Sur les courbes de tension des vapeurs des corps optiquement actifs appartenant à des séries homologues

Autor(en): **Schumacher, H.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences physiques et naturelles**

Band (Jahr): **46 (1918)**

PDF erstellt am: **26.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-743134

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

H. Schumacher (Bâle). — *Sur les courbes de tension des vapeurs des corps optiquement actifs appartenant à des séries homologues.*

Pour des corps apparentés chimiquement, Ramsay et Young[1] ont trouvé une loi suivant laquelle le rapport des températures absolues d'ébullition, correspondant à la même pression, est constant. Soient $T_1, T_2, \ldots, T_k$ les températures absolues d'ébullition aux pressions $p_1, p_2, \ldots, p_k$ d'un corps d'une série homologue, $T'_1, T'_2, \ldots, T'_k$; $T''_1, T''_2, \ldots, T''_k$; ..., les mêmes quantités relatives à d'autres corps de la série ; la loi s'écrit alors :

$$\frac{T'_1}{T_1} = \frac{T'_2}{T_2} = \frac{T'_3}{T_3} = \ldots = \frac{T'_k}{T_k} = k'$$

$$\frac{T''_1}{T_1} = \frac{T''_2}{T_2} = \frac{T''_3}{T_3} = \ldots = \frac{T''_k}{T_k} = k''$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots$$

Si, maintenant, on donne pour le premier corps d'une telle série la relation entre la température d'ébullition et la pression, sous la forme

$$T = f(p) \ .$$

les équations des courbes de la tension de vapeur pour les autres corps s'en déduisent en multipliant (1) par les « facteurs spécifiques » k', k'', k''', ... des différents corps.

M. Hagenbach[2], en étudiant les dispersions rotatoires de séries homologues telles qu'elles lui ont été présentées par H. Rupe[3], a trouvé que, pour les corps à dispersion normale de ces séries, le rapport des rotations relatives à une seule et même longueur d'onde est constant. Cette loi de dispersion est analogue à celle trouvée par Ramsay et Young. M. Hagenbach[4] l'a signalé, et a exprimé l'opinion qu'en particulier la loi de Ramsay-Young doit aussi s'appliquer aux séries homologues, pour lesquelles la loi optique est valable.

Des recherches à ce sujet ont été entreprises sur 17 corps et ont confirmé complètement ce qui précède.

[1] Ramsay et Young. *Phil. Mag.* (5) *20*, 515, 1885 ; *21*, 23, 135, 1886 ; *22*, 32, 1887 ; *Journ. chem. Soc. 49*, 790, 1886 ; Zeitsch. phys. Chem. 1, 249, 1887 ; Young, S. *Phil. Mag.* (5) *34*, 510, 1892 ; Groshaus. *Wied. Ann. 6*, 127, 1879.

[2] Hagenbach, A. Ueber die Rotationsdispersion homologer Reihens, *Zeits. phys. Chem., 89*, 570, 1915.

[3] Rupe, H. und Jäger. *Lieb. Ann. 402*, 149, 1913 ; Rupe, H., *ibid. 409* 327, 1915.

[4] Hagenbach, A. Loc., cit., p. 595.

Les séries et les corps étudiés sont les suivants :

a. *Ethers du menthol.*

1.	Ether menthylique de l'acide acétique	$C_{10}H_{20}O_2$
2.	» » » propionique	$C_{12}H_{22}O_2$
3.	» » » menthylique	$C_{13}H_{24}O_2$
4.	» » » butyrique normal	$C_{14}H_{26}O_2$
5.	» » » isovalérianique	$C_{15}H_{28}O_2$
6.	» » » valérianique normal	$C_{15}H_{28}O_2$

b. *Ethers myrtenyliques.*

1.	Ether myrténylique de l'acide crotonique	$C_{14}H_{20}O_2$
2.	» » » hexahydrobenzoïque	$C_{17}H_{26}O_2$

c. *Dérivés de l'éther menthylique de l'acide acétylacétique.*

1.	Ether menthylique de l'acide acétylacétique	$C_{14}H_{24}O_3$
2.	» » » méthylacétylacétique	$C_{15}H_{26}O_3$
3.	» » » éthylacétylacétique	$C_{16}H_{28}O_3$
4.	» » » allylacétylacétique	$C_{17}H_{28}O_3$
5.	» » » propionique normal	$C_{17}H_{30}O_3$
	Ether menthylique de l'acide phénylacétique	
	» » » phényléthylacétylacétique	
	» » » phénylacétylacétique	
	» » » phénylbenzoylacétique	

Les mesures ont été effectuées par une méthode due à Ramsay et à Young[1] et sont décrites en détail dans la thèse de l'auteur[2].

Voici quelques nombres qui montrent la constance des quotients pour des corps appartenant à la série des éthers menthyliques.

Pression	$C_{12}H_{22}O_2$	$C_{13}H_{24}O_2$		$C_{14}H_{26}O_2$		$C_{15}H_{28}O_2$	
	Temp. ab. d'ébul. T	Temp. ab. d'ébul. T'	$\frac{K'}{T'}$ / T	Temp. ab. d'ébul. T''	$\frac{K''}{T''}$ / T	Temp. ab. d'ébul. T'''	$\frac{K'''}{T'''}$ / T
5	355,7	369.9	1,037	382,0	$1,07_4$	387,0	$1,08_8$
20	384,2	398,2	1,036	412,5	$1,07_4$	418,2	$1,08_9$
50	406,2	420,6	1,035	435,3	$1,07_3$	441,7	$1,08_7$
100	424,7	440,5	1,035	455.6	$1,07_5$	462,4	$1,08_7$
300	459,9	476,5	1,036	493.6	$1,07_3$	501,0	$1,09_0$
600	485,4	503,2	1,037	520,0	$1,07_2$	528,1	$1,08_8$
760	494,7	512,6	1,036	530,8	$1,07_3$	538,3	$1,08_8$

[1] Ramsay et Young. *Phil. Trans. 175,* 37, 461, 1884; *177,* 123, 1886; *178,* 57, 1887. *Journal chem. Soc. 49,* 37, 453, 790, 1886.

[2] Schumacher, H. Ueber Dampftensionskurven homologer Reihen optisch aktiver Körper, Thèse, Bâle, 1917.

Les quotients sont donc constants jusqu'à 3 $^0/_{00}$, et la constance se fait sentir jusqu'à la limite des erreurs d'observation.

Les courbes de la tension de vapeur des corps étudiés sont reproduites par la formule de Rankine.

$$\log p = a - \frac{b}{T}$$

jusqu'à 1 $^0/_0$ près; a et b sont des constantes, dont on trouvera les valeurs dans le mémoire de l'auteur.

Edouard GUILLAUME (Berne). — *Sur l'expression de la Théorie de la Relativité en fonction du temps universel*[1].

L'auteur part de la transformation de Lorentz sous la forme habituelle entre deux systèmes S_1 et S_2 :

$$(\mathrm{I}) \begin{cases} x_1 = \beta(x_2 + \alpha u_2) \; ; \quad u_1 = \beta(u_2 + \alpha x_2) \; ; \quad y_1 = y_2 \; ; \quad z_1 = z_2 \\ \beta = \dfrac{1}{\sqrt{1 - \alpha^2}} \qquad\qquad \alpha = \text{constante} \end{cases}$$

Pour simplifier, on ne s'occupera pas des axes y et z. Les quantités u mesurent les chemins parcourus par la lumière dans chacun des systèmes *(chemins optiques)*. C'est à eux qu'on rapporte les « vitesses » dans chaque système. Ils en sont les « horloges-mères ».

A. *Tous les points sont au repos relatif dans leurs systèmes respectifs.* — Si les systèmes étaient purement mécaniques et animés d'une translation relative uniforme de vitesse v, on passerait de l'un à l'autre au moyen de la transformation dite galiléenne :

$$x_1 = x_2 + vt \; .$$

Supposons que nous nous placions sur S_1 et que tous les points de S_2 soient au repos relatif. Alors de

$$\Delta x_1 = \Delta x_2 + v\Delta t$$

on tire évidemment :

$$\Delta x_2 = 0 \; : \quad \frac{\Delta x_1}{\Delta t} = q_{1x} = v \; .$$

Voyons ce que donnent les équations (I) dans l'hypothèse où Δx_2 est nul. Entre les accroissements *concomitants* Δu_1 et Δu_2 des chemins optiques, on obtient la relation :

[1] Voir *Arch. 1917*, vol. 43.