

## Werk

**Titel:** Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften mit Einschluss ihrer Anwendungen

**Jahr:** 1903

**Kollektion:** Mathematica

**Digitalisiert:** Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

**Werk Id:** PPN360709532

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

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

**LOG Id:** LOG\_0293

**LOG Titel:** A. Gasdruck.

**LOG Typ:** chapter

## Übergeordnetes Werk

**Werk Id:** PPN360504019

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

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

## Terms and Conditions

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

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

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

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

## Contact

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

lungen, welche diese inneren Bewegungen nicht in den Kreis ihrer Betrachtung ziehen und zwar Nr. 7—21 einschliesslich auf solche, welche die Moleküle als elastische Kugeln betrachten, wogegen dieselben in den Nrn. 22—25 als Anziehungszentra angesehen werden. In den Nrn. 26—28 wird dann über Abhandlungen referiert, welche sich mit der innern Bewegung der Moleküle der Gase beschäftigen, wobei aber letztere noch immer als ideale aufgefasst werden, welche Voraussetzung dann erst in dem weiter folgenden aufgegeben wird.

### A. Gasdruck.

**2. Einfachste Berechnung des Gasdruckes.** Der Druck der Gase entsteht nach den Vorstellungen der kinetischen Gastheorie durch die Stösse der Moleküle auf die Gefässwände. Die ersten neueren Berechnungen desselben wurden geliefert von *Herapath*<sup>5)</sup>, *Joule*<sup>6)</sup>, *Krönig*<sup>7)</sup>, *Clausius*<sup>8)</sup>, *Jochmann*<sup>9)</sup>. Über ältere Berechnungen sowie Entwicklungen von Ansichten, welche der kinetischen Gastheorie ähnlich sind, vgl. *Clausius*<sup>10)</sup> und *Maxwell*<sup>11)</sup>.

Denken wir uns ein cylindrisches Gefäss vom Querschnitt  $q$  und vertikaler Axe. Dasselbe sei oben von einem Stempel vom Gewichte  $P$  verschlossen, der einzig durch die Stösse der darunter befindlichen Moleküle schwebend erhalten werden soll. Es soll sich zunächst eine einzige sehr kleine Kugel von der Masse  $m$  und dem Durchmesser  $\sigma$  mit der Geschwindigkeit  $c$  zwischen dem Boden des Cylinders und dem Stempel in vertikaler Richtung hin und her bewegen und an beiden nach den Gesetzen des vollkommen elastischen Stosses abprallen. In demselben Momente, wo sie vom Boden ausgeht, soll der Stempel frei zu fallen beginnen. Wenn seine untere Fläche die Entfernung  $h$  vom Boden hat, so soll er mit der Kugel so zusammenstossen, dass sowohl seine Geschwindigkeit als auch die der Kugel gerade um-

5) *Mathematical physics etc*; by John Herapath, Esq. 2 vols, London, Whitaker and Co., and Herapath's Railway journal Office, 1847; *Annals of philosophy*, New series 1 (1821), p. 273, 340, 401.

6) *Joule*, *Mem. of the Manchester lit. and phil. society*, 2<sup>d</sup> series 9 (1851), p. 107; *Phil. mag.* (4) 14 (1857), p. 211.

7) *Krönig*, *Ann. Phys. Chem.* 99 (1856), p. 315.

8) *Clausius*, *Ann. Phys. Chem.* 100 (1857), p. 353; *Phil. mag.* (4) 14 (1857), p. 108; *Ges. Abh.* 2, p. 229.

9) *Jochmann*, *Osterprogramm des Kölnischen Gymnasiums zu Berlin 1859*; *Zeitschr. f. Math.* 1860, p. 24, 96; *Ann. Phys. Chem.* 108 (1860), p. 153.

10) *Clausius*, *Ges. Abh.* 2, p. 230; *Gastheorie*, p. 2.

11) *Maxwell*, *Papers* 2, p. 28; *Phil. Trans.* 157; *Phil. mag.* (4) 35, p. 132.

gekehrt wird. Wiederholt sich dieser Prozess beliebig oft, so wird in der That der Stempel durch die Stösse der Kugel schwebend erhalten, und man findet leicht, dass dann

$$mc^2 = P(h - \sigma)$$

sein muss.

Wenn  $\sigma$  gegen  $h$  verschwindet, reduziert sich dies auf

$$(1) \quad mc^2 = Ph.$$

Bewegen sich  $n$  Kugeln von verschwindendem Durchmesser statt einer in der Axe des Cylinders, welche sich sowohl unter einander als auch mit Boden und Stempel in äquidistanten Zeiten vollkommen elastisch stossen, so wird

$$(2) \quad nmc^2 = Ph.$$

Dieselbe Gleichung gilt auch im Mittel, wenn sich die Kugeln in verschiedenen zur Axe parallelen Geraden bewegen und die Zeitintervalle zwischen den Stössen bald etwas kürzer, bald etwas länger sind.

*Joule* und *Krönig* nahmen nun l. c. an, dass, wenn in einem Gase die Moleküle nach allen möglichen Richtungen unregelmässig herumfliegen, der Druck derselbe ist, als ob sich ein Drittel der Moleküle parallel der Axe, ein anderes Drittel parallel einer darauf senkrechten und das dritte Drittel parallel einer zu beiden vorhergehenden senkrechten Geraden hin- und herbewegen würden. Da dann die letzten beiden Drittel nicht stossend auf den Stempel wirken würden, so wäre

$$\frac{nmc^2}{3} = Ph,$$

wenn  $n$  die Gesamtzahl der Moleküle im Cylinder ist.

Setzt man das Volumen  $q \cdot h$  des Cylinders gleich  $V$  und bezeichnet mit  $p = \frac{P}{q}$  den auf die Flächeneinheit wirkenden Druck des Gases, so wird

$$(3) \quad \frac{nmc^2}{3} = pV.$$

*Clausius* betrachtet in seiner ersten Abhandlung l. c. ein Gefäss, das die Gestalt eines sehr niedrigen geraden Cylinders von der, gegen die mittlere Weglänge der Moleküle kleinen, Höhe  $h$  hat. Darin bewegen sich  $n$  Moleküle, alle mit derselben Geschwindigkeit  $c$ , aber gleichmässig nach allen Richtungen im Raume, so dass die Bewegungsrichtungen von  $\nu = n \sin \vartheta d\vartheta$  Molekülen mit der Axe des Cylinders einen Winkel bilden, welcher zwischen den Grenzen  $\vartheta$  und  $\vartheta + d\vartheta$  liegt. Diese, zwischen Basis und Decke hin- und herfliegenden,

$\nu$  Moleküle stossen in der Zeiteinheit  $\frac{\nu c \cos \vartheta}{2h}$  mal auf die Decke des Gefässes, wobei ein stossendes Molekül jedesmal die Bewegungsgrösse  $mc \cos \vartheta$  an dieselbe abgibt und beim Zurückprallen wieder von ihr empfängt, so dass alle  $\nu$  Moleküle in der Zeiteinheit der Decke des Gefässes die Bewegungsgrösse

$$\frac{\nu mc^2}{h} \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta$$

mitteilen. Die gesamte an die Decke abgegebene Bewegungsgrösse erhält man durch Integration dieses Ausdruckes bezüglich  $\vartheta$  von 0 bis  $\frac{\pi}{2}$ . Clausius setzt dieselbe gleich dem Gesamtdrucke  $pq$ , der auf die Decke des Gases wirkt, und erhält so wieder die Formel (3). Hierbei sind die Zusammenstösse der Moleküle unter einander und der Umstand, dass die Moleküle verschiedene Geschwindigkeiten haben, nicht berücksichtigt.

**3. Allgemeinere Ableitung des Gasdruckes.** In sehr allgemeiner Weise kann das Problem der Berechnung des Gasdruckes auf folgende Art gelöst werden (vgl. Stefan<sup>12</sup>), Boltzmann<sup>13</sup>), Clausius' Gastheorie<sup>14</sup>), sowie die Anmerkung, welche er der in Anm. 8 zitierten Abhandlung in den gesammelten Abhandlungen beifügt).

In einem Gefässe vom Volumen  $V$  seien beliebige Gasmoleküle vorhanden, zwischen denen sich ein stationärer Bewegungszustand herausgebildet hat. Die Summe der Wirkungssphären der Moleküle verschwinde gegenüber  $V$ . Wir betrachten ein endliches oder unendlich kleines ebenes Stück der Gefässwand vom Flächeninhalte  $q$ , welches wir den Stempel nennen, und ziehen senkrecht dazu aus dem Gefässe heraustretend die Abszissenaxe. Im Gefässe seien  $n_1$  Moleküle (jedes von der Masse  $m_1$ ), deren Schwerpunkte in den Koordinatenrichtungen die Geschwindigkeitskomponenten  $\xi_1, \eta_1, \zeta_1$  haben, ebenso  $n_2$  Moleküle, je mit der Masse  $m_2$  und den Schwerpunkts- geschwindigkeitskomponenten  $\xi_2, \eta_2, \zeta_2$  u. s. f. im Durchschnitte gleichförmig verteilt. Von den  $n_1$  Molekülen stossen in der Zeiteinheit  $\frac{n_1 \xi_1 q}{V}$  auf den Stempel. Sie prallen jedenfalls durchschnittlich mit der gleichen Geschwindigkeit davon zurück. Bezeichnet daher  $X_1$  die Kraft, welche der Stempel während irgendeines Momentes der Wechselwirkung auf eines dieser Moleküle in der Abszissenrichtung ausgeübt

12) Stefan, Wien Ber. (2) 65 (1872), p. 360.

13) Boltzmann, Gastheorie 1, p. 9.

14) Clausius, Gastheorie, p. 26.

hat, so ist der gesamte Antrieb  $\int X_1 dt$  über die ganze Zeit der Wechselwirkung zwischen dem Stempel und diesem Moleküle erstreckt gleich  $2m_1 \xi_1$ .

Diese Grösse wurde oft nur halb in Rechnung gesetzt, indem statt der Summe  $2m_1 \xi_1$  der Bewegungsmomente, welche das Molekül an den Stempel abgibt und beim Rückprall wieder von ihm erhält, bloss das erstere in Rechnung gesetzt wurde, so schon von *Krönig* l. c., ferner von *Puschl*<sup>15)</sup>, *Hansemann*<sup>16)</sup>; dadurch erhält man statt der Formel (1) die äusserlich der Gleichung der lebendigen Kraft entsprechendere, aber falsche Formel

$$(4) \quad \frac{mc^2}{2} = Ph.$$

Noch einen anderen Koeffizienten findet *Böhmert*<sup>17)</sup>, dessen Rechnungen von *O. E. Meyer*<sup>18)</sup> widerlegt werden.

Die Summe der Antriebe aller Kräfte, welche der Stempel während der Zeiteinheit auf alle ihn treffenden Moleküle ausübt, immer erstreckt auf die ganze Zeit der Wechselwirkung zwischen dem Stempel und dem betreffenden Moleküle, ist also

$$\int dt \Sigma X = \frac{2q}{V} \Sigma nm \xi^2.$$

Nun ist aber für den stationären Zustand  $\Sigma X$  konstant gleich dem auf dem Stempel lastenden Drucke  $pg$ , wenn  $p$  der auf die Flächeneinheit bezogene Druck ist; daher folgt

$$pV = 2 \Sigma nm \xi^2,$$

wobei die Summe bloss über alle im Gefässe enthaltenen Moleküle zu erstrecken ist, für welche  $\xi$  einen positiven Wert hat.

Da sich durchschnittlich ebensoviel Moleküle in der positiven wie mit gleicher Geschwindigkeit in der negativen Abszissenrichtung bewegen, so kann man auch schreiben

$$(5) \quad pV = \Sigma mn \xi^2,$$

wobei jetzt die Summe über alle im Gefässe enthaltenen Moleküle zu erstrecken ist. Wenn die Moleküle alle gleichbeschaffen sind, so hat  $m$  für alle denselben Wert. Wir wollen ferner die Grösse  $\frac{\Sigma n \xi^2}{N}$  den Mittelwert von  $\xi^2$  nennen und mit  $\bar{\xi}^2$  bezeichnen, wobei  $N = \Sigma n$  die Gesamtzahl der Moleküle ist. Dann folgt also

15) *Puschl*, Wien Ber. 45 (1862), p. 357.

16) *Hansemann*, Ann. Phys. Chem. 144 (1871), p. 82.

17) *Böhmert*, Naturw. Wochenschr. 6 (1891), p. 319.

18) *O. E. Meyer*, Naturw. Wochenschr. 6 (1891), p. 346.

$$pV = Nm\bar{\xi}^2.$$

Nun ist  $Nm$  die gesamte Masse, daher  $\frac{Nm}{V}$  die Dichte  $\rho$  des Gases. Ferner ist

$$\bar{c}^2 = \bar{\xi}^2 + \bar{\eta}^2 + \bar{\zeta}^2,$$

daher, wenn das Gas isotrop ist,  $\bar{\xi}^2 = \frac{1}{3}\bar{c}^2$ , und man erhält

$$(6) \quad p = \frac{Nm}{3V}\bar{c}^2 = \frac{\rho}{3}c^2,$$

Der Grund, warum man auch numerisch den richtigen Wert erhält, wenn man statt der wirklichen Molekularbewegung eine solche substituiert, wobei sich nach jeder der Koordinatenrichtungen ein Drittel der Moleküle bewegt, liegt also darin, dass gerade die Grösse  $\bar{\xi}^2$  für den Druck ausschlaggebend ist und sich die Mittelwerte der Quadrate der Geschwindigkeitskomponenten einfach addieren.

**4. Die Gasgesetze.** Wählt man ein ideales Gas bei konstantem Volumen, also auch konstanter Dichte, als thermometrische Substanz, d. h. setzt man dem Drucke eines solchen die Temperatur proportional, welche man dann als die absolute bezeichnet, so folgt aus der Gleichung (6), dass die Grösse  $\bar{c}^2$  der absoluten Temperatur  $T$  proportional sein muss. Bezüglich der Übereinstimmung dieser Temperaturskala mit der Lord *Kelvin's*chen absoluten Temperatur vgl. Nr. 26, p. 543. Setzt man  $\bar{c}^2 = 3BT$ , so folgt

$$(7) \quad p = B\rho T,$$

also das *Boyle-Charles'sche* (*Gay-Lussac-Mariotte'sche*) Gesetz.

Dies wird noch näher bestimmt durch das zuerst empirisch von *Avogadro* aufgestellte Gesetz, dass bei allen Gasen bei gleicher Temperatur und gleichem Drucke auf gleiche Volumina gleich viele Moleküle entfallen. Der mittlere Ausdruck in Formel (6) zeigt, dass dasselbe erfordert, dass bei gleicher Temperatur für alle Gase das Produkt  $m\bar{c}^2$ , also die mittlere lebendige Kraft der Schwerpunktsbewegung oder Progressivbewegung der Moleküle denselben Wert hat.

Bezeichnet  $M$  das sog. Molekulargewicht, d. h. die Masse des Moleküls des betr. Gases, geteilt durch die Masse  $m_H$  eines Wasserstoffatoms, so ist  $m = Mm_H$  und es wird  $m\bar{c}^2 = Mm_H 3BT$ . Da diese Grösse nach *Avogadro* von der Natur des Gases unabhängig ist, so muss  $R = MB$  eine universelle Konstante sein. Gl. (7) schreibt sich dann

$$(7a) \quad p = \frac{R}{M} \rho T.$$

Was den Zahlenwert der Konstanten  $R$  anlangt, so findet *D. Berthelot*<sup>18a)</sup>, anlässlich einer kritischen Zusammenstellung früherer und neuerer Gasdichtebestimmungen, als wahrscheinlichsten Wert:

$$R = 0,08207 \text{ [Liter-Atmosph. } T^{-1}\text{]}.$$

Unter Zugrundelegung dieses Wertes berechnet dann *Nernst*<sup>18b)</sup>

$$R = 0,83155 \cdot 10^8 \text{ [Erg. } T^{-1}\text{]} = 1,98507 \text{ [g-cal. } T^{-1}\text{]}.$$

Wendet man die Formel (5) auf ein Gemisch mehrerer Gase an, so sieht man sofort, dass der Gesamtdruck desselben gleich der Summe der Partialdrucke der einzelnen Gase ist, d. h. derjenigen Drucke, welche die Moleküle jedes Gases ausüben würden, wenn dieselben in gleicher Zahl und mit gleichem Werte von  $\bar{c}^2$  allein im Gefässe vorhanden wären. Dies Gesetz, welches sich bei Ausschluss chemischer Wirkung erfahrungsmässig bestätigt, heisst das *Dalton'sche*. Es erfordert also, dass auch in einem Gasgemische  $\bar{c}^2$  denselben Wert hat, den es bei gleicher Temperatur für das betreffende einfache Gas besitzt.

Alle diese Gasgesetze sind daher in Übereinstimmung mit der kinetischen Theorie, wenn aus derselben gefolgert werden kann, dass für beliebige Gase, welche unter beliebigen Drucken durch eine Scheidewand getrennt mit einander in Temperaturgleichgewicht stehen, die mittlere lebendige Kraft der fortschreitenden Bewegung eines Moleküles denselben Wert haben muss, und dass diese Bedingung auch gilt, wenn die Gase unter einander gemischt sind. Dass das letztere Gesetz aus den Anschauungen der kinetischen Theorie folgt, wird in Nr. 9, p. 510 gezeigt werden. Das erstere lässt sich wenigstens an gewissen vereinfachten Modellen ebenfalls mechanisch nachweisen, vgl. Nr. 13.

Verbindet sich ein Volumen Chlor mit einem gleichen Volumen Wasserstoff zu Chlorwasserstoff, so hat das entstandene letztere Gas bei gleicher Temperatur und gleichem Drucke dasselbe Volumen, welches das aufgewandte Chlor und der aufgewandte Wasserstoff zusammen hatten. Es ist daher nach dem *Avogadro'schen* Gesetze die Gesamtzahl der Moleküle unverändert geblieben. Daraus schliesst *Clausius*<sup>19)</sup>, dass sowohl im Chlor als auch im Wasserstoff jedes Molekül aus zwei einfacheren Bestandteilen, den Atomen besteht, und dass ein Molekül Chlorwasserstoff nur aus einem Atome Chlor und

18<sup>a)</sup> *D. Berthelot*, Ztschr. f. Elektrochemie 10 (1904), p. 621.

18<sup>b)</sup> *W. Nernst*, Ztschr. f. Elektrochemie 10 (1904), p. 629; vgl. auch Jahrb. d. Elektrochemie 11 (1904), p. 8.

19) *Clausius*, Ann. Phys. Chem. 100, p. 368; Gastheorie, p. 20.

einem Atome Wasserstoff besteht, so dass ein Molekül Chlor und ein Molekül Wasserstoff zusammen zwei Moleküle Chlorwasserstoff liefern. Ebenso sind die Moleküle der meisten einfachen Gase zweiatomig. Die Bildung des Ozons erklärt *Clausius*<sup>20)</sup> dadurch, dass mehrere Sauerstoffmoleküle in ihre Atome zerfallen. Da jedoch die Dichte des Ozons bei gleicher Temperatur und gleichem Drucke  $\frac{3}{2}$  mal so gross als die des Sauerstoffes ist, so nimmt er an, dass jedes der freigewordenen Sauerstoffatome sich mit einem Sauerstoffmoleküle zu einem dreiatomigen Moleküle vereinigt.

**5. Andere Berechnungsarten des Gasdruckes.** Es wurde bei Berechnung des Druckes vorausgesetzt, dass die Moleküle immer wenigstens im Durchschnitte mit derselben Geschwindigkeit vom Stempel zurückprallen, mit welcher sie darauf stossen. Dies ist selbstverständlich, wenn der Stempel als eine vollkommen glatte elastische Wand betrachtet wird, könnte aber zweifelhaft werden, wenn der Stempel selbst aus Molekülen besteht, welche in Wärmebewegung begriffen sind. Dass dadurch die früher entwickelten Formeln für den Gasdruck nicht unrichtig werden können, sieht man ein, wenn man den Druck auf eine beliebige im Innern des Gases gelegene Fläche berechnet. Wenn sich z. B. das Gas in einem cylindrischen Gefässe befindet, so muss im stationären Zustande der gesamte auf irgend eine der zur Cylinderaxe senkrecht gedachten Endflächen lastende Druck gleich sein der Summe der in der Richtung der Cylinderaxe geschätzten Bewegungsmomente, welche in der Zeiteinheit durch einen beliebigen zur Axe senkrechten Querschnitt des Cylinders infolge der Molekularbewegung hindurchgetragen werden. Man kann daher den Druck wie oben berechnen, indem man statt eines Flächenelementes des Stempels ein Flächenelement eines beliebigen solchen Querschnittes substituiert. An Stelle der zurückprallenden Moleküle treten dann die nach der andern Seite durch das Flächenelement hindurchgehenden, und da das Gas in seinem Inneren jedenfalls isotrop ist, so muss nach der einen Seite ebensoviel Bewegungsmoment hindurchgetragen werden als nach der entgegengesetzten. Unter einem noch allgemeineren Gesichtspunkte erscheint der Druck, wenn man aus der kinetischen Gastheorie die hydrodynamischen Gleichungen ableitet. Konstruiert man im Gase ein parallelepipedisches Volumelement, dessen Kanten den Koordinatenaxen parallel sind, so ist nach den hydrodynamischen Gleichungen die Beschleunigung der darin enthaltenen Gasmasse infolge des Gasdruckes gleich der Summe der

20) *Clausius*, Gastheorie, p. 157—184.

Druckkomponenten, welche auf die Seitenflächen wirken. Nach der Gastheorie entsteht diese Beschleunigung dadurch, dass der im Parallelepiped enthaltenen Gasmasse durch die von den Seitenflächen ein- und austretenden Moleküle Bewegungsmoment zugeführt wird. Der Druck, welcher auf die der *YZ*-Ebene parallele Seitenfläche des Parallelepipedes wirkt, muss also gleich dem in der Abszissenrichtung geschätzten Bewegungsmomente sein, welches die Moleküle in der Zeiteinheit durch diese Fläche hindurchtragen, wozu natürlich das entgegengesetzte Bewegungsmoment zu addieren ist, welches die austretenden Moleküle heraustragen.

*Maxwell*<sup>21)</sup> bestimmt in seiner ersten gastheoretischen Abhandlung bei Berechnung des Gasdruckes die Anzahl der auf den Stempel treffenden Moleküle, indem er jedes, wie er es bei Berechnung der Gasreibung thut, daraufhin prüft, in welcher zum Stempel parallelen Schichte es zum letztenmale mit einem andern zusammengestossen ist.

Über die Berechnung des Gasdruckes aus dem *Clausius'schen* Satze vom Virial und in dem Falle, dass die Moleküle elastische Kugeln sind, deren Wirkungssphäre nicht gegen das Volumen des Gases verschwindet, werden wir in Nr. 29 sprechen.

## B. Wärmegleichgewicht.

**6. Begriff des Wärmegleichgewichtes.** Wenn das Gefäss, welches das Gas umschliesst, absolut glatte elastische Wände und eine einfache geometrische Form, z. B. die eines Parallelepipedes hat, so werden unter entsprechenden Anfangsbedingungen allerdings Bewegungen der Moleküle möglich sein, welche ausserordentliche Regelmässigkeiten zeigen. Es können sich z. B. alle Moleküle in Geraden bewegen, welche einer Kante des parallelepipedischen Gefässes parallel sind. Allein nach allen Erfahrungen, welche sich auf Ereignisse beziehen, deren Eintreffen durch das Zusammenwirken ausserordentlich vieler sich in der mannigfaltigsten Weise durchkreuzender Wirkungen bedingt sind, können wir erwarten, dass dies nur vereinzelte Ausnahmefälle sind.

Sobald die Gestalt des Gefässes und der Anfangszustand der Moleküle keine einander angepassten Regelmässigkeiten zeigen und obendrein die Gefässwände aus Molekülen bestehen, welche ebenfalls in Wärmebewegung begriffen sind, wird sich im Gase mit der Zeit ein Zustand herausbilden, welchen wir einen molekular ungeordneten

21) *Maxwell*, Scientific papers 1, p. 389; Phil. mag. (4) 19 (1860), p. 30.