de ce que la vapeur a donné dans le cylindre réel et de ce qu'elle peut encore donner dans le cylindre parfait.

On remarquera que $\Delta_{\beta'}$ est nul.

237. L'hypothèse de Hirn ou toute autre hypothèse, permettant de déterminer l'état de la vapeur aux différents points du diagramme, permet de calculer, en ces points, la quantité A .

Nous avons fait le calcul pour l'essai exécuté le 6 avril 1898 à Liège, dont le bilan thermique est donné plus haut (230). On trouve, en kilogrammètres,

Points	β	γ	δ	α	β'
A	1815	966	1177	742	739

Le nombre 1815 du début du coup comprend 1803 pour $M_a \Delta_1$ et 12 pour $M_c \Delta_{\beta} - M_c p_{\beta} \sigma_{\beta}$. Ces 12 se retrouvent dans les 739 de la fin du coup, et le surplus de ce nombre, soit 727, est le travail indiqué $\tau_m + t$. Dans cet exemple, Δ_1 se confond d'ailleurs avec la partie positive du cycle de Rankine, car il n'y a pas de surchauffe à l'échappement. Le rendement spécifique est donc

$$\frac{727}{1803} = 40,3 \text{ \%/}$$

La perte totale pendant le coup de piston est

$$1815 - 739 = 1803 - 727 = 1076.$$

La figure 74 donne la variation de A en portant cette

grandeur en ordonnées et les déplacements du piston en abscisses.

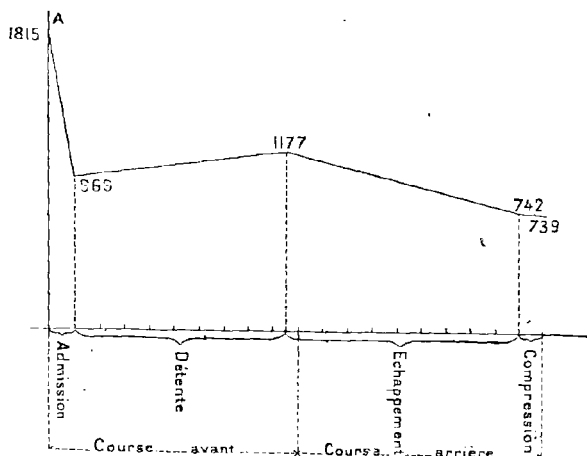


Fig. 74.

Partage des pertes. — 238. Nous allons maintenant essayer de partager la perte totale que nous venons de trouver et de chiffrer la part individuelle de chacune des influences nuisibles.

Le problème est en réalité indéterminé. Les diverses causes de perte réagissent les unes sur les autres et, rigoureusement, il est impossible de les séparer. On ne peut lever cette indétermination qu'en *définissant avec précision* la manière dont on *conviendra* d'évaluer l'influence de chacune. C'est ce que nous allons faire. Nous nous efforcerons de choisir des conventions raisonnables, mais il ne faudra pas oublier que ces conventions seront toujours

arbitraires et qu'on pourrait, en en faisant d'autres, arriver à des évaluations différentes.

Nous serons d'ailleurs obligés de supposer nulles les *fuites* qu'il est impossible de distinguer de l'*action des parois*.

Pertes pendant l'admission. — 239. La perte totale pendant l'admission ($1815 - 966 = 849$ dans l'exemple ci-dessus) est due à l'espace libre, aux laminages, et aux parois.

240. Espace libre. — Rendons-nous compte d'abord de l'influence de l'espace libre. Cherchons à nous faire une idée simplifiée de ce que serait la marche de la machine si ce défaut existait seul.

Au commencement de l'admission, nous avons la vapeur M_a dans le tuyau d'admission, en l'état 1, et la vapeur M_c dans le cylindre et dans l'état β . A l'admission, ces deux masses se mélangent par un phénomène irréversible. Nous allons imaginer que le piston reste immobile pendant que le mélange se fait et qu'il ne se met en mouvement que lorsque le mélange est terminé et toute la force vive de la vapeur amortie. Il est facile de déterminer l'état de la vapeur après ce mélange : il suffit d'écrire l'équation de l'équivalence pour cette opération. Nous distinguerons l'état final de ladite opération par un accent ; le volume final, par exemple, s'écrira $(M_a + M_c)\sigma'$; la pression finale sera $p' = p_1$. On remarquera d'une part que le phénomène est adiabatique, d'autre part que le travail des forces extérieures se réduit à celui de la pression p_1 du tuyau d'admission. On aura donc

$$p_1 [M_a \sigma_1 + M_c \sigma_\beta - (M_a + M_c) \sigma'] = (M_a + M_c) U' - M_a U_1 - M_c U_\beta$$

ou

$$(M_a + M_c)(U' + p_1 \sigma') = M_a(U_1 + p_1 \sigma_1) + M_c(U_\beta + p_\beta \sigma_\beta) + M_c(p_1 - p_\beta) \sigma_1$$

Cette équation permet de déterminer $U' + p_1\sigma'$. L'état final est donc déterminé par la connaissance de sa pression $p' = p_1$ et de $U' + p'\sigma'$. Il est connu. On peut donc calculer la valeur de A' pour cet état ainsi que l'entropie $(M_a + M_c)S'$. On connaît d'ailleurs l'entropie et la fonction A dans l'état initial.

La perte sera la diminution de la fonction A . Comme d'ailleurs le phénomène est adiabatique, elle sera aussi égale au produit de T_3 par l'augmentation d'entropie. Remarquons que, ici, les parois ne changent pas d'état dans le phénomène, le calcul de la perte fait en ne s'occupant que de la vapeur (234) est exact.

Dans l'exemple que nous avons pris, A' vaut 1733. La perte par espace libre est donc $1815 - 1733 = 82$.

241. Laminages. — Venons au rôle du *laminage à l'admission*. Cherchons à nous faire une image simplifiée de ce que serait l'admission si l'action des parois n'existait pas. Nous pourrions arriver ainsi à une évaluation des effets combinés de l'espace libre et du laminage. Celui de l'espace libre étant déjà connu, on aura par différence celui de l'action des parois.

Si l'action des parois n'existait pas, pour que la machine absorbât la masse M_a , il faudrait une admission plus longue que l'admission vraie. Il est impossible de dire comment se ferait cette admission; on n'en peut parler que moyennant des conventions. Nous conviendrons d'admettre que, à la fin de cette admission fictive, la vapeur est à une pression p' égale à celle où elle se trouve à la fin de l'admission vraie. Nous conviendrons aussi d'admettre que la pression moyenne de la vapeur dans le cylindre pendant l'admission fictive est égalé à la pression

moyenne p_m pendant l'admission vraie. L'état de la vapeur à la fin de l'admission fictive sera distingué par un accent (ce n'est pas toutefois le même état que celui qui était désigné par un accent dans l'article précédent). Écrivons l'équation de l'équivalence pour l'admission fictive.

$$M_a p_1 \sigma_1 - p_m [(M_a + M_c) \sigma' - M_c \sigma_\beta] = (M_a + M_c) U' - M_a U_1 - M_c U_\beta$$

ou bien

$$(M_a + M_c)(U' + p' \sigma') = M_a(U_1 + p_1 \sigma_1) + M_c(U_\beta + p_\beta \sigma_\beta) \\ - (M_a + M_c)(p_m - p') \sigma' + M_c(p_m - p_\beta) \sigma_\beta.$$

L'état final est encore ici déterminé par la connaissance de sa pression p' et de $U' + p' \sigma'$. On peut y calculer l'entropie et la quantité Λ . Comme tout à l'heure la perte dans l'admission fictive est la diminution de Λ ou le produit par T_3 de la variation d'entropie. Dans l'exemple que nous avons pris, la perte est 104. Il y en a 82 du fait de l'espace libre. Reste donc 22 pour le laminage à l'admission.

242. Action des parois. — La perte totale pendant l'admission étant, dans notre exemple, 849, l'espace libre en prenant 82 et le laminage 22, il en reste 745 pour l'action des parois.

Ici, il faut se rappeler spécialement que nos calculs sont faits en ne s'occupant que de la vapeur (234). Pour la perte vraie, il faudrait s'occuper aussi de la variation du G des parois; cela diminuerait le nombre 745. Nous avons déjà dit pourquoi nous n'en tiendrons pas compte.

En somme, l'effet des parois est calculé, par la méthode précédente, comme si la chaleur $R_{\beta\gamma}$ cédée par la vapeur pendant l'admission était envoyée à la source extérieure

T_3 . Si la température de la vapeur pendant l'admission restait constante, on pourrait calculer directement cet effet des parois par la formule $R_{3\gamma} \left(1 - \frac{T_3}{\text{temp. d'admission}} \right)$. Il n'en est malheureusement pas ainsi ; aussi avons-nous été obligés de calculer par différence.

Même avec une température de la vapeur constante, d'ailleurs, il ne serait pas certain que le calcul direct donnerait le même résultat que le calcul par différence, car les pertes seraient évaluées, dans les deux cas, avec des conventions différentes.

Il est facile de voir néanmoins qu'il suffirait, pour que ce nouveau mode de calcul donnât la valeur 745 de la perte, de prendre, dans notre exemple, une température moyenne d'admission de 428, intermédiaire en effet entre la température de la vapeur à la sortie du surchauffeur (470) et la température à la fin de l'admission (418).

Pertes pendant la détente. — 243. Pendant la détente, A augmente de 211. Il y a là une perte négative, un gain. Il est dû à l'effet des parois qui réchauffent la vapeur ; le signe négatif de la perte provient évidemment de ce que l'on a négligé l'énergie utilisable des parois.

Pertes pendant l'échappement. — 244. A l'échappement, il y a des phénomènes complexes : la perte totale (1177 — 742 = 435 dans notre exemple) est due à la troncature de la détente, à la surchauffe à l'échappement, aux laminages, et à l'action des parois.

245. Excès de surchauffe à l'échappement. — Pour calculer la perte par excès de surchauffe à l'échappement,

déterminons l'état de la vapeur quand elle est sortie du cylindre, qu'elle est arrivée dans l'enceinte à pression p_3 et en supposant que sa vitesse s'y est amortie avant qu'elle ne se mélange avec l'air du condenseur. Cet état sera désigné par l'indice 3. Pour cela, écrivons l'équation de l'équivalence pendant l'échappement. Le travail des forces extérieures est $\bar{C}_{\delta x} - M_a p_3 \sigma_3$ et la chaleur reçue est $-R_{\delta x}$

$$-\bar{C}_{\delta x} - M_a p_3 \sigma_3 - R_{\delta x} = M_a U_3 + M_c U_x - (M_a + M_c) U_\delta$$

ou

$$M_a(U_3 + p_3 \sigma_3) = (M_a + M_c) U_\delta - \bar{C}_{\delta x} - R_{\delta x} - M_c U_x.$$

L'état est déterminé par la connaissance de la pression p_3 et de $U_3 + p_3 \sigma_3$. Il sera facile de calculer la perte par excès de surchauffe à l'échappement quand le fluide se refroidira à partir de cet état jusqu'à l'état correspondant à l'échappement du cycle théorique.

Dans notre exemple, cette perte est nulle.

246. Délente tronquée. — Imaginons maintenant qu'il n'y ait ni laminages ni action des parois et que, à l'ouverture de l'échappement, la pression baisse brusquement jusqu'à la pression du condenseur sans que le piston bouge. On déterminera l'état final de la vapeur après cette transformation brusque (distingué par un accent) d'une manière analogue à ce qu'on a fait pour l'espace libre. L'équation de l'équivalence sera

$$-(M_a + M_c) p_3 (\sigma' - \sigma_\delta) = (M_a + M_c) U' - (M_a + M_c) U$$

ou

$$(M_a + M_c)(U' + p_3 \sigma') = (M_a + M_c) U_\delta + (M_a + M_c) p_3 \sigma_\delta$$

L'état est toujours déterminé par sa pression $p' = p_3$ et par $U' + p'\sigma'$. Il est donc possible de calculer la fonction A dans cet état. D'où la perte par *troncature de la détente*. Généralement d'ailleurs, le calcul est simplifié par le fait que l'état accentué est un état où la vapeur est saturée à la pression p_3 .

Dans notre exemple, on trouve pour la perte par troncature de la détente 415.

247. Action des parois. — La différence entre 435 et 415, soit 20, est due à l'action combinée des laminages et des parois. Comment allons-nous séparer les effets de ces deux causes ?

On pourrait songer à raisonner ainsi. Les parois rendent à la vapeur, pendant l'échappement, une chaleur — R_{sz} évaluée à $2^{\text{cal}},982$ ou 1 267 kilogrammètres. Le calcul des pertes se fait ici en considérant la vapeur seule, c'est-à-dire en imaginant que les échanges de chaleur que subit la vapeur proviennent de la source T_3 ; la fourniture de 1 267 kilogrammes correspond donc à une perte négative, à un gain, dont la valeur absolue est $1267 \left(1 - \frac{T_3}{\text{temp. moyenne de l'échappement}}\right)$. Prenant pour température moyenne de l'échappement $273 + 54$, on trouve un gain de 35. L'action des parois produirait donc une perte — 35, et par suite les laminages donneraient une perte $20 + 35 = 55$.

Ce mode de calcul aurait sans doute l'avantage de se relier à ce qui a été dit à l'article 32 touchant les pertes par échanges de chaleur. Mais, outre qu'il aurait l'inconvénient de reposer sur un choix arbitraire de la température moyenne pendant l'échappement, il donnerait cer-

tainement une idée fausse de l'influence respective des diverses causes de perte. On trouve ici un exemple très net du fait, signalé plus haut, que l'évaluation des pertes est très différente suivant les conventions admises et de la nécessité de choisir des conventions raisonnables. Si l'échange ($-R_{\delta z}$) relève l'énergie utilisable et produit un gain, c'est parce que les laminages maintiennent la pression dans le cylindre nettement au-dessus de la pression du condenseur. Lesdits laminages laissent perdre ensuite, il est vrai, ce gain dans la traversée des lumières. Mais il est peu logique de mettre à leur passif, ultérieurement, la perte de ces unités qui n'ont apparu, passagèrement, que grâce à eux.

Pour distinguer l'effet des parois et celui des laminages, je crois donc plus rationnel de procéder comme suit.

J'imaginerai un échappement fictif se faisant *sans action de parois* dans les conditions suivantes. Pendant le refoulement de la vapeur par le piston, la pression baissera, comme dans l'échappement vrai, de p_{δ} à p_x et la pression moyenne sera égale à la pression moyenne dans l'échappement vrai; mais *les parois ne céderont aucune chaleur à la vapeur*. J'imaginerai que la vapeur M_c , qui va rester dans le cylindre pendant tout cet échappement, subira les variations de pression de p_{δ} à p_x comme une détente adiabatique réversible. Je pourrai donc calculer son état à la fin de cet échappement fictif et notamment son volume, lequel ne sera pas égal au volume à la fin de l'échappement vrai. L'échappement fictif se fera donc sur une partie de la course que je peux calculer et qui est différente de celle sur laquelle se fait l'échappement vrai. Par une équation analogue à celle de l'article 245 je puis

alors déterminer l'état de M_a hors du cylindre à la fin de l'échappement fictif ; je connais d'ailleurs aussi l'état de M_c enfermé à la fin de cet échappement dans le cylindre. Il suit de là que je puis calculer la valeur de Δ après l'échappement fictif et la comparer à la valeur après l'échappement vrai. Le calcul est d'ailleurs généralement simplifié par le fait que, en fin d'échappement vrai comme en fin d'échappement fictif, M_a est à l'état saturé et que son Δ est nul.

En faisant le calcul pour l'exemple choisi, on trouve que les parois donnent un gain de 1 pendant l'échappement.

248. Laminages. — Il reste donc $20 - (-1) = 21$ pour l'action des laminages à l'échappement.

Pertes pendant la compression. — **249.** Pendant la compression, seule l'action des parois joue un rôle : elle donne une perte mesurée par la différence des valeurs de Δ . Dans notre exemple, on trouve une perte de 3.

Résumé. — **250.** Ainsi donc, dans l'exemple que nous avons choisi, la perte totale 1076 pendant un coup de piston se partage ainsi :

Espace libre	82	
Laminage à l'admission.	22	
Action des parois à l'admission	745	} 536
» à la détente.	- 211	
» à l'échappement	1	
» à la compression	3	
Détente tronquée.	415	
Laminage à l'échappement.	21	
Total.	1076	

251. On voit la grande importance de la perte par les parois. Il est vrai qu'elle comprend aussi les fuites. Il est probable d'ailleurs qu'elle est un peu exagérée dans l'exemple étudié, en raison de la faible vitesse et de la faible puissance de la machine. Toutefois on peut considérer comme démontré que cette perte est, même dans les machines ordinaires, très grande.

On peut d'ailleurs y faire une distinction. La perte de 536 est due en partie aux oscillations de température des parois, en partie au rayonnement. Il est possible de séparer l'effet de ces deux actions.

La chaleur rayonnée à l'extérieur est, d'après le bilan thermique, $0^{\text{cal}},553$, soit en kilogrammètres 235. La température moyenne de la vapeur pendant l'évolution peut être prise égale à $273 + 121^{\circ}$. La perte due au rayonnement peut être évaluée approximativement en admettant que la chaleur 235 passe d'un corps à la température $273 + 121^{\circ}$ à la source $T_3 = 273 + 45^{\circ}$. On trouve ainsi $235 \left(1 - \frac{318}{394} \right)$ ou 47.

Donc sur la perte de 536 due aux parois, on trouve seulement 47 pour le refroidissement extérieur. Le reste est dû aux oscillations de température des parois.

§ 3. — QUELQUES RÉSULTATS D'ESSAIS

252. Je donnerai ici quelques résultats d'essais exécutés sur des machines industrielles et non plus sur des machines de laboratoire comme celle de Liège.

253. D'importantes expériences ont été faites au Creusot sur une Corliss alimentée avec de la vapeur satu-

rée. Bien que déjà anciennes, elles sont encore fort intéressantes. On a marché avec ou sans condensation, avec ou sans enveloppe de vapeur¹.

Pour la *marche sans condensation* on a fait plusieurs séries d'essais, chaque série étant caractérisée par la pression effective moyenne à la chaudière, laquelle a été, en kilogrammes par centimètre carré,

$$7,75 \quad 5,50 \quad \text{ou} \quad 3,50$$

Dans une même série d'ailleurs, la pression de chaque essai n'a pas été toujours rigoureusement 7,75 ou 5,50 ou 3,50 ; mais elle en a été voisine.

Voici les résultats obtenus dans ceux des essais qui ont donné la plus faible consommation de vapeur (ce qui ne coïncide pas tout à fait, remarquons-le, avec la plus faible consommation de calories).

	Marche sans enveloppe	Marche avec enveloppe
Pression effective au début de l'admission	5 ^k g,45	7 ^k g,28
Degré d'admission	32 ‰	20 ‰
Consommation : kilogrammes de vapeur par cheval-heure indiqué.	10 ^k g,82	9 ^k g,62
Rendement thermique	9,1 ‰	10,2 ‰
Rendement spécifique.	80,5 ‰	77 ‰

Le rendement thermique a été calculé en supposant l'eau d'alimentation prise à la température ambiante 27,3 + 15°.

¹ DELAFOND.

Dans la marche à condensation, les séries d'essais ont correspondu aux pressions effectives de 7,75 6,25 4,50 3,50 2,50 à la chaudière. Voici les résultats des essais ayant donné la consommation de vapeur minima.

	Sans enveloppe	Avec enveloppe
Pression effective au début de l'admission	4 ^{kg} ,30	7 ^{kg} ,30
Degré d'admission	15,5 %	6,7 %
Consommation : kilogrammes de vapeur par cheval-heure indiqué.	8 ^{kg} ,08	7 ^{kg} ,38
Rendement thermique	12,8 %	14 %
Rendement spécifique.	53 %	53,5 %

Le rendement thermique a été calculé en supposant l'eau d'alimentation reprise au condenseur.

On peut suivre assez bien sur ces essais les diverses influences que nous avons analysées : rôle des hautes pressions, de l'enveloppe, de la condensation, et se rendre compte de l'existence du degré de détente avantageux dont nous parlerons plus loin (260).

254. Il faut insister sur un point important. Les machines où la différence $p_1 - p_2$ est grande (hautes pressions et fortes condensations) ont généralement des *rendements spécifiques* faibles. Il n'en est pas moins vrai qu'elles sont économiques parce que le rendement de leur cycle théorique est excellent.

Les expériences du Creusot mettent bien ce point en évidence. On s'en convaincra en regardant le tableau sui-

vant, qui a été dressé en prenant le meilleur essai de chaque série.

		Consom- mation	Rendement thermique indiqué	Rendement spécifique indiqué
Sans conden- sation Sans enveloppe	Série à 7 ^k ,75	11,55	8,7	67,2
	Série à 5,50	10,82	9,1	80,5
	Série à 3,50	12,17	8,2	87,8
Avec condensation Avec enveloppe	Série à 7,75	7,38	14,0	53,5
	Série à 6,25	7,55	13,6	55,8
	Série à 4,50	7,76	13,3	58,0
	Série à 3,50	8,27	12,6	54,3
	Série à 2,50	8,85	11,8	55,2

255. Les mêmes expériences du Creusot ont donné, pour la relation entre le travail indiqué et le travail effectif, les formules empiriques suivantes :

$$\text{Marche à condensation} \quad . \quad . \quad P_e = 0,902 P_i - 16$$

$$\text{Marche sans condensation.} \quad . \quad . \quad P_e = 0,945 P_i - 12$$

P_e et P_i étant les puissances *effectives* et *indiquées* exprimées en chevaux. La machine étudiée ayant une puissance normale de 150 chevaux, on voit que le rapport $\frac{P_e}{P_i}$ ou *rendement organique* était d'environ 80 %.

256. Voici maintenant quelques chiffres plus modernes. Ils se rapportent à une machine compound tan-

dem Van den Kerchove alimentée soit avec de la vapeur saturée soit avec de la vapeur surchauffée ¹.

	Vapeur saturée	Vapeur surchauffée	
Puissance indiquée	219 ^{ch} ,05	220,24	215,19
Pression absolue (kg. par cm ²).	10 ,33	10,47	10,28
Température de saturation.	180 ,3	180,9	180,1
Température réelle	180 ,3	306,4	352,8
Pression absolue au condenseur	0 ,08	0,08	»
Consommation par cheval heure indiqué	5 ,47	4,46	4,02
Rendement thermique indiqué	17 ,6	19,5	20,8

Pour avoir une idée des consommations de combustible, donnons ici les résultats obtenus avec une machine Carels à surchauffe², qui sont excellents. Les machines à vapeur saturée donnent en général des consommations nettement supérieures.

Pression	8 ^k ,4
Températures {	de saturation 171 ^o
	de surchauffe 347 ^o
Puissance indiquée	328 ^{ek} .
Consommation d'eau par cheval heure indiquée	4 ^k ,4
Charbon brut par cheval heure indiqué	0 ,596
Charbon cendres déduites par cheval heure indiqué	0 ,512

¹ SCHRÖTER et KOOB.

² SINIGAGLIA, 3.

257. En résumé, nous pouvons adopter, comme rendement thermique moyen des cylindres 15 % et comme rendement spécifique moyen 65 %.

Le rendement thermique de la chaudière pouvant être pris égal à 73 %, on a un rendement thermique total de 11 %. Avec un combustible dont le pouvoir calorifique sera 8 400 calories, il faudra employer 690 grammes pour un cheval heure.

Le rendement énergétique de la machine entière est, par définition, $\frac{\tau_m - \tau_n - \theta}{Z}$. Avec ce que nous avons dit sur le travail des pompes $\tau_n + \theta$, sur le rendement énergétique de l'ensemble chaudière, condenseur et pompe, et enfin sur le rendement spécifique du cylindre, on voit qu'on peut prendre, pour rendement énergétique moyen d'une machine entière, environ 16 %.

Naturellement ces quantités sont *très variables*. Les chiffres ci-dessus n'ont d'autre prétention que de donner une idée de l'ordre de grandeur des quantités qu'ils représentent.

CHAPITRE IX

TRAVAIL PAR COUP DE PISTON

Pression moyenne. — 258. Je me donne un cylindre bien déterminé et je fixe à priori les diverses phases de la distribution. Peut-on évaluer à l'avance la surface du diagramme d'indicateur qu'il donnera ?

La méthode qui donne les résultats les plus exacts est d'évaluer cette surface d'après les renseignements fournis par l'expérience des machines analogues. Mais on peut avoir une solution approchée au moyen de la formule de Poncelet et Morin.

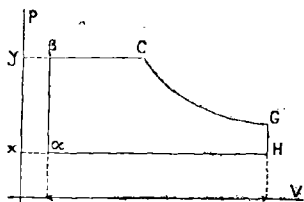


Fig. 75.

Soit V le volume décrit par le piston, représenté (fig. 75) par αH : c'est le produit de la surface du piston par sa course. Soit ϵV l'espace libre $\alpha\alpha$. Supposons que l'admission soit faite suivant une longueur δV représentée sur la figure par βC .

Construisons un diagramme à angles vifs $\beta C G H \alpha$ sans échappement anticipé, sans compression, sans avance à l'admission. La courbe CG sera tracée approximativement suivant une hyperbole équilatère. Dans ces conditions, on calcule facilement que la surface de ce diagramme vaut, p_1

étant la pression d'admission, p_3 celle de l'échappement :

$$V \left[p_1 \delta + p_1 (\delta + \varepsilon) \frac{1 + \varepsilon}{1 + \delta} - p_3 \right].$$

Mais le diagramme vrai sera réduit par les laminages, l'avance à l'admission et à l'échappement, la compression. On écrira donc, en désignant par θ un coefficient < 1 .

$$\text{Travail} = \theta \left[p_1 \delta + p_1 (\delta + \varepsilon) \frac{1 + \varepsilon}{1 + \delta} - p_3 \right] V.$$

La quantité

$$\theta \left[p_1 \delta + p_1 (\delta + \varepsilon) \frac{1 + \varepsilon}{1 + \delta} - p_3 \right]$$

est ce qu'on appelle la *pression moyenne*.

259. Les coefficients ε et θ dépendent du type de la machine. Nous avons donné les valeurs de ε (**174**). Pour θ on peut prendre environ

Machines à tiroir	0,80 à 0,85
Machines à soupapes et Corliss	0,90 à 0,95

La formule ci-dessus donne alors le travail produit par *cylindrée*. Les machines étant généralement à double effet, il faut doubler le résultat pour avoir le travail indiqué par tour.

Degré de détente avantageux. — 260. *Le degré d'admission δ est naturellement arbitraire. Quel est celui qu'il faut choisir ?*

Si l'on fait une admission trop forte, la perte par détente tronquée sera énorme et le rendement faible. Si on fait une admission trop faible, la perte par les parois qui dé-

pend de θ_a (article 197) deviendra très grande, la perte par espace libre prendra une importance relative considérable, et il en sera de même des frottements mécaniques parce qu'ils se rapporteront à un travail produit par cylindrée trop petit. Il y a donc, en principe, un degré de détente avantageux qu'il appartient à l'expérience de déterminer. Heureusement d'ailleurs les petites variations de δ au voisinage de cette valeur optima ont assez peu d'influence sur le rendement.

Le degré d'admission avantageux est d'ailleurs d'autant plus petit que les pertes par action des parois sont plus faibles ; il est donc diminué par l'enveloppe de vapeur.

Régularisation. — 261. En général une machine à vapeur ne travaille pas sur une résistance constante, et il faut pouvoir accommoder son travail aux variations de cette résistance. C'est l'objet de la régularisation.

Il y a deux procédés de réglage des machines à vapeur.

Le premier consiste précisément à faire varier le degré d'admission δ en agissant sur les organes de la distribution. Il suit de ce que nous venons de dire à l'article précédent, que le rendement de la machine sera toujours plus mauvais aux faibles et aux fortes charges qu'en charge normale. Toutefois il sera encore satisfaisant si les variations de la charge ne sont pas trop grandes.

Le second procédé consiste à étrangler la vapeur par une valve avant son arrivée au cylindre. On produit ainsi par laminage une diminution de la pression p_1 d'admission. Un semblable étranglement constitue une perte, compensée en partie (183) par l'assèchement du fluide. De là une diminution du rendement aux faibles charges. Ce procédé est assurément moins bon que le premier pour

le rendement, mais il est encore parfaitement acceptable.

Ajoutons que, quel que soit le procédé de réglage, le rendement aux faibles charges tend à baisser parce que les frottements mécaniques prennent une importance relative plus grande.

D'une manière générale, on voit donc que le réglage des machines à vapeur agit sur le rendement : aux faibles charges les consommations sont plus fortes qu'aux grandes. Mais il faut dire, à un autre point de vue, que la réalisation du réglage est excessivement facile dans des limites étendues : la machine à vapeur est très souple.

CHAPITRE X

LES TURBINES A VAPEUR¹

§ 1^{er}. — PRINCIPES GÉNÉRAUX

Description et notations. — 262. Entre la chaudière et le condenseur on peut faire évoluer la vapeur dans une turbine au lieu d'un cylindre.

Voici de la vapeur à une pression p . Faisons-la s'écouler à travers un ajutage A qui la conduit jusqu'à la pression q . Elle y prend une certaine vitesse et s'échappe sous forme d'un jet rectiligne. Ce jet est reçu sur une roue mobile R, montée sur l'arbre O, dont les aubes, le déviant de la ligne droite, exercent sur lui une action et, par suite, reçoivent de lui une réaction inverse qui fait tourner la roue. Dans la roue mobile, la pression s'abaisse de la va-

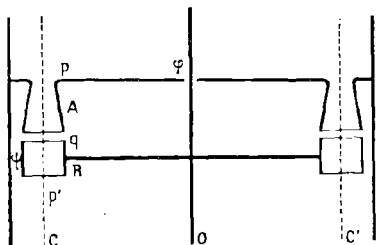


Fig. 76.

leur q à la valeur p' .

La figure 76 est faite en supposant — ce qui est le cas absolument général dans les turbines à vapeur — que l'écoulement des molécules fluides dans la roue R se fait en suivant

¹ RATEAU, 2, 3 ; BANKI, STODOLA, 2.

dite *hélicoïde*. Coupons le distributeur A et la roue R par le cylindre moyen CC' et développons ce cylindre. On obtient la figure 77.

Les ajutages A, qui sont souvent formés par des aubes placées côte à côte, lancent la vapeur sous l'angle α avec une vitesse absolue $v = AB$. La roue mobile est animée d'une vitesse $AC = u$,

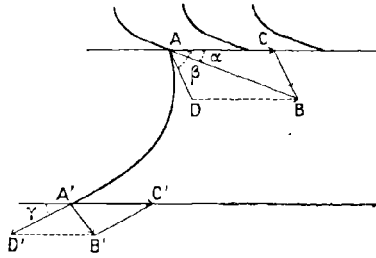


Fig. 77.

faisant l'angle α avec v . La vitesse relative de la vapeur par rapport à la roue w , est représentée par CB ou AD, faisant avec u l'angle β . Les aubes de la roue mobile commenceront par être tracées tangentiellment à AD en marche normale de façon à éviter autant que possible le choc de la veine fluide sur la paroi solide ; puis elles s'incurveront pour dévier progressivement la vapeur et produire l'effet de réaction analysé plus haut. A la sortie, la vitesse d'entraînement de la roue mobile est $u' = A'C'$. La vapeur s'échappe avec une vitesse relative $w' = A'D'$ tangente à l'aube et faisant avec la direction opposée à u' un angle γ . La vitesse absolue du fluide est alors $v' = A'B'$.

263. Pour composer une turbine à vapeur, on dispose en série une ou plusieurs des unités que nous venons de décrire : une succession d'ajutages fixes distribuent de la vapeur à une succession de roues mobiles, l'échappement de la 1^{re} roue alimentant le 2^e ajutage fixe. La pression à la traversée de la 1^{re} unité baisse alors de p à p' , à

la traversée de la seconde de p' à p'' , et ainsi de suite. La pression d'admission p de la 1^{re} unité est égale à p_1 , pression de la chaudière et la pression $p^{(n)}$ d'échappement de la dernière est p_3 pression du condenseur.

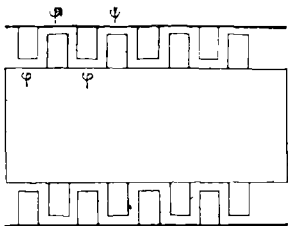


Fig. 78.

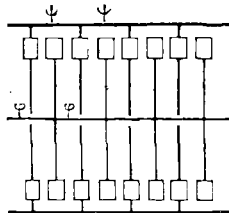


Fig. 79.

Dans la disposition en tambour (Parsons), les aubes mobiles des roues sont montées sur un grand tambour et les aubes fixes des distributeurs sur l'enveloppe de ce tambour (fig. 78). Dans la disposition multicellulaire (Rateau), les diverses roues mobiles sont enfilées sur un même arbre et les distributeurs traversent des diaphragmes séparateurs (fig. 79).

264. Dans une turbine parfaite, les échanges de chaleur sont nuls et les parois solides sont bien polies pour éviter les frottements. Pour annihiler aussi le travail de la viscosité, les filets sont soigneusement guidés, et la vitesse avec laquelle la vapeur sort de la turbine pour entrer au condenseur est nulle ou très faible, de manière à n'avoir pas à s'y amortir par des tourbillonnements. Dans ces conditions, les transformations physiques subies par la vapeur dans la turbine parfaite se réduisent à une détente adiabatique réversible, exactement comme dans un

cylindre de machine à piston. L'évolution théorique de la vapeur dans une machine dont le moteur est une turbine est donc la même que dans une machine dont le moteur est à piston : c'est toujours le cycle de Rankine ou le cycle de Hirn ; l'ensemble de la machine, y compris chaudière et condenseur, développe, comme cela a été démontré (88), un travail mesuré par la surface de ce cycle ; la turbine elle-même développe un travail mesuré par la partie positive du cycle.

265. Traçons donc le diagramme théorique compris entre les pressions p et p' pour une quantité de vapeur égale à l'unité de poids et soit H sa partie positive.

Supposons que de la vapeur s'écoule librement, entre deux enceintes aux pressions p et p' , dans un ajutage parfaitement évasé, construit pour éviter toute perte de charge. La théorie de l'écoulement des fluides nous apprend comment doit être fait cet ajutage, et, notamment, qu'il doit être, dans le cas où $p' < 0,58 p$, d'abord convergent puis divergent. Elle nous apprend aussi que la vitesse V à la sortie de l'ajutage est donnée par

$$\frac{V^2}{2g} = H.$$

Par analogie avec les turbines hydrauliques, H est la hauteur de chute. Nous savons que, dans le diagramme de Mollier, la hauteur H est représentée précisément par le segment CD d'adiabatique compris entre les deux pressions p et p' (fig. 80).

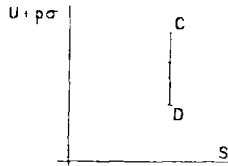


Fig. 80.

Degré de réaction. — 266. On peut construire la turbine suivant deux principes. Dans un premier cas, on fait $q = p'$: toute la chute de pression se fait dans l'ajutage A, qui doit alors être identique à l'ajutage parfaitement évasé dont nous venons de parler ; la pression reste constante et égale à p' dans la roue mobile ; la vitesse de la vapeur à la sortie de A est précisément V. La turbine est à *impulsion* ou à *action*.

Dans un deuxième cas, on fait $p > q > p'$. La chute de pression est répartie entre l'ajutage A et la roue R ; la vitesse de la vapeur v à la sortie de A est inférieure à V. La turbine est dite à *réaction*. On appelle *degré de réaction* la quantité $\frac{V^2 - v^2}{V^2}$. Nous la désignerons par ε .

267. Comment peut-on obtenir un fonctionnement à réaction ou un fonctionnement à action ?

C'est en calculant convenablement la section de passage des veines fluides dans la roue mobile. Nous allons montrer comment doit être fait ce calcul en supposant, dans une première approximation, qu'il n'y a aucune perte dans l'écoulement.

On sait que, le long d'un filet fluide parfait en mouvement permanent, on a la relation

$$\frac{v_1^2 - v_0^2}{2} = \int_0^1 (Xdx + Ydy + Zdz) - \int_0^1 \sigma dp,$$

X, Y, Z étant la force agissant sur l'unité de masse du fluide, σ le volume spécifique, v_0 et v_1 les vitesses en deux points.

Appliquons cette équation *au mouvement relatif d'une veine de vapeur dans la roue mobile*, en désignant par w la vitesse relative de la vapeur. Les forces qu'il faut consi-

dérer sont, en dehors de la pesanteur qui est négligeable, la force de réaction des aubes sur le filet, dont le travail est nul (on fait abstraction du frottement), la force centrifuge composée dont le travail est nul aussi, et la force centrifuge dont le travail est $\int \omega^2 r dr = \omega^2 r_1^2 - \omega^2 r_0^2$ (ω vitesse angulaire, r distance à l'axe). Entre l'entrée et la sortie de la roue mobile, on a donc

$$\frac{w'^2 - w^2}{2} = u'^2 - u^2 - \int_{\text{entrée}}^{\text{sortie}} \sigma dp$$

Toutes les turbines à vapeur actuellement existantes sont hélicoïdes. Nous ferons donc $u' = u$ et nous écrirons

$$(57) \quad \frac{w'^2 - w^2}{2} = - \int_{\text{entrée}}^{\text{sortie}} \sigma dp.$$

L'intégrale $\int \sigma dp$ doit être prise dans l'hypothèse d'une détente adiabatique. Si le degré de réaction est faible, elle est presque nulle, la variation de pression dans la couronne mobile étant petite; elle est notable et négative si le degré de réaction est grand. D'une manière générale, $\int \sigma dp$ est une fonction, qu'on peut calculer numériquement, de p, q, p', c 'est-à-dire de p, p', ϵ , croissante en valeur absolue avec ϵ .

Pour que le degré de réaction soit grand, il faut donc que w' soit très supérieur à w .

On obtiendra ce résultat en agissant sur les sections normales, à l'entrée et à la sortie, Ω et Ω' , des canaux formés par les aubes de la roue. Dans l'équation de continuité

$$(58) \quad \frac{\Omega w}{\sigma} = \frac{\Omega' w'}{\sigma'}$$

le rapport $\frac{\sigma'}{\sigma}$ est une fonction de p, p', ϵ , croissante avec ϵ . Les deux équations (57) et (58) forment donc un système

qui permet, p , p' et w étant donnés, de déterminer w' et ε en fonction de $\frac{\Omega}{\Omega'}$. Il est facile de voir que ε est une fonction croissante avec $\frac{\Omega}{\Omega'}$. C'est donc en rétrécissant les canaux à la sortie qu'on augmentera le degré de réaction.

En particulier, pour réaliser le degré de réaction nul, il faudra faire $\Omega = \Omega'$, ce qui s'obtiendra en faisant égaux

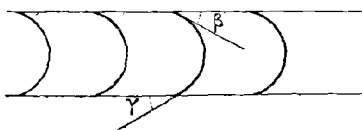


Fig. 81.

les angles d'entrée et de sortie des aubes. La figure 81 représentant le développement de la couronne mobile, les angles β

et γ seront égaux. Dans une turbine à réaction, au contraire, γ serait beaucoup plus petit que β , de sorte que la section normale Ω' serait plus faible que Ω .

Formule fondamentale de la puissance motrice. —

268. Dans la pratique, il est impossible d'éviter toute irréversibilité, comme on l'a supposé jusqu'ici ; de là des pertes. La valeur du travail réellement transmis à l'arbre de la roue peut s'exprimer au moyen d'une formule fondamentale ¹.

Soit OO' l'arbre de la turbine (fig. 82). Considérons le système matériel formé par l'arbre, la roue mobile et la vapeur contenue dans cette roue. La masse de vapeur peut être considérée comme formée par une

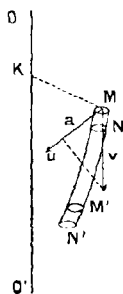


Fig. 82.

¹ Cette formule remonte à EULER. Nous suivons la méthode de RATEAU (RATEAU, 2).

série de filets MM' ; ces filets sont dessinés pour les trajectoires *absolues dans l'espace* des molécules fluides.

Ecrivons, pour le système ainsi défini et pour le temps dt , le théorème du moment des quantités de mouvement ; nous savons que ce théorème s'applique à tous les systèmes matériels, quels qu'ils soient (17).

269. Pendant le temps dt , la roue et l'arbre tournent d'un angle infiniment petit. La machine marchant en régime, la vitesse ne change pas et le moment de la quantité de mouvement de cette partie solide ne varie pas.

Pour les filets fluides, dans le temps dt , le filet MM' vient en NN' . La partie NM' se retrouve, en vertu de la permanence du régime, avec le même moment de la quantité de mouvement à la fin qu'au début de l'instant. La variation du moment de la quantité de mouvement est donc la différence entre le moment relatif à $M'N'$ et le moment relatif à MN .

Or, désignons par DI le débit en poids d'un filet, par v la vitesse *absolue* de la vapeur en M , par v' sa vitesse absolue à la sortie en M' . Les tranches MN , $M'N'$ ont des masses égales à $\frac{DI}{g} dt$ et les quantités de mouvement sont $\frac{DI}{g} v dt$ et $\frac{DI}{g} v' dt$. Prenons les moments de ces quantités de mouvement autour de l'arbre OO' . Pour cela, envisageons, en M et en M' , les vitesses d'entraînement u et u' de la roue mobile : elles sont rectangulaires avec OO' ; le moment des quantités de mouvement s'obtiendra évidemment en projetant $\frac{DI}{g} v dt$ et $\frac{DI}{g} v' dt$ sur u et u' , ce qui

donnera $\frac{DI}{g} a dt$ et $\frac{DI}{g} a' dt$, et en prenant les moments par rapport à OO'

$$\frac{DI}{g} ar dt \quad \text{et} \quad \frac{DI}{g} a' r' dt$$

r et r' désignant les rayons KM , $K'M'$ de la roue mobile à l'entrée et à la sortie.

Pour l'ensemble des filets, la variation de la quantité de mouvement sera $\int \frac{DI}{g} (a'r' - ar) dt$ ou, en supposant dans une première approximation que a , r , a' , r' sont les mêmes pour tous les filets,

$$\frac{(a'r' - ar) dt}{g} \int DI.$$

Mais quelle est la quantité de vapeur qui passe dans la roue ? Si I est le débit total en poids de la turbine, il ne passe dans la roue que $I - i$, parce qu'une petite quantité i fuit entre l'arbre et le distributeur, en φ (fig. 76), et entre la roue et l'enveloppe extérieure, en ψ . Donc $\int DI = I - i$, et on a pour la variation du moment de la quantité de mouvement :

$$\frac{(I - i)(a'r' - ar)}{g} dt.$$

270. Cette variation doit être égale au moment des impulsions des *forces extérieures*. Examinons ces forces extérieures.

1° La pesanteur du système. Elle est négligeable.

2° Les pressions s'exerçant sur la surface latérale de la roue et celles qui s'exercent sur les sections d'entrée et de

sortie M et N des filets. Les diverses surfaces recevant ainsi l'action des pressions sont toutes de révolution autour de OO' . Les moments y relatifs sont donc nuls.

3° Les forces résistantes appliquées à l'arbre. Il y a d'abord les résistances utiles qui donnent un moment $-Cdt$, puis les frottements qui donnent un moment $-cdt$.

On écrira donc

$$C + c = \frac{(1-i)}{g} (ar - a'r')$$

Soit ω la vitesse angulaire de l'arbre. Mettons en évidence la puissance $C\omega$. On aura

$$(59) \quad C\omega + c\omega + \frac{i}{g} (au - a'u') = \frac{1}{g} (au - a'u')$$

271. $C\omega$ est la puissance utile; $c\omega$ est la puissance absorbée par les frottements s'exerçant sur l'arbre; $\frac{i}{g} (au - a'u')$ est une puissance perdue par le fait que le débit i ne traverse pas la roue mobile.

S'il n'y avait ni frottements sur l'arbre ni fuite i , les termes $c\omega$ et $\frac{i}{g} (au - a'u')$ seraient nuls. La puissance $C\omega$ ne serait pas d'ailleurs alors la puissance théorique que la vapeur est susceptible de développer, parce qu'il y a dans l'intérieur de la turbine d'autres pertes que celles qui précèdent. Nous voyons donc ici qu'il y a lieu de distinguer dans une turbine deux sortes de pertes.

1° Les pertes *externes* : frottements de l'arbre et fuites.

2° Les pertes *internes*, qui se produisent sur le trajet de la veine à travers l'ajutage et la roue.

La puissance théorique du débit I est, nous le savons, la partie positive du cycle théorique correspondant au débit I, c'est-à-dire IH par la définition même de H (264 et 265). Le rapport de $C\omega$ à IH est le rendement ρ de la turbine. Si on compte les pertes externes comme un travail utile, on a un autre rendement

$$\rho_1 = \frac{C\omega + c\omega + \frac{i}{g}(au - a'u')}{IH}$$

dont le déficit par rapport à l'unité ne provient que des pertes internes, et qui s'appelle *rendement interne*.

La formule (59) s'écrit évidemment

$$(60) \quad \rho_1 g IH = au - a'u'.$$

Les Pertes. — 272. Comme dans toutes les machines, les pertes proviennent des phénomènes irréversibles. Nous allons les étudier en prenant d'abord les pertes externes, puis les pertes internes et en essayant de les comparer avec les pertes que l'on rencontre dans les machines à piston.

273. Pertes externes. — Les frottements mécaniques de l'arbre correspondent aux frottements mécaniques des machines à piston. Ils sont plutôt réduits avec les turbines, où on ne trouve pas les frottements du piston et de toutes les articulations du système bielle et manivelle. Toutefois dans les turbines à un seul disque, il faut compter le frottement dans les engrenages (voir plus loin article 283).

Il faut compter aussi des frottements spéciaux, ceux de la roue mobile sur le fluide qui le baigne et au milieu

duquel elle tourne. Ils ont une certaine importance et ont été étudiés expérimentalement par M. Stodola. Ils diminuent beaucoup avec la densité de la vapeur et sont donc relativement faibles aux basses pressions ou avec la vapeur surchauffée. Le procédé de construction a une influence sur eux ; ils sont plus forts avec la disposition multicellulaire (Rateau) qu'avec le tambour (Parsons).

Les fuites sont beaucoup plus importantes dans les turbines que dans les machines à piston. Cette perte correspond toujours à un phénomène irréversible, car la vapeur qui fuit prend une certaine vitesse qui s'amortit ensuite par les frottements et par la viscosité dans des tourbillons. C'est une des pertes considérables des turbines.

Elles sont plus fortes avec le fonctionnement par réaction qu'avec le fonctionnement par action. Le premier donne en effet des fuites à la fois en φ et en ψ (fig. 76, 78, 79) puisque les 3 pressions p, q, p' sont différentes. Le second, où $p = q'$, n'en donne qu'en φ . Elles dépendent d'ailleurs de la section de passage qui leur est offerte, ce qui est une question de construction, et sont ainsi plus grandes avec la disposition en tambour Parsons qu'avec la disposition multicellulaire Rateau (fig. 78 et 79).

Les fuites sont notablement réduites aux basses pressions. En effet, à égalité de la quantité H et de la surface offerte aux fuites, le volume de vapeur débité par elles peut être considéré, en vertu des lois de l'écoulement des vapeurs, comme sensiblement le même ; mais le poids est notablement plus faible quand la valeur *absolue* des pressions p et p' est plus petite.

En résumé donc, les pertes externes sont généralement faibles avec les basses pressions.

274. Pertes internes. — Venons maintenant aux pertes internes.

Je rappelle seulement pour ordre la perte par excès de surchauffe à l'échappement, qui existe dans les mêmes conditions que dans les machines à piston.

En principe, il peut y avoir une certaine perte *par détente tronquée* comme dans les cylindres, car la vapeur n'est pas forcément détendue jusqu'à la pression p' . Mais — et c'est là un des grands avantages de la turbine — cette perte peut être très faible. En raison des fortes vitesses atteintes par le fluide, les turbines débitent, même sous des dimensions restreintes, de grands volumes, et il est possible, pratiquement, de pousser la détente presque jusqu'à la pression du condenseur.

Rien ne correspond dans les turbines, à la perte par *espace libre*. A la mise en marche, le fluide doit bien remplir toute la turbine, mais cette circonstance disparaît une fois le régime établi.

Ce qui correspond aux *laminages* prend au contraire une grande importance. Les laminages sont dus

1° au frottement contre les parois

2° à l'amortissement par tourbillons des vitesses prises à la traversée des passages étroits.

Les deux circonstances se rencontrent dans les turbines.

Le frottement des veines fluides contre les parois se rencontre dans les aubes du distributeur et dans celles de la roue mobile. Il est un peu plus faible quand la densité est plus petite (basse pression, vapeur surchauffée), parce que, alors, à égalité de débit et de vitesse, les sections débitantes sont plus larges.

Les tourbillonnements amortisseurs de vitesse par le jeu de la viscosité se trouvent principalement aux deux

points suivants : 1° A l'entrée de la roue mobile, bien que l'on construise les aubes de manière à ce qu'elles soient tangentes en marche normale à la vitesse relative de la vapeur par rapport à la roue, on ne peut éviter tout à fait les chocs ; d'où des remous. 2° A la sortie, la vitesse absolue de la vapeur va s'amortir dans le condenseur ; c'est la perte par vitesse restante.

Les pertes par frottement et par tourbillons sont, pour un poids donné de vapeur circulant dans la machine, sensiblement proportionnelles au carré des vitesses.

Enfin l'*action des parois* est presque annulée dans les turbines. Il n'y subsiste que l'effet du refroidissement extérieur noté E dans le chapitre VIII ; mais rien ne correspond à l'effet, si considérable dans les machines à piston, des oscillations de température des parois ; les différents points des parois ont en effet ici, pendant toute la marche en régime, une température constante. C'est là une des propriétés les plus importantes des turbines.

275. Basse pression et surchauffe. — Ce que nous avons dit des diverses pertes aux basses pressions, notamment de la perte par détente tronquée, montre que les turbines sont d'excellents appareils pour utiliser les bons vides. Et il faut même renverser la proposition et dire qu'un bon vide est essentiel pour avoir une turbine économique. Faire marcher une turbine sans un bon condenseur est une hérésie, car c'est ne pas profiter d'une des principales qualités de cet appareil. Aussi dans les installations de turbines, les condenseurs sont-ils fort soignés.

Ces propriétés des turbines aux basses pressions sont le fondement de leur emploi pour utiliser les vapeurs

d'échappement des machines à échappement libre (Rateau).

Est-il avantageux d'employer la surchauffe dans les turbines? L'action des parois n'y existant pour ainsi dire pas, la surchauffe ne saurait avoir le même rôle dans les turbines que dans les machines à piston. L'expérience montre cependant qu'elle est encore avantageuse. Cela tient sans doute à ce qu'elle diminue un peu les pertes par frottement et viscosité. Cela tient aussi, comme l'a montré M. Delaporte, à ce que, par application du théorème de l'article 33, il y a intérêt à relever les premières températures de la vapeur.

Équations de l'écoulement. — 276. L'existence des pertes modifie les équations (57) et (58) de l'écoulement du fluide à travers la roue mobile.

La modification à introduire est d'ailleurs compliquée. A partir du moment où la viscosité et le frottement interviennent, la loi de la détente subie par le fluide est changée ainsi que les forces X, Y, Z. La forme de (58) n'est pas changée; mais le fond l'est, car σ' et σ ne se correspondent plus par la loi de la détente adiabatique réversible. Quant à (57) elle est changée même dans sa forme.

Nous nous contenterons de l'approximation suivante¹. Nous admettrons, dans (58), que σ' et σ continuent à se correspondre par la loi de la détente adiabatique réversible; que, en particulier, pour les turbines à action $\sigma' = \sigma$. De même, dans (57), nous laisserons à l'intégrale $-\int_q^{p'} \sigma dp$ la même valeur que dans le cas où les pertes sont nulles,

¹ RATEAU, 2.

valeur calculée dans l'hypothèse d'une détente adiabatique réversible. Nous ajouterons simplement un terme correctif et nous écrirons :

$$\frac{w'^2 - w^2}{2} = - \int_q^{p'} \sigma dp - J.$$

Le terme correctif J correspond aux pertes qui se produisent dans la roue. On peut considérer qu'il est en gros proportionnel au carré de la vitesse du fluide par rapport aux aubes solides. Mais cette vitesse varie de l'entrée à la sortie. On aura donc une valeur approchée de J en le mettant sous la forme $a w^2 + b w'^2$, w et w' étant les vitesses à l'entrée et à la sortie,

$$(61) \quad \frac{w'^2 - w^2}{2} = - \int_q^{p'} \sigma dp - a w^2 - b w'^2.$$

C'est l'équation qui remplace (57) et qui doit être associée à (58).

277. Considérons le cas particulier d'une turbine à action ; le terme $\int \sigma dp$ est nul et il vient

$$w'^2 = \frac{1 - 2a}{1 + 2b} w^2$$

ou

$$(62) \quad w' = \lambda w,$$

λ étant un coefficient inférieur à 1 que l'expérience montre pouvoir être pris, suivant les cas, entre 0,7 et 0,8.

Avec ces nouvelles formules tenant compte des pertes, le cas de $\varepsilon = 0$ ne correspondrait pas exactement à $\frac{\Omega}{\Omega'} = 1$.

On fait néanmoins encore $\frac{\Omega}{\Omega'} = 1$ et $\beta = \gamma$ quand on veut une turbine à action, car l'approximation est parfaitement suffisante.

§ 2. — RECHERCHE DU RENDEMENT MAXIMUM
D'UNE TURBINE ÉLÉMENTAIRE ¹

278. Supposons que nous nous donnions p, p' le degré de réaction ε (et par suite q). La vitesse v est donc déterminée.

Donnons-nous en outre l'angle α des aubes du distributeur à la sortie, les joues de la couronne mobile, donc en particulier le rayon.

Le tracé des aubes de la couronne mobile n'est pas donné; nous savons cependant une chose sur lui: c'est que $\frac{\Omega}{\Omega'}$ doit être tel que, en vertu de (58) et (61), le degré de réaction soit ε .

Choisissons alors une vitesse de marche u . Le triangle des vitesses à l'entrée est alors déterminé. Par suite aussi l'angle β et la vitesse w . Les deux équations (58) et (61) déterminent alors $\frac{\Omega}{\Omega'}$ et w' . Le triangle des vitesses à la sortie est alors connu puisqu'on connaît v', w' et γ .

Le fonctionnement de la turbine est alors parfaitement déterminé; donc son rendement l'est aussi.

Il est évident que si l'on change la vitesse de marche u , on change le rendement, parce que, les diverses vi-

¹ RATEAU, 2, 3; BANKI, STODOLA, 2.

tesses variant, les pertes varient ; notamment la vitesse à la sortie varie, donc la perte par vitesse restante.

Nous allons rechercher ici quelle vitesse de marche il convient d'adopter pour avoir le rendement maximum.

Pour cela nous commencerons par discuter le rendement interne. Nous verrons ensuite quelles modifications seront à apporter pour tenir compte des pertes externes.

Turbine à action. — 279. Nous ferons la recherche du rendement maximum d'abord sur une turbine à action. Nous prendrons donc pour formule de l'écoulement

$$(62) \quad w' = \lambda w$$

et, ainsi que cela a été dit plus haut, nous admettrons que les angles β et γ sont égaux.

280. Calculons le rendement interne par la formule (60) qui donne, en introduisant $V = \sqrt{2gH}$,

$$\rho_1 = 2 \left[\frac{u}{V} \frac{a}{V} - \frac{u'}{V} \frac{a'}{V} \right].$$

Reportons-nous à la figure 77. On y lit

$$\begin{aligned} a &= u + w \cos \beta = v \cos \alpha, \\ a' &= u' - w' \cos \gamma \end{aligned}$$

et, puisque $u = u'$, $\beta = \gamma$, $w' = \lambda w$, on a pour ρ_1

$$\rho_1 = 2 \frac{u}{V} \frac{w \cos \beta}{V} (1 + \lambda)$$

ou encore

$$\rho_1 = 2 (1 + \lambda) \frac{u}{V} \left[\frac{v \cos \alpha}{V} - \frac{u}{V} \right].$$

La turbine étant à action, v serait égal à V s'il n'y avait aucun frottement dans le distributeur. En réalité, on peut prendre $v = \mu V$, μ étant généralement voisin de 1. Il vient donc

$$\rho_1 = 2(1 + \lambda) \frac{u}{V} \left[\mu \cos \alpha - \frac{u}{V} \right].$$

Dans cette formule, tout est constant sauf $\frac{u}{V}$. Le maximum aura lieu pour

$$\frac{u}{V} = \frac{\mu \cos \alpha}{2}$$

et vaudra

$$\rho_1 = \frac{(1 + \lambda) \mu^2 \cos^2 \alpha}{2}.$$

L'angle α est en général petit (20° environ) Prenons μ égal à 0,98. La vitesse périphérique u de la roue doit donc, pour donner le rendement ρ_1 maximum, être voisine de 0,46 V . Le rendement maximum est d'ailleurs, en faisant $\lambda = 0,75$, égal à 0,742. Dans le cas limite de α nul, on trouve $\frac{u}{V} = 0,49$ $\rho_1 = 0,84$.

281. Mais on peut obtenir la vitesse u de rendement maximum de deux manières, soit en agissant sur la vitesse angulaire, soit en agissant sur le diamètre.

Prenons deux roues ayant même $\frac{u}{V}$, mais avec des diamètres différents, de manière à avoir des vitesses angulaires différentes. Supposons que le régime des pressions p , p' , ε soit le même, ainsi que l'angle α à la sortie du distributeur. Imaginons que nos deux roues débitent la même masse de vapeur dans l'unité de temps : la surface

de sortie des distributeurs doit donc être la même, et, par suite, les surfaces annulaires de la figure 83, qui représentent les couronnes d'aubes, sont égales. Il est évident que, à égalité de jeu, les passages offerts aux fuites en φ et en ψ (fig. 75) ont, par rapport à la surface de ces espaces annulaires, une importance relative plus faible dans la petite roue que dans la grande : la vapeur débitée par les fuites dans l'unité de temps est donc plus faible dans la petite roue.

De même le frottement de la roue sur le fluide ambiant est plus faible dans la petite roue, parce que, si les vitesses sont les mêmes, les surfaces frottantes sont réduites.

De même encore, le diamètre de l'arbre de la petite roue sera sensiblement à celui de la grande dans le rapport des diamètres des roues. Le travail du frottement d'axe dans l'unité de temps sera donc dans le rapport des charges des articulations, c'est-à-dire dans le rapport des poids. Il sera donc réduit avec la petite roue.

La considération des pertes externes conduit donc à réaliser le $\frac{u}{v}$ qui donne le ρ_1 maximum en prenant de petites roues tournant très vite.

Si l'on pouvait avoir un diamètre nul et une vitesse angulaire infinie, les pertes externes seraient nulles, et le maximum du rendement total coïnciderait avec le maximum de ρ_1 . C'est évidemment impossible. On remarquera d'ailleurs que aux diamètres trop faibles, il devient impos-

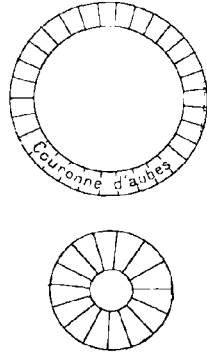


Fig. 83.

sible de conserver la surface des espèces annulaires de la figure 83. Mais il résulte au moins de la discussion que les turbines à vapeur doivent tourner très vite.

Pratiquement, on adopte une certaine vitesse angulaire finie. Les pertes externes ne sont pas nulles. Le maximum du rendement total ne coïncide pas avec le maximum du rendement ρ_1 ; il faut marcher avec un $\frac{u}{V}$ un peu différent de celui que donne le calcul précédent. L'expérience montre qu'il faut réduire un peu $\frac{u}{V}$.

Turbine à réaction. — 282. Supposons maintenant une turbine à réaction.

Dans la formule $\rho_1 = 2 \left(\frac{u}{V} \frac{a}{V} - \frac{u'}{V} \frac{a'}{V} \right)$, le second terme est petit par rapport au premier. Ecrivons donc

$$\rho_1 = 2 \frac{u}{V} \frac{a}{V} = 2 \cos \alpha \frac{u}{V} \frac{v}{V}.$$

Si l'on cherche les conditions de rendement maximum, le rendement ρ_1 assurément n'est pas le même pour tous les maxima possibles; mais néanmoins il varie peu. On voit donc que le $\frac{u}{V}$ de rendement maximum sera d'autant plus grand que $\frac{v}{V}$ sera plus petit, c'est-à-dire que le degré de réaction ϵ sera plus grand.

Les turbines à réaction doivent donc tourner plus vite que les turbines à action.

D'ailleurs leur rendement interne est légèrement supérieur (à condition que le degré de réaction ne soit pas trop élevé). On voit facilement, en effet, que les pertes dans le

distributeur sont réduites par le fait que v varie en sens inverse de ε . De même, w est plus petit parce que le côté v du triangle des vitesses à l'entrée est réduit et parce que, le $\frac{u}{v}$ de rendement maximum étant plus grand, le côté w se rapproche de la perpendiculaire à u ; il s'ensuit que les pertes proportionnelles à w^2 sont plus faibles. Enfin, à la sortie, la petitesse de l'angle γ (267) tend (voir le triangle des vitesses) à diminuer v' , c'est-à-dire la perte par vitesse restante. Une étude plus approfondie préciserait d'ailleurs ces indications un peu sommaires.

La supériorité que présentent les machines à réaction au point de vue du rendement interne est d'ailleurs compensée en partie par l'augmentation des fuites.

§ 3. — PRINCIPAUX TYPES DE TURBINES

Turbines à un seul disque. — 283. Imaginons que nous voulions utiliser toute la chute de pression $p_1 - p_3$, comprise entre une chaudière et un condenseur, par une seule roue mobile. Alors $p = p_1, p' = p_3$. La vitesse V est très grande, 1 000 mètres et plus. La vitesse périphérique de la roue u doit être considérable. La réalisation d'une vitesse périphérique élevée étant difficile, on voit qu'il est contre indiqué de faire marcher à *réaction* une turbine à un seul disque, car elle devrait avoir une vitesse u plus grande qu'une turbine à action.

En effet les turbines à un seul disque (de Laval) sont à action. La vitesse périphérique y atteint parfois 400 mètres par seconde et la vitesse angulaire 15 000 à 20 000 tours par minute. Il est indispensable, pour les applications, de

réduire ces vitesses par engrenages : on fait en général une réduction au $\frac{1}{10}$.

Les machines tournant à de telles vitesses ont naturellement une grande puissance eu égard à leur poids. Malgré cela, comme on ne peut pas augmenter beaucoup leurs dimensions, on ne peut guère, avec elles, dépasser des puissances de 300 chevaux.

Il convient alors de rechercher un moyen de réduire les vitesses périphériques. C'est ce qu'on fait soit par le principe des chutes de vitesse, soit par celui des chutes de pression.

Turbines à chutes de vitesse¹. — 284. Soit une turbine à action.

Commençons par supposer qu'il n'y a aucun frottement, que la seule perte de la turbine est la perte par vitesse restante. C'est-à-dire faisons $\mu = \lambda = 1$ dans les formules des articles 279 et 280.

Si je fais tourner la turbine à une vitesse u très faible, son rendement sera très mauvais ; la vapeur s'échappera avec une grande vitesse, la perte par vitesse restante sera très grande.

Je dessine (fig. 84) les triangles des vitesses à l'entrée et à la sortie. u et u' étant égaux, je les fais coïncider en AC. J'admets toujours $\beta = \gamma$. Pour simplifier d'ailleurs, j'écrirai mes formules en supposant α, β, γ petits et en remplaçant les cosinus de ces angles par 1.

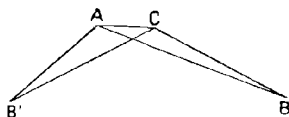


Fig. 84.

¹ MORTIER, RATEAU, 3. BANKI.

On a (les lettres désignant les valeurs *absolues* des vitesses)

$$\begin{aligned} w &= v - u \\ v' &= w' - u \end{aligned}$$

w' est égal à w puisque $\lambda = 1$. Donc

$$v' = v - 2u.$$

Au lieu de perdre la vitesse v' , je reçois le jet fluide (fig. 85) sur une couronne A' d'aubes fixes qui changent sa direction et le rejettent sur une nouvelle roue mobile R' tournant toujours avec la vitesse u . La vitesse v'' à la sortie de R' se déduira de v' comme v' de v . On aura

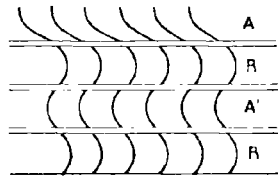


Fig. 85.

$$v'' = v' - 2u$$

et par suite

$$v'' = v - 4u.$$

En répétant un certain nombre de fois cette opération, et employant n roues $R, R', \dots R^{(n)}$, la vitesse à la sortie sera

$$v^{(n)} = v - 2nu.$$

Elle sera, si u est grand, aussi petite que je voudrai.

Je puis donc faire tourner la turbine aussi lentement que je veux et avoir cependant une perte par vitesse restante très petite.

285. Mais que vont donner les frottements ?

Prenons le cas de 2 roues pour simplifier. Il serait facile de généraliser. Nous admettrons que les coefficients λ sont

les mêmes dans toutes les roues, dans la roue fixe Λ' comme dans les roues mobiles R , R' . La roue Λ' est en effet dans des conditions beaucoup plus voisines de celles des roues R et R' que de celles du distributeur Λ . Les veines n'y sont pas forcées comme dans Λ ; il y a du choc à l'entrée par suite de la grande vitesse d'introduction, la forme des ailes est la même que dans R et la courbure y est moins progressivement déviée que dans Λ . Aussi convient-il d'y caractériser les pertes par le coefficient λ et non par le coefficient μ .

On a d'abord

$$v = \mu V.$$

Ensuite

$$W' = \lambda w$$

et par suite

$$v' = \lambda v - (1 + \lambda) u.$$

A la traversée de la roue fixe Λ' , v' devient $\lambda v'$ et à la traversée de R' , on descend à v''

$$v'' = \lambda^2 v' - (1 + \lambda) u$$

ou

$$v'' = \lambda^2 v - (\lambda^3 + \lambda^2 + \lambda + 1) u.$$

Quel est le rendement de cette machine ?

En vertu de la formule (60), le travail transmis à l'arbre par la première roue est, par unité de poids de fluide,

$$\frac{u}{g} (1 + \lambda) (v - u).$$

Le travail transmis à l'arbre par la 2^e roue est

$$\frac{u}{g} [(\lambda^3 + \lambda^2) v - (\lambda^3 + 2\lambda^2 + 2\lambda + 1) u].$$

Le travail total est

$$\frac{u}{g} [(\lambda^3 + \lambda^2 + \lambda + 1) v - (\lambda^3 + 2\lambda^2 + 3\lambda + 2) u].$$

Et le rendement s'obtiendra en rapportant cette expression à $\frac{V^2}{2g}$. Il est donc

$$\rho_1 = 2 \frac{u}{V} \left[(\lambda^3 + \lambda^2 + \lambda + 1) \mu - (\lambda^3 + 2\lambda^2 + 3\lambda + 2) \frac{u}{V} \right]$$

Le maximum de cette expression est obtenu pour

$$\frac{u}{V} = \frac{(\lambda^3 + \lambda^2 + \lambda + 1) \mu}{2(\lambda^3 + 2\lambda^2 + 3\lambda + 2)}$$

Il vaut

$$\rho_1 = \frac{\mu^2 (\lambda^3 + \lambda^2 + \lambda + 1)^2}{2(\lambda^3 + 2\lambda^2 + 3\lambda + 2)}$$

Si on fait $\mu = 0,98$, $\lambda = 0,75$, on voit que le $\frac{u}{V}$ de rendement maximum est 0,23 ; la vitesse de marche est donc notablement diminuée par rapport à la turbine à un seul disque. Mais le rendement est aussi fort réduit ; il vaut 0,615 au lieu de 0,84 que nous avons tout à l'heure quand nous supposions, comme ici, l'angle α nul.

Ce résultat montre combien l'emploi de deux chutes de vitesse réduit l'effet utile. La réduction serait encore exagérée si on multipliait le nombre des roues. Aussi les turbines à chutes de vitesse existantes emploient-elles rarement plus de deux chutes. (Curtis, Riedler et Stumpf.)

Turbines à chutes de pression. — 286. Le principe des chutes de pression (proposé par Tournaire, réalisé pour la première fois par Parsons) est le suivant :

On partage la différence $p_1 - p_3$ entre les pressions de la chaudière et du condenseur par des pressions intermé-

diaires $p, p', p'' \dots$. A chaque échelon de pression, par exemple à l'échelon $p - p'$, on fait correspondre une turbine formée d'un distributeur et d'une couronne mobile. La vitesse V est beaucoup plus faible pour la différence $p - p'$ que pour la différence $p_1 - p_3$ et, par suite, la vitesse u de rendement maximum cesse d'être inabordable. Chacune des turbines partielles peut d'ailleurs être à réaction (Parsons) ou à action (Rateau).

Si la turbine était parfaite, le fluide traverserait les diverses turbines mises en série en se détendant adiabatiquement et réversiblement. Le point représentatif de son état décrirait, sur le diagramme entropique comme sur le diagramme de Mollier (fig. 86 et 87), une verticale CD. Tra-

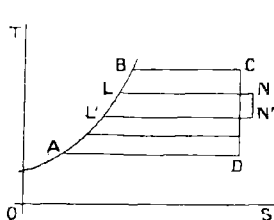


Fig. 86.

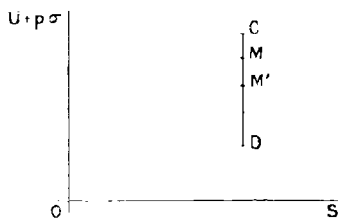


Fig. 87.

çons en $LM, L'M' \dots$ les isobares correspondant à $p, p', p'' \dots$. Les hauteurs de chute correspondant aux divers échelons de pression sont, par définition, les parties positives des cycles théoriques partiels compris entre les diverses pressions $p, p', p'' \dots$; elles sont représentées, sur le diagramme entropique et avec l'approximation habituelle, par les surfaces $BCLM, LML'M' \dots$, sur le diagramme de Mollier par les longueurs CM, MM', \dots ¹ (On remarquera que ces

¹ Dans la figure 86, les lettres M et M' ont été omises à la rencontre de CD et de $LN, L'N'$.

cycles théoriques correspondent à de la vapeur d'admission dont le titre n'est pas toujours 1). Soient $h, h', h'' \dots$ ces hauteurs de chute. Leur somme vaut H hauteur de chute totale.

Les turbines partielles ayant des rendements $\rho, \rho', \rho'' \dots$ le rendement de l'ensemble sera

$$\frac{\rho h + \rho' h' + \dots}{h + h' + h'' + \dots}$$

C'est une moyenne entre les divers ρ . L'association de plusieurs roues suivant le système des chutes de pression n'a donc pas l'inconvénient, que nous avons trouvé dans l'association en chute de vitesse, de faire baisser le rendement total. Cette supériorité des turbines à chutes de pression provient de ce que la vapeur y a, par rapport aux aubes solides, des vitesses relatives beaucoup moins grandes que dans les turbines à chutes de vitesse, ce qui diminue beaucoup les pertes par frottements.

287. Il y a même, dans les turbines à chutes de pression deux circonstances qui tendent à faire le rendement encore supérieur à la moyenne

$$\frac{\rho h + \rho' h' + \dots}{h + h' + h'' \dots}$$

Le rendement ρ d'une turbine élémentaire tient compte de la perte par vitesse restante à la sortie de cette turbine. Or, quand on associe cette turbine avec d'autres, il est possible de disposer les choses pour que la vitesse restante à la sortie de la première turbine ne s'amortisse pas et soit recueillie dans la seconde, et ainsi de suite : il n'y a alors de perte par vitesse restante qu'à la sortie de la dernière

roue. En somme, il est possible d'utiliser, dans les turbines à chutes de pression, le principe des chutes de vitesse d'une manière particulière et avantageuse. Cette pratique relève notablement le rendement total. Elle corrige la tendance qu'auraient les pertes à être plus fortes dans les distributeurs intermédiaires que dans le premier.

D'autre part, les pertes qui se produisent dans la première turbine ont pour effet d'assécher la vapeur, qui en sort alors en un état N plus sec que l'état M. La seconde turbine fonctionne alors en réalité sous la hauteur $LNN'L' = k' > h'$. Le travail qu'elle donne est $\rho'k'$ et non $\rho'h'$; c'est comme si, dans la formule

$$\frac{\rho h + \rho' h' + \dots}{h + h' + h''},$$

on laissait subsister la hauteur h' mais en augmentant ρ' . De là une tendance à l'augmentation du rendement. *C'est là une application du théorème général de l'article 33 sur les pertes par frottement aux hautes températures*: le travail perdu par les frottements qui se produisent en haut est récupéré partiellement en bas.

288. Pour avoir une idée numérique de la valeur du principe des chutes de pression, contentons-nous de la formule

$$\frac{\rho h + \rho' h' + \dots}{h + h' + \dots}$$

et occupons-nous d'abord des rendements internes.

Si la chute de pression est fractionnée en hauteurs égales, on a la moyenne arithmétique des rendements. Pour placer toutes les roues dans les conditions de rendement interne maximum, il suffit de leur donner à toutes le même

u. Le rendement interne total est alors égal au rendement interne d'une roue soit, avec $\lambda = 0,75$, à $0,84$. On peut comparer ce chiffre avec le rendement interne trouvé pour une turbine à deux chutes de vitesse, qui est $0,615$. Cependant il faudrait diminuer un peu le premier chiffre pour tenir compte du fait que, dans les roues à haute pression, les frottements sont plus forts et que, par suite, λ y devrait être pris un peu plus grand.

Il est vrai aussi que, généralement, les premières roues d'une turbine à chute de pression ont un *u* plus petit que les dernières. On augmente en effet progressivement le diamètre des roues pour tenir compte de l'accroissement de volume de la vapeur qui se détend. Toutefois l'emploi de l'injection partielle (qui d'ailleurs n'est possible que dans les turbines à action) permet de parer à cet accroissement de volume sans faire trop varier le diamètre des roues, en faisant varier la longueur de l'arc d'injection.

289. Mais il faut tenir compte des pertes externes. Ici la turbine à chutes de vitesse reprend de l'avantage, parce que ses premières roues tournent dans un milieu de faible densité comme les dernières et que les fuites intermédiaires sont supprimées. Remarquons aussi que, dans les turbines à chutes de vitesse telles qu'on les construit aujourd'hui, on met (Curtis, Riedler) deux chutes sur une même roue, ce qui diminue la surface des disques frottant sur le fluide ambiant.

C'est surtout sur les premières roues d'une turbine à chutes de pression que les pertes externes ont de l'influence (273). Elles ont pour effet de produire une forte diminution du rendement de ces roues. Il y a un moyen d'atténuer cet effet. C'est, au moins dans les turbines à

action construites suivant la disposition multicellulaire qui donne peu de fuites en φ (fig. 79), de ne pas partager la hauteur de chute en parties égales et de faire les premières hauteurs $h, h' \dots$ notablement plus grandes que les suivantes ; on diminue ainsi les pertes par frottement. Malheureusement les premières roues tournent alors avec des $\frac{u}{V}$ très éloignés de ceux qui donnent le rendement maximum. En tout état de cause le rendement des premières roues sera mauvais puisqu'on est entre deux alternatives : ou bien avoir un rendement interne convenable avec des pertes externes fortes, ou avoir des pertes externes assez faibles mais un mauvais rendement interne. Dans la réalité on adopte plutôt la seconde solution ; on fait les premières hauteurs $h \dots$ grandes : on se presse en somme de descendre aux basses pressions où les turbines sont de si bonnes machines. Mais on voit que le rendement des premières roues sera médiocre et que la moyenne

$$\frac{\rho h + \rho' h' + \dots}{h + h' + h'' + \dots}$$

sera notablement abaissée ; le rendement de l'ensemble se rapprochera ainsi de celui des turbines à chutes de vitesse.

290. Il n'en reste pas moins que le principe des chutes de pression est très nettement supérieur à celui des chutes de vitesses et qu'il ne faut user de celui-ci qu'avec mesure. En fait toutes les turbines à chutes de vitesse actuelles sont en même temps à chutes de pression. Elles comprennent plusieurs échelons $p, p', p'' \dots$ et la turbine élémentaire de chaque échelon comprend plusieurs chutes

de vitesse, rarement plus de deux (Curtis, Riedler et Stumpf).

Cet emploi de turbines élémentaires à chutes de vitesse est assez bien justifié pour les premiers échelons d'une machine à chutes de pression, pour ceux où, comme on vient de le voir, on est obligé, à causes des pertes externes, d'accepter une forte hauteur de chute, donc une forte valeur de V , et où il est, par suite, intéressant de pouvoir marcher avec un $\frac{u}{V}$ relativement petit sans trop diminuer le rendement interne. Il est beaucoup plus contestable pour les derniers échelons, où il semble que la meilleure application du principe des chutes de vitesse soit l'utilisation des vitesses restantes. Dans cet ordre d'idées il est intéressant de citer les turbines Union et Bergmann dans lesquelles les premières chutes de pression seules (4 ou 1) comportent des turbines élémentaires à chutes de vitesse.

291. Les mêmes considérations relatives aux premiers échelons d'une turbine à chutes de pression expliquent pourquoi certains constructeurs font leurs turbines élémentaires à action pour les premiers échelons, à réaction pour les derniers (turbine Union, turbine Melms et Pfenniger). Le principe de l'action permet d'avoir, dans les premières roues, moins de fuites, et une vitesse de marche plus voisine de l' $\frac{u}{V}$ de rendement interne maximum, lequel est relativement faible. Le principe de la réaction dans les dernières roues augmente le rendement interne.

292. Nous terminerons en disant que les turbines

sont arrivées à un haut degré de perfection. Elles ont d'excellents rendements, surtout pour les grandes puissances. Les consommations des turbines de grande puissance sont comparables, plutôt même un peu inférieures, aux consommations des machines à piston.

LIVRE III

LES MOTEURS A COMBUSTION INTERNE

CHAPITRE PREMIER

INTRODUCTION DU PRINCIPE DE LA COMBUSTION INTERNE.

293. Sans faire l'histoire complète des moteurs à gaz, il est utile, pour la théorie de ces machines, de dire un mot de leurs origines.

Les moteurs à explosion. — 294. L'idée de recueillir directement, sans intermédiaire, la puissance motrice que peut développer une réaction chimique assez vive est aussi ancienne, et même davantage, que l'idée de la machine à vapeur. Le canon peut être considéré comme la première machine à combustion interne et, dès le xvii^e siècle, on songeait (l'abbé Hautefeuille, Christian Huygens) à employer la poudre pour faire marcher des moteurs continus. Le premier moteur à gaz industriel, le Lenoir de 1859, se rattache nettement à ce courant de recherches. Ce moteur est formé d'un cylindre muni d'un piston dont le fonctionnement théorique, représenté sur un diagramme de Walt, est le suivant (fig. 88).

1° Aspiration AC d'un mélange explosif d'air et de gaz.
 2° A un moment donné, une étincelle met le feu au mélange qui explose suivant CD, assez vite pour que le piston puisse être considéré comme sensiblement immobile pendant cette explosion.

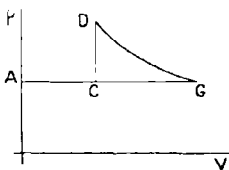


Fig. 88.

3° Détente adiabatique DG des gaz brûlés jusqu'à la pression atmosphérique.

atmosphérique.

4° Evacuation GA.

C'est bien là une réalisation de l'idée d'utiliser un explosif pour faire marcher un moteur : seulement l'explosif est gazeux.

Les moteurs à air chaud. — 295. Mais les moteurs à gaz ont aussi une autre origine.

A peine la machine à vapeur était-elle mise au point, que les inventeurs se sont préoccupés d'obtenir des machines fonctionnant d'après le même principe, mais où l'intermédiaire vapeur serait remplacé par de l'air qui devait avoir l'avantage d'être plus facile à se procurer, de supprimer les chaudières, et de donner des explosions moins dangereuses. C'est ainsi que furent conçus dès 1816 le moteur de Stirling et plus tard à partir de 1850 ceux d'Ericson, de Franchot, de Ryder, etc...

296. On a même pensé un instant que les machines de ce type avaient une supériorité théorique sur la machine à vapeur, le cycle décrit par l'air pouvant donner, grâce à l'emploi du *régénérateur* introduit par Stirling, un rendement théorique égal à celui du cycle de Carnot.

Considérons sur la figure 89, qui est un diagramme entropique de l'air, deux isothermes AB, CD. Réunissons-les par deux courbes AD, BC représentant deux transformations subréversibles

quelconques, jouissant seulement de la propriété suivante : deux isothermes quelconques ab , dc , aussi voisines ou aussi éloignées qu'on veut, découpent sur AD et BC des éléments ad et bc correspondant à la même variation d'en-

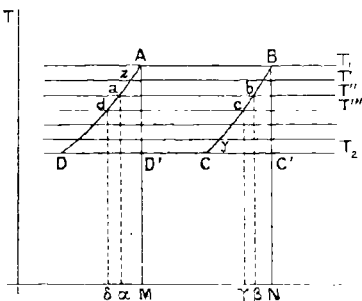


Fig. 89.

tropie ($\delta\alpha = \gamma\beta$), ou encore à la même quantité de chaleur mise en jeu (aire $\delta\alpha da = \text{aire } \gamma\beta cb$). Il est évident que l'une des courbes, AD par exemple, peut être prise arbitrairement ; l'autre CB s'en déduit, une fois choisi un de ses points. AD et BC peuvent par exemple représenter toutes deux des *échauffements à volume constant* ou des *échauffements à pression constante* (les chaleurs spécifiques de l'air étant supposées constantes).

Faisons parcourir à l'air le cycle ABCD en pourvoyant aux échanges de chaleur au moyen d'une série de sources $T_1 T' T'' \dots T_2$ déterminant des segments $\delta\alpha$ égaux. Pendant AB, les échanges se feront avec T_1 , pendant CD avec T_2 . Le long de BC et de DA ils se feront de la façon suivante : suivant bc ils se feront avec T''' , suivant da avec T'' . Par suite des propriétés des courbes BC et AD, les sources intermédiaires $T' T'' \dots$ reçoivent exactement la chaleur qu'elles cèdent. La source T_1 cède la chaleur correspondant à la transformation zAB et la source T_2

reçoit la chaleur correspondant à la transformation γCD . Si l'on fait croître indéfiniment le nombre des sources intermédiaires, on conçoit une évolution limite où zA et γC sont infiniment petits.

Dans cette évolution limite, la chaleur dépensée est celle qui est mise en jeu le long de AB seulement, soit $MABN$. Le travail produit est la surface $ABCD$. Le rendement thermique est $\frac{ABCD}{MABN}$. Il est évident que c'est le même que celui du cycle de Carnot $ABC'D'$, les aires ADD' et BCC' étant égales par les propriétés des courbes AB, CD .

Le rendement thermique est donc $1 - \frac{T_2}{T_1}$.

Dans la pratique, on ne peut avoir une infinité de sources $T''T''$ On les réalise approximativement au moyen du *régénérateur*. C'est un corps formé de toiles

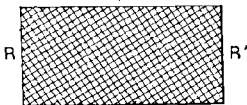


Fig. 90.

métalliques ou de matériaux réfractaires empilés (fig. 90). On produit le refroidissement BC en faisant filtrer le gaz dans le régénérateur, dans le sens RR' , et l'échauffement DA en le faisant filtrer dans le sens $R'R$. Les parties du régénérateur voisines de R jouent le rôle des sources voisines de T_1 , les parties voisines de R' celui des sources voisines de T_2 .

297. Voici donc comment sera fait un moteur à air chaud à régénérateur (fig. 91).

On aura deux cylindres, l'un P_1 chauffé et maintenu à la température T_1 par un foyer, l'autre P_2 refroidi et maintenu à T_2 par un courant d'eau. Dans P_1 se produira

la détente isotherme AB, dans P_2 la compression isotherme CD. Les cylindres communiquent à travers un régénérateur RR'. On comprend que, suivant le volume respectif donné aux cylindres, suivant la manière dont est réglée la marche simultanée de leurs pistons, l'air qui traverse RR' puisse

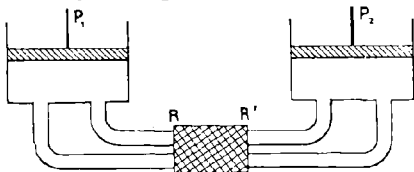


Fig. 91.

y subir approximativement un refroidissement ou un réchauffement suivant telle loi BC ou DA que l'on veut. On peut, par exemple, y produire des transformations à volume constant (Stirling) ou à pression constante (Ericson) ou plus compliquées (Franchot, Ryder)⁴.

298. L'obtention d'un cycle à rendement thermique maximum n'est pas un avantage sérieux par rapport à la machine à vapeur du moment que le cycle de cette dernière, celui de Rankine, en donne déjà un très voisin de ce maximum. D'ailleurs les principales pertes de la machine à vapeur ne proviennent pas de la différence entre le cycle de Carnot et le cycle décrit par l'intermédiaire vapeur ; elles proviennent du principe de la combustion externe qui établit une différence de température considérable entre les gaz du foyer et l'intermédiaire évoluant. Ce défaut existe dans les moteurs à air chaud comme dans la machine à vapeur. Mais il existe avec moins d'intensité, car il est possible d'avoir une température T_1 plus élevée

⁴ V. une théorie plus complète de ces machines dans HATON DE LA GOUPILLIÈRE.

que dans la chaudière, sans avoir les inconvénients des très fortes pressions : la perte au chauffage est donc diminuée. Ce serait là le véritable avantage théorique des moteurs que nous venons de décrire.

Malheureusement, le régénérateur est un organe qui fonctionne mal. De plus le cylindre chauffé est difficile à tenir. Aussi ces machines ne se sont-elles pas répandues.

299. Mais il est possible de faire des moteurs à air chaud sans régénérateurs. Imaginons (fig. 92) une pompe

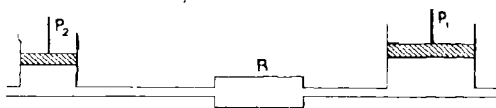


Fig. 92.

P_2 prenant de l'air à la pression atmosphérique p_a , le comprimant *adiabaticquement* à la pression p_1 , puis le re-

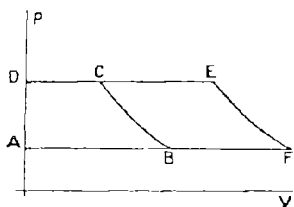


Fig. 93.

foulant dans une enceinte R où il est chauffé à pression constante par un calorifère. Un cylindre P_1 aspire l'air chaud, le détend *adiabaticquement* jusqu'à p_a et l'évacue à l'atmosphère. Le diagramme de Watt de la pompe sera ABCD, celui du cylindre P_1 sera DEFA. On produira le travail CEFB (fig. 93).

Ce genre de moteur a été réalisé par Belou en 1860 ; mais, en même temps, cet inventeur a eu l'idée très importante de chauffer l'air passant dans R non pas par un calorifère, mais en le faisant servir à la combustion du char-

bon. Le récipient R contient une grille sur laquelle le charbon est brûlé par l'air refoulé par P_2 . C'est la substitution du principe de la *combustion interne* à celui de la *combustion externe*, et, avec elle, la suppression de toute perte au chauffage. Après Belou, d'autres inventeurs (Benier) ont fait la compression et la détente dans le même cylindre, à l'intérieur duquel ils ont mis aussi le foyer : mais c'est toujours le même principe.

Le moteur à air chaud rejoint ainsi, par l'introduction de la combustion interne, le moteur à explosion. Le moteur Belou peut être considéré comme l'ancêtre des moteurs à compression préalable.

CHAPITRE II

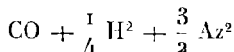
FONCTIONNEMENT THÉORIQUE DES MOTEURS A GAZ

§ 1. — COMBUSTIBLE EMPLOYÉ

300. Les combustibles employés dans les moteurs à combustion interne sont variés. Les machines du genre Belou ou Benier utilisent des combustibles solides; mais elles n'ont pas pris un grand développement. Malgré elles, malgré aussi les tentatives, peu heureuses, de moteurs à poussière de charbon, on peut dire que les moteurs à combustion interne, dans leur généralité, brûlent des combustibles gazeux, ou plus ou moins gazéiformes. C'est sous cette forme que nous les étudierons. On emploie le gaz d'éclairage, le gaz de gazogène, divers gaz qui sont des résidus industriels (de fours à coke et de hauts-fourneaux), les vapeurs de pétrole ou d'alcool. Le gaz de gazogène est fabriqué spécialement pour les moteurs, de sorte que la gazéification des combustibles solides est alors une partie intégrante de leur utilisation en vue de la production du travail. De même aussi la vaporisation des combustibles liquides tels que le pétrole ou l'alcool. Toutefois, comme dans bien des cas le moteur à combustion interne trouve un combustible gazeux tout formé, nous laisserons de côté, pour le moment, la gazéification et nous aborderons tout de suite l'emploi du combustible dans le cylindre.

Cependant, en vue de permettre les comparaisons ul-

térieures, nous adopterons, pour faire nos calculs numériques, le gaz suivant



qui peut être considéré sensiblement comme un gaz de gazogène produit par la gazéification à l'eau de 12 grammes de carbone.

Pour être brûlé, ce gaz exige une quantité d'air représentée par $\frac{5}{4} (\text{O} + 2 \text{Az}^2)$. En général, dans les moteurs à gaz, on brûle avec un excès d'air pour assurer la combustion complète et pour n'avoir pas une température excessive dans le cylindre : nous discuterons d'ailleurs plus loin cette pratique. Nous brûlerons donc notre gaz par $\frac{3}{2} (\text{O} + 2 \text{Az}^2)$, ce qui produira comme fumées $\text{CO}^2 + \frac{1}{4} \text{H}^2\text{O} + \frac{1}{8} \text{O}^2 + \frac{9}{2} \text{Az}^2$.

301. La nature du combustible n'est d'ailleurs pas entièrement indifférente. En choisissant un combustible déterminé, nous choisissons une certaine énergie utilisable $G_e - G_f$ et un certain pouvoir calorifique L_p . Rien ne dit d'ailleurs *a priori* que, à égalité de $G_e - G_f$ ou de L_p , les rendements énergétiques ou thermiques seront égaux, même dans des moteurs parfaits, avec des mélanges différents. Nous allons définir, pour les moteurs à gaz comme pour les machines à vapeur, une évolution complète Z et une évolution incomplète Y. Considérons les mélanges $\text{CO} + \frac{1}{2} \text{O}^2 + 2 \text{Az}^2$ d'une part et $\text{H}^2 + \frac{1}{2} \text{O}^2 + 2 \text{Az}^2$ de l'autre. Nous ne pouvons, dans

l'état actuel de la science, calculer leur énergie utilisable. Mais on a :

	$\text{CO} + \frac{1}{2} \text{O}_2 + 2 \text{Az}^2$	$\text{H}^2 + \frac{1}{2} \text{O}_2 + 2 \text{Az}^2$
Pouvoir L_p (eau condensée).	68	69
Evolution Z } avec	55	48
Evolution Y } une compression		
	30	27

Il y a donc quelques différences, avec des pouvoirs calorifiques voisins. Toutefois ces différences sont assez faibles et le gaz que nous avons choisi est assez voisin des gaz réellement utilisés pour qu'on puisse avoir confiance dans les résultats numériques que nous obtiendrons. D'ailleurs on évitera toute objection en n'attribuant à ces résultats qu'une valeur comparative.

Je n'ai pas besoin de faire remarquer que l'influence de la nature du combustible se trouverait également dans la machine à vapeur (chaudière).

§ 2. — LES ÉVOLUTIONS THÉORIQUES COMPLÈTE ET INCOMPLÈTE

Evolution sans compression préalable (Lenoir, Otto et Langen). — 302. Nous avons indiqué à l'article 71 l'évolution théorique à laquelle on peut rapporter le fonctionnement des premiers moteurs à gaz :

1° Admission AC du mélange explosif à la température T_0 ;

- 2° Explosion CD à volume constant ;
- 3° Détente adiabatique DE jusqu'à la température T_0 ;
- 4° Compression isotherme EF ;
- 5° Evacuation FA.

La figure 94 représente cette évolution sur un diagramme d'indicateur de Watt.

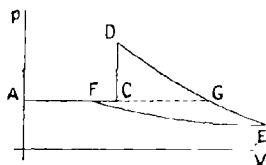


Fig. 94.

303. L'ancien moteur atmosphérique d'Otto et Langen fonctionnait approximativement suivant cette évolution.

Il se composait d'un long cylindre dont le piston agissait sur l'arbre par un mécanisme spécial, muni d'un encliquetage, qui permettait le fonctionnement suivant.

L'arbre en tournant entraînait le piston, produisant l'aspiration AC du mélange.

En C, le mélange était allumé et faisait explosion CD. Cette explosion lançait en avant, comme un boulet, le piston qui se débrayait alors de l'arbre. Les gaz, se détendant derrière le piston, développaient sur lui le travail cDEe ; d'autre part, sur l'autre face, la pression atmosphérique développait le travail résistant cCKe.

Le piston s'arrêtait quand ces deux surfaces étaient devenues égales, c'est-à-dire quand CDG égalait GKE.

(Nous négligeons le poids du piston, ou nous supposons simplement le cylindre horizontal). La pression atmosphérique ramenait alors le piston en arrière, développant le travail eKAO, et, pendant ce retour, la liaison se réta-

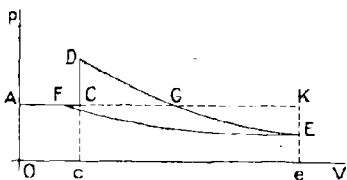


Fig. 95.

blissait entre le piston et l'arbre. D'ailleurs, derrière le piston, les gaz brûlés étaient comprimés, donnant un travail résistant $eEFAO$.

Le travail produit par ce moteur était celui qui s'exerçait sur le piston quand celui-ci était lié à l'arbre. C'était donc le travail de la pression atmosphérique $eKAO$ diminué du travail $eEFAO$, c'est-à-dire, en vertu de l'égalité entre CDG et GKE , le travail $CDEFC$.

Sans doute le point E n'est pas déterminé, dans cette évolution, par la condition que la température y soit la température ambiante T_0 , comme dans le diagramme théorique précédent. Mais la caractéristique du fonctionnement du moteur Otto et Langen est que la détente des gaz les fait descendre au-dessous de la pression atmosphérique et que la loi de la détente DE n'est pas la même que celle de la compression EF : c'est bien là une réalisation approximative de l'évolution théorique. La différence entre la loi de la détente et celle de la compression provient du fait que le cylindre est refroidi par un courant d'eau. Pendant le retour du piston, sa vitesse est relativement lente; aussi EF est-elle une compression refroidie, se rapprochant de l'isotherme. Pendant l'aller, où le piston est lancé comme un projectile, l'action du courant d'eau est moins sensible et DE se rapproche de l'adiabatique; d'ailleurs l'effet de l'eau pendant cette détente en fait une détente refroidie, plus raide que l'adiabatique et accentue encore la différence entre les deux courbes DE et EF .

304. Bien que le moteur atmosphérique ait donné d'excellents résultats économiques, comme sa construction était compliquée, il a aujourd'hui disparu et avec lui ont disparu, de la pratique des moteurs à gaz actuels, les dé-

tentes poussées au-dessous de la pression atmosphérique. Les moteurs modernes font tous comme le moteur primitif de Lenoir : ils détendent les gaz au plus jusqu'à la pression atmosphérique en G. Le moteur Lenoir primitif se composait d'un cylindre ordinaire avec piston, bielle et manivelle. Il aspirait (fig. 95) suivant AC ; le gaz faisait explosion en CD, se détendait en DG, puis était évacué suivant GA.

305. Reportons-nous à la figure 94. L'évolution théorique sera l'évolution ACDEF et le pouvoir énergétique Z du mélange sera la surface de ce tracé. Nous considérons aussi l'évolution théorique incomplète ou évolution Y qui sera ACDGA. Il y a, dans l'évolution Y une perte qui n'existe pas dans l'évolution Z. Les gaz s'échappent, en G à une température supérieure à T_0 . Ils se refroidissent alors à l'atmosphère, d'où une perte qui est précisément mesurée par la surface GEF (32). Nous appellerons cette perte *Perte à l'échappement*.

Il est parfois commode de se représenter les fumées se refroidissant, après l'évolution Y, dans un long tuyau d'échappement où règne la pression atmosphérique et d'où ils sont déversés à l'atmosphère dans le même état qu'après l'évolution Z.

306. Il est très facile de faire le calcul numérique du diagramme de l'indicateur, sur tel ou tel exemple qu'on se propose. Nous désignerons par p , T , σ la pression, la température, et le volume moléculaire, par N le nombre de molécules et nous affecterons ces lettres des indices C, D, E, F pour marquer que ces quantités sont considérées aux points C, D, E, F.

Soit L_v le pouvoir calorifique à volume constant à la température T_0 de la quantité de mélange que l'on considère. En C la température T_c vaut T_0 . En D elle est donnée par

$$L_v = \int_{T_0}^{T_D} c dT = N_D \int_{T_0}^{T_D} (m_D + n_D T) dT,$$

c étant la capacité calorifique à volume constant du mélange considéré, qui est supposé de la forme de Mallard et Le Chatelier (41). On détermine ainsi T_D .

La pression p_D est donnée par

$$\frac{p_D}{p_a} = \frac{N_D T_D}{N_C T_0}.$$

La courbe de détente DE est une adiabatique dont l'équation est, en désignant par V le volume total :

$$m_D \mathcal{E} p + (m_D + R) \mathcal{E} \frac{V}{N_D} + n_D \frac{pV}{N_D R} = \text{constante}.$$

La courbe EF est une isotherme $pV = N_D RT_0$.

Il est donc très facile de calculer le diagramme.

Faisons ce calcul sur le gaz

$$\text{CO} + \frac{1}{4} \text{H}^2 + \frac{3}{2} \text{Az}^2$$

brûlé par la quantité d'air

$$\frac{3}{2} (\text{O} + 2\text{Az}^2).$$

La température T_0 est supposée égale à 273 et le mélange

gazeux est admis à cette température ($T_c = T_0$). On trouve

Tableau VIII	}	$T_c = T_0 = 273$ $T_b = 2155$ $T_a = 1500$.
		$P_D = 7,1 P_A$
		Evolution Z 60,6 Perte à l'échappement 40,1
		Evolution Y 20,5

Ces nombres montrent l'importance de la perte à l'échappement et font voir combien il est regrettable que les commodités de la construction aient conduit à abandonner le fonctionnement qui permettait de faire descendre la pression au-dessous de la pression atmosphérique.

Compression préalable (Beau de Rochas, Otto). — 307. Heureusement on a pu perfectionner dans une autre voie les moteurs à gaz.

Contrairement en effet à ce qui arrive pour la machine à vapeur, l'évolution théorique Z n'est pas entièrement déterminée dans les moteurs à gaz ; on peut en imaginer de variées, entraînant chacune l'évolution Y correspondante. Le pouvoir énergétique d'un même combustible est donc différent, dans les moteurs à gaz, suivant la manière dont on fera l'évolution théorique ; dans la machine à vapeur, au contraire, tout était rapporté à la même évolution théorique.

308. Le plus grand perfectionnement des évolutions Z et Y a été imaginé par Beau de Rochas et réalisé par Otto ; c'est la compression.

Le moteur admet (fig. 96) le gaz suivant AB et le comprime adiabatiquement suivant BC. L'explosion se produit alors CD; puis viennent une détente adiabatique DE jusqu'à la température T_0 , une compression isotherme EF et une évacuation FA. C'est là l'évolution Z. Dans l'évolution Y la détente est arrêtée en G et l'évacuation est GA.

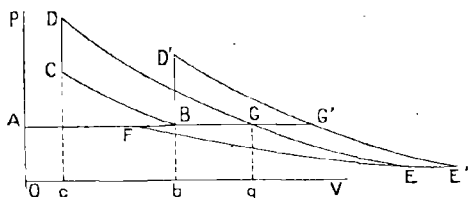


Fig. 96.

C'est le fonctionnement à quatre temps, à explosion et à compression préalable. Sa réalisation pratique complète exigerait des courses inégales au piston

- 1° Admission Ob ;
- 2° Compression bc ;
- 3° Détente cg ;
- 3° Evacuation gO .

Nous verrons en parlant des pertes par rapport aux évolutions théoriques, qu'on ne le réalise qu'approximativement. Ici nous le supposons réalisé exactement par un procédé quelconque.

309. Montrons que l'introduction de la compression BC est avantageuse, c'est-à-dire que, si l'on utilise le volume AB de gaz par une évolution BD'E'F sans compression, on obtient moins de travail qu'avec la compres-

sion. Pour plus de généralité, je montrerai (fig. 97) qu'une compression BC est toujours plus avantageuse qu'une compression moindre BC'.

Il s'agit de faire voir que aire BCDEF > BC'D'E'F.

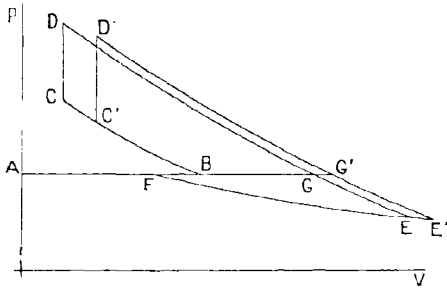


Fig. 97.

On suppose, bien entendu, que le degré de combustion est le même (sensiblement complet) en C'D' et en CD. Il suffit alors de raisonner comme à l'article 78 pour voir que D'E' est au-dessus de DE et que les grandeurs des aires sont bien comme nous venons de le dire,

Les évolutions Z ne présentant qu'une perte, celle de la combustion, nous venons de prouver que la compression élevée a pour effet de faire réaliser la combustion dans des conditions avantageuses, ou de diminuer la perte par combustion. Cela se comprend d'ailleurs : l'élévation de la compression, en élevant la température, rapproche le mélange de la région de dissociation.

Que se passe-t-il pour les évolutions Y? Dans une évolution Y, il y a deux pertes : la perte par la combustion et la perte à l'échappement. Une forte compression diminue la première ; c'est ce qu'on vient de démontrer. Elle di-

minue aussi la seconde puisque les gaz, s'échappant en G au lieu de G' (fig. 97), s'échappent moins chaud. Dans les évolutions Y, la compression est donc également avantageuse et même elle l'est pour deux raisons.

310. Il est bien entendu que nos démonstrations tombent en défaut si la compression est tellement forte que, le mélange se trouvant trop rapproché de la région de dissociation, sa combustion devient incomplète. Il est alors difficile de dire ce qui se passera.

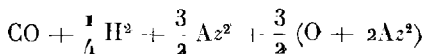
Il faut aussi signaler une autre limite aux fortes compressions. Il ne faut pas songer à produire une compression assez grande pour élever la température du mélange sensiblement au-dessus de sa température d'inflammation¹, ce qui donnerait des inflammations prématurées.

311. Le calcul numérique des diagrammes à quatre temps est aussi facile que celui des diagrammes sans compression préalable. Il y a simplement à calculer la courbe BC en plus. L'élévation de température produite par l'explosion se calcule toujours par

$$L_v = \int_{T_c}^{T_D} c_v dT$$

seulement L_v n'est plus le pouvoir calorifique à T_0 . C'est le pouvoir calorifique dans les conditions du point C, soit à la température T_c . Il peut se déduire du pouvoir à T_0 par les formules de Kirchhoff (55).

Faisons le calcul pour le mélange



¹ Voir sur ce sujet JOUGUET, 7.

en supposant une compression $\frac{P_c}{P_b} = 10$. On trouve

Tableau IX	}	$T_B = T_O = 273$	$T_C = 527$	$T_D = 2290$	$T_E = 1143$	
		$P_C = 10 P_B$	$P_D = 39,2 P_B$			
		Evolution Z 64,5				
		Evolution Y 40,6.				Perte à l'échappement 23,9

Ces nombres, comparés à ceux de l'article 306, font voir l'avantage de la compression.

Combustion à pression constante. — 312. Belou et Brayton ont introduit dans la pratique l'usage de la combustion à pression constante au lieu de l'explosion à volume constant.

Imaginons donc l'évolution suivante (fig. 98) :

1° Aspiration AB à la température T_0 ,

2° Compression adiabatique BC,

3° Combustion à pression constante CD,

4° Détente adiabatique DE,

5° Compression isotherme EF à T_0 ,

6° Évacuation FA.

C'est une nouvelle évolution Z. Dans l'évolution Y correspondante la détente est arrêtée en G et elle est immédiatement suivie de l'évacuation GA.

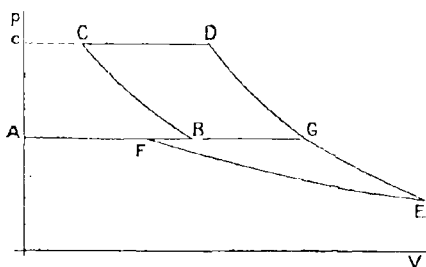


Fig. 98.

On peut se demander comment on réalisera la combustion à pression constante. Nous avons vu déjà (299) comment faisait Belou dans ses machines à combustible solide, en employant deux cylindres. Avec un combustible gazeux on peut procéder un peu différemment. Il faut toujours avoir deux cylindres. Dans l'un on aspire AB le mélange explosif, on le comprime BC et on le refoule Cc dans un réservoir. Dans l'autre, on aspire le mélange comprimé en l'enflammant à son entrée dans le cylindre, à la manière d'un bec Bunsen (cD), puis on le détend (DE) on le comprime et on l'évacue (EFA). Le moteur Brayton était, lui, à pétrole. Il ne comprimait dans le 1^{er} cylindre que l'air, qui se chargeait ensuite de vapeur et de gouttelettes de pétrole en passant sur un carburateur placé entre le 1^{er} et le 2^e cylindre; le mélange s'enflammait à son entrée dans le second cylindre.

313. On peut comparer l'évolution Belou-Brayton avec l'évolution Beau de Rochas-Otto. Nous supposons la même compression et, naturellement, le même degré de combustion dans les deux cas.

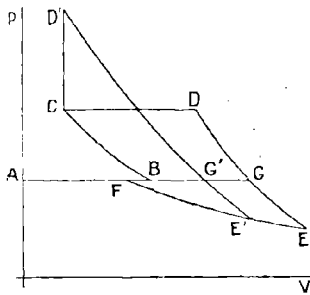


Fig. 99.

Pour les évolutions Z, il faut comparer l'aire BCDEF (fig. 99) avec l'aire BCD'E'F'. Il suffit de raisonner comme à l'article 78 pour voir que D'E' est au-dessous de DE et que la première

surface est plus petite que la seconde.

La perte par la combustion est donc plus faible dans le moteur à explosion que dans le moteur à combustion.

Les évolutions Y présentent, outre la perte par la combustion, la perte à l'échappement. Nous venons de voir que la première perte est plus forte dans le cas de la combustion que dans le cas de l'explosion. Il en est de même de la seconde, car les gaz s'échappent plus chauds en G qu'en G'.

Le moteur à combustion a donc un rendement inférieur à celui du moteur à explosion, aussi bien en ce qui concerne les évolutions Y qu'en ce qui concerne les évolutions Z.

Il convient de remarquer d'ailleurs que notre démonstration ne suppose pas que la combustion se fait à pression constante. Elle s'appliquerait à toute espèce de loi de la combustion, donnant pour CD une courbe quelconque, montante ou descendante, mais située à droite de CD' sur la figure, pourvu toutefois qu'elle soit adiabatique. Nous avons donc prouvé que la combustion la plus avantageuse dans un moteur à gaz était la combustion à volume constant¹.

314. En principe donc le moteur à combustion est inférieur au moteur à explosion. Mais cette infériorité peut être corrigée. On peut, en effet, dans le moteur à combustion réaliser des compressions très fortes sans avoir

¹ Ce fait a été déjà démontré par M. LETOMBE avec les hypothèses de la théorie cyclique (V. LETOMBE) MM. LECORNU et MÉRI-GEAULT se sont affranchis de ces hypothèses. La démonstration que nous donnons a l'avantage de faire voir ce que deviennent, quand le mode de combustion change, les deux pertes par la combustion et à l'échappement (Voir JOUGRET, 7).

à craindre d'inflammations prématurées. Il suffit de comprimer à part l'air et le combustible et de mélanger ensuite l'un et l'autre progressivement, au fur et à mesure de la combustion. C'est à peu près ce qui passe dans le moteur à pétrole Diesel. On y comprime l'air à 35 atmosphères, puis on y injecte un jet de pétrole qui s'enflamme et brûle comme un bec de gaz. D'ailleurs la température développée dans l'air par la compression de 35 atmosphères a été telle que le pétrole s'enflamme spontanément à l'admission sans qu'il soit nécessaire d'avoir un allumeur. Ainsi compris, le moteur à combustion se prête aux très fortes compressions, et par suite donne de très bons rendements. Il est facile de voir en effet que, dans le moteur à combustion comme dans le moteur à explosion, les fortes compressions sont avantageuses.

315. Le calcul numérique d'un diagramme à combustion se fait comme celui d'un diagramme à explosion. La combustion se faisant à pression constante, il suffit de substituer L_p à L_v dans le calcul T_v . Pour notre gaz type,

avec une compression $\frac{p_c}{p_b} = 10$, on trouve

Tableau X	}	$T_A = T_0 = 273$	$T_C = 527$	$T_D = 2000$	$T_G = 1286$
		$p_C = 10 p_B$	$p_D = 10 p_B$		
		Évolution Z	62,6.		
		Évolution Y	32,6.		Perte à l'échappement 30.

Compression isotherme. — 316. M. Vermand a proposé de remplacer la compression adiabatique préalable par une compression isotherme.

Supposons que, dans la figure 96, la compression BC

soit l'isotherme T_0 des gaz non brûlés. Il y a alors de la chaleur cédée à la source T_0 , mais sans perte, puisque la différence de température est infiniment petite. L'évolution complète ne comporte donc encore, dans ce cas, que la perte par combustion. Il est facile de comparer ce que cette perte est ici à ce qu'elle est dans le fonctionnement par compression adiabatique. Il suffit de prendre la formule

$$\begin{aligned} \delta' - \delta = & T_0 N_b \left[m_b \mathcal{L} \frac{T'_b}{T_b} + n_b (T'_b - T_b) + R \mathcal{L} \frac{\sigma'_b}{\sigma_b} \right] \\ & - T_0 N_c \left[m_c \mathcal{L} \frac{T'_c}{T_c} + n_c (T'_c - T_c) + R \mathcal{L} \frac{\sigma'_c}{\sigma_c} \right] \end{aligned}$$

de l'article 77. Les lettres accentuées se rapporteront à la marche en compression isotherme. On a d'ailleurs $\sigma_c = \sigma_b$, $\sigma'_c = \sigma'_b$ (le moteur est à explosion) ainsi que $T'_c < T'_b$ et $T'_b < T_b$. Nous ferons la comparaison en admettant que les deux compressions, isotherme et adiabatique, donnent la même pression finale $p'_c = p_c$.

Dans une première approximation, on peut admettre, les mélanges utilisés dans l'industrie étant assez fortement dilués, que la contraction produite par la combustion est faible, et par suite que $N_c = N_b$: avec le gaz que nous avons pris pour exemple $N_c = 6,5$, $N_b = 5,875$. On peut admettre aussi que les capacités calorifiques des gaz brûlés et des gaz frais sont sensiblement les mêmes. Ces hypothèses entraînent (les formules de Kirchhoff le montrent) la conséquence que le pouvoir calorifique ne varie pas avec la température.

La manière dont sont déterminés T_b et T'_b au moyen du pouvoir calorifique montre alors que, si on tient compte

de la croissance des chaleurs spécifiques avec la température, on a

$$T'_d - T'_c > T_d - T_c$$

et par suite

$$\frac{T'_c}{T_c} < \frac{T'_d}{T_d} < 1$$

De ces inégalités et des hypothèses faites sur les N et les m, n , on tire sans peine que $\delta' - \delta$ est positif. La perte est donc plus forte avec la compression isotherme.

Il convient maintenant de compléter ce raisonnement par un calcul numérique, pour voir si les approximations qu'on y a faites ne le font pas tomber en défaut. On vérifie facilement (voir les nombres ci-après) qu'il n'en est rien. Le résultat obtenu se comprend d'ailleurs parfaitement : dans la marche en compression isotherme, la combustion, se faisant à partir d'une température plus basse, se produit plus loin de la région de dissociation et donne une irréversibilité plus grande. On peut presque dire que cette simple remarque suffit à justifier le fait.

Au point de vue des évolutions Z , la compression isotherme est donc désavantageuse. Pour l'évolution Y où la perte à l'échappement est, elle aussi, modifiée, on ne peut rien dire *a priori*. Le calcul numérique montre alors que l'évolution Y avec compression isotherme est, au contraire, supérieure à l'autre. On trouve en effet, avec $\frac{p_c}{p_d} = 10$

Tableau XI	{	$T_b = T_0 = 273$ $T_c = 273$ $T_d = 2155$ $T_e = 910$	
		$p_b = 10 p_a$ $p_d = 71 p_a$	
		Évolution Z 59,3	Perte à l'échappement 15,7
		Évolution Y 43,6	

Nous avons établi la comparaison en supposant que la compression isotherme donnait même rapport des pressions $\frac{p_c}{p_b}$ que la compression adiabatique. On pourrait la faire en admettant que c'est le rapport des volumes $\frac{V_c}{V_b}$ qui est conservé. Alors p'_c serait plus faible que p_c . On trouverait dans ce cas que la compression isotherme est désavantageuse, non seulement au point de vue de Z mais aussi à celui de Y. Nous reviendrons d'ailleurs là-dessus (347).

317. Comme on peut toujours supposer que la machine sera établie pour donner le rapport $\frac{p_c}{p_n}$ que l'on voudra, comme d'autre part les moteurs à gaz industriels fonctionnent suivant l'évolution Y, on voit qu'il y aurait un certain intérêt à y faire de la compression isotherme. Toutefois l'augmentation du rendement qu'on peut attendre de cette pratique, à compression égale, n'est pas très considérable.

Mais la compression isotherme présente un autre avantage plus sérieux. Elle permet de faire de très fortes compressions sans avoir à craindre d'inflammations prématurées; or les fortes compressions sont aussi bonnes en marche isotherme qu'en marche adiabatique¹. Il faut dire, il est vrai, que cet avantage est acheté par une très forte élévation de la pression explosive p_b ; le rapport $\frac{p_b}{p_c}$ est d'autant plus grand que $\frac{T_D}{T_C}$ est plus grand; or $\frac{T_D}{T_C}$ est

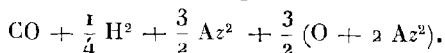
¹ Voir la note dans l'erratum à la fin du volume.

plus grand (316) dans la marche en compression isotherme que dans la marche en compression adiabatique.

Mais comment peut-on réaliser une compression isotherme ? M. Schreber propose d'injecter, pendant la compression, le combustible liquide qui se vaporisera ; cela abaissera la température, si la chaleur de vaporisation est suffisante (alcool). On peut aussi faire une abondante injection d'eau à l'aspiration, ou mieux pendant la compression. Mais alors, si on ne veut pas comprimer dans un cylindre à part, comme le propose Vermand, — ce qui serait un peu compliqué —, l'eau va jouer un rôle pendant les phases suivantes de l'évolution. Quel sera ce rôle ?

Injection d'eau. — 318. Si l'on compare une évolution avec injection d'eau à une évolution sans injection d'eau, toutes deux avec la même compression, on peut affirmer que la première sera inférieure à la seconde. L'injection d'eau diminue certainement le pouvoir énergétique Z d'abord parce qu'elle constitue, les gaz se mélangeant avec l'eau dont une partie se vaporise dès le début, une véritable diffusion irréversible, ensuite parce que les températures de la combustion sont fortement abaissées, ce qui éloigne la réaction de la région de dissociation. Pour l'évolution Y , la température T_G est abaissée, d'où une tendance à la diminution de la *perte à l'échappement*. Mais le calcul numérique montre que cette circonstance ne contrebalance pas l'abaissement du pouvoir énergétique Z^4 .

Voici un calcul fait en supposant une injection de 54 grammes d'eau dans le mélange



⁴ Voir SCHREBER.

C'est une très forte injection, environ 0^{sr},65 d'eau par calorie de pouvoir calorifique; dans la pratique, le moteur Banki injecte environ 0^{sr},35 par calorie de pouvoir calorifique. Notre calcul exagérera donc les effets de l'injection d'eau

Tableau VII	{	$T_D = T_0 = 273$	$T_C = 343$	$T_D = 1230$	$T_C = 522$	
		$p_C = 10 p_n$	$p_D = 46,7 p_n$			
		Evolution Z 45		Perte à l'échappement 13		
		Evolution Y 32				

319. A égalité de compression donc, l'injection d'eau diminue les rendements théoriques. Mais elle présente l'avantage signalé plus haut de permettre les fortes compressions sans inflammations prématurées (moteur Banki). Et l'on peut remarquer que la présence de la vapeur d'eau dans le mélange écarte l'inconvénient, que nous avons trouvé à la compression isotherme sans eau, d'augmenter la pression explosive p_n . Ici la pression explosive n'est pas exagérée.

Nous rencontrerons un autre avantage de l'injection d'eau dans la diminution des pertes par les parois.

Dilution des gaz. Gaz pauvres. — 320. Nous savons que la marche avec des gaz dilués augmente la perte par la combustion, c'est-à-dire diminue le pouvoir énergétique Z. On l'a montré pour le cas où il n'y a pas de compression (79). On peut raisonner de même quand il y a compression.

D'autre part, dans la marche avec gaz très dilués, toutes les températures sont abaissées, notamment celle de l'échappement. On ne sait donc pas très bien ce que va faire la dilution aux évolutions Y.

Quand on étudie la question par la méthode de M. Witz (voir 332) et en supposant les chaleurs spécifiques constantes, on montre qu'il y a inconvénient, même pour les évolutions Y, à diluer les gaz. D'autre part, les calculs numériques exécutés sur les diagrammes de Watt en adoptant les chaleurs spécifiques de Mallard et Le Chatelier donnent au contraire, pour les évolutions Y, un certain avantage en faveur de la marche en grande dilution.

On obtient en effet les résultats suivants.

Tableau XIII	{	Gaz CO + $\frac{1}{4}$ H ₂ + $\frac{3}{2}$ Az ₂ avec 2(O + 2Az ₂)
		T _A = T ₀ = 272 T _C = 527 T _D = 2088 T _G = 1000
		p _C = 10 p _B p _D = 36,4 p _B
		Evolution Z 63,4
		Perte à l'échappement 21,6
		Evolution Y 41,8

Tableau XIV	{	Gaz CO + $\frac{1}{4}$ H ₂ + $\frac{3}{2}$ Az ₂ avec 3(O + 2Az ₂)
		T _A = T ₀ = 273 T _C = 527 T _D = 1792 T _G = 824
		p _C = 10 p _B p _D = 32 p _B
		Evolution Z 61,2
		Perte à l'échappement 18,6
		Evolution Y 42,6

Les résultats annoncés ressortent de la comparaison de ces chiffres entre eux et avec ceux de l'article 311.

Il est certain que l'avantage que l'on trouve ici pour Y tient à la variation des chaleurs spécifiques avec la température. Cet avantage est d'ailleurs faible, et l'exactitude des chaleurs spécifiques de Mallard et Le Chatelier est peut être insuffisante pour qu'on ait le droit d'affirmer d'une manière absolue qu'il existe. Mais ce qu'il semble

bien qu'on peut dire, c'est que la croissance non douteuse des chaleurs spécifiques avec la température tend au moins à rendre peu à craindre une action défavorable de la dilution sur le rendement. Cela explique en partie pourquoi les moteurs à gaz ont si bien marché avec des gaz relativement pauvres. Nous en trouverons plus tard une autre explication.

Influence de la température initiale. — 321. Nous avons supposé jusqu'ici que le mélange était admis dans le moteur à la température T_0 du milieu ambiant et à la pression atmosphérique p_a .

Il y a des cas où le combustible est fourni à une température supérieure à T_0 . Il est donc intéressant de se demander comment fonctionnera un moteur avec une température d'admission T_A plus grande que T_0 . Nous continuerons à supposer que la pression d'admission est la pression atmosphérique : on pourrait s'affranchir de cette hypothèse, mais cela ne paraît pas utile dans l'étude des moteurs actuels.

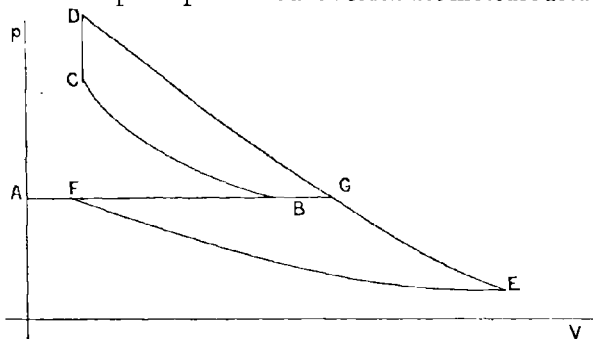


Fig. 100.

L'évolution Z, qui ne comprend comme phénomène irréversible que la combustion, sera la suivante (fig. 100)

- 1° Admission AB à la température T_A ;
- 2° Compression BC adiabatique ;
- 3° Explosion CD (ou combustion à volume constant) ;
- 4° Détente adiabatique DE ;
- 5° Compression isotherme EF à la température T_0 ;
- 6° Evacuation FA ;

L'évolution Y fera cesser la détente DE en G et se termine par l'évacuation GA.

C'est la même chose que tout à l'heure, sauf que, la température T_F étant toujours égale T_0 , la température $T_A = T_B$ est supérieure à T_0 .

322. Supposons que nous disposions ainsi d'un gaz chaud. Nous pouvons :

ou bien l'utiliser directement par le processus qui vient d'être décrit ;

ou bien le refroidir à pression constante jusqu'à la température T_0 , puis l'utiliser par l'évolution ordinaire partant de la température T_0 .

Dans les deux cas, on va du même état initial au même état final, et cela au contact de la source T_0 . Il est évident que, si on emploie les évolutions complètes Z dans les deux cas, la seconde méthode sera plus mauvaise que la première, parce qu'elle comporte une perte en plus, au moment du refroidissement préalable, et que, de plus, la combustion s'y faisant plus loin de la région de dissociation, la perte par la combustion y est plus grande. Mais si on emploie, dans les deux cas, l'évolution Y, on ne peut plus rien dire. En effet la perte à l'échappement est notablement plus faible avec la seconde méthode : il se pourrait qu'elle compensât la perte au refroidissement préalable et l'accroissement de la perte par la combustion.

Nous montrerons approximativement plus loin (331), en supposant constantes les chaleurs spécifiques des gaz, que le travail recueilli en alimentant le moteur avec du gaz froid est supérieur à celui que produit le gaz chaud (la même valeur de la compression $\frac{P_c}{P_b}$ étant conservée). La variabilité des chaleurs spécifiques avec la température accentue ce résultat, car, avec elle, la détente adiabatique DG a moins d'efficacité pour refroidir les gaz, le rapport $\frac{C}{c}$ des chaleurs spécifiques étant voisin de 1 aux hautes températures. C'est ce qu'on vérifie facilement par des calculs numériques. On trouve en effet, avec

$$CO + \frac{1}{4} H^2 + \frac{3}{2} Az^2 + \frac{3}{2} (O + 2Az^2) \text{ et } \frac{P_c}{P_b} = 10$$

Tableau XV Gaz chauds	}	$T_0 = 273$	$T_A = T_B = 533$	$T_C = 991$
			$T_D = 2555$	$T_G = 1465$
			$P_C = 10 P_B$	$P_D = 23,2 P_B$
			Evolution Z 72,1	Perte à l'échappement 38,1
			Evolution Y 34,0	

La comparaison de ces nombres avec ceux de l'article 311 montre à la fois l'augmentation de Z et la diminution de Y produites par l'élévation de la température T_A .

323. Cette remarque a une certaine importance. Divers constructeurs, frappés de la grandeur de la perte à l'échappement, ont proposé de la récupérer en se servant des gaz de l'échappement pour réchauffer les gaz de l'admission. Cette pratique ne saurait avoir l'avantage qu'ils recherchent. En augmentant la température d'admission,

on augmenterait la perte à l'échappement et on diminuerait le travail produit.

§ 3. — FORMULES POUR L'ÉVOLUTION INCOMPLÈTE

324. L'application du principe de l'équivalence permet d'obtenir diverses formules pour l'évolution théorique incomplète Y^1 . Les plus importantes sont les suivantes, qui sont dues à M. MÉRIGEULT ².

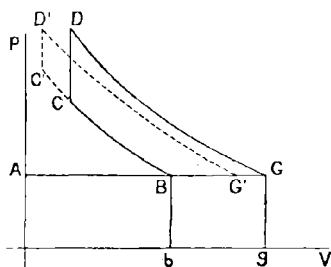


Fig. 101.

Considérons le mélange enfermé dans le cylindre en B. Il passe ensuite à l'état G par une transformation *entièrement adiabatique*, au cours de laquelle les forces extérieures agissant sur lui, savoir l'action du piston, développent un travail négatif

représenté en valeur absolue par l'aire $bBCDGG'$. En admettant que la masse de gaz enfermée est égale à l'unité, l'équation de l'équivalence donne

$$\text{aire BCDG} + p_a(\sigma_G - \sigma_B) = U_B - U_G$$

Le travail produit par le moteur τ est donc

$$(63) \quad \tau = (U + p_a\sigma)_B - (U + p_a\sigma)_G$$

Nous pouvons introduire le pouvoir calorifique à pres-

¹ V. MARCHIS, I; LECORNU.

² V. MÉRIGEULT.

sion constante L_p dans les conditions p_a, T_b . Si on désigne par U' et σ' l'énergie interne et le volume spécifique du mélange complètement brûlé à la température T_b et à la pression p_a , on sait que

$$L_p = (U + p_a\sigma)_b - (U' + p_a\sigma')$$

On a donc

$$\tau = L_p + (U' + p_a\sigma') - (U + p_a\sigma)_c$$

Les lettres U', σ' et U_c, σ_c se rapportent au même gaz chimique, porté, sous la même pression p_a , à des températures différentes. Si C est la chaleur spécifique à pression constante des gaz brûlés, on a

$$(U + p_a\sigma)_c - (U' + p_a\sigma') = \int_{T_b}^{T_c} C dT$$

et par suite

$$(6.4) \quad \tau = L_p - \int_{T_b}^{T_c} C dT.$$

C'est là la formule de M. Mérieux. Elle permet la discussion de plusieurs problèmes relatifs à l'évolution incomplète.

325. Servons-nous-en, par exemple, pour montrer l'avantage de la compression.

Si on augmente la compression, l'évolution devient $BC'D'G'$. L_p ne change pas. $D'G'$ étant une adiabatique se rapportant aux mêmes gaz que DG est toute entière au-dessus ou au-dessous de DG . Si elle était au-dessus, T_c' serait supérieur à T_c et par suite τ' serait inférieur à τ , ce qui serait en contradiction avec la figure. Il faut donc qu'elle soit au-dessous, par suite $T_c' < T_c$ et, en vertu de

(64), τ' est supérieur à τ . La compression augmente donc le travail produit par une masse donnée de gaz.

Par une voie analogue, la formule de M. Mériageult permet de montrer l'infériorité de la combustion à pression constante par rapport à la combustion à volume constant.

§ 4. — LA THÉORIE CYCLIQUE

Principes de la théorie cyclique. -- 326. Prenons un moteur quelconque, par exemple le moteur à compression et à explosion, le gaz étant admis à une température $T_A > T_0$. Nous allons voir qu'on peut réaliser son évolution par une autre voie, en adoptant le mode à feu externe. Ce que nous allons dire est une généralisation des considérations de l'article 72.

Imaginons d'abord que la machine évolue suivant l'évolution théorique complète Z.

Admettons (fig. 102) le mélange gazeux dans le cylindre à la température T_A , suivant AB. Comprimons-le en BC et faisons-le exploser suivant CD. Au point D, arrêtons-nous. Le cylindre a dépensé un travail t .

Refroidissons maintenant les gaz brûlés de D en C' de manière à revenir à la température T_0 du point C. La pression $p_{c'}$ est alors généralement différente de p_c . Détendons ensuite adiabatiquement les gaz brûlés jusqu'à la pression atmosphérique p_a , au point B'. Refroidissons-les ensuite à pression constante de B' en F jusqu'à la température T_0 . Puis évacuons-les suivant FA. Le cylindre, dans toutes ces transformations, a produit un travail t' .

Mais les refroidissements exécutés de D en C' d'abord,

de B' en F ensuite, le seront par un processus réversible au contact de la source T_0 . Pour cela, nous prendrons

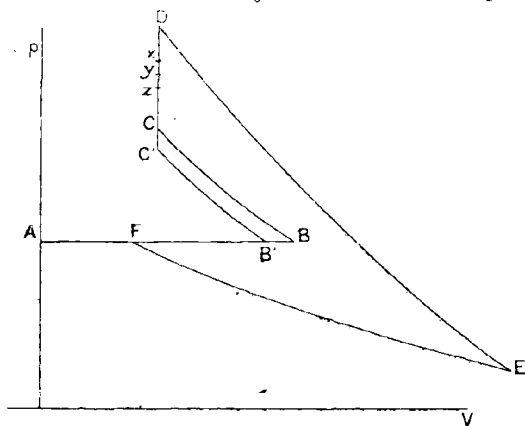


Fig. 102.

une masse μ de gaz brûlés, identique à la masse que nous faisons évoluer et que nous désignerons par M . Le refroidissement de M de $T + dT$ à T , entre les points x et y par exemple, peut servir à réchauffer de $T - dT$ à T , entre les points z et y , la masse μ . A la limite dT étant infiniment petit, le refroidissement de M suivant $C'D$ peut servir à réchauffer μ depuis l'état C' jusqu'à l'état D , et de même le refroidissement de M entre B' et F peut réchauffer μ de F à B' . Il faut imaginer, pour cela, un fonctionnement continu, et non l'évolution d'une masse M isolée, et une circulation méthodique de μ au contact de M .

Faisons alors décrire à μ un cycle composé des transformations suivantes :

1° Echauffement FB' par la masse M ;

- 2° Compression adiabatique B'C' ;
- 3° Echauffement C'D par la masse M ;
- 4° Détente adiabatique DE ;
- 5° Compression isotherme EF à T_0 .

Ce cycle produit un travail l'' .

Nous avons constitué ainsi une machine à feu externe, formée des deux corps M et μ , dans laquelle M est le corps actif et μ un intermédiaire. Dans cette machine, le corps actif part du même état initial et aboutit au même état final que dans le moteur ordinaire ; tous les échanges de chaleur sont ou intérieurs ou avec la source T_0 ; enfin les phénomènes irréversibles (combustion) sont les mêmes que dans la machine ordinaire fonctionnant suivant l'évolution complète Z. Par suite le travail total $l'' + l' - l$ recueilli est le même que dans la première machine. Le fait est d'ailleurs évident sur la figure.

327. Si la machine à feu interne fonctionne suivant l'évolution incomplète Y, nous opérerons de même. Seulement le cycle que nous ferons décrire à la masse μ sera le suivant :

- 1° Echauffement FB' par la masse M ;
- 2° Compression adiabatique B'C' ;
- 3° Echauffement C'D par la masse M ;
- 4° Détente adiabatique DG ;
- 5° Refroidissement irréversible GF à pression constante.

Encore ici, nous avons une machine fictive à feu externe où le corps actif revient au même état que dans la machine à feu interne, où l'évolution se fait au contact de la source T_0 et où les irréversibilités (combustion, refroidissement des gaz brûlés de G en F) sont les mêmes que dans la machine à feu interne. Si l'' désigne maintenant le

travail du nouveau cycle décrit par μ , le travail $l' + l'' - l$ est égal au travail fourni par la machine à feu interne fonctionnant suivant l'évolution incomplète Y.

328. Mais avec les mélanges généralement utilisés dans les moteurs, la dilution des gaz combustibles dans les gaz inertes est telle que :

- 1° La contraction produite par la combustion est faible;
- 2° La variation de la chaleur spécifique produite par la combustion est faible; en d'autres termes, à la même température, les chaleurs spécifiques des gaz brûlés et non brûlés sont égales.

Il suit de là que C'B' et CB coïncident presque. Par tant, $l' = l$ et le travail produit se réduit à l'' .

Le travail produit est donc le même que celui que donnerait une machine cyclique, fonctionnant avec des gaz brûlés suivant le cycle ci-après (fig. 103. Diagramme de Clapeyron) :

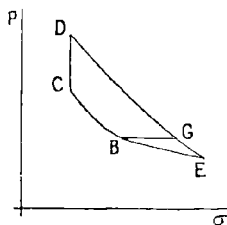


Fig. 103.

- 1° Compression adiabatique BC ;
- 2° Echauffement à volume constant CD ;
- 3° Détente adiabatique DE (ou DG) ;
- 4° Compression isotherme EB (ou refroidissement à pression constante GB).

On peut donc faire une théorie approchée des moteurs à gaz en les considérant comme des machines cycliques. C'est là le principe de la méthode instituée et développée par M. Witz. Les approximations de cette théorie étant fondées sur la prépondérance, dans les mélanges, des gaz inertes sensiblement permanents, il est naturel d'y sup-

poser aussi les chaleurs spécifiques constantes et indépendantes de la température. C'est ce qu'on fait en effet, bien que cela ne soit pas essentiel, et c'est ce que nous ferons.

Applications. — 329. Je donnerai ici trois applications de la méthode de M. Witz.

330. *Rendement d'un moteur à combustion.* — Considérons d'abord le moteur à combustion fonctionnant suivant l'évolution Y.

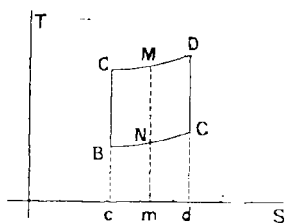


Fig. 104.

On l'assimilera à un moteur cyclique à air chaud composé des transformations suivantes que la figure 104 représente sur le diagramme entropique.

- 1° Compression adiabatique BC ;
- 2° Echauffement CD à pression constante ;
- 3° Détente adiabatique DG ;
- 4° Refroidissement GB à pression constante.

Evaluons le rendement thermique de ce moteur.

L'entropie S d'un gaz parfait vaut

$$S = C\mathcal{L}T - (C - c)\mathcal{L}p$$

Si donc on considère une ordonnée quelconque mNM on voit que

$$C\mathcal{L}T_M - (C - c)\mathcal{L}p_M = C\mathcal{L}T_N - (C - c)\mathcal{L}p_N$$

ou

$$\frac{T_M}{T_N} = \left(\frac{p_M}{p_N}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

Les courbes CD et BG étant des isobares, $p_M = p_C$,
 $p_N = p_B$.

$$\frac{T_M}{T_N} = \left(\frac{p_C}{p_B}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad \frac{T_M - T_N}{T_M} = 1 - \left(\frac{p_B}{p_C}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

Le rapport $\frac{MN}{Mm}$ est donc constant sur la figure 104, quelle que soit l'ordonnée mM : le rendement du cycle est donc égal à cette constante et vaut par suite

$$1 - \left(\frac{p_B}{p_C}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

On voit que ce rendement est d'autant meilleur que la compression est plus forte.

331. Etude de l'influence de la température initiale. —

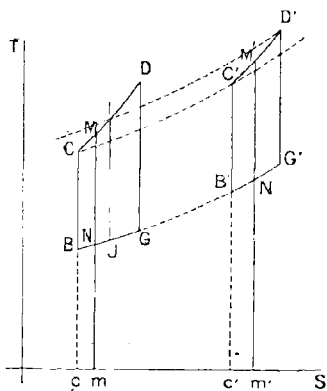


Fig. 105.

Envisageons l'évolution Y du moteur à explosion et à compression et cherchons s'il est avantageux de l'accomplir avec un gaz chaud ou avec un gaz froid.

Le moteur cyclique à air qu'il faut considérer fonctionne comme suit (fig. 105) :

- 1° Compression adiabatique BC ;
- 2° Echauffement à volume constant CD ;
- 3° Détente adiabatique DG ;
- 4° Refroidissement à pression constante GB.

Envisageons un autre moteur, fonctionnant suivant un cycle identique $B'C'D'G'$, mais tel que le point B' , pris à la même pression que le point B , soit à une température $T'_{\text{b}} > T_{\text{b}}$. On suppose que les compressions sont les mêmes; les points C et C' sont donc sur une même isobare $p'_c = p_c$, et, évidemment, $T'_c > T_c$.

Le pouvoir calorifique d'un mélange combustible varie avec la température. Toutefois, si l'on fait, sur les chaleurs spécifiques, les approximations qui sont à la base de la théorie de M. Witz, il résulte des formules de Kirchhoff (55) que cette variation est nulle. On est donc conduit, dans la théorie de Witz, à admettre que la quantité de chaleur fournie pendant l'échauffement de l'air est toujours la même. C'est ce que nous ferons ici. Nous supposons donc que, suivant CD et $C'D'$, on fournit la même quantité de chaleur. Dès lors les élévations de température $T_{\text{b}} - T_{\text{c}}$ et $T'_{\text{b}} - T'_{\text{c}}$ sont égales, et, comme $T'_c > T_c$, on a $\frac{T'_{\text{b}}}{T'_c} < \frac{T_{\text{b}}}{T_c}$. Il s'ensuit que, si on envisage le rapport des pressions,

$$\frac{p'_{\text{d}}}{p'_c} < \frac{p_{\text{d}}}{p_c} \quad \text{ou} \quad p'_{\text{d}} < p_{\text{d}}.$$

L'isobare du point D' coupe donc CD en I .

Pour comparer maintenant le rendement de nos deux cycles, nous allons étudier les rapports $\frac{MN}{Mm}$, $\frac{M'N'}{M'm'}$ sur les ordonnées mM , $m'M'$.

Nous ferons correspondre les points M et M' de manière qu'ils soient sur une même isobare. Traçons ainsi un faisceau d'isobares déterminant sur CD et sur $C'D'$ des divisions M et M' . Il est facile de voir, par les lois des ga

z

parfaits, que ces deux divisions jouissent des propriétés suivantes. Si on déplace M sur CD de telle sorte que l'aire cCMm varie par degrés égaux, M' se déplace sur C'D' de telle sorte que l'aire c'C'M'm' varie aussi par degrés égaux. D'autre part (cela a été dit à l'article 39), le rapport $\frac{MN}{M\bar{m}}$ est égal au rapport $\frac{M'N'}{M'\bar{m}'}$ comme tous deux égaux à $\frac{CB}{Cc}$.

Il suit évidemment de là que le cycle BCIJ a le même rendement que le cycle B'C'D'G'. Comme dans la partie ID, le rapport $\frac{MN}{M\bar{m}}$ est supérieur à la valeur maxima de $\frac{M'N'}{M'\bar{m}'}$, il s'ensuit que le cycle BCDG a un rendement supérieur au cycle B'C'D'G'.

Il y a donc avantage à marcher avec du gaz froid. Nous avons vu que la variabilité des chaleurs spécifiques avec la température ne changeait pas cette conclusion.

332. Etude de la dilution des gaz. — Etudions, par la méthode de Witz, la dilution des gaz dans l'évolution Y du moteur à explosion et à compression, représentée en BCDG (fig. 106).

Traçons la courbe BH *d'égal volume*. On sait que le rapport $\frac{MP}{M\bar{m}}$ est constant tout le long de CD et de BH.

Mais considérons le rapport $\frac{MN}{M\bar{m}}$. Il est égal à

$$1 - \frac{T_b}{T_c} e^{(S - S_b)} \left(\frac{1}{C} - \frac{1}{c} \right)$$

Il augmente quand l'ordonnée mM se déplace vers la droite.

La dilution du mélange a pour effet de diminuer le

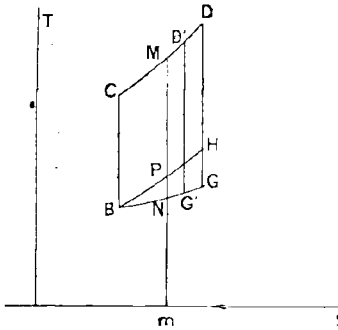


Fig. 106.

pouvoir calorifique par unité de masse. Dans la théorie de Witz, on l'étudiera en imaginant qu'une même masse de gaz est plus ou moins chauffée.

Le cycle avec gaz non dilués sera alors BCDG.

Le cycle avec gaz dilués sera BCD'G', se rapportant à la même masse

mais à un échauffement CD' plus petit que CD . Ce que nous venons de dire du rapport $\frac{MN}{Mm}$ montre que le cycle avec gaz dilués a un rendement inférieur.

On sait que la variabilité des chaleurs spécifiques avec la température renverse le sens de cette conclusion.

CHAPITRE VII

LE CYLINDRE. ETUDE DES PERTES

333. Le cylindre réel ne réalise pas exactement l'évolution Z ni même l'évolution Y . Nous allons étudier ici les pertes qui se produisent par rapport à ces évolutions.

§ I. — DÉTENTE TRONQUÉE

Nature de la perte. — **334.** Pour faire fonctionner un moteur conformément aux diagrammes à 4 temps qui ont été dessinés jusqu'ici, il faudrait que le piston eût des courses

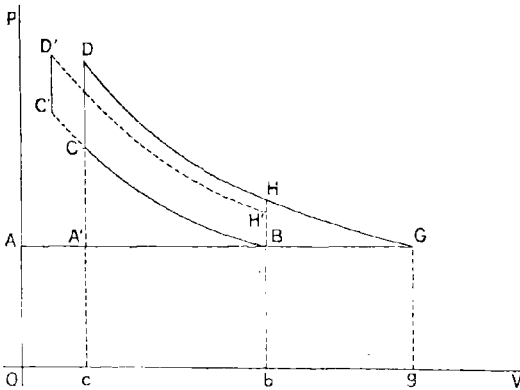


Fig. 107.

inégaux (fig. 107) : Ob à l'aspiration, bc à la compression, cg à la détente pour l'évolution Y , gO à l'évacuation.

Cette condition n'est pas très facile à remplir pratique-

ment. Aussi le premier moteur à quatre temps, le moteur Otto, et encore aujourd'hui la plupart des moteurs actuels marchent-ils avec une course constante, égale à cb .

Par suite, à l'évacuation BA' , le piston laisse derrière lui dans la *chambre de compression* des gaz brûlés qui ne sont pas expulsés. Quant à la détente après explosion, elle est arrêtée en H .

Les gaz brûlés AA' se mélangent avec les gaz frais ; de là une perte que nous étudierons plus loin (353). Pour le moment négligeons-la ; attachons nous à l'effet de la détente tronquée, admettant, en vue de l'isoler, qu'il n'y a pas de gaz brûlés laissés dans la chambre de compression, c'est-à-dire que le refoulement est BA et l'aspiration AB .

Par rapport à l'évolution Y , la troncature de la détente fait évidemment perdre HGB . C'est un phénomène irréversible, le phénomène de Gay-Lussac-Joule, et on pourrait, par des raisonnements analogues à ceux de l'article 173, fondés sur les lois de l'irréversibilité, retrouver l'évaluation HGB de la perte.

Rendons-nous compte, par des exemples, de l'importance de cette perte. On peut facilement calculer les résultats suivants.

Tableau XVI	{	Gaz $CO + \frac{1}{4}H_2 + \frac{3}{2}Az_2$ brûlé par $\frac{3}{2}(O + 2Az_2)$	
		Admission $T_A = T_0 = 273$	Compression $\frac{p_C}{p_B} = 10$
		$T_B = T_A = T_0 = 273$	$T_C = 527$
		$p_C = 10 p_B$	$p_D = 39,2 p_B$
		Evolution Z	64,5
		Evolution Y	40,6
		Evolution $BCDH$	29,1
			Perte à l'échappement
	Perte par détente tronquée	11,5	

Gaz CO + $\frac{1}{4}$ H ² + $\frac{3}{2}$ Az ² brûlé par $\frac{3}{2}$ (O + 2 Az ²)	
Tableau LVII	Admission T _A = 553 Compression $\frac{p_c}{p_n} = 10$
	T _B = T _A = 533 T _C = 991 T _D = 2555 T _H = 1813
	p _C = 10 p _n p _D = 23,2 p _n
	Evolution Z 72,1
	Perte à l'échappement. . . 38,1
	Evolution Y 34,0
Perte par détente tronquée 7,3	
Evolution BCDH 26,7.	
Gaz CO + $\frac{1}{4}$ H ² + $\frac{3}{2}$ Az ² brûlé par 3(O + 2 Az ²)	
Tableau LVIII	Admission T _A = T ₀ = 273 Compression $\frac{p_c}{p_n} = 10$.
	T _B = T _A = T ₀ = 273 T _C = 527 T _D = 1792 T _H = 1149
	p _C = 10 p _n p _D = 32 p _n
	Evolution Z 61,2
	Perte à l'échappement. . . 18,6
	Evolution Y 42,6
Perte par détente tronquée 9,9	
Evolution BCDH 32,7	

Étude de l'évolution avec détente tronquée. — 335.
Par la théorie cyclique. — Le fonctionnement avec détente arrêtée en BII est si fréquent qu'il convient d'étudier spécialement le diagramme BCDH comme un diagramme théorique analogue à l'évolution Y.

Cette étude peut se faire par la théorie cyclique. On remarquera pour cela que le travail du moteur ainsi que sa dépense seraient exactement les mêmes si, à partir du point II, au lieu d'avoir le phénomène irréversible de Gay-Lussac-Joule, on faisait refroidir les gaz à volume constant avant de les évacuer. Raisonnant alors comme aux

articles **326** à **328**, on verra que l'évolution BCDII peut être assimilée approximativement à celle d'un moteur à air chaud fonctionnant suivant le *cycle* ci-après :

- 1° Compression adiabatique BC ;
- 2° Echauffement à volume constant CD ;
- 3° Détente adiabatique DII ;
- 4° Refroidissement à volume constant IIB.

On démontrera alors, exactement comme à l'article **330**, et en supposant les chaleurs spécifiques constantes, que le rendement thermique est

$$\eta = \left(\frac{p_c}{p_R} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

Cette formule montre tout de suite les points importants suivants.

1° L'avantage des fortes compressions se maintient même avec la détente tronquée.

2° Il est indifférent, donc inutile, d'alimenter le moteur avec des gaz chauds.

3° Il est indifférent d'employer des mélanges dilués ou concentrés.

336. *Par l'examen des phénomènes irréversibles et les calculs numériques.* — Mais il convient de ne pas s'en tenir à la théorie cyclique et d'appliquer des principes plus corrects.

L'avantage de la compression peut se démontrer exactement comme pour l'évolution γ (article **309**). On sait déjà que, avec une compression BC' au lieu de BC, la perte par la combustion est diminuée. On sait aussi que la courbe D'H' est au-dessous de DII. Par suite, à l'échappement en H', l'irréversibilité sera moins forte qu'à l'échap-

pement en II parce que d'une part la chute de pression, d'autre part la chute de température seront plus faibles.

Une compression élevée diminue donc à la fois les trois pertes que comporte l'évolution.

Pour ce qui est de la température d'admission, puisqu'il est démontré par la théorie cyclique que son élévation est indifférente avec des chaleurs spécifiques constantes, il est probable que cette élévation sera nuisible avec des chaleurs spécifiques variables, les chaleurs spécifiques variables tendant à augmenter la pression et la température en II'. Le calcul numérique le vérifie en effet, comme on peut le voir par la comparaison de deux tableaux de l'article 334.

Enfin les calculs numériques montrent que la dilution du mélange est, par suite de la variabilité des chaleurs spécifiques, avantageuse, comme pour l'évolution Y. On le voit sur le premier et le troisième tableau de l'article 334.

337. *Par la formule de M. Mérieux.* — Pour terminer, nous remarquerons que l'on peut trouver, pour l'évolution BCDH, des formules analogues à celles du § 3 du chapitre précédent. Le mode de raisonnement employé en cet endroit permet en effet d'obtenir les formules

$$(65) \quad \tau = U_R - U_n$$

analogue à (63) et

$$(66) \quad \tau = L_v - \int_{T_n}^{T_n} c dT$$

analogue à (64), où L_v est le pouvoir calorifique à volume

constant dans les conditions de l'admission, et c la capacité calorifique à volume constant des produits brûlés.

La formule (66) permet d'ailleurs de démontrer comme à l'article 325, que la compression est avantageuse avec l'évolution BCDH.

Moteurs à détente allongée. — 338. L'importance de la perte par détente tronquée montre le grand intérêt qui s'attache aux moteurs à *détente allongée*, dans lesquels la détente se fait sur une longueur plus grande que l'aspiration.

Atkinson avait imaginé une disposition cinématique pour relier le piston à l'arbre en permettant les courses inégales. Mais il existe aujourd'hui des moteurs à détente allongée qui n'ont pas besoin d'une semblable complication.

Dans le moteur Charon, l'aspiration se produit suivant αG , course totale (fig. 108).

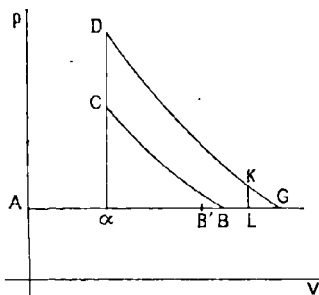


Fig. 108.

Mais au retour, pendant le parcours GB, la soupape d'admission reste ouverte et une certaine quantité du mélange est mise en réserve dans le tuyau d'admission d'air, construit en forme de serpent. Au coup de piston suivant, la quantité ainsi réservée sera aspirée la

première et la soupape du gaz ne s'ouvrira que quand cette aspiration préalable aura eu lieu.

Dans d'autres machines (Niel, Letombe, Maison Cail), l'admission pendant la course aller αG dure seulement pendant le parcours AB (fig. 109). En B la soupape d'admission se ferme. Le mélange emprisonné se détend alors suivant BI . Au retour du piston, on a une compression IB , puis la compression proprement dite BC ; le reste de l'évolution est $CDGA$.

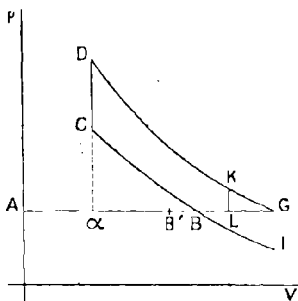


Fig. 109.

339. Il va de soi que l'allongement de la détente peut n'être pas complet. On a alors un diagramme $BCDKLA$. La formule de M. Mérieux s'étend à ce cas général, lequel comprend comme cas particulier le moteur avec détente complète et le moteur avec détente tronquée au volume de l'aspiration.

En raisonnant, en effet, comme au § 3 du chapitre précédent, on montre que l'aire τ du diagramme vaut

$$\tau = U_B - U_K + p_a V_B - p_a V_K.$$

Mais supposons que nous brûlions le mélange à pression constante en B et que nous ramenions les produits brûlés à la température T_b . Nous parvenons ainsi en B' en dégageant la chaleur L_p . A partir de B' , chauffons les gaz brûlés à pression constante jusqu'au volume V_K (point L): il faut fournir la chaleur $\int_{T_b}^{T_c} C dT$; chauffons ensuite à volume

constant jusqu'à la température de K, il faut fournir

$$\int_{T_L}^{T_K} c dT. \text{ On a évidemment}$$

$$-L_p + \int_{T_n}^{T_L} C dT + \int_{T_L}^{T_K} c dT + p_u(V_n - V_k) = U_k - U_n.$$

Des deux formules ci-dessus, on tire

$$\tau = L_p - \int_{T_n}^{T_L} C dT - \int_{T_L}^{T_K} c dT.$$

C'est la formule de M. Mérieux. Elle permet de démontrer l'avantage de la compression avec l'évolution BCDKLA en employant le raisonnement de l'article 325.

§ 2. — COMBUSTION RETARDÉE

Nature de la perte. — 340. Lorsqu'on met le feu au sein d'un mélange gazeux explosif, la flamme n'atteint pas instantanément toute la masse; elle s'y propage avec une vitesse finie.

Il y a deux régimes types de propagation : la détonation ou onde explosive dont la vitesse est de plusieurs milliers de mètres par seconde; la déflagration dont la vitesse est beaucoup plus faible. Les mélanges employés dans les moteurs sont trop dilués pour propager l'onde explosive. Leur allumage produit donc une déflagration. Leurs vitesses de déflagration, mesurées dans des tubes où les gaz sont bien tranquilles ne dépassent guère 4 à 5 mètres par seconde. Elles sont, il est vrai, notablement augmentées par l'agitation qui porte des molécules brûlées au contact

de molécules fraîches, et il y a certainement de l'agitation dans les moteurs à gaz. Néanmoins elles ne sont pas telles que la vitesse du piston soit négligeable devant elles.

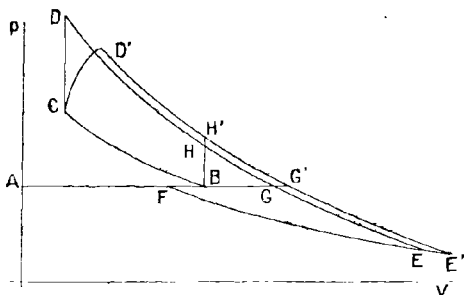


Fig. 110.

Aussi dans les moteurs à explosion, la combustion, contrairement à ce qui a été supposé jusqu'ici, ne se produit elle pas instantanément. Le piston se déplace d'une façon sensible pendant sa durée et le diagramme, au lieu d'être BCDG est BCD'G' (fig. 110).

341. Imaginons que, tout en étant retardée, la combustion soit aussi complète que suivant CD, et soit D' le point où elle est achevée. La détente D'G' se rapporte alors aux mêmes gaz que DG ; elle doit être tout entière au-dessus ou au-dessous de DG.

Il est manifeste que le retard à la combustion rapproche le moteur à explosion du moteur à combustion, et par suite, diminue son rendement. D'ailleurs les raisonnements de l'article 313 s'appliquent ici, puisque la combustion est toujours adiabatique. En considérant l'évolution complète Z, on voit facilement que D'E' doit être au-dessus de DGE et que l'aire CD'E'FBC est inférieure

à l'aire CDEFBC : le retard à la combustion augmente donc la perte par la combustion. D'autre part, pour l'évolution Y, le retard à la combustion augmente la perte à l'échappement parce qu'il augmente la température de l'échappement. Enfin, pour l'évolution avec détente tronquée, la perte par troncature est elle-même augmentée parce que la pression de l'échappement l'est. Comme rien n'est changé aux états initial et final, il faut conclure que le retard à la combustion diminue le rendement.

342. Le retard à la combustion peut être tel que les gaz s'échappent incomplètement brûlés. Il y a évidemment là une perte. Dans la figure précédente, supposons que le point D' marque le point où la combustion, sans être complète, cesse, et imaginons que BCDEF représente l'évolution complète Z du mélange, dans l'hypothèse où la combustion s'arrêterait au degré où elle se trouve en D'. On démontrera encore que les aires accentuées sont inférieures aux aires correspondantes sans accent, et il est manifeste que les aires sans accent sont inférieures à ce qu'elles seraient dans le cas de la combustion complète.

343. Les formules de M. Mérieux s'appliquent au cas de la combustion retardée, car l'évolution CD'H'G' ne cesse pas d'être adiabatique. On a donc

$$\text{aire BCD'G'} = L_p - \int_{T_b}^{T_g} C_d T$$

$$\text{aire BCD'H'} = L_v - \int_T^{T_h} c_d T$$

Ces formules montrent d'ailleurs de suite que H' doit-

être au dessus de H, et G' à droite de G, et par suite que la combustion retardée diminue le rendement.

Procédés pour diminuer cette perte. — 344. Le phénomène du retard à la combustion est plus marqué avec les gaz pauvres en hydrogène et en carbures d'hydrogène (gaz de hauts fourneaux) qu'avec les autres.

Voici quelques perfectionnements qui diminuent ses effets.

Dans les premiers moteurs, moteur Lenoir et moteur atmosphérique, la combustion se produisait vers le milieu de la course du piston, c'est-à-dire à peu près quand celui-ci était animé de sa vitesse maxima. Le retard de la combustion était donc considérable. C'a été un progrès notable du moteur à 4 temps Otto que de réaliser l'explosion en fin de course, à un moment où le piston a une vitesse nulle.

Dans les grands moteurs actuels on emploie, pour hâter la combustion, des points d'inflammation multiples.

Les fortes compressions diminuent le retard de la combustion. Ce n'est pas qu'une pression et une température élevées accroissent la vitesse de propagation de la flamme. Les expériences de M. Nägel¹ montrent au contraire que cette vitesse n'augmente pas avec la pression (sauf pour les mélanges d'hydrogène et d'air) et qu'elle augmente fort peu avec la température. Mais la température favorise l'allumage et l'élévation de pression, diminuant le volume, diminue l'espace que la flamme a à franchir pour brûler une masse donnée. Il convient d'employer les fortes compressions pour faciliter l'allumage des gaz dif-

¹ NÄGEL.

ficilement inflammables (gaz fortement dilués et gaz peu chargés d'hydrogène ou de carbures d'hydrogène).

Enfin on atténue les effets de la combustion retardée

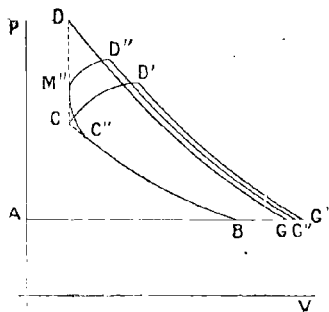


Fig. III.

en faisant, presque toujours, de l'avance à l'allumage. Pour cela, on allume le gaz un peu avant le point C. Le diagramme devient alors (fig. III) $BC''M''D''G''$, tangente en M'' à CD . La démonstration faite plus haut (341) s'applique encore ici et montre que $BC''M''D''G'' < BCDG$. Mais, si

l'avance à l'admission est bien choisie, cette surface sera supérieure à $BCD'G'$ que l'on obtiendrait sans avance à l'allumage. Les courbes DG , $D'G'$, $D''G''$ ont d'ailleurs la disposition relative indiquée par la figure, comme cela résulte des formules de M. Mérieux.

§ 3. — ACTION DES PAROIS

Nature de la perte. — 345. Les gaz sont très chauds dans un moteur. Aussi se refroidissent-ils au contact de la paroi qui, elle-même, rayonne dans le milieu ambiant.

Ces échanges de chaleur sont considérablement activés par la nécessité où l'on se trouve de refroidir le cylindre par un courant d'eau, sous peine de le voir complètement dégradé par les hautes températures atteintes. On l'entoure d'une chemise où circule de l'eau. Dans les grands

moteurs, il convient aussi de refroidir la soupape d'échappement et on envoie même de l'eau, par un joint mobile, dans le piston et dans sa tige, ce qui exige une pompe donnant une pression assez forte (2 à 3 kilogrammes par centimètre carré) pour vaincre les effets des forces d'inertie. Les grands moteurs dépensent pour leur refroidissement jusqu'à 30 litres d'eau par cheval-heure effectif.

L'eau de l'enveloppe s'échauffe. Puis, à son tour, elle se refroidit au contact du milieu ambiant. En dernière analyse, il s'agit donc d'un échange de chaleur entre les gaz du moteur et le milieu ambiant, échange irréversible puisqu'il se fait sous des différences finies, et mêmes fortes, de température.

On voit que l'action des parois dans le moteur à gaz n'est pas là même que dans la machine à vapeur. Ou plus exactement nous ne retrouvons, dans le moteur à gaz, que cette partie de l'action des parois qui, dans la machine à vapeur, correspondait au rayonnement noté E. Nous la retrouvons d'ailleurs avec une intensité beaucoup plus grande, puisque l'eau de circulation emporte, dans certaines expériences, une quantité de chaleur qui vaut jusqu'à 45 % du pouvoir calorifique. Mais il n'y a pas, ici, l'effet, si nuisible dans la machine à vapeur, des oscillations de température des parois.

346. La perte par les parois est fort importante. Il ne faudrait pas cependant s'en faire une idée exagérée d'après la grande quantité de chaleur qu'emporte l'eau de circulation. Toute cette chaleur n'aurait pas été transformée en travail si l'action des parois n'avait pas existé. En effet, sans l'action des parois, les gaz seraient sortis plus chauds du moteur. On peut donc dire qu'une partie de la

perte par les parois est prise à la perte à l'échappement. Nous apprendrons plus loin (365) à tenir compte de cet abaissement de la température d'échappement.

Toutefois dès à présent on peut remarquer qu'il est bien moins favorable d'enlever une calorie par les parois au moment de la combustion ou de la détente que de l'enlever après l'échappement, parce que, dans le premier cas, la calorie est enlevée à une température plus haute, donc avec une valeur mécanique plus grande.

347. Mais insistons un peu et, pour cela, posons la question comme suit. La chaleur enlevée par les parois, correspondant à une irréversibilité, donne toujours une perte. Il s'agit de savoir, quand on emploie l'évolution Y, dans quelle mesure cette perte est compensée par une diminution de la perte à l'échappement. Une compensation plus que complète peut s'établir pour la perte de chaleur pendant la compression puisque, nous l'avons démontré (316), l'évolution Y est meilleure, à égalité de rapport $\frac{P_c}{P_b}$, avec une compression isotherme qu'avec une compression adiabatique. Il est peu probable qu'elle s'établisse pour la perte de chaleur pendant l'explosion et la détente, étant donnée la haute température à laquelle la chaleur est alors soustraite. Il serait intéressant de préciser. Voici comment on peut le faire.

Un moteur réel étant donné et construit, ce qui est déterminé ce n'est pas le rapport $\frac{P_c}{P_b}$, c'est le rapport des volumes $\frac{V_c}{V_b}$. Dans ces conditions, on peut voir que toute soustraction de chaleur, même pendant la compression, donnera une diminution de Y.

Cela est évident pour la chaleur enlevée pendant l'explosion et la détente parce que, une loi de compression BC étant donnée, une perte de chaleur pendant l'explosion ou la détente ne peut que ramener la courbe de détente DG au-dessous de la courbe de détente adiabatique théorique, ce qui diminue l'aire du diagramme.

Pour la compression, l'abaissement de la courbe BC tend à augmenter le diagramme. On ne peut donc plus rien dire *a priori*. Mais raisonnons avec

les hypothèses de la théorie cyclique et traçons (fig. 112) le diagramme entropique du fonctionnement. La compression étant d'abord BC, adiabatique, changeons-la infiniment peu à partir du point K, de manière qu'elle soit KK'C', c'est-à-dire en enlevant la chaleur

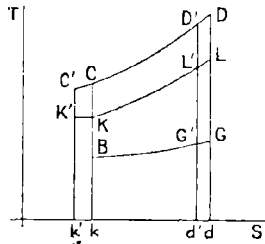


Fig. 112.

infinitésimale $q = kk'KK'$. Le rapport des volumes étant conservé, le point C' est sur la courbe d'égal volume CD. Le point D' sera tel que la surface $k'C'D'd' = kCDd$ (331) c'est-à-dire que la surface $k'C'Gk = d'D'dd = Q$. Le nouveau cycle contient, en plus du premier, l'aire $KK'C'G$, et en moins l'aire $D'DGG'$. Or, si on trace la ligne d'égal volume KL, les propriétés des lignes d'égal volume apprennent que $\frac{KK'C'G}{Q} = \frac{D'DLL'}{Q}$. Il s'ensuit que $D'DGG'$ est plus grand que $KK'C'G$: le travail est donc plus diminué qu'il n'est augmenté.

On pourrait de même, partant du cycle $BKK'C'D'G'$, transformer encore la courbe de compression par une soustraction de chaleur. Procédant ainsi de proche en proche,

on démontrera le résultat annoncé. On pourra ensuite vérifier, par des calculs numériques, que l'abandon des hypothèses de la théorie cyclique ne changerait rien à ce résultat.

Donc, quand le rapport $\frac{V_c}{V_n}$ est donné, l'action des parois constitue toujours une perte⁴.

Abaissement de la température moyenne de l'évolution. — 348. Toutes les fois qu'on marchera avec une température moyenne des gaz faible, on atténuera l'action des parois, sans parler de l'avantage pratique qui en résultera pour le graissage et l'entretien de la machine. Nous trouvons ici une seconde raison, — l'étude des évolutions théoriques nous en a donné une première — pour ne craindre ni l'alimentation avec du gaz froid ni la marche avec des mélanges dilués ou pauvres. Nous mettons aussi en évidence par là une propriété avantageuse de l'injection d'eau, qui, s'ajoutant à la facilité qu'elle donne pour les fortes compressions, explique pourquoi elle peut être avantageuse en pratique, comme elle l'est dans le moteur Banki.

§ 4. — LAMINAGES

349. Il se produit des laminages dans les moteurs à gaz comme dans la machine à vapeur. Il ne paraît pas utile de reprendre ici l'étude de ce phénomène irréversible qui constitue certainement une perte.

⁴ MÉRIGEAULT.

§ 5. — FLUTES

350. A rappeler aussi les fuites.

§ 6. — FROTTEMENTS MÉCANIQUES

351. Les frottements mécaniques existent naturellement dans les moteurs à gaz. Comme dans la machine à vapeur, leur influence relative est d'autant plus considérable que le travail indiqué par coup de piston est moins grand.

Aux frottements mécaniques, il faut ajouter le travail des organes accessoires comme la ou les pompes qui servent à faire circuler l'eau autour du cylindre.

Moteurs à six temps, à deux temps.— **352.** Les frottements mécaniques sont assez considérables dans les moteurs à gaz parce que le fonctionnement à quatre temps ne donne une course motrice que toutes les quatre courses. Ajoutons d'ailleurs que beaucoup de ces moteurs sont encore à simple effet. Sans parler des difficultés résultant de ces circonstances pour la régularisation, dont l'étude n'entre pas dans le cadre du présent ouvrage, il est évident que le travail nuisible des frottements, qui existe dans toutes les courses, prend dans ces conditions une importance relative assez grande.

Ce défaut ne pouvait être qu'accentué dans les moteurs à 6 temps, du genre Griffin où, après l'évacuation et avant l'aspiration, on aspirait de l'air frais qu'on chassait ensuite

afin de nettoyer le cylindre des gaz brûlés. Les moteurs à 6 temps ne se sont d'ailleurs pas répandus.

Les moteurs à deux temps (Dugald Clerk, Kœrting, Vox OEschelhauser) donnent une course motrice toutes les deux courses. Après la détente, pendant la fin de la course aller et le commencement de la course retour, une pompe spéciale refoule dans le cylindre de l'air qui expulse les gaz brûlés par des orifices convenablement disposés, puis une pompe à gaz refoule du gaz pendant que la pompe à air continue le refoulement d'air. Tout cela est terminé dans les premiers instants de la course retour ; la fin de ladite course produit la compression. L'évolution physique du mélange est la même dans le moteur à deux temps que dans le moteur à quatre temps : la différence n'existe qu'au point de vue de la réalisation pratique. Le fait qu'une course sur deux est motrice tend à diminuer l'influence des frottements mécaniques ; mais cet effet est compensé par la dépense de travail que demandent les pompes à air et à gaz.

§ 7. — MÉLANGE AVEC LES GAZ BRÛLÉS

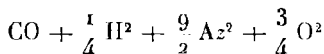
353. A l'échappement, le piston ne revient pas au fond du cylindre, et il laisse derrière lui, dans la chambre de compression, des gaz brûlés. A l'admission suivante, les gaz vont se mélanger au combustible frais.

Ce mélange est un phénomène irréversible : il y a diffusion et dégradation de température puisque les gaz brûlés sont plus chaud que les gaz frais. Il y a donc là certainement une perte. Mais cette perte pourrait être compensée par autre chose ; la combustion se fera à une tem-

pérature plus élevée, puisque le mélange aura élevé la température des gaz frais, et, par suite, la perte par la combustion pourra être diminuée. D'autre part, si on considère l'évolution Y, la perte à l'échappement sera modifiée. En somme il y aura à la fois un effet d'élévation de température qui tendra (v. art. 322) à augmenter Z et à diminuer Y, et un effet de dilution qui tendra (v. art. 320) à diminuer Z et à augmenter Y,

Pour voir dans quel sens s'établira la balance nous ferons les calculs suivants.

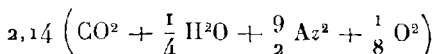
Le gaz



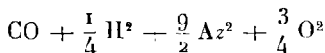
admis à 273° donne, comme on sait,

une évolution Z égale à	64,5
une évolution Y égale à	40,6.

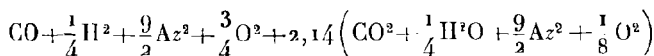
Avec l'évolution Y les gaz de l'échappement sont à la température de 1143°. Si le piston s'arrête, à l'échappement, au moment où il laisse derrière lui un volume $\Lambda\Lambda'$ (fig. 107) égal au volume de la chambre de compression, ce volume est rempli des gaz



à 1143°. Ces gaz brûlés se mélangent avec une nouvelle charge



à 273°, ce qui donne un mélange



à la température de 439°.

Supposons qu'on fasse évoluer ce mélange suivant les évolutions théoriques, toujours avec $\frac{p_c}{p_n} = 10$, et en donnant au piston les courses convenables pour produire exactement ces évolutions théoriques. On trouve

Évolution Z	68,6
Évolution Y	36,7.

On voit en somme que c'est l'effet d'élévation de température qui l'emporte et que Z est augmenté tandis que Y est diminué.

Il se pourrait d'ailleurs que, dans les moteurs réels, où la température d'échappement est notablement abaissée, l'influence de l'élévation de température fût atténuée et parfois même masquée par celle de la dilution; l'évolution Z serait alors diminuée et Y augmentée.

354. Le moteur à 6 temps Griffin, dont nous avons indiqué le fonctionnement (352), avait été imaginé pour supprimer la perte par mélange avec les gaz brûlés. Il ne s'est pas répandu, l'avantage qu'il procurait étant bien faible vis-à-vis de ses inconvénients.

CHAPITRE IV

LE CYLINDRE. ESTIMATION DES PERTES

§ I. — PRÉLIMINAIRES

355. Nous allons maintenant appliquer aux moteurs à gaz les méthodes du chapitre VIII du Livre II en vue d'analyser un essai réel et d'y estimer les différentes pertes.

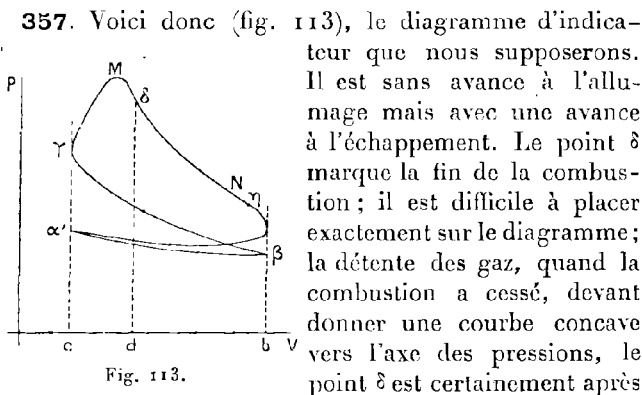
L'emploi de ces méthodes donne lieu, et même avec plus de force, aux objections qu'il soulève dans l'étude de la machine à vapeur. Il faut notamment supposer la masse fluide homogène à l'intérieur du cylindre. Cette hypothèse est moins exacte avec le moteur à gaz qu'avec la machine à vapeur ; en effet le premier marche généralement à une allure plus rapide que la seconde ; de plus la diffusion des gaz les uns dans les autres, qui produit le mélange des gaz frais de la charge et des gaz brûlés non évacués, est un phénomène relativement lent, et précisément certaines pratiques de l'industrie des moteurs à gaz utilisent cette lenteur dans l'établissement de l'homogénéité (382). Ajoutons, et c'est très important, que les moteurs à gaz n'ont pas été l'objet d'expériences aussi précises que celles qu'a poursuivies, sur la machine à vapeur, l'école de Hirn, de sorte qu'il est fort difficile de pousser ici, avec la même confiance, l'analyse des essais aussi loin que nous l'avons fait au chapitre VIII du Livre II.

Malgré tout, nous indiquerons comment les méthodes de ce chapitre peuvent s'appliquer aux moteurs à gaz.

Nous ferons seulement des réserves sur la valeur des nombres que nous obtiendrons.

Essai étudié. — 356. L'essai que nous allons étudier n'est pas, à proprement parler, un essai réel. C'est un essai en partie imaginé, mais se rapprochant beaucoup d'un essai de M. Slaby¹ analysé par M. Schöttler². Si nous n'avons pas choisi exactement l'essai de M. Slaby, ce n'est pas que les calculs eussent été impossibles avec lui, c'est simplement pour nous permettre de les faire plus facilement avec les données dont nous disposons. D'ailleurs les modifications apportées sont peu considérables.

Dans tous les calculs numériques qui vont suivre, les unités seront le kilogramme-force, le mètre, la seconde et la petite calorie. Nous désignerons par A l'inverse de l'équivalent mécanique de la calorie.



¹ SLABY.

² SCHÖTTLER.

le point d'inflexion de la courbe MN ; si ce point d'inflexion n'est pas trop loin du sommet M, on peut y placer δ avec assez d'approximation.

Le diagramme donne les valeurs de la pression p et du volume V compris derrière le piston aux différents points. La pression atmosphérique est $p_a = 10\,334$.

$$\begin{aligned} p_{x'} &= 12\,860 & p_{\beta} &= 9\,220 & p_{\gamma} &= 32\,220 \\ V_{x'} &= 0,00482 & V_{\beta} &= 0,01273 & V_{\gamma} &= 0,00482 \\ p_{\delta} &= 88\,240 & p_{\tau} &= 30\,330 \\ V_{\delta} &= 0,005869 & V_{\tau} &= 0,011939 \end{aligned}$$

Soit $\mathcal{E}_{\gamma\delta}$ le travail représenté par l'aire $c\gamma\delta d$, prise avec le signe habituel du calcul intégral. On a, en petites calories,

$$\begin{aligned} A\mathcal{E}_{x'\beta} &= 172 & A\mathcal{E}_{\beta\gamma} &= -302 & A\mathcal{E}_{\gamma\delta} &= 173 \\ A\mathcal{E}_{\delta\tau} &= 723 & A\mathcal{E}_{\tau x'} &= -168 \end{aligned}$$

L'expérience doit déterminer la composition et le pouvoir calorifique du mélange de gaz et d'air utilisé, ainsi que la quantité admise. L'air est rarement mesuré dans les essais : il conviendrait de le faire. La molécule étant la masse de mélange occupant $0^{\text{mc}},02232$ dans les conditions normales de température et de pression, nous supposerons que chaque coup admet $n_a = 0,248$ molécules d'un mélange dont la chaleur spécifique moléculaire est $4,5 + \frac{2,32}{1000} T$ et dont le pouvoir calorifique moléculaire est 15,33 à volume constant dans les conditions normales. La température d'admission est la température ambiante $T_0 = 298$. Par la combustion, *censée complète*,

la charge donne $n_a' = 0,238$ molécules, dont la chaleur spécifique moléculaire est $4,5 + \frac{2,445}{1000} T$.

La température $T_{\alpha'}$ des gaz brûlés laissés derrière le piston est inconnue. Nous admettons, avec M. Schöttler, qu'elle est à peu près égale à la température mesurée à l'échappement $T_{\alpha} = 760$. Nous connaissons alors la masse de gaz brûlés occupant, à la fin du coup, le volume $V_{\alpha'}$ à la pression $p_{\alpha'}$: ce résidu comprend $n_c = 0,0966$ molécules.

Nous connaissons maintenant en tous les points du diagramme la pression, le volume, la quantité de gaz ainsi que sa composition (sauf aux points intermédiaires de $\gamma\delta$ où le degré de combustion est inconnu). Nous en déduisons donc les températures

$$\begin{array}{lll} T_{\alpha'} = 760 & T_{\beta} = 402 & T_{\gamma} = 531 \\ T_{\delta} = 1825 & T_{\eta} = 1276 & \end{array}$$

Energie interne et entropie du fluide. — 358.
Le résidu et la charge sont formés du même mélange gazeux pris en quantités différentes et à des degrés de combustion différents.

Prenons une molécule du mélange frais. Brûlons-le et soit μ le degré de combustion. En réalité, par suite de la complexité du mélange, le degré de combustion devrait se représenter par plusieurs variables; nous n'en prendrons qu'une, μ , pour simplifier l'écriture. Pour la charge, $\mu = 0$; pour le résidu, $\mu = 1$.

Au cours de la combustion, le nombre de molécules ne reste pas égal à 1; il est

$$\lambda(\mu) = 1 + \mu \left(\frac{n_a'}{n_a} - 1 \right).$$

Continuons néanmoins à considérer la matière qui formait tout à l'heure 1 molécule de mélange frais, et soient Σ son volume et T sa température. Les lois des mélanges gazeux nous donnent les résultats suivants.

L'énergie interne de cette matière est une fonction $u(\mu, T)$ de μ et de T , et l'on a :

$$Au = a(\mu)T + \frac{b(\mu)}{2}T^2 + H\mu.$$

$a(\mu)$ et $b(\mu)$ sont des fonctions linéaires de μ .

$$\begin{aligned} a(\mu) &= 4,5 + (4,319 - 4,5)\mu \\ b(\mu) &= \frac{2,32}{1000} + \frac{(2,346 - 2,32)}{1000}\mu; \end{aligned}$$

et H est une constante qui doit être telle que $u(0, T) - u(1, T)$ soit égal au pouvoir calorifique à volume constant; il faut prendre $H = -15,282$.

L'entropie de la même quantité de matière est, en vertu de la théorie de Gibbs¹, une fonction $s(\mu, \Sigma, T)$ donnée par

$$As = a(\mu)\Sigma T + b(\mu)T + \lambda(\mu)R\Sigma + \psi(\mu) + K\mu.$$

R est la constante des gaz rapportée à la molécule (41). K est une constante qui pourrait se déterminer expérimentalement en utilisant le processus de Robin (31) et mesurant

$\int \frac{dQ}{T}$ le long de ce processus, mais qui, dans l'état actuel de la science, est fort difficile à connaître; aussi, la laisserons-nous sous forme littérale dans les formules. $\psi(\mu)$ est une fonction de μ que la théorie de Gibbs apprend à déterminer quand on connaît la composition

¹GIBBS. I.

du gaz. Ici, sans insister sur la forme de cette fonction, nous dirons qu'on peut admettre qu'elle prend, pour les 3 valeurs de μ qui nous intéresseront, les valeurs suivantes :

$$\psi(0) = 1,84 \quad \psi(0,2888) = 2,093 \quad \psi(1) = 1,65.$$

Il peut arriver que la quantité de matière constituant une molécule soit partagée en deux parties *séparées*, une partie $1-x$ en l'état μ, Σ, T et une partie x en l'état μ', Σ', T' . L'énergie interne U et l'entropie S sont alors données par

$$(67) \quad U = (1-x)u(\mu, T) + xu(\mu', T')$$

$$(68) \quad S = (1-x)s(\mu, \Sigma, T) + xs(\mu, \Sigma', T').$$

Ces expressions comprennent comme cas particulier u et s quand $x = 0$, et l'on sait, par la théorie des mélanges gazeux, qu'elles jouent le rôle d'énergie et d'entropie même quand il y a diffusion.

359. Le corps qui évolue dans le cylindre se compose de $n_a = 0,248$ molécules de gaz frais (la *charge*) et de $n_c = 0,0966$ molécules de gaz brûlés (le *résidu*). On a donc N fois le mélange dont l'énergie interne et l'entropie sont données par les formules (67) et (68), N étant égal à $0,248 + \frac{0,248}{0,238} \times 0,0966 = 0,248 + 0,1007 = 0,3487$.

Il est facile de calculer les valeurs de l'énergie interne et de l'entropie de cette masse aux différents points de l'évolution. Elles sont données par le tableau suivant. Nous avons seulement ajouté aux valeurs de l'énergie interne

la constante 3950, pour ne pas avoir de nombres négatifs.

Etats	α	β	γ
ANU.	3 169	3 101	3 350
ANS.	7,791 + 0,1007 K	8,068 + 0,1007 K	7,940 + 0,1007 K
Etats	δ	η	f
ANU.	2 732	1 209	3
ANS.	10,632 + 0,3487 K	10,122 + 0,3487 K	9,249 + 0,3487 K

L'état caractérisé par l'indice α (sans accent) est l'état initial, composé de n_a molécules non brûlées hors du cylindre à la pression p_a et à la température T_0 ambiantes (état que nous désignerons par α), et de n_c molécules brûlées, à l'intérieur du cylindre, en l'état α' du diagramme. L'état caractérisé par l'indice f , c'est l'état final, composé de n_c molécules dans le même état α' et de n'_a molécules brûlées, hors du cylindre, dans un état que nous désignerons par φ , à la température $T_x = 760$ et à la pression p_a .

Dans les états α et f , on a

$$x = \frac{n_c \frac{n_a}{n'_a}}{n_a + n_c \frac{n_a}{n'_a}} = 0,2888.$$

Pour l'état α , μ et μ' sont 0 et 1. Pour l'état f , ils sont tous deux 1.

Dans les états β , γ , δ , η , tout est mélangé et $x = 0$.
 Pour β et γ , la valeur de μ est

$$\frac{n_c \frac{n_a}{n'_a}}{n_a + n_c \frac{n_a}{n'_a}} = 0,2888.$$

Pour δ et η , elle est 1.

§ 2. — LE RENDEMENT THERMIQUE

Etude de chaque phase. — 360. Il est maintenant facile de faire, avec M. Schöttler, une analyse de l'essai analogue à celle de Hirn, et de déterminer les échanges de chaleur entre le fluide évoluant et les parois du cylindre. Il suffit d'écrire l'équation de l'équivalence appliquée à la *masse fluide* pour les diverses phases du fonctionnement. Nous désignerons par $AR_{\beta\gamma}$ la chaleur (en calories) prise au fluide par la paroi pendant la phase $\beta\gamma$. On remarquera que, pendant l'admission, il faut, au travail — $\bar{C}_{\alpha'\beta}$, ajouter le travail d'introduction $p_a n_a \sigma_a$. On a ainsi :

$$\text{Admission } p_a n_a \sigma_a - \bar{C}_{\alpha'\beta} = NU_\beta - NU_\alpha + R_{\alpha'\beta}$$

ou, R étant la constante des gaz (41),

$$(69) \quad n_a RT_0 - \bar{C}_{\alpha'\beta} = NU_\beta - NU_\alpha + R_{\alpha'\beta}$$

$$(70) \quad \text{Compression } - \bar{C}_{\beta\gamma} = NU_\gamma - NU_\beta + R_{\beta\gamma}$$

$$(71) \quad \text{Explosion } - \bar{C}_{\gamma\delta} = NU_\delta - NU_\gamma + R_{\gamma\delta}$$

$$(72) \quad \text{Détente } - \bar{C}_{\delta\eta} = NU_\eta - NU_\delta + R_{\delta\eta}$$

Si le point δ ne peut pas se placer avec assez d'exactitude, on se contentera d'étudier simultanément l'explosion et la détente en écrivant

$$- \mathfrak{C}_{\gamma\eta} = NU_{\eta} - NU_{\gamma} + R_{\gamma\eta}$$

Les équations (69), (70), (71), (72), permettent de calculer les chaleurs R , et on trouve

$$AR_{x'\beta} = 44 \quad AR_{\beta\gamma} = 53 \quad AR_{\gamma\delta} = 445 \quad AR_{\delta\tau} = 800$$

A remarquer que $R_{\gamma\delta}$ comprend la chaleur fournie par l'allumage.

Remarquer aussi que dans notre exemple, les parois refroidissent le fluide pendant l'admission. Le contraire pourrait se produire si les parois étaient trop chaudes.

361. Si, au total $44 + 53 + 445 + 800 = 1342$, on ajoute la chaleur $AR_{\tau\alpha'}$ prise au fluide pendant l'échappement, la somme $1342 + AR_{\tau\alpha'}$ doit être égale à la chaleur versée par les parois à l'extérieur AE . Cette affirmation, toutefois, suppose négligeable l'effet des frottements mécaniques pour réchauffer les parois (**225**) ainsi que la chaleur fournie par l'allumage. Nous ferons cette approximation et, de plus, nous évaluerons la chaleur perdue par les parois en mesurant la chaleur emportée par l'eau de circulation, qui est, ici, 1885. Il s'ensuit que $AR_{\tau\alpha'} = 543$.

362. Mais l'échappement donne lieu à une équation analogue aux précédentes, où il ne faut pas oublier de mettre le travail de refoulement

$$- n'{}_a RT_{\alpha'} - \mathfrak{C}_{\tau\alpha'} = NU_{\tau} - NU_{\alpha'} + R_{\tau\alpha'}$$

Or cette équation donne pour $AR_{\tau_2'}$ la valeur 1011 au lieu de 543.

Pour lever cette contradiction, M. Schöttler fait remarquer que les gaz de l'échappement sont animés d'une force vive sensible W , si bien que l'équation précédente doit s'écrire

$$(73) \quad - n' RT_{\alpha'} - \mathcal{E}_{\tau_2'} = NU_f - NU_{\tau_1} + R_{\tau_2'} + W.$$

Adoptant $AR_{\tau_2'} = 543$, il vient $AW = 468$.

Il y a certainement beaucoup de vrai dans cette explication. Il est certain que c'est à l'échappement que la force vive des gaz est maxima (à l'article 222, cette force vive était négligeable, le fluide étant pris après le condenseur). Toutefois, si la force vive de l'échappement atteint 468, je me demande si elle est tout à fait négligeable dans les autres phases, comme on l'a supposé pour écrire les premières équations. Il est d'ailleurs possible que la chaleur versée à l'extérieur par les parois ait été mal évaluée dans l'expérience; il faudrait être bien sûr que les 1885 calories sont bien toute la chaleur perdue par toute la machine jusqu'au point où a été relevée la température de l'échappement 760. Ajoutons qu'il n'est pas bien certain que la température du fluide laissé derrière le piston soit bien égale, comme on l'a supposé, à celle de l'échappement, laquelle est d'ailleurs probablement variable.

Il y a donc quelque incertitude sur les nombres trouvés. Néanmoins, il nous a paru intéressant d'exposer la méthode en attendant des expériences plus précises. Nous adopterons le mode de calcul de M. Schöttler et nous prendrons $AR_{\tau_2'} = 543$, $AW = 468$.

Equation d'ensemble. — 363. Ajoutons les équations (69), (70), (71), (72), (73); il vient, si τ désigne le *travail indiqué*, et si on remarque que $E = \Sigma R$

$$\tau = (NU_{\alpha} + n_a RT_0) - (NU_f + n'_a RT_{\alpha'}) - E - W$$

Le système total dans l'état f se compose du résidu n_c dans l'état α' et de la charge brûlée n'_a dans l'état φ . Ramenons cette charge n'_a à la température T_0 , en conservant la pression p_a et laissons le résidu n'_c à l'état α' . Nous avons ainsi, pour le système total, un nouvel état que nous désignerons par g dont l'énergie interne est NU_g . On a identiquement

$$\begin{aligned} \tau &= (NU_{\alpha} + n_a RT_0) - (NU_g + n'_a RT_0) \\ &+ (NU_g + n'_a RT_0) - (NU_f + n'_a RT_{\alpha'}) - E - W. \end{aligned}$$

Dans $NU_{\alpha} - NU_g$ et dans $NU_g - NU_f$ l'énergie interne du résidu n_c disparaît, son état étant le même en α , en g et en f . Il suit de là que $(NU_{\alpha} + n_a RT_0) - (NU_g + n'_a RT_0)$ c'est le pouvoir calorifique à pression constante L_p de la charge n_a , et que $(NU_f + n'_a RT_{\alpha'}) - (NU_g + n'_a RT_0)$ c'est la chaleur ε versée par le refroidissement à pression constante de la charge n'_a de $T_{\alpha'}$ à T_0 . Donc

$$\tau = L_p - E - W - \varepsilon$$

C'est là en somme l'équation obtenue à l'article 82. $W + \varepsilon$ s'appelle la *perte par les fumées*, et E la *perte par le refroidissement extérieur*. Le rendement thermique indiqué est $\frac{\tau}{L_p}$.

Ici $AL_p = 3808$, $AE = 1885$, $AW = 468$,
 $A\varepsilon = 857$, $A\tau = 598$ et le rendement thermique
 $\frac{598}{3808} = 15,7 \text{ } ^\circ/\text{o}$.

§ 3. — LE RENDEMENT ÉNERGÉTIQUE

Pouvoir énergétique et perte à l'échappement. —

364. Si nous nous plaçons au point de vue énergétique, le corps actif peut être considéré comme formé par les n_a molécules de gaz frais (se transformant en n'_a molécules de gaz brûlés) et par les n_c molécules de résidu. Ce corps actif passe de l'état désigné plus haut (359) par l'indice α à l'état désigné (363) par l'indice g ; l'état g est en effet atteint par le refroidissement des gaz brûlés dans l'atmosphère, ou si, l'on veut, on peut supposer que ce refroidissement se produit dans un tuyau d'échappement assez long avant que le fluide ne soit déversé dans l'air ambiant. L'énergie utilisable $G_\alpha - G_g$ doit être calculée en éliminant toute transformation irréversible, notamment toute diffusion de n_a dans n_c , c'est-à-dire en supposant que la charge n_a évolue seule, le résidu n_c restant dans le même état. Il faut d'ailleurs ne pas oublier, dans le terme Ω (24), le potentiel de la pression atmosphérique p_a s'exerçant sur la masse n_a . On trouve que $G_\alpha - G_g$ vaut $3731 + 74 K$.

Le calcul numérique complet est d'ailleurs impossible à faire, par suite de l'ignorance où on est de la valeur de K . Mais on peut calculer le pouvoir énergétique Z et le travail Y de l'évolution théorique incomplète. Nous ferons ce calcul d'ailleurs en supposant que n_a et n_c restent séparés, que n_a évolue seul. De plus nous admettrons que la compression donne, non pas le même rapport des pressions $\frac{p_\gamma}{p_\beta}$ que la

compression réelle, mais le même rapport des volumes $\frac{V_Y}{V_\beta}$ que celle-ci. On trouve

$$\begin{aligned} Z & 2903 \\ & \text{Perte à l'échappement } \Pi = 1356. \\ Y & 1547 \end{aligned}$$

La température d'échappement de l'évolution Y est 1406°. La combustion se produit entre les températures 430° et 2431° et donne lieu à une perte, mesurée par le produit de T_0 par la variation d'entropie, et égale à 855 + 74 K. Désignons cette perte par P.

365. Pour analyser maintenant l'essai réel, il ne faut plus séparer la charge n_a du résidu n_c , ces deux masses se mêlant en fait. Nous allons donc considérer le système formé par leur réunion.

Les fumées s'échappent à 760° avec une certaine force vive. Imaginons que cette force vive s'amortisse adiabatiquement et à pression constante. On parvient ainsi à un état final f' (au lieu de f) composé du résidu n_c dans l'état α' et de la charge brûlée n'_a dans un état φ' de température $T_{\varphi'}$ et de pression p_a . L'équation de l'équivalence permet de déterminer $T_{\varphi'}$; on a en effet, pour la période d'échappement suivie de l'amortissement de la force vive :

$$p_a n'_a \tau_{\varphi'} - \tau_{r\alpha'} - R_{r\alpha'} = n_a U_{\varphi'} + n_c \frac{n_a}{n'_a} U_{\alpha'} - N U_{r_1}$$

$\tau_{\varphi'}$ et $U_{\varphi'}$ sont des fonctions de $T_{\varphi'}$, et cette équation donne $T_{\varphi'} = 988$.

Dans notre état final fictif f' l'entropie totale de la quantité N est

$$ANS_{f'} = 9,791 + 0,3487 K.$$

Si les fumées, censées parvenues à l'état f' , se refroidissent ensuite à pression constante jusqu'à $T_0 = 298^\circ$, pour donner l'état g , on a une perte à l'échappement de 652. Cette perte aurait été 1356 dans l'évolution Y parfaite. Nous conviendrons de dire que la perte par les fumées est encore $\Pi = 1356$, mais qu'on a un *gain par abaissement de la température d'échappement* égal à $1356 - 652 = 704$.

Pertes pendant l'admission. — 366. Suivons maintenant l'évolution au cours du coup de piston, sans séparer la charge du résidu.

367. Perte totale. — Pendant l'admission, l'entropie varie de NS_α à NS_β et le gaz cède $R_{\alpha\beta}$ à l'extérieur. De là (34) une perte qui est, en calories, $AT_0 N(S_\beta - S_\alpha) + AR_{\alpha\beta} = 127^1$. Elle correspond à plusieurs phénomènes irréversibles :

- 1° le mélange de n_α et de n_c ,
- 2° le laminage,
- 3° l'action des parois.

368. Partage des pertes. — Comme pour la machine à vapeur, on ne peut séparer les pertes que par conven-

¹ On remarquera que, comme pour la machine à vapeur (234), je m'occupe seulement du *fluide évoluant*, sans avoir égard aux parties solides du moteur. De plus, je négligerai les *fuites*.

tion. Voici, par exemple, les conventions qu'on peut faire.

Imaginons qu'il n'y ait ni laminage ni action des parois. A l'ouverture de l'admission, le résidu n_c va se précipiter dans le fluide n_a (à cause de la différence de pression) et se mélanger avec lui adiabatiquement dans le tuyau d'admission. Supposons le moteur arrêté en fin de course pour laisser le temps au mélange de se faire complètement : on arrive à un état h où la pression est p_a , la température T_h le volume moléculaire σ_h . L'équation de l'équivalence donne

$$- p_a \left[(n_a + n_c) \sigma_h - V_{\alpha'} - n_a \sigma_a \right] = NU_{\bar{h}} - NU_{\alpha'}$$

Comme σ_h et U_h sont des fonctions de T_h , cette relation détermine $T_h = 424$. L'entropie dans l'état h se calcule facilement ; elle vaut $8,137 + 0,1007$ K. Le phénomène du mélange fait donc passer adiabatiquement l'entropie de $ANS_{\alpha'}$ à cette valeur. De là une perte par *diffusion* 103.

Comme nous l'avons dit (353), cette perte pourrait être compensée par les modifications que le mélange de n_a avec n_c introduira dans la perte par la combustion et dans la perte à l'échappement. En fait ici, cette compensation n'existe pas. Si on fait le calcul de l'évolution Y pour le mélange $n_a + n_c$ à partir de l'état h , on trouve 1353, soit 194 de moins que l'évolution Y de n_a seul.

Si on imagine que le laminage n'existe pas, mais que la diffusion et l'action des parois existent toutes deux, on peut imaginer une opération fictive analogue à celle qui précède mais où la chaleur $R_{\alpha'\beta}$ est soustraite

pendant la diffusion. La température T_h est alors 404° et l'entropie $ANS_h = 8,009 + 0,1007$ K. De là une perte $ANT_0 (S_h - S_x) + R_{\alpha\beta} = 109$, pour la diffusion et l'action des parois ensemble. On a donc $109 - 103 = 6$ pour l'action des parois seule.

La perte par laminage sera $127 - 109 = 18$.

Pertes pendant la compression. — 369. Pendant la compression, on a une perte totale $ANT_0 (S_\gamma - S_\beta) + R_{\beta\gamma} = 15$ entièrement due aux parois.

Pertes pendant l'explosion. — 370. Perte totale. Pendant l'explosion, la perte totale $ANT_0 (S_\delta - S_\gamma) + R_{\gamma\delta}$ vaut $1247 + 74$ K. Elle est due à l'action des parois et à la combustion. Dans l'effet de la combustion il y a d'ailleurs lieu de distinguer d'abord le fait que la combustion est irréversible, ensuite le fait que la combustion réelle se fait pendant que le piston se déplace non instantanément.

371. Partage des pertes. — Si, à partir du point γ , la combustion se faisait avec le piston immobile et *adiabatiquement*, elle conduirait, il est facile de le calculer, à une température de 2025° et à une entropie $10,821 + 0,3487$ K. On aurait donc une perte $859 + 74$ K. C'est la perte par la combustion proprement dite. Comparons-la à la perte P par la combustion dans l'évolution Z ou Y de la charge n_a . Elle est presque égale et vaut $P + 4$. La différence provient des effets contraires produits par la dilution d'une part et par l'élévation de la température initiale de la combustion d'autre part.

Si, à partir de β , la combustion se faisait avec le piston immobile, mais en perdant à l'extérieur la chaleur $R_{\gamma\delta}$, on trouverait, par une marche analogue, une perte $1239 + 74 \text{ K}$. La différence $1239 - 859 = 380$ donne l'action des parois.

Quant à la différence $1247 - 1239 = 8$, c'est l'effet du retard à la combustion.

Remarquons, comme toujours, ce que notre estimation des pertes a d'arbitraire. En réalité l'action des parois doit être attribuée, elle aussi, au retard de la combustion, car, si la combustion était instantanée, il y aurait aucune chaleur perdue pendant sa durée. Nous faisons donc les conventions précédentes sans méconnaître qu'elles n'ont pas de valeur absolue.

Pertes pendant la détente. — 372. Pendant la détente, on a une perte $ANT_0 (S_\eta - S_\varepsilon) + AR_{\varepsilon\eta} = 648$ due aux parois.

Pertes pendant l'échappement. — 373. Perte totale. A l'échappement, la perte totale, entre η et f' , est

$$ANT_0 (S_{f'} - S_\eta) + AR_{\eta\alpha'} = 444.$$

Il y a dans cette phase plusieurs phénomènes irréversibles :

1° la précipitation des fumées dans l'enceinte p_a (détente tronquée)

2° le laminage

3° l'action des parois.

La force vive W du fluide dans l'état f s'amortit pour

donner l'état f' . De là une perte $\text{ANT}_0 (S_{f'} - S_f) = 162$. Mais il n'y a pas lieu de retenir cette perte à part, l'amortissement de la force vive faisant, pour ainsi dire, partie intégrante de l'effet soit des laminages soit de la détente tronquée.

374. Partages des pertes. — S'il n'y avait ni laminage, ni action des parois, à l'ouverture de l'échappement en η la vapeur se précipiterait brusquement et adiabatiquement dans le tuyau d'échappement à la pression p_a le piston restant immobile, et parviendrait à un état, facile à déterminer comme on a fait à l'article **368** pour l'état h , et où la température serait 1097° . La variation d'entropie produite par ce phénomène se calcule facilement; d'où une perte 71. Prendre 71 pour estimation de la perte par détente tronquée en donnerait une idée fautive. En effet la haute température 1097 de la charge n'_a évacuée ne sera nullement utilisée, et il y aura là une nouvelle déperdition d'énergie attribuable à la détente tronquée. Je calculerai donc comme suit l'effet de cette détente.

La masse $n'_a + n_c$ étant parvenue, comme je viens de le dire, à 1097° et à la pression p_a , j'évacue hors du cylindre la charge n'_a seule; la longueur de l'échappement est alors différente de celle de l'échappement vrai, la contrepression est en outre seulement p_a . On calcule facilement que le travail du piston sur le fluide à l'échappement est alors inférieur de 89 au travail du piston à l'échappement vrai.

Cela fait, je ne me préoccupe plus de la charge n'_a qui va se perdre. Mais j'ai dans le cylindre le résidu n_c à 1097° et à la pression p_a . Je le fais passer, par des compressions ou des détentes isothermes ou adiabatiques réversibles à

l'état α' où il se trouve en fin d'échappement vrai; je recueille ainsi 116. Je compterai donc que mon échappement fictif m'a donné, en plus de ce que donne l'échappement vrai, un travail $89 + 116 = 205$. Cet échappement fictif étant caractérisé par l'absence de laminages et d'action des parois, je dirai que les laminages et l'action des parois font perdre 205. La différence $444 - 205 = 239$ est la *perte par détente tronquée*.

On peut encore imaginer un échappement fictif où il y a détente tronquée + action des parois. On calcule de même que cet échappement, caractérisé par l'absence de laminages, donne par rapport à l'échappement réel, un travail supplémentaire de 94. La *perte par laminages* est donc 94 et la *perte par action des parois* est $205 - 94 = 111$.

Résumé. — 375. En résumé, nous avons les pertes suivantes :

Perte par la combustion . . .	$P + 4 = 859$	+	74	K	
» par diffusion					103
» par combustion retardée					8
» par détente tronquée					239
» par laminages	{ Admission	18	}	112	
	{ Échappement	94	}		
« par les parois	{ Admission	6	}	1160	
	{ Compression	15	}		
	{ Explosion	380	}		
	{ Détente	648	}		
	{ Échappement	111	}		
Gain par l'abaissement de la température d'échappement (vient en déduction)					— 704
Perte à l'échappement					11 = 1356
Travail produit					A7 = 598

La somme de toutes ces quantités doit être égale *iden-*

tiquement à l'énergie utilisable $G_\alpha - G_g$. Nous disons *identiquement* parce qu'il n'y a là aucune vérification; cela résulte de la manière même dont les calculs ont été faits.

$$A(G_\alpha - G_g) = A\tau + P + \Pi + 4 - 704 + 103 + 8 + 239 + 112 + 1160$$

Mais $A(G_\alpha - G_g) - P$ n'est autre chose que Z , tandis que $A(G_\alpha - G_g) - P - \Pi$ c'est Y . On peut donc comparer le travail produit $A\tau$ à Z ou à Y par les équations suivantes :

$$Z = A\tau + \Pi + 4 - 704 + 103 + 8 + 239 + 112 + 1160$$

$$Y = A\tau + 4 - 704 + 103 + 8 + 239 + 112 + 1160.$$

Rapporté à Z le rendement énergétique est

$$\frac{A\tau}{Z} = \frac{598}{2903} = 20,5 \%$$

Si on rapporte à Y on a, comme dans la machine à vapeur, le *rendement spécifique*

$$\frac{A\tau}{Y} = \frac{598}{1547} = 38,5 \%$$

Ce sont là d'ailleurs les rendements en travail *indiqué*.

§ 4. — QUELQUES RÉSULTATS D'ESSAIS

376. Les nombres donnés dans les paragraphes précédents se rapportent à un petit moteur, d'ailleurs déjà ancien. Les grands moteurs modernes donnent des rendements notablement supérieurs.

Voici par exemple quelques essais exécutés sur des mo-

teurs à gaz de haut fourneau¹ : on verra que les plus récents donnent des rendements excellents.

Dates des essais	Type du moteur Force nominale	Puissance en chevaux		Rendement thermique indiqué
		indiqué	effective	
1896	4 temps 1 cylindre simple effet 8 chevaux	5,26	4	15,77 %
1898	4 temps 1 cylindre simple effet 200 chevaux	213,9	181,82	22,9
1900	4 temps 1 cylindre simple effet 600 chevaux	825,8	670,0	25,2
1901	4 temps 1 cylindre simple effet 200 chevaux	246,9	215,3	23,0
1906	4 temps 2 cylindres double effet 1 600 chevaux	1 755,06	1 581,9	29,84

On voit qu'on peut compter sur des rendements thermiques d'environ 25 %. Pour le rendement énergétique, nous manquons un peu de documents ; on peut estimer qu'on atteint 60 %.

¹ HUBERT et WITZ.

CHAPITRE V

TRAVAIL PAR COUP DE PISTON

§ I. — DIAGRAMME D'UN CYLINDRE DONNÉ

Pression moyenne. — 377. Je me donne un cylindre bien déterminé et je fixe à priori les diverses phases de la distribution. Peut-on évaluer à l'avance la surface du diagramme d'indicateur qu'il donnera.

Si le fonctionnement se faisait dans les conditions théoriques, avec des parois imperméables à la chaleur, sans avance à l'allumage et avec une combustion instantanée, le problème serait facilement soluble. Il y aurait bien une petite difficulté tenant au mélange des gaz frais avec les gaz brûlés restés dans la chambre de compression ; il faudrait trouver par tâtonnements la température de l'échappement. Mais on aurait assez vite une bonne approximation.

La présence des pertes complique beaucoup le problème. Ce qu'il y a de mieux à faire est d'ailleurs de s'en tenir, pour l'établissement d'un projet, à l'enseignement de l'expérience et des précédents.

Nous dirons seulement que, dans les conditions actuelles de l'établissement des grands moteurs à gaz, la pression moyenne y est de 5 à 7 kilogrammes par centimètre carré, les valeurs faibles étant données par les gaz très pauvres comme les gaz de hauts fourneaux.

Influence de la température et de la pression d'admission. — 378. Le travail produit par un cylindre donné peut varier avec les circonstances, même quand on laisse constantes la distribution et la nature du mélange admis.

C'est ainsi que, lorsque les parois du moteur s'échauffent beaucoup, la température du mélange qui y entre s'élève et, par suite, la masse de gaz admise diminue. Le travail produit sera donc moindre. Voyons d'ailleurs ce que devient le diagramme. La compression produit sensiblement la même augmentation de pression qu'en marche froide, car on peut négliger, dans une première approximation, l'effet de l'élévation de température sur le rapport des chaleurs spécifiques quand cette élévation de température n'est pas trop forte. Mais l'explosion produit une augmentation de pression bien moindre. En effet, le pouvoir calorifique variant assez peu avec la température et, d'autre part, les chaleurs spécifiques des gaz brûlés augmentant avec elle, l'élévation de température produite par l'explosion est plus faible dans le moteur chaud. Le rapport des températures initiale et finale de l'explosion est donc, *a fortiori*, diminué, puisque leur différence l'est et que la température initiale est plus haute. Il en est de même, par conséquent, en vertu des lois des gaz parfaits, du rapport des pressions. La pression explosive est donc abaissée et le diagramme est diminué.

L'étude des explosions par l'enregistreur d'explosion Mathot¹ montre souvent, en effet, un abaissement de la pression explosive à mesure que le moteur va en s'échauffant. D'autre part c'est un fait bien connu des automobilistes que, lorsque leur moteur est trop chaud, il n'a plus la puissance suffisante pour entraîner la voiture.

¹ MATHOT.

379. L'abaissement de la pression d'admission donne des résultats analogues à l'élévation de la température. C'est ainsi qu'on a constaté une diminution de la puissance des moteurs d'automobiles quand l'altitude augmente, c'est-à-dire quand la pression barométrique diminue (Génie civil, 3 mars 1906).

§ 2. — RÉGULARISATION

380. On fait varier le travail produit par coup de piston en vue de proportionner la puissance du moteur aux résistances qu'il a à vaincre. C'est la régularisation. Nous allons étudier les procédés de régularisation au point de vue de leur influence sur le rendement¹.

Tout d'abord, il est certain que, à mesure qu'on diminue le travail indiqué par coup de piston, les frottements mécaniques tendent à prendre une influence relative considérable. C'est là le phénomène capital de la marche à faible charge. Aussi, quel que soit le système de réglage employé, le rendement effectif diminue-t-il quand la charge diminue. Mais il diminue plus ou moins vite suivant que le réglage agit de telle ou telle manière sur le travail indiqué.

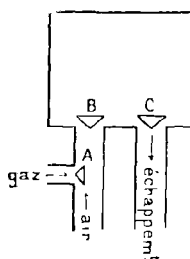


Fig. 114.

Avant d'aborder l'étude des divers systèmes usités, rappelons que la distribution d'un moteur à gaz se compose 1° d'une soupape

¹ Pour l'étude de l'influence du procédé du réglage sur le rendement, voir MARCHIS, 1.

de mélange A par où le gaz arrive dans le courant d'air d'admission ; 2° d'une soupape d'admission B par où le mélange entre dans le cylindre ; 3° d'une soupape d'échappement C par où les gaz brûlés en sortent (fig. 114).

Réglage par le tout ou rien. — 381. Le premier mode de régularisation qui ait été employé dans les moteurs à gaz est le système du tout ou rien. (Otto). Le régulateur de vitesse agit pour supprimer l'ouverture de la soupape de mélange et par suite toute arrivée de gaz dès que la vitesse atteint une certaine limite ; au-dessous de cette limite, il n'a aucune action. On produit ainsi des coups à blanc, où le moteur n'aspire que de l'air, qu'il évacue ensuite après l'avoir comprimé et détendu.

Au point de vue du rendement, ce système n'est pas mauvais, car il n'introduit pas de pertes spéciales. Il n'y a signaler à son passif que le fait suivant : une série de coups à blanc peuvent refroidir notablement le moteur, à tel point que l'allumage du premier mélange combustible réintroduit y sera difficile et ratera, ce qui donnera une perte de gaz. Dans certaines machines, on a essayé d'atténuer cet inconvénient en supprimant la circulation d'eau pendant les coups à blanc (Mertin).

Mais le réglage par tout ou rien est brutal et il est de plus en plus remplacé par des procédés plus perfectionnés.

Réglage par le dosage du mélange. — 382. On peut régler en faisant varier la proportion de gaz contenue dans le mélange admis. Il suffit, pour cela, que le régulateur agisse sur la soupape de mélange non pas pour supprimer son ouverture, mais pour étrangler plus ou moins l'arrivée du gaz.

La difficulté de ce mode de réglage est d'éviter les ratés d'allumage qui peuvent se produire quand le dosage de gaz devient trop faible. C'est elle qui avait conduit Otto à recourir au système du tout ou rien. On a imaginé aujourd'hui plusieurs moyens pour la résoudre.

Dans les moteurs Cockerill par exemple on règle la quantité de gaz en réglant la durée de l'ouverture de la soupape de mélange. Suivant que l'on veut plus ou moins de gaz, on fait commencer cette ouverture plus ou moins tôt. Mais on la fait toujours cesser au même moment. Dans la marche à faible charge, le moteur aspirera donc d'abord de l'air pur, puis un mélange d'air et de gaz, mais ce mélange aura toujours la même richesse qu'en marche à pleine charge. On peut supposer que le dit mélange n'aura pas le temps de se diffuser sensiblement dans l'air frais qui est devant lui : on aura toujours ainsi, au contact des étincelles d'allumage, jaillissant au fond de la culasse, un mélange riche, dont l'inflammation ne ratera pas.

Le réglage par le dosage de gaz n'est pas mauvais pour le rendement, puisque la marche en gaz dilués est, comme on le sait, plutôt favorable. Dans les moteurs ainsi réglés, le rendement effectif baisse donc relativement lentement, quand la charge diminue.

Réglage par la quantité du mélange. — 383. On peut agir sur la quantité de mélange admise, en laissant le dosage constant. Il y a deux manières principales pour obtenir ce résultat.

1° Etranglement du mélange à l'admission soit en diminuant la levée de la soupape d'admission (Deutz) soit par un papillon spécial placé entre la soupape de mélange et celle d'admission (moteurs à 4 temps Koerting).

Le volume du mélange admis reste le même, mais sa pression, donc sa masse, est plus faible.

2° Dans les moteurs à détente allongée, on peut régler le volume du mélange. Le moteur Charon, par exemple, augmente, à faible charge, la quantité de mélange remise à chaque coup. Le moteur de la maison Cail déplace vers la gauche (fig. 109), pour les faibles charges, le point B de son diagramme.

Les premiers procédés ont l'inconvénient d'augmenter notablement les laminages ; les seconds ont celui de diminuer la compression à faible charge. Il y a donc là une tendance à la diminution du rendement qui vient s'ajouter à l'influence des frottements mécaniques.

Réglage mixte ou de Letombe. — 384. M. Letombe avait imaginé un réglage mixte fort ingénieux.

Il s'agit d'un moteur à détente allongée, l'admission ne durant que pendant la partie αB de la course αk (fig. 115). Aux faibles charges, on commence par diminuer, au moyen de la soupape de mélange, le dosage de gaz, et, en même temps, on déplace le point B vers la droite de façon à augmenter le volume admis. La compression est alors $B'C'$.

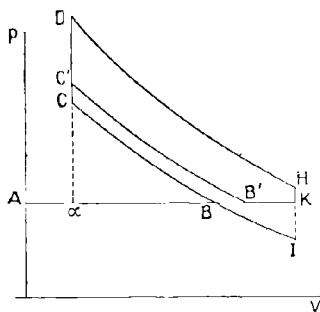


Fig. 115.

Mais le dosage est réglé de sorte que l'explosion ne produise qu'une élévation de pression $C'D$. Le diagramme devient donc $B'C'DHk$; il est réduit.

Ce réglage donne, aux faibles charges, l'avantage de la dilution des gaz et en même temps celui d'une augmentation de la compression. Aussi le rendement baisse-t-il relativement peu quand la charge diminue.

Réglage du moteur à combustion. — 385. Le réglage du moteur à combustion est très facile. Il suffit d'arrêter l'injection du mélange combustible dans le cylindre moteur en un point variable de la course. Pour les moteurs genre Diesel, où l'air est déjà dans le cylindre et où on n'injecte que le pétrole, c'est cette injection de pétrole qu'on arrête en un point variable.

L'arrêt de l'injection du mélange total ne donne lieu à aucune perte spéciale. L'arrêt de l'injection du pétrole dans les moteurs Diesel aurait plutôt une tendance à favoriser le rendement, en raison de l'avantage que présente la marche en forte dilution. Le réglage des moteurs à combustion est donc bon au point de vue du rendement.

Réglage par l'avance à l'allumage. — 386. Les automobilistes règlent souvent la puissance de leurs moteurs par l'avance à l'allumage ; une diminution d'avance donne une diminution de puissance.

Ce procédé agit, en somme, en augmentant la perte par combustion retardée, et il finit même par donner des combustions très incomplètes et beaucoup de gaz non brûlés dans l'échappement. Il est donc fort peu économique.

CHAPITRE VI

LA GAZÉIFICATION

§ 1. — GAZ A L'AIR OU GAZ A L'EAU ?

387. Maintenant que nous connaissons la manière, dont le combustible gazeux peut être utilisé dans les moteurs, nous pouvons étudier les conditions dans lesquelles il convient de gazéifier un combustible solide, quand on a en vue l'alimentation d'un moteur. Le nœud de la question réside, comme on va le voir, dans le fait que les moteurs à gaz sont, du moins avec les fonctionnements actuels suivant les évolutions Y, de mauvais appareils pour utiliser des gaz *chauds*, pour recueillir ce qu'on appelle la *chaleur sensible*.

388. Voici un morceau de 12 grammes de carbone, représenté par le symbole chimique C. La technique industrielle dispose de deux méthodes pour transformer intégralement ce solide en combustible gazeux : la gazéification à l'air et la gazéification à l'eau.

Toutes les deux comportent des réactions chimiques à pression constante. Il est bien vrai que les gazogènes sont ou bien à aspiration directe du moteur, ce qui suppose qu'il y règne une certaine dépression, ou bien soufflés, ce qui suppose qu'il y règne une certaine surpression. Mais ces dépressions et surpressions sont très faibles et peuvent

être négligées ; en somme, on marche à peu près à la pression atmosphérique.

La gazéification à l'air transforme C en CO. Pour gazéifier les 12 grammes de C, il faut une quantité d'air représentée par $O + 2Az^2$, qui donnera $CO + 2Az^2$. Mais, la réaction étant exothermique, le gaz produit est chaud, à $273 + 1288^\circ$ comme on peut le calculer facilement ; c'est un calcul de température de combustion (on suppose la température ambiante $T_0 = 273$). Il faut ensuite mélanger le gaz à l'air qui va le brûler, ce qui le refroidit un peu, l'air secondaire étant pris à 273° . Conformément à la pratique industrielle, prenons un excès d'air $2(O + 2Az^2)$. Notre combustible gazeux devient alors $CO + O^2 + 6Az^2$ porté à la température $273 + 510^\circ$.

La gazéification à l'air entraîne donc une haute température dans le mélange qui va alimenter le moteur. Or, nous savons que le moteur, fonctionnant tout au plus avec l'évolution Y, n'est pas capable de recueillir l'énergie qu'un mélange contient sous forme de température élevée ou, comme on dit, de *chaleur sensible*. Nous savons qu'il est préférable de refroidir le mélange avant son introduction, et nous pouvons d'ailleurs le vérifier à nouveau ici, car le calcul donne, avec une compression de 10 :

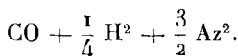
Mélange admis à $273 + 510^\circ$	{	Evolution Z	70	Perte à l'échappement	44
		Evolution Y	26		
Mélange refroidi préalablement à 273°	{	Evolution Z	51	Perte à l'échappement	16
		Evolution Y	35		

Il convient donc de refroidir préalablement le gaz si on veut éviter une grande perte à l'échappement.

Mais le refroidissement préalable sera un déchet. Et dès lors il semble tout à fait préférable de gazéifier le combustible par un procédé qui donne tout de suite du gaz froid, n'ayant pas à être refroidi avant son introduction dans le moteur.

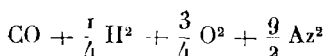
389. C'est un résultat que l'on peut obtenir, théoriquement, en combinant, dans une proportion convenable la gazéification à l'eau et la gazéification à l'air. Malheureusement, il est impossible de faire cette combinaison de manière à réaliser une température de combustion inférieure à 600° ; il est impossible notamment de faire de la gazéification à l'eau seule. La température de 600° est en effet indispensable pour que le gazogène puisse marcher sans s'éteindre ; elle est même plutôt un peu basse ; nous l'adopterons néanmoins pour fixer les idées.

Souvent, dans la pratique, on envoie l'eau au gazogène sous forme de vapeur produite dans une chaudière spéciale. Il faut alors tenir compte de la dépense de charbon nécessaire pour la vaporiser. En vue de simplifier, je supposerai l'eau envoyée à l'état liquide. Il est alors facile de calculer qu'on obtient la température de combustion de 273 + 600° en gazéifiant environ $\frac{1}{4}$ du charbon par l'eau et $\frac{3}{4}$ par l'air, ce qui donne le gaz



La combustion de ce gaz exige $\frac{5}{4} (\text{O} + 2\text{Az}^2)$, l'air étant représenté par $\text{O} + 2\text{Az}^2$. Nous prendrons dans le moteur

un excès d'air, soit $\frac{3}{2} (O + 2Az^2)$ à la température de 273° , ce qui nous donnera finalement le mélange



à la température de $273 + 260$.

La nécessité d'avoir une température de 600° au gazogène ne nous a donc pas permis d'obtenir un mélange rigoureusement froid. Puisqu'il vaut mieux admettre le gaz froid dans le moteur, nous aurons donc encore ici une perte obligée par refroidissement préalable, mais elle sera moins forte que tout à l'heure avec le gaz à l'air et finalement le travail produit sera plus grand. Rappelons en effet qu'on trouve, pour le gaz ci-dessus admis froid (311)

$$\text{Mélange admis à } T_0 = 273 \left\{ \begin{array}{l} \text{Evolution Z } 64,5 \\ \text{Perte à l'échappement } 23,9 \\ \text{Evolution Y } 40,6 \end{array} \right.$$

tandis que, sans refroidissement préalable, on obtient (322)

$$\text{Mélange admis à } T_0 = 273 + 260 \left\{ \begin{array}{l} \text{Evolution Z } 72,1 \\ \text{Perte à l'échappement } 38,1 \\ \text{Evolution Y } 34,0 \end{array} \right.$$

En somme, avec le mélange admis froid, processus qui donne le meilleur résultat, l'évolution Y du gaz mixte produit 40,6 au lieu de 35 que produit celle du gaz à l'air seul. C'est une économie notable. Il convient donc, pour les moteurs, de faire une gazéification à la fois à l'air et à l'eau, donnant des gaz aussi froids que possible.

Il est bien entendu que toute la discussion qui précède suppose que la détente, dans le moteur, n'est pas poussée

au-dessous de la pression atmosphérique. Elle tomberait si on parvenait à faire fonctionner des moteurs suivant l'évolution Z , cette évolution s'accommodant très bien des gaz chauds (322).

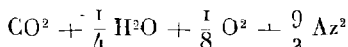
§ 2. — LE RENDEMENT THERMIQUE

Définition. Marche théorique. — 390. Considérons le système formé par la réunion de tous les corps qui vont évoluer dans le gazogène, puis dans le moteur, l'air secondaire étant toutefois séparé du reste au début. Nous avons donc

$$C + \frac{1}{4} H^2O + \frac{3}{4} (O + 2Az^2) + \frac{3}{2} (O + 2Az^2),$$

l'air $\frac{3}{2} (O + 2Az^2)$ étant d'abord isolé, par exemple par une petite cloison.

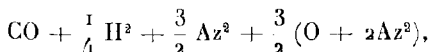
Désignons par L_p le pouvoir calorifique à pression constante, à la température $T_0 = 273$ et à la pression p_a , de ce système, passant à l'état final



où tout est mélangé. Dans l'état initial et dans l'état final, l'eau est presque entièrement liquide : on peut donc négliger la différence entre les quantités qui s'y trouvent en vapeur. Le pouvoir L_p est donc (56) le pouvoir calorifique de $C + O^2$.

Brûlons ce système à *pression constante* en parcourant les transformations suivantes.

1° Combustion adiabatique dans le gazogène de $\text{C} + \frac{1}{4} \text{H}^2\text{O} + \frac{3}{4} (\text{O} + 2\text{Az}^2)$. On obtient



l'air $\frac{3}{2} (\text{O} + 2\text{Az}^2)$ étant toujours séparé du reste, et $\text{CO} + \frac{1}{4} \text{H}^2 + \frac{3}{2} \text{Az}^2$ étant à $273 + 600$. Cette opération ne dégage aucune chaleur.

2° Refroidissement à pression constante de $\text{CO} + \frac{1}{4} \text{H}^2 + \frac{3}{2} \text{Az}^2$ jusqu'à 273. Cette opération dégage une chaleur Q.

3° Mélange avec $\frac{3}{2} (\text{O} + 2\text{Az}^2)$ et combustion à pression constante. Cette opération dégage une chaleur mesurée par le pouvoir calorifique L_p , à la température T_0 et à la pression p_0 , du corps $\text{CO} + \frac{1}{4} \text{H}^2 + \frac{3}{2} \text{Az}^2 + \frac{3}{2} (\text{O} + 2\text{Az}^2)$.

L'ensemble de ces 3 modifications doit dégager L_p , car elles sont toutes faites à pression constante. Donc

$$L_p = l_p + Q.$$

Le pouvoir calorifique l_p du produit du gazogène est donc inférieur au pouvoir calorifique L_p du combustible initial. Il lui aurait été égal si on avait pu marcher au gazogène de façon à produire des gaz rigoureusement froids ; mais nous avons dit que c'était impossible.

Dans la réalité, le refroidissement préalable qui dégage Q se fait toujours. Il se fait lorsqu'on épure les gaz qui sortent du gazogène, ce qui les ramène à la tempé-

rature ambiante. Nous savons d'ailleurs, qu'il est avantageux au point de vue de l'utilisation dans les moteurs.

Le rendement thermique du gazogène est $\frac{l_p}{L_p}$. Dans notre exemple, $L_p = 97,4$, $l_p = 82,5$. Donc le rendement thermique vaut 85 %. La perte Q est de 15 %.

Marche réelle. — 391. Mais nous avons supposé une marche théorique. Si, dans la réalité, on prend le rapport $\frac{l_p}{L_p}$ du pouvoir calorifique du gaz produit par le gazogène au pouvoir du combustible initial, on trouve un nombre plus petit pour les raisons suivantes.

D'abord une partie de la combustion est incomplète dans le gazogène ; il y a du carbone non gazéifié, qui passe à l'état de goudrons ou d'escarbilles. Si ces goudrons et ces escarbilles subsistaient dans le gaz du gazogène, cela ne ferait rien, car le pouvoir calorifique l_p serait augmenté. Mais ils sont ou bien entraînés par les cendres ou bien arrêtés par l'épuration. Tout se passe donc comme si le combustible fourni au gazogène avait un pouvoir $L_{p'}$ inférieur à L_p , correspondant à une combustion incomplète. La quantité $L_p - L_{p'}$ est perdue par combustion incomplète.

En second lieu, dans le gazogène, la combustion ne se fait pas adiabatiquement. Il y a de la chaleur q perdue par rayonnement et conductibilité ou emportée par les cendres. On a donc :

$$L_{p'} = l_p + q + Q$$

q est une perte nouvelle.

Enfin Q est généralement, dans la pratique, supérieur

au chiffre calculé plus haut, parce que le gazogène marche souvent à une température plus élevée que celle de 600° que nous avons admise.

392. Les expériences donnent, pour les gazogènes, des rendements de 70 à 80 % dans les essais, souvent notablement moins dans les marches industrielles¹. Admettons 75 %. On peut d'ailleurs estimer en gros que les pertes se fractionnent comme suit² :

Chaleur perdue par combustion incomplète	}	goudrons. . .	7
		escarbilles . . .	2
Chaleur perdue à l'épuration Q			11
Chaleur perdue par rayonnement et conductibilité ainsi que par les cendres q			5
Pouvoir calorifique du gaz l_p			75
Total. Pouvoir l_p.			100

§ 3. — LE RENDEMENT ÉNERGÉTIQUE

393. Fidèles à notre méthode générale, nous allons étudier maintenant le rendement énergétique de la gazéification, le plus intéressant au point de vue de la production de la puissance motrice.

Marche théorique. — 394. Considérons le combustible solide avec l'air et l'eau qui doivent le gazéifier et avec l'air secondaire qui brûlera, dans le moteur, le gaz

¹ WITZ, 3.

² J'ai pris pour guides dans cette estimation, des expériences relatives par KARL WENDT dans le *Stahl und Eisen* de 1907.

produit. Cet ensemble, qui, dans notre cas particulier est $C + \frac{1}{4} H^2O + \frac{3}{4} (O + 2 Az^2) + \frac{3}{2} (O + 2 Az^2)$, se trouve à l'état T_0, p_0 , et l'air secondaire est d'abord séparé du reste par une cloison ; c'est l'état initial E. Il va passer à l'état final F, formé de gaz complètement brûlés et mélangés $CO^2 + \frac{1}{4} H^2O + \frac{1}{8} O^2 + \frac{9}{2} Az^2$. On a donc une énergie utilisable $G_E - G_F$.

La gazéification, suivie du mélange avec l'air secondaire, fait passer le système à un état intermédiaire I, formé du mélange $CO + \frac{1}{4} H^2 + \frac{3}{2} Az^2 + \frac{3}{2} (O + 2 Az^2)$ porté, comme on l'a vu (389), à $273 + 260^\circ$. L'énergie utilisable est alors $G_I - G_F$.

La différence entre ces deux énergies, soit $G_E - G_I$, est la *perte à la gazéification*.

Malheureusement le calcul numérique de cette perte est impossible dans l'état actuel de la science, car nous ignorons, faute d'expériences suffisantes, la variation d'entropie produite par une combustion : or la gazéification en est une. Nous serons donc obligés de nous contenter provisoirement d'une évaluation différente.

Nous prendrons, au lieu de l'énergie utilisable $G_E - G_F$ dans l'état E, le pouvoir énergétique Z_E dans cet état. En d'autres termes, nous calculerons le travail qu'on pourrait obtenir théoriquement en faisant parcourir au système $C + \frac{1}{4} H^2O + \frac{3}{4} (O + 2 Az^2) + \frac{3}{2} (O + 2 Az^2)$ l'évolution théorique complète (avec une compression de 10 pour fixer les idées). On trouve ainsi 76,1. Calculons de même le pouvoir énergétique Z_I dans l'état intermédiaire I ; nous savons déjà qu'il est égal à 72,1.

La différence $Z_k - Z_i$ sera prise comme mesure de la perte à la gazéification.

395. — Je dois insister un peu sur la manière dont j'ai fait le calcul de Z_k . J'ai supposé que, pour produire l'évolution théorique, on détruisait — ce qui n'exige aucun travail — la cloison séparant l'air secondaire du reste. Mais j'ai supposé que $C + \frac{1}{4} H^2O$ était séparé de l'air pendant la compression par une petite cloison, perméable à la chaleur pour permettre l'égalisation de température entre les deux parties du système, mais assez résistante pour maintenir le volume de $C + \frac{1}{4} H^2O$ constant et empêcher la vaporisation de l'eau. Cette cloison est supposée détruite au moment de l'allumage. Voici le détail des résultats trouvés :

$T_0 = T_A = T_B = 273$	$T_C = 466$	$T_D = 2480$	$T_E = 1178$
	$p_C = 10 p_B$	$p_D = 55,56 p_B$	
Evolution Z	76,1		
		Perte à l'échappement	25,3
Evolution Y	50,8		

La différence $Z_k - Z_i$ n'est pas égale $G_k - G_i$. En effet Z_k est égal à l'énergie utilisable $G_k - G_f$ diminuée de la perte que donne la combustion *totale* du carbone. Z_i est égal à l'énergie utilisable $G_i - G_f$ diminuée de la perte que donne la combustion du *mélange gazeux*. La différence $Z_k - Z_i$ ne pourrait être égale à la différence $G_k - G_i$ des deux énergies utilisables que si les deux pertes à la combustion étaient égales, ce qu'elles ne sont certainement pas.

Malgré tout, nous prendrons $Z_k - Z_i$, faute de mieux,

comme évaluation de la perte à la gazéification. Dans notre exemple elle vaut 4.

396. On se rend compte d'où provient cette perte, d'où provient le fait que Z_E n'est pas égal à Z_I . La combustion du combustible comprend deux phases, la combustion incomplète à l'état de $\text{CO} + \frac{1}{4} \text{H}_2$, puis la combustion seconde pour $\text{CO}^2 + \frac{1}{4} \text{H}_2\text{O}$. L'énergie $G_I - G_F$ est égale à $G_E - G_F$ diminué de la perte pendant la combustion incomplète dans le gazogène. Et par suite Z_I est égal à $G_E - G_F$ diminué de la perte pendant la combustion incomplète dans le gazogène et de la perte pendant la combustion seconde se produisant dans l'évolution Z_I .

Mais, au cours de l'évolution Z_E , il semble probable que la combustion totale se produit par étape : d'abord la combustion incomplète, ensuite la combustion seconde. Z_E est donc égal à $G_E - G_F$ diminué de la perte pendant la combustion incomplète et de la perte pendant la combustion seconde.

La différence entre Z_E et Z_I provient de ce que la combustion incomplète ne se produit pas dans les mêmes conditions dans le gazogène et dans l'évolution Z_E . Dans l'évolution Z_E , elle part d'une température plus élevée, et est moins loin de la région de dissociation. Aussi la perte correspondante y est moins grande.

397. Le mélange que nous venons de produire dans l'état I est $\text{CO} + \frac{1}{4} \text{H}_2 + \frac{3}{2} \text{Az}^2 + \frac{3}{2} (\text{O} + 2 \text{Az}^2)$ à la température $273 + 260^\circ$.

Ce mélange va maintenant être épuré, et, dans cette opération, sa température redeviendra égale à la température ambiante $T_0 = 273$. Nous savons d'ailleurs qu'il n'y a pas à regretter cette circonstance ; bien au contraire, il conviendrait de refroidir systématiquement le gaz si l'épuration ne produisait ce résultat. Malgré tout, il y a là une perte ; sans doute cette perte doit être acceptée pour en éviter une plus grande à l'échappement ; ce n'en est pas moins une perte et il faut la compter comme telle. Ce sera la *perte à l'épuration*.

Conformément aux principes de l'article 32, il faudrait l'évaluer par la formule

$$\int_{273}^{273+260} \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) CdT$$

C étant la capacité calorifique totale à pression constante des produits brûlés. Mais cette évaluation donnerait en somme la différence entre l'énergie utilisable du produit $\text{CO} + \frac{1}{4} \text{H}^2 + \frac{3}{2} \text{Az}^2 + \frac{3}{2} (\text{O} + 2 \text{Az}^2)$ à $273 + 260^\circ$, et celle du même produit refroidi à 273. Pour rester dans le même ordre d'idées que tout à l'heure, il nous paraît préférable de tout rapporter, provisoirement, aux pouvoirs Z. Envisageons donc la différence entre Z_1 , pouvoir énergétique de l'état I (72,1 dans notre exemple) et Z'_1 , pouvoir énergétique du mélange $\text{CO} + \frac{1}{4} \text{H}^2 + \frac{3}{2} \text{Az}^2 + \frac{3}{2} (\text{O} + 2 \text{Az}^2)$ froid. Ce sera cette différence que nous prendrons pour évaluation de la perte à l'épuration bien que, pour des raisons analogues à celles qui ont été développées plus haut, elle ne

soit pas égale à la différence des énergies utilisables, c'est-à-dire à $\int_{273}^{273+260} \left(1 - \frac{T}{T^0} \right) C dT$.

Dans notre exemple, nous avons vu que Z'_1 valait 64,5. Comme Z_1 vaut 72,1, la perte à l'épuration est : 7,6.

Le pouvoir Z'_1 donnera lieu, dans le moteur, à une perte à l'échappement que nous avons déjà calculée, et finalement il nous restera, pour terme de comparaison à rapprocher du travail réellement produit dans le cylindre, l'évolution incomplète Y du mélange $\text{CO} + \frac{1}{4} \text{H}^2 + \frac{3}{2} \text{Az}^2 + \frac{3}{2} (\text{O} + 2 \text{Az}^2)$ pris à la température ambiante. C'est bien à ce terme de comparaison que nous avons rapporté le rendement spécifique du moteur (375).

398. Le rendement énergétique de la gazéification sera, par définition $\frac{Z'_1}{Z_E}$. Son complément à 1 proviendra de la perte à la gazéification et de la perte à l'épuration. Dans notre exemple type, on a

Rendement énergétique	84,7 %
Perte à la gazéification	5,3 %
Perte à l'épuration	10,0 %

399. Il est bien certain que l'on pourrait aussi convenir de mesurer les pertes à la gazéification et à l'épuration par la diminution de la quantité Y. Seulement cette mesure ne coïnciderait pas avec la mesure par la diminu-

tion de Z, et, notamment, l'épuration donnerait un gain. On trouverait en effet ainsi

Y de l'état E	50,8		
		Perte à la gazéification	16,8
Y de l'état I	34,0		
		Gain à l'épuration	6,6
Y de l'état I'	40,6		

Marche réelle. — 400. Les notions précédentes s'appliquent à la marche réelle d'un gazogène.

Le rendement énergétique est toujours le rapport du pouvoir énergétique du gaz produit au pouvoir énergétique du combustible fourni au gazogène.

Les pertes comprennent toujours les pertes à la gazéification et à l'épuration, mais celles-ci sont modifiées par rapport à la marche théorique ; de plus il vient s'ajouter des pertes nouvelles.

La *perte à l'épuration* est augmentée par le fait que la température du gazogène est supérieure généralement à 600°. Une perte analogue s'y ajoute, la *perte par rayonnement et conductibilité*, correspondant à la fuite de la chaleur notée q dans l'article 391.

La *perte à la gazéification* est compliquée par la circonstance qu'une partie du combustible n'est pas brûlée et passe à l'état de goudrons et d'escarbilles. La réaction chimique est donc modifiée, ce qui change la perte correspondante. Il y a là une combinaison de perte à la gazéification et de perte par *combustion incomplète*.

401. L'étude détaillée de ce fonctionnement serait assez délicate parce qu'il s'agit, en somme, de pertes dues à des combustions. Pour la bien faire, il faudrait con-

naître les lois de la production des réactions chimiques, l'influence, sur le travail non compensé, de tel ou tel processus de combustion. Une telle connaissance dépasse la portée de la science actuelle.

Nous nous en tiendrons donc à l'aperçu précédent, et nous estimerons grossièrement le rendement énergétique des gazogènes réels par les considérations suivantes.

Le rendement énergétique dans la marche théorique est environ 85 %, comme le rendement thermique dans la même marche. Nous admettrons que la marche réelle introduit le même déchet dans le rendement thermique et dans le rendement énergétique. Nous prendrons donc, pour le second comme pour le premier (392), 75 % environ.

On peut admettre aussi le même déchet pour les Y, et admettre que l'Y du gaz produit est sensiblement égal à $\frac{75}{85} = 0,88$ de l'Y calculé théoriquement.

§ 4. — COMPARAISON DE LA MACHINE A VAPEUR ET DU MOTEUR A GAZ

Caractéristiques de ces deux machines. — 402.
Nous avons fait ressortir que la machine à vapeur ne différerait pas, au point de vue de l'évolution théorique complète Z, d'un moteur à gaz à combustion à pression constante sans compression préalable (72). Seulement la machine à vapeur réalise cette évolution par le mode à feu externe, tandis que le moteur à gaz la réalise par le mode à feu interne. De là une différence dans les pertes et dans les évolutions incomplètes Y.

La comparaison des évolutions Y des deux types de machine montre de suite qu'elles ont en somme des propriétés inverses. La principale perte de la machine à vapeur est une perte en haut, la perte au chauffage ; la principale perte du moteur à gaz est une perte en bas, la perte à l'échappement.

403. Réduire ces deux pertes serait donc un progrès notable pour ces deux machines. Ce n'est malheureusement pas fort commode à réaliser.

Dans la machine à vapeur, on abaisse la perte au chauffage en élevant la température de la chaudière. Mais on est limité dans cette voie par les hautes pressions qui s'ensuivent. A 200° centigrades, la pression est 16 kilogrammes par centimètre carré. Pour élever seulement de 10° la température de la chaudière, il faut que la pression passe à 19^{kg},5.

Certains inventeurs ont essayé de surmonter cette difficulté en employant, pour le vaporiser, un autre corps que l'eau, donnant aux températures de 200 à 500° centigrades une tension moins forte. On ne peut guère songer à trouver un corps qui soit plus avantageux que l'eau à la fois aux hautes températures et aux basses ; mais il suffirait que l'avantage fût réel aux températures élevées ; on pourrait alors constituer, par association avec la machine à vapeur d'eau, une machine à vapeurs combinées. Malheureusement, même ainsi réduite, la question ne paraît pas soluble et il ne semble pas exister de corps satisfaisant.

La diminution de la perte à l'échappement des moteurs à gaz est également un problème difficile.

Théoriquement, il serait possible d'entretenir une en-

ceinte à une pression inférieure à la pression atmosphérique, où l'on ferait échapper le moteur à gaz dont le diagramme serait alors ABCDEM (fig. 116). Pour entretenir

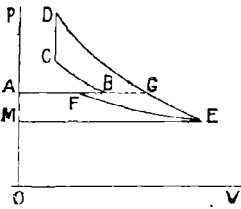


Fig. 116.

ce vide, il faudrait une pompe, extrayant les gaz de l'enceinte, et fonctionnant suivant le mode isotherme; son diagramme serait alors MEFA. Il viendrait en déduction du diagramme du cylindre, et finalement cette installation ferait gagner FGE par rapport à l'évolution γ .

Pratiquement, il serait assez difficile d'avoir une pompe comprimant suivant l'isotherme EF. Les pertes de la pompe mangeraient une bonne partie du gain résultant de l'abaissement de la contre-pression, peut-être même la totalité. Ce serait à l'expérience à prononcer. Mais on ne peut guère espérer un résultat que si les fumées contiennent une grande quantité de vapeur d'eau susceptible de se condenser.

Nous signalerons ici deux procédés imaginés pour récupérer en partie la perte à l'échappement. Le premier est le moteur atmosphérique dont il a été déjà parlé (303). Le second est une pratique introduite par MM. Armengaud et Lemale dans leur turbine à gaz. Dans cette machine, les gaz de l'échappement, en se refroidissant, produisent de la vapeur à basse pression qui va travailler sur la turbine même sur laquelle ont agi les gaz. On peut se demander s'il ne serait pas possible d'avoir recours à cette pratique même avec les moteurs à piston. Peut-être, dans une station centrale de moteurs à gaz, pourrait-on utiliser les gaz de l'échappement à produire de la vapeur à basse

pression faisant marcher, dans les bonnes conditions de rendement que l'on sait, une turbine. Mais il faudrait, pour obtenir un résultat appréciable, que la station centrale fût considérable car on ne peut espérer recueillir, de cette manière, guère plus de 5 à 10 % du travail des moteurs.

Nous avons déjà dit que la récupération de la perte à l'échappement par un réchauffage du mélange admis n'avait aucune valeur (323).

Comparaison numérique. — 404. Mais cherchons à établir une comparaison numérique entre la machine à vapeur et le moteur à gaz. Et, pour préciser, supposons que nous partions d'un combustible solide donné, par exemple 12 grammes de Carbone, et que nous l'utilisions de deux manières :

- 1° Au moyen d'un gazogène et d'un moteur à gaz ;
- 2° Au moyen d'une chaudière et d'une machine à vapeur.

L'évolution théorique Y, telle qu'elle a été calculée dans les chapitres précédents, donne, pour une dépense de 12 grammes de C (401 et 389) :

Moteur à gaz	40,6
Machine à vapeur	28,1

A la vérité ces chiffres ont été obtenus avec certaines hypothèses sur le degré de compression, sur la température de la chaudière et du condenseur ; mais ces hypothèses ont été faites de manière à placer les deux types de machines dans des conditions de marche qui peuvent, dans l'état actuel de la pratique industrielle, être considérées comme favorables.

Ces nombres font ressortir une supériorité de 1,44 pour le moteur à gaz.

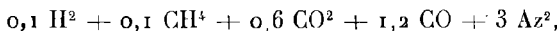
405. Mais il faut tenir compte du rendement par rapport à l'évolution théorique.

Le gazogène donne (401) un produit susceptible de développer, en évolution incomplète Y, un travail qui est environ les 88 % du travail de l'évolution Y calculé ci-dessus. L'ensemble chaudière + condenseur fournit une disponibilité qui est (169) les 68 % de l'évolution incomplète Y calculée. D'autre part les rendements spécifiques respectifs du moteur à gaz et du cylindre à vapeur par rapport à l'évolution Y sont (257 et 376) environ 60 % et 65 %.

La supériorité théorique 1,44 doit donc être multipliée par le rapport $\frac{88 \times 60}{68 \times 65} = 1,20$. Cela donne pour supériorité du moteur à gaz environ 1,75. Ce chiffre d'ailleurs n'a rien d'absolu ; il peut-être dépassé comme il peut n'être pas atteint.

406. La comparaison s'établit parfois autrement entre les deux types de machine. C'est le cas, par exemple, de l'utilisation des gaz de hauts fourneaux. Là, le combustible gazeux est tout formé ; il n'y a pas de gazéification préalable à faire. Que va-t-on obtenir soit en brûlant le gaz sous une chaudière pour produire de la vapeur, soit en l'utilisant directement dans un moteur à combustion interne ?

Prenons comme exemple le gaz suivant



que nous brûlerons par la quantité d'air strictement nécessaire, aussi bien dans la chaudière que dans le moteur, soit par

$$1,7 (\text{O} + 2\text{Az}^2).$$

Nous supposons que le mélange est envoyé froid, après épuration, au moteur à gaz et que, au contraire, il est à $273 + 100^{\circ}$ quand il arrive à la grille de la chaudière.

Nous obtenons les résultats suivants :

Moteur à gaz (explosion et compression) $\frac{P_c}{P_B} = 10$	{	$T_A = T_C = 273$ $T_C = 527$ $T_D = 2064$ $T_E = 1045$ Évolution Z 81,7 Perte à l'échappement 29,7 Évolution Y 52,0
Machine à vapeur saturée sans réchauffeur $T_1 = 273 + 200$ $T_2 = 273 + 30$	{	$T_0 = 273$ gaz admis à 373 $\theta = 1704$ Eau évoluant 158 grammes Évolution Z 76,2 Perte au chauffage. 30,9 « à l'alimentation 3,7 « au condenseur. 6,4 « par les fumées. 4,3 Évolution Y 30,9,

La supériorité théorique du moteur à gaz devient donc $\frac{52,0}{30,9} = 1,68$ au lieu de 1,44 qu'elle était tout à l'heure.

En admettant les mêmes rendements que tout à l'heure on trouverait 1,90 pour la supériorité pratique.

La pratique a parfois donné notablement plus, jusqu'à 3. Mais cela tenait à ce que les chaudières alimentées par des gaz de hauts fourneaux étaient souvent établies dans de mauvaises conditions de rendement. Il faut remarquer d'ailleurs qu'on prend la peine d'épurer les gaz avant de les envoyer à un moteur à combustion interne, et qu'on ne le fait pas quand on les envoie sous une chaudière. Il est fort probable que le rendement des chaudières serait augmenté si on les alimentait avec des gaz débarrassés de leurs poussières. L'avantage thermique du moteur à

gaz serait alors diminué. Il n'en resterait pas moins encore notable et il faut ajouter à cet avantage thermique l'avantage pratique qui résulte de la suppression des générateurs de vapeur.

407. Nous nous sommes uniquement bornés, dans notre comparaison entre le moteur à gaz et la machine à vapeur, au point de vue thermique. Nous n'entrerons pas ici dans les considérations des autres ordres qu'il y aurait lieu d'envisager. Nous ferons cependant remarquer, revenant sur le cas où l'utilisation comporte une gazéification préalable, que, à égalité de consommation de combustible, la machine à vapeur serait plus avantageuse que le moteur à gaz parce que la chaudière permet de brûler des combustibles beaucoup moins chers que le gazogène. Dans cet ordre d'idées, on comprend l'intérêt qui s'attache à l'établissement de gazogènes susceptibles de marcher avec des charbons de toute nature, et non pas uniquement avec des anthracites, comme il a été nécessaire de le faire d'abord. La description des appareils remplissant cette condition, fondés soit sur l'emploi de deux cuves soit sur la combustion renversée, ne rentre pas dans le cadre du présent ouvrage.

§ 5. — LA CARBURATION

408. La carburation est, pour les combustibles liquides (pétroles, alcool), l'équivalent de la gazéification des combustibles solides.

Elle constitue un phénomène irréversible, puisqu'on envoie sur du pétrole liquide de l'air ne contenant aucune

vapeur de pétrole, alors que, à la température où on opère, la tension de vapeur de ce pétrole n'est pas nulle ; l'ensemble de l'air et du pétrole liquide n'est donc pas en équilibre et la vaporisation qui s'ensuit est irréversible. Cette irréversibilité se complique, dans les carburateurs à huile lampante où on est obligé de chauffer le liquide, d'une dégradation de chaleur par mélange de corps à des températures différentes.

Il y a donc une *perte à la carburation* correspondant à la perte à la gazéification. Au contraire il n'y a pas de *perte à l'épuration* parce que, même avec les carburateurs chauffés, on ne refroidit pas le mélange avant son entrée dans le moteur.

La perte à la carburation vraie devrait se calculer par la différence des énergies utilisables avant et après la carburation. Provisoirement, on peut l'estimer, comme on l'a fait pour la perte à la gazéification, par la différence des pouvoirs énergétiques. Toutefois ce mode d'estimation n'est pas très satisfaisant. En raisonnant comme à l'article 396 pour voir d'où provient la différence entre les deux pouvoirs énergétiques, on voit facilement qu'elle tient à peu de choses, au fait que la vaporisation du pétrole dans l'air ne se produit pas tout à fait dans les mêmes conditions dans les deux évolutions qui donnent les deux pouvoirs.

CHAPITRE VII

LA TURBINE A GAZ

Principes. — 409. Le succès des turbines à vapeur a donné l'idée à beaucoup d'ingénieurs de chercher à réaliser des turbines à gaz. Le problème n'est pas encore résolu. Nous serons donc très brefs sur son compte, nous contentant de montrer ses difficultés.

On sait que l'évolution théorique subie par un fluide dans une turbine ne diffère pas de celle qu'il subit dans une machine à piston. Ce sont toujours les mêmes changements d'état qui se succèdent et, dans la turbine à vapeur par exemple, le cycle théorique est toujours le cycle de Rankine ou de Hirn. De même, la turbine à gaz peut être conçue pour réaliser l'une quelconque des évolutions des moteurs à gaz à piston : marche à explosion avec ou sans compression, marche à combustion avec compression.

Turbine à combustion. — 410. Bien que quelques études aient été faites pour réaliser une turbine à explosion sans compression, on peut dire que les résultats les plus importants ont été obtenus jusqu'ici avec la turbine à compression et à combustion. Voici en gros comment est faite la turbine Armengaud et Lemale de ce type.

De l'air est comprimé dans un compresseur et refoulé par A (fig. 117) dans une chambre de combustion où arrive, par P, du pétrole poussé par une petite pompe.

La combustion se fait sous pression en C, puis les gaz sont distribués par un tuyère T à une roue de turbine R du genre Pelton.

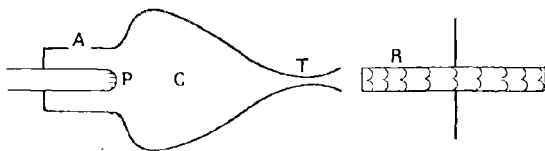


Fig. 117.

411. Passons en revue les diverses phases du fonctionnement.

La compression préalable est essentielle au bon rendement. Où la fera-t-on ? Si on emploie un compresseur à piston, la machine est hybride et il semblerait plus naturel de faire exploser le mélange dans le cylindre où on l'a comprimé. On comprime donc dans un turbo-compresseur. Malheureusement les turbo-compresseurs ont des rendements un peu inférieurs, acceptables quand on a en vue la production de l'air comprimé, mais gênants quand le turbo-compresseur fait partie d'une machine qui doit être économique. Ajoutez les pertes résultant du transvasement des gaz. C'est là une première difficulté des turbines à gaz. Pour l'atténuer, il convient d'employer autant que possible des combustibles liquides (pétroles) de manière que, seule, la compression de l'air exige un travail notable.

412. La combustion se fait dans la chambre C qui est par suite portée à une très haute température. Il est délicat de faire bien tenir cette chambre.

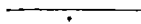
413. La détente du fluide peut se produire dans la tuyère T et dans la roue R. Pour que les aubes de la roue R ne soient pas soumises à une trop haute température qui les dégraderait, il faut détendre le plus possible, dans la tuyère T pour refroidir les gaz. La turbine sera donc à action. Ajoutons qu'il paraît difficile, pour la même raison, de faire une turbine avec nombreuses chutes de pression ; les roues des premières chutes seraient trop chaudes et tiendraient mal. On semble donc acculé soit à la turbine à disque unique, soit à la turbine à chutes de vitesse, ce qui restreint ce qu'on est en droit d'attendre de la turbine à gaz.

414. La détente peut être facilement poussée jusqu'à la pression atmosphérique. Ce serait là le principal avantage de la turbine à gaz. N'oublions pas toutefois que l'allongement de la détente, quand il n'est pas trop grand, peut s'obtenir très simplement dans les moteurs à cylindre ordinaires. L'avantage de la turbine apparaîtrait surtout avec les détentes fortement allongées, et serait surtout sensible si on connaissait un moyen de maintenir, à l'échappement du moteur, une pression inférieure à la pression atmosphérique, en somme si on avait, pour le moteur à gaz, l'équivalent du condenseur des machines à vapeur. Nous avons parlé déjà plus haut (403) de cette question et dit ses difficultés.

Pour faciliter l'installation d'un semblable appareil, on a proposé de faire, dans la turbine à gaz, une injection d'eau très abondante. Les fumées seraient ainsi très chargées de vapeur d'eau dont la condensation par refroidissement diminuerait le travail de la pompe à vide. Cette pratique aurait en outre l'avantage de refroidir le jet fluide attaquant les aubes.

MM. Armengaud et Lemale ont imaginé un procédé indirect ingénieux pour réaliser partiellement l'allongement de la détente au-dessous de la pression atmosphérique, c'est-à-dire pour récupérer une partie de la perte à l'échappement. Dans leur turbine, les gaz de l'échappement sont utilisés à produire de la vapeur à basse pression qui va travailler sur la même roue que les gaz. Cette vapeur a d'ailleurs, en plus de l'accroissement du rendement, l'avantage de refroidir un peu les aubes de la turbine.

Il serait assurément possible d'utiliser de même les gaz de l'échappement dans un moteur à piston. Mais cela serait beaucoup moins avantageux qu'avec une turbine, parce qu'il faudrait ajouter une roue de turbine exprès pour utiliser la vapeur produite. Nous avons déjà dit d'ailleurs qu'il n'y aurait vraiment lieu d'envisager cette solution que pour les grandes stations centrales. Au contraire, dans la turbine à gaz, où la roue existe déjà et où le jet de vapeur a d'ailleurs d'autres avantages, l'emploi du procédé est plus indiqué.



ERRATUM

Page 34. 10^e ligne en remontant, au lieu de *une*, lire *un*.

Page 37. Dans la figure 6, il faut permuter les lettres :

G_2 avec H_2

γ_2 avec τ_2

Page 55. Ajouter à la fin de l'article **48**, l'alinéa suivant :

Tant qu'on reste au-dessous du coude MK de la figure 12, ce qui est toujours le cas dans la pratique, la détente adiabatique réversible produit une condensation partielle si la vapeur est prise avec un titre élevé, une vaporisation partielle si elle est prise avec un titre faible.

Page 93. Figure 30. La lettre D située sur la ligne AC prolongée doit être marquée D'.

Page 121. 4^e ligne en remontant, au lieu de $1 - \frac{T_2}{T_0}$, lire $1 - \frac{T_2}{T_1}$.

Page 122. 15^e ligne, au lieu de T_0 , lire T_2 .

Page 142. 6^e ligne en remontant, au lieu de $\int (\theta_0 - T_1) e^{-\frac{H}{MC} s} ds$,

lire $\int H(\theta_0 - T_1) e^{-\frac{H}{MC} s} ds$.

Page 187. 3^e ligne, ajouter en tête $\tau_m +$.

Page 215. 5^e ligne en remontant, au lieu de $\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)_{x=X}$, lire $\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)_{x=0}$.

Page 332. 24^e ligne, au lieu de $\frac{p_c}{p_D}$, lire $\frac{p_c}{p_D}$; 2^e ligne du tableau XI, au lieu de $p_B = 10 p_A$, lire $p_C = 10 p_A$.

Page 333. Ajouter la note suivante :

Voici comment on peut étudier l'effet d'une augmentation de la compression isotherme.

Quand on marche avec une compression isotherme à la température ambiante T_0 , il n'y a, dans l'évolution Y que deux pertes, à la combustion et à l'échappement. Les mélanges utilisés dans les moteurs brûlant avec contraction, l'augmentation de la compression, qui élève la pression sans élever la température, éloigne le corps de la région de dissociation et tend par suite à *augmenter* la perte à la combustion ; on le voit d'ailleurs très bien au moyen de la formule de l'article 77, qui donne $\delta' - \delta$. La surface Z est donc diminuée. Mais un raisonnement analogue à celui de l'article 78 montre qu'avec une forte compression la courbe de la détente s'abaisse et que, par suite, la perte à l'échappement est *diminuée*. Le calcul numérique fait voir que, pour l'évolution Y, c'est ce second effet qui l'emporte.

Page 343. Figure 102, mettre la lettre G à la rencontre de AB prolongé et de DE.

Page 354. 11^e ligne, au lieu de $\left(\frac{p_c}{p_B}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$, lire $\left(\frac{p_B}{p_c}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$.

INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

- ARMENGAUD (René). Les turbines à gaz système Armengaud-Lemale. *Mémoires du Congrès de mécanique appliquée de Liège*. 1905.
- BANKI. Bases du calcul des turbines à vapeur. *Mémoires du Congrès de mécanique appliquée de Liège*. 1905.
- BEAU DE ROCHAS. *Nouvelles recherches sur les conditions pratiques de la plus grande utilisation de la chaleur, et, en général, de la force motrice*. Paris, chez Lacroix. 1862.
- BELPAIRE. Note dans le *Bulletin de l'Académie Royale de Belgique*. 1872.
- BOULVIN (J.). 1. Le diagramme entropique et ses applications. *Revue de Mécanique*. 1897.
- 2. Etude des machines à vapeur par le diagramme entropique. *Revue de Mécanique*. 1901.
- 3. Examen critique des expériences de M. Dwelshauvers Dery sur la compression de la vapeur dans l'espace mort. *Revue de Mécanique*. 1898.
- 4. *Cours de mécanique appliquée aux machines*. Fascicule sur les moteurs thermiques, 2^e édition. Paris, chez Bernard. 1905.
- 5. Expériences sur la compression de la vapeur dans l'espace nuisible des machines à vapeur. *Revue de Mécanique*. 1907.
- CALENDAR. 1. On the thermodynamical properties of gases and vapours as deduced from a modified form of the Joule Thomson equation, with special reference to the properties of the steam. *Proceedings Royal Society*, t. LXVII. 1900.
- 2. et NICHOLSON. On the law of condensation of steam. *Proceedings of the Institution of civil Engineers*. Londres 1897-1898.

- CLAPEYRON. Mémoire sur la puissance motrice de la chaleur. *Journal de l'Ecole Polytechnique*, XIV^e cahier. 1834.
- COMBES. 1. Mémoire contenant la discussion de quelques observations relatives au mode d'action de la vapeur dans les machines. *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, 1843.
- 2. *Traité de l'Exploitation des Mines*, t. III. Paris, chez Carilœnn Gœury. 1845.
- COMPÈRE. Applications de la vapeur surchauffée. *Mémoires du Congrès de Mécanique appliquée de Liège*. 1905.
- DELAFOOND. Essais effectués sur une machine Corliss aux usines du Creusot. *Annales des Mines*. 1884.
- DELAPORTE. Calcul du bénéfice dû à la surchauffe dans les machines imparfaites. *Revue de Mécanique*. 1903.
- DONKIN (Bryan). 1. Articles sur le Révélateur, dans le *Bulletin de la Société industrielle de Mulhouse*. 1880-1889.
- 2. Experiments on a steam Engine, the cylinder of which was heated externally by gas-flames. *Proceedings of the Institution of Civil Engineers*. Londres. 1889.
- 3. Température of cylinders of steam Engines *Proceedings of the Institution of civil Engineers*. 1890-1891. Voir aussi dans le même recueil l'année 1895.
- DUCHESNE (Armand). 1. La théorie de la machine à vapeur et la mesure directe et instantanée de la température de la vapeur et des parois. *Revue universelle des Mines et de la Métallurgie*. 1904.
- 2. Les phénomènes thermiques dans les machines à vapeur. *Revue de Mécanique*. 1906.
- DUCHESNE (Georges). 1. Essai sur la théorie physique de la machine à vapeur. *Revue universelle des Mines et de la Métallurgie*. 1899.
- 2. L'état de la vapeur à la fin de l'émission. *Revue de Mécanique*. 1899.
- 3. Rendement des machines à vapeur. Suppression de l'action nuisible des parois. *Revue universelle des Mines et de la Métallurgie*. 1904.

- DUCHESNE (Georges) 4. Un système d'enveloppe particulièrement efficace. *Mémoires du Congrès de Mécanique de Liège*. 1905.-
- DUHEM (Pierre). Théorie thermodynamique de la viscosité, du frottement et des faux équilibres chimiques. *Mémoires de la Société des Sciences physiques et naturelles de Bordeaux*. 1896.
- DWELSHAUVERS DERY. 1. Exposé succinct de la théorie pratique des machines à vapeur. *Revue universelle des Mines et de la Métallurgie*. 1880 et 1882.
- 2. *Etude expérimentale calorimétrique de la machine à vapeur*. Paris, chez Gauthier-Villars. *Encyclopédie Léauté*.
- 3. Expériences sur la compression de la vapeur dans l'espace mort. *Revue de Mécanique*. 1897. Ce travail est suivi d'une série d'articles et de notes dans la même revue de 1897 à 1900.
- 4. Expériences faites en 1897 et 1898 sans et avec condensation sur l'économie de la compression dans l'espace mort. *Revue universelle des Mines et de la Métallurgie*. 1898.
- GIBBS (Willard). 1. *Equilibre des systèmes chimiques* (Traduction Le Chatelier, Paris, 1899. L'original anglais est de 1876).
2. *Diagrammes et surfaces thermodynamiques*. Traduction française de Roy. 1903. L'original anglais est de 1873.
- GOUX. Sur l'énergie utilisable. *Journal de Physique*. nov. 1889.
- HALLAUER. Mémoire relatant les expériences dirigées par G. A. Hirn et exécutées par MM. Dwelshauvers Dery, Grosseteste et Hallauer en 1873 et 1875. *Bulletin de la Société industrielle de Mulhouse*. 1877.
- HATON DE LA GOUPILLIÈRE. *Cours de machines*. Paris, chez Dunod. 1891-1892.
- HENRY. Etude expérimentale de la vaporisation dans les chaudières de locomotives. *Annales des Mines*, 1894.
- HIRN (G.-A.). 1. Mémoire sur l'utilité des enveloppes de vapeur. *Bulletin de la Société industrielle de Mulhouse*. 1856.

- HORN (G.-A.) 2. Mémoire sur la théorie de la surchauffe dans les machines à vapeur. *Ibid.* 1857.
- 3. *Exposition analytique et expérimentale de la théorie mécanique de la chaleur*, 1^{re} édit. 1862, 3^e édit. 1875 et 1876.
- HUBERT. 1. La machine à piston chauffé, système N. François. *Revue universelle des Mines et de la Métallurgie*, 1905.
- 2. et WITZ. Essai d'un moteur à gaz de haut fourneau. *Revue universelle des Mines et de la Métallurgie*. 1906.
- JAKOB. Voir KNOBLAUCH.
- JOUGUET. 1. Sur les méthodes qui permettent de représenter le fonctionnement thermique des machines à vapeur. *Comptes rendus mensuels de la Société de l'Industrie minière*. 1903.
- 2. Analyse d'un essai de machine à vapeur exécuté au laboratoire de Liège. *Ibid.* 1904.
- 3. Analyse d'un essai de chaudière. *Ibid.* 1905.
- 4. Théorie des machines thermiques. *Congrès de Mécanique de Liège*. 1905.
- 5. Remarques sur la Thermodynamique des machines motrices. *Revue de Mécanique*. 1906.
- 6. Le théorème de M. Gouy et quelques-unes de ses applications. *Ibid.* 1907.
- 7. Remarques sur la compression dans les moteurs à gaz. *Revue de mécanique*, 1909.
- 8. La Mécanique au Congrès de Liège. *Bulletin de la Société de l'Industrie minière*, 1906.
- KELVIN (lord). Voir THOMSON.
- KIRSCH. *Die Bewegung der Wärme in den Cylinderwandungen der Dampfmaschinen*. Leipzig. 1886.
- KNOBLAUCH et JAKOB. Die Abhängigkeit der spezifischen Wärme C des Wasserdampfes von Druck und Temperatur (*Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure*, t. LI. 1907. *Bulletin de la Société d'Encouragement pour l'Industrie nationale*, t. CIX.
- KOOB. Voir SCHRÖTER.
- KRAUSS. *Thermodynamik der Dampfmaschinen*. Berlin, chez J. Springer. 1907.
- LE CHATELIER. *Leçons sur le Carbone, la Combustion, les Lois chimiques*. Paris, chez Dunod. 1908. (Voir MALLARD.)

- LECORNU. Sur les moteurs à combustion et à injection. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 1902.
- LELONG. 1. Application du diagramme entropique à l'étude du fonctionnement économique des machines à vapeur à expansion multiple. *Bulletin de l'Association technique maritime*, 1899.
 Contribution à l'étude du fonctionnement économique des machines à vapeur à détente successive. *Annales des Mines*, 1901.
- 2. Note au sujet de l'évaluation du rendement économique des machines à vapeur, *Bulletin de l'Association technique maritime*, 1899.
- 3. Etude sur les appareils de condensation des machines marines. *Ibid.*, 1903.
- LETOMBE. Contribution à l'étude des moteurs thermiques, *Congrès de Mécanique appliquée de 1900*.
- MALLARD et LE CHATELIER. Recherches expérimentales et théoriques sur la combustion des mélanges gazeux explosifs. *Annales des Mines*, 1883.
- MARCHIS. 1. *Leçons sur les moteurs à gaz et à pétrole*. Paris, 1901.
 — 2. *Thermodynamique*, 2 vol. Grenoble et Paris, 1904 et 1905.
 — 3. *La vapeur d'eau surchauffée*. Chez Dunod. Paris, 1908.
- MATHOT. Mode de réglage, cycles, et construction des moteurs à combustion interne. *Congrès de Mécanique appliquée de Liège*, 1905.
- MAXWELL. *La Chaleur*. Traduction française de Mouret. Paris, chez B. Tignol
- MÉRIGEALT. Théorie des moteurs à gaz et à pétrole. *Annales des Mines*, 1905.
- MOLLIER. *Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf*. Berlin, 1906.
- MORTIER. Communication dans les *Comptes rendus mensuels de la Société de l'Industrie minière*, 1890.
- NADAL. 1. Etude théorique du rendement réel des machines à vapeur. *Annales des Mines*, 1893.
 — 2. Théorie mathématique de la machine à vapeur. Action des parois. *Ibid.*, 1897-1898.
 — 3. Articles divers dans la *Revue de Mécanique* de 1898 à 1900.
 — 4. Expériences sur le rendement des locomotives. *Revue générale des Chemins de fer*, 1903 et 1904.
 — 5. *Les Locomotives à vapeur*. Paris, chez Doin. E. S. 1908.

- NÄGEL. Versuche über die Zündgeschwindigkeit explosibler Gasgemische. (*Mitteilungen über Forschungsarbeiten*. 1907.)
- NICHOLSON. Voir CALLENDAR.
- PLANCK. *Thermodynamik*. Leipzig. 1897.
- POULEUR. La vapeur surchauffée et son application aux machines à piston. *Revue universelle des Mines et de la Métallurgie*. 1906. Voir aussi *Mémoires du Congrès de Liège*. 1905.
- RANKINE. *A Manuel of the steam Engine and other prime movers*. 2^e édition. Londres, 1861.
- RATEAU 1. Abaque des consommations théoriques d'une machine à vapeur et nouvelle loi relative à la vapeur d'eau. *Annales des Mines*. 1897.
- 2. Théorie élémentaire des turbines à vapeur. *Revue de Mécanique*. 1903.
- 3. Considérations sur les turbines à vapeur à chutes de vitesse. *Mémoires du Congrès de Mécanique de Liège*. 1905.
- 4. Expériences et théories sur un nouvel éjecto-condenseur. *Bulletin de la Société de l'Industrie minière*. 1902.
- REGNAULT. Relation des expériences pour déterminer les données numériques relatives aux machines à vapeur. *Mémoires de l'Académie des Sciences*. 1847 et 1862.
- ROBIN. *Thermodynamique générale*. Paris, chez Gauthier-Villars. 1901.
- SAUVAGE. 1. *Cours de l'école des Mines de Paris*. Inédit.
2. *La Machine à vapeur*. Paris, chez Baudry, 1896.
- SCHÖTTLER. *Die Gasmaschine*. Brunswick, chez Denno Gæritz. 1899.
- SCHREBER. Les moteurs à explosion et l'injection de liquides volatils. *Revue générale des Sciences*, 1907.
- SCHRÖTER et KOOB. Untersuchungen einer von Van den Kerchove in Gent gebauten Tandemaschine von 250 PS. *Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure*. 1903.
- SER. *Traité de Physique industrielle*, chez Masson, 1892.
- SINIGAGLIA. 1. *La macchina a vapore*. Etablissemento Bontempelli, Rome. 1889.
- 2. *Traité des machines à vapeur*. Traduction française de de Büly. Paris, chez Doin. 1890.
- 3. La surchauffe appliquée à la machine à vapeur d'eau. *Mémoires du Congrès de Mécanique de Liège*. 1905. *Revue de Mécanique*. 1905.

- SLABY. Kalorimetrische Untersuchungen über den Kreisprozess der Gasmachine. *Verhandl. für Gewerbeleiß.* 1890-1894.
- STODOLA. 1. Die Kreisprozesse der Gasmachines. *Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure.* 1898.
 — 2. *Die Dampfturbinen*, 3^e édition. Berlin, 1905. Traduction française de Hahn.
- THOMAS et LAURENS. Article dans le *Journal des Usines*, 1841.
- THOMSON (William). 1. On Thermodynamic Motivity. *Philosophical Magazine.* 1879.
 — 2. Article *Heat* dans l'*Encyclopédie britannique*, 1880.
- THURSTON. *Traité de la machine à vapeur*. Traduction DEMOULIN. Paris, chez Baudry, 1893.
- THONET. Etude sur le mouvement de la chaleur dans les parois des cylindres de machines à vapeur. *Revue de Mécanique.* 1907.
- VERMAND. *Les Moteurs à gaz et à pétrole*. Paris, chez Gauthier-Villars, 1893. Encyclopédie Léauté.
- WEISS. *Traité de la condensation*. Traduction française de Hannebique. Paris, chez Dunod, 1903.
- WITZ. 1. Du rôle et de l'efficacité des enveloppes dans les machines compound. *Bulletin de la Société industrielle du Nord de la France.* 1892.
 — 2. *Etudes sur les moteurs à gaz tonnant*. Paris, Gauthier-Villars, 1884.
 — 3. *Traité théorique et pratique des moteurs à gaz et à pétrole*. Paris, chez Bernard, 4^e édition. 1903-1904.
- ZEUNER. *Théorie mécanique de la chaleur avec ses applications aux machines*. Traduction Arnthal et Cazin. Paris, 1869.

TABLE ALPHABÉTIQUE DES AUTEURS ET DES MATIÈRES

	Pages		Pages
Allumage (dépense d')	89	Changement d'état	6, 18, 72
» (perte à)	88	CHARON	356, 397
ARMENGAUD	415, 421, 424	Chaudière	134
ATKINSON	356	CLAPEYRON	18
Avance à l'admission	202	CLAUSIUS	13, 243
» à l'échappement	202	CLERK	368
» à l'allumage	362	COCKERILL	396
BANAL	226, 292, 298, 335	COMBES	211
BEAU DE ROCHAS	323	Combustibles des moteurs	
BELOC	314	à gaz	316
BELPAIRE	20	Combustible complexe	
BENIER	315	(étude d'un)	64
BERGMANN	307	Combustibles (mé-	
BOULVIN	20, 201, 251, 252	langes)	57
BRAYTON	327	Combustion dans la chau-	
BRUN	233	dière	136
CAIL	357, 397	Combustion dans les mo-	
CALLENDAR	52, 212, 221	teurs thermiques	85
Calorimètre	5	Combustion (pertes pen-	
Carburation	419	dant la)	86, 153, 386
CARNOT	13, 22, 35, 243	Combustion retardée	
CARNOT-CLAUSIUS (Prin-		(perte par)	358, 387
cipe de)	13	Comparaison de la ma-	
Chaleur (quantité de)	5, 6, 27	chine à vapeur et du	
Chaleur (source de)	12	moteur à gaz	413
» latente de vapo-		Comparaison de la ma-	
risation	53	chine à vapeur sur-	
Chaleur sensible	399, 400	chauffée et à vapeur	
» spécifique variable	46	saturée	131

436 TABLE ALPHABÉTIQUE DES AUTEURS ET DES MATIÈRES

	Pages		Pages
COMPÈRE.	235, 237	Diagramme d'un cylindre	272, 392
Compressibilité (équation de)	14	Diagramme entropique	20
Compression	198, 320	DIESEL	330
» isotherme	338	Dilution des gaz	95,
Condenseur.	161	126, 335, 349	
» par surface	164	DONKIN	211, 212, 214, 234
» par mélange	170	DUCHESNE A.	212, 231, 247
Conservation de l'énergie (Principe de la).	6	DUCHESNE G.	233, 234, 247
Corps actifs.	72	DUHEM	16, 27
» intermédiaires	72	DWELSHAUVERS DERY 200,	
CURTIS	301, 305, 307	201, 239, 248, 249, 250	
Cycle.	7	Eau de refroidissement	166
» de Carnot	22	Echauffement réversible	35
» de Rankine	106	Écoulement dans les turbines (Equations de l')	290
» de Hirn	128	Ejecto-condenseur.	171
» monothermique	24	Énergie interne	8
» plus que théorique.	131	» utilisable.	26, 77
Cylindre (Etude des pertes)	193, 351	Entropie.	16
Cylindre (Estimation des pertes)	239, 371	Enveloppe de vapeur	229
Cylindre (Perfectionnements au)	223	Équilibre	11
DELAFOND	220, 267	Équivalence (Loi de l')	7, 30
DELAPORTE	37, 290	ERICSON	310, 313
DEMOULIN	238	Espace libre	197, 258
Détente (Degré avantageux)	273	EULER	282
Détente multiple	223	Évolutions théoriques	78
» (Troncature de la).	194, 351	Évolutions théoriques complète et incomplète de la machine à vapeur	103
DEUTZ	396	Évolutions théoriques complète et incomplète des moteurs à gaz	318
Diagramme de Clapeyron	19	Évolution théorique incomplète de la machine à vapeur (Rendement énergétique de l')	116
Diagramme de Mollier	21		
» de Watt	79		

TABLE ALPHABÉTIQUE DES AUTEURS ET DES MATIÈRES 437

	Pages		Pages
Evolution théorique in-		HATON DE LA GOUPILLIÈRE,	
complète du moteur à		172, 227, 248, 313	
gaz (Formules pour l').	340	HAUTEFEUILLE	309
Feu interne (Mode à). . .	84	Hauteur de chute	279
» externe (Mode à). . .	84	HENRY	144, 147, 158
Fonctionnement plus que		HIRN 211, 235, 239, 243, 247	
parfait	131	HUBERT	234, 391
Fonctions	78	HUYGHENS	309
Force	5	Injection d'eau.	334, 423
» vivo	4	JACOB.	54
Frottement. 27, 28, 30,		JOUGUET 27, 37, 72, 77,	
34, 37		102, 116, 123, 148,	
Frottements mécaniques,		169, 177, 179, 195,	
222, 367		204, 234, 250, 252, 326, 329	
FRANCHOT	310, 313	JOULE	202, 243
FRANCO	160	KIRCHHOFF	63
Fuites	221, 367	KIRSCH	214
Gain par abaissement de		KNOBLAUCH	54
la température d'échap-		KOERTING	368, 396
pement	384	KOOB.	270
Gaz à l'air	399	KRAUSS	116, 123, 178
» à l'eau	399	Laminages	201, 366
» parfaits	43	» à l'admission,	
» pauvres	335	205, 259.	386
» (Molécules d'un). . .	47	Laminages à l'échappe-	
» (Mélanges de) . . .	47	ment	205, 265, 389
Gazéification	399	LANGEN	82, 318
» (Rendement		LEBLANC.	162
énergétique).	406	LE CHATELIER	46, 47
Gazéification (Rendement		LECORNU.	329, 340
thermique)	403	LELONG, 130, 163, 164, 251, 252	
GIBBS.	20, 48	LEMALE	421, 415, 424
GOUY.	24	LENOIR	82, 309, 318
Graissage	34	Lenteur de la transfor-	
GRASHOF.	214	mation	34
GRIFFIN	367, 370	LETOMBE.	329, 357, 397
GROTRIAN	60	Machines (Constitution	
HALLAUER	239	des)	72

438 TABLE ALPHABÉTIQUE DES AUTEURS ET DES MATIÈRES

Pages	Pages		
Machines à double expansion	224	Moteurs à gaz sans compression	318
Machines à multiple expansion	224	NADAL	147, 214, 216, 218, 220, 230
Machines compound	224	NAEGEL	361
» de Carnot	35	NICHOLSON	212, 221
» à vapeurs combinées.	226	NIEL	357
Machines à vapeur surchauffée	128, 234	OESCHELHAUSER.	368
MALLARD	46, 47	OTTO.	82, 318, 323, 395
MARCHIS.	43, 52, 54, 340, 394	OSMOSE	34
MARIOTTE	43	Parois du cylindre (Action des), 207, 214, 260, 263, 266, 362, 389	
MATHOT	393	PARSONS	278, 287, 301
MAXWELL	24	Perte :	
MAYER	243	à la condensation	120, 178
Mélanges combustibles	57	à la carburation	420
MELMS	307	à l'alimentation, 119, 151, 182	
MÉRIGEAULT.	92, 329, 341, 358, 366	à l'allumage.	88
MERLIN	395	à la gazéification	407, 412
MOLLIER.	21, 56	à la pompe à air	179
MORTIER.	298	à la pompe alimentaire	182
Moteurs à air chaud	310	à l'échappement	321, 339, 382
» à combustion externe	103	à l'épuration.	410, 412
Moteurs à combustion interne	309	au chauffage.	118, 151
Moteurs à gaz :		au condenseur	120, 130, 173, 178, 191
à combustion	327, 346	complémentaire à l'alimentation.	151
à compression préalable	323	complémentaire au condenseur	180, 191
à compression isotherme.	330	par action des parois.	207, 260, 261, 263, 265, 266, 362, 386, 387, 389
à détente allongée	356	par chaleur rejetée, 120	178
à deux temps	367		
à explosion	309, 318		
à quatre temps	323		
à six temps	367		

Pages	Pages
Perte :	PFENNINGER 307
par combustion . 86,	Phénomènes irréversibles . 26
118, 151, 386	PLANCK 40
par combustion incom-	Pompe à air 167
plète 155	» alimentaire 181
par combustion retardée 358, 387	POULEUR 235
par détente tronquée,	Pouvoir absorbant moyen . 217
194, 262, 351, 389	» émissif moyen 217
par diffusion 95, 385	» énergétique 98
par dilution 155	» calorifique à pres-
par espace libre 197, 258	sion constante . 58, 59, 136
par excès de surchauffe	Pouvoir calorifique avec
à l'échappement, 187,	eau non condensée 61
193, 261	Pouvoir calorifique à vo-
par fuites 221, 367	lume constant 57, 59
par frottements méca-	Pouvoir calorifique in-
niques 222, 367	férieur 61, 62
par l'air du condenseur,	Pouvoir calorifique su-
177 191	périeur 61
par laminages 201,	Pouvoirs calorifiques (Re-
259, 265, 366, 386, 389	lations entre les) 58
par les cendres 150	Pouvoirs calorifiques (Va-
par les escarbilles 150	riation des) 62
par les fumées 119, 150	Pression 5
par mélange avec les	» moyenne 273, 392
gaz brûlés 368	» du condenseur 131
par rayonnement et	Processus de Robin 35
conductibilité 151	Puissance motrice 26
par surchauffe à l'échap-	» de la
pement 130, 176	chaudière 157
Pertes 26, 36, 38	RANKINE 107
» dans les machines à	RATEAU 114, 171, 276,
multiple expansion 224	278, 282, 287, 290,
Pertes externes dans les	292, 298
turbines 286	Réaction (Degré de) 280
Pertes internes dans les	Réchauffeur 124
turbines 288	Refroidissement réver-
	sible 35

440 TABLE ALPHABÉTIQUE DES AUTEURS ET DES MATIÈRES

	Pages		Pages
Régénérateur	312	SCHRÖTER	270
Réglage de Letombe	397	SER	139
» du moteur à combustion	398	SINIGAGLIA	235, 239, 270
Réglage mixte	397	SLABY	372
» par l'avance à l'allumage	398	SMEATON	211
Réglage par la quantité du mélange	396	Source de chaleur	12
Réglage par le dosage du mélange	395	STIRLING	310, 313
Réglage par le tout ou ou rien	395	STODOLA	77, 276, 287, 292
Régularisation	274, 394	STUMPF	301, 307
REGNAULT	52	Surchauffe	128, 156, 234, 289
Rendement de la combustion	136	Surchauffeur	156
Rendement de la vaporisation	136	Surface de chauffe directe	134
Rendement énergétique, 98, 148, 155, 251, 382, 406	406	» indirecte	134
Rendement interne dans les turbines	286	Système matériel	4
Rendement organique	269	» de points	17
» spécifique, 188, 268	268	Tables de Regnault	52
Rendement thermique, 21, 99, 135, 239, 248, 378, 403	403	TAIT	24
Représentations graphiques	18	Température	10
Révélateur	211	Température absolue	13
Réversibilité	11	» de combustion	69
RIEDLER	301, 305, 307	Température d'inflammation	69
ROBIN	24, 35	Température des parois	212
RYDER	310, 313	» de la vapeur	212
SAUVAGE	92, 170, 233	» du condenseur	161
SCHÖTTLER	372	Théorie cyclique des moteurs à gaz	342
SCHREBER	334	THOMAS	211
		J. THOMSON	59
		W. THOMSON	24, 202
		THONET	214, 218
		THURSTON	223
		Tirage	137
		Titre	53
		TOURNAIRE	301

TABLE ALPHABÉTIQUE DES AUTEURS ET DES MATIÈRES 441

	Pages		Pages
Transformation adiabatique	21	Turbine à chutes de vitesse	298
Transformation isotherme	21	» à gaz	421
» irréversible	12, 15, 25, 26	» à impulsion	280
Transformation monothermique	24	» à réaction	280, 296
Transformation réversible		» à un seul disque	297
	11, 25, 26	» à vapeur	276
Transformation subréversible	12	» hélicoïde	277
Travail effectif	249	Vapeurs	51
» indiqué	249	Vapeur sensible	211
» non compensé	13	Vaporisation	138
» par coup de piston	272, 392	VERMAND	330, 334
Travail produit	7, 25, 77	Vide (⁰ / ₁₀ de)	162
TREMBLAY (du)	226	VINÇOTTE	237
Troncature de la détente,		Viscosité, 15, 16, 27, 28,	
	194, 351		34, 37
Turbine à action	280, 293	Vitesse de transformation	6
» à combustion	421	Union (Turbine)	307
» à chutes de pression	301	WATT	79, 211
		WEISS	169
		WENDT	406
		WITZ	233, 345, 391, 406
		WÜLLNER	60
		ZEUNER	98, 123, 247

TABLE SYSTÉMATIQUE DES MATIÈRES

PRÉFACE	Pages I
-------------------	------------

LIVRE PREMIER

Généralités.

CHAPITRE PREMIER

Rappel des Principes de la Thermodynamique.

§ 1. L'équivalence et l'énergie interne	4
§ 2. L'irréversibilité et l'entropie	10
§ 3. Les théorèmes purement mécaniques	17
§ 4. Représentations graphiques. Application aux cycles	18
§ 5. La monothermie et l'énergie utilisable	24

CHAPITRE II

Propriétés des principaux corps.

§ 1. Les solides et les liquides	43
§ 2. Les gaz	43
§ 3. Les vapeurs	51
§ 4. Les mélanges combustibles.	57

CHAPITRE III

Les Machines.

§ 1. Application de la notion d'énergie utilisable aux machines	71
§ 2. Les évolutions théoriques	78
§ 3. Étude de la combustion dans les moteurs thermiques	85
§ 4. Les rendements	98

LIVRE II

Les moteurs à combustion externe.

CHAPITRE PREMIER

Fonctionnement théorique de la machine à vapeur.

	Pages
§ 1. L'évolution théorique incomplète	103
§ 2. Le cycle de Rankine.	106
§ 3. Rendement énergétique de l'évolution incomplète	116
§ 4. La machine à vapeur surchauffée.	128

CHAPITRE II

La chaudière.

§ 1. Rendement thermique	135
§ 2. Rendement énergétique	148
§ 3. Surchauffeur	156
§ 4. Puissance	157

CHAPITRE III

Le condenseur.

§ 1. Généralités.	161
§ 2. Condensation par surface	164
§ 3. Condensation par mélange.	170
§ 4. Les pertes dans le condenseur	173

CHAPITRE IV

<i>La pompe alimentaire</i>	181
---------------------------------------	-----

CHAPITRE V

<i>Introduction à l'étude du moteur. Le rendement spécifique</i>	184
--	-----

CHAPITRE VI

Le cylindre. Etude des pertes.

	Pages
§ 1. Excès de surchauffe à l'échappement.	193
§ 2. Détente tronquée	194
§ 3. Espace libre	197
§ 4. Laminages.	201
§ 5. Action des parois	207
§ 6. Fuites	221
§ 7. Frottements mécaniques	222

CHAPITRE VII

Le cylindre. Les grands perfectionnements.

§ 1. Détente multiple.	223
§ 2. Enveloppe de vapeur	229
§ 3. Surchauffe.	234

CHAPITRE VII

Le cylindre. Estimation des pertes.

§ 1. Le rendement thermique	238
§ 2. Le rendement énergétique	251
§ 3. Quelques résultats d'essais	266

CHAPITRE IX

<i>Travail par coup de piston.</i>	272
--	-----

CHAPITRE X

Les turbines à vapeur.

§ 1. Principes généraux	276
§ 2. Recherche du rendement maximum d'une turbine élémentaire.	292
§ 3. Principaux types de turbines	297

LIVRE III

Les moteurs à combustion interne.

CHAPITRE PREMIER

	Pages
<i>Introduction du principe de la combustion interne</i>	309

CHAPITRE II

Fonctionnement théorique des moteurs à gaz.

§ 1. Combustible employé	316
§ 2. Les évolutions théoriques complète et incomplète.	318
§ 3. Formules pour l'évolution incomplète	340
§ 4. La théorie cyclique	342

CHAPITRE III

Le cylindre. Etude des pertes.

§ 1. Détente tronquée	351
§ 2. Combustion retardée	358
§ 3. Action des parois.	362
§ 4. Laminages.	366
§ 5. Fuites	367
§ 6. Frottements mécaniques	367
§ 7. Mélange avec les gaz brûlés	368

CHAPITRE IV

Le cylindre. Estimation des pertes.

§ 1. Préliminaires	371
§ 2. Le rendement thermique	378
§ 3. Le rendement énergétique	382
§ 4. Quelques résultats d'essais	391

CHAPITRE V

Travail par coup de piston.

	Pages
§ 1. Diagramme d'un cylindre donné.	392
§ 2. Régularisation	394

CHAPITRE VI

La gazéification.

§ 1. Gaz à l'air ou gaz à l'eau ?	399
§ 2. Le rendement thermique	403
§ 3. Le rendement énergétique	406
§ 4. Comparaison de la machine à vapeur et du moteur à gaz	413
§ 5. La carburation	419

CHAPITRE VII

<i>La turbine à gaz</i>	421
-----------------------------------	-----

SAINT-AMAND (CHER). — IMPRIMERIE BUSSÈRE.

ENCYCLOPÉDIE SCIENTIFIQUE

Publiée sous la direction du D^r TOULOUSE,

Nous avons entrepris la publication, sous la direction générale de son fondateur, le D^r Toulouse, Directeur à l'École des Hautes-Études, d'une ENCYCLOPÉDIE SCIENTIFIQUE de langue française dont on mesurera l'importance à ce fait qu'elle est divisée en 40 sections ou Bibliothèques et qu'elle comprendra environ 1 000 volumes. Elle se propose de rivaliser avec les plus grandes encyclopédies étrangères et même de les dépasser, tout à la fois par le caractère nettement scientifique et la clarté de ses exposés, par l'ordre logique de ses divisions et par son unité, enfin par ses vastes dimensions et sa forme pratique.

I

PLAN GÉNÉRAL DE L'ENCYCLOPÉDIE

Mode de publication. — L'*Encyclopédie* se composera de monographies scientifiques, classées méthodiquement et formant dans leur enchaînement un exposé de toute la science. Organisée sur un plan systématique, cette Encyclopédie, tout en évitant les inconvénients des Traités, — massifs, d'un prix global élevé, difficiles à consulter, — et les inconvénients des Dictionnaires, — où les articles scindés irrationnellement, simples chapitres alphabétiques, sont toujours nécessairement incomplets, — réunira les avantages des uns et des autres.

Du Traité, l'*Encyclopédie* gardera la supériorité que possède un

ensemble complet, bien divisé et fournissant sur chaque science tous les enseignements et tous les renseignements qu'on en réclame. Du Dictionnaire, l'*Encyclopédie* gardera les facilités de recherches par le moyen d'une table générale, l'*Index* de l'*Encyclopédie*, qui paraîtra dès la publication d'un certain nombre de volumes et sera réimprimé périodiquement. L'*Index* renverra le lecteur aux différents volumes et aux pages où se trouvent traités les divers points d'une question.

Les éditions successives de chaque volume permettront de suivre toujours de près les progrès de la science. Et c'est par là que s'affirme la supériorité de ce mode de publication sur tout autre. Alors que, sous sa masse compacte, un traité, un dictionnaire ne peut être réédité et renouvelé que dans sa totalité et qu'à d'assez longs intervalles, inconvénients graves qu'atténuent mal des suppléments et des appendices, l'*Encyclopédie scientifique*, au contraire, pourra toujours rajeunir les parties qui ne seraient plus au courant des derniers travaux importants. Il est évident, par exemple, que si des livres d'algèbre ou d'acoustique physique peuvent garder leur valeur pendant de nombreuses années, les ouvrages exposant les sciences en formation, comme la chimie physique, la psychologie ou les technologies industrielles, doivent nécessairement être remaniés à des intervalles plus courts.

Le lecteur appréciera la souplesse de publication de cette *Encyclopédie*, toujours vivante, qui s'élargira au fur et à mesure des besoins dans le large cadre tracé dès le début, mais qui constituera toujours, dans son ensemble, un traité complet de la Science, dans chacune de ses sections un traité complet d'une science, et dans chacun de ses livres une monographie complète. Il pourra ainsi n'acheter que telle ou telle section de l'*Encyclopédie*, sûr de n'avoir pas des parties déparçillées d'un tout.

L'*Encyclopédie* demandera plusieurs années pour être achevée : car pour avoir des expositions bien faites, elle a pris ses collaborateurs plutôt parmi les savants que parmi les professionnels de la rédaction scientifique que l'on retrouve généralement dans les œuvres similaires. Or les savants écrivent peu et lentement : et il est préférable de laisser temporairement sans attribution certains ouvrages plutôt que de les confier à des auteurs insuffisants. Mais cette lenteur et ces vides ne présenteront pas d'inconvénients, puisque chaque

livre est une œuvre indépendante et que tous les volumes publiés sont à tout moment réunis par l'*Index* de l'*Encyclopédie*. On peut donc encore considérer l'*Encyclopédie* comme une librairie, où les livres soigneusement choisis, au lieu de représenter le hasard d'une production individuelle, obéiraient à un plan arrêté d'avance, de manière qu'il n'y ait ni lacune dans les parties ingrates, ni double emploi dans les parties très cultivées.

Caractère scientifique des ouvrages. — Actuellement, les livres de science se divisent en deux classes bien distinctes : les livres destinés aux savants-spécialisés, le plus souvent incompréhensibles pour tous les autres, faute de rappeler au début des chapitres les connaissances nécessaires, et surtout faute de définir les nombreux termes techniques incessamment forgés, ces derniers rendant un mémoire d'une science particulière inintelligible à un savant qui en a abandonné l'étude durant quelques années ; et ensuite les livres écrits pour le grand public, qui sont sans profit pour des savants et même pour des personnes d'une certaine culture intellectuelle.

L'*Encyclopédie scientifique* a l'ambition de s'adresser au public le plus large. Le savant spécialisé est assuré de rencontrer dans les volumes de sa partie une mise au point très exacte de l'état actuel des questions ; car chaque Bibliothèque, par ses techniques et ses monographies, est d'abord faite avec le plus grand soin pour servir d'instrument d'études et de recherches à ceux qui cultivent la science particulière qu'elle présente, et sa devise pourrait être : *Par les savants, pour les savants*. Quelques-uns de ces livres seront même, par leur caractère didactique, destinés à servir aux études de l'enseignement secondaire ou supérieur. Mais, d'autre part, le lecteur non spécialisé est certain de trouver, toutes les fois que cela sera nécessaire, au seuil de la section, — dans un ou plusieurs volumes de généralités, — et au seuil du volume, — dans un chapitre particulier, — des données qui formeront une véritable introduction le mettant à même de poursuivre avec profit sa lecture. Un vocabulaire technique, placé, quand il y aura lieu, à la fin du volume, lui permettra de connaître toujours le sens des mots spéciaux.

II

ORGANISATION SCIENTIFIQUE

Par son organisation scientifique, l'*Encyclopédie* paraît devoir offrir aux lecteurs les meilleures garanties de compétence. Elle est divisée en Sections ou Bibliothèques, à la tête desquelles sont placés des savants professionnels spécialisés dans chaque ordre de sciences et en pleine force de production, qui, d'accord avec le Directeur général, établissent les divisions des matières, choisissent les collaborateurs et acceptent les manuscrits. Le même esprit se manifestera partout : éclectisme et respect de toutes les opinions logiques, subordination des théories aux données de l'expérience, soumission à une discipline rationnelle stricte ainsi qu'aux règles d'une exposition méthodique et claire. De la sorte, le lecteur, qui aura été intéressé par les ouvrages d'une section dont il sera l'abonné régulier, sera amené à consulter avec confiance les livres des autres sections dont il aura besoin, puisqu'il sera assuré de trouver partout la même pensée et les mêmes garanties. Actuellement, en effet, il est, hors de sa spécialité, sans moyen pratique de juger de la compétence réelle des auteurs.

Pour mieux apprécier les tendances variées du travail scientifique adapté à des fins spéciales, l'*Encyclopédie* a sollicité, pour la direction de chaque Bibliothèque, le concours d'un savant placé dans le centre même des études du ressort. Elle a pu ainsi réunir des représentants des principaux Corps savants, Établissements d'enseignement et de recherches de langue française :

Institut.

Académie de Médecine.

Collège de France.

Muséum d'Histoire naturelle.

École des Hautes-Études.

Sorbonne et École normale.

Facultés des Sciences.

Facultés des Lettres.

Facultés de médecine.

Instituts Pasteur.

École des Ponts et Chaussées.

École des Mines.

École Polytechnique.

Conservatoire des Arts et Métiers.

École d'Anthropologie.

Institut National agronomique.

École vétérinaire d'Alfort.

École supérieure d'Électricité.

École de Chimie industrielle de Lyon.

École des Beaux-Arts.

École des Sciences politiques.

Observatoire de Paris.

Hôpitaux de Paris.

III

BUT DE L'ENCYCLOPÉDIE

Au XVIII^e siècle, « l'Encyclopédie » a marqué un magnifique mouvement de la pensée vers la critique rationnelle. A cette époque, une telle manifestation devait avoir un caractère philosophique. Aujourd'hui, l'heure est venue de renouveler ce grand effort de critique, mais dans une direction strictement scientifique; c'est là le but de la nouvelle *Encyclopédie*.

Ainsi la science pourra lutter avec la littérature pour la direction des esprits cultivés, qui, au sortir des écoles, ne demandent guère de conseils qu'aux œuvres d'imagination et à des encyclopédies où la science a une place restreinte, tout à fait hors de proportion avec son importance. Le moment est favorable à cette tentative; car les nouvelles générations sont plus instruites dans l'ordre scientifique que les précédentes. D'autre part la science est devenue, par sa complexité et par les corrélations de ses parties, une matière qu'il n'est plus possible d'exposer sans la collaboration de tous les spécialistes, unis là comme le sont les producteurs dans tous les départements de l'activité économique contemporaine.

A un autre point de vue, l'*Encyclopédie*, embrassant toutes les manifestations scientifiques, servira comme tout inventaire à mettre au jour les lacunes, les champs encore en friche ou abandonnés, — ce qui expliquera la lenteur avec laquelle certaines sections se développeront, — et suscitera peut-être les travaux nécessaires. Si ce résultat est atteint, elle sera fière d'y avoir contribué.

Elle apporte en outre une classification des sciences et, par ses divisions, une tentative de mesure, une limitation de chaque domaine. Dans son ensemble, elle cherchera à refléter exactement le prodigieux effort scientifique du commencement de ce siècle et un moment de sa pensée, en sorte que dans l'avenir elle reste le document principal où l'on puisse retrouver et consulter le témoignage de cette époque intellectuelle.

On peut voir aisément que l'*Encyclopédie* ainsi conçue, ainsi réalisée, aura sa place dans toutes les bibliothèques publiques, universitaires et scolaires, dans les laboratoires, entre les mains des savants, des industriels et de tous les hommes instruits qui veulent se tenir

**

au courant des progrès, dans la partie qu'ils cultivent eux-mêmes ou dans tout le domaine scientifique. Elle fera jurisprudence, ce qui lui dicte le devoir d'impartialité qu'elle aura à remplir.

Il n'est plus possible de vivre dans la société moderne en ignorant les diverses formes de cette activité intellectuelle qui révolutionne les conditions de la vie ; et l'interdépendance de la science ne permet plus aux savants de rester cantonnés, spécialisés dans un étroit domaine. Il leur faut, — et cela leur est souvent difficile, — se mettre au courant des recherches voisines. A tous, l'*Encyclopédie* offre un instrument unique dont la portée scientifique et sociale ne peut échapper à personne.

IV

CLASSIFICATION DES MATIÈRES SCIENTIFIQUES

La division de l'*Encyclopédie* en Bibliothèques a rendu nécessaire l'adoption d'une classification des sciences, où se manifeste nécessairement un certain arbitraire, étant donné que les sciences se distinguent beaucoup moins par les différences de leurs objets que par les divergences des aperçus et des habitudes de notre esprit. Il se produit en pratique des interpénétrations réciproques entre leurs domaines, en sorte que, si l'on donnait à chacun l'étendue à laquelle il peut se croire en droit de prétendre, il envahirait tous les territoires voisins ; une limitation assez stricte est nécessaire par le fait même de la juxtaposition de plusieurs sciences.

Le plan choisi, sans viser à constituer une synthèse philosophique des sciences, qui ne pourrait être que subjective, a tendu pourtant à échapper dans la mesure du possible aux habitudes traditionnelles d'esprit, particulièrement à la routine didactique, et à s'inspirer de principes rationnels.

Il y a deux grandes divisions dans le plan général de l'*Encyclopédie* ; d'un côté les sciences pures, et, de l'autre, toutes les technologies qui correspondent à ces sciences dans la sphère des applications. A part et au début, une Bibliothèque d'introduction générale est

consacrée à la philosophie des sciences (histoire des idées directrices, logique et méthodologie).

Les sciences pures et appliquées présentent en outre une division générale en sciences du monde inorganique et en sciences biologiques. Dans ces deux grandes catégories, l'ordre est celui de particularité croissante, qui marche parallèlement à une rigueur décroissante. Dans les sciences biologiques pures enfin, un groupe de sciences s'est trouvé mis à part, en tant qu'elles s'occupent moins de dégager des lois générales et abstraites que de fournir des monographies d'êtres concrets, depuis la paléontologie jusqu'à l'anthropologie et l'ethnographie.

Étant donnés les principes rationnels qui ont dirigé cette classification, il n'y a pas lieu de s'étonner de voir apparaître des groupements relativement nouveaux, une biologie générale, — une physiologie et une pathologie végétales, distinctes aussi bien de la botanique que de l'agriculture, — une chimie physique, etc.

En revanche, des groupements hétérogènes se disloquent pour que leurs parties puissent prendre place dans les disciplines auxquelles elles doivent revenir. La géographie, par exemple, retourne à la géologie, et il y a des géographies botanique, zoologique, anthropologique, économique, qui sont étudiées dans la botanique, la zoologie, l'anthropologie, les sciences économiques.

Les sciences médicales, immense juxtaposition de tendances très diverses, unies par une tradition utilitaire, se désagrègent en des sciences ou des techniques précises ; la pathologie, science de lois, se distingue de la thérapeutique ou de l'hygiène qui ne sont que les applications des données générales fournies par les sciences pures, et à ce titre mises à leur place rationnelle.

Enfin, il a paru bon de renoncer à l'anthropocentrisme qui exigeait une physiologie humaine, une anatomie humaine, une embryologie humaine, une psychologie humaine. L'homme est intégré dans la série animale dont il est un aboutissant. Et ainsi, son organisation, ses fonctions, son développement s'éclairent de toute l'évolution antérieure et préparent l'étude des formes plus complexes des groupements organiques qui sont offertes par l'étude des sociétés.

On peut voir que, malgré la prédominance de la préoccupation pratique dans ce classement des Bibliothèques de l'*Encyclopédie scientifique*, le souci de situer rationnellement les sciences dans leurs

rapports réciproques n'a pas été négligé. Enfin il est à peine besoin d'ajouter que cet ordre n'implique nullement une hiérarchie, ni dans l'importance ni dans les difficultés des diverses sciences. Certaines, qui sont placées dans la technologie, sont d'une complexité extrême, et leurs recherches peuvent figurer parmi les plus ardues.

Prix de la publication. — Les volumes, illustrés pour la plupart, seront publiés dans le format in-18 jésus et cartonnés. De dimensions commodes, ils auront 400 pages environ, ce qui représente une matière suffisante pour une monographie ayant un objet défini et important, établie du reste selon l'économie du projet qui saura éviter l'émiettement des sujets d'exposition. Le prix étant fixé uniformément à 5 francs, c'est un réel progrès dans les conditions de publication des ouvrages scientifiques, qui, dans certaines spécialités, coûtent encore si cher.

TABLE DES BIBLIOTHÈQUES

DIRECTEUR : **D^r TOULOUSE**, Directeur de Laboratoire à l'École
des Hautes-Études.

SECRÉTAIRE GÉNÉRAL : **H. PIÉRON**, agrégé de l'université.

DIRECTEURS DES BIBLIOTHÈQUES :

1. *Philosophie des Sciences.* **P. PAINLEVÉ**, de l'Institut, professeur à la Sorbonne.

I. SCIENCES PURES

A. Sciences mathématiques :

2. *Mathématiques* **J. DRACH**, professeur à la Faculté des Sciences de l'Université de Toulouse.
3. *Mécanique* **J. DRACH**, professeur à la Faculté des Sciences de l'Université de Toulouse.

B. Sciences inorganiques :

4. *Physique.* **A. LEDUC**, professeur adjoint de physique à la Sorbonne.
5. *Chimie physique* . . . **J. PERRIN**, chargé de cours à la Sorbonne.
6. *Chimie* **A. PICTET**, professeur à la Faculté des Sciences de l'Université de Genève.
7. *Astronomie et Physique céleste* **J. MASCART**, astronome adjoint à l'Observatoire de Paris.
8. *Météorologie.* **B. BRUNES**, professeur à la Faculté des Sciences de l'Université de Clermont-Ferrand, directeur de l'Observatoire du Puy-de-Dôme.
9. *Minéralogie et Pétrographie.* **A. LAGROIX**, de l'Institut, professeur au Muséum d'Histoire naturelle.
10. *Géologie.* **M. BOULE**, professeur au Muséum d'Histoire naturelle.
11. *Océanographie physique.* **J. RICHARD**, directeur du Musée Océanographique de Monaco.

C. Sciences biologiques normatives :

- | | | |
|--|--|--|
| | A. <i>Biologie générale</i> | M. CAULERY, professeur de zoologie à la Sorbonne. |
| 12. <i>Biologie</i> | B. <i>Océanographie biologique</i> | J. RICHARD, directeur du Musée Océanographique de Monaco. |
| 13. <i>Physique biologique</i> | | A. IMBERT, professeur à la Faculté de Médecine de l'Université de Montpellier. |
| 14. <i>Chimie biologique</i> | | G. BERTRAND, professeur de chimie biologique à la Sorbonne, chef de service à l'Institut Pasteur. |
| 15. <i>Physiologie et Pathologie végétales</i> | | L. MANGIN, de l'Institut, professeur au Muséum d'Histoire naturelle. |
| 16. <i>Physiologie</i> | | J.-P. LANGLOIS, professeur agrégé à la Faculté de Médecine de Paris. |
| 17. <i>Psychologie</i> | | E. TOULOUSE, directeur de Laboratoire à l'École des Hautes Études, médecin en chef de l'asile de Villejuif. |
| 18. <i>Sociologie</i> | | G. RICHARD, professeur à la Faculté des Lettres de l'Université de Bordeaux. |
| 19. <i>Microbiologie et Parasitologie</i> | | A. CALMETTE, professeur à la Faculté de Médecine de l'Université, directeur de l'Institut Pasteur de Lille, et F. BEZANÇON, professeur agrégé à la Faculté de Médecine de l'Université de Paris, médecin des Hôpitaux. |
| | A. <i>Pathologie médicale</i> | M. KLIPPEL, médecin des Hôpitaux de Paris. |
| 20. <i>Pathologie</i> | B. <i>Neurologie</i> | E. TOULOUSE, directeur de Laboratoire à l'École des Hautes-Études, médecin en chef de l'asile de Villejuif. |
| | C. <i>Path. chirurgicale</i> | L. PICQUÉ, chirurgien des Hôpitaux de Paris. |
- D. Sciences biologiques descriptives :**
- | | | |
|------------------------------------|---|--|
| 21. <i>Paléontologie</i> | | M. BOULE, professeur au Muséum d'Histoire naturelle. |
| 22. <i>Botanique</i> | A. <i>Généralités et phanérogames</i> | H. LECOMTE, professeur au Muséum d'Histoire naturelle. |
| | B. <i>Cryptogames</i> | L. MANGIN, de l'Institut, professeur au Muséum d'Histoire naturelle. |

23. *Zoologie* G. LOISEL, directeur de Laboratoire à l'École des Hautes Études,
24. *Anatomie et Embryologie* G. LOISEL, directeur de Laboratoire à l'École des Hautes Études.
25. *Anthropologie et Ethnographie* G. PAPILLAUT, directeur-adjoint du Laboratoire d'Anthropologie à l'École des Hautes Études, professeur à l'École d'Anthropologie.
26. *Economie politique* D. BELLET, secrétaire perpétuel de la Société d'Economie politique, professeur à l'École des Sciences politiques.

 II. SCIENCES APPLIQUÉES

A. Sciences mathématiques :

7. *Mathématiques appliquées* M. D'OCAGNE, professeur à l'École des Ponts et Chaussées, répétiteur à l'École polytechnique.
28. *Mécanique appliquée et génie* M. D'OCAGNE, professeur à l'École des Ponts et Chaussées, répétiteur à l'École polytechnique.

B. Sciences inorganiques :

29. *Industries physiques* H. CHAUMAT, sous-directeur de l'École supérieure d'Électricité de Paris,
30. *Photographie* A. SEYEWITZ, sous-directeur de l'École de Chimie industrielle de Lyon.
31. *Industries chimiques* J. DERÔME, professeur agrégé de Physique au collège Chaptal, inspecteur des Établissements classés.
32. *Géologie et minéralogie appliquées* L. CAYREUX, professeur à l'Institut national agronomique, professeur de géologie à l'École des Mines.
33. *Construction* J. PILLET, professeur au Conservatoire des Arts et Métiers et à l'École des Beaux-Arts.

C. Sciences biologiques :

34. *Industries biologiques* G. BERTRAND, professeur de chimie biologique à la Sorbonne, chef de service à l'Institut Pasteur.
35. *Botanique appliquée et agriculture* H. LECOMTE, professeur au Muséum d'Histoire naturelle.
36. *Zoologie appliquée* J. PELLEGRIN, assistant au Muséum d'Histoire naturelle.

37. *Thérapeutique générale et pharmacologie* . . G. POUCHET, membre de l'Académie de médecine, professeur à la Faculté de Médecine de l'Université de Paris.
38. *Hygiène et médecine publiques* A. CALMETTE, professeur à la Faculté de Médecine de l'Université, directeur de l'Institut Pasteur de Lille.
39. *Psychologie appliquée*. E. TOULOUSE, directeur de Laboratoire à l'École des Hautes-Études, médecin en chef de l'asile de Villejuif.
40. *Sociologie appliquée* . TH. RUYSEN, professeur à la Faculté des Lettres de l'Université de Bordeaux.
- M. ALBERT MAIRE, bibliothécaire à la Sorbonne, est chargé de l'*Index de l'Encyclopédie scientifique*.

Saint-Amand (Cher) — Imprimerie BOSSIÈRE.

