

Bemerkung zur Arbeit
„Die Vielteilchen-T-Matrix und ihre Anwendung
in der Theorie realer Gase von mittlerer
Dichte. I“ *

K. BAERWINKEL

Institut für Theoretische Physik der Universität Marburg

(Z. Naturforsch. 24 a, 484 [1969]; eingegangen am 1. Februar 1969)

Die Einteilchenverteilungsfunktion [Gl. (36) ¹] ist gegeben durch

$$g^{<}(p, E) = \frac{z}{(2\pi\hbar)^3} \frac{e^{-\beta E}}{1 - (\pm z e^{-\beta E})} \alpha(p, E). \quad (1)$$

Die Dichteentwicklung der Fugazität $z = \exp \beta \mu$ folgt aus der (quantenmechanischen) großkanonischen Zustandssumme

$$Z_g = \exp \frac{pV}{\varkappa T} = 1 + \sum_{N=1}^{\infty} z^N Z_N. \quad (2)$$

Hier entwickle man die Exponentialfunktion und setze die Virialreihe für den Druck ein. Auf der rechten Seite können die kanonischen Zustandssummen Z_N für N Teilchen in bekannter Weise mit Hilfe der quantenmechanischen Virialkoeffizienten eliminiert werden; z. B. gilt

$$B(T) = - \frac{\lambda^6}{V} Z_2 + \frac{1}{2} V. \quad (3)$$

Setzt man z als Potenzreihe in n an, so folgt

$$z/\lambda^3 = n + 2 B(T) n^2 + O(n^3). \quad (4)$$

Dies wird zusammen mit der Dichteentwicklung für die Spektralfunktion [vgl. (39) ¹] in (1) eingesetzt und, da das Integral über $g^{<}(p, E)$ gerade n ist, darf bei seiner Berechnung z. B. kein Term $\sim n^2$ entstehen. Daher gilt

$$0 = 2 \lambda^3 B(T) \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} \exp \left\{ -\beta \frac{p^2}{2m} \right\} \pm \lambda^6 \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} \exp \left\{ -\beta \frac{p^2}{m} \right\} + \lambda^3 \lim_{z \rightarrow 0} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} \int dE \frac{e^{-\beta E}}{1 - (\pm z e^{-\beta E})} \alpha(p, E). \quad (5)$$

$\alpha(p, E)$ ist nach (92) ¹ explizit bekannt und nach Ausführen des Grenzübergangs $z \rightarrow 0$ liefert (5):

$$B(T) = \mp 2^{-5/2} \lambda^3 - \frac{1}{2} (2\pi m \varkappa T)^{-3/2} \int d\mathbf{p} dE e^{-\beta E} \alpha(p, E). \quad (6)$$

Wenn in (1) der Nenner formal als geometrische Reihe entwickelt wird, ergibt sich mit (6) bis zur zweiten Ordnung in n die durch (40) ¹, (41) ¹ und (43) ¹ gegebene Darstellung für $g^{<}$. Obwohl nun die Variable E in $g^{<}(p, E)$ durchaus beliebig negative Werte annehmen kann, so daß die Entwicklung des Nenners nach z nicht allgemein möglich ist, bleibt (43) ¹ im Sinne einer Distribution, d. h. unter einem Integral $\int d\mathbf{p} dE \dots$ richtig. Speziell für Überintegration mit der Gewichtsfunktion 1 ist dies praktisch durch (6) bewiesen; denn die Berechnung der rechten Seite liefert das schon bekannte exakte $B(T)$ [vgl. (97) ¹]. Gl. (42) ¹ kommt somit bei genauerer Überlegung gar nicht vor, ist also nicht gültig.

* Im folgenden mit ¹ gekennzeichnet.

Nachdruck — auch auszugsweise — nur mit schriftlicher Genehmigung des Verlages gestattet

Verantwortlich für den Inhalt: A. KLEMM

Satz und Druck: Konrad Triltsch, Würzburg



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.