

Zeitschrift für angewandte Chemie

I. Band, S. 305—312

Aufsatzteil

8. August 1916

Über die Beziehungen von Temperatur und Druck der gesättigten Dämpfe.

Von Dr. KUBIERSCHKY.

(Eingeg. 8./6. 1916.)

Unsere Kenntnis von den zahlenmäßigen Beziehungen zwischen Dampfdruck einerseits und Temperatur andererseits reicht bis etwa in die Mitte des vorigen Jahrhunderts zurück. Schon die ersten Beobachter dieses Arbeitsgebietes, Magnus in Berlin und Regnault, haben mit großer Sicherheit eine Fülle von Beobachtungen angestellt, und besonders der Physikochemiker Regnault hat eine große Zahl von Körpern auf ihren Dampfdruck bei verschiedenen Temperaturen mit solcher Zuverlässigkeit untersucht, daß spätere Beobachter in der Regel seine Befunde nur bestätigen konnten, und Abweichungen gegen seine Befunde nicht in allen Fällen als sicher angesprochen werden können.

Einigermaßen überraschend scheint es, daß die Technik nicht durchweg aus der in dem wissenschaftlichen Laboratorium seit nunmehr fast 100 Jahren ausgestreuten Saat den zu erwartenden Nutzen gezogen hat. Der Ingenieur hat zwar aus der genauen Kenntnis des Wasserdampfes und aller seiner Eigenschaften eine hohe Entwicklung der Dampfkraftmaschinen herzuleiten gewußt, und ebenso hat man auf anderen Gebieten, wie z. B. in der Kälteindustrie, unsere Kenntnis vom Dampfdruck in Beziehung zur Temperatur zu verwerten verstanden. Hingegen ist ein großes Arbeitsgebiet, die Destilliertechnik, an Dampfdruckfragen im allgemeinen beinahe achtlos vorübergegangen, und es ist bemerkenswert, daß z. B. ein ebenso umfassendes, vollständiges und vortreffliches Handbuch wie der große „Engler“ (Engler-Höfer, Das Erdöl, 5 Bände, Leipzig, S. Hirzel) über Dampfdruck von Petroleumkohlenwasserstoffgemischen sich mit wenigen Zeilen abfindet. Um so weniger kann es wundernehmen, wenn in den Kreisen der Destillationsfachleute in bezug auf Dampfdruck meist nur recht verschwommene Anschauungen herrschen. Der Hauptgrund für diese Verhältnisse dürfte darin zu suchen sein, daß es bisher nicht gelungen ist, den Dampfdruck in seiner Abhängigkeit von der Temperatur in einer einfachen Formel so festzulegen, daß damit womöglich alle die unendlich vielen durch die Hand des Chemikers gehenden Stoffe getroffen werden.

Wasserdampf.

Kaum ein anderes physikalisches Problem ist von so großer technischer Bedeutung wie der Druck des Wasserdampfes, und kaum eines hat deshalb eine ebenso häufige und gründliche experimentelle Behandlung und eine so eingehende theoretische Betrachtung erfahren. Trotzdem nun hiernach die Verhältnisse auf diesem Gebiete materiell festgelegt sind und vollkommen aufgeklärt erscheinen, sind doch bisher alle Versuche, gerade die wichtigste Beziehung zwischen Sättigungsdruck und Temperatur mit wünschenswerter Genauigkeit einfach zu formulieren, mehr oder weniger gescheitert.

Es soll hier davon abgesehen werden, einen vollständigen Überblick zu geben über die bisherigen Arbeiten auf diesem Gebiete, und ich beschränke mich darauf, einige bemerkenswerte Vorerscheinungen zu kennzeichnen.

Grundsätzlich außer Betracht mögen die Zustandsgleichungen von Clapeyron, Zeuner, Clausius, Callendar und anderen, in denen nicht nur die Beziehung zwischen Dampfdruck und Temperatur, sondern auch andere Eigenschaftswerte des Wassers, wie die Verdampfungswärme, das spezifische Volumen der flüssigen

und festen Phase eine Rolle spielen. Alle diese Formeln scheiden für den rein praktischen Gebrauch aus, weil sie für die Errechnung eines Druckwertes für eine gegebene Temperatur die Kenntnis eben jener anderen Eigenschaftswerte voraussetzen, die für sich weder konstant sind, noch auch in einfacher Beziehung zur Temperatur stehen.

Zunächstliegend war wohl die Beziehung von p zu t auszudrücken durch die bekannte Interpolationsgleichung

$$x = a + bt + ct^2 + \dots + vt^n.$$

In einer solchen Formel bedeuten die Werte a, b, c usw. Konstanten, die an Hand einer einwandfrei festgestellten Dampfdruckkurve durch geeignete Auswahl einer Zahl von Punkten berechnet werden. Für ein kleines Temperaturgebiet wird man mit wenig Konstanten auskommen und dabei eine brauchbare Interpolationsgleichung erhalten. Je größer indessen das zu betrachtende Temperaturgebiet wird, um so mehr nimmt in der Regel die Brauchbarkeit dieser typischen Formel ab, zumal ihr irgend welche physikalische Bedeutung nicht innewohnt.

Grundsätzlich im gleichen Sinne bewegt sich eine Formel, die Biot¹⁾ nach Versuchen von Regnault aufgestellt hat. Nach Biot soll

$$\log p = a + b\alpha^{t-t_0} + 3c\beta^{t-t_0}$$

sein. a, b, c, α, β sind Konstanten; t_0 ist als Temperatur, welche dem kleinsten Drucke der Versuchsreihe entspricht, willkürlich gewählt. Die Formel arbeitet mit 5 oder richtiger 6 (für t_0) Konstanten, und ohne auf die Geltung der Formel im übrigen einzugehen, muß zugestanden werden, daß sie eine bequeme Rechengrundlage keineswegs bietet²⁾.

Im praktischen Sinne noch übler bestellt ist es mit einer von Schlemmüller aufgestellten Formel³⁾:

$$\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{6}} = 1 + a_1 + a_2 \tau + a_3 \tau^2 + a_4 \tau^3 + \dots + \frac{a_n \tau^n}{1 - n \tau}.$$

Hierin ist p der gesuchte Druck, p_0 der Sättigungsdruck bei 0° , $\tau = \frac{t}{T_0}$ d. h. der Quotient der in Frage stehenden Temperatur durch die absolute Temperatur für 0° , also $T_0 = 273$, so daß also $\tau = \frac{1}{273} \cdot t$, d. h. $= \alpha t$ ist, worin

α der Ausdehnungskoeffizient des Dampfes ist. a_1, a_2, a_3 usw. sind errechnete Konstanten nach einer vorliegenden Versuchsreihe. — Wenn auch anzuerkennen ist, daß die Formel für das Temperaturgebiet von 0 bis 210° glänzende Übereinstimmung mit den beobachteten Werten zeigt, so ist damit weder etwas für deren physikalische Bedeutung, noch für ihre praktische Brauchbarkeit ausgesagt.

Wesentlich einfacher weiß Bertrand die Beziehungen zwischen Druck und Temperatur des gesättigten Wasserdampfes darzustellen⁴⁾.

Nach Bertrand ist

$$p = \frac{B \cdot T^m}{(T + C)^n}.$$

Wenn $C = 127$, $m = 57,074$, $n = 59,572$ und für p in Atmosphären $\lg B = 14,00527$ gesetzt wird, dann ergibt sich zwar eine leidlich gute Übereinstimmung der errechneten und der beobachteten Werte für ein Gebiet von 100 bis

¹⁾ Taschenbuch „Hütte“, 17. Auflage, S. 275.

²⁾ Nach privater Mitteilung ist bei Biot $t_0 = 0$. Erst Regnault hat in der Biotschen Formel t_0 im angegebenen Sinne statt 0 eingesetzt.

³⁾ Sitzungsbericht der Wiener Akademie der Wissenschaften 106, S. 9 [1897].

⁴⁾ Wiedergegeben nach Otto Lueger, Lexikon der gesamten Technik Bd. III, S. 130.

365°; indessen zeigen sich immerhin Abweichungen bis zu 4,5%; andererseits ist die Handhabung der Formel auch nicht allzu einfach, zumal der Logarithmus des Druckes sich ergibt aus der Differenz zweier Logarithmen mit dreistelliger Mantisse und deshalb wenigstens siebenstellige Logarithmen angewendet werden müssen, um zu einem auf 0,1% genauen Resultat zu kommen.

Wohl den kühnsten Vorstoß zur Feststellung einer einfachen Beziehung zwischen Dampfdruck und Temperatur hat van't Hoff unternommen⁵⁾. Unter der vereinfachenden Annahme, daß der Dampf genügend verdünnt ist, um das Volumen der flüssigen Phase gegenüber der Dampfphase vernachlässigen zu können, ergibt sich für die Beziehung zwischen Druck und Temperatur, hergeleitet aus thermodynamischen Überlegungen, der einfache Ausdruck:

$$\frac{d \log p}{dT} = \frac{q}{2T^2}; \quad (1)$$

hierin entspricht q der totalen Verdampfungswärme.

Unter der weiteren (beiläufig bemerkt keineswegs richtigen) Annahme, daß die Verdampfungswärme konstant ist, und unter Einführung der sogenannten Trouton'schen Regel, wonach ganz allgemein für alle Dämpfe $\frac{q}{T_k} = 20$ ist (T_k = abs. Temperatur des Kochpunktes) führt die Integration der obigen Gleichung (1) zu dem einfachen Ausdruck

$$\log p = 10 - \frac{q}{2T}. \quad (2)$$

Es bleibe dahingestellt, ob van't Hoff die Gültigkeit seiner Formel praktisch nachgeprüft hat; sicher ist jedenfalls, daß sie nur in verhältnismäßig engem Temperaturgebiet brauchbare Resultate ergibt.

Ein etwas ähnlicher Gedankengang hat van der Waals dazu geführt, die Beziehungen zwischen Druck und Temperatur in einer Formel festzulegen. Setzt man sich mit van der Waals darüber hinweg, daß in der oben mitgeteilten Differentialgleichung (1) der Wert q selbst eine Funktion der Temperatur ist, und nimmt man an, daß q konstant ist, dann führt eine Integration der Gleichung von T nach T_k zu der Auflösung

$$\frac{q}{2} \int_{T_k}^T \frac{dT}{T^2} = \frac{q}{2} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_k} \right) = \log p_k - \log p.$$

Eine einfache Umformung führt zu folgender Entwicklung:

$$\frac{q}{2} \left(\frac{T_k - T}{T \cdot T_k} \right) = \log p_k - \log p$$

oder

$$\frac{T_k}{T} - 1 = \frac{2T_k}{q} (\log p_k - \log p) = 2,3 \cdot \frac{2}{q} \cdot T_k (\log p_k - \log p).$$

Setzt man für den festen Wert $\frac{2}{q} \cdot T_k \cdot 2,3$ eine Konstante a und kehrt die Vorzeichen um, dann ergibt sich die Beziehung von van der Waals

$$a \cdot \log \frac{p}{p_k} = 1 - \frac{T_k}{T} \quad (3)$$

Die Konstante a wird gefunden zu 0,315 bei Einsetzung der bekannten Werte nach Landolt-Börnstein $p = 1$ für $t = 374$ und $p_k = 217$ für $T_k = 647^{\circ}$.

⁵⁾ Chemische Grundlehren nach Menge, Maß und Zeit. Braunschweig 1912. S. 49.

⁶⁾ Die inzwischen von Schüle, Z. Ver. d. Ing. 55, 1507—1508 [1911] auf Grund von neuen Versuchen aufgestellte Dampfdrucktabelle zeigt gegen die von Landolt-Börnstein mitgeteilte für das Temperaturgebiet von 0° bis zum kritischen Punkt nur äußerst geringe Abweichungen, die auf die vorliegenden Erwägungen ohne Einfluß sind.

Die Nachprüfung der Gleichung führt, worauf schon Lorenz⁷⁾ hingewiesen hat, zu sehr unzulänglichen Ergebnissen. Aus nachstehender kleinen Zahlentafel geht hervor, daß schon innerhalb 100 und 374° Abweichungen von 11,5% auftreten, daß aber unterhalb 50° schließlich auch von einer roh angenäherten Übereinstimmung nicht mehr gesprochen werden kann.

| | gef. | Atm. ber. | Δ |
|------|-------|-----------|----------|
| 0° | 0,006 | 0,0235 | 292% + |
| 50° | 0,122 | 0,134 | 10% + |
| 100° | 1,0 | 1,0 | — |
| 200° | 15,33 | 13,57 | 11,5% — |
| 374° | 217 | 217 | — |

Die Einführung der kritischen Temperatur und des kritischen Druckes durch van der Waals ist eine nicht glückliche Maßnahme, weil die kritischen Daten an sich mit erheblicher Unsicherheit behaftet sind⁸⁾.

Annehmbar werden die Ergebnisse der Integration von Gleichung (1) nur dann, wenn man sich darauf beschränkt, innerhalb naher Temperaturen zu arbeiten. Integriert man in diesem Sinne Gleichung (1) von T nach $T + \delta$, dann erhält man statt Gleichung (3)

$$a \cdot \log \frac{pT + \delta}{pT} = 1 - \frac{T}{T + \delta} \text{ oder } = \frac{\delta}{T + \delta}.$$

Bei 100° wird $p = 1$ bzw. $\log pT = 0$, so daß um 100° herum für den Dampfdruck sich die einfache Formel ergibt

$$a \cdot \log pT + \delta = \frac{\delta}{T + \delta} \text{ oder } \log pT = \frac{k(t - 100)}{t + 273} \quad (4)$$

Für 110° der hundertteiligen Skala berechnet sich k zu 5,74. Wäre dieser Wert auch in weiter Entfernung von 100° auf- und abwärts wirklich konstant, dann wären auch die Formeln von van't Hoff und van der Waals richtig. Tatsächlich steigt aber der Wert 5,74 abwärts bis —16° auf Grundlage der einstweilen mustergültigen Dampfdrucktafel in Landolt-Börnstein, IV. Auflage, auf 6,12 und fällt bis zur kritischen Temperatur auf 5,51. Der Wert k ist also auch eine Funktion der Temperatur. Da im übrigen der Verlauf der Einzelwerte zwar nicht geradlinig, aber doch in einer Kurve erfolgt, so wäre es wohl möglich, den Wert k in irgendeiner Form in Beziehung zu T auszudrücken, um dann eine Dampfdruckformel von großer Genauigkeit zu erhalten, indessen würde hierdurch wieder eine Komplikation eintreten, die die praktische Brauchbarkeit der Formel illusorisch machte.

Wenn in der Tat k mit steigendem t fällt, so ergibt sich ohne weiteres, daß bei Ersetzung der Zahl 273 durch eine niedrigere Zahl das Gefälle aufgehalten wird. Die Gleichung (4) nimmt dann die Form an:

$$\log pT = \frac{k \cdot (t - 100)}{t + a} \quad (5)$$

Setzt man $a = 230^{\circ}$, dann wird wirklich k fast konstant; k berechnet sich nämlich auf Grund von Gleichung (5)

| | | | | | |
|-----|------|------|------|------|------|
| für | 0° | 110° | 200° | 300° | 374° |
| zu | 5,06 | 5,10 | 5,10 | 5,10 | 5,15 |

und es würde $\log p = \frac{5,1(t - 100)}{t + 230}$ werden. (6)

⁷⁾ Technische Wärmelehre 1904, Bd. 2. S. 207.

⁸⁾ Erscheint der kritische Punkt auch nach dem Gesetz der korrespondierenden Zustände als Grundlage für eine allgemeine Formulierung im gedachten Sinne annehmbar, so wäre von vornherein der normale Siedepunkt, ebenfalls als korrespondierender Zustand, und zwar von viel größerer Sicherheit, geeigneter gewesen.

⁹⁾ Die Zahl $a = \infty 230$ wurde ermittelt durch zwei Gleichungen mit zwei Unbekannten

$$a = \frac{x(t - 100)}{t + y} \text{ und } a_1 = \frac{x(t_1 - 100)}{t_1 + y},$$

in denen a und a_1 die Logarithmen von bekannten Drucken bei willkürlich gewählten Temperaturen t und t_1 sind und $x = k$ und $y = a$ ist.

Um die Natur der Konstanten k und a in Gleichung (5) für die Angelpunkte 0 und 300° noch genauer zu ermitteln, wird

$$\lg p_0 = \frac{k (-100)}{a}$$

$\lg p_{300} = \frac{k \cdot 200}{300 + a}$ gesetzt; woraus sich dann in einfacher¹⁰⁾ Rechnung ergibt:

$$\lg p_t = \frac{5,1148 (t - 100)}{t + 230,39} \quad (7)$$

Im nachstehender Zahlentafel sind die Ziffern der Reihe 2 entnommen der großen Zusammenstellung über die Sättigungsdrucke des Wasserdampfes in Landolt-Börnstein, IV. Auflage, S. 359 bis 363. Wenn der wiedergegebene Stoff Arbeiten verschiedener

Beobachter entstammt, so dürfte er doch als denkbar zuverlässig angesprochen werden. — Reihe 3 enthält die Umrechnung der Drucke auf Atmosphären bzw. Tausendstelatmosphären. Hierbei gehe ich aus von der Erwägung, daß das Millimeter der Quecksilbersäule, welches noch immer von den Chemikern als Einheit für den Dampfdruck gebracht wird, auf die Dauer als Einheit nicht geeignet erscheint. Der Ingenieur hat für seine Berechnungen bereits jene Einheit verlassen und dafür den Druck von 1 kg für den Quadratcentimeter angenommen. Diese Einheit stimmt nur angenähert mit dem Druck einer Atmosphäre = 760 mm Hg überein, und es erschien mir zweckmäßiger, am Atmosphärendruck bzw. Tausendstelatm. festzuhalten; die Widerumrechnung der Druckangaben auf Milligramm Hg geschieht einfach durch Multiplikation mit 760 bzw. 0,76. Die Gleichung (6)

geht also über in die Form $\lg p$ (in mm Hg) = $\frac{5,1 (t - 100)}{t + 230} + 2,881$.

Durch eine einfache Umformung, ausgehend von der Erwägung, daß bei -19° der Druck = 1 mm wird, läßt sich diese Gleichung auch

überführen in die Form $\lg p = \frac{8 (t + 19)}{t + 230}$.

Um die Gleichung für Ingenieure brauchbar zu machen, die gewöhnt sind, den Druck nach kg/cm zu rechnen, ist in die Gleichung statt des Siedepunktes von 100, der einem Druck von 1,033 kg entspricht, der Siedepunkt für 1 kg Druck = 99,1° einzusetzen, so daß sie die Form annimmt:

$$\lg p \text{ (kg/qcm)} = \frac{5,1 (t - 99,1)}{t + 230}$$

Aus dem mitgeteilten auszugsweisen Zahlenstoff ergibt sich sowohl für die „genaue“ Gleichung (7) wie auch für die „angenäherte“ Gleichung (6) eine sehr bemerkenswerte Übereinstimmung mit den experimentell festgestellten Ziffern.

Die „genaue“ Formel (Spalte 4) zeigt gegen die Beobachtung (Spalte 3) fast für das ganze Temperaturgebiet Abweichungen von weniger als 1% und die Höchstabweichung beträgt erst bei der kritischen Temperatur 4%. Die sich aus der angenäherten Formel ergebenden Abweichungen sind unwesentlich höher, und es unterliegt wohl keinem Zweifel, daß auch diese Formel, zumal für das maschinentechnisch wichtige Wärmegebiet von 40—220° ohne Einschränkung praktisch brauchbar ist.

Vielleicht läßt sich behaupten, daß die Abweichungen zwischen Spalte 3 und 4 innerhalb der Beobachtungsfehler liegen, wenn man berücksichtigt, von wie vielen Fehlerquellen einschlägige Untersuchungen bedroht sind; u. a. dürfte neben der Schwierigkeit der Feststellung der Versuchstemperaturen und der Beobachtung der zugehörigen Drucke die Reinheit des Wassers, bekanntlich ein etwas imaginärer Begriff, eine wichtige Rolle spielen. Tatsache ist, daß die Ergebnisse verschiedener Beobachter recht erheblich voneinander abweichen. Z. B. gibt Batelli schon für eine nahe beim Kp. des Wassers liegende Temperatur (120°) einen um rund 1% höheren Druck an als die übrigen Beobachter. Bei 230° weicht der Befund desselben Beobachters um fast 1% nach unten gegen die übrigen Befunde ab. Bei noch höheren Temperaturen aber ergeben sich aus den Zahlenreihen verschiedener Herkunft Abweichungen, die erheblich höher sind als die in der obigen Zahlentafel auftretenden. Z. B. weicht für 300° Kipp gegen die von Landolt-Börnstein als maßgeblich anerkannte Zahlenreihe von Holborn und Baumann um 5,15% und Cailletet-Colardeau um 1,88% ab; bei 350° aber betragen die Abweichungen gar 12 bzw. 3%.

Zusammenfassung.

Für die Beziehung zwischen dem Druck des gesättigten Wasserdampfes und der Temperatur gelten angenähert die folgenden Formeln:

$$\lg p \text{ (in Atm.)} = \frac{5,1 (t - 100)}{t + 230}$$

$$\lg p \text{ (in 1/1000 Atm.)} = \frac{5,1 (t - 100)}{t + 230} + 3$$

$$\lg p \text{ (in kg/qcm)} = \frac{5,1 (t - 99,1)}{t + 230}$$

$$\lg p \text{ (in mm Hg)} = \frac{5,1 (t - 100)}{t + 230} + 2,881$$

$$\lg p \text{ (in mm Hg)} = \frac{8 (t + 19)}{t + 230} \quad [\text{A. 96.}]$$

| t °C | p nach Landolt-Börnstein | p in Atmosphäre bzw. 1/1000 Atmosphäre | p berechnet nach der neuen Formel Gleichung (7) | Abweichung % | p berechnet nach der abgekehrten Formel Gleichung (6) | Abweichung % |
|------|--------------------------|--|---|--------------|---|--------------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| -16 | 1,315 | 1,730 | 1,7084 | -1,25 | 1,719 | -0,64 |
| -10 | 2,144 | 2,821 | 2,8035 | -0,62 | 2,820 | -0,04 |
| -5 | 3,158 | 4,155 | 4,1320 | -0,55 | 4,170 | +0,36 |
| 0 | 4,579 | 6,025 | 6,0242 | 0,00 | 6,060 | +0,58 |
| 5 | 6,543 | 8,609 | 8,6259 | +0,20 | 8,685 | +0,88 |
| 10 | 9,210 | 12,120 | 12,162 | +0,35 | 12,22 | +0,83 |
| 15 | 12,790 | 16,830 | 16,916 | +0,51 | 17,00 | +1,01 |
| 20 | 17,539 | 23,079 | 23,217 | +0,60 | 23,34 | +1,13 |
| 25 | 23,763 | 31,267 | 31,470 | +0,65 | 31,64 | +1,18 |
| 30 | 31,834 | 41,887 | 42,170 | +0,68 | 42,37 | +1,15 |
| 35 | 42,188 | 55,510 | 55,889 | +0,68 | 56,05 | +0,97 |
| 40 | 55,34 | 72,816 | 73,289 | +0,65 | 73,45 | +0,86 |
| 45 | 71,90 | 94,610 | 95,149 | +0,57 | 95,35 | +0,78 |
| 50 | 92,54 | 121,76 | 122,43 | +0,55 | 122,8 | +0,81 |
| 55 | 118,11 | 155,41 | 156,13 | +0,46 | 156,8 | +0,86 |
| 60 | 149,46 | 196,67 | 197,45 | +0,40 | 197,9 | +0,64 |
| 65 | 187,64 | 246,89 | 247,70 | +0,33 | 248,1 | +0,49 |
| 70 | 233,79 | 307,62 | 308,45 | +0,30 | 309,1 | +0,48 |
| 80 | 355,47 | 467,74 | 468,20 | +0,10 | 468,7 | +0,42 |
| 90 | 526,00 | 692,10 | 692,37 | +0,04 | 693,0 | +0,13 |
| 100 | 760,00 | 1,0000 | 1,0000 | 0,00 | 1,000 | 0,00 |
| 110 | 1074,5 | 1,4138 | 1,4134 | -0,03 | 1,413 | -0,06 |
| 120 | 1488,9 | 1,9591 | 1,9584 | -0,04 | 1,958 | -0,06 |
| 130 | 2025,6 | 2,6653 | 2,6655 | +0,01 | 2,661 | -0,16 |
| 140 | 2709,5 | 3,5651 | 3,5677 | +0,07 | 3,557 | -0,23 |
| 150 | 3568,7 | 4,6957 | 4,7025 | +0,14 | 4,688 | -0,16 |
| 160 | 4633 | 6,0961 | 6,1109 | +0,24 | 6,092 | -0,07 |
| 170 | 5937 | 7,8132 | 7,8386 | +0,33 | 7,813 | -0,03 |
| 180 | 7514 | 9,8868 | 9,9323 | +0,46 | 9,880 | -0,07 |
| 190 | 9404 | 12,374 | 12,868 | +0,40 | 12,39 | +0,13 |
| 200 | 11647 | 15,325 | 15,431 | +0,70 | 15,35 | +0,16 |
| 220 | 17376 | 22,863 | 23,051 | +0,78 | 22,90 | +0,13 |
| 240 | 25064 | 32,979 | 33,290 | +0,94 | 33,04 | +0,18 |
| 260 | 35127 | 46,220 | 46,644 | +0,92 | 46,23 | +0,02 |
| 280 | 48011 | 63,172 | 63,650 | +0,76 | 63,10 | +0,11 |
| 300 | 64290 | 84,860 | 84,860 | 0,00 | 84,08 | -0,92 |
| 320 | 84480 | 111,15 | 110,79 | -0,32 | 109,7 | -1,30 |
| 340 | 109300 | 143,82 | 141,90 | -1,33 | 140,6 | -2,24 |
| 360 | 139480 | 183,53 | 178,85 | -2,55 | 176,2 | -4,00 |
| 374 | 164940 | 217,03 | 208,35 | -4,00 | 206,5 | -4,85 |

Anmerkung: Spalte 3 und 4 wurden mit 5 stelligen Logarithmen, Spalte 6 mit dem Rechenstab ermittelt.

¹⁰⁾ Unter Benutzung der Daten aus Landolt-Börnstein.

¹¹⁾ Die Höhe dieses Wertes ist allerdings abhängig von der Wahl der Temperaturen und zugehörigen Drucke, aus denen nach Gleichung (5) a berechnet wird. Eine Nachprüfung für andere Temperaturgruppen ergibt indessen, daß für a stets Werte erhalten werden, die sich sehr nahe um 230 herum bewegen. Z. B. berechnet sich für

$$0 : 50 : 300^\circ \quad a = 232$$

$$0 : 200 : 300^\circ \quad a = 229$$

$$0 : 100 : 374^\circ \quad a = 233$$

Es kann also wohl mit gutem Recht einstweilen die „genaue“ Formel (7) durch die abgekürzte (5) ersetzt werden.

¹²⁾ Wie wenig von Belang die hier in die Erscheinung tretenden Abweichungen für den kritischen Punkt und die nahe dabei liegenden Temperaturen sind, lehren auch Betrachtungen Schüles (a. a. O. S. 1509). Schüle läßt dahingestellt, ob für die kritische Temperatur 370 oder 374° zutreffend ist. Bei Einsetzung der Werte t_k und p_k aus Spalte 3 und 4 in Gleichung (7) würde sich t zu 377,8 ergeben, d. h. nur um 3,8° abweichend von dem von Holborn und Baumann angegebenen und von Schüle übernommenen Wert.