



Il nuovo cimento. Tome XIII, 1883

E. Bouty

► To cite this version:

E. Bouty. Il nuovo cimento. Tome XIII, 1883. J. Phys. Theor. Appl., 1884, 3 (1), pp.552-567.
10.1051/jphystap:018840030055201 . jpa-00238305

HAL Id: jpa-00238305

<https://hal.science/jpa-00238305>

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.

IL NUOVO CIMENTO.

Tome XIII, 1883.

E. WIEDEMANN. — Explication donnée par Belli de l'adhésion entre deux lames de verre, p. 34-35.

Dans son *Traité de Physique expérimentale*, Belli fait observer que deux lames de verre que l'on a rendues adhérentes, en les appliquant exactement l'une sur l'autre, et que l'on abandonne ensuite à leur propre poids finissent toujours par se détacher, quelque faible que soit le poids de celle qui est retenue par adhésion. Il en résulte que l'attraction moléculaire ne peut rendre compte de ce phénomène, mais que la longue durée de l'adhésion tient simplement à la lenteur de la rentrée de l'air entre les deux plaques.

C'est précisément l'explication à laquelle s'est arrêté récemment M. Stefan, qui a donné la théorie mathématique du phénomène (¹).

E. STRACCIATI. — Sur le retard dans la désaimantation du fer produit par les courants induits dans sa masse, p. 35-57.

Parmi les expériences de mesure, effectuées sur la durée de l'aimantation ou de la désaimantation, il convient surtout de citer celles de M. Felici. Elles ont été exécutées en entourant des barres ou des fils de fer doux de deux spirales, l'une magnétisante, l'autre induite, que l'on peut ouvrir ou fermer à des intervalles

(¹) *Pogg. Ann.*, 1875.

très courts à l'aide de l'interrupteur auquel M. Felici a donné son nom. Supposons, par exemple, qu'il s'agisse de la désaimantation. Si le courant magnétisant est interrompu au moment même où le circuit induit est ouvert, le courant induit développé correspond à la totalité du magnétisme développé dans la barre de fer; mais si le circuit induit n'est fermé qu'au bout d'un temps t après l'interruption du courant magnétisant, le courant induit ne correspond plus qu'au magnétisme résiduel conservé par la barre au bout du temps t .

En opérant ainsi, M. Felici trouva que la déviation galvanométrique F , mesure de la quantité d'électricité du courant induit, pouvait toujours être représentée par une exponentielle à deux termes

$$F = A e^{-\alpha t} + B e^{-\beta t},$$

dans laquelle A , B , α et β sont quatre constantes. Si le fer se rapproche d'être parfaitement doux, une exponentielle à un seul terme suffit.

Le travail de M. Stracciati a été effectué par la méthode et avec l'interrupteur de M. Felici. L'auteur a d'abord constaté l'exactitude des résultats précédemment trouvés par l'illustre physicien italien; il a ensuite dirigé ses recherches de manière à constater l'influence de la grandeur de la force magnétisante, et celle des courants induits qui peuvent se développer dans la masse de fer. Voici ses conclusions :

1° La formule de M. Felici réduite à un seul terme représente d'autant mieux les résultats des expériences que la force magnétisante employée est plus faible.

2° La vitesse avec laquelle se dissipe le magnétisme d'une masse de fer, quand on supprime la force magnétisante, diminue, d'abord rapidement, quand cette force augmente, mais paraît ensuite tendre vers une valeur constante.

3° La vitesse avec laquelle se dissipe le magnétisme dans un faisceau de fils de fer doux que quelques tours de fil de soie empêchent de se toucher, diminue notablement quand on rend la masse conductrice continue, à l'aide d'un bain de mercure dans lequel le faisceau se trouve immergé.

E. FOSSATI. — Expérience de Cours, p. 57-60.

Pour établir le rôle de la toile métallique dans la lampe de Davy, l'auteur dispose un tube épais de laiton A qui peut recevoir par sa partie supérieure un tube B plus petit, fermé à sa partie inférieure par une toile métallique, ouvert par en haut, et qui s'adapte très exactement sur le premier. Après avoir rempli A d'un mélange détonant de gaz et d'air et mis B en place, on présente un bec Bunsen à l'orifice de B et l'on obtient une explosion; mais celle-ci ne s'est pas propagée au delà de la toile métallique, pourvu que la trame en soit assez fine; car, si l'on enlève B et qu'on présente la flamme à l'ouverture de A, on a une seconde explosion plus forte que la première; on peut aussi laisser B en place et attendre un instant: en présentant de nouveau la flamme, on a une seconde explosion, plus tard encore une troisième, et ainsi de suite. Le mélange détonant diffusé lentement à travers la toile rend compte de ces explosions successives, d'intensité décroissante.

E. WIEDEMANN. — Note sur un Mémoire de M. Glan, *Sur la densité de l'éther lumineux*, p. 86-87.

Selon W. Thomson, la masse M d'un pied cube anglais d'éther est supérieure à $\frac{83g}{nV^3}$, où g désigne la constante de la gravité, V la vitesse de propagation de la lumière, et n le rapport entre la plus grande vitesse d'une particule d'éther et la vitesse de propagation de la lumière. Si l'on pose arbitrairement $n = \frac{1}{50}$, on trouve, pour M, la valeur minimum $\frac{1}{1560 \cdot 10^7}$.

M. Glan démontre que, si δ est la plus grande dilatation que l'éther peut supporter, sans qu'il se déchire, il y a entre δ et n la relation

$$\delta = \sqrt{1+n^2} - 1.$$

Si, au lieu de l'éther, on considère un corps solide, tel que le

verre par exemple, pour lequel $\delta = \frac{1}{1443}$, d'après Neumann, on trouverait $n = \frac{1}{27}$, valeur sensiblement double de celle que Thomson a employée dans son calcul; si, pour l'éther, la valeur de n était la même que pour le verre, il en résulterait que la masse du pied cube d'éther serait quadruple de celle qui a été calculée ci-dessus.

M. Wiedemann critique un calcul de δ fait par M. Glan pour l'eau. Il applique à la recherche de δ , pour ce liquide, une expérience bien connue de M. Berthelot sur le refroidissement d'un tube de verre fermé et complètement plein d'eau chaude; si le tube a été fermé à 28°, la température peut s'abaisser jusqu'à 18° sans que l'eau cesse de remplir complètement le tube. Connaissant la dilatation normale du verre et de l'eau entre 18° et 28°, on peut calculer la dilatation linéaire δ , qui est environ $\frac{1}{10000}$; il en résulte $n = \frac{1}{25}$, valeur peu différente de celle qui correspond au verre.

E. WIEDEMANN. — Sur la vraie cohésion des liquides, p. 88.

De l'expérience de M. Berthelot, signalée dans la Note précédente, M. Wiedemann conclut que la force nécessaire pour séparer deux couches d'eau adjacentes ne peut être inférieure à 55^{atm}.

G. GUGLIELMO. — Détermination du coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air, l'acide carbonique et l'hydrogène, p. 104-119.

Le volume de vapeur ramené à 0^{mm} et 760^{mm} qui traverse pendant l'unité de temps l'unité de section d'un cylindre est représentée, d'après Stefan, par la formule

$$v_1 = \frac{k}{h} \log \frac{p - p''}{p - p'}.$$

k représente le coefficient de diffusion de la vapeur dans le gaz

formant atmosphère, h la longueur du cylindre, p la pression extérieure, p'' et p' les tensions de la vapeur aux deux extrémités du cylindre; le logarithme est un logarithme népérien. A travers un cylindre de section s , et pendant un temps t , ce volume devient

$$(1) \quad v_1 = \frac{kst}{h} \log \frac{p-p''}{p-p'}.$$

Pour déterminer k , l'auteur emploie un tube cylindrique fermé à son extrémité inférieure, rodé à sa partie supérieure et contenant de l'eau : ce tube est soutenu au milieu d'un large bassin contenant une couche d'acide sulfurique (au contact duquel la tension de la vapeur est nulle), de manière à ne pas être baigné par l'acide. Le bassin lui-même est rodé, recouvert d'une plaque de verre que l'on rend adhérente par une légère couche de graisse et placé dans un bain à température constante. Il suffit de peser le tube au commencement et à la fin d'une expérience pour calculer le volume v_1 de vapeur formée et absorbée par l'acide sulfurique. En faisant varier la hauteur de l'eau dans le tube, et, par conséquent, la longueur h du cylindre, on reconnaît aisément que la formule (1) n'est pas directement applicable, car ce n'est pas à l'orifice du tube, mais seulement à la surface de l'acide sulfurique, que la tension de la vapeur d'eau est nulle. L'auteur essaye de représenter le résultat des expériences par la formule empirique

$$(2) \quad v = \frac{kst}{h+x} \log \frac{p}{p-p'},$$

c'est-à-dire qu'il assimile l'espace cylindrique intérieur au bassin à un prolongement de longueur x du tube. Deux expériences faites avec des valeurs différentes de h suffisent théoriquement à déterminer k et x : en faisant un grand nombre d'expériences, il sera aisé de reconnaître si l'on peut ou non appliquer la formule (2), c'est-à-dire si l'on trouve toujours pour x la même valeur. M. Guglielmo a reconnu qu'il en était ainsi. Il croit pouvoir en conclure que la valeur de k donnée par ses expériences est suffisamment correcte.

Les expériences faites dans l'air donnent, pour le coefficient de diffusion à 8° et à 15°, les valeurs

$$k_8 = 12,86, \quad k_{15} = 13,05.$$

Les unités fondamentales auxquelles se trouvent rapportés ces nombres sont le centimètre, le gramme et la minute.

Pour opérer dans l'hydrogène ou l'acide carbonique, il faut, après avoir fermé le bassin, y déplacer l'air par un courant de l'un ou l'autre de ces gaz. L'expérience exige une correction pour tenir compte de l'évaporation qui s'est produite pendant la durée très courte du déplacement gazeux.

On a trouvé pour l'hydrogène

$$k_{18} = 46,95.$$

et pour l'acide carbonique

$$k_{18} = 8,38.$$

Ces nombres sont respectivement les 3,52 et les 0,628 du coefficient de diffusion dans l'air.

M. Guglielmo se sert des expériences qui précèdent pour calculer, d'après les formules de M. Meyer ⁽¹⁾, le chemin moyen d'une molécule de vapeur d'eau dans une atmosphère de vapeur d'eau à la pression normale. Il trouve ainsi le nombre 0,00000891, tandis que des expériences plus directes de MM. Kundt et Warburg ⁽²⁾ ont donné 0,00000649.

A. BARTOLI et G. PAPASOGLI. — Sur l'électrolyse de solutions de phénol avec des électrodes de charbon et de platine, p. 185-209.

Les auteurs, continuant leurs recherches sur la désagrégation des électrodes de charbon dans divers composés organiques, décrivent une série de composés nouveaux trouvés, en prenant comme solution électrolytique une dissolution de phénol dans l'hydrate potassique ou sodique; entre autres un acide $C_7H^eO^4$ appartenant à la série des acides dioxybenzoïques, etc.

(¹) MEYER, *Die kinetische Theorie der Gase*, 1877, p. 165.

(²) KUNDT et WARBURG, *Pogg. Ann.*, t. CLV, p. 510; 1876.

A. BARTOLI. — Expériences de Cours pour démontrer un théorème de Riemann sur l'électrostatique, p. 209-213.

Voici l'énoncé bien connu de ce théorème ⁽¹⁾ :

« Soient A et B deux conducteurs au voisinage desquels peuvent se trouver d'autres conducteurs en communication avec le sol.

» Quand B est en communication avec le sol et que A est isolé, on charge ce dernier au potentiel k : soit Q_B la quantité d'électricité appelée sur A par influence. Quand, au contraire, A est en communication avec le sol et B isolé, on charge A au potentiel k ; une quantité d'électricité Q_A est appelée sur B par influence et l'on a

$$Q_A = Q_B. »$$

Pour démontrer expérimentalement cette proposition, M. Bartoli emploie un commutateur spécial qui lui permet d'envoyer à un intervalle de temps très court les quantités d'électricité Q_A et Q_B en sens inverse dans le circuit d'un galvanomètre. L'aiguille demeure immobile, tandis qu'elle est fortement déviée par une seule de ces quantités d'électricité. Les corps A et B sont portés successivement dans cette expérience à un même potentiel, à l'aide d'une pile bien isolée de 200^{ei} à 400^{ei}.

E. BELTRAMI. — Sur la théorie des feuilletts magnétiques, p. 213-229.

Au lieu des feuilletts ordinaires aimantés *normalement*, M. Beltrami s'occupe des feuilletts aimantés *tangentielllement* d'une manière quelconque. De tels feuilletts ont déjà été considérés par Sir W. Thomson. M. Beltrami en développe la théorie.

Tome XIV.

G. BASSO. — Sur la réflexion cristalline, p. 5-26.

Dans un Mémoire antérieur ⁽²⁾, M. Basso a fait l'histoire des

⁽¹⁾ Voir une démonstration de ce théorème donnée par M. Bertrand (*Journal de Physique*, 1^{re} série, t. III, p. 76).

⁽²⁾ Tome XII, p. 13; tome XIII, p. 89.

recherches théoriques auxquelles la réflexion cristalline a donné lieu et proposé de nouvelles formules qu'il cherche à soumettre au contrôle de l'expérience.

A cet effet, la lumière solaire tamisée à travers un verre jaune orangé, qui lui donne à peu près la teinte de la flamme d'une lampe à pétrole, est polarisée par un nicol dans un azimut convenable, réfléchi sur la lame cristalline que l'on veut étudier et reçue sur l'une des faces d'un photomètre de Bunsen à tache d'huile. L'autre face du photomètre est éclairée par un disque de verre dépoli derrière lequel on déplace une lampe à pétrole jusqu'à faire disparaître la tache d'huile. L'éclat de la source lumineuse de comparaison varie en raison inverse du carré de la distance de la lampe au disque dépoli. On peut donc faire changer, soit l'orientation de la lame cristalline, soit l'angle d'incidence ou l'azimut de polarisation, et comparer les unes aux autres les intensités des faisceaux réfléchis.

Les expériences ont porté sur une lame de spath taillée normalement à l'axe. On a d'abord appliqué les nouvelles formules au calcul de l'intensité de la lumière réfléchi par le spath, pour les diverses valeurs de l'angle d'incidence i et de l'azimut de polarisation, de 10° en 10° . Pour l'azimut de polarisation 0, les formules se réduisent aux formules bien connues de Fresnel. Il en résulte une simplification remarquable pour les expériences, car l'exactitude de la formule de Fresnel n'étant pas douteuse, on peut, pour chaque valeur i de l'angle d'incidence, admettre la valeur calculée pour l'azimut 0 et se borner à faire tourner le nicol polariseur, ce qui ne change ni la largeur, ni la position du faisceau réfléchi par la lame et reçu par le photomètre : on fait alors varier la distance d de la lampe au disque, de manière à faire disparaître la tache d'huile pour chaque valeur de θ , et la comparaison des intensités lumineuses se fait par la formule.

$$I = \frac{a}{d^2}.$$

Les expériences réalisées pour des incidences de 45° , 60° et 75° et pour des valeurs de θ égales à 0° , 30° , 45° , 75° , 90° ont fourni des résultats imparfaits ; l'accord des formules et de l'expérience, même dans ces conditions très restreintes, n'est pas rigoureusement

vérifié, comme on le verra par le tableau ci-dessous :

<i>i.</i>	0.	0°.	30°.	45°.	75.	90°.
45°...	{ calculé. ...	0,1282	0,0926	0,0611	0,0155	0,0094
	{ observé....	admis.	0,0883	0,0581	0,0116	0,0113
60°...	{ calculé....	0,2267	0,1592	0,0853	0,0111	0,0029
	{ observé....	admis.	0,1540	0,0798	0,0392	0,0142
75°...	{ calculé....	0,4582	0,2989	0,2060	0,1322	0,1272
	{ observé....	admis.	»	0,2103	»	0,1329

L. NICOTRA. — Expériences magnétiques, p. 52-54.

En 1873, M. Costa-Saya ⁽¹⁾ avait imaginé, sous le nom de *dynamomètre magnétique*, une sorte de balance de Coulomb, dans laquelle la torsion est remplacée par la flexion.

Un aimant flexible horizontal est fixé par l'une de ses extrémités : en face du pôle mobile se place un aimant vertical, que l'on peut transporter parallèlement à lui-même ; on mesure la distance des pôles agissants et la flexion. Cet appareil peut servir, par exemple, à démontrer la loi élémentaire des actions magnétiques, à trouver le rapport des quantités de magnétisme de leurs pôles, etc. M. Nicotra emploie cet appareil pour diverses recherches qui ne sont pas encore terminées.

G. VICENTINI. — Sur une modification de la spirale magnétisante des électroaimants ; p. 97-107.

Dans ces électro-aimants, le système magnétisant est formé d'une seule feuille d'étain ou de clinquant de largeur égale à la longueur de l'électro-aimant, enroulée sur elle-même, et dont les couches successives sont isolées l'une de l'autre par du papier ou du vernis. Appliquant à ces électro-aimants le calcul ordinaire, l'auteur trouve aisément que les conditions du maximum de puis-

(1) *La Scienza contemporanea*, anno 1, fasc. 4 ; Messina, 1873.

sance sont les mêmes que pour les électro-aimants à fil cylindrique. Pour un électro en fer à cheval, et à volume égal du système magnétisant, la force portative serait 1,38 fois plus grande, avec le nouveau système.

L'auteur reconnaît que M. Dion avait imaginé, indépendamment de lui, des électro-aimants semblables aux siens, qui ont figuré à l'Exposition d'électricité à Paris.

S. PAGLIANI et G. VICENTINI. — Sur le pouvoir éclairant de quelques huiles, p. 117-124.

Les expériences faites par la méthode bien connue de Dumas et Regnault ont porté sur des huiles de navette et d'olive. Les pouvoirs éclairants rapportés à celui de l'huile de colza épurée à poids égal ont été trouvés de 0,91 et 0,92 pour deux échantillons de la première, de 0,81 et 0,84 pour deux échantillons de la seconde.

M. BELLATI et R. ROMANESE. — Propriétés thermiques remarquables de l'iodure d'argent et des corps PbI^2 , AgI ; Cu^2I^2 , AgI ; Cu^2I^2 , $2AgI$; Cu^2I^2 , $3AgI$; Cu^2I^2 , $4AgI$; Cu^2I^2 , $12AgI$; p. 187-207.

Ces divers corps ont été étudiés au point de vue de leur dilatation par M. Rodwell (1) et les échantillons employés par MM. Bellati et Romanese sont précisément ceux qui ont servi aux expériences du physicien anglais.

On sait que, d'après M. Fizeau, l'iodure d'argent cristallisé se contracte dans le sens de l'axe principal par une élévation de température comprise entre -10° et $+70^\circ$ et se dilate faiblement dans le sens transversal, de telle sorte que, dans cet intervalle, la dilatation cubique de l'iodure d'argent est négative. Le coefficient moyen de contraction pour 1° est de $-0,00000417$. M. Rodwell a étudié les changements de volume de la même substance à des

(1) *Philosophical Transactions*, 3^e Partie, 1882.

températures plus élevées et déterminé les coefficients moyens de dilatation cubique entre diverses températures. Voici ses résultats :

Coefficient moyen de dilatation cubique de l'iodure d'argent.

De	0	à	70.....	—0,00000417	(Fizeau).
»	70	à	142.....	—0,00001749	(Rodwell).
»	142	à	148.....	—0,00016363	»
»	148	à	151,3.....	—0,00420000	»
»	151,3	à	153.....	—0,00120000	»
»	153	à	156,5.....	—0,00030000	»
»	156,5	à	163.....	+0,00000000	»
»	163	à	527.....	+0,00006921	»

La contraction observée par M. Fizeau va donc en s'exagérant rapidement au-dessus de 70°. Elle est considérable au voisinage de 150°, et à partir de 163° l'iodure d'argent se dilate à peu près régulièrement pour reprendre, vers sa température de fusion 527°, un volume légèrement supérieur à celui qui correspond à la température de 0°. Il y a donc vers 150° un phénomène spécial : de plastique et amorphe qu'il est au-dessus de cette température, l'iodure d'argent devient cristallin et opaque au-dessous, et passe d'une couleur d'ambre sombre à un vert pâle.

Ce changement d'état est rendu très sensible par les mesures calorimétriques de MM. Bellati et Romanese. La chaleur spécifique moyenne c de l'iodure d'argent entre deux températures t et T inférieures à 50° est donnée par la formule

$$c = 0,054389 + 0,0000372(T - t);$$

à des températures supérieures à 163°, on a simplement

$$c_1 = 0,0577.$$

Mais, entre 150° et 163°, la chaleur absorbée par le changement d'état est

$$\lambda = 6,25.$$

M. Kohlrausch ⁽¹⁾ a étudié la conductibilité électrique de l'io-

(¹) *Wied. Ann.*, t. XVII, p. 642.

dure d'argent fondu ou solide et trouvé que ce corps, vers 700° , conduit mieux que la solution d'acide sulfurique la plus conductrice. Sa résistance augmente lentement quand la température baisse, même au-dessous du point de fusion et jusque vers 160° , très rapidement au-dessous, comme on le verra par le Tableau suivant où r représente la résistance spécifique :

Températures.	$r \cdot 10^{-3}$.
$700,0$	$4,2$
$500,0$	$5,0$
$300,0$	$6,25$
$200,0$	$8,1$
$160,0$	$8,75$
$156,0$	$10,0$
$150,7$	$30,0$
$145,2$	$200,0$
$140,6$	$1000,0$
$138,0$	$10000,0$
$124,0$	$100000,0$
$86,0$	$1000000,0$

La résistance de la solution d'acide sulfurique la plus conductrice est telle que $r \cdot 10^{-3} = 14,5$.

Les iodures doubles de plomb et d'argent, de cuivre et d'argent offrent aussi des singularités très remarquables, soit par leur dilatation, soit par les quantités de chaleur qu'ils absorbent. Certains de ces corps présentent le même volume à trois températures différentes. Tous présentent des changements d'état, caractérisés par une absorption rapide de chaleur dans un très faible intervalle de température.

PbI₂, AgI. — *Coefficient moyen de dilatation d'après Rodwell.*

De 0° à 118°	$+0,0000306$
» 124° à 128°	$-0,0003240$
» 128° à 130°	$-0,0012990$
» 130° à 131°	$-0,0017330$
» 131° à 133°	$-0,0039000$
» 133° à 139°	$-0,0004329$
» 144° à 150°	$+0,0001150$
» 150° à 350°	$+0,000144$

Chaleurs spécifiques moyennes d'après MM. Bellati et Romanese.

De 0° à 118° ... $c = 0,047458 + 0,0000839(T + t)$,

De 150° à 350° ... $c_1 = 0,0567$.

Chaleur latente de transformation : $\lambda = 2,556$.

Cu^2I^2 , AgI. — *Coefficient moyen de dilatation d'après Rodwell.*

De 0° à 223°	0,00004998
» 223° à 256°	0,00001999
» 256° à 284°	0,00000000
» 284° à 309°	0,00003999
» 309° à 319°	0,00000000
» 319° et au-dessus.....	0,00016665

Chaleur spécifique moyenne et chaleur latente de transformation.

$c = 0,063099 + 0,0000260(T + t)$,

$\lambda = 8,67$.

Par leurs propriétés physiques, analogues aux précédentes, les corps Cu^2I^2 , 2AgI; Cu^2I^2 , 3AgI; Cu^2I^2 , 4AgI; Cu^2I^2 , 12AgI paraissent pouvoir être considérés comme des mélanges du corps Cu^2I , AgI et d'iodeure d'argent en excès.

A. VIOLI. — Relation de quelques propriétés physiques des aériformes avec le rapport des chaleurs spécifiques à pression constante et à volume constant, p. 183-184 et 207-214.

La chaleur spécifique moléculaire à volume constant d'un gaz considéré dans l'état où il se rapproche le plus d'un gaz parfait est égale à la somme des chaleurs spécifiques des éléments simples composants. Soient p et c' le poids moléculaire et la chaleur spécifique à volume constant du gaz, $n_1, n_2, n_3, \dots$; $p_1, p_2, p_3, \dots$; $c_1, c_2, c_3, \dots$ les nombres d'atomes, les poids moléculaires et les chaleurs spécifiques des éléments; on a donc

$$(1) \quad pc' = n_1 p_1 c_1 + n_2 p_2 c_2 + n_3 p_3 c_3 + \dots,$$

et si l'on admet que, dans ces conditions, le produit de la chaleur

spécifique par le poids atomique est constant et égal à a pour les divers gaz simples

$$a = p_1 c_1 = p_2 c_2 = p_3 c_3 = \dots;$$

si de plus l'on pose

$$n = n_1 + n_2 + n_3 + \dots,$$

la relation (1) se réduit à

$$pc' = an$$

ou

$$(2) \quad c' = \frac{an}{p}.$$

La chaleur spécifique d'un gaz parfait, sous volume constant, est proportionnelle au nombre de ses atomes et en raison inverse de son poids moléculaire.

Désignant par c la chaleur spécifique sous pression constante du même gaz, on peut poser

$$(3) \quad c = c'k = a \frac{n}{p} k.$$

Maxwell et Watson ⁽¹⁾, généralisant quelques théorèmes de Boltzmann et considérant la molécule comme un système de points matériels dont la configuration et la position dans l'espace sont déterminées par m variables indépendantes, sont arrivés à la relation

$$(4) \quad k = 1 + \frac{2}{m(1+h)}.$$

h est le rapport entre la chaleur employée au travail interne des forces qui retiennent les points du système et la chaleur qui accroît la force vive totale.

M. Roiti ⁽²⁾ considère un système de n points matériels, comme formé d'une molécule centrale dont la position est donnée par trois coordonnées et de $n - 1$ molécules libres de se mouvoir autour de la molécule centrale, mais en restant à une distance fixe; la position de chacune de ces molécules est donc déterminée par deux

⁽¹⁾ *Pogg. Ann.*, janvier 1877.

⁽²⁾ Roiti, *Sulla propagazione del suono nella odierna teoria degli aeriformi* (*Atti della R. Accademia dei Lincei*, 3^e série, t. I, 1877).

coordonnées et le degré de liberté de la molécule est

$$m = 3 + 2(n - 1) = 2n + 1.$$

La relation (4) devient alors

$$(5) \quad k = 1 + \frac{2}{(2n + 1)(1 + h)}$$

et, d'après (3),

$$(6) \quad c = a \frac{n}{p} \left[1 + \frac{2}{(2n + 1)(1 + h)} \right].$$

Pour l'hydrogène, on peut sans erreur sensible faire $h = 0$; d'ailleurs $n = 2$, $p = 2$, et la formule (6) dans laquelle on remplace c par la valeur 3,409, trouvée par Regnault, détermine la valeur de a , c'est-à-dire de la chaleur spécifique atomique de l'hydrogène. On trouve

$$a = 2,135.$$

Pour déterminer h , il suffit maintenant d'appliquer le principe de l'équivalence. On a, en effet,

$$\frac{c}{c'} = 1 + \frac{2}{(2n + 1)(1 + h)}, \quad c - c' = \frac{2\alpha P}{\delta p E},$$

P représentant la valeur en kilogrammes de la pression exercée par l'atmosphère sur l'unité de surface, δ le poids de 1^{lit} d'hydrogène dans les conditions normales, p le poids moléculaire du gaz, α le coefficient de dilatation de l'air, E l'équivalent mécanique de la chaleur. Ces deux équations donnent

$$(7) \quad E = \frac{\alpha P}{a \delta} \frac{(2n + 1)(1 + h)}{n};$$

cet équivalent doit être une quantité constante : il en résulte

$$h = \frac{n - 2}{2(2n - 1)}.$$

Portant cette valeur dans les expressions (5) et (6), on a

$$c = a \frac{n}{p} \left(1 + \frac{4}{5n} \right), \quad k = 1 + \frac{4}{5n}.$$

Divers physiciens ont cherché à relier la vitesse de propagation

du son à la théorie des gaz; ils sont arrivés à exprimer le rapport de la vitesse de propagation à la vitesse moyenne des molécules par des formules dont aucune n'est en rapport avec les valeurs de la vitesse du son mesurées expérimentalement. Par exemple, M. Roiti suppose les molécules de gaz animées d'un mouvement rectiligne et uniforme entre deux chocs consécutifs, et il considère une masse gazeuse assez dense et assez étendue pour que l'on puisse considérer comme infini le nombre des molécules contenues dans un espace fini et comme infiniment petite la distance que parcourt une molécule entre deux chocs successifs. Pour calculer le temps que l'impulsion produite par un corps sonore met à parvenir d'un point A à un autre point B de l'espace, M. Roiti suppose que cette impulsion n'altère pas d'une manière appréciable la vitesse moléculaire. Elle se propage par un chemin qui change de direction à chaque choc, et de telle sorte que toutes les directions sont également traitées, après un nombre de chocs suffisamment considérable; le rapport de la vitesse du son à la vitesse moléculaire sera donc le rapport de la distance AB à la longueur de la ligne brisée qui les réunit. Le calcul donne

$$v = \frac{u}{2} = 2,4 \sqrt{\frac{1+\alpha t}{5}}.$$

M. Violi fait observer que, pour mettre en accord la formule de M. Roiti avec l'expérience, il faudrait multiplier la valeur v ainsi calculée par un rapport k' ,

$$k' = \frac{6n+2}{5n},$$

qui est la moyenne des valeurs de k pour le gaz considéré et pour l'hydrogène; il ne justifie d'ailleurs l'introduction de ce coefficient par aucune considération théorique. Le Tableau suivant montre le degré d'accord des vitesses V calculées par la formule

$$V = 2,4 \frac{6n+2}{5n} \sqrt{\frac{1+\alpha t}{5}},$$

avec les vitesses v_1 expérimentales :