Der Temperaturkoeffizient der elektrischen Doppelbrechung in Flüssigkeiten.

Von **Nikolaus Lyon** in Freiburg i. B.

(Eingegangen am 15. Oktober 1921.)

C. Bergholm¹⁾ hat kürzlich unter dem obigen Titel eine Untersuchung veröffentlicht, deren Resultate eine willkommene Ergänzung unserer diesbezüglichen Messungen²⁾ bilden. An beiden Arbeiten hat nun kürzlich Peter Lertes³⁾ eine Kritik geübt, auf die ich mit einigen Worten näher eingehen möchte.

Zur Erklärung der elektrischen Doppelbrechung stehen zurzeit drei Theorien zur Diskussion:

1. Die sogenannte Orientierungstheorie von Langevin⁴⁾, nach der sich die Moleküle in einem elektrischen Felde polarisieren und richten. Nach Langevin läßt sich die Kerrkonstante B der elektrischen Doppelbrechung auf die Form bringen:

$$B = C \cdot \frac{(\varepsilon + 2)^2 \cdot (n^2 + 2)^2 \cdot d}{T \cdot n}, \quad (1)$$

wo ε die Dielektrizitätskonstante, n der Brechungsexponent, d die Dichte, T die absolute Temperatur ist und wo in C alle von T unabhängigen Größen zusammengefaßt sind.

2. Born⁵⁾ hat diese Theorie erweitert unter Berücksichtigung der Reinganum-Debyeschen Dipole. Diese Dipole sollen durch die äußeren Felder und durch die Temperatur nicht merklich beeinflußt werden. Nach Born kann man schreiben:

$$B = \frac{\text{const.} \cdot (\varepsilon + 2)^2 \cdot (n^2 + 2)^2}{n} \left(\frac{\mathfrak{B}}{K T} + \frac{M^2}{K^2 T^2} \right) \quad (2)$$

oder wenn wir die Gleichung passend umformen:

$$B_{(\text{Born})} = B_{(\text{Langevin})} \cdot \left(1 + \frac{M^2}{K \cdot T \cdot \mathfrak{B}} \right). \quad (3)$$

Bei Anwesenheit von Dipolen muß also die Kerrkonstante mit fallender Temperatur stärker ansteigen, als nach Langevin zu erwarten ist. Das zweite Klammerglied von (3) stellt den Anteil der Dipole an der elektrischen Doppelbrechung dar.

¹⁾ C. Bergholm, Ann. d. Phys. **65**, 128, 1921.

²⁾ N. Lyon und F. Wolfram, Ann. d. Phys. **63**, 739, 1920.

³⁾ P. Lertes, ZS. f. Phys. **6**, 257, 1921.

⁴⁾ P. Langevin, Le Radium **7**, 249, 1910.

⁵⁾ M. Born, Ann. d. Phys. **55**, 177, 1918.

Sind keine Dipole vorhanden, so ist dieses Glied Null und die Bornsche Formel geht in die von Langevin über. Sind Dipole vorhanden, so muß dieses Glied stets positiv sein, ganz gleichgültig, ob es sich um einen Körper mit positiver oder negativer elektrischer Doppelbrechung handelt¹⁾. Bei Vorhandensein von Dipolen muß also der Zahlenwert von B (Born) stets größer sein als der von Langevin¹⁾.

3. Gans²⁾ und auf anderem Wege Lundblad³⁾ haben den Langevinschen Ansatz weiter entwickelt unter der Annahme, daß die fertigen Momente durch äußere Felder und Temperatur merklich beeinflußt werden, sie fordern eine noch stärkere Temperaturabhängigkeit der Kerrkonstante als Born.

Herr Lertes hat nun darauf hingewiesen, daß die seinerzeit von Wolfram und mir veröffentlichten Messungen zur Prüfung der Theorie von Langevin und Born und die daraus gezogenen Schlüsse insofern nicht absolut bindend sind, als einige der in die Formel eingehenden Größen, wie die Dielektrizitätskonstante und vor allem die Dichten, von uns für die tiefen Temperaturen teilweise extrapoliert werden mußten. Die kürzlich erschienene Mitteilung von Gans und Isnardi⁴⁾ über die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante und Messungen von Seitz, Alterthum und Lechner⁵⁾ über die Dichten bei tiefen Temperaturen gestatten eine Neuberechnung unserer Resultate. Die erhaltenen Werte weichen von unseren alten nur wenig ab.

Die in den folgenden Tabellen niedergelegten Werte sind nunmehr sämtlich gemessen, ein extrapoliertes Wert ist eingeklammert.

Tabelle 1. Schwefelkohlenstoff.

Temperatur t°	ϵ	n	d	$\frac{B_{t^{\circ}}}{B_{18^{\circ}}}$ ber. nach Langevin	$\frac{B_{t^{\circ}}}{B_{18^{\circ}}}$ beobachtet
18 ⁰	2,64	1,627	1,265	1	1
0	2,70	1,641	1,291	1,129	1,089
— 18,5	2,75	1,656	1,318	1,277	1,205
— 37,7	2,78	1,671	1,345	1,444	1,397
— 47,3	2,79	1,679	1,359	1,537	1,497
— 68,3	2,80	1,696	1,391	1,768	1,708
— 78,5	2,81	1,704	1,404	1,897	1,819

¹⁾ Herr Lertes kommt bei Besprechung der Bergholmschen Messungen auf S. 266 (letzter Absatz) infolge irrtümlicher Auffassung der Erscheinung zum entgegengesetzten Schluß.

²⁾ R. Gans, Ann. d. Phys. **64**, 481, 1921.

³⁾ R. Lundblad, Diss. Upsala 1920.

⁴⁾ R. Gans und H. Isnardi, Phys. ZS. **22**, 230, 1921.

⁵⁾ Seitz, Alterthum u. Lechner, Ann. d. Phys. **49**, 91, 1916.

Tabelle 2. Äthyläther.

Temperatur t^0	$\epsilon^1)$	n	d	$\frac{B_{t^0}}{B_{18^0}}$ ber. nach Langevin	$\frac{B_{t^0}}{B_{18^0}}$ beobachtet
18 ⁰	4,37	1,355	0,715	1	1
0	4,68	1,365	0,736	1,215	1,220
— 21,7	5,15	1,378	0,759	1,573	1,547
— 38,9	5,61	1,387	0,778	1,973	1,927
— 60,5	6,31	1,399	0,800	2,689	2,707
— 78,5	7,00	(1,408)	0,819	(3,548)	3,880

Tabelle 3. Äthyläther.

Temperatur t^0	$\epsilon^2)$	$\frac{B_{t^0}}{B_{18^0}}$ ber. nach Langevin	Temperatur t^0	$\epsilon^2)$	$\frac{B_{t^0}}{B_{18^0}}$ ber. nach Langevin
18 ⁰	4,36	1	— 38,9	5,74	2,048
0	4,60	1,190	— 60,5	6,50	2,821
— 21,7	5,25	1,623	— 78,5	6,97	(3,536)

Die beobachteten und nach Langevins Formel berechneten Werte stimmen sowohl für Schwefelkohlenstoff als auch für Äther recht gut überein, wobei die berechneten Werte fast durchweg etwas größer als die beobachteten sind, d. h. die Kerrkonstante nimmt mit fallender Temperatur schwächer zu, als wir nach Langevin erwarten dürfen. Die Bornsche Korrektur würde die Übereinstimmung verschlechtern, da die Bornsche Theorie eine stärkere Abnahme der Kerrkonstante als nach Langevin fordert.

Der Berechnung des Langevinwertes $\frac{B_{t^0}}{B_{18^0}}$ der Tabelle 2 wurden die Abegg'schen Werte der Dielektrizitätskonstante zugrunde gelegt. Tabelle 3 ist auf Grund der Werte von Gans und Isnardi berechnet.

Die eingeklammerten wegen Extrapolation unsicheren Werte bei Äthyläther, der nach Debye starke Dipole aufweist, würden die Bornsche Korrektur rechtfertigen. Ihnen kommt aber wegen der Unsicherheit des Wertes von n , der in der dritten Potenz eingeht, keine Beweiskraft zu.

Die neuen Messungen von Bergholm bestätigen bis auf Äther unsere Messungen und ergänzen sie nach höheren Temperaturen zu.

¹⁾ Dielektrizitätskonstante ϵ nach R. Abegg, Wied. Ann. 60, 54, 1897.

²⁾ Dielektrizitätskonstante ϵ nach R. Gans und H. Isnardi, l. c.

Bei Schwefelkohlenstoff und Toluol¹⁾ ist die Übereinstimmung eine gute, bei Äthyläther weichen allerdings die Resultate zügunsten der Bornschen Theorie von unseren ab.

Auch hier liegt, glaube ich, ein Mißverständnis in den Darlegungen von Lertes vor.

Das R^2) bei Bergholm entspricht:

$$R = \left(\frac{1}{B_{20}} \right) \cdot \frac{B_{t^0} \text{ beobachtet}}{B_{t^0} \text{ berechnet}}; \quad (4)$$

nach Bergholm ist nämlich:

$$R = \frac{B_{t^0}}{B_{20}} \cdot \frac{n T}{(\varepsilon + 2)^2 (n^2 + 2) \delta}, \quad (5)$$

der erste Teil von (5) ist das gemessene $\frac{B_{t^0}}{B_{20}}$ seiner Tabellen, der zweite Faktor ist aber nach Langevin:

$$\frac{n T}{(\varepsilon + 2)^2 (n^2 + 2) \delta} = \frac{c}{B_{t^0} \text{ berechnet}}. \quad (6)$$

R ist deshalb nicht dem Q von Born³⁾ proportional, sondern etwa dem reziproken Wert von Q , oder mit anderen Worten: Fällt R mit fallender Temperatur, so ist der nach Langevin berechnete Wert bereits größer als der gemessene und würde durch Anbringen der Bornschen Korrektur erst recht größer werden. Nach Born sollte R bei Anwesenheit von festen Momenten mit fallender Temperatur ansteigen. P. Lertes⁴⁾ kommt zum entgegengesetzten Ergebnis, das ich hier wörtlich wiedergebe: „Nimmt also R mit steigender Temperatur zu, so müssen auf jeden Fall feste Momente vorhanden sein“. Die Folgerungen, die Lertes aus den Bergholmschen Messungen zieht, sind jedenfalls unzutreffend. Bei Bergholm steigt fast durchweg R mit steigender Temperatur.

Freiburg i. B., Physikalisches Institut der Universität.

¹⁾ N. Lyon u. F. Wolfram, l. c. S. 750.

²⁾ C. Bergholm, l. c. S. 182.

³⁾ M. Born, l. c. S. 220.

⁴⁾ P. Lertes, l. c. S. 266.