$x_1 = x_2 = 1$, weil hier der Dampf gesättigt und ohne Beimischung von Flüssigkeit ist; ich erhalte daher für diesen Uebergang

$$AP = \left(\tau_1 + \frac{r_1}{T_1}\right) - \left(\tau_2 + \frac{r_2}{T_2}\right) \quad . \; . \quad (6),$$

und dieser Werth läßt sich sonach für gegebene Anfangs- und Endtemperatur leicht ermitteln.

Der Einfachheit wegen soll bis auf Weiteres die Bezeichnung

$$\varphi = \tau + \frac{r}{T} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (7)$$

eingeführt werden; wir haben dann:

$$AP = \varphi_1 - \varphi_2 \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (8).$$

Unter Benutzung der Gleichungen (2), (3) und (4) habe ich den Werth φ für eine Reihe von Werthen der Dampfspannung nach Gl. (7) berechnet und in der 3. Columne der auf Seite 6 folgenden Tabelle 1 aufgeführt.

Ich lege jetzt durch die beiden Punkte T_2 und T_1 der Grenzcurve DD (Fig. 3) die beiden adiabatischen Curven A_2 und A_1; von beiden Curven ist, da sie sich nach dem Raume hin erstrecken, welcher den überhitzten Dämpfen entspricht, der Verlauf noch unbekannt; erwärme ich nun den gesättigten Dampf von der Temperatur T_2 bei constantem Drucke $p_2 = p$ so weit, bis die zweite adiabatische Curve im Punkte T erreicht ist, so beträgt das Wärmegewicht, wenn die specifische Wärme des Dampfes bei constantem Drucke mit c_p bezeichnet und constant angenommen wird, und T die Temperatur des Dampfes am Ende des Ueberganges ist:

$$P = \int \frac{dQ}{AT} = \int_{T_2}^{T} \frac{c_p \, dT}{AT} = \frac{c_p}{A} \operatorname{logn} \frac{T}{T_2}.$$

Da das Wärmegewicht für den Uebergang zwischen denselben adiabatischen Curven auf dem Wege $T_2 T_1$ nach dem oben angeführten Grundsatze das gleiche ist, so erhalten wir in Verbindung mit Gl. (8) die Beziehung:

$$c_p \operatorname{logn} \frac{T}{T_2} = \varphi_1 - \varphi_2 \quad . \; . \; . \; . \quad (9).$$

Diese Formel gilt allerdings nur unter der ausdrücklichen Annahme, daß die specifische Wärme c_p bei constantem Drucke für Wasserdampf als constant angesehen werden darf; daß diese Annahme erlaubt ist, darauf deuten zunächst die Versuche von Regnault hin. Regnault findet durch 4 Versuchsreihen:

$$c_p = 0{,}46881;\; 0{,}48111;\; 0{,}48080;\; 0{,}47963$$

und erklärt nur den ersten dieser Werthe für nicht ganz zuverlässig; als Mittel aus den übrigen findet sich

$$c_p = 0{,}4805,$$

und diesen Werth wollen wir ebenfalls als zuverlässig allen weiteren Untersuchungen zu Grunde legen; es wird sich unten zeigen, daß die obige Hypothese der Unveränderlichkeit des Werthes der specifischen Wärme bei constantem Drucke und die Annahme der Richtigkeit des Regnault'schen Versuchswerthes wohl gerechtfertigt sind.

Mit Hülfe der Gl. (9) könnte man, wenn die Temperaturen T_1 und T_2 gegeben sind, sehr leicht die Temperatur T des überhitzten Dampfes, entsprechend dem Punkte p, v, T der Fig. 3 berechnen oder auch durch Einführung verschiedener Werthe der Temperatur T_2 für eine ganze Reihe von Punkten der durch T_1 gehenden adiabatischen Curve A_1 die Temperatur T des überhitzten Dampfes berechnen. Damit wäre aber nicht viel gewonnen, und der wirkliche Verlauf der Curve A_1 dadurch noch keineswegs gegeben. Vielmehr handelt es sich zunächst um weitere Umformung der Gl. (9). Wird auf der linken Seite dieser Gleichung $c_p \operatorname{logn} T_1$ addirt und subtrahirt, so findet sich

$$c_p \operatorname{logn} \frac{T}{T_1} = \varphi_1 - \varphi_2 - c_p \operatorname{logn} \frac{T_1}{T_2} \qquad (10).$$

Man kann also hieraus auch das Verhältniß der absoluten Temperaturen $T : T_1$ zweier Punkte berechnen, die auf der gleichen adiabatischen Curve A_1 (Fig. 3) liegen. Würde diese Curve einem permanenten Gase entsprechen, so würde zwischen Druck und Temperatur beider Punkte die Beziehung

$$\frac{T}{T_1} = \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (11)$$

gültig sein, in welcher Gleichung der Werth $\varkappa$ constant ist und das Verhältniß der specifischen Wärme des Gases bei constantem Drucke zu der bei constantem Volumen darstellt.

Ich stelle nun die Hypothese auf, daß für überhitzte Dämpfe, wenigstens zunächst für Wasserdämpfe die Gl. (11) ebenfalls gültig ist, und daß auch hier der Werth $\varkappa$ als constant angesehen werden darf. Nur die eben angeführte Bedeutung des Werthes $\varkappa$ für Gase verlasse ich vorläufig bei der Anwendung der Gl. (11) auf überhitzte Dämpfe und überlasse es den Resultaten der weiter folgenden mathematischen Entwickelungen, die allgemeinere Bedeutung des Werthes $\varkappa$ in's Licht zu setzen.

Substituire ich Gl. (11) in Gl. (10) und beachte ich, daß nach der ganzen Entwickelung und nach Fig 3 der Druck p mit p_2 identisch ist, so folgt nach einigen leichten Reductionen:

$$\varphi_1 + c_p \operatorname{logn} \frac{p_1^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}}{T_1} = \varphi_2 + c_p \operatorname{logn} \frac{p_2^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}}{T_2},$$

und hieraus ist zu schließen, daß im Falle der Richtigkeit meiner Hypothese allgemein der Werth

$$\varphi + c_p \operatorname{logn} \frac{p^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}}{T}$$

für gesättigte Wasserdämpfe eine constante Größe sein müßte; bezeichne ich diese Constante mit φ_0, so fände sich statt der früher gegebenen Gl. (7) auch die Formel

$$\varphi = c_p \operatorname{logn} \frac{T}{p^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}} + \varphi_0 \quad . \; . \; . \quad (12).$$

Daß diese Formel bei richtiger Wahl der Constanten $\varkappa$ und φ_0 wirklich die Werthe von φ mit großer Genauigkeit wiedergiebt, wird sich durch die Ergebnisse der folgenden Rechnungen zeigen.

Setze ich $\varkappa = \frac{4}{3} = 1{,}3333$, sonach $\frac{\varkappa - 1}{\varkappa} = \frac{1}{4} = 0{,}25$ und $\varphi_0 = 1{,}0933$, sowie statt des natürlichen den Brigg'schen Logarithmus, so ergiebt sich zur Berechnung von φ die Formel:

$$\varphi = 0{,}2766 \log_{10} \frac{T^4}{p} - 1{,}0933 \quad . \; . \; . \quad (13),$$

wobei der Druck p in Atmosphären zu setzen und die Tem-

$c_p \log \frac{p^{\varkappa}}{T} + \underbrace{\tau + \frac{r}{T}}_{\varphi} = C$