

Werk

Titel: Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften mit Einschluss ihrer Anwendungen

Jahr: 1903

Kollektion: Mathematica

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN360709532

PURL: <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN360709532>

OPAC: <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=360709532>

LOG Id: LOG_0455

LOG Titel: 82. Die absolute Temperatur und der absolute Nullpunkt

LOG Typ: chapter

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN360504019

PURL: <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN360504019>

OPAC: <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=360504019>

Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain there Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen
Georg-August-Universität Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen
Germany
Email: gdz@sub.uni-goettingen.de

Bei sinkendem p strebt auch dieser Unterschied nach Null, so dass $\alpha_{pA} = \alpha_{vA}$. Aus Gl. (136) und (134) ergibt sich in erster Annäherung die für die Beurteilung von B anwendbare Gleichung

$$\alpha_v^{0^\circ\text{C}-t} - \alpha_p^{0^\circ\text{C}-t} = B_t \alpha_A p_{0^\circ\text{C}}, \quad (137)$$

in welcher Gleichung α_p für den Druck $p_{0^\circ\text{C}}$, der in der Bestimmung von α_v als Druck bei 0°C eingeht, zu nehmen ist.

Da meistens das Gasthermometer mit konstantem Volumen (Nr. 82) benutzt wird, liegen Bestimmungen der Ausdehnungskoeffizienten in geringerer Zahl als solche der Spannungskoeffizienten vor. Es seien genannt die von *Chappuis* (vergl. Fussn. 918). Vergl. ebenfalls die Bestimmungen von *Regnault*¹⁴⁶ und die Arbeit von *Buckingham*⁹²³).

82. Die absolute Temperatur und der absolute Nullpunkt.

a) Die Bestimmung der absoluten Temperaturskala, eine für die Rechnungen der vorigen Nummern nötige Grundlage, beruht teilweise ebenfalls auf der Anwendung der Zustandsgleichung, indem die Korrekturen an der direkten Angabe der Gasthermometer mit konstantem Volumen oder Druck (Enc. V 3, Art. *Bryan*, Nr. 22), um dieselbe auf absolute Temperatur (vergl. Enc. V 3, Art. *Bryan*, Nr. 22 und 9) zu reduzieren, teilweise (oder, bei der später in dieser Nr. erörterten Annahme, ganz) nach Nr. 81 angebracht werden können. Wir werden diese Korrektur zerlegen in die Korrektur des gewöhnlichen Gasthermometers auf die Skala, welche für ein Gasthermometer mit Gas gelten würde, welches sich in dem *Avogadro'schen* Zustande befindet, und in die Korrektur, welche von dieser Skala, welche man die *Avogadro'skala* nennen könnte, auf die Skala der absoluten Temperatur führt, die wir die *Kelvinskala* genannt haben.

Zur Bestimmung der letzteren Korrektur können mit dem Thermometergas angestellte Messungen des *Joule-Kelvin-Effektes* (Nr. 90) herangezogen werden⁹²⁴), indem aus Gl. (173), in der T auf die *Kelvin-*

923) *E. Buckingham*. Bull. Bureau Standards (1907), p. 237.

924) Vergl. die Arbeiten von *J. P. Joule* und *W. Thomson*, Phil. Mag. (4) 4 (1852), p. 481, London Phil. Trans. 143 (1853), p. 357, 145 (1854), p. 321, 152 (1862), p. 579, *J. Rose-Innes*, Phil. Mag. (5) 45 (1898), p. 227, (5) 50 (1900), p. 251, (6) 2 (1901), p. 130, (6) 6 (1903), p. 353, (6) 15 (1908), p. 301, *H. Pellat*, Paris C. R. 136 (1903), p. 809, *R. A. Lehfeldt*, Nature 67 (1903), p. 550, Chem. News 87 (1903), p. 177, *H. L. Callendar*, Phil. Mag. (6) 5 (1903), p. 48 (vergl. Fussn. 918), *E. Buckingham*, Fussn. 923. Für die Temperaturmessung mittels der Verdampfungswärme vergl. *F. Henning*, Verh. d. D. physik. Ges. 13 (1911), p. 645. In diesen

skala bezogen werden muss, was nötigenfalls durch $T_{(K)}$ angegeben werden soll, und aus Gl. (128) mit Gl. (32), in der T sich auf die *Avogadro*skala bezieht, was wir nötigenfalls durch $T_{(A)}$ angeben werden, in erster Annäherung als Beziehung zwischen jenen beiden Temperaturskalen die Gleichung

$$d \ln T_{(K)} = d \ln T_{(A)} \cdot \left[1 + p \left\{ \frac{dB^{(p)}}{d \ln T_{(A)}} - \frac{\gamma_{v(A)}}{RT_{(A)}} \left(\frac{dT_{(A)}}{dp} \right)_{\mathfrak{F}_{sp}=\text{konst}} \right\} \right] \quad (138)$$

abgeleitet wird. Die vorliegenden experimentellen Bestimmungen des *Joule-Kelvin*-Effektes (Nr. 90a) haben einen Unterschied zwischen der *Kelvinskala* und der *Avogadro*skala über das von denselben umfasste Temperaturgebiet nicht ergeben. Für hohe Temperaturen wird die Übereinstimmung beider Skalen innerhalb der bis jetzt erreichten Genauigkeitsgrenzen dargetan durch die Übereinstimmung zwischen der auf Strahlungsmessungen fussenden Temperaturskala ²⁷⁾ und der *Avogadro*skala. Bei tiefen Temperaturen steht der Realisierung der *Kelvinskala* durch Bestimmungen des *Joule-Kelvin*-Effektes die auch bei anderen Temperaturen schwer wiegende Schwierigkeit der Verwirklichung desselben als isenthalpischen Prozesses entgegen ⁹²⁵⁾. Man wird denselben in diesem Gebiet z. B. Bestimmungen von $\gamma_{v(A)}$ für das Thermometergas bei verschiedenen Drucken, die mittels Gl. (92) Enc. V 3, Art. *Bryan*, oder Bestimmungen von λ (vergl. Fussn. 924), die mittels Gl. (138) Enc. V 3, Art. *Bryan*, die Korrektur von der *Avogadro*skala auf die *Kelvinskala* zu berechnen erlauben, vorziehen. Wir haben mit Rücksicht auf die Tatsache, dass entgegengesetzte Ergebnisse nicht vorliegen, diese Korrektur Null gesetzt.

Die Korrektur des Gasthermometers mit konstantem Volumen ⁹²⁶⁾ (vergl. Einh. c) auf die *Avogadro*skala, bei jener Annahme zugleich die Kor-

Arbeiten wird sogleich die Gesamtkorrektur von Gasthermometerskala auf *Kelvinskala* behandelt, vergl. auch *M. Planck* [a] p. 132.

⁹²⁵⁾ Vergl. wegen dieser Schwierigkeiten *J. P. Dalton*, Fussn. 1095 (vergl. Fussn. 1107).

Auf die Frage, wie die *Kelvinskala* zu realisieren ist für Temperaturen, bei welchen die Dampfspannung des Heliums zu gering geworden ist, um eine Anwendung als Thermometergas zu ermöglichen, obgleich dieselbe sich bei dem Studium der Zustandsgleichung des festen Zustandes in diesem Gebiet stellen wird, gehen wir in diesem Artikel nicht ein.

⁹²⁶⁾ Wie die entsprechende Korrektur für das Gasthermometer bei konstantem Druck abzuleiten ist, ist einleuchtend. Wir beschäftigen uns weiter nur mit demselben bei konstantem Volumen.

reaktion auf die *Kelvinskala* $t_{(K)} - t_{\text{gas } v}$, als $t_{\text{gas } v} = \frac{p - p_{0^\circ\text{C}}}{p_{100^\circ\text{C}} - p_{0^\circ\text{C}}} \cdot 100$, ergibt sich in erster Annäherung zu $t_{(A)} - t_{\text{gas } v} =$

$$\frac{p_{0^\circ\text{C}} t}{\alpha_A A_{0^\circ\text{C}}} \left\{ \frac{B_{100^\circ\text{C}}(1 + \alpha_A \cdot 100) - B_{0^\circ\text{C}}}{100} - \frac{B_t(1 + \alpha_A t) - B_{0^\circ\text{C}}}{t} \right\}. \quad (139)$$

D. Berthelot [b] legte seinen Berechnungen z. B. der Korrekturen des internationalen Wasserstoffthermometers (Einh. *c*) auf die *Kelvinskala* seine Formel für \mathfrak{B} (vergl. Nr. 79b) zu Grunde, die er mit den Kompressibilitätsbestimmungen nahe der Normaldichte für verschiedene Gase nach dem Korrespondenzgesetz und besonders mit den genauen Messungen von *Chappuis*⁹²⁷ über H_2 -, N_2 - und CO_2 -Thermometer als übereinstimmend nachwies. *Kamerlingh Onnes* und *Braak*⁹²⁸) verwendeten dazu die aus ihren Isothermenbestimmungen³⁵⁴) hervorgegangenen individuellen Virialkoeffizienten³⁶⁷), was die Feststellung dieser Korrekturen für die tiefen Temperaturen bis -217°C ohne Extrapolation gestattete⁹²⁹).

b) Gl. (134) bzw. (136) geben an, wie aus Bestimmungen von Spannungs- bzw. Ausdehnungskoeffizienten α_A abgeleitet werden kann, entweder aus Bestimmungen von α_v oder α_p bei verschiedenem (Anfangs-) Druck durch Extrapolation bis zum Druck 0, oder aus Bestimmungen bei einem Druck und Hinzuziehen von B_t und $B_{0^\circ\text{C}}$ (wenn nötig C_t und $C_{0^\circ\text{C}}$) aus Kompressibilitätsbestimmungen. Erstere Methode liefert aus Bestimmungen des Spannungskoeffizienten von N_2 durch *Chappuis* und *Harker*⁹³⁰) $\alpha_A = 0,00366178$. *D. Berthelot* [b] fand nach der zweiten aus Bestimmungen von Spannungs-, bzw. Ausdehnungskoeffizienten und Kompressibilität von N_2 sowie aus solchen von H_2 in einem Hartglasreservoir⁹³¹) durch *Chappuis*⁹²⁷) $\alpha_A = 0,00366180$. Wir runden ab zu $\alpha_A = 0,0036618$ und setzen dementsprechend $0^\circ\text{C} = 273,09\text{K}$ (Einh. *c*), welche Zahl *Berthelot* auch mit den Bestimmungen des *Joule-Kelvin-*

927) *P. Chappuis*. Trav. et Mém. Bur. internat. 13 (1907).

928) *H. Kamerlingh Onnes* und *C. Braak*. Leiden Comm. Nr. 101b (1907). Für das internationale He-Thermometer: *H. Kamerlingh Onnes* [e] Nr. 102b (1907).

929) Gl. (37) ist an diese Bestimmungen noch nicht angeschlossen. und gibt dementsprechend etwas verschiedene Werte, vergl. *H. Kamerlingh Onnes* und *C. Braak*, Leiden Comm. Nr. 97b (1907).

930) *P. Chappuis* und *J. Harker*. Trav. et Mém. Bur. internat. 12 (1902).

931) Die Bestimmungen an H_2 in einem Platiniridiumreservoir lieferten etwas abweichende Werte. Vergl. auch *E. H. Amagat*, Paris C. R. 153 (1911), p. 854.

Effektes in Übereinstimmung fand und *Kamerlingh Onnes* und *Braak*⁹³²⁾ mit ihren *B*-Werten aus dem *Kamerlingh Onnes* und *Boudin*'schen⁹³³⁾ Spannungskoeffizienten von H_2 ableiteten.

B. Ausführungen zur Liquid-Gas-Konnodale und ihrer unmittelbaren Umgebung.

83. Die Dampfspannungsformeln. a) Die Liquid-Gas-Konnodale (vergl. Nr. 60 und 61) bietet ein sehr scharfes Mittel, um die Richtigkeit der *Gibbs*'schen Fläche entlang einer Linie zu prüfen. Kleine Formunterschiede dieser Fläche zeigen sich im Allgemeinen sogleich durch bedeutende Änderungen der Kurve. Man hat guten Grund, zu erwarten, dass eine thermische Zustandsgleichung, welche für die auf der Konnodale liegenden Dichten den richtigen Wert von p liefert, und die weiter auf den *Avogadro*'schen Zustand führt und nahezu geradlinige Isopyknen im p, T -Diagramm gibt (vergl. Nr. 42), bei höheren Temperaturen jedenfalls annähernd der Wirklichkeit entsprechen wird. So ist denn auch die Form, welche *Clausius* a_w gab (Nr. 48e), gewählt, damit die Konnodale richtig herauskommt. Wir vereinen im Folgenden die Untersuchungen verschiedener Art, welche sich auf die Liquid-Gas-Konnodale beziehen. Auf viele Ergebnisse wurde bei den Betrachtungen der vorigen Abschnitte schon hingewiesen.

b) Der Gleichgewichtsdruck Liquid-Gas für ebene⁹³⁴⁾ Trennungsf lächen, *Maximumdampfspannung*, kurz *Dampfspannung*, stellt sich nur ein, wenn Flüssigkeit mit einer ebenen Fläche anwesend ist. Ist dies nicht der Fall, so wird der metastabile Zustand⁹³⁵⁾ bei bestimmter

932) *H. Kamerlingh Onnes* und *C. Braak*, Leiden Comm. Nr. 101b (1907), besonders p. 14 Fussn. 2.

933) *H. Kamerlingh Onnes* und *M. Boudin*. Leiden Comm. Nr. 60 (1900).

934) Für den Gleichgewichtsdruck bei gekrümmten Flächen siehe Enc. V 9, Art. *Minkowski*, Nr. 5 (vergl. auch Fussn. 160). *O. Lehmann*, Physik ZS. 7 (1906), p. 392, sieht in der Erfahrung, dass z. B. Tröpfchen ungleicher Grösse während längerer Zeit nebeneinander bestehen bleiben können, einen Widerspruch gegen den *Kelvin*'schen Satz der Abhängigkeit des Gleichgewichtsdruckes von der Oberflächenkrümmung. Man soll dabei aber nicht übersehen, dass solche Tröpfchen trotz verschiedener Krümmung ihrer verschiedenen Dichte wegen mit demselben Dampf in Druckgleichgewicht sein können und dass daher, wiewohl die Unterschiede des thermodynamischen Potentials dahin wirken müssen, dass schliesslich die kleineren Tropfen in die grösseren aufgenommen werden, dieses eine sehr viel längere Zeit beanspruchen wird als das Überdestilliren, wenn im Dampf Druckunterschiede existiren. Vergl. auch Fussn. 795.

935) Vergl. Fussn. 160.