©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Über die Abweichung eines comprimirten Gasgemisches vom Gesetz des Partialdruckes

von

Max Margules.

(Mit 1 Tafel und 2 Textfiguren.

(Vorgelegt in der Sitzung am 6. Juni 1889.)

Zweierlei Erwägungen veranlassen mich, auf einen Gegenstand zurückzukommen, welchen ich in einer früheren Mittheilung nur nebenbei berührt habe. Ich wünsche jene ganz kurze und unvollständige Notiz zu ergänzen, möchte aber auch auf den Nutzen hinweisen, welchen man aus der Untersuchung von Gasgemischen für die Kenntniss des Verhaltens reiner Substanzen ziehen kann.

Es fragt sich, welcher Art sind die Abweichungen eines comprimirten Gasgemisches vom Dalton'schen Gesetze des Partialdrucks, wie ändern sie sich mit der Temperatur und dem Drucke? Um das zu erforschen, hat Andrews die Zusammendrückbarkeit eines Kohlensäure-Stickstoffgemenges bei vier Temperaturen gemessen; die Tabellen seiner Abhandlung sind das wichtigste zur Beantwortung jener Frage vorliegende Material. Eine Discussion hat er schon selbst durchgeführt, doch ist sie nur in sehr knapper Form veröffentlicht. Der posthumen Abhandlung entnimmt man darüber folgendes:

„Wenn wir Dalton's Gesetz als richtig ansehen und Boyle's Gesetz für Stickstoff bei den angewandten Druckwerthen gelten lassen, so zeigen diese Curven die Volumänderungen der Kohlensäure im Gemisch bei den angegebenen Druckwerthen und Temperaturen. [1]

[1] Die Herausgeber verweisen auf Fig. 2, welche einer provisorischen Zeichnung in Andrews Manuscript nachgebildet ist. Die Temperaturen

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

„Ich habe versucht, die Form der Kohlensäurecurven im Gemische annäherungsweise zu bestimmen, indem ich für meinen Zweck Boyle's Gesetz als bei Stickstoff ausreichend genau annahm, aber die so erhaltenen Curven sind, wenngleich sie bei den zwei niedrigeren Temperaturen Anzeichen eines Abfalls zum Flüssigkeitsvolumen aufweisen, dennoch von den Curven des ungemischten Gases ganz verschieden. Es ist also klar, dass Dalton's Gesetz unter diesen Versuchsbedingungen nicht gilt. Wie die anderen Gasgesetze, scheint auch dieses nur für den (idealen) vollkommenen Zustand richtig zu sein. Die kleinen in Regnault's Versuchen hervortretenden Unterschiede der Spannkraft des Wasserdampfes, wenn er rein, und wenn er mit Luft gemischt ist, hat man sehr wahrscheinlich nicht äusseren Umständen zuzuschreiben, sondern der Ungenauigkeit des Dalton'schen Gesetzes im Falle eines Gemisches von Gas und Dampf."

Als ich gelegentlich[1] für das Andrews'sche Gemisch einige Partialdrucke mit Berücksichtigung aller Correctionen rechnete, fand ich bei 31° nach dem Dalton'schen Gesetze einen Druck von 50·6 statt des beobachteten von 50 Atm. und 81·6 statt 80 Atm. Diese Unterschiede schienen mir kleiner, als man sie erwarten möchte. Ich habe mich jedoch damals auf eine einzige Temperatur und auf das geringe Druckintervall beschränkt, weil ich der Zahlenwerthe nicht ganz sicher war. Der Druck der Mischung ist nämlich mit einem Wasserstoffmanometer gemessen worden; die Correctionen sind sehr bedeutend, und ich hatte gehofft, sie würden entweder aus Aufzeichnungen von Andrews durch Vergleichung mit seinem Luftmanometer, oder aus der damals noch nicht veröffentlichten, leider auch posthumen Abhandlung von Wroblewski sich genauer ermitteln lassen, als auf den Wegen, die ich einschlagen musste. Von beiden Erwartungen hat sich keine erfüllt. Andrews' wissenschaftliche Abhandlungen sind seither gesammelt erschienen; dem Vorbericht der Herausgeber ist nicht zu entnehmen, dass eine Manometervergleichung sich in den ungedruckten Papieren vorfinde. Wesshalb ich Wroblewski's Zahlen nicht benützen kann, werde

sind nicht beigeschrieben; es sind nur drei Curven, vermuthlich für 7·5°, 31·3°, 48·4°.

[1] Diese Sitzungsber. Bd. 97, S. 1403 und S. 1406.

ich noch auszuführen haben. Wenngleich diese Unsicherheit den Zahlenwerth der Abweichung vom Dalton'schen Gesetze ein wenig beeinflusst, so kann sie doch an dem Gang der Abweichungen nicht viel ändern, sei es, dass man sie als Function der Temperatur, oder als Function der Dichte verfolgt.

1. Abweichung eines Gemisches von 3 Vol. CO_2 und 4 Vol. N vom Dalton'schen Gesetze. Aus den ausführlichen Tabellen, welche weiter unten folgen, stelle ich hier einen Auszug zusammen. v bezeichnet das Volumen des Gemisches als Bruchtheil des normalen Volumens (desjenigen bei 0° und 1 Atm.), unter t stehen die vier Versuchstemperaturen, die übrigen Zahlen geben die zu den entsprechenden v und t gehörenden Werthe von p_1+p_2-p; p Druck des Gemisches in Atmosphären, p_1+p_2 Summe der „Partialdrucke," d. i. der Druckwerthe, welche dem Stickstoff und der Kohlensäure zukämen, wenn jedes allein den dem Gemisch zugewiesenen Raum einnähme.

p_1+p_2-p (Atm.)

	$v=0\cdot025$	0·020	0·015	0·010	0·008	0·006	0·004
$t=$ 2°2..	0·9	1·4	2·5	4·6	—	—	—
7°5..	0·7	1·1	2·0	4·0	5·8	—	—
31°3..	0·1	0·4	0·8	2·0	2·4	1·7	(—18)
48°5..	0·1	0·3	0·6	1·5	1·1	—1·8	(—30)

Die Abweichungen des Gemisches vom Dalton'schen Gesetze zeigen denselben Gang, wie die Abweichungen eines Gases vom Mariotte'schen Gesetze. Solange das Gemisch ziemlich hoch über der Temperatur liegt, bei welcher eine theilweise Verflüssigung möglich ist (in diesem Falle ist die kritische Temperatur unter —20°) bleibt zuerst $p<p_1+p_2$. Die Differenzen nehmen anfangs zu, erreichen ein Maximum, nehmen dann ab, ändern das Zeichen, und der Zahlenwerth wächst sehr rasch mit der Dichte. Nähert man sich der kritischen Temperatur, so werden auch die Abweichungen vor dem Zeichenwechsel grösser; die Stellen, wo dieser bei 7·5° und 2·2° eintritt, kann man nicht bestimmen, weil die Isotherme der Kohlensäure schon bei geringerer Dichte abbricht, sobald der Zustand des gesättigten Dampfes erreicht ist. Aus den Figuren der Tafel ist zu entnehmen, dass der Zeichenwechsel bei höherer Temperatur zu den Orten grösseren Volumens vorrückt.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

2. Vergleich mit den Abweichungen eines Gases vom Mariotte'schen Gesetze. Von vorneherein muss man vermuthen, dass sich Dalton's Gesetz nicht in weiteren Grenzen anwenden lässt, als dasjenige, welches den Druck eines Gases der Dichte proportional setzt. Mariotte's Gesetz kann man auch als Gesetz des Partialdruckes für ein Gas bezeichnen. Zur Vergleichung des Gemisches mit dem Verhalten eines reinen Gases eignet sich vielleicht am besten folgendes Verfahren: statt CO_2 und N mische man Stickstoff mit Stickstoff, beispielsweise zu gleichen Theilen bei 16° Der Druck des Gemisches sei P, der „Partialdruck" jedes Theiles P'. Dann berechnet man mit Benützung Amagat'scher Zahlen — wobei aus Bequemlichkeit hier V auf V (16°, 1 Atm.) als Einheit, nicht wie oben auf V (0°, 1 Atm.) bezogen ist —:

$V =$	0·025	0·020	0·015	0·010	0·0075	0·0050
$P =$	39·6	49·5	66·0	99·4	134·7	213·3
$2P' =$	39·8	49·7	66·0	99·0	132·0	198·8
$2P' - P =$	0·2	0·2	0·0	—0·4	—2·7	—14·5

Man sieht, die Differenzen $2P' - P$ haben denselben Gang, wie $p_1 + p_2 - p$. Sie würden auch vor dem Zeichenwechsel viel grösser ausfallen, wenn man statt Stickstoff Kohlensäure bei 50° gewählt hätte. Schon vom normalen Volumen ab hätte man dagegen nur negative Abweichungen bei Wasserstoff in gewöhnlichen Temperaturen. Diese verschiedenartigen Abweichungen findet man auch bei einem Gase, wenn man es in genügend weiten Temperaturgrenzen untersucht; ähnlich werden sich die Abweichungen eines Gemisches vom Dalton'schen Gesetz verhalten.[1]

3. Mögliche Ergänzung der Isothermen reiner Substanzen durch Messungen der Zusammendrückbarkeit von Gemischen, Versuche an Gasgemengen sind vielleicht geeignet, eine Frage zu lösen, mit welcher sich schon mehrere Physiker speculativ beschäftigt haben. Man nimmt an, dass die Isotherme eines coërciblen Gases, wenn der Zustand des gesättigten Dampfes eintritt, nicht plötzlich abbricht. James Thomson hat zuerst dargelegt, dass es einen stetigen Übergang vom flüssigen zum

[1] Über Abweichungen vom Dalton'schen Gesetze beim Druck einer Atmosphäre hat F. Braun (Wiedemann's Annalen, 1888, Bd. 34, S. 943) berichtet.

gasförmigen Zustand geben könne, in anderem Sinne, als dem Andrews'schen. Nach letzterem ist es nothwendig, um die Stetigkeit zu erweisen, den Übergang bei veränderlichen Temperaturen auszuführen; man kann die Grenze zwischen beiden Zuständen nicht angeben, vorausgesetzt, dass man die Flüssigkeit nicht unter Gasdruck, sondern unter einem Kolbendruck hält, welcher grösser ist als der Druck des gesättigten Dampfes. J. Thomson meint, es habe jede Substanz auch bei einer Temperatur unter der kritischen eine Compressionscurve ohne Bruch.[1] Könnte man sie auf diesem Wege überführen, so würde sie stets als homogener Körper das Gefäss erfüllen, und es wäre unmöglich, in der Isotherme einen Grenzpunkt zwischen Flüssigkeit

---

Diese Betrachtung hat in van der Waals' Zustandsgleichung und deren Nachfolgerinnen eine sehr ansehnliche Stütze gefunden. Die Gleichungen der Isothermen sind vom dritten Grade in v und haben bei Temperaturen unter der kritischen drei reelle v-Wurzeln innerhalb eines mit der Temperatur variablen Druckintervalls. Der Zweig, welcher die Fortsetzung des flüssigen Zustandes bildet, geht tief hinab, und man kommt sehr bald zu negativen Druckwerthen. Eine solche Form der Isotherme (Fig. 1) ist aber nicht die einzig denkbare. Erwägt man, dass keine der Zustandsgleichungen die Beobachtungen ganz genau darstellt, so muss man vermuthen, dass die wahre Zustandsgleichung eine viel complicirtere, wenn überhaupt eine analytische Form hat. Wäre sie beispielsweise vom fünften Grade in v, so

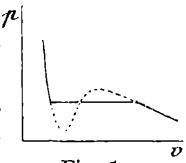


Fig. 1.

könnte man statt eines Wellenzuges zwischen dem Volum der Flüssigkeit und des gesättigten Dampfes deren zwei haben. Man könnte noch weiter gehen und eine grosse Anzahl solcher Wellenzüge vermuthen, so dass der Druck sich nirgends sehr weit von dem des gesättigten Dampfes entfernt. Curven dieser Art würden sich an die Isothermenschaar über der kritischen Temperatur ebenso gut anschliessen, wie die von J. Thomson. Wroblewski berichtet über eine briefliche Mittheilung Tait's, worin dieser (nicht näher ausgeführte) Zweifel an der Richtigkeit der theoretischen Isotherme äussert. All das sei nur erwähnt, um zu zeigen, dass die Ergänzung der Isothermen aus experimentellen Untersuchungen gewiss sehr erwünscht wäre.

Den Zustand des Körpers, bei welchem mit abnehmendem Druck auch das Volumen abnimmt, sieht man bekanntlich als ganz unmöglich an. Es sind aber auch die anderen Theile der theoretischen Isotherme nicht zu verfolgen, weil der Zustand stets labil ist. In jedem Punkte ist bei constantem Volumen nur ein nicht umkehrbarer Übergang zum Gemisch Flüssigkeit-Dampf möglich, wie die Betrachtung des Kreisprocesses in constanter Temperatur (mit

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

und Gas anzugeben. In Wirklichkeit lässt sich die Zusammendrückung längs der theoretischen Isotherme, wie sie Clausius nennt, nicht ausführen. Wohl aber muss man dieser Curve durch Untersuchung von Gasgemischen nahekommen. Das Mittel dazu bietet die durch Cailletet und Andrews gewonnene Erfahrung, dass die Anwesenheit des relativ permanenten Gases im Gemisch die Verflüssigung des coërciblen verzögert oder ganz hindert. Je grösser die Menge des permanenten Gases, um so tiefer liegt die kritische Temperatur des Gemisches unter derjenigen der reinen coërciblen Substanz.

Ich erlaube mir den Plan einer Untersuchung zu entwickeln, wie ich sie ausführen wollte, wenn ich über die dazu nöthigen Mittel verfügen würde. Der Kohlensäure setze man soviel Stickstoff zu (0·1 Vol. ist wohl ausreichend), dass sich bei 27° noch

---

der Bedingung, dass dabei nur Arbeit in Wärme verwandelt werden kann) lehrt. Wendet man auf diesen Fall Helmholtz' Terminologie an, wie er sie in den Abhandlungen über die Thermodynamik chemischer Vorgänge eingeführt hat, so findet man die „freie Energie" längs der theoretischen Isotherme überall grösser als bei gleichem Volumen in der theilweise verflüssigten Substanz. Der Körper wählt aber bei constanter Temperatur und constantem Volumen den Zustand, welcher die kleinste freie Energie hat. Bestimmt man V als ein dem gasförmigen Zustand zugehöriges, übrigens willkürliches Volumen, so ist die verfügbare mechanische Arbeit bei constanter Temperatur zwischen v und V, oder die freie Energie beim Volum v, $F = \int_v^V p dv$.

In der Linie der freien Energie (Fig. 2) entspricht der theoretischen Isotherme eine Curve, die über der Geraden liegt, welche den Verlauf der normalen Verflüssigung darstellt. Die Gerade schliesst, wie aus der Gleichung $\frac{dF}{dv} = -p$ ersichtlich ist, an die Curve tangential an, und dies gibt ein ganz gutes Bild der Vorgänge, welche man als verzögertes Sieden und verzögerte Verflüssigung bezeichnet. Die Substanz hat, wenn sie an eine Abzweigungsstelle kommt, zwei Geleise vor sich, das richtige ist die gerade Linie; sie kann aber in das falsche, tangential anschliessende gerathen, wenn der Weichenwächter nicht da ist. Als solcher fungirt gewöhnlich auf der einen Seite absorbirte Luft, die das rechtzeitige Sieden einleitet, auf der anderen Seite der Staub. Vom falschen Geleise in das richtige kann der Körper querfeldein übergehen, nicht aber umgekehrt.

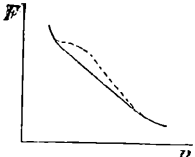


Fig. 2.

unter keinem Drucke Flüssigkeit abscheiden kann. Diese Mischung und reine CO_2 wären mittelst eines Stickstoffmanometers, welches die kleinsten und bei 16° gut bekannte Correctionen hat, bei den Temperaturen 27°, 31°, 35°, 39° zu untersuchen, die entsprechenden Isothermen zu construiren, ähnlich wie in unserer Tafel, sowohl für p_1, v_1 wie für $p—p_2$, v_1. Aus den Figuren für die höheren Temperaturen wäre die Differenz $p—p_1—p_2$ als Function der Temperatur für jedes Volumen zu finden, und damit die Isotherme reiner Kohlensäure bei 27° zu ergänzen in dem Intervall, welches sonst das Gemisch von Dampf und Flüssigkeit einnimmt. Um die Ergänzung ganz einwurfsfrei zu machen, müsste man eine ebensolche Untersuchung bei geändertem Mengenverhältniss des Stickstoffs ausführen, oder auch statt des Stickstoffs Wasserstoff nehmen. Ergibt sich in beiden Fällen das Ergänzungsstück identisch, so war die Extrapolation offenbar gestattet. Man könnte dann ebenso die Messung stufenweise auf niedrigere Temperaturen ausdehnen.

Obgleich die Untersuchung comprimirter Gasgemische auch nach anderen Richtungen von grossem Interesse ist — man braucht nur das von Cailletet beschriebene, in der hier commentirten Abhandlung von Andrews ausführlich behandelte Verschwinden der Flüssigkeit durch Druckerhöhung in Erinnerung zu bringen[1] — so halte ich doch die Ergänzung der Isothermen reiner Substanzen für ein erstrebenswerthes Ziel. (Der angedeutete Plan hat nicht die Bestimmung mir die experimentelle Untersuchung zu reserviren; ich würde mich freuen, einen Physiker, welcher im Besitze eines Compressionsapparates ist, dafür zu gewinnen.)

Tabellen.

3 m^3 CO_2 und 4m^3 N bei 0° und 1 Atm. vereinigt, geben 7 m^3 des Gemisches bei gleichem Druck und gleicher Temperatur. Sind diese bei $t°$ und p Atm. auf a Cubikmeter zusammengedrückt, und will man das

[1] Wroblewski hat Cailletet's Beobachtung in Zweifel gezogen (Über das Verhalten der flüssigen atmosphärischen Luft, Sitzungsber. Bd. 92 S. 639). Die Beschreibung von Andrews stimmt mit der des französischen Physikers überein. Es handelt sich vielleicht um zwei ganz verschiedene Erscheinungen: die vollständige Auflösung der Flüssigkeit und das Übereinanderlagern ungleich zusammengesetzter Flüssigkeiten.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Volumen des Gemisches, auf sein Normalvolumen als Einheit bezogen, mit v bezeichnen, ebenso mit v_1, v_2 die Volumina der Bestandtheile, wenn sie den Raum allein erfüllten, ihre bezüglichen normalen Volumina als Einheiten genommen, so ist $v = \frac{1}{7} a$, $v_1 = \frac{1}{3} a$, $v_2 = \frac{1}{4} a$. v entnimmt man den Tafeln von Andrews und berechnet damit

$$\text{für } CO_2 \quad v_1 = \tfrac{7}{3} v; \qquad \text{für } N \quad v_2 = \tfrac{7}{4} v.$$

Es soll nun p, der Druck des Gemisches, verglichen werden mit $p_1 + p_2$, wo p_1 der zu v_1 gehörige Druck der Kohlensäure, p_2 der dem v_2 zugehörige Druck des Stickstoffs ist. Keine der drei Grössen lässt sich aber den Beobachtungen unmittelbar entnehmen.

Um p zu finden, hat man an die von Andrews gegebenen Werthe die Correction des Wasserstoffmanometers anzubringen. Wie früher, habe ich die aus der Sarrau'schen Formel gerechneten Correctionen genommen. Im Allgemeinen ist dieser Weg zu Manometerrechnungen nicht zu empfehlen; bei Stickstoff habe ich damit sehr ungünstige Erfahrungen gemacht; für Wasserstoff aber weichen die Werthe von denjenigen, die man durch Combination von Regnault's Zahlen mit den Amagat'schen ableiten kann, doch nur um Beträge ab, welche für unseren Zweck nicht sehr störend sind und wohl noch innerhalb der Grenzen der Unsicherheit liegen. Wroblewski hat für die Isotherme 0° des Wasserstoffs folgende Gleichung gegeben (Sitzungsber., Bd. 97, II. a. S. 1358):

$$vp = 0{\cdot}997\,393 + 0{\cdot}001\,308\,924\, p - 0{\cdot}000\,004\,257\,472\, p^2$$

Wollte man daraus die Correctionen berechnen, so würden sie viel grösser ausfallen. Die Werthe weichen aber schon bei geringem Druck von den Regnault'schen so bedeutend ab, dass man sie kaum für genau halten kann. Bei 20 Atm. würde nach Wroblewski das Manometer 19·57 anzeigen, nach Regnault 19·81. Bei Druckwerthen von 50 bis 80 Atm. fallen die Correctionen um 0·8 Atm. grösser aus, als die Sarrau'schen. Noch grösser werden sie, wenn man nach Wroblewski's allgemeiner Zustandsgleichung für Wasserstoff rechnet.

Um p_1 zu finden, verfahre ich so: Zu v_1 suche ich aus der Zustandsgleichung von Clausius den zugehörigen Werth und bestimme die Correction durch Vergeichung mit den nächsten beobachteten Werthen von Andrews, nachdem aus den letzteren vorher der Fehler des Luftmanometers (mittels der Tafel I, Sitzungsber., Bd. 97, II. a., S. 1390) beseitigt ist. Bei 2·2° und 7·5° sind die Correctionen durchwegs noch sehr gering, nicht über 0·3 Atm., bis zu Druckwerthen, welche etwa 5 Atm. unter dem Verflüssigungsdruck liegen. Nimmt man aber die Dichte des gesättigten Dampfes aus den Messungen von Cailletet und Mathias, und rechnet nach der Zustandsgleichung den zugehörigen Druck, so findet man ihn bei 2·2° gleich 36·8, bei 7·5° gleich 42·9 Atm., während aus Andrews' Messungen (Scientific Papers, S. 385) nach Manometercorrection 35·9 und 40·7 Atm. anzunehmen sind. Entsprechende Correctionen sind an die nächstliegenden Druckwerthe angebracht.

Für Stickstoff ist die Berechnung des Druckes auch recht weitläufig. Das Verhältniss des Productes pv bei 30 m Quecksilberdruck zu dem Werth pv bei 1 Atm., welches Amagat (1884) für 16° angibt, nämlich 0·9908 nehme ich noch bei 17·7° als richtig an. Als Ausdehnungscoëfficienten bei 1 Atm. 0·00367. Daraus berechnet man für Amagat's auf eine willkürliche Einheit bezogene Reihe in Ann. d. ch. et ph. (5), 22. Bd. den Werth von pv für 1 Atm. und 0° zu 2601·4. Damit kann man die ganze Reihe reduciren, um die Abweichungen vom Mariotte'schen Gesetz zu berechnen. Hat man nun zunächst nach diesem Gesetze (p_2) aus v_2 abgeleitet, so ist daran, um p_2 zu erhalten, eine Correction anzubringen, welche man der folgenden Tabelle entnimmt. Die Reihe für 5·3°, welche bei den zwei niedrigen Temperaturen benützt wird, musste man, mit Ausnahme der ersten zwei Zahlen, welche aus Regnault entnommen sind, durch Extrapolation ermitteln (unter der Annahme, der Ausdehnungscoëfficient bei constantem Druck zwischen 5·3° und 17·7° sei gleich gross, wie zwischen 17·7° und 30·1°).

Stickstoff.

Manometerangabe	Correction				Manometerangabe	Correction			
	5·3°	17·7°	30·1°	50·4°		5·3°	17·7°	30·1°	50·4°
20 Atm.	—0·17	—0·1	0·0	0·0	90 Atm.	—1·4	—0·9	—0·2	0·9
30	—0·35	—0·2	—0·1	0·0	100	—1·2	—0·7	0·1	1·3
40	—0·5	—0·4	—0·2	0·0	110	—0·9	—0·3	0·5	1·9
50	—0·7	—0·5	—0·4	0·0	120	—0·6	0·2	1·1	2·8
60	—1·1	—0·6	—0·5	0·1	130	—0·2	0·9	1·9	3·8
70	—1·3	—0·8	—0·5	0·2	140	0·5	1·8	3·0	5·0
80	—1·4	—0·9	—0·4	0·5	150	1·3	3·0	4·5	6·5

Die für eine Zeile der nachfolgenden Tabelle auszuführenden Rechnungen stelle ich noch an einem Beispiel zusammen:
Gemisch: (Andrews) $t = 2·06°$, $v = 0·01455$, Manometer 58·43 Atm. Correction + 2·40, für 0·14° Temperaturdifferenz + 0·05; $t = 2·2°$, $p = 60·9$ Atm.

CO_2: $v_1 = \frac{7}{3} v = 0·03395$, daraus nach Clausius' Zustandsgleichung für $t = 2·2°$ $(p_1) = 24·42$, Correction (durch Vergleichung mit Tafel II, Sitzungsber. Bd. 97, S. 1393) —0·1; $p_1 = 24·3$.

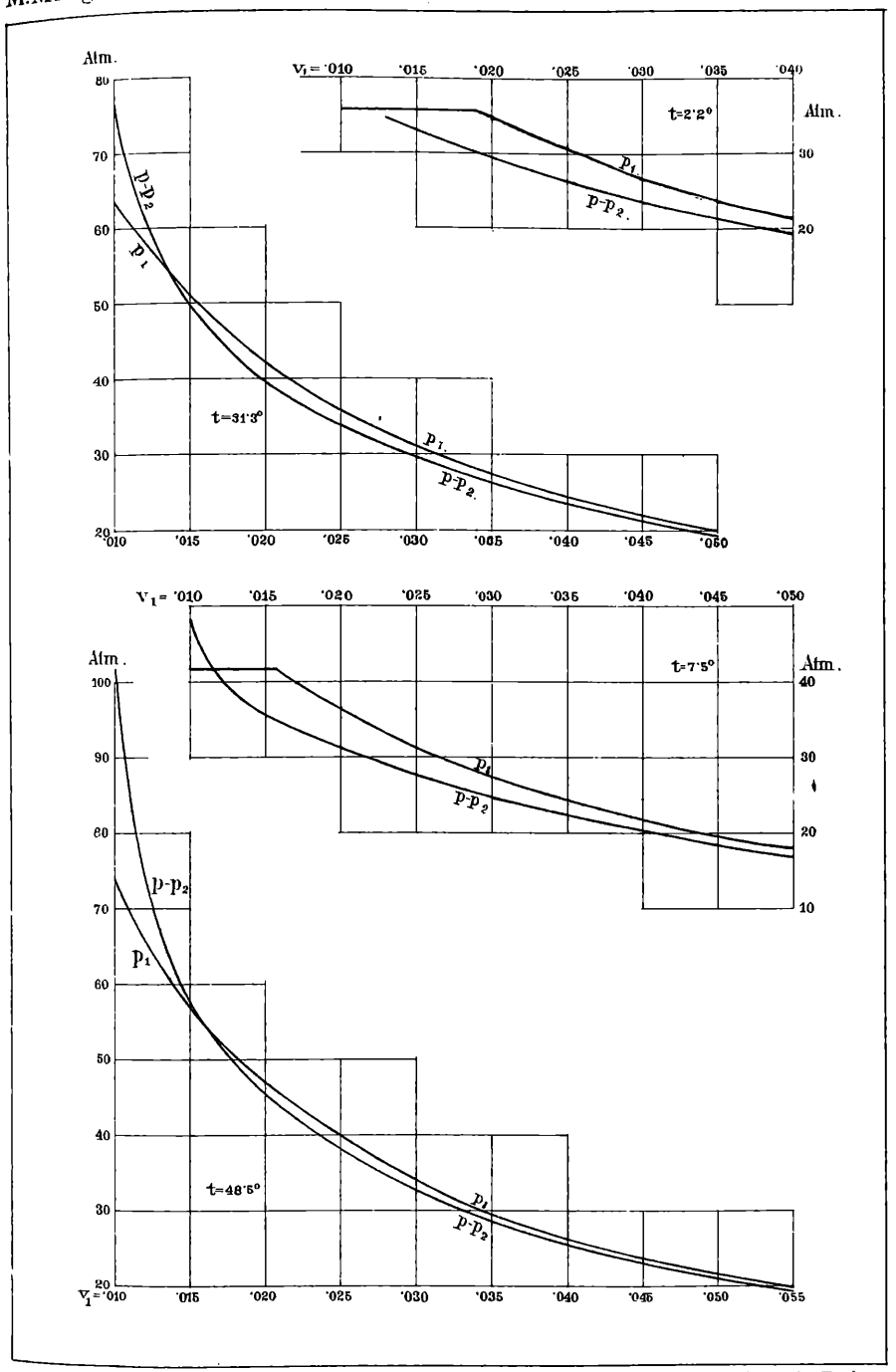
©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Druck des Gemisches und Partialdruck der Bestandtheile.

Gemisch		Kohlensäure		Stickstoff		Abweichung vom Dalton'schen Gesetze
	p	v_1	p_1		p_2	p_1+p_2-p
I. $t = 2 \cdot 2°$						
0·02138	43·2	0·04989	17·7	0·03741	26·7	1·2
1805	50·3	4212	20·5	3159	31·5	1·7
1681	53·5	3922	21·7	2942	33·9	2·1
1575	56·8	3675	22·9	2756	36·1	2·2
1455	60·9	3395	24·3	2546	39·1	2·5
1338	65·5	3122	25·9	2341	42·5	2·9
1229	70·4	2868	27·6	2151	46·2	3·4
0998	84·0	2329	31·9	1747	56·7	4·6
881	93·3	2056	34·7	1542	64·2	5·6
772	104 1	1801	theil-	1351	73·2	—
668	117·3	1559	weise	1169	84·7	—
568	134·7	1325	flüssig	0994	100·2	—
II. $t = 7 \cdot 5°$.						
0·02350	40·7	0·05483	16·8	0·04113	24·7	0·8
2231	42·7	5206	17·5	3904	26·0	0·8
2109	45·0	4921	18·4	3691	27·5	0·9
1987	47·5	4636	19·4	3477	29·2	1·1
1744	53·3	4069	21·6	3052	33·2	1·5
1625	56·8	3792	22·9	2844	35·6	1·7
1512	60·6	3528	24·3	2646	38·3	2·0
1391	65·2	3246	25·9	2434	41·6	2·3
1274	70·3	2973	27·7	2229	45·4	2·8
1149	76·8	2681	30·0	2011	50·3	3·5
1054	82·7*	2459	31·8	1845	54·7	3·8
0926	92·7	2161	34·9	1620	62·2	4·4
808	103·6	1885	38·0	1414	71·3	5·7
691	117·4	1612	40·2	1209	83·6	6·4
495	160	1155		0866	118·1	—
422	188	0985	theil-	739	139·4	—
404	197	943	weise	707	146·2	—
332	254	741	flüssig	581	181·6	—
272	(356)	635		476	229	—

* Bei Andrews ist hier, vermuthlich durch einen Schreibfehler, Manometerangabe 79·22 statt 78·22.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at



Lith. Anstalt v. J. Barth, Wien, Fürstenhof

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Gemisch		Kohlensäure		Stickstoff		Abweichung vom Dalton'schen Gesetze
	p		p_1	v_2	p_2	p_1+p_2-p
III. $t = 31\cdot3°$.						
0·02445	43·5	0·05705	17·7	0·04279	25·9	0·1
2055	51·1	4795	20·7	3596	30·8	0·4
1795	58·0	4188	23·3	3141	35·3	0·6
1542	66·7	3598	26·5	2699	41·1	0·9
1337	76·1	3120	29·8	2340	47·3	1 0
1045	95·1	2438	36·4	1829	60·5	1·8
0816	118·9	1904	43·7	1428	77·7	2·5
586	161·7	1367	54·2	1026	109·2	1·7
377	262·5	0880	66·7	0660	177·0	—18·8
IV. $t = 48\cdot5°$						
0·02635	43·1	0·06148	17·7	0·04615	25·5	0·1
2239	50·5	5224	20·6	3918	30·1	0·2
1929	58·1	4501	23·8	3376	34·9	0·6 (?)
1662	67·1	3878	26·9	2909	40·5	0·3
1448	76·2	3379	30·2	2534	46·5	0·5
0896	119·5	2091	45·9	1568	75·3	1·7
646	163·9	1507	57·2	1130	105·7	— 1·0
430	265·3	1003	74·0	0753	163·7	—27·6

N: $v_2 = \frac{7}{4} v = 0\cdot02546$; Volumen bei 1 Atm. und 2·2° 1·00807, nach Mariotte's Gesetz $(p_2) = 39\cdot59$, Correction nach der Stickstofftafel $-0\cdot5$; $p_2 = 39\cdot1$.

Die Figuren-Tafel ist für Kohlensäure ausgeführt. Abscissen sind die v_1, Ordinaten p_1 und $p-p_2$.

Druckfehler.

In der Abhandlung: „Über die Mischungswärme comprimirter Gase", Sitzungsber. Bd. 97, setze man:

S. 1400 Gl. (1) $T(\upsilon+\beta)^2$ statt $T(\upsilon+\beta)$

S. 1404 Mitte $\beta_2 = 0\cdot00098$ statt $0\cdot00089$.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse

Jahr/Year: 1889

Band/Volume: 98_2a

Autor(en)/Author(s): Margules Max

Artikel/Article: Über die Abweichung eines comprimirten Gasgemisches vom Gesetz des Partialdruckes 883-893