

Philosophical magazine ;T. XIV ; 1er semestre 1907

C. Tissot

▶ **To cite this version:**

C. Tissot. Philosophical magazine ;T. XIV ; 1er semestre 1907. J. Phys. Theor. Appl., 1908, 7 (1), pp.549-565. 10.1051/jphystap:019080070054901 . jpa-00241339

HAL Id: jpa-00241339
https://hal.science/jpa-00241339

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XIV ; 1er semestre 1907.

K. HONDA et TERADA. — On the change of elastic constants of ferromagnetic substances by magnetization (Sur le changement des constantes élastiques des substances ferromagnétiques par l'aimantation). — P. 36.

La constante élastique d'une substance dans un champ magnétique donné peut être définie comme le rapport de la tension appliquée à la déformation produite, le champ étant supposé constant.

Le changement d'élasticité étudié ici est la différence des valeurs que présente ce rapport pour une substance magnétique considérée, quand le champ magnétique est établi, puis supprimé.

La théorie de la magnétostriction suppose que la variation d'élasticité est indépendante de l'ordre selon lequel sont successivement appliqués le champ et la tension, et repose sur la relation connue :

$$(1) \qquad \frac{\partial}{\partial H}\left(\frac{\partial \xi}{\partial s}\right) = \frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{\partial \xi}{\partial H}\right),$$

où ξ représente soit un élément de longueur, soit un élément angulaire (angle de torsion) de l'échantillon considéré ; s est la tension appliquée, et H le champ magnétique.

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphystap:019080070054901

Si l'on désigne par M le module d'élasticité, on a :

$$\frac{\partial \xi}{\partial s} = \frac{c}{M},$$

c étant une constante.

Par suite, M et M_0 désignant les valeurs du module correspondant aux valeurs H et 0 du champ, on a :

$$\frac{1}{M_H} - \frac{1}{M_0} = \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial (\xi_H - \xi_0)}{\partial s} = \frac{\dfrac{\partial (\xi_H - \xi_0)}{\partial s}}{M_0 \dfrac{\partial \xi_0}{\partial s}},$$

c'est-à-dire :

$$\frac{M_H - M_0}{M_H} = - \frac{\dfrac{\partial (\xi_H - \xi_0)}{\partial s}}{\dfrac{\partial \xi_0}{\partial s}}. \qquad (2)$$

La validité de la relation (2) dépend de celle de la relation (1). Or la relation (2) peut être soumise au contrôle de l'expérience. Les déterminations expérimentales montreront ainsi dans quelles limites est valable la relation (1), c'est-à-dire l'hypothèse qu'elle suppose.

Les déterminations expérimentales effectuées dans le présent travail se divisent en deux groupes :

Expériences sur le changement d'*élasticité*, expériences sur le changement de *rigidité*.

Les échantillons soumis aux essais étaient : du fer de Suède, de l'acier au tungstène, du nickel et des aciers au nickel de différentes teneurs.

Ces échantillons étaient essayés sous forme de fils.

Les observations peuvent être résumées ainsi :

1° Avec le fer de Suède et l'acier au tungstène, la variation des constantes élastiques est généralement positive, mais très petite (moins de 0,5 0/0).

Les changements d'élasticité et de rigidité présentent non seulement la même allure générale, mais encore les mêmes rapports quantitatifs.

2° Avec le nickel, la variation des constantes élastiques est notable. Le changement d'élasticité atteint 15 0/0, et le changement de rigidité 7 0/0. Quand le champ augmente, les constantes élastiques vont d'abord en décroissant, puis ensuite en croissant.

3° Pour l'échantillon à 28,74 0/0 de nickel, l'aimantation accroît très peu les constantes élastiques.

Pour les échantillons à 50,72 0/0 et 70,32 0/0, l'accroissement de la valeur des constantes élastiques devient comparable à celui que l'on obtient avec le nickel pur.

Les valeurs que fournissent les différentes méthodes de mesure employées coïncident. Toutefois la variation obtenue par la méthode indirecte est toujours plus grande que celle que l'on obtient par la méthode directe.

Les résultats montrent que la relation (2) ne se trouve pas satisfaite *en général*. Il en est donc de même de la relation (1) et des hypothèses qui permettent de l'établir.

BERTRAM HOPKINSON. — On the measurement of gas-engines temperatures (Sur la mesure des températures des moteurs à gaz). — P. 84.

L'application de la relation

$$pv = \mathrm{RT},$$

pratiquement applicable au mélange gazeux des moteurs à explosion, permet de calculer la température moyenne en un point quelconque du cycle, quand on connaît la valeur qu'elle prend en un point déterminé de ce cycle.

Il convient de choisir pour ce point la fin de la période d'introduction, c'est-à-dire le moment où la compression va commencer.

La température de la masse gazeuse peut être déduite de la mesure des volumes d'air et de gaz introduits et de la pression du mélange.

La mesure exacte des grands volumes d'air utilisés dans les moteurs puissants est une opération délicate. Aussi y aurait-il intérêt à obtenir la température par mesure directe. D'autre part, le calcul effectué au moyen des éléments du cycle donne seulement la température *moyenne* de la masse gazeuse, température qui est loin d'être uniforme. Seule, une méthode de détermination des températures *locales* peut permettre une étude complète des moteurs à gaz.

C'est dans cette idée que l'auteur a étudié l'emploi, comme corps thermométrique, d'un fil de platine dont on enregistre les variations de résistance.

On obtient de bons résultats avec un fil de platine de $0^{mm},1$ de dia-

mètre, à condition d'opérer les mesures de résistances avec une précision suffisante, et d'apporter aux observations certaines corrections aisées à déterminer au préalable par une méthode simple qu'indique l'auteur.

Toutefois le procédé n'est applicable qu'aux moteurs de puissance modérée. Avec les grands moteurs faisant usage de fortes compressions, le fil de platine de $0^{mm},1$ se trouve inévitablement fondu. Or, si l'on emploie un fil de plus fort diamètre, on est obligé de faire usage de corrections si considérables qu'elles deviennent incertaines.

La détermination des températures dans ces moteurs par mesure de résistance d'un fil paraît devoir rester une opération très délicate tant qu'on ne réussira pas à faire usage d'un métal plus réfractaire que le platine.

R. MILNER. — On surface concentration, and the formation of liquid films (Sur la concentration à la surface et la formation des lames liquides). — P. 96.

La cause qui fait que certains liquides, les solutions de savon notamment, sont capables de former des lames liquides, paraît liée à la possibilité de variation locale de tension superficielle. L'idée, émise par Marangoni, que cette possibilité de variation locale de tension, c'est-à-dire que la raison de la stabilité de la lame liquide est due à la présence à la surface d'une pellicule constituée d'une matière présentant une constante capillaire inférieure à celle de l'eau pure, s'est trouvée confirmée par les expériences de lord Rayleigh.

Mais, si l'existence d'une pareille pellicule peut être regardée comme établie, on ne connaît que peu de chose sur sa nature et son mode de formation.

L'objet du présent travail est d'étudier le mécanisme grâce auquel la stabilité de la lame liquide se trouve assurée.

L'application du second principe de la thermodynamique donne une relation entre la tension superficielle τ, la pression osmotique p, la surface s et le volume v d'une solution.

Cette relation :

$$\frac{d\tau}{dv} = -\frac{dp}{ds}, \qquad (1)$$

montre que la tension superficielle ne varie avec le volume de la

solution, c'est-à-dire avec la concentration, qu'autant que la pression osmotique varie elle-même sur la surface.

Pour que cela ait lieu, on doit supposer que, dans l'épaisseur de la couche mince superficielle qui est le siège de forces capillaires, la concentration prend une valeur différente de celle qu'elle possède à l'intérieur de la solution.

Dans le cas où il y a un excès de concentration sur la surface, un accroissement de surface aura pour effet de faire passer de l'intérieur à l'extérieur une certaine quantité de solution antérieurement employée à établir la pression osmotique.

Si l'on désigne par σ « l'excès de surface », par N le nombre de molécules-grammes contenues dans la solution primitive, la concentration à l'intérieur, seule variable dont dépendent et la tension superficielle et la pression osmotique, est :

$$c = \frac{N - \sigma s}{v}.$$

La substitution de la nouvelle variable c à v et à s dans la relation (1) donne :

$$\frac{d\tau}{dc} = -\frac{\sigma}{c} \cdot \frac{dp}{dc}. \qquad (2)$$

La relation (2) permet de calculer σ quand on connaît la manière dont varie la tension superficielle avec la concentration. D'ailleurs, en désignant par i le rapport de l'abaissement moléculaire du point de congélation à l'abaissement normal, 1,86, on a :

$$p = iRTc$$

ou, approximativement :

$$\frac{dp}{dc} = iRT, \qquad \text{soit} \qquad \frac{d\tau}{dc} = -iRT\frac{\sigma}{c}. \qquad (3)$$

Les conséquences de la relation (3) sont vérifiées par l'expérience.

Dans toutes les solutions inorganiques, par exemple, la tension superficielle va en croissant linéairement avec la concentration.

Par suite $\frac{d\tau}{dc}$ a une valeur positive, constante : σ est négatif et $\frac{\sigma}{c}$ est constant. Il y a donc dans la pellicule superficielle un *défaut* de sel proportionnel à la concentration.

Au contraire, dans plusieurs solutions organiques, la tension superficielle est inférieure à celle de l'eau, et l'on doit trouver un

excès de substance dissoute dans la couche superficielle. C'est ce qui se vérifie bien en partant des observations de Whatmough sur l'acide acétique.

L'application de la théorie à la solution d'oléate de soude soulève certaines difficultés, et l'on est conduit à supposer que l'hypothèse de la réversibilité sur laquelle repose la relation (1) ne se trouve plus vérifiée. Mais, d'autre part, elle permet d'interpréter et les résultats obtenus par Reinold et Rücker dans la mesure de l'*épaisseur électrique* des lames liquides minces, et la formation de la *tache noire*.

H. PATTERSON. — The carbon cell (La pile au charbon). — P. 181.

La pile en question est constituée par deux électrodes, l'une de fer, l'autre de charbon, immergées dans un bain d'hydrate de soude en fusion.

Haber et Bruner ont considéré cette pile comme un véritable élément oxygène-hydrogène. Les mesures effectuées par l'auteur s'accordent en général avec celles de Haber et Bruner ainsi qu'avec les résultats que l'on peut déduire par le calcul de la relation d'Helmholtz :

$$A = Q_v + T \frac{\delta A}{\delta T},$$

appliquée à la dissociation de la vapeur d'eau.

LORD RAYLEIGH. — On our perception of sound direction (Sur notre perception de la direction du son). — P. 214.

Certaines expériences avaient déjà été entreprises sur ce sujet par l'auteur, il y a une trentaine d'années.

Dans le présent mémoire, il en expose de nouvelles qui permettent de résoudre complètement la question.

L'expérience montre que l'on n'éprouve aucune difficulté à décider si un son vient de la droite ou de la gauche — même dans le cas d'un son musical pur ; — tandis qu'il est à peu près impossible de discerner la direction quand le son vient de l'avant ou de l'arrière.

La première explication qui s'offre à l'esprit est d'attribuer le fait

à la différence d'intensité des sensations éprouvées par chacune des oreilles.

Toutefois l'explication est manifestement incomplète.

Pour les sons graves, et notamment pour les sons dont le nombre de vibrations est inférieur à 128 par seconde, le calcul indique que la différence de l'intensité reçue par chacune des oreilles est moindre que $\frac{1}{100}$ de l'intensité totale. Cependant la perception de direction *latérale* s'opère avec la même sûreté pour les sons graves que pour les sons aigus. Ce n'est donc pas à la différence d'intensité qu'il convient de rapporter le fait de la localisation de la direction des sons graves, mais à la différence de phase des ondes sonores qui arrivent à chacune des oreilles après avoir parcouru des chemins de longueurs différentes et avoir pris une différence de marche.

Les expériences citées par l'auteur établissent en effet que non seulement nous sommes capables d'apprécier les différences de phase, mais aussi que c'est bien sur cette appréciation qu'est fondé le jugement que nous portons sur la direction des sons.

L'explication fondée sur la différence de phase ne saurait cependant être étendue à tous les sons. Il est clair en effet qu'elle ne peut intervenir dès qu'elle devient supérieure à 1/2 période, et, *a fortiori*, lorsqu'elle dépasse la valeur d'une période ou d'un multiple de période, car un *retard* ne se distingue plus d'une *avance*. Or, c'est ce qui a lieu pour les sons dont le nombre de vibrations est supérieur à 512 par seconde.

Pour un pareil son, le retard est sensiblement égal à 1/2 période ; pour un son de 1 024 vibrations, il atteint une période complète.

Ce serait alors la différence d'intensité qui interviendrait.

En résumé : la perception de la direction des sons aigus (au-dessus de 512 vibrations) doit être rapportée à la différence de l'intensité des sensations éprouvées par chaque oreille ; la perception de la direction des sons graves, à la différence de phase des ondes sonores.

Dans tous les cas, la perception de la direction doit nécessairement s'évanouir lorsque, la source sonore se trouvant juste devant ou derrière, la différence de marche devient nulle.

On peut déduire de ces observations la règle suivante pour reconnaître le gisement d'un signal sonore de brume :

Commencer par tourner la tête ou le corps de manière à obtenir la perception *latérale* sur la droite et sur la gauche. On se placera

ensuite aisément dans la position où il ne subsiste plus aucun effet latéral de manière à faire face à la source sonore.

J.-M. BALDWIN. — The behaviour of iron under small periodic magnetizing forces (La manière dont se comporte le fer sous l'action de faibles forces magnétisantes périodiques). — P. 232.

L'objet du présent travail est d'établir les relations qui existent entre les amplitudes et les phases des différents harmoniques de l'induction magnétique développée dans le fer dans les conditions indiquées, et de déduire, des expressions harmoniques obtenues, la valeur de la perte d'énergie.

Les mesures effectuées par Baur et lord Rayleigh avec de faibles forces magnétisantes ont conduit à adopter pour la perméabilité une expression de la forme :

$$\mu = a + b\mathrm{H}.$$

Lyle a étudié la relation qui existe entre l'amplitude et la phase d'un champ magnétique alternatif et l'induction correspondante développée dans le fer, pour différentes fréquences, et a calculé la perte d'énergie I dans le fer. Les observations sont bien reliées par l'expression :

$$\mathrm{I} = (a + bn)\,\mathfrak{B}^x,$$

où a, b, x sont des constantes de valeurs déterminées pour un échantillon donné ; n est la fréquence du champ magnétisant, et $\mathfrak{B}$ l'*induction effective*, c'est-à-dire une quantité dont le carré est proportionnel aux moyens carrés de $\left(\frac{d\mathfrak{B}}{dt}\right)$.

Dans les présentes expériences, on s'est servi de l'ondographe de Lyle pour la détermination de la perte d'énergie dans le fer ; le mode opératoire était d'ailleurs le même que celui qui a été utilisé par Lyle.

Le champ et l'induction sont représentés par des expressions :

$$\mathrm{H} = \mathrm{H}_1 \left\{ \sin \omega t + h_3 \sin 3(\omega t - \Phi_3) + h_5 \sin 5(\omega t - \Phi_5) \right\},$$
$$\mathrm{B} = \mathrm{B}_1 \left\{ \sin(\omega t - \theta) + b_3 \sin 3(\omega t - \theta - \psi_3) + b_5 \sin 5(\omega t - \theta - \psi_5) \right\},$$

les harmoniques d'ordre supérieur au 5^e pouvant être négligés.

Les coefficients les plus importants sont :

$$\mu_0 = \frac{B_1}{H_1} \quad \text{et} \quad \theta,$$

qui relient la première harmonique de l'induction à celle du champ.

Si l'on suppose le courant magnétisant et l'onde de flux de forme sinusoïdale, on a simplement :

$$H = H_0 \sin \omega t, \qquad B = B_0 \sin (\omega t - \theta), \qquad B_0 = \mu H_0.$$

Et la perte totale dans le fer pour un cycle, et par centimètre cube, est :

$$I = \frac{1}{4\pi} \int H dB \qquad \text{ou} \qquad I = \frac{H_0 B_0}{4} \sin \theta.$$

Elle peut être calculée quand μ_0 et θ sont connus en fonction de B_0.

Les principaux résultats obtenus sont illustrés par une série de courbes et peuvent être résumés ainsi :

1° μ_0 diminue avec B_1 et tend vers une valeur finie pour de très petites valeurs de B_1, 156 environ pour les échantillons étudiés.

μ_0 peut être représenté par une fonction linéaire de H_1 ;

2° θ diminue rapidement avec B_1, et tend vers une valeur finie et très petite ;

3° b_3 demeure à peu près constant quand les courants de Foucault ont une valeur élevée, mais diminue avec B_1 quand ces courants sont peu importants et tend vers une valeur limite égale à 0,03 pour les valeurs les plus faibles du champ ;

4° Le changement de fréquence n'exerce pratiquement aucune influence sur μ_0 et θ, ainsi que sur la perte par hystérésis dans le cas où les courants de Foucault sont peu importants. Dans le cas contraire, la perte totale dans le fer va en croissant rapidement avec la fréquence.

LORD RAYLEIGH. — Acoustical notes (Notes sur l'acoustique). — P. 316.

Ces notes se rapportent à divers sujets d'acoustique expérimentale et contiennent la description de certains appareils ou dispositifs nouveaux.

Elles traitent des sujets suivants :

Sensations latérales de perception d'un son obtenu à l'aide de la rotation d'un aimant et d'un téléphone ;

Résonateur acoustique à harmoniques multiples ;

Influence mutuelle de deux diapasons l'un sur l'autre ;

Réaction mutuelle de flammes chantantes ;

Diapasons équilibrés pour les vibrations longitudinales ;

Entretien des vibrations dans une sirène à diapason ;

Réglage stroboscopique d'une vitesse de rotation ;

Roue phonique et commutateur.

CARL BARUS. — The efficiency of the Plug-Cock fog-chamber (Efficacité de l'enceinte à condensation avec bouchon à robinet). — P. 357.

Si l'enceinte à condensation est reliée à une vaste enceinte à vide par un conduit suffisamment large muni d'un robinet à gaz susceptible d'être aisément et rapidement manœuvré à la main, on peut faire apparaître les nuages dus à la présence de centres de condensation dans l'air humide privé de poussières.

Un tel dispositif, qui permet l'emploi d'enceintes de condensation spacieuses, et conduit à des manipulations très simples, ne paraît inférieur à aucun des appareils plus compliqués généralement utilisés pour le même objet.

J. JOLY. — Pleochroic halos (Halos pléochroïques). — P. 381.

Les cristaux de zircon, que l'on rencontre disséminés dans certains minéraux colorés, dans la biotite en particulier, sont toujours environnés d'une plage où se manifeste un pléochroïsme intense.

Quand la section observée est transverse par rapport à la direction principale du clivage, l'absorption due au halo se produit lorsque les vibrations lumineuses sont dans la direction même du clivage.

Lorsque les vibrations sont à angle droit avec cette direction, le halo disparaît presque complètement.

Cette apparence curieuse, qui a été attribuée à la présence de pigments de nature organique dans le minéral, doit être rapportée, selon l'auteur, à l'existence des propriétés radioactives du zircon.

ALEXANDER RUSSELL. — The magnetic field and inductance coefficients of circular, cylindrical, and helical currents (Champ magnétique et coefficients d'induction de courants circulaires, cylindriques et en hélices). — P. 420.

Mémoire étendu contenant de nombreux développements mathématiques et donnant des relations exactes et approchées pour le calcul des coefficients d'induction mutuelle et des coefficients de self-induction de circuits de différentes formes.

La majeure partie de ces relations résulte de l'application du calcul des fonctions elliptiques, qui permet de les obtenir sous une forme relativement simple et commode pour les applications numériques.

E.-H. BARTON et J. PENZER. — Simultaneous vibration curves of string and bridge photographically obtained from a monochord (Courbes des vibrations d'une corde et de son chevalet obtenues simultanément par photographies d'un monocorde). — P. 446.

Ce travail est le complément de ceux qui ont été exécutés par les auteurs sur les vibrations d'une corde et de sa caisse d'harmonie, ainsi que sur les vibrations d'une corde et de l'air qu'elle ébranle. Le monocorde étudié est celui qui a été utilisé dans les précédentes observations.

L'amplification des mouvements du chevalet repose encore sur l'emploi d'un dispositif particulier désigné par les auteurs sous le nom de *levier optique*. Ce levier optique a reçu ici une disposition toute spéciale. Dans l'emploi ordinaire du dispositif, de même que dans l'usage habituel d'un miroir plan pour la mesure des petits angles, le plan de rotation coïncide avec le plan d'incidence, de sorte que le rayon réfléchi tourne d'un angle double de celui dont tourne le *levier* (ou le miroir).

Avec la disposition adoptée, non seulement les plans de rotation et d'incidence forment entre eux un certain angle, mais la normale au miroir se trouve inclinée sur l'axe de rotation du levier. De sorte que, quand le *levier* tourne, le rayon réfléchi décrivant une surface conique au lieu d'un plan, l'amplification angulaire est susceptible de varier depuis 1 jusqu'à l'infini.

Les observations sont traduites par une série de reproductions photographiques jointes au mémoire.

L.-T. MORE et H.-S. FRY. — On the appreciation of difference of phase of sound-waves (Sur l'appréciation de la différence de phase des ondes sonores). — P. 452.

Ces expériences, exécutées indépendamment et par une méthode différente de celle employée par lord Rayleigh, conduisent à la même conclusion.

La perception de la direction dans laquelle on entend un son est due à la différence de phase des ondes sonores qui arrivent à chacune des oreilles.

Les observations ont été faites avec des diapasons de 320 et 512 vibrations par seconde.

Les auteurs ne paraissent pas avoir entrevu la différence que signale lord Rayleigh entre la manière d'agir des sons graves et des sons aigus.

THOMAS LYLE. — On transformer indicator diagrams (Sur les « diagrammes indicateurs » des transformateurs). — P. 468.

Le terme de « diagramme indicateur d'un transformateur » a été appliqué par Fleming à une série de courbes harmoniques qui donnent les formes, les différences de phases et les amplitudes des ondes du courant et de la force électromotrice dans les enroulements primaire et secondaire d'un transformateur en charge.

L'auteur indique un procédé commode pour obtenir le tracé de ces courbes en faisant usage de l'ondographe qu'il a précédemment décrit (1).

F. TROYMAN. — Improvements in the Hüfner type of spectrophotometer (Perfectionnements au type de spectrophotomètre Hüfner). — P. 481.

Description d'un spectrophotomètre du type Hüfner auquel une modification a été apportée pour le convertir en polarimètre. Il permet ainsi de mesurer les rotations optiques dans toute l'étendue du spectre visible.

---

(1) LYLE, *Ondographe et Analyseur* (*Phil. Mag.*, nov. 1903).

JOHN-P. DALTON. — On the saturation constants according to Van der Waals's equation (Sur les constantes de saturation selon l'équation de Van der Waals). — P. 517.

Rappel des différentes méthodes employées pour obtenir les valeurs des constantes de saturation θ, π, ω_1 et ω_2. Adaptation de l'équation de Clausius à celle de Van der Waals (Planck) ; usage du *criterium* de Maxwell (Hilton) ; procédé graphique à l'aide du potentiel thermodynamique (Riecke) ; autre procédé graphique en partant de l'énergie libre (Kamerlingh Onnes).

En même temps que ce dernier procédé, l'auteur a appliqué la méthode de Clausius à l'équation :

$$\frac{p}{RT} = \frac{1}{v - \alpha} - \frac{27(\alpha + \beta)}{8\theta(v + \beta)^2},$$

qui, comparée à celle de Van der Waals,

$$\frac{p}{RT} = \frac{1}{v - b} - \frac{a}{RTv^2},$$

permet de déduire de la table de Clausius les valeurs numériques des constantes.

La substitution des valeurs calculées dans les relations empiriques montre dans quelle mesure ces relations sont applicables.

L'auteur étudie ainsi la loi donnée par Van der Waals pour les tensions de vapeurs :

$$\mathfrak{L}\pi = f\left(1 - \frac{1}{\theta}\right),$$

la loi de Cailletet et Mathias, et la relation de Young :

$$D_t = D_0 + \alpha t + \beta t^2.$$

JOHN-P. DALTON. — On the variation of specific heats with temperature and density (Sur la variation des chaleurs spécifiques avec la température et la densité). — P. 525.

Afin d'étudier l'effet de l'écart des lois des gaz sur les chaleurs spécifiques, on s'est servi de la relation de Van der Waals :

$$\frac{C - c}{R} = \frac{RT}{RT - \frac{2a}{v^3}(v - b)^2},$$

qui peut être mise sous la forme :

$$\frac{C - c}{R} = \frac{4\theta\omega^3}{4\theta\omega^3 - (3\omega - 1)^2},$$

en introduisant les variables ω et θ.

L'application de la relation permet de tracer une série de courbes $f\left(\frac{C-c}{R}, \omega\right)$ pour les différentes valeurs de θ. Ces courbes fournissent les valeurs de $C - c$ et de $\frac{C}{c}$ (c ne varie pas avec le volume, puisque $\frac{\partial c}{\partial v} = T\frac{\partial T^2}{\partial^2 p} = 0$).

L'auteur a calculé les variations de $C - c$ et de $\frac{C}{c}$ pour l'éther et a trouvé un accord remarquable avec les valeurs théoriques déduites de la relation précédente.

A l'aide des valeurs de $C - c$ et de $\gamma = \frac{C}{c}$, on a aussi calculé c :

1° Dans l'état liquide, c varie avec le volume, mais demeure pratiquement indépendant de la température ;

2° Dans l'état gazeux, et pour de grands volumes, c est indépendant du volume, et devient fonction de la température seule ;

3° Quand la densité augmente, c va d'abord en croissant ; dans le voisinage du volume critique, c atteint une valeur maximum et, si la densité va encore en augmentant, c diminue.

Ces résultats sont conformes à ceux que Dieterici a obtenus pour l'isopentane.

Les résultats donnés pour l'air par Amagat ne paraissent pas reposer sur des données assez précises pour que l'on en puisse tirer des conclusions nettes.

En revanche, pour l'acide carbonique, il y a accord entre les observations d'Amagat ainsi qu'entre celles de Lussana et la relation théorique.

JOHN-P. DALTON. — On the specific heat of saturated vapours (Sur la chaleur spécifique des vapeurs saturées). — P. 536.

En partant de la relation :

$$h_s = e + T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)\frac{dv}{dT},$$

où h_s représente la chaleur spécifique de la vapeur saturée, on peut écrire :

$$h_s = c + \frac{RT}{v - b} \cdot \frac{dv}{dT},$$

$\frac{dv}{dT}$ étant calculé le long de la ligne de saturation, c'est-à-dire :

$$h_s = c + \frac{3R\theta}{3\omega - 1} \cdot \frac{d\omega}{d\theta}.$$

Aux points d'*inversion*, c'est-à-dire aux points auxquels la chaleur spécifique change de signe,

$$h_s = 0.$$

La courbe des points d'inversion se trouve ainsi déterminée par l'équation :

$$-\frac{c}{R} = \frac{3}{3\omega - 1}\,\theta\,\frac{d\omega}{d\theta}.$$

c peut être considéré comme constant et égal à la valeur c_1 pour $v = \infty$.

Mais, pour un volume infiniment grand, la loi des gaz parfaits donne :

$$R = c_1(\gamma_1 - 1),$$

γ_1 étant la valeur de $\gamma = \frac{C}{c}$ pour v très grand. L'équation de la courbe des points d'inversion peut être mise sous la forme :

$$\gamma_1 = 1 - \frac{3\omega - 1}{3} \cdot \frac{1}{\theta} \cdot \frac{d\theta}{d\omega}.$$

Le tracé graphique de la courbe montre que :

1° Les vapeurs saturées des substances pour lesquelles $\gamma_1 > 1{,}202$ ont toujours une chaleur spécifique négative ;

2° Les vapeurs saturées des substances pour lesquelles $\gamma_1 < 1{,}202$ ont une chaleur spécifique qui, d'abord négative, devient positive quand la température va en croissant, puis devient de nouveau négative ;

3° Quand $\gamma_1 = 1{,}202$, les deux points d'inversion coïncident.

La chaleur spécifique est toujours négative, sauf en un point où elle prend une valeur nulle.

Pour les vapeurs saturées normales, on retrouve bien ces résultats généraux lorsque γ_1 est au-dessous ou au-dessus de la valeur $\gamma_1 = 1{,}139$.

F.-B. YOUNG. — On the relation of the field at the point of an electrified needle to the mechanical force resulting (Sur la relation qui existe entre le champ à la pointe d'une aiguille électrisée et la force mécanique résultante). — P. 542.

Déterminations expérimentales exécutées à l'effet d'obtenir la valeur d'un facteur de correction à apporter à certaines observations (de Chattock) du champ nécessaire pour produire une décharge à l'extrémité de l'aiguille.

T. TROUTON et SIDNEY RUSS. — The rate of recovery of residual charge in electric condensers (La loi de la reconstitution de la charge résiduelle dans les condensateurs électriques). — P. 578.

L'analogie entre le phénomène de la charge résiduelle dans les bouteilles de Leyde et les phénomènes de déformations élastiques permanentes des solides a souvent été invoquée.

L'explication du phénomène de la charge résiduelle repose en général sur l'attribution aux diélectriques d'une constitution hétérogène. Cette hypothèse conduit à donner à la loi de reconstitution des charges une forme exponentielle.

C'est, en somme, une explication analogue qui est appliquée aux déformations des solides quand on suppose qu'ils sont constitués d'un ensemble de parties, les unes visqueuses, les autres parfaitement élastiques.

Les expériences de Rankine ont établi que la loi de déformation des solides pouvait être représentée par une expression :

$$S = S_0 \left\{ 1 - K\mathfrak{L}(pt + 1) \right\},$$

où S représente la force nécessaire pour maintenir au temps t une déformation constante donnée dans la substance soumise à l'effort.

Les présentes expériences montrent que l'analogie invoquée se poursuit dans l'expression de reconstitution des charges.

La quantité d'électricité qui reparaît à un instant t peut être représentée par l'expression :

$$Q = a\mathfrak{L}(t + b),$$

où a et b sont des constantes, et prend la même forme que la loi donnée par Rankine.

E.-L. HANCOCK. — Recovery of nickel and carbon steel from overstrain (Récupération des propriétés élastiques des aciers au nickel et au carbone soumis à des surtensions). — P. 688.

Le travail conduit aux conclusions suivantes :

1° Une surtension (ou torsion) a pour effet d'annuler l'élasticité ; mais l'élasticité est récupérée graduellement. La limite d'élasticité prend une valeur supérieure à la valeur primitive et le module une valeur identique ;

2° Les propriétés élastiques des métaux soumis à des surtensions sont restituées en les immergeant pendant un temps très court dans l'eau bouillante ;

3° Cette restitution des propriétés élastiques n'est pas accélérée par les chocs répétés d'un marteau ;

4° Le retour des propriétés élastiques se produit plus vite pour l'acier au carbone que pour l'acier au nickel.

C. TISSOT.