

II.

BEMERKUNGEN

zu DALTON'S *Untersuchungen über die
Expansivkraft und die Expansion
der Dämpfe durch Wärme,*

vom

HERAUSGEBER.

Bei diesen Bemerkungen habe ich zweierlei zur Ablicht: *erstens*, die Resultate von Dalton's Versuchen mit den Resultaten zu vergleichen, welche mehrere unfrer geschicktesten Physiker aus ähnlichen Versuchen gezogen haben, damit man daraus die Zuverlässigkeit der Versuche Dalton's und der Gesetze, die er aus ihnen abstrahirt hat, beurtheilen könne; und *zweitens*, aus diesen neuen Gesetzen über die Expansivkraft der Dämpfe in verschiedenen Temperaturen und über die Expansion von Dampf und Luft durch Wärme, einige Folgerungen, dunkle, mißverstandne, oder streitige Materien der Physik betreffend, zu ziehn, welche über diese Materien ein neues und genügenderes Licht verbreiten dürften.

Die Ideen de Lüc's über die Verdunstung, (besonders wie er sie in den *Philosophical Transactions* for 1792, Gren's *Journal der Physik*, B. 8, S. 141 und 293, vorträgt,) stimmen so durchaus mit den Versuchen Dalton's überein,

daß man glauben sollte, de Lüc habe diese Versuche schon vor Augen gehabt. Hier indess, wo es mir nicht so sehr um diese de Lüc'schen Ideen, als um die Versuche, durch welche sie begründet werden, und um die von Dalton neu entdeckten Gesetze zu thun ist, werde ich nicht sowohl diese Ideen selbst, als vielmehr die Versuche vor Augen haben, welche Hr. Prof. Schmidt in Gießen schon vor 6 Jahren zur Prüfung der de Lüc'schen Lehre angestellt, und in zwei reichhaltigen Abhandlungen in Gren's *neuem Journal der Physik*, B. 4, H. 3, bekannt gemacht hat. *) Sie verdienen eine solche besondere Rücksicht aus mehr als Einem Grunde. Möchte Herr Prof. Schmidt, der die Achtung, die ich seinen Verdiensten eben hierdurch zu beweisen glaube, gewiß nicht mißkennen wird, dadurch veranlaßt werden, diese Materie selbst noch einmahl aufzunehmen.

1.

Vergleichung der Versuche Dalton's mit denen des Prof. Schmidt über die Expansivkraft des reinen Wasserdampfs, der über tropfbarem Wasser steht, in verschiedenen Temperaturen. Die Versuche

*) Ueber die Expansivkraft, dichte und latente Hitze des reinen Wasserdampfs bei verschiedenen Temperaturen, (daf., S. 251 — 319,) und über die Ausdehnung der trocknen und feuchten Luft durch die Wärme, und die Expansivkraft des mit Luft vermischten Wasserdampfs bei verschiedenen Temperaturen, (daf., S. 320 — 355.)

Schmidt's entlehne ich aus dessen fünfter Tafel in Gren's *neuem Journale der Physik*, B. 4, S. 273. Die Reaumürschen Grade und die parisi. Zolle, nach welchen Herr Schmidt beobachtet hat, habe ich, erstere auf Fahrenheitische Grade, letztere auf englische Zolle, und zwar nach dem Verhältnisse von 28 : 50, aus dem S. 7, Anm., angegebenen Grunde, reducirt. Die daneben gesetzten Angaben Dalton's sind aus der obigen Tabelle S. 8 entlehnt, die, wo es nöthig war, interpolirt wurde.

Für Temperaturen unter dem Siedepunkte.

Temperatur Fahrenh.	Expansivkraft des Wasserdampf's in englischen Zollen Quecksilberhöhe		Unterschied
	nach Schmidt	nach Dalton	
32°	0	0,200	+ 0,200
43½	0,118"	0,296	+ 0,178
45½	0,161	0,322	+ 0,161
54½	0,300	0,436	+ 0,136
59	0,407	0,507	+ 0,100
65½	0,590	0,592	+ 0,002
68	0,653	0,676	+ 0,23
72½	0,814	0,783	— 0,031
77	0,964	0,910	— 0,054
81½	1,082	1,055	— 0,027
99½	2,068	1,83	— 0,238
110½	2,871	2,58	— 0,291
122	3,900	3,50	— 0,400
133½	5,507	4,76	— 0,747
144½	6,857	6,45	— 0,407
155½	9,161	8,55	— 0,611
167	11,784	11,25	— 0,534
178½	15,075	14,60	— 0,475
189½	19,200	18,80	— 0,400
200½	23,88	23,76	— 0,120
212	30	30	— 0

Für Temperaturen über dem Siedepunkte.

Temperatur Fahrer- heit.	Expansivkraft des Wasserdampfs in englischen Zollen Quecksilberhöhe		Unter- schied.	Zu den er- sten ge- hörige Tem- perat. nach Dalton
	nach Schmidt	nach Dalton		
212°	30"	30"	0	212° F.
221	36,41	35,63	- 0,77"	222
230	43,11	41,75	1,36	232
239	51,45	48,34	2,61	242
248	60,76	55,54	5,22	253
257	71,57	64,82	6,75	265
266	83,81	73,77	10,04	275
275	98,53	83,13	15,40	289
279½	107,91	88,19	19,72	296½
284	116,98	93,23	23,75	304
286½	121,18	95,78	25,40	309
288½	125,48	98,38	27,10	312

Man sieht aus dieser Vergleichung, daß die Versuche Schmidt's und Dalton's schon in den Temperaturen *unterhalb* des Siedepunkts beträchtlich von einander abweichen. Herr Prof. Schmidt experimentirte mit einer Art Gefäßsbarometer, das mit zwei an einander hängenden Gefäßen versehen war. In das obere hing durch einen Korkstöpsel ein Thermometer herab; in dem untern befand sich Wasser, das er vor dem Versuche über einer Lampe zum Kochen gebracht hatte, um durch die Dämpfe desselben alle Luft aus beiden Gefäßen herauszutreiben. Beim Versuche selbst wurden beide Gefäße in kochendes Wasser gesetzt, dann dieses Wasser durch Bewegung und durch Hinzuschütten von kaltem Wasser und Schnee allmählig erkältet, und dabei der Stand des Quecksilbers in der Barometer-

röhre und der gleichzeitige Thermometerstand beobachtet. Bei dieser Vorrichtung war das Thermometer mit Dämpfen umgeben, die allmählig erkältet und folglich zerfetzt wurden; auch konnte nur mittelst ihrer dem Thermometer Wärme entzogen werden. Aus beiden Gründen hätte der Gang des Thermometers in diesen Versuchen hinter dem des Barometers zurückbleiben müssen; und doch scheint in den Schmid'schen Versuchen, wenn wir sie mit denen Dalton's zusammenhalten, das Thermometer im Sinken dem Barometer etwas zuvorgeeilt zu seyn. Ich gestehe, daß ich mir diesen Umstand nicht zu erklären weiß, und daß ich geneigt seyn würde, daraus Gründe gegen die Zuverlässigkeit von Dalton's Versuchen zu nehmen, hätte nicht, wie es mir scheint, Dalton's Art zu verfahren, offenbare Vorzüge. In Dalton's Versuchen befand sich das Thermometer nicht in dem Dampfe, sondern vermuthlich in dem das Manometer erwärmenden Wasser; sie haben überdies den Vorzug, daß in ihnen die zusammengehörigen Barometer- und Thermometerstände nicht aus einer Reihe gleichzeitiger Veränderungen beider, vom Siedepunkte bis zum Frostopunkte herab, genommen, sondern einzeln durch besondere Versuche, worin ein bleibender Zustand von Temperatur und Expansivkraft hervorgebracht wurde, gefunden worden sind. Daß die zinnerne Röhre, welche bei den Versuchen über 155° hinaus, das Manometer von dem erwärmenden Wasser trennte, nicht etwa

machte, daß die Dämpfe im Manometer nicht die Wärme des Wassers annahmen, zeigt sich einmahl aus der regelmässigen Folge der Expansivkräfte in diesen Temperaturen bis zum Siedepunkte hinauf, diesen einschliesslich, und zweitens daraus, daß in den nächst niedrigern Temperaturen Dalton's Resultate noch mehr, als in den höhern, von Schmidt's Versuchen abweichen. Beides, (und Dalton's Genauigkeit im Experimentiren,) läßt überdies den Verdacht nicht zu, daß das erwärmende Wasser sich um einige Grade unter den angegebenen Temperaturen während des Versuchs möchte abgekühlt haben. Endlich hat Dalton seine Versuche auch auf eine sehr verschiedene Weise unter dem Recipienten der Luftpumpe angestellt. Alles dieses scheint für sie, als für die zuverlässigern, zu sprechen. Sehr kleine Expansivkräfte des Dampfs zu beobachten, dazu war Dalton's Apparat unstreitig weit geschickter als der Schmidtsche, daher Herr Prof. Schmidt auch nicht bis unter $45\frac{1}{4}^{\circ}$ F. herab experimentirt hat. In diesen Temperaturen findet Dalton beträchtlich größere Expansivkräfte als Schmidt; vielleicht, daß diesen hierbei der Satz mit irre führte, daß die Expansivkraft des Dampfs in der Frostkälte 0 sey, worüber, so viel ich weiß, vor Dalton kein Versuch angestellt war.

In den Temperaturen *oberhalb* des Siedepunktes werden die Abweichungen zwischen den Angaben Dalton's und den Resultaten aller unsrer bishe-

gen Versuche so außerordentlich groß, daß die einen mit den andern schlechterdings nicht bestehen können. Wir würden daher diesen Theil von Dalton's Tabelle völlig verwerfen müssen, da er nicht auf unmittelbare Versuche gegründet ist; schienen nicht die Versuche mit Aether und das durch alle übrigen Versuche Dalton's begründete allgemeine Gesetz für die Expansivkraft der Dämpfe aller Art, die von Dalton berechneten Expansivkräfte des mit Wasser in Berührung stehenden Wasserdampfs in höhern Temperaturen, auf das überraschendste zu bestätigen. Daß diese Versuche Dalton's an sich bei weitem zuverlässiger sind, als alle Versuche über die Expansivkraft des Wasserdampfs in höhern Temperaturen, selbst die von Schmidt und die von Biker und Rouppe nicht ausgenommen, welche man aus den *Annalen*, X, 257 f., kennt, fällt leicht in die Augen. Zwar stimmen die letztern Versuche unter einander auf das genaueste und im Ganzen auch mit den Versuchen Betancourt's ganz gut überein, (*Annal.*, X, 280;) allein alle diese Versuche wurden auf einerlei Art, vermittelst eines Papinianischen Topfes angestellt, in welchen das die Temperatur messende Thermometer hinabhing, und aus welchem die Dämpfe über Quecksilber gingen, aus dessen Ansteigen in einer Barometerröhre, bei Erhitzung des Wassers im Topfe, die Expansivkraft der Dämpfe bestimmt wurde. Wahrscheinlich gehören aber die so erhaltenen gleichartigen Barome-

ter - und Thermometerstände eigentlich nicht zusammen; das Thermometer bleibt bei dieser Vorrichtung hinter dem Barometer zurück, und zwar immer mehr, zu je höhern Temperaturen man hinauffteigt. *) Dafs Dalton's Bestimmungen für höhere Temperaturen immer weiter unter den Resultaten unsrer bisherigen Versuche bleiben, scheint mir daher eher für sie zu sprechen, als dafs sich daraus Schlüsse gegen sie ziehen liessen. Die letzte Columne in der Vergleichstabelle der Resultate von Schmidt und Dalton zeigt die wahren Temperaturen, welche, Dalton's Bestimmungen gemäß, zu den von Schmidt beobachteten Barometerständen

*) „Sobald die Temperatur im Topfe gegen 90° R. kömmt,“ (bemerkt Hr. Prof. Schmidt am angeführten Orte, S. 268,) „wächst die Expansivkraft des Dampfs so schnell, dafs der langsame Gang des Thermometers zurückbleibt. Man kann zwar diesen Fehler dadurch vermindern, dafs man das Feuer unter dem Topfe sehr langsam und allmählig wirken läfst; oft hat man das aber nicht in seiner Gewalt. Dazu kömmt noch, dafs ein solcher Versuch *nicht alizu lange dauern darf*, weil man sonst immer befürchten mufs, dafs die zwischen den Schrauben angebrachten Leder verbrennen, und der Dampf entweiche.“ — — — Und S. 269: „vom 91sten Grade des Thermometers an beobachtete ich bei diesem Versuche den Quecksilberstand im Barometer, ungeachtet er sich so schnell veränderte, dafs man ihm kaum folgen konnte.“

den gehörten. Mit den von Schmidt bemerkten Thermometerständen in Columne I verglichen, zeigt sie, daß das Thermometer bei den Versuchen mit dem Papinianischen Topfe sehr gleichmäßig, anfangs weniger, (während der ersten 9° nur um 1° ,) dann aber verhältnißmäßig immer mehr zurückblieb: eine Wirkung, die sich aufsummt, so daß nach einem Ansteigen von 75° das Thermometer schon um 24 Grad zurückgeblieben war.

2.

Gesetze für die Expansivkraft der Dämpfe, die aus tropfbaren Flüssigkeiten in verschiedenen Temperaturen entstehen. Herr Prof. Schmidt hat uns eine Formel gegeben, welche seine Versuche über die Expansivkraft des sogenannten reinen Wasserdampfs von den niedrigsten bis zu den höchsten Temperaturen auf das glücklichste darstellt, wie sich aus der Vergleichung der nach ihr berechneten Expansivkräfte des Wasserdampfs in verschiedenen Temperaturen, mit den von ihm beobachteten, *) ergibt. Ist die Temperatur nach Reaumur'schen Graden t , und die dazu gehörige Expansivkraft des Wasserdampfs, in Hunderteln von pariser Zollen ausgedrückt, e , so ist nach ihr stets $e = t^{1,4113 + 0,005 t}$.

Daß diese Formel die Schmidt'schen Versuche vollkommen darstellt; daraus würde sehr wahrscheinlich werden, daß wir in ihr das wahre Gesetz für die Expansivkraft der Wasserdämpfe aufge-

*) Am angeführten Orte; S. 273 f.

funden hätten, wären die Schmidtschen Versuche keinem Einspruche ausgesetzt. So aber zeigt sie nur, daß bei diesen Versuchen noch andre Ursachen auf den Stand des Quecksilbers in der Barometer-röhre Einfluß gehabt haben müssen, die von den verschiedenen Temperaturen eben so wohl nach einem festen Gesetze, als die Expansivkraft der Wasserdämpfe abhingen. Voraus gesetzt, daß Dalton's Bestimmungen die richtigen sind, so ist schon die ganze Form des Gesetzes, wie sie Herr Prof. Schmidt annimmt, unzulässig, da ihr gemäß zur Temperatur 0°R. nothwendig eine Expansivkraft $= 0$ gehören müßte, gegen Dalton's Versuche; und für Wärmegrade unter 0°R. paßt sie eben so wenig.

Das Gesetz, welches Dalton für die Expansivkraft der Dämpfe giebt, die über ihrer tropfbarren Flüssigkeit stehn, läßt sich folgender Maßen darstellen.

Erstens. Von einerlei Expansivkraft und den dazu gehörigen Temperaturen an gerechnet, sind die Veränderungen in der Expansivkraft der Dämpfe von Flüssigkeiten aller Art, für gleich viel Thermometergrade, völlig gleich. Am füglichsten geht man hierbei von einer Expansivkraft aus, welche dem mittlern Drucke der Atmosphäre am Meere, oder einem Drucke von 30 engl. Zoll Quecksilberhöhe gleich ist. Bei dieser Expansivkraft gerathen die Flüssigkeiten in freier Luft am Meere in Kochen.

Zweitens. Mißt man die Temperaturunterschiede nach Größen von $11\frac{1}{4}$ Fahrenheit'sch, und

setzt $1,25 = a$ und $0,015 = b$, *) so gehören, nach Dalton's Ansicht seiner Verfluche, folgende Temperaturen und Expansivkräfte zusammen.

Temperaturen Fahrenheit.	Expansivkräfte engl. Zoll Quecksilberhöhe
212°	30'
$212 + 11\frac{1}{4}^{\circ}$	30 $(a-b)$
$212 + 2 \cdot (11\frac{1}{4})$	30 $(a-b) (a-2b)$
$212 + 3 \cdot (11\frac{1}{4})$	30 $(a-b) (a-3b) (a-3b)$
.	.
.	.
$212 + m \cdot (11\frac{1}{4})$	30 $(a-b) (a-2b) \dots (a-mb)$

Temperaturen Fahrenheit.	Expansivkräfte engl. Zoll Quecksilberhöhe
212°	30'
$212 - 11\frac{1}{4}^{\circ}$	30 $\frac{1}{a}$
$212 - 2 \cdot (11\frac{1}{4})$	30 $\frac{1}{a(a+b)}$
$212 - 3 \cdot (11\frac{1}{4})$	30 $\frac{1}{a(a+b)(a+2b)}$
.	.
.	.
$212 - m \cdot (11\frac{1}{4})$	30 $\frac{1}{a(a+b) \dots (a+(m-1)b)}$

Die Folge der Exponenten hängt, wie man leicht sieht, in beiden Reihen von einem und dem-

*) Dann ist $a = \frac{1}{2} \cdot 11\frac{1}{4}$, und $b = \frac{1}{735} \cdot 11\frac{1}{4}$.

selben Gesetze ab, und beide Reihen machen daher eigentlich nur eine aus. *) Dafs jene Form aber doch

*) Um von einer Temperatur zu der nächst höhern in der Reihe der Temperaturen zu kommen, z. B. von der Temperatur $212 - m \cdot (11\frac{1}{2})$ zu der von $212 - (m - 1) (11\frac{1}{2})$, multiplicire man den Exponenten für die Expansivkraft mit $a + (m - 1) b$. So findet sich also z. B. aus der Expansivkraft

$30^{\frac{1}{a(a+b)}}$ für die Temperatur $212 - 2 (11\frac{1}{2})$, die Expansivkraft für $212 - 11\frac{1}{2}$ gleich

$30^{\frac{1}{a(a+b)} \cdot (a+b)} = 30^{\frac{1}{a}}$, und daraus die nächst

höhere für $212 - 0 \cdot 11\frac{1}{2}$ gleich $30^{\frac{1}{a} \cdot a} = 30^1$ und daraus die für $212 + 11\frac{1}{2}$ gleich $30^{1 \cdot (a-b)}$, und so ferner. Die Nenner der Exponenten der Expansivkräfte für die Temperaturen unter dem Siedepunkte sind das, was Herr Kramp, (*Analyse des refractious*, p. 46,) *Fakultäten* aus der Basis a und der Differenz r nennt, und wofür er eigne Zeichen und eine eigne Rechnung erdacht hat, wonach der Ausdruck für die Expansivkraft des Wasserdampfs bei der Temperatur von $212 - m \cdot (11\frac{1}{2})$ Graden Fahrh. folgender seyn würde:

$30^{(1 : a^{m/b})}$ engl. Zoll Quecksilberhöhe. Dagegen sind die Exponenten der Expansivkräfte über dem Siedepunkte *Fakultäten* aus der Basis a und der *negativen* Differenz r dividirt durch die Basis, und daher würde nach Herrn Kramp's Bezeichnung die Expansivkraft des Dampfs in der Temperatur $212 + m \cdot (11\frac{1}{2})$ Grad Fahrh. $= 30^{(a^{m/b} : a)}$ seyn.

nicht die richtige für das Gesetz der Expansivkraft der Dämpfe seyn kann, erhellt daraus, daß die allgemeinen Glieder für $212 \mp m \cdot (11\frac{1}{4})$ Grad Temperatur *nur für ganze* Werthe von m , nicht für gebrochne gelten, und daß für Temperaturen, die nach andern Unterschieden, z. B. nach noch einmal so großen, fortschreiten, die Exponenten nicht nach demselben Gesetze wie hier von den Temperaturunterschieden abhängen können. Es wäre gewiß der Mühe werth, zu Dalton's Versuchen das entsprechende Gesetz aufzufuchen; dieses ist indess nicht ganz leicht.

3.

Vergleichung der Versuche Dalton's mit denen van Marum's über die Elasticität der Dämpfe verschiedenartiger Flüssigkeiten. Nach Versuchen, welche Herr van Marum über die Elasticität der Dämpfe mehrerer verschiedenartiger Flüssigkeiten in der torricellischen Leere bei der mittlern Temperatur der Luft angestellt hat, und die in den *Annales*, I, 153, beschrieben sind, fand sich bei 10° R. oder 56° F. Wärme, die Elasticität der Dämpfe von *Wasser* $= 0,4$, von *Alkohol* $= 1,5$, von *liquidem Ammoniak* $= 7,2$ und von *Aether* $= 12,5$ pariser Zoll Quecksilberhöhe. Späterhin bestimmten Clement und Desormes auf dieselbe Art die Elasticität des Dampfs von *liquidem Schwefelkohlenstoffe* $= 9,5$ par. Zoll Quecksilberhöhe, ungefähr bei derselben Temperatur.

Nach Dalton's Tabelle müssen Wasserdämpfe, um diese Elasticitäten in der Ordnung, wie sie hier angegeben sind, zu haben, von folgenden Temperaturen seyn: 52° , 93° , 149° , 171° , 160° F. Die hier berechnete Temperatur des Wasserdampfs ist volle 4° niedriger, als die Temperatur, in welcher van Marum's Versuche angestellt wurden; daher wir von den übrigen Beobachtungen van Marum's ebenfalls kein näheres Zusammentreffen mit den Berechnungen nach Dalton's Gesetze zu erwarten haben. Da diesem neuen von Dalton entdeckten Gesetze gemäß die Dämpfe aller Flüssigkeiten in gleichem Temperaturabstande von ihren Siedepunkten gleiche Elasticität haben sollen, so mußte zu Folge der van Marumschen Versuche der Siedepunkt des *Alkohols* um $93 - 56 = 37^{\circ}$ F., der Siedepunkt des *liquiden Ammoniaks* um $149 - 56 = 93^{\circ}$, der Siedepunkt des *Aethers* um $171 - 56 = 115^{\circ}$, und endlich zu Folge Desormes der Siedepunkt des *liquiden Schwefelkohlenstoffs* $160 - 56 = 104^{\circ}$ unter dem Siedepunkte des Wassers, das ist, unter 212° , liegen. Daraus würde folgen, daß die Flüssigkeiten, mit denen Herr van Marum seine Versuche anstellte, folgende Siedegrade gehabt haben müßten: der *Alkohol* bei 175° , das *liquide Ammoniak* bei 119° , der *Aether* bei 97° , und der *liquide Schwefelkohlenstoff*, womit Desormes seine Versuche anstellte, ungefähr bei 108° F.

Diejenigen dieser Flüssigkeiten, welche Dalton zu seinen Versuchen über die Elasticität der Dämpfe brauchte, kochten bei folgenden Temperaturen: der *Alkohol* bei 175 bis 179°, das *liquide Ammoniak* bei 140° und der *Aether* bei 102°. Van Marum's Versuche mit Alkohol und mit Aether bestätigen daher Dalton's Versuche und die daraus gezogenen Schlüsse ganz gut, besonders wenn wir annehmen, daß van Marum sich etwas wasserfreierer Flüssigkeiten als Dalton bedient habe. Beim Ammoniak ist das wenigstens in die Augen fallend, da Dalton's liquides Ammoniak bei 60° F. Wärme nur eine Elasticität von 4,5 Zoll hatte, (S. 19.) — Den Siedepunkt des *Schwefelkohlenstoffs* haben die beiden französischen Chemiker nicht bestimmt, und wir lernen ihn erst hierdurch kennen.

4.

Vergleichung der Versuche Dalton's mit denen des Prof. Schmidt über die Expansivkraft der aus tropfbaren Flüssigkeiten sich bildenden Dämpfe in Räumen voll Luft. Hrn. Prof. Schmidt's hierher gehörige Versuche findet man in seinem Aufsatze über die Expansivkraft des mit Luft vermischten Wasserdampfs in Gren's *neuem Journale der Physik*, B. 4, S. 320 f., beschrieben. Sie wurden von ihm in demselben barometerähnlichen Instrumente mit zwei Gefäßen, das ihm zu den oben, (S. 28,) mitgetheilten Versuchen in Temperaturen unter dem Siedepunkte diente, und, auf diesel-

be Art wie jene, nur mit dem Unterschiede angestellt, daß Herr Prof. Schmidt jetzt in beide Gefäße Luft und so viel Wasser brachte, daß selbst in den höchsten Temperaturen des Versuchs noch etwas tropfbares Wasser zurückblieb. Er begnügte sich indess für dieses Mahl mit einer *einzig*en Reihe von Versuchen, welche von 0° bis 65° R. von 5° zu 5° geht. *) Folgendes ist eine Zusammenstellung der Resultate, wie Prof. Schmidt sie wirklich fand, und wie er sie nach den von Dalton's abstrahirten Gesetzen hätte finden müssen.

Bei einer Temperatur von 0° R. stand in diesem Versuche des Herrn Prof. Schmidt der Elasticitätsmesser auf 15,88 pariser Zoll; das war also der Druck, unter welchem Luft und Dampf, die in den Gefäßen eingeschlossen waren, sich bei 0° R. Temperatur befanden. Da nach Dalton's Tabelle, (S. 8,) die Expansivkraft des Wasserdampfs in dieser Temperatur 0,187 par. Zoll beträgt; so mußten, seiner Ansicht zu Folge, von dem ganzen Drucke 0,187'' auf den Wasserdampf und nur die übrigen 15,7'' auf die Luft kommen. — Wurden nun Luft und Wasser erwärmt, so kamen zwei Expansivkräfte ins Spiel, die sich nach ganz verschiedenen Gesetzen richteten, und beide gemein-

*) Bei noch zwei andern Reihen von Versuchen befand sich nur im untern Gefäße Wasser, und kamen so große Abweichungen von jenen Versuchen vor, daß Hr. Prof. Schmidt selbst sie verwirft.

schaftlich das Quecksilber im Elasticitätsmesser in die Höhe treiben mußten: *erstens* Erhöhung der Expansivkraft der Luft durch die Wärme; *zweitens* die Expansivkraft des entstehenden Wasserdampfs. Was die *erstere* betrifft, so hängt sie von dem Gesetze ab, nach welchem Luft durch die Wärme expandirt wird. Diese Expansion beträgt nach Gay-Lüffac's Versuchen, als den zuverlässigsten, (*Annalen*, XIV, 267,) und der von mir nachgetragenen Correction derselben, (*Annalen*, XII, 39ⁿ.) bei einer Temperaturerhöhung von 0° bis 80° R. 0,38 des Volums, den die Luft bei 0° R. einnimmt, und ist nahe gleichförmig für die zwischenliegenden Temperaturen. Danach ist in der folgenden Tabelle Columnne 5 berechnet, und daraus Columnne 4, da die Expansivkräfte, wenn der Raum nicht erweitert wird, in demselben Verhältnisse wachsen, in welchem, bei gleich bleibendem Drucke, das Volumen sich vermehren würde. *) Die *letztere*, nämlich die Expansivkraft des

*) Beim Ansteigen des Elasticitätsmessers wird Quecksilber aus dem Gefäße in die Barometerröhre gedrückt; also findet diese Bedingung nicht ganz statt. Die sich expandirende Luft bleibt nicht völlig in demselben Raume, sondern erweitert ihren Raum, muß also dadurch etwas an Expansivkraft verlieren. Das ist der Grund, warum das Quecksilber in der Röhre des Elasticitätsmessers nie so hoch stehen wird, als es nach der Berechnung sollte. Je weiter die Barometerröhre und je kleiner verhält-

bloßen Wasserdampfs in den verschiedenen Temperaturen, habe ich aus Dalton's Tabelle entlehnt, und die englischen Zolle nach der dort angegebenen Art auf pariser Zoll Quecksilberhöhe reducirt. Columnne 5 giebt die Summe dieser beiden Expansivkräfte, (der Luft und des Wasserdampfs,) an, wie sie nach Dalton's Gesetze seyn müßten, und Columnne 6 die Quecksilberhöhen, wie sie in Schmidt's Versuche wirklich gefunden wurde.

Tempera- turen.		Der Luft		Des Wasser- dampfs Exp. Kr. n. Dalt. Versuch in	Summe beider Exp. Kr. in	Von Schmidt beob. Exp. Kr. beider in	Unter- schied.
R.	Fahr.	Volum. G. Luft. Verh. mäs. *)	Expan- sivkraft nach P. Z. & H.	P. Z. & H.	P. Z. & H.	P. Z. & H.	Par. Zoll
0°	32°	1	15,70	0,187	15,88	15,88	0
15	65	1,071	16,81	0,593	17,40	17,30	— 0,1
25	88½	1,118	17,55	1,292	18,84	18,58	— 0,26
35	111	1,166	18,30	2,41	20,73	20,33	— 0,4
45	133½	1,213	19,04	4,54	23,58	22,40	— 1,18
55	156	1,261	19,79	8,02	27,81	26,70	— 0,91
65	178½	1,308	20,53	13,83	34,36	34,00	— 0,36

nismäßig der nicht mit Quecksilber und Wasser angefüllte Raum in beiden Gefäßen ist, desto größer wird dieser Unterschied ausfallen. Auf die Expansivkraft des Wasserdampfs hat die Raumerweiterung keinen Einfluss, so lange nur noch tropfbares Wasser, das verdampfen kann, vorhanden ist, und so lange die Temperatur dieselbe bleibt.

*) Gay-Lüffac's Versuche sind zwar nur mit Luft unter dem jedesmaligen Drucke der Atmosphäre angesehen; hätte indeß die Dichtigkeit der Luft auf das Gesetz ihrer Expansion Einfluss, so müßte die-

Die berechneten und die beobachteten Expansivkräfte in den beiden letzten Columnen stimmen, wie man sieht, so genau zusammen, als sich bei der Art, wie Herr Prof. Schmidt den Versuch anstellte, nur immer erwarten liefs, besonders wenn man erwägt, dafs aus den in der vorigen Anmerkung berührten Gründen, die von Hrn. Schmidt beobachteten Expansivkräfte nothwendig alle geringer, als die nach Dalton berechneten ausfallen mußten.

Dalton's Behauptung, dafs die *Expansivkraft* der mit Wasser in Berührung stehenden Luft, in jeder Temperatur, gleich sey der *Summe* der Expansivkräfte der trocknen Luft und des Wasserdampfs im Vacuo für diese Temperatur, wird folglich durch den Versuch Schmidt's aufs beste bestätigt. Ja Herr Prof. Schmidt selbst stellt, (am angeführten Orte, S. 351,) im Ganzen genommen dieselbe Behauptung auf; nur glaubte er, aus seinen Versu-

ses sich dessen ungeachtet schon bei seinen Versuchen geäußert haben. Herr Prof. Schmidt bemerkt am angeführten Orte, S. 353, ausdrücklich, dafs nach seinen Versuchen das Gesetz der Ausdehnung der völlig trocknen Luft durch die Veränderungen des Barometerstandes nicht merklich modificirt worden sey. Endlich setzen es General Roy's Versuche, (*Annalen*, XIV, 270, 271,) fast außer Streit, dafs Luft von allen Graden von Compression und Dilatation einerlei Expansibilität durch Wärme hat.

chen erhelle, *der mit Luft vermischte Wasserdampf* habe eine andre, und zwar bis zu 60° R. eine *kleinere Expansivkraft*, als der *reine Wasserdampf*, (d. h., als der Wasserdampf im luftleeren Raume, *) und die Expansivkraft einer mit Feuchtigkeit gesättigten Luft sey die Summe der Expansivkraft *dieses mit Luft vermischten* Wasserdampfs und der Expansivkraft der reinen Luft bei der gegebenen Temperatur. Da indess seine Berechnungen auf Versuchen beruhen, die nicht ganz richtig sind, **) und die gehörig verbessert zu Resultaten führen, welche mit Dalton's Gesetze zusammenstimmen; so fällt diese Annahme

*) Ueber die Temperatur von 60° R. hinaus soll sich die Expansivkraft beider, nach ihm, einander schnell nähern, und bei der Siedehitze sollen beide völlig gleich seyn.

**) Die Expansion der trocknen Luft von 0° bis 80° R. um 0,357 ihres Volumens, welche Herr Prof. Schmidt zum Grunde legt, ist zwar etwas, aber doch nur wenig zu geringe. Dagegen sind die Expansivkräfte des Wasserdampfs im luftleeren Raume, welche er aus seinen Versuchen folgert, in den Temperaturen von 66° F. an, und besonders bedeutend in den Temperaturen von 110° bis 189° F. zu groß, (S. 27.) Ueberdies setzt er die Expansivkraft des Wasserdampfs bei 0° R. gleich 0; und beachtet nicht den S. 41, Anm., angegebenen Grund, warum die beobachteten Quecksilberhöhen zu klein ausfallen mußten. Alles Gründe, warum das angegebne Resultat, welches Herr Prof. Schmidt aus diesen Versuchen zieht, durch sie in der That nicht bewährt werden kann.

von selbst fort; und dann haben wir völlige Harmonie zwischen beiden Physikern. *) — Und daß es endlich nicht bloß eine Eigenschaft des Wasserdampfs ist, *im luftvollen und im luftleeren Raume bei gleicher Temperatur gleiche ungeschwächte Expansivkraft zu äußern*, sondern daß dieses überhaupt *allen Dampfarten* zukommt; darin werden Dalton's Versuche, durch die schon früher angestellten, in ihrem Detail aber noch nicht bekannt gewordenen Versuche des großen Experimentators Volta, **) auch durch Versuche Desormes ***) aufs schönste bewährt.

5.

Expansion von Luft, 1. wenn sie mit tropfbaren Flüssigkeiten in Berührung, und 2. wenn sie bloß

*) Herr Prof. Schmidt sucht diese Annahme zwar dadurch zu rechtfertigen, daß er sich zwischen der Luft und dem damit vermischten Dampfe zwar *keine chemische Verwandtschaft*, (welche vielmehr den beobachteten Phänomenen zu widersprechen scheint,) aber doch eine *physische* oder *hygrometrische Verwandtschaft* oder *Anziehung* denkt, die, ohne die chemischen Eigenschaften beider zu ändern, ihre, (oder vielmehr bloß des Wasserdampfs,) Ausdehnbarkeit durch Wärme und ihr spezifisches Gewicht verändert. Der Begriff einer solchen physischen Verwandtschaft möchte sich indess schwer rechtfertigen lassen, auch nicht ausreichen, die Umstände bei der Expansion der mit Wasser in Berührung stehenden Luft zu erklären.

**) Vergleiche *Annalen*, XII, 395; XIV, 265.

***) Vergleiche *Annalen*, XIII, 144.

feucht ist; und eine neue Bestimmung der Dichtigkeit des Wasserdampfs. Die gänzliche Unabhängigkeit des Drucks der Luft und des mit ihr vermischten Dampfes von einander, fällt noch mehr bei dem merkwürdigen Gesetze ins Auge, welches Dalton für die *Expansion* der Luft aufgefunden hat, wenn sie bei einer bekannten Temperatur mit einer verdampfaren Flüssigkeit in Berührung gebracht wird. Um dieses Gesetz nicht falsch zu verstehen, muß man auf die zwei verschiedenen Zustände aufmerksam seyn, in welchen Luft und Wasser, (dieses mag uns hier jede andre verdampfare Flüssigkeit repräsentiren,) mit einander vorkommen können.

Einmahl kann die Luft *bloß feucht*, d. h., mit Wasserdampf vermischet seyn, ohne doch mit tropfbarem Wasser in Berührung zu seyn. Dann wird bei Erwärmung nicht die *Menge* des Wasserdampfs vermehrt, sondern lediglich eine constante Menge Dampf *expandirt*, und das ist der Fall, den Dalton in seinen Versuchen über die Ausdehnung der expansibeln Flüssigkeiten durch Wärme, (*Annalen*, XII, 310,) beachtet hat, nicht aber der, von dem hier die Rede ist. Auf ihn wollen wir nachher wieder zurückkommen.

Zweitens kann die Luft mit tropfbarem Wasser in Berührung stehn, und zwar muß, soll der Fall nicht zusammengesetzt werden, hierbei des Wassers so viel seyn, daß auch in den höhern Tempera-

turen immer noch tropfbares Wasser übrig bleibt. *) Wird unter diesen Umständen die Temperatur erhöht, so haben wir den Fall, welchen das hier aufgestellte, von Dalton neu entdeckte Gesetz voraussetzt, daß nämlich bei Erweiterung des Raums sich immer mehr Dampf bilde, und dieser immerfort von derselben Expansivkraft bleibe: Eine Voraussetzung, aus der zugleich folgt, daß die Expansivkraft von Dampf, welcher mit der tropfbaren Flüssigkeit frei communicirt, lediglich von der Temperatur, nicht aber von dem Drucke abhängt, unter dem die tropfbare Flüssigkeit steht, und daß er für größern und geringern Druck bei gleicher Temperatur durchaus derselbe bleibt. **)

*) Sonst tritt der Fall, sobald alles tropfbare Wasser verdampft ist, unter die erste Voraussetzung, und bei fernerer Erhitzung ist die Expansion nach ihr zu bestimmen.

**) Ist dieses der Fall, so muß bei gleich bleibender Temperatur der Dampf durch Druck in dem Maaße zerlegt werden, in welchem der Raum, den der Dampf einnimmt, durch den Druck vermindert wird; und so umgekehrt bei Erweiterung des Raums. Ist der Druck auf einer tropfbaren Flüssigkeit größer, als die Expansivkraft ihres Dampfes, und sind die Umstände so, daß nicht anders Dampf entweichen kann, als wenn er diesen Druck überwältigt, so kann kein Dampf bestehen. Das würde unter andern in allen Temperaturen unter der Siedehitze der Fall seyn, hätte der aufsteigende Dampf wirklich den Druck der Atmosphäre zu überwinden, ehe er sich in der Luft erheben könnte.

Man setze die Expansivkraft von Wasserdampf, der in Berührung mit hinlänglich viel tropfbarem Wasser stehe, bei einer gegebenen Temperatur t gleich f Zoll Quecksilberhöhe. Eine gegebne Menge reiner trockner Luft, die unter einem Drucke von p Zoll Quecksilberhöhe steht, und bei derselben Temperatur t das Volumen v habe, dehne sich, wenn sie bei unveränderter Temperatur und gleich bleibendem Drucke p mit tropfbarem Wasser von derselben Temperatur in Berührung kömmt, bis zu einem Volumen $= v'$ aus. Unter diesen Umständen findet, nach Dalton's abgeänderten und vervielfältigten Versuchen, stets das merkwürdige Gesetz statt, daß $v' = \frac{p}{p-f} v$ ist. *) Diesem Gesetze gemäß verhalten sich die Volumina gleicher Mengen von reiner Luft, und von Luft, die mit tropfbarem

*) Diese Formel setzt voraus, daß Luft und Dampf unter dem unveränderten Drucke p bleiben, daß folglich der Raum, welchen zuvor die Luft allein einnahm, sich erweitern lasse, so lange bis beide vereint den Druck p ausüben, unter dem zuvor die Luft allein stand. Man sieht leicht, wie hierin die Bedingung liegt, daß $p > f$ seyn muß. Für 212° Wärme ist unter einem Drucke von 30 engl. Zoll Quecksilberhöhe $p = f$, folglich, nach der obigen Formel, $v' = \infty$, weil nämlich in diesem Falle die Luft unter gar keinem Drucke bleibt, und sich also ins Unendliche expandiren muß, ist nur immer noch tropfbares Wasser vorhanden, und werden die Dämpfe nicht abgekühlt.

barem Wasser in Berührung steht, bei gleicher Temperatur und unter gleichem Drucke, (das ist, $v:v'$), wie die Differenz der Expansivkräfte der reinen Luft und des Dampfes bei dieser Temperatur, zur Expansivkraft der Luft, oder wie $p - f : p$, und nicht wie die Expansivkraft der Luft zur Summe der Expansivkraft von Luft und Dampf, (oder $p : p + f$), wie das auf den ersten Anblick das natürlichere scheint, und auch vom Herrn Prof. Schmidt am angeführten Orte S. 351 angenommen wird.

Gesetzt, die Luft erfüllte, wenn sie mit Dampf gemengt ist, den Raum v' ganz auf eine ähnliche Art, wie reine trockne Luft den Raum v , so müßte das mit geringerer Dichtigkeit, und folglich auch mit einer geringern Expansivkraft geschehn, und zwar mit einer Expansivkraft, die in dem Verhältnisse von $v' : v$, mithin auch von $p : p - f$ geringer als die Expansivkraft der reinen Luft wäre. Da diese aber gleich p ist, so müßte die Expansivkraft der mit Dampf vermischten Luft gleich $p - f$, folglich um die Expansivkraft des Dampfes kleiner als der Druck seyn, unter welchem beide zusammen stehn. Man sieht hieraus, daß die Expansion unter diesen Umständen gerade so ist, als sie seyn müßte, wenn Luft und Dampf *völlig unabhängig* von einander, und eins vom andern *nicht gestört*, sich durch den ganzen Raum, den sie vereint einnehmen, expandirten, und als wenn der Wasserdampf den Druck p , unter welchem beide vereint stehn, um seine Expansivkraft f verminderte, so daß für die

Luft nur ein Druck $p - f$ übrig bliebe, bei dem sie sich, um bis zur gleichen Expansivkraft herab zu kommen, in dem Verhältnisse von $p - f : p$ expandiren muß.

Nach Dalton ist die hier entwickelte Ansicht keine bloße Idee, sondern es hat mit der Expansion der Luft durch Dampf aus tropfbarem Wasser wirklich die angegebne Bewandtniß. Nach ihm repelliren sich die Theilchen des Dampfs nur unter sich, eben so die Lufttheilchen nur unter sich; die Dampftheilchen und Lufttheilchen sind dagegen ohne alle Wirkung auf einander; sie stoßen sich nicht gegenseitig ab, ziehn sich auch nicht an, und sind durch einander auf das gleichförmigste verbreitet, vermöge der Repulsion, welche die Lufttheile gegen einander, und eben so die Dampftheile gegen einander ausüben. Daher wird weder die Expansivkraft noch die Dichtigkeit der Luft *an sich* durch den Dampf im mindesten verändert; beide sind ganz dieselben, es mögen sich zwischen den Lufttheilchen Dampftheilchen befinden oder nicht. Nur darin ändert der Dampf etwas, daß die Expansivkraft desselben der Expansivkraft der Luft zu Hülf kömmt, und daß beide gegen Hindernisse mit vereinter Kraft drücken: der Dampf, so lange tropfbare Flüssigkeit vorhanden ist, bei derselben Temperatur, mit einer constanten Kraft; die Luft mit einer Kraft, welche mit ihrer Dichtigkeit zu- oder abnimmt. Diese *neue Theorie*, welche Dalton aufstellt, (vergl. *Annalen*, XII, 385, und XIII, 458,)

scheint auf den ersten Anblick vieles für sich zu haben, könnte uns jedoch in andern Rücksichten leicht in neue Schwierigkeiten verwickeln; auf jeden Fall verdient sie eine sorgfältige Prüfung.

Herr Prof. Schmidt stellt sich die Wirkung des Dampfes auf die Luft unter diesen Umständen anders vor, wie aus dem zu erhellen ist, was er S. 295 bei Gelegenheit eines der hygrometrischen Fundamentalversuche von Sauffüre bemerkt. Sauffüre hatte in einen großen gläsernen Ballon, der über 4 par. Kubikfuß Luft faßte, ein Thermometer, ein Barometer und ein Hygrometer gestellt, und die Luft über ausgeglühter Pottasche möglichst ausgetrocknet; das Barometer stand darin auf 27 par. Zoll, das Thermometer auf 14 bis 15° R., und man suchte während des Versuchs es auf diesem Stande zu erhalten. Er brachte nun angefeuchtete genau abgewogene Leinwand hinein, worauf das Barometer bis auf 7'' 6''' stieg, dabei war die feuchte Leinwand um 48 Gran leichter geworden. *) —

*) Nach allen nöthigen Correctionen giebt Sauffüre das Resultat dieses Fundamentalversuchs folgendermaßen an, im §. 126 und 127 seiner Hygrometrie, (S. 146 der deutschen Uebersetzung:) „Das Barometer stand auf 27'' und stieg auf 27'' 5''', 7941, (= 27,483 par. Zoll.) Der Thermometerstand war 15° R., und auf 1 par. Kubikfuß ausgetrockneter Luft kamen wahrscheinlich nur 10 Grain Wasser, die es in elastischer Gestalt in sich aufgenommen hatte.“ Nach Dalton's Tabelle ist die Expansiv-

„Dieses berechtigt,“ sagt Herr Prof. Schmidt, „zu der Voraussetzung, der Wasserdampf habe sich mit der eingeschlossnen Luft *blofs mechanisch* vermischt und sie *verdichtet*, so, als wenn ein Antheil atmosphärischer Luft hinzugekommen wäre; und zwar, Mariotte's Geetze entsprechend, in diesem Falle um $\frac{1}{5}$.“ Wie indess Dampf, der durch den ganzen Raum verbreitet ist, die Luft darin *verdichten* könne, (wofern sich nicht beide chemisch zu einem Körper andrer Art verbinden;) das sich zu verdeutlichen, scheint mir ungleich mehr Schwierigkeit als Dalton's Hypothese zu haben. *)

kraft des Wasserdampfs bei 15° R., 0,593 par. Zoll = 7,116 par. Linien. Folglich hätte das Barometer während des Verdünnens um diese Höhe steigen müssen, und daß es nur um 5,794 par. Linien stieg, scheint ein Beweis zu seyn, daß die Luft im Ballon zu Anfang des Versuchs nicht vollkommen von allen Wasserdämpfen befreit gewesen sey, daß folglich auch am Ende des Versuchs ein Kubikfuß Luft nach dem Verhältnisse von 5,794 : 7,116 mehr Luft als 10 Grain, also wahrscheinlich 12,28 Grain Wasserdampf enthalten haben müsse. - Diese nach Dalton's Versuchen verbesserten Data werde ich bei meinen folgenden Rechnungen zum Grunde legen.

*) Herr Prof. Schmidt zieht, dieser seiner Ansicht gemäß, aus dem Saefstättchen Versuche die Folgerung, daß, da der Dampf die Luft um $\frac{1}{5}$ comprimirt habe, der Wasserdampf $\frac{3}{5}$ des Ballons, mithin ein Volumen von $\frac{3}{5}$ Kubikfuß müsse eingenommen haben, und daß also Wasserdampf von 14° R. Wärme, in einem Volumen von $\frac{3}{5}$ par. Ku-

ed. Nun noch etwas über den zuerst angeführten, und vorhin nur kurz berührten Fall, nämlich *über die Expansion bloß feuchter Luft*, die nicht mit tropfbarem Wasser in Berührung steht, wo wir es also mit einer *constanten* Menge von Wasserdampf, die, *ohne vermehrt zu werden*, bloß durch Wärme ausgedehnt wird, (s. S. 46,) zu thun haben.

Ist Luft, die unter einem Drucke von p Zoll Quecksilberhöhe steht, (welches zugleich ihre Dichtigkeit mißt,) mit Wasser bei einer Temperatur t eine Zeit lang in Berührung gewesen, so haben wir nicht mehr reine Luft, sondern ein aufs gleichför-

bikufs 48 Grain Wasser enthalte, folglich 1056 malh specifisch leichter als Wasser sey.

Dalton's Theorie gemäß wirkte hier der Wasserdampf ganz anders. Er war durch den ganzen luftvollen Raum verbreitet, und erfüllte ihn gerade so als den luftleeren, ganz mit derselben Dichtigkeit. Sofern ein gegebner Druck, z. B. von p Zoll Quecksilberhöhe, ganz und allein auf Dampf wirkt, kann unter ihm nur Dampf von einer so hohen Temperatur, ($= T$,) bestehn, daß die Expansivkraft desselben p Zoll beträgt oder mehr. Stehn dagegen Luft und Dampf gemeinschaftlich unter einem Drucke p , und die Expansivkraft des Dampfs für eine gegebne Wärme, ($= t$,) ist f , folglich die der Luft $p - f$; so trifft von diesem Drucke nur der $\frac{f}{p}$ Theil den Dampf. Folglich muß unter gleichem Drucke p , Dampf von der Temperatur t und der Expansivkraft f , der mit Luft vermischt ist, $\frac{p}{f}$ malh dünner seyn, als Dampf von der

migste durch einander verbreitetes Gemenge von Luft und Wasserdampf; und zwar ist, wenn Druck und Temperatur unverändert geblieben sind, dem, was eben aus einander gesetzt worden, gemäß, die Expansivkraft und Dichtigkeit der Luft $p - f$ und die Expansivkraft des Wasserdampfs f . Dieses Gemenge nennen wir *feuchte Luft*. Bei unverändertem Drucke p werde ein bekanntes Volumen von dieser feuchten Luft, ohne in Berührung mit tropfbarem Wasser zu stehn, erwärmt. Sofern vom ganzen Drucke p , unter welchem die feuchte Luft steht, $p - f$ Theile auf die Luft, und f Theile auf

Temperatur T und der Expansivkraft p . Ist p dem Luftdrucke gleich, so wäre T die Siedehitze, und es mußte daher im Sauffürchen Versuche, wo $t = 15^\circ$, $f = 0,593$ und $p = 27,483$ pariser Zoll war, der Wasserdampf, (bei 15° Reaum. Wärme,) $\frac{27,483}{0,593} = 46,34$ mahl dünner als der Dampf des siedenden Wassers im luftleeren Raume unter dem Drucke von 27,483 p. Zoll Quecksilberhöhe seyn.

Hiernach würde nun die Rechnung folgendermaßen ausfallen: Es enthielt in Sauffürche's Versuche 1 par Kubikfuß Luft 12,28 Grain solchen Wasserdampfs bei 15° Wärme und bei einem Drucke von 27,483 par. Zoll. Dieser Dampf war folglich, (da 1 pariser Kubikfuß Wasser 70.9216 Gran wiegt,) $\frac{70,9216}{12,28} = 5763,4$ mahl specifisch leichter als Wasser, oder 60 mahl specifisch leichter als atmosphärische Luft unter demselben Drucke; und daher müßte der Dampf von Wasser, das unter einem Drucke

den Wasserdampf kommen, wird diese feuchte Luft sich durch Wärme nur unter der einzigen Bedingung genau eben so als trockne Luft expandiren können, daß durch alle Stufen der Expansion, immer die Expansivkraft der Luft und des Dampfes im Verhältnisse von $p - f : f$ bleiben. Sonst würde der Theil des Drucks, der auf die Luft kömmt, variiren, und dadurch ein Bestimmungsgrund für das Volumen der Luft mit in das Spiel kommen, der bei der reinen Luft fehlte. Diese Bedingung setzt wieder voraus, daß die Expansivkraft von Luft und Dampf, von dem alle tropfbare Flüssigkeit ausgeschlossen ist, durch gleiche Grade von Wärme in

von 27,483 pariser Zoll im luftleeren Raume siedet,
 $\frac{52534}{46734} = 1133$ mahl spec. leichter als Wasser seyn.

Herr Prof. Schmidt giebt dem Dampfe des siedenden Wassers ein spec. Gewicht von höchstens $\frac{1}{1133}$, (s. am ang. Orte S. 301 f.,) und gewöhnlich bestimmt man dasselbe auf $\frac{1}{1333}$. Man sieht indeß aus gegenwärtiger Auseinandersetzung, wie höchst unbestimmt und schwankend diese Angabe ist. Für die Dichtigkeit des Dampfes von Wasser, das im luftleeren Raume unter einem auf den Dampf wirkenden Drucke, der dem Luftdrucke gleich ist, siedet, ist diese Dichtigkeit zu geringe; und bei Wasser, das an freier Luft siedet, sind die Umstände viel zu sehr zusammengesetzt, als daß sich, so viel ich einsehe, über die Dichtigkeit des Wasserdampfes, unter diesen Umständen, Rechnungen anstellen, oder bestimmte und bleibende Werthe durch Versuche ausmitteln ließen.

gleichem Verhältnisse erhöht werde, daß folglich beide einzeln *gleich expansibel* seyn müssen. Daß dieses, wenigstens bei Aetherdampf, wirklich der Fall sey, hat Gay - Lüssac durch einen Versuch gefunden. (*Annal.*, XII, 288.) Und daß es auch bei Wasserdämpfen und bei allen übrigen Dampfarten der Fall seyn müsse, läßt sich dem zu Folge, was eben dargethan worden, daraus schließen, daß reine trockne Luft und feuchte Luft insgesamt *gleich expansibel* sind. *) Und so dient also eins dieser Gesetze, das andere zu bestätigen.

*) Schon Sauffüre fand trockne und feuchte Luft *gleich expansibel*. (*Annales*, XII, 266.) Dalton trocknete die Gasarten, mit denen er seine Expansionsversuche anstellte, zuvor über Schwefelsäure, (*Annales*, XII, 311;) Gay - Lüssac beobachtete diese Vorsicht nicht, und trieb sogar das Gas durch Druck von Wasser in seinen Ballon; (*Annales*, XII, 275;) und doch erhielten beide einerlei Resultate über die Expansion der luftförmigen Flüssigkeiten durch Wärme. Daß Prieur du Vernois so viel größere Expansionen fand, lag nicht daran, daß seine Gasarten feucht, sondern daß sie mit tropfbarem Wasser in Berührung waren, also zum Theil unter den zweiten Fall gehörten. — Auch Herr Prof. Schmidt scheint die Verschiedenheit dieser beiden Fälle nicht beachtet zu haben, da er Luft, die mit tropfbarem Wasser in Berührung ist, mit *Feuchtigkeit völlig gesättigte Luft* nennt, und voraus setzt, daß bei *nicht ganz gesättigter feuchter Luft* die Expansivkraft des Wasserdampfs der Menge desselben in einem gegebenen Raume Luft pro-

6.

Einige Bemerkungen über Luftthermometer und Wasserbarometer. Geſetzt, ein *Wasserbarometer* lieſe ſich durch Auskochen auch vollkommen luftleer machen, ſo muß es in den gewöhnlichen Temperaturen der Luft doch immer beträchtlich niedriger ſtehn, als es im Vergleiche mit einem Queckſilberthermometer ſollte, weil die Expansivkraft des Queckſilbers in dieſen Temperaturen ganz unbedeutend, die des Waſſers aber ſchon ziemlich beträchtlich iſt. Bei einer Temperatur von 16° R. oder 68° F. beträgt ſo z. B. die Expansivkraft der Waſſerdämpfe 0,675 engl. Zoll Queckſilberhöhe, $= 9,38$ Zoll Waſſerhöhe, (das ſpec. Gewicht des Queckſilbers zu 13,5 gerechnet.) Folglich muß wegen dieſer nicht unbedeutlichen Expansivkraft des Waſſers *) der Stand

portional ſey. Dieſe Benennungen ſcheinen mir auf einer nicht ganz richtigen Anſicht der Sache zu beruhen; iſt gleich die letztere Vorausſetzung an ſich richtig, ſo ſcheint es doch nicht die darauf gegründete Behauptung zu ſeyn, daß Luft von verſchiednen Graden von Feuchtigkeit durch gleiche Wärmegrade ungleich expandirt werde. Die Tafel D bei Herrn Prof. Schmidt würde aus dieſem Grunde ganz fortfallen müſſen.

*) Dieſe Expansivkraft kömmt dem Waſſer ſo gut in dem Zuſtande zu, wo es durch eine überwiegende äußere Kraft in dem Zuſtande tropfbarer erſt noch zu expandirender Flüſſigkeit erhalten wird, als wo es ſchon in expandirter Geſtalt als luftförmiges Waſ-

des vollkommensten Wasserbarometers bei 68° Wärme um 9,58 engl. Zoll niedriger seyn, als man ihn durch Rechnung nach einem Quecksilberbarometer finden würde. Bei einer Wärme von 80° F., (22° R.), welches keine übermäßig große Sommerhitze ist, würde das Wasserbarometer um volle 13,5 engl. Zoll zu niedrig stehn. Dieses ist ein Grund, warum die Saugröhren bei Pumpenkünsten, schließt der Kolben auch noch so luftdicht, nie die Länge haben dürfen, welche ihnen sonst, dem niedrigsten

fer oder als Dampf erscheint. Daher scheint mir der Ausdruck: *expansible Flüssigkeit*, zur Bezeichnung einer luftförmigen oder einer sogenannten *elastischen Flüssigkeit* sehr übel gewählt zu seyn. Eine luftförmige oder elastische Flüssigkeit ist gleich expansibel und compressibel; dagegen sind viele expansible Flüssigkeiten bloß expansibel, und so gut als gar nicht compressibel, diejenigen nämlich, die sich durch einen stärkern äußern Druck oder durch Mangel an Wärme im Zustande tropfbarer Flüssigkeit befinden. Der Zustand der *Luftförmigkeit* kann daher durch den Ausdruck: *expansibel*, nicht bezeichnet werden; und mag gleich Elasticität bei festen Körpern etwas anders als bei flüssigen bedeuten, so muß man doch billig zu dem allgemeinen Ausdrucke: *elastische Flüssigkeit*. zur Bezeichnung luftförmiger Flüssigkeiten zurückkehren, so viel Mühe Gren, (unstreitig durch einen Mißverständnis verleitet, sich auch gegeben zu haben scheint, statt dieses richtigern, jenen falschen Ausdruck in Umlauf zu bringen. — Ob wohl alle Arten von Wasser gleich expansibel sind?

Stande des Quecksilberbarometers gemäßs, zukommen dürfte.

Alle *Luftthermometer*, in deren Gefäße die Luft durch gefärbtes *Wasser* oder durch gefärbten *Alkohol* gesperrt ist, müssen einen dem Anscheine nach sehr unregelmässigen Gang haben. In ihnen ist die Luft mit tropfbaren Flüssigkeiten, die leicht expansibel sind, in Berührung; sie befinden sich also insgesamt in dem Falle, für welchen das von Dalton entdeckte Gesetz: der Expansion S. 22 gilt, und erst dieses Gesetz giebt uns über den Gang derselben gehöriges Licht. Sofern nämlich die Luft in der Kugel und die Flüssigkeit, wenigstens in ihrer Berührung mit der Luft, von einerlei Temperatur sind, und die zu dieser Temperatur gehörige Expansivkraft der Flüssigkeit f ist, ferner das Volumen, welches trockne Luft von dieser Temperatur einnimmt, $= e$ ist, (ihr Volumen bei der Frostkälte unter demselben Drucke $= 1$ gesetzt,) und endlich der Druck, unter welchem die eingeschlossene luftförmige Flüssigkeit steht, wenn das Luftthermometer den gehörigen Stand angenommen hat, p Zoll Quecksilberhöhe beträgt; — ist der Raum, welchen die luftförmige Flüssigkeit in der Kugel unter diesen Umständen einnehmen muß, $= \frac{p}{p-f} \cdot e$ in Theilen des Luftvolums in der Frostkälte ausgedrückt, (s. S. 22.) Das Verhältniß zwischen Gefäß und Röhre bestimmt hiernach die *Gradation*, welche bisher noch niemand für Luftthermometer dieser Art anzugeben gewußt hat.

Bei *Luftthermometern mit Quecksilber*, (denen von Amontons und Bernouilli,) ist, wegen der ganz unbedeutenden Expansibilität des Quecksilbers in den Temperaturen unter dem Siedepunkte des Wassers, die Anomalie, welche bei jenen Luftthermometern so stark in die Augen fiel, nicht sichtlich. Gegen sie schien dagegen ein andres großes Bedenken obzuwalten. Das Quecksilber oxydirt sich nämlich allmählig auf Kosten der eingeschlossenen Luft, und verwandelt dadurch diese Luft immer mehr in Stickgas; Stickgas, glaubte man aber, habe eine andre Expansibilität durch Wärme, als atmosphärische Luft. Seitdem Dalton und Gay-Lussac dieses widerlegt haben, fällt jenes Bedenken weg. Zwar wird durch die Oxydirung das anfängliche Luftvolumen verringert, und dadurch sowohl der Nullpunkt der Scale verrückt, als auch jeder Grad kleiner; dadurch indess, daß man gleich anfangs, ehe man die Scale aufzeichnet, das Luftgefäß eine Zeit lang in kochendem Wasser läßt, möchte sich die Oxydirung vor der Graduirung bewirken lassen. Auch könnte es nicht schwer seyn, die Kugel statt mit atmosphärischer Luft gleich mit Stickgas oder mit Wasserstoffgas zu füllen. Weder diese Gasarten noch Dämpfe, die ihnen beigemischt wären, noch ein Grad von Compression der luftförmigen Flüssigkeit im Gefäße, würde auf den Gang des Luftthermometers den geringsten Einfluß haben; denn alle Gasarten, reine wie mit Dämpfen vermischte, dilatirte wie comprimirt, sind

durch gleiche Grade von Wärme insgesammt gleich expansibel, nach der wichtigen Entdeckung Dalton's und Gay-Lüffac's. Dämpfe würde man indess wohl deshalb abhalten müssen, damit das Quecksilber durch sie nicht farbig oxydirt werde, und damit nicht zugleich tropfbares Wasser in Dunstgestalt mit hineinkomme, welches den Gang des Instruments unrichtig machen würde. Und so ist denn also allerdings ein Luftthermometer mit Quecksilber, dessen Röhre gehörig calibriert ist, besonders ein altes, das neu graduirt wird, und das nicht das mindeste tropfbare Wasser enthält, ein sehr brauchbares Elaterometer.

7.

Beurtheilung einiger Einwendungen gegen die Eudiometrie; einige eudiometrische Grundsätze; und eine scheinbare Anomalie bei Mariotte's Gesetze. Hätten die verschiedenen Gasarten eine verschiedene Ausdehnbarkeit durch Wärme oder eine verschiedene Compressibilität durch Druck, so würde dieses auf die Resultate unsrer eudiometrischen Versuche, wo wir es mit Gemenge aus Sauerstoffgas und Stickgas zu thun haben, keinen unbedeutenden Einfluss haben. Hierauf machte vorzüglich aufmerksam Herr von Arnim in seinen Bemerkungen über einige bisher nicht beachtete Ursachen des Irrthums bei Versuchen mit dem Eudiometer, (*Annalen*, V, 414.) Der Correctionen und Weitläufigkeiten, welche dieser Umstand in die ohnehin schon allzu mis-

liche Eudiometrie gebracht haben würde, überheben uns Dalton's und Gay-Lüffac's Entdeckung der durchaus gleichen Expansibilität aller Gasarten, feuchter, wie trockner, durch Wärme. Möge die untersuchte Luftportion, da sie sich in der Atmosphäre befand, auch um volle 40° R. kälter gewesen seyn, als während des Versuchs, so ändert das im Resultate nichts; denn Sauerstoffgas und Stickgas sind durch gleiche Grade von Wärme gleich expansibel, und bleiben daher in allen Temperaturen ihrem Volumen nach in gleichem Verhältnisse. Eben so wenig dehnt das Stickgas sich aus, wenn das Sauerstoffgas davon getrennt ist, bleibt es nur in unveränderter Wärme und unter unverändertem Drucke. Denn die Expansivkraft beider Gasarten vereint, ist genau der Summe der Expansivkräfte beider einzeln genommen gleich, und ihr Volumen ist ihrer Expansivkraft verkehrt proportional.

• Ein gegebenes Volumen atmosphärischer Luft $= 1$, stehe unter einem Drucke von p Zoll Quecksilberhöhe, und enthalte m Theile Sauerstoffgas und n Theile Stickgas; so heisst das, es enthalte so viel von beiden Gasarten, daß, wenn jede *einzeln* unter dem ganzen Drucke stünde, dem beide zusammen ausgesetzt sind, jenes einen Raum von \bar{m} , dieses von n Theilen, also jenes das Volumen $\frac{m}{m+n}$, dieses das Volumen $\frac{n}{m+n}$ einnehmen würde. Nun sind zwar beide Gasarten durch das ganze Volumen

verbreitet, aber nicht *jede* in der Dichtigkeit, die dem Drucke p entspricht. Von diesem Drucke kömmt auf das Sauerstoffgas nach Dalton's Hypothese nur der Theil $\frac{m}{m+n} p$, und auf das Stickgas der Theil $\frac{n}{m+n} p$, und das Volumen, welches das erstere und welches das letztere unter gleichem Drucke, z. B. unter dem Drucke p , einnehmen würde, steht in dem Verhältnisse jenes Drucks, ist also *ungleich*, und richtet sich nach dem Verhältnisse $m:n$. Stellen wir im Eudiometer, nachdem das Sauerstoffgas absorbirt worden, das Stickgas allein unter dem Drucke p und in unveränderter Temperatur dar, so nimmt es einen geringern Raum ein, und zwar nur das Volumen $\frac{n}{m+n}$. Eben so würde das Sauerstoffgas allein, unter dem Drucke p dargestellt, das Volumen $\frac{m}{m+n}$ einnehmen. Beide Volumina zusammengenommen sind $= 1$, also dem Volumen des Gemenges gleich. Erhalten wir daher gleich durch das Eudiometer das Stickgas in einer andern Dichtigkeit, als worin es sich nach Dalton's Hypothese in der atmosphärischen Luft befindet, so lernen wir dadurch doch immer genau den Antheil der atmosphärischen Luft an Stickgas kennen, d. h., wie viel von einem gegebenen Volumen atmosphärischer Luft das Volumen des Stickgas, wenn es unter demselben Drucke als die Luft steht, beträgt. Und das ist es, was wir zu wissen verlangen. Denn dieses Volumen vom Ganzen ab-

gezogen, giebt genau das Volumen, den das Sauerstoffgas allein unter diesem Drucke einnehmen würde, und wir haben also, dadurch das Verhältniß der Voluminum beider Gasarten bei einerlei Druck.

Selbst der *Zustand der Feuchtigkeit der Luft* hat auf diese Bestimmung *keinen Einfluß*, wenn nur die Temperatur während des Versuchs unverändert bleibt. Die atmosphärische Luft sey mit Wasserdampf von der Expansivkraft f gemischt, gleich viel welche, (hat man sie durch Wasser steigen lassen, so wird f durch die jedesmahlige Temperatur des Wassers gegeben,) und beide mögen unter dem Drucke von p Zoll Quecksilberhöhe stehn. Von diesem Drucke kommen, nach Dalton's Hypothese, auf den Dampf f , auf das Sauerstoffgas $\frac{m}{m+n} \cdot (p - f)$, und auf das Stickgas $\frac{n}{m+n} \cdot (p - f)$ Zoll.

Der Dampf allein könnte unter dem Drucke p nicht bestehen; er vermindert ihn aber um f , und macht daher, daß die Luft, auf welche nur der Druck $p - f$ kömmt, sich aus dem Volumen 1 zu dem Volumen $\frac{p}{p-f}$ ausdehnt; und das ist jetzt der Raum, durch den alle drei elastische Flüssigkeiten ausgebreitet sind. Wird nun das Sauerstoffgas ablorbirt, so kömmt der ganze Druck p auf Dampf und Stickgas, und zwar auf jenen unveränderlich der Druck f , auf dieses der Druck $p - f$. Wie sich daher verhält $p - f$: $\frac{n}{m+n} (p - f)$, so muß sich der

Raum

Raum verhalten, durch den zuvor das Stickgas verbreitet war, (und das war das Volumen $\frac{p}{p+f}$) zu dem Raume, den es im letztern Falle einnimmt. Dieser ist also wieder der $\frac{n}{m+n}$ te Theil des Raums, den zuvor beide Gasarten und der Wasserdampf zugleich einnahmen. Der Antheil von Stickgas steht also auch in diesem Falle zu dem Antheile von Sauerstoffgas genau in dem Verhältnisse des so gefundenen Volumens $\frac{n}{m+n}$ zu dem Reste des Volumens $1 - \frac{n}{m+n} = \frac{m}{m+n}$; und $m:n$ ist das Verhältniß der Volumina beider Gasarten bei gleichem Drucke. Zwar sind die *absoluten* Räume, die beide Gasarten unter diesen Umständen einzeln unter dem Drucke einnehmen, nicht die, welche ihnen unter dem ganzen Drucke p , sondern nur die, welche ihnen unter dem Drucke $p - f$ zukommen; allein das hat auf das Verhältniß beider nicht den mindesten Einfluß. *Wir brauchen daher auf den Zustand der Feuchtigkeit der Luft bei eudiometrischen Versuchen nicht Rücksicht zu nehmen*, wofern wir nur darauf sehn, daß während des Versuchs alles bei gleicher Temperatur bleibt. Wiederum ein Resultat, welches die Eudiometrie sehr vereinfacht. — Hern Prof. Parrot's Fundamentalversuch für seine neue Hygologie und Eudiometrie, (*Annalen*, X, 168, Anm.) möchte hiernach schwerlich mit Dalton's Theorie in Harmonie zu bringen seyn; doch wir dürfen hoffen, daß Dalton's Unter-

Annal. d. Physik. B. 15. St. 1. J. 1803, St. 9. E

suchungen diesen scharffinnigen Physiker überhaupt veranlassen werden, die ganze Materie noch einmal auf das schärfste zu prüfen.

Da die hier vorgetragenen Gründe auch für den Fall gültig bleiben, wenn die Gasarten mit tropfbarem Wasser in Berührung sind, so ist es nicht nöthig, bei eudiometrischen Versuchen das Wasser zu vermeiden und die Luft mit Quecksilber zu sperren, bleibt nur während der Versuche die Temperatur des Wassers und der Luft unverändert; es sey denn, daß sich aus dem Wasser selbst, während des Operirens, Luft entwickle. Doch ist dieses, so viel ich weiß, nicht der Grund, warum man das Quecksilber dem Wasser vorziehen zu müssen geglaubt hat, sondern bloß der gefürchtete Einfluß der Feuchtigkeit auf das Volumen der Luft.

Es sey ein gegebenes Luftvolumen $= 1$, mit Wasserdampf von der Expansivkraft f gemischt, und beide mögen unter dem Drucke p stehn. Nun comprimire man solche Luft, bis sich Luft und Dampf zusammen unter einem m -fachen Drucke $= mp$ befinden, und das Volumen, welches sie nun einnehmen, sey v . Sofern die Temperatur bei diesem Versuche unverändert bleibt, wird von dem Dampfe während des Comprimirens so viel in tropfbares Wasser verwandelt, daß immer nur Dampf von der Expansivkraft f der Luft beigemiscelt bleibt. Folglich kömmt auf die Luft allein anfangs der Druck $p - f$; nach Erhöhung des Drucks bis auf mp aber der Druck $mp - f$, welcher beträchtlich größer als das m -fache des erstern ist. Da nun das

Volumen, welches Dampf und Luft zusammenge-
nommen einnehmen, Dalton's Gesetze gemäß,
dem Drucke, unter welchem die Luft allein steht,
verkehrt proportional seyn muß, und sich verhält
 $mp - f : p - f = 1 : \frac{p-f}{mp-f}$, so wird der
Raum, den Luft und Dampf unter dem Drucke
 mp einnehmen, oder v , $= \frac{p-f}{mp-f}$ seyn.

Sofern in unserm Falle f immer nur sehr klein
gegen mp ist, wird daher v nahe seyn $\frac{1}{m} \cdot \left(\frac{p-f}{p}\right)$.
Blosse Luft würde unter dem m fachen Drucke das
Volumen $\frac{1}{m}$ einnehmen. Folglich erhalten wir in
unserm Falle, wegen der Verwandlung des Dampfs
in tropfbares Wasser, unter höhern Drucke eine zu
große Condensation, und zwar ist das Volumen
der Luft nahe um $\frac{f}{p}$ zu klein, die Condensation al-
so nahe um diese *constante Größe* zu groß. — Und
hierdurch glaube ich Aufschluß über die in den *Ann.*,
VI, 417, von H. v. Arnim aus Fontana's *Opus-*
cules, Paris 1784, p. 126, citirten Versuche zu haben,
vermöge deren die Compressibilität des Stickgas $\frac{1}{1.5}$
größer als die der atmosphärischen Luft seyn sollte. *)

*) Dafs Mariottische Gesetz gilt nach diesen Versu-
chen für alle 12 von Fontana versuchte luftför-
mige Flüssigkeiten genau. Nach Lichtenberg's
Magazin, B. 2, S. 165, sollen Fontana's Ver-
suche, die mit einer Compressionspumpe bis zum
4fachen Drucke der Atmosphäre angestellt wurden,
eine Compressibilität gegeben haben, die für Sauer-
stoffgas um $\frac{1}{5.6}$, für Stickgas um $\frac{1}{6}$, für Wasser-
stoffgas um $\frac{1}{8.6}$, für Salpetergas um $\frac{1}{10.6}$, und für

Gesetzt Fontana habe das Stickgas durch Wasser von $16\frac{1}{2}^{\circ}$ R. Wärme steigen lassen, so war es mit Wasserdampf gemischt, dessen Expansivkraft nach Dalton's Tabelle 0,7 engl. Zoll Quecksilberhöhe betrug, und es mußte sich daher dem Scheine nach um $\frac{0,7}{50}$, das ist, um $\frac{7}{500}$ stärker, als vollkommen trockne Luft, verdichten. Befindet sich in der atmosphärischen Luft Wasserdampf von 0,4 engl. Zoll Expansivkraft, so würde diese Luft sich scheinbar um $\frac{0,4}{50}$ oder um $\frac{2}{250}$ stärker, als völlig trockne Luft, verdichten, und das vorige Stickgas würde um $\frac{1}{100}$ stärker compressibel als diese atmosphärische Luft zu seyn scheinen. Alles das wäre aber *bloßer Schein*, durch Tropfbarwerdung der beigemischten Wasserdämpfe veranlaßt. *) — Diese Täuschung findet bei Dilatation der Luft nicht statt, wohl aber kann sie nach Umständen auf die Resultate eudiometrischer Versuche Einfluß haben, und darf daher in der Eudiometrie nicht übersehen werden.

Kohlenfaures Gas um $\frac{1}{80}$ kleiner als die der atmosphärischen Luft war.

*) Dieses ist unstreitig auch der Grund, warum Sulzer, als er den *Mariottischen Versuch* über die Compression der atmosphärischen Luft in dem einen Schenkel einer Heberöhre, durch Quecksilber Säulen im andern Schenkel, wiederholte, und bis zum 8fachen Drucke der Atmosphäre fortsetzte, (*Mém. de l'Acad. de Berlin*, 1753, p. 116,) etwas *stärkere* Compressionen fand, als sie nach Mariotte's Regel seyn sollten. Es betrug, nämlich, als die Luft in dem einen Schenkel

Wir haben, wie die letztere Erörterung zeigt, bis jetzt in der That keinen Grund, allen Arten von Gas, und zwar feuchten wie trocknen, eine *gleiche Dilatabilität durch Verminderung des Drucks*, unter welchem sie stehn, abzusprechen; eben so wenig, zu läugnen, daß sie im Zustande völliger Trockniß, oder gleicher Feuchtigkeith, alle *gleich compressibel durch Druck* sind. Vielmehr sprechen Analogie und Erfahrungen, (so weit sie reichen,) für dieses identische Verhalten aller, auch bei ver-

eine Höhe ein-

nahn von 12'' ; 9'' ; 6'' ; 3'' ; 2'' ; 1,7''
die Höhe des

Drucks 29'' ; 57,6'' ; 55,1'' ; 105,3'' ; 157,6'' ; 198,2''

Nach Mariotte's Gesetze hätte zu dieser Höhe des Drucks gehören müssen

eine Dichtigk.

d. Luft von 1 ; 1,3 ; 1,9 ; 3,64 ; 5,7 ; 6,59
und eine Luft-

säule von 12'' ; 9,21'' ; 6,52'' ; 5,15'' ; 3,26'' ; 1,75''
Differenz in Theilen

dieser Luftsäule — 0,023 ; 0,05 ; 0,09 ; 0,115 ; 0,145

Also fand sich eine

zu starke Com-

pressibilität um 0,018 ; 0,026 ; 0,025 ; 0,022 ; 0,021

Wie man sieht, eine in allen Dichtigkeiten nahe um gleich viel zu große Compressibilität, nämlich etwa um $\frac{1}{17}$, welche sich also aus der Zersetzung des Wasserdampfs mit zunehmendem Drucke völlig erklären würde, hätten sich in der atmosphärischen Luft, mit welcher Sulzer den Versuch anstellte, Dämpfe von der Expansivkraft 0,7 engl. Zoll befinden. So hoch steigt zwar selbst in den Sommermonaten die Expansivkraft der Wasserdampfs in

mindertem oder vermehrtem äussern Drucke, Mariotte's Gesetze entsprechend. — Und so wären denn die Gesetze der Expansibilität und der Expansion elastischer Flüssigkeiten sehr viel einfacher, als es die Physiker bisher nur gehofft hatten.

freier Luft nicht, (Dalton fand sie nur zu 0,5 engl Zoll, wie der Leser aus einer Abhandlung im nächsten Stücke der Annalen sein wird,) allein die Stubenluft enthält immer weit mehr Feuchtigkeit als die Luft im Freien; und höchst wahrscheinlich war es Stubenluft, mit der Sulzer den Versuch anstellte. Lambert, in seiner Pyrometrie, S. 25, schreibt die Anomalie im Sulzer'schen Versuche der Luft zu, die aus dem eingeschütteten Quecksilber sich in den eingespernten Luftraum hineingezogen habe. Das konnte aber höchstens gleich zu Anfang statt finden, und erklärt ganz gut, warum bei 9" Länge die Compressibilität verhältnißmässig um weniger zu viel als weiterhin ausfiel. Der wahre Grund der zu grossen Compressibilität liegt ohne Zweifel an den Wasserdämpfen, daher man Mariotte's Versuch eigentlich mit getrockneter Luft anstellen mußte.

Auch bei den Versuchen, die Lambert S. 23 aus Müller's *Collegium experimentale* anführt, fand sich in der Erfahrung eine ganz ähnliche zu grosse Compressibilität der atmosphärischen Luft, im Vergleiche mit Mariotte's Gesetze. — „Im Gegentheile,“ bemerkt Lambert mit Recht, „hätte man eher Gründe, zu glauben, daß die Luft sich *weniger* als nach dieser Regel zusammenziehe, weil bei engerm Raume das, was in der Luft Materie ist, mehr in Betracht kommt.“
