

zu untersuchen, wo sich ein weit größser Fluorgehalt finden könnte.

Den 10. September 1860.

#### XIV. *Beitrag zur mechanischen Wärmetheorie; von Dr. Dronke in Bonn.*

1. **O**bschon in neuerer Zeit die wichtige Theorie über die Aequivalenz der Wärme und der mechanischen Arbeit durch viele vortreffliche Aufsätze und namentlich auch durch die Bearbeitung des gesammten Stoffes von Zeuner <sup>1)</sup> vielfach ausgebildet und auch ausgebeutet ist, so können wir doch ebensowenig die einzelnen Abschnitte als auch die ganze Theorie selbst als bereits abgeschlossen und vollendet betrachten, und dieß um so weniger, als noch allzuwenige Versuche, auf die sich die ganze Theorie stützen könnte, vorliegen. Einen kleinen Beitrag zu der Theorie zu liefern, ist der Zweck der folgenden Zeilen.

2. Bezeichnet man mit  $Q$  die einem Körper zugeführte oder ihm entzogene Wärmemenge, mit  $U$  die innere und mit  $P$  die äußere Arbeit, ferner mit  $A$  das mechanische Wärmeäquivalent (der Quotient aus der geleisteten Arbeit und der verbrauchten Wärme), so ist dem mechanischen Wärme-Principe gemäß

$$A \cdot dQ = dU + dP,$$

wo  $dQ$ ,  $dU$  und  $dP$  die Differentiale der Größen  $Q$ ,  $U$  und  $P$  bedeuten.

3. Betrachten wir hier nun gasförmige Körper. Die Temperatur eines solchen werde durch  $t$ , das Volumen durch  $v$ , der Druck durch  $p$  bezeichnet, wobei  $v_0$  und  $p_0$  die Werthe dieser Größen für  $t = 0^\circ$  bedeuten mögen, ferner seyen  $q_p$  und  $q_v$  die specifischen Wärmen bei con-

1) Zeuner »Grundzüge der mechanischen Wärmetheorie«.

stantem Drucke, resp constantem Volumen,  $a$  sey der Ausdehnungscoefficient. Alsdann hat Hr. Clausius <sup>1)</sup> gezeigt, dafs die obige Gleichung bei den permanenten Gasen übergeht in die Form:

$$dQ = \varrho_r dt + \frac{p_0 v_0 (1 + at)}{Av} dv.$$

Dieser Gleichung kann man noch eine andere fruchtbare Form geben, ohne dabei von permanenten Gasen, d. h. solchen auszugehen, bei denen  $\varrho_r$ ,  $\varrho_v$  und  $a$  constant sind.

4. Wird das Volumen eines gasförmigen Körpers bei constantem Drucke  $p_0$  so geändert, dafs die Temperatur sich um  $dt$  ändert, so haben wir die Gleichung

$$A \varrho_r dt = \frac{p_0 v_0 (1 + at)}{v} dv.$$

Bei einer durch Druckänderung (bei constantem Volumen) hervorgebrachten Wärmezunahme oder Wärmeabnahme um  $dt$  findet die Beziehung statt:

$$- A \varrho_v dt = \frac{p_0 v_0 (1 + at)}{p} dp.$$

Denken wir uns nun eine jede Aenderung zusammengesetzt aus unendlich kleinen Aenderungen bei constantem Drucke und solchen bei constantem Volumen, so erhalten wir die Gleichung

$$\frac{A(\varrho_r - \varrho_v)}{p_0 v_0 (1 + at)} dt = \frac{dp}{p} + \frac{dv}{v},$$

als eine solche, die bei allen gasförmigen Körpern gilt.

Nehmen wir nun an, es seyen  $\varrho_r$ ,  $\varrho_v$  und  $a$  constant, so folgt aus dieser Gleichung unmittelbar durch Integration:

$$pv = p_0 v_0 (1 + at) \frac{A(\varrho_r - \varrho_v)}{ap_0 v_0}.$$

Hieraus schliessen wir, dafs entweder die Beziehung

$$\frac{A(\varrho_r - \varrho_v)}{ap_0 v_0} = 1$$

statthaben mufs, oder dafs das Gay-Lussac-Mariotte'sche Gesetz nicht genau richtig ist.

1) S. d. Ann. Bd. LXXIX.

5. Aus Vergleichung der obigen Gleichung und der von Clausius aufgestellten ergibt sich unmittelbar:

$$dQ = q_r dt - \frac{p_0 v_0 (1 + \alpha t)}{A \cdot p} dp.$$

Es ist somit die bei Aenderungen des Drucks und der Temperatur verbrauchte oder erzeugte Wärmemenge als Function der beiden Größen  $p$  und  $t$  bekannt, während die frühere Gleichung solche nur als Function von  $v$  und  $t$  erkennen liefs.

6. Läßt man Gas sich ausdehnen oder comprimirt es ohne das Wärme ihm zugeführt oder die erzeugte Wärme entzogen wird, so erhält man die dabei vorkommenden Beziehungen ausgedrückt durch die Gleichungen:

$$q_r dt - \frac{p_0 v_0 (1 + \alpha t)}{A p} dp = 0$$

und

$$q_r dt + \frac{p_0 v_0 (1 + \alpha t)}{A v} dv = 0.$$

Hieraus kann man ohne weiteres auf das hierbei zwischen  $p$  und  $v$  stattfindende Verhältniß schließen, daß

$$\left(\frac{v_0}{v}\right)^c = \frac{p}{p_0}$$

ist, wenn man mit  $c$  den Quotienten  $\frac{q_r}{q_v}$  bezeichnet.

7. Wenn ein Gas vom Volumen  $v_1$  bis zum Volumen  $v_2$  ausgedehnt oder comprimirt wird, so ist die geleistete oder verbrauchte Arbeit  $P$  gleich

$$\int_{v_1}^{v_2} p dv.$$

Geschieht diese Compression oder Dilatation ohne Wärmeentziehung oder Wärmezuführung, so erhalten zufolge des Vorhergehenden:

$$\begin{aligned}
 P &= \int_{v_1}^{v_2} p_0 \left( \frac{v_0}{v} \right)^c dv \\
 &= \frac{p_0 v_0^c}{c-1} \left\{ \frac{1}{v_1^{c-1}} - \frac{1}{v_2^{c-1}} \right\}.
 \end{aligned}$$

Nehmen wir als untere Integrationsgränze  $v_0$  und als obere  $v_1$ , so erhält die Gleichung die Form:

$$P = \frac{p_0 v_0}{c-1} \left\{ 1 - \frac{v_0^{c-1}}{v^{c-1}} \right\}.$$

Setzt man in dieser Gleichung  $v = \infty$ , so erhält man als Maximum für die bei einer Dilatation des Gases vom Volumen  $v_0$  an geleistete Arbeit:

$$P = \frac{p_0 v_0}{c-1}.$$

Dasselbe Resultat würde man erhalten haben, wenn man die geleistete Arbeit als Function vom Drucke  $p$  aufgefasset und als obere Integrationsgränze  $p = \infty$  genommen hätte.

**XV. Ueber die galvanische Polarisation bei unterirdisch eingegrabenen Metallplatten;  
von Dr. Ph. Carl.**

Bereits im vorigen Jahre hat sich Hr. Prof. Lamont durch die Störungen, welche in den Telegraphendrähten bei Gelegenheit von Nordlichterscheinungen beobachtet worden waren, veranlaßt gefunden, an der hiesigen Sternwarte eine eigenthümliche Einrichtung zu treffen, um etwa vorhandene Bewegungen terrestrischer Elektricität näher zu untersuchen und ihre Gröfse und Richtung zu bestimmen. Es wurden nämlich grofse Zinkplatten in Nord, Süd, Ost und West im Garten der Sternwarte eingegraben, und die Platten in Nord und Süd und die in Ost und West