

Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 8 (1926)

Artikel: Sur les dimensions des grandeurs physiques
Autor: Schidlof, A.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-742422>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 08.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

COMPTE RENDU DES SÉANCES
de la Société de Physique et d'Histoire naturelle de Genève

Vol. 43, № 1 (suite et fin). 1926

Janvier-Mars

Séance du 4 mars 1926.

A. SCHIDLOF. — 1. *Sur les dimensions des grandeurs physiques.*

L'existence des trois unités fondamentales du système c. g. s. est un fait consacré par l'usage et par les conventions internationales. En ce qui concerne les dimensions des grandeurs physiques, l'importance théorique attribuée quelquefois à l'existence de *trois* grandeurs fondamentales indépendantes me semble exagérée. Les unités adoptées par les fondateurs du système métrique suggèrent plutôt l'idée de définir indépendamment l'un de l'autre les étalons de longueur et de temps et de rattacher l'unité de masse à celle de longueur par le choix d'un corps type qui est l'eau à la température de son maximum de densité¹.

Désignons par L (longueur), T (temps), M (masse) les dimensions des quantités fondamentales du système usuel; les dimensions d'une grandeur physique quelconque sont représentées par une expression de la forme:

$$L^\alpha T^\beta M^\gamma .$$

Ces symboles empruntés à la mécanique ont pour la physique l'inconvénient suivant: les exposants α , β , γ peuvent être fractionnaires et les formules de dimensions présenter un caractère compliqué alors que les grandeurs physiques elles-mêmes ont une signification élémentaire. Tel est le cas des grandeurs électriques.

Il suffit cependant d'apporter aux notations habituelles une modification insignifiante pour voir disparaître ce défaut. En effet, parmi les trois grandeurs fondamentales une seule, la

¹ Comme on sait, le prototype international du kilogramme a une masse supérieure de 0,027 g seulement à la masse d'un décimètre cube d'eau à la température du maximum de densité et sous la pression normale.

masse M , n'a pas, physiquement, un caractère élémentaire. Si l'on introduit à sa place une nouvelle grandeur fondamentale désignée par le symbole μ , dont le carré signifie la *masse spécifique*, les dimensions de la masse deviennent

$$M = L^3 \mu^2 .$$

et on obtient alors pour les grandeurs électriques et magnétiques les formules de dimensions suivantes:

Système électrostatique de Maxwell:

Quantité d'électricité: $L^{3/2} T^{-1} M^{1/2} = L^3 T^{-1} \mu .$

Potentiel électrique: $L^{1/2} T^{-1} M^{1/2} = L^2 T^{-1} \mu .$

Système électromagnétique de Maxwell:

Intensité d'un pôle et flux magnétique: $L^{3/2} T^{-1} M^{1/2} = L^3 T^{-1} \mu .$

Champ magnétique: $L^{-1/2} T^{-1} M^{1/2} = LT^{-1} \mu .$

Intensité du courant: $L^{1/2} T^{-1} M^{1/2} = L^2 T^{-1} \mu .$

Quantité d'électricité: $L^{1/2} M^{1/2} = L^2 \mu .$

Densité d'une charge électrique superficielle: $L^{-3/2} M^{1/2} = \mu .$

Voici encore les dimensions de quelques grandeurs mécaniques importantes:

Puissance: $L^2 T^{-3} M = L^5 T^{-3} \mu^2 .$

Energie: $L^2 T^{-2} M = L^6 T^{-2} \mu^2 .$

Densité d'énergie: $L^{-1} T^{-2} M = L^2 T^{-2} \mu^2 .$

L'introduction du symbole μ dans les formules de dimensions est indispensable pour maintenir le contact avec le système usuel d'unités. En principe, on pourrait attribuer à la masse spécifique la signification d'un rapport abstrait.

Selon une remarque due à E. Mach¹ toutes les mesures physiques se ramènent au fond à des mesures de longueur. Une durée, elle aussi, est mesurée par le déplacement d'un corps ou d'un état.

En remplaçant par des nombres abstraits certains coefficients de proportionnalité qui dépendent des propriétés particulières des étalons adoptés, on peut poser conventionnellement :

$$M = L^3, \quad T = L.$$

Ceci admis, les dimensions d'une grandeur physique quelconque sont représentées par le simple symbole

$$L^\alpha.$$

A ce point de vue, une vitesse, un champ électrique ou magnétique sont des rapport abstraits; l'accélération, par contre, a les dimensions L^{-1} . Les grandeurs électriques et magnétiques ont des dimensions qui sont indépendantes du système d'unités utilisé. Voici encore quelques autres exemples de grandeurs géométriques, électriques et mécaniques:

Longueur, potentiel électrique, intensité d'un courant: L .

Surface, force, puissance, quantité d'électricité, flux magnétique: L^2 .

Volume, masse, énergie: L^3 .

Volume quadri-dimensionnel, action: L^4 .

Ces expressions simples sont très suggestives, mais elles ont l'inconvénient d'être hors de relation avec les unités c. g. s. et de réunir sous une même désignation des grandeurs physiques disparates. On ne peut donc pas les utiliser à la place des formules habituelles basées sur un système de trois grandeurs fondamentales distinctes.

¹ E. MACH. *Analyse der Empfindungen*. Fischer, Iena (1918), 7^{me} édition. Cf. aussi C. RUNGE. *Maas und Messen*. Enzykl. math. Wiss., Vol. 5, 1 fasc. 1.

Si l'on choisit comme troisième grandeur fondamentale la quantité μ dont l'unité c. g. s. est

$$g^{1/2} \text{ cm}^{-3/2}$$

on remédie au principal défaut du système usuel sans renoncer à aucun de ses avantages.

A. SCHIDLOF. — 2. *Sur la chaleur spécifique d'un fluide dégénéré.*

Des considérations communiquées précédemment¹ m'ont amené à exprimer l'énergie U d'un fluide dégénéré en fonction de la température T et du volume moléculaire V du fluide par la formule:

$$U = \frac{3}{2} RT \frac{f_2(\alpha)}{f_1(\alpha)}, \quad (1)$$

où R signifie la constante des gaz parfaits. Les symboles $f_1(\alpha)$ et $f_2(\alpha)$ représentent les séries:

$$f_1(\alpha) = \alpha + \frac{\alpha^2}{2^{3/2}} + \frac{\alpha^3}{3^{3/2}} + \dots, \quad (2)$$

$$f_2(\alpha) = \alpha + \frac{\alpha^2}{2^{5/2}} + \frac{\alpha^3}{3^{5/2}} + \dots, \quad (3)$$

et la variable α elle-même est une fonction transcendante de l'argument $VT^{3/2}$, reliée à cet argument par la formule:

$$f_1(\alpha) = \frac{L^3 h^3}{(2\pi RM T)^{3/2} V}. \quad (4)$$

L signifie le nombre d'Avogadro, h la constante de Planck, M la masse moléculaire du fluide considéré.

Ces formules sont applicables au fluide quel que soit le degré de sa dégénérescence. Toutefois, en ce qui concerne la température T, la supposition:

$$T = 0,$$

¹ A. SCHIDLOF. C. R. Soc. de Phys., Vol. 42, no 1, 5 février, 19 février, 5 mars (1925). — Arch. des sc. phys. et nat. Pér. 5, Vol. 8, pp. 5-22 (1926).

qui entraîne comme conséquence:

$$U = 0 ,$$

est en contradiction avec les opérations mathématiques qui ont conduit à l'établissement des formules de la théorie.

De plus, la forme mathématique de la série (2) introduit une autre restriction qui ne permet pas d'envisager une décroissance illimitée de l'argument $VT^{3/2}$. En effet, pour

$$\alpha = 1$$

les séries (2) et (3) sont encore convergentes, mais la dérivée

$$\frac{df_1}{d\alpha} = 1 + \frac{\alpha}{\sqrt{2}} + \frac{\alpha^2}{\sqrt{3}} + \dots \quad (5)$$

est divergente. Dans le voisinage de cette valeur de la variable α la fonction $f_1(\alpha)$ devient donc discontinue. J'en ai conclu que la théorie de la dégénérescence doit perdre toute signification pour une valeur de α supérieure à 1.

Y a-t-il un phénomène physique confirmant cette supposition? Dans mes publications antérieures j'ai montré que l'état physique de l'hélium liquide présente des anomalies à partir d'une certaine température coïncidant très approximativement avec celle qui correspond à la valeur 1 de la variable caractéristique α . Je considère cette coïncidence comme un argument très précieux en faveur de la théorie de la dégénérescence basée sur la méthode statistique de Bose-Einstein¹.

Une autre vérification de la théorie pourrait résulter de l'étude de la chaleur spécifique de l'hélium liquide. Pour cette raison j'ai cru utile de rechercher l'expression de la chaleur moléculaire à volume constant C_v d'un fluide dégénéré. Celle-ci est, selon le premier principe de la thermodynamique, exprimée par:

$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \quad (6)$$

¹ S. N. BOSE. Zeitschr. f. Phys., Vol. 26, p. 178 (1924).
A. EINSTEIN. Ber. Berl. Akad., p. 261 (1924).

La différentielle de $\log U$ est, selon (1):

$$\frac{dU}{U} = \frac{dT}{T} + \frac{df_2}{f_2} - \frac{df_1}{f_1} . \quad (7)$$

Pour obtenir une représentation commode des dérivées des fonctions f_1 et f_2 j'introduis une fonction auxiliaire:

$$f_0(\alpha) = \alpha + \frac{\alpha^2}{\sqrt{2}} + \frac{\alpha^3}{\sqrt{3}} + \dots . \quad (8)$$

On vérifie facilement les formules:

$$\frac{df_1}{d\alpha} = \frac{f_0}{\alpha} , \quad \frac{df_2}{d\alpha} = \frac{f_1}{\alpha} . \quad (9)$$

Les dérivées partielles de $\log f_1$ et de $\log f_2$ sont:

$$\frac{1}{f_1} \left(\frac{\partial f_1}{\partial T} \right)_V = -\frac{3}{2} \frac{1}{T} . \quad \frac{1}{f_2} \left(\frac{\partial f_2}{\partial T} \right)_V = -\frac{3}{2} \frac{f_1^2}{f_0 f_2} \cdot \frac{1}{T} . \quad (10)$$

De (7) et (10) on déduit:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = \frac{5}{2} \frac{U}{T} - \frac{3}{2} \frac{f_1^2}{f_0 f_2} \frac{U}{T} .$$

D'où, selon (1):

$$C_v(\alpha) = \frac{3}{4} R \left(5 \frac{f_2}{f_1} - 3 \frac{f_1}{f_0} \right) . \quad (11)$$

Si nous y posons, selon (8),

$$f_0(1) = \infty .$$

nous obtenons:

$$C_v(1) = 3R \frac{5f_2(1)}{4f_1(1)} . \quad (12)$$

Or on a approximativement:

$$\frac{f_2(1)}{f_1(1)} = 0,5 ,$$

et, par conséquent:

$$C_v(1) = 1,88 R . \quad (13)$$

La chaleur moléculaire d'un fluide complètement dégénéré est, comme on voit, sensiblement plus grande que $1,5 R$, valeur normale de la chaleur moléculaire d'un gaz mono-atomique selon la théorie classique. Selon (11) la grandeur $C_v(\alpha)$ croît en

même temps que α et atteint sa plus grande valeur lorsque la fonction f_0 devient infiniment grande. A partir de là C_v décroît.

Faisant abstraction des restrictions signalées plus haut, nous pourrions poser:

$$T = 0 ,$$

ce qui donne, selon (4):

$$\lim_{T \rightarrow 0} f_1 = \infty .$$

La fonction f_2 étant finie à cette limite, on obtient alors :

$$\lim_{T \rightarrow 0} C_v = 0 ,$$

conformément au théorème de Nernst et aux conclusions générales qui ont été tirées de la théorie des quanta. Cependant ce résultat est dépourvu ici de toute signification théorique parce qu'il se trouve en dehors des limites de validité de la théorie.

P. REVILLIOD. — *Sur les animaux domestiques de la station de «la Tène» et sur le bœuf brachycéphale de Genève.*

(Publié dans les Archives des Sc. phys. et nat., Pér. 5, Vol. 8, mars-avril (1926)).

Séance du 18 mars 1926.

C.-E. GUYE. — *Sur l'équation du potentiel explosif dans un mélange de deux gaz.*

Le mécanisme de la décharge électrique dans un mélange de deux gaz semble extrêmement complexe, car il y a lieu de tenir compte de six espèces de chocs ionisants.

Choc d'un électron contre une molécule de 1^{re} espèce ($\alpha_{0,1}$)

» » » » » 2^{me} » ($\alpha_{0,2}$)

» d'un ion positif de 1^{re} espèce contre molécule de 1^{re} espèce
($\beta_{1,1}$)

» d'un ion positif de 1^{re} espèce contre molécule de 2^{me} espèce
($\beta_{1,2}$)

» d'un ion positif de 2^{me} espèce contre molécule de 2^{me} espèce
($\beta_{2,2}$)

» d'un ion positif de 2^{me} espèce contre molécule de 1^{re} espèce
($\beta_{2,1}$)