Dennoch deuten viele Umstände darauf hin, daß die Van der Waals'sche Gleichung tatsächlich, wie ihr geistvoller Urheber annimmt, wenigstens der Form nach auch für gesättigte Dämpfe und für Flüssigkeiten gültig bleibt. Mannigfache Versuche zur Ergänzung dieser Gleichung hatten bisher nicht den gewünschten Erfolg.[1] Am nächsten liegt wohl die Annahme, daß in der ursprünglichen Gleichung die drei als konstant gedachten Größen a, b und r nicht konstant, sondern mit der Temperatur veränderlich seien, eine Annahme, die umso mehr Aussicht auf Erfolg zu bieten scheint, als sie keine der schönen Beziehungen beeinträchtigt, die sich aus der Van der Waals'schen Formel ergeben.

Die Werte, welche die Größen a, b und r für die kritische Temperatur T_0 bei dem kritischen Volumen v_0 annehmen, seien a_0, b_0 und r_0.

Dann gelten die Beziehungen:

$$v = v_0 n, \qquad p = p_0 \varepsilon, \qquad T = T_0 m$$

$$v_0 = 3 b_0, \qquad p_0 = \frac{a_0}{27 b_0}, \qquad T_0 r_0 = \frac{8 a_0}{27 b_0}\,{}^{2}$$

und die Gleichung 1) geht nach einigen selbstverständlichen Umformungen in folgende über:

$$\left(\varepsilon + \frac{3\alpha}{n^2}\right)(3n - \beta) = 8\rho m, \tag{3}$$

wenn man noch zur Abkürzung

$$\frac{a}{a_0} = \alpha, \quad \frac{b}{b_0} = \beta \quad \text{und} \quad \frac{r}{r_0} = \rho$$

setzt. Die einfachste Form der Gleichung gewinnt man aber, wenn man beide Seiten durch ρm dividiert und die Bezeichnungen:

---

[1] Clausius, Wied. Ann. 1880, p. 337 u. a. — Theoretische Erörterungen über diese Ergänzung gibt Boltzmann in seinen Vorlesungen über Gastheorie, II., p. 153.

[2] Van der Waals, I., p. 136 und 137.