XI. *Untersuchungen über die specifischen Wärmen
der elastischen Flüssigkeiten;
von Hrn. V. Regnault.
(Compt. rend. T. XXXVI. p. 676.)*

Seit mehr als zwölf Jahren beschäftige ich mich damit, die Elemente zu sammeln, welche erforderlich sind zur Lösung der allgemeinen Aufgabe:

Welche Bewegungs-Arbeit kann eine gegebene Wärmemenge, theoretisch genommen, leisten, wenn sie, unter verschiedenen practisch herstellbaren Umständen, zur Entwicklung und zur Ausdehnung verschiedener elastischer Flüssigkeiten angewandt wird.

Die vollständige Lösung dieser Aufgabe würde nicht nur die wahrhafte Theorie der jetzt gebräuchlichen Dampfmaschinen geben, sondern auch die der Maschinen, in welchen der Wasserdampf ersetzt wäre durch einen andern Dampf oder selbst durch eine permanente elastische Flüssigkeit, deren Elasticität durch Wärme erhöht wird.

Zur Zeit, da ich diese Untersuchungen unternahm, schien mir die Aufgabe einfacher als jetzt. Ausgehend von den damals in der Wissenschaft anerkannten Sätzen, war es leicht, die verschiedenen Elemente derselben scharf zu definiren, und ich erdachte Methoden, mittelst deren sich hoffen liefs, successive die Gesetze derselben zu finden und Zahlenwerthe für sie festzusetzen. Allein, wie es gewöhnlich in Erfahrungswissenschaften geht: je mehr ich in meinen Studien vorrückte, desto mehr erweiterte sich der Gesichtskreis. Die Fragen, die mir anfangs am einfachsten erschienen, wurden bedeutend verwickelt; und vielleicht würde ich nicht den Muth gehabt haben, diesen Gegenstand anzugreifen, wenn ich vom Anfange an alle Schwierigkeiten dabei eingesehen hätte.

Bis zur jüngsten Zeit hat man angenommen, das die von einer selbst elastischen Flüssigkeit entwickelten oder

absorbirten Wärmemengen gleich seyen, wenn die Flüssigkeit aus einem selben Anfangszustand in einem identen Endzustand übergeht, in welchem Sinne auch der Uebergang geschehe; kurz man nahm an, daß die Wärmemengen nur von dem Anfangs- und Endzustand der Temperatur und des Druckes abhängig seyen, und nicht von den intermediären Zuständen, welche die Flüssigkeit durchlaufen hat. S. Carnot veröffentlichte i. J. 1824 unter dem Titel: *Réflexions sur la puissance motrice du feu*, ein, anfangs nicht sehr beachtetes, Werkchen, in welchem er als Princip aufstellte, daß die von einer Dampfmaschine geleistete Arbeit herrühre von dem Uebergang der Wärme der heisseren Quelle, welche die Wärme aussendet, zu dem kälteren Condensator, der sie zuletzt aufnimmt. Hr. Clapeyron hat die Carnot'sche Hypothese durch den Calcul entwickelt, und gezeigt, daß die von einem selben Gase gewonnenen oder verlorenen Wärmemengen dann nicht mehr alleinig von dessen Anfangs- und Endzustand abhängen, sondern auch von den intermediären Zuständen, die es durchlaufen hat.

Die mechanische Wärmetheorie hat seit einigen Jahren Beifall gefunden, und sie beschäftigt gegenwärtig eine große Anzahl Mathematiker. Allein man hat mit dem Carnot'schen Princip eine wichtige Abänderung vorgenommen; man hat angenommen, daß die Wärme in mechanische Arbeit, und umgekehrt, die mechanische Arbeit in Wärme verwandelt werden könne. Nach der Carnot'schen Theorie ist die Wärmemenge, welche die elastische Flüssigkeit bei ihrem Eintritt in die Maschine besitzt, gänzlich wieder enthalten in der austretenden Flüssigkeit oder im Condensator; die mechanische Arbeit wird alleinig bewirkt durch den Uebergang der Wärme aus dem Kessel, durch die Maschine hin, zu dem Condensator. Nach der neuen Theorie bewahrt diese Wärmemenge nicht ganz den Zustand als Wärme; ein Theil verschwindet beim Durchgang durch die Maschine und die geleistete bewegende Arbeit ist in allen Fällen proportional der verlorenen Wärmemenge. So
ist

ist bei einer Dampfmaschine, ohne oder mit Condensation, mit oder ohne Expansion (*détente*), die mechanische Arbeit proportional dem Unterschiede zwischen der Wärmemenge, die der Dampf bei seinem Eintritt in die Maschine besaß, und derjenigen, welche er bei seinem Austritt oder im Momente seiner Condensation noch besitzt. Um, nach dieser Theorie, von einer selben Wärmemenge das Maximum des mechanischen Effects zu erhalten, muß man es so einrichten, daß dieser Wärmeverlust der möglich größte werde, d. h. daß die Spannkraft, welche der abgespannte Dampf im Momente seines Eintritts in den Condensator noch besitzt, die möglich schwächste sey. In allen Fällen ist jedoch die Wärmemenge, welche in der Dampfmaschine zur mechanischen Arbeit benutzt wird, ein sehr kleiner Bruch von derjenigen, die man genöthigt war, dem Kessel mitzutheilen. Bei einer Dampfmaschine mit Expansion, ohne Condensation, bei welcher der Dampf unter einem Drucke von fünf Atmosphären eintritt und unter dem Drucke einer Atmosphäre wieder austritt, beträgt die Wärmemenge welche der Dampf bei seinem Eintritt besitzt, nach meinen Versuchen etwa 653 Einheiten, und die, welche er bei seinem Austritt noch behält, 637. Nach der obigen Theorie würde also die zur mechanischen Arbeit benutzte Wärmemenge nur $653 - 637 = 16$ Einheiten seyn, d. h. bloß $\frac{1}{40}$ der dem Kessel gegebenen Wärmemenge. Bei einer Maschine mit Condensation, welche gesättigten Dampf von fünf Atmosphären empfing, und dessen Condensator beständig eine Spannkraft von 55 Millimeter Quecksilber bewahrte, wäre die Wärmemenge des Dampfs bei seinem Eintritt 653 Einheiten, und die bei seiner Condensation in dem Momente, wo er für die mechanische Wirkung verloren ist, 619 Einheiten. Die benutzte Wärmemenge betrüge also 34 Einheiten oder etwas mehr als $\frac{1}{20}$ der dem Kessel zugeführten.

Einen größern Bruchtheil von zur mechanischen Arbeit benutzter Wärme erhält man, entweder indem man den Dampf bei seinem Eintritt in die Maschine überhitzt, oder

indem man die Temperatur der Condensation möglichst erniedrigt. Allein dieß letztere Mittel ist in Praxis schwer zu verwirklichen; und überdieß würde es nöthigen, die zum Condensiren bestimmte Menge kalten Wassers bedeutend zu vergrößern, was bewegende Arbeit verbrauchte, und man könnte zur Speisung des Kessels nur sehr wenig erhitztes Wasser anwenden. Leichter wird man dasselbe Ziel erreichen, wenn man dem Wasserdampf in der Maschine eine geringere Expansion erlaubt und diesen Dampf durch Einspritzung einer sehr flüchtigen Flüssigkeit, wie Aether oder Chloroform, verdichtet. Die Wärme, welche der Wasserdampf im Moment dieser Condensation besitzt, und von welcher man nur einen sehr kleinen Theil in mechanische Arbeit hätte umwandeln können, geht in die flüchtigere Flüssigkeit über und verwandelt sie in Dampf von hohem Druck. Leitet man diesen Dampf in eine zweite Maschine, wo er sich ausdehnt (*détend*) bis zu der Spannkraft, wo das Einspritzwasser ihn practisch in den Condensator führen kann, so wird ein Theil der Wärme in Bewegungsarbeit umgewandelt; und die auf die numerischen Data meiner Versuche gestützte Rechnung zeigt, daß dieser Theil viel größer ist als der, welchen man durch eine beträchtlichere Ausdehnung (*détente*) des Wasserdampfs in der ersten Maschine hätte erhalten können. Auf diese Weise erklärte sich vollkommen das ökonomische Resultat, welches sich durch Verknüpfung zweier Maschinen, einer mit Wasserdampf, und einer mit Aether- oder Chloroform-Dampf, erhalten läßt und worüber man seit einiger Zeit Versuche angestellt hat.

In den Luftmaschinen, in denen die bewegende Kraft durch die von der Wärme bewirkte Ausdehnung des Gases oder Erhöhung der Spannkraft desselben erzeugt wird, würde die bei jedem Kolbenhub hervorgebrachte Bewegungsarbeit proportional seyn dem Unterschied der Wärmemengen, welche die eintretende und die austretende Luft besitzt, d. h. dem Wärmeverlust, welchen die Luft beim Durchstreichen der Maschine erleidet. Allein da bei dem

System von Ericson die Wärme, welche die austretende Luft besitzt, sich auf die Körper wirft, denen die neu eintretende Luft sie entzieht, um sie wieder in die Maschine zu führen, so sieht man, dafs, theoretisch, in diesen letzteren Maschinen alle verbrauchte Wärme zur Bewegungs-Arbeit benutzt wird, während in den besten Dampfmaschinen die zur mechanischen Arbeit benutzte Wärme nur $\frac{1}{10}$ der angewandten ist. Wohl verstanden, vernachlässige ich hier alle äufseren Verlüste, sowie alle mechanischen oder industriellen Hindernisse, welche sich in Praxis einstellen können.

Die HH. Joule, Thomson und Rankine in England, die HH. Mayer und Clausius ¹⁾ in Deutschland, haben, oft von verschiedenen Gesichtspunkten ausgehend, den Calcül dieser mechanischen Wärmetheorie entwickelt, und gesucht, daraus die Gesetze aller die Gase betreffenden Erscheinungen herzuleiten. Meinerseits habe ich seit langer Zeit in meinen Vorlesungen ähnliche Ideen ausgesprochen, zu denen ich durch meine experimentellen Untersuchungen über die elastischen Flüssigkeiten geführt ward. Bei diesen Untersuchungen stiefs ich in der That in jedem Augenblick auf Anomalien, die mir nach der älteren Theorie unerklärlich schienen. Um eine Idee davon zu geben, will ich einige der einfachsten Beispiele anführen:

Erstes Beispiel. 1) Eine Gasmasse sey unter dem Druck von 10 Atmosphären in einen Raum eingeschlossen, den man plötzlich verdoppele. Der Druck sinkt dadurch auf 5 Atmosphären herab.

2) Zwei Behälter, von gleicher Räumlichkeit, stehen in einem und demselben Calorimeter; der eine sey mit Gas unter 10 Atmosphären gefüllt, der zweite vollkommen leer. Plötzlich setze man die beiden Behälter in Verbindung; das Gas verbreitet sich in einen doppelten Raum und der Druck sinkt auch hier auf 5 Atmosphären.

1) Hrn. Holtzmann nicht zu vergessen.

In beiden Versuchen sind also Anfangs- und Endzustand des Gases dieselben, aber diese Einerleiheit der Zustände ist von sehr verschiedenen Wärme-Resultaten begleitet, denn während man bei dem ersten eine bedeutende Erkaltung beobachtet, zeigt bei dem zweiten das Calorimeter nicht die geringste Temperaturveränderung.

Zweites Beispiel. 1) Eine Gasmasse M durchstreiche, unter dem Druck der Atmosphäre, erstlich ein Schlangenrohr, worin sie sich auf 100° erwärme, und dann ein Calorimeter, dessen anfängliche Temperatur 0° sey. Sie steigere die Temperatur dieses Calorimeters auf t° .

2) Dieselbe Gasmasse durchstreiche, unter dem Druck von 10 Atmosphären, erstlich das Schlangenrohr, worin sie sich bis 100° erhitze, und dann das Calorimeter von 0° unter demselben Druck. Sie steigert nun die Temperatur des Calorimeters bis t'° , und die Erfahrung zeigt, daß t' sehr wenig von t abweicht.

3) Dieselbe Gasmasse durchstreiche, wieder unter dem Druck von 10 Atmosphären, das Schlangenrohr und erhitze sich darin bis 100° ; allein ehe es an die Mündung des Calorimeters von 0° oder an irgend einen Punkt seines Verlaufs gelangt, dehne das Gas sich aus bis auf den Druck von einer Atmosphäre, so daß es beim Austritt aus dem Calorimeter mit dessen Temperatur und mit dem Druck der äußeren Atmosphäre im Gleichgewicht stehe. Man beobachtet nun am Calorimeter eine Temperatur-Erhöhung t'' .

Nach den älteren Theorien müßte die Wärmemenge, welche das Gas im Versuche No. 3 abgegeben hat, gleich seyn der in No. 2, vermindert um die Wärmemenge, welche das Gas bei seiner ungeheuren Ausdehnung vom einfachen aufs zehnfache Volum absorbirt hat. Dagegen giebt der Versuch für t'' einen Werth, der größer ist als t' und als t .

Ich könnte noch Mehres anführen, würde aber dadurch dem vorgreifen, was ich in der Folge zu sagen habe. Ich verspare daher die Auseinandersetzung für den Zeitpunkt, wo ich die Gesammtheit meiner Versuche über die Zu-

sammendrückung und Ausdehnung der Gase veröffentlichen werde.

Jedenfalls zeigen die angeführten Versuche zu Genüge, wie umsichtig man seyn muß, wenn man aus Versuchen, bei welchen Gase in Bewegung sind, Elasticitätsveränderungen erleiden und eine oft schwer zu schätzende mechanische Arbeit verrichten, Schlüsse ziehen will; denn die Wärme-Effecte hängen grösstentheils ab von der Ordnung und der Art, in welcher diese Veränderungen vollzogen werden.

So leicht eine physikalische Theorie auch anzudeuten ist, so schwierig ist es unglücklicherweise sie mit Schärfe zu specificiren, so daß nicht allein alle schon von der Wissenschaft erlangten Thatsachen auf sie bezogen, sondern auch die bis dahin der Beobachtung entgangenen aus ihr abgeleitet werden können. Die Theorie der Lichtwellen, wie sie von Fresnel aufgestellt worden ist, bietet davon bis jetzt allein ein Beispiel in der Physik dar. Die mathematische Behandlung der Wärmeprobleme, unter mechanischem Gesichtspunkt betrachtet, führt wie alle analogen Probleme zu einer partiellen Differentialgleichung zweiter Ordnung zwischen mehrern Variablen, die unbekannte Functionen von einander sind. Diese Functionen repräsentiren wahrhafte physikalische Elementargesetze, welche man kennen müßte, um eine vollständige Lösung des Problems zu erhalten. Die Integration der Gleichung führt willkürliche Functionen ein, deren Natur man zu entdecken suchen muß, indem man die von der Gleichung gegebenen Resultate vergleicht mit denen der directen Versuche und mit den aus diesen abgeleiteten Gesetzen. Unglücklicherweise sind bei der Wärme die directen Versuche selten auf einfache Phänomene anwendbar; gewöhnlich betreffen sie complexe Fragen, die zugleich von mehrern Gesetzen abhängen, und oft ist es schwierig anzugeben, welcher Antheil einem jeden von ihnen zukomme. Der Experimentator muß alsdaun suchen, die Umstände unter welchen er arbeitet, zu modificiren, damit in den einzelnen Versu-

chen der Antheil, welcher jedem der Elementarphänomene und dessen Gesetze zukommt, möglichst verändert werde. Er bekommt somit Bedingungsgleichungen, die zur Aufindung der allgemeinen Theorie eine große Hülfe gewähren können, denn diese, wie sie auch seyn möge, muß denselben Genüge leisten.

Dieser Gesichtspunkt ist es, auf welchen ich meine Untersuchungen gerichtet habe; ich bin immer bemüht gewesen, die Umstände, unter welchen ich arbeitete, genau anzugeben, damit meine Versuche, welche Theorie auch zuletzt obsiegen möge, nutzbar seyen.

Im J. 1847 habe ich den ersten Theil meiner Untersuchungen veröffentlicht; er bildet den 21sten Band der *Mémoires de l'Académie* ¹⁾. Seit jener Zeit habe ich nicht aufgehört sie zu verfolgen; allein die Versuche, welche sie erforderten, waren so zahlreich, die numerischen Rechnungen so lang und mühsam, daß mir die Ausführung derselben unmöglich gewesen wäre, wenn ich mich nicht der kräftigen Mitwirkung der HH. Izarn und Descos zu erfreuen gehabt hätte, denen ich hiemit öffentlich meine Erkenntlichkeit bezeuge.

Die Gegenstände meiner neuen Versuche sind folgende:

1) Die Beziehungen zwischen den Temperaturen und den Spannkraften einer großen Anzahl gesättigter Dämpfe, von den schwächsten Spannkraften an bis zu der von 12 Atmosphären.

2) Die Spannkraften dieser selben Dämpfe bei Sättigung und Nichtsättigung in den Gasen.

3) Die Spannkraften der Dämpfe von gemischten Flüssigkeiten bei Sättigung.

4) Die latente Wärme dieser Dämpfe unter verschiedenen Drucken, von den schwächsten an bis zu denen von 8 und 10 Atmosphären.

5) Die latente Verdampfungswärme dieser selben Substanzen in den Gasen.

1) Die meisten der darin enthaltenen Abhandlungen sind in den *Annales* mitgetheilt. S. Bd. 74, S. 202.

6) Die specifische Wärme der permanenten Gase und der Dämpfe unter verschiedenen Drucken.

7) Die bei Compression und Dilatation der Gase entwickelten oder absorbirten Wärmemengen, es möge nun diese Dilatation geschehen durch Vergrößerung des Raums, oder vermöge des Durchgangs durch eine Oeffnung in dünner Wand, oder durch ein langes Haarröhrchen.

8) Die Wärmemengen, welche ein Gas absorbirt, wenn es während seiner Entlassung (*détente*) eine bewegende Arbeit verrichtet, die gänzlich im Innern des Calorimeters verbraucht, oder größtentheils aufserhalb benutzt wird.

9) Endlich die Dichtigkeit der Dämpfe bei Sättigung unter verschiedenen Drucken.

Die Versuche über diese Aufgaben, mit Ausnahme der letzten, sind gegenwärtig fast beendet. Allein da es noch geraumer Zeit bedarf, um sie zu ordnen und mit gehöriger Sorgfalt zu discutiren, so bin ich Willens, die allgemeinen Resultate nach und nach der Akademie vorzulegen, in der Hoffnung sie künftig in Gesamtheit zu veröffentlichen. Heute werde ich nur meine Untersuchungen über die Wärmecapacitäten mittheilen.

Wärmecapacitäten der elastischen Flüssigkeiten.

Die specifische Wärme der elastischen Flüssigkeiten läßt sich auf zweierlei Weisen definiren. Bei der ersten nennt man *specifische Wärme* diejenige Wärmemenge, die man einem Gase mittheilen muß, um seine Temperatur von 0° auf 1° zu erhöhen, wenn man es sich frei ausdehnen läßt, so daß es eine constante Elasticität behält; bei der zweiten ist es die Wärmemenge, die man ihm mittheilen muß, um seine Temperatur von 0° auf 1° zu steigern, wenn man es zwingt dasselbe Volum zu behalten, also seine Spannkraft zu erhöhen.

Die erste dieser Capacitäten nennt man: *specifische Wärme des Gases unter constantem Druck*, die zweite: *specifische Wärme bei constantem Volume*. Die erstere allein fällt mit der zusammen, welche man für die Wärmecapa-

cität der starren und flüssigen Körper angenommen hat, und sie allein gestattet auch eine directe experimentelle Bestimmung.

Seit einem Jahrhundert ist eine große Anzahl Physiker mit Untersuchung der specifischen Wärme der elastischen Flüssigkeiten beschäftigt gewesen. Crawford, Lavoisier und Laplace, Dalton, Clément und Désormes, de la Roche und Bérard, Haycraft, Gay-Lussac, Dulong, de la Rive und Marcet haben nach einander Untersuchungen über diesen Gegenstand veröffentlicht. Die meisten dieser Physiker haben gesucht, durch Erfahrung gewisse Gesetze nachzuweisen, zu welchen sie durch *a priori* gefasste Ideen über die Constitution der elastischen Flüssigkeiten geleitet worden waren. Sie haben sich weniger darauf gelegt, die Zahlenwerthe der Wärmecapacitäten verschiedener Gase in Bezug auf die allgemein zur Einheit angenommene des Wassers zu bestimmen, als die einfachen Verhältnisse aufzusuchen, welche sie bei denselben voraussetzten. Die Schlüsse, zu welchen sie gelangten, sind im Allgemeinen sehr fehlerhaft.

Die Arbeit von de la Roche und Bérard, welche 1813 von der Akademie gekrönt ward, ist noch heute die vollständigste über diesen Gegenstand, und zugleich die, deren Resultate sich am wenigsten von der Wahrheit entfernen. Diese Ueberlegenheit rührt nicht allein her von der großen Sorgfalt, welche diese geschickten Experimentatoren auf ihre Versuche verwandten, sondern auch von der directen Methode, welche sie befolgten, während die meisten der anderen Physiker Methoden des Umweges einschlugen, bei denen das gesuchte Element oft nur einen sehr geringen Einfluß äußerte.

Die allgemeinen Schlüsse, welche de la Roche und Bérard aus ihrer Arbeit zogen, waren folgende:

1. Die specifische Wärme der Gase ist nicht gleich für alle, sie möge nun auf Volume oder auf Gewichte bezogen werden. Sie hat in diesen beiden Beziehungen folgende Werthe:

Specifische Wärme.	Bei gleichem Volum.	Bei gleichem Gewicht.	Specifisches Gewicht.
Luft	1,0000	1,0000	1,0000
Wasserstoff	0,9033	12,3401	0,0732
Kohlensäure	1,2583	0,8280	1,5196
Sauerstoff	0,9765	0,8848	1,1036
Stickstoff	1,0000	1,0318	0,9691
Stickstoffoxydul	1,3503	0,8878	1,5209
Ölbildendes Gas	1,5530	1,5763	0,9885
Kohlenoxyd	1,0340	1,0805	0,9569

2. Die Wärmecapacitäten dieser selben Gase, bezogen auf Wasser, werden durch folgende Zahlen ausgedrückt:

Specifische Wärme des Wassers	1,0000
„ „ der atmosphärischen Luft	0,2669
„ „ des Wasserstoffs	3,2936
„ „ der Kohlensäure	0,2210
„ „ des Sauerstoffs	0,2361
„ „ des Stickstoffs	0,2754
„ „ des Stickstoffoxyduls	0,2369
„ „ des ölbildenden Gases	0,4207
„ „ des Kohlenoxyds	0,2884
„ „ des Wasserdampfs.	0,8470

3. Die specifische Wärme der atmosphärischen Luft, in Bezug auf Volume betrachtet, nimmt zu mit der Dichtigkeit, aber nach einem wenig schnellen Verhältnifs. Wenn das Verhältnifs der Drucke $\frac{1}{1,3583}$ ist, ist das der specifischen Wärmen: $\frac{1}{1,2396}$

4. Nach theoretischen Betrachtungen, die sich überdies auf directe Versuche von Gay-Lussac stützen, nehmen de la Roche und Bérard an, daß die specifische Wärme der Gase rasch mit der Temperatur zunehme.

Das sind die genauesten Kenntnisse, welche wir bis heut über die specifische Wärme der Gase besitzen und welche auch allgemein von den Physikern angenommen worden sind. Die Gränzen, welche ich mir in diesem Auszug zu stecken genöthigt bin, verhindern mich, die von

meinen Vorgängern angewandten Methoden zu besprechen und die meinigen aus einander zu setzen. Ich bemerke blofs, dafs ich bei diesen Untersuchungen auf grofse Schwierigkeiten gestofsen bin, nicht allein in Bezug auf das Experimentiren, sondern auch in theoretischer Hinsicht. Die zu Anfange dieser Vorlesung auseinander gesetzten Betrachtungen werden dies leicht begreiflich machen. Obwohl meine ersten Versuche schon 15 Jahr alt sind und ich sie bereits damals in meinen Abhandlungen über die specifische Wärme der starren und flüssigen Körper ankündigte, so ist es doch erst nach Anwendung der mannigfachen Methoden und entgegengesetzten Correctionselemente, dafs ich heute meine Resultate mit Zutrauen der Akademie vorlege.

Nach meinen Versuchen ist die specifische Wärme der Luft, in Beziehung auf Wasser:

zwischen —	30° C.	und +	10° C.	0,2377
„	+ 10	„	+ 100	0,2379
„	+ 100	„	+ 225	0,2376

Also verändert sich die specifische Wärme der Luft, entgegen den Versuchen von Gay-Lussac, nicht merklich mit der Temperatur. Versuche mit einigen andern permanenten Gasen führten zu einem ähnlichen Schlufs.

Bei den Versuchen über die atmosphärische Luft, bei denen der Druck von 1 bis 10 Atmosphären schwankte, fand ich keinen merklichen Unterschied zwischen den Wärmemengen, die eine selbe Gasmasse abgiebt, wenn sie um eine selbe Anzahl von Graden erkaltet. Also würde, im Widerspruch mit den Versuchen von de la Roche und Bérard, die für Druckschwankungen von 1 bis blofs 1,3 Atmosphäre einen sehr merklichen Unterschied angaben, die specifische Wärme einer selben Gasmasse unabhängig seyn von der Dichtigkeit. Versuche mit mehrern andern Gasen haben mich zu analogen Schlüssen geführt. Ich gebe jedoch dies Gesetz mit einigem Vorbehalt. Ich konnte noch nicht entscheiden, ob die Wärmecapacität unter verschiedenem Druck absolut constant sey oder einer sehr

geringen Veränderung unterliege, weil meine Versuche eine kleine Berichtigung wegen des Bewegungszustandes des Gases erfordern.

Die spezifische Wärme der Luft, bezogen auf Wasser, nämlich 0,237, ist bedeutend geringer als die von de la Roche und Bérard angenommene Zahl 0,2669; sie beruht auf mehr als hundert, unter den mannigfaltigsten Umständen gemachten Bestimmungen.

Einfache Gase.	Specifiche Wärmen		Dichtigkeiten.
	dem Gewicht nach.	dem Volume nach.	
Sauerstoff.	0,2182	0,2412	1,1056
Stickstoff	0,2440	0,2370	0,9713
Wasserstoff	3,4046	0,2356	0,0692
Chlor	0,1214	0,2962	2,4400
Brom	0,05518	0,2992	5,39

Ein Blick auf diese Tafel lehrt sogleich, daß die specifischen Wärmen des Sauerstoffs, des Stickstoffs und des Wasserstoffs, für gleiche Volume, sehr wenig von einander abweichen; mithin würde man zu der Annahme geführt werden, daß die specifische Wärme der einfachen Gase, bei gleichem Volume und unter gleichem Drucke, gleich ist. Allein für das Chlor und das Brom ergaben sich Zahlen, die zwar untereinander gleich, aber sehr bedeutend höher sind als die für die übrigen Gase gefundenen.

Zusammengesetzte Gase und Dämpfe.	Specifiche Wärmen		Dichtigkeit.
	nach Gewicht.	nach Volum.	
Stickstoffoxydul	0,2238	0,3413	1,5250
Stickstoffoxyd	0,2315	0,2406	1,0390
Kohlenoxyd	0,2479	0,2399	0,9674
Kohlensäure	0,2164	0,3308	1,5290
Schwefelkohlenstoff	0,1575	0,4146	2,6325
Schweflige Säure	0,1553	0,3489	2,2470
Chlorwasserstoff	0,1845	0,2302	1,2474
Schwefelwasserstoff	0,2423	0,2886	1,1912
Ammoniak	0,5080	0,2994	0,5894
Einfach Kohlenwasserstoff	0,5929	0,3277	0,5527
Doppelt Kohlenwasserstoff	0,3694	0,3572	0,9672

Zusammengesetzte Gase und Dämpfe.	Specifische Wärmen		Dichtigkeit.
	nach Gewicht	nach Volum.	
Vvasser	0,4750	0,2950	0,6210
Alkohol	0,4513	0,7171	1,5890
Aether	0,4810	1,2296	2,5563
Chlorwasserstoffäther	0,2737	0,6117	2,2350
Bromwasserstoffäther	0,1816	0,6777	3,7316
Schwefelwasserstoffäther	0,4005	1,2568	3,1380
Cyanwasserstoffäther	0,4255	0,8293	1,9021
Chloroform	0,1568	0,8310	5,30
Holländische Flüssigkeit	0,2293	0,7911	3,45
Essigäther	0,4008	1,2184	3,0400
Aceton	0,4125	0,8341	2,0220
Benzin	0,3754	1,0114	2,6943
Terpentinöl	0,5061	2,3776	4,6978
Phosphorchlorür	0,1346	0,6386	4,7445
Arsenichlorür	0,1122	0,7013	6,2510
Siliciumchlorid	0,1329	0,7788	5,86
Zinnchlorid	0,0939	0,8639	9,2
Titanchlorid	0,1263	0,8634	6,8360

Diefs sind die specifischen Wärmen aller flüchtigen Substanzen, die ich mir in hinreichender Menge und im Zustande der Reinheit verschaffen konnte.

Die specifische Wärme, welche ich durch eine große Zahl von Versuchen für den Wasserdampf erhalten habe, ist 0,475, kaum die Hälfte von derjenigen, welche de la Roche und Bérard fanden. Es ist merkwürdig, daß die specifische Wärme des Wasserdampfs sehr nahe gleich ist der des starren Wassers, des Eises, und nur die Hälfte von der des flüssigen Wassers.

Es bliebe mir nun noch übrig, die Werthe, welche ich für die specifischen Wärmen der zusammengesetzten elastischen Flüssigkeiten gefunden habe, in Bezug auf die darin enthaltenen einfachen Gase und auf die Verdichtungsweisen derselben zu discutiren, und die specifischen Wärmen derjenigen Körper, die im starren, flüssigen und gasigen Zustand, untersucht werden konnten, für diese drei Zustände miteinander zu vergleichen. Allein ich verspare diese Discussion für eine spätere Mittheilung, in welcher ich die latenten Verdampfungswärmen dieser selben Substanzen geben werde.