

3. Die „spontane Emissionswahrscheinlichkeit“  $W_0 = W_e - W_a$  muß unabhängig vom Anregungszustand des Gitters und damit von  $T$  sein.

Hieraus folgt wegen (2) sofort

$$\left. \begin{aligned} W_a &= W_0 \cdot \bar{n} \\ W_e &= W_0 \cdot (\bar{n} + 1) \end{aligned} \right\} \text{ mit } W_0 = (\hbar\omega/2kT) \cdot W(\theta). \quad (4)$$

Mit diesen Wahrscheinlichkeiten müßte man unter Berücksichtigung des Pauliverbots in üblicher Weise die Stoßbilanz aufstellen und würde so im wesentlichen zu der nur schwer lösbar-Blochschens Integralgleichung gelangen.

Nun kann man jedoch die Aufstellung dieser Gleichung auf folgende, durch die Natur des Problems nahegelegte Weise umgehen: Bei hohen Temperaturen, wo die Energieänderung der Elektronen bei der Streuung keine Rolle spielt<sup>1</sup>, ist die Zahl  $Z$  der Elektronen, welche sich an den Streuprozessen beteiligen, proportional dem Integral  $\int_0^\infty f(\epsilon)(1-f(\epsilon))d\epsilon$ ,

wobei  $f(\epsilon)$  die ungestörte Fermi-Funktion in Abhängigkeit von der Elektronenenergie  $\epsilon$  bedeutet. Bei tiefen Temperaturen werden wegen der Energieänderung weniger Elektronen Streuprozesse erleiden, und zwar wird ihre Zahl gleich  $Z \cdot Q_\pm$  sein mit der oben definierten Größe  $Z$ . Dabei ist  $Q_\pm$  gegeben durch

$$Q_\pm = \frac{\int_0^\infty f(\epsilon)(1-f(\epsilon \pm \hbar\omega))d\epsilon}{\int_0^\infty f(\epsilon)(1-f(\epsilon))d\epsilon} = \frac{\hbar\omega}{kT} \cdot \left\{ \frac{\bar{n} + 1}{\bar{n}} \right\}; \quad (5)$$

hier gilt das obere Vorzeichen für die Absorptions-, das untere für die Emissionsprozesse. Es wird nun eine gute Näherung darstellen, wenn man bei der Berechnung des Widerstandes für beliebiges  $T$  zwar mit allen  $Z$ -Elektronen rechnet wie für  $kT \gg \hbar\omega$ , aber jedem Elektron nur eine mittlere Streuwahrscheinlichkeit

$$\bar{W}(\theta) = W_a Q_+ + W_e Q_- = W(\theta) \cdot (\hbar\omega/kT)^2 \cdot \bar{n}(\bar{n} + 1) \quad (6)$$

zuschreibt. Man erhält dann mit (1) und (2) die für alle Temperaturen gültige Widerstandsformel

$$\varrho = \frac{3}{2} \frac{nm^2}{e^2 \hbar M} \cdot \frac{1}{kT} \cdot \int |U_\theta|^2 \cdot (1 - \cos \theta)^2 d\Omega \cdot \frac{e^{\hbar\omega/kT}}{(e^{\hbar\omega/kT} - 1)^2}. \quad (7)$$

Für  $kT \gg \hbar\omega$  ergibt sich daraus durch Entwickeln die Houstonsche Formel

$$\varrho = \frac{3}{2} \frac{nm^2}{e^2 \hbar M} kT \int \frac{U_\theta^2}{(\hbar\omega)^2} \cdot (1 - \cos \theta)^2 d\Omega, \quad (8)$$

wobei zur Ausführung des Integrals die Winkelabhängigkeit von  $u$ , d. h. wegen (3) die Dispersion der Schallwellen bekannt sein muß. Setzt man näherungsweise  $\hbar\omega = \hbar u/A = 2m v u \cdot \sin \theta/2$  mit der konstanten Schallgeschwindigkeit  $u$  und integriert nun statt über  $\theta$  über  $\hbar\omega$  bis zur DEBYESchen Grenzenergie  $k\theta$ , so erhält man mit  $\hbar\omega/kT = x$

$$\varrho = \frac{3\pi n m^2}{e \hbar M} \cdot \frac{(kT)^5}{(k\theta)^6} \cdot \int_0^{\theta/T} |U_\theta|^2 x^5 dx \frac{e^x}{(e^x - 1)^2}, \quad (9)$$

wobei wegen der bekannten Beziehungen für die Grenzenergie der Elektronen und der Grenzfrequenz der Schallschwingungen  $2(m v u)^3 = (k\theta)^3$  gesetzt wurde. Für tiefe Temperaturen ergibt sich daraus, da dann die Integration bis  $\infty$  erstreckt werden kann, die Proportionalität von  $\varrho$  mit  $T^5$ . Darüber hinaus stellt (9) die in der BLOCHSchen Theorie nur vermutete Widerstandsformel auch für das Zwischengebiet zwischen hohen und tiefen Temperaturen dar<sup>2</sup>. Wegen der Diskussion von (7) bzw. (9) und wegen der näheren Einzelheiten sei auf die demnächst erscheinende ausführliche Darstellung verwiesen<sup>3</sup>.

Königsberg, Institut für theoretische Physik, den 23. Januar 1939. FRITZ SAUTER.

<sup>1</sup> Denn die Breite des Abfallgebietes der Fermi-Funktion  $f$  ist von der Größenordnung  $kT$ ; für hohe Temperaturen gilt  $kT \gg \hbar\omega$ .

<sup>2</sup> Vgl. etwa H. BETHE, Handbuch der Physik XXIV/2, Kap. 3, im besonderen Ziff. 38.

<sup>3</sup> Siehe Fußnote 1 auf S. 109.

### Trennung von Flüssigkeitsgemischen mittels kombinierter Thermodiffusion und Thermosiphonwirkung. (Methode von CLUSIUS und DICKEL.)

Eine qualitative Diskussion der von CLUSIUS und DICKEL<sup>1</sup> beschriebenen Versuche, Gasgemische nach der oben genannten Methode zu trennen, legt es nahe, das Verfahren auf Flüssigkeitsgemische zu übertragen, da man auch hier bei einer geeignet dimensionierten Anordnung eine erhebliche Trennung erwarten kann. Voraussetzung ist lediglich, daß der bisher nicht bekannte Koeffizient der thermischen Diffusion einen nicht zu kleinen Wert hat.

Wir haben verschiedene Flüssigkeitsgemische mit positivem Erfolg untersucht. Als „heiße Wand“ diente teils ein elektrisch geheizter Draht, teils ein durch Öl geheiztes Cu-Rohr in einem als „kalte Wand“ wirkenden Glasrohr. Wir erhielten dabei u. a. die in der Tabelle angegebenen Ergebnisse.

Versuch Nr.	Apparatur Nr.	Vorgegebenes Flüssigkeitsgemisch (Gleiche Volumenanteile der Komponenten)	Länge der Trennvorrichtung in cm	Temperaturdifferenz (Mittlere Temperatur $\sim 45^\circ$ C)	Wandabstand in mm	Versuchsdauer in Stunden	Trennung in Volumenprozent: CCl <sub>4</sub>	
							unten	oben
1	1	n-Hexan + Tetrachlorkohlenstoff C <sub>6</sub> H <sub>14</sub> + CCl <sub>4</sub>	60	$\sim 45^\circ$	0,35	9	70%	26%
2	1	„	60	$\sim 45^\circ$	0,35	$\sim 24$	89%	18%
3	2	„	85	$\sim 40^\circ$	0,95	20	54%	50%
4	3	„	100	$\sim 40^\circ$	0,4	20	73%	36%
5	4	„	100	$\sim 40^\circ$	0,25	20	94%	15%
6	3	Benzol + Chlorbenzol C <sub>6</sub> H <sub>6</sub> + C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> Cl	100	$\sim 55^\circ$	0,4	17	Volumenprozent der Trennung zwischen dem oberen und dem unteren Ende: 2%	
7	4	„	100	$\sim 55^\circ$	0,25	17	9,5%	
8	1	„	60	$\sim 60^\circ$	0,35	$\sim 35$	9%	

Durch Abzapfen von Teilproben wurde festgestellt, daß in allen Fällen die ganze Länge der Versuchsröhre an der Trennung gleichmäßig beteiligt war. Die in der Tabelle angegebenen Werte für die Trennung sind Mittelwerte aus den oberen bzw. unteren Zentimetern der Versuchsröhre. Die Anreicherung wurde durch Dichtebestimmung und optisch festgestellt. Es zeigt sich u. a. eine deutliche Abhängigkeit sowohl vom Abstand der verschiedenen temperierten Wände als auch von der Versuchsdauer in einem nach rohen Überlegungen erwarteten Maß.

Die Ergebnisse dürften in zweierlei Hinsicht von Bedeutung sein: 1. Wird die Trennung von Flüssigkeitsgemischen einer der Gastrennung nicht nachstehenden methodischen Wert besitzen. 2. Ist zu hoffen, daß mit Hilfe einer zu entwickelnden quantitativen Formulierung des Zusammenwirkens der Thermodiffusion und der Thermosiphonwirkung die thermischen Diffusionskonstanten von Flüssigkeiten ermittelt werden können, um dadurch möglicherweise ein neues Hilfsmittel zur Diskussion ihrer molekularen Eigenschaften zu gewinnen. Untersuchungen in beiden Richtungen sind in unserem Institut in Angriff genommen. Herrn Prof. CLUSIUS sind wir für mehrere Unterhaltungen und eine Demonstration seiner Gastrennung zu Dank verpflichtet.

Berlin-Dahlem, Max Planck-Institut, den 26. Januar 1939. HORST KORSCHING<sup>2</sup>. KARL WIRTZ.

#### Ein Modell der Transurane.

HEISENBERG<sup>3</sup> hat bereits darauf hingewiesen, daß eine summarische Theorie des Kernaufbaues der eigenartigen Verteilung der  $\alpha$ -Zerfallsenergien im radioaktiven Gebiet nicht Rechnung tragen kann. Entsprechend einem Tröpfchenmodell des Kerns mit kontinuierlichen Eigenschaften

<sup>1</sup> K. CLUSIUS u. G. DICKEL, Naturwiss. 26, 546 (1938).

<sup>2</sup> Stipendiat der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

<sup>3</sup> W. HEISENBERG, Rapport du VIIIème Congrès Solvay 1934, 321.