

Über den Temperaturcoefficienten der Dielektricitätsconstante in festen Isolatoren

Fritz Hasenoehrl.

Aus dem physikalisch-chemischen Institute der k. k. Universität in Wien.

Mit 4 Textfiguren.)

1.

Der Einfluss der Temperatur auf die Dielektricitätsconstante fester Körper ist bisher — mit Ausnahme einiger weniger eingehenden Arbeiten — bloss von Cassie¹ und Bouty² untersucht worden. Und zwar constatirt ersterer eine Zunahme der Dielektricitätsconstante mit der Temperatur in sämtlichen von ihm geprüften Substanzen (Glas, Ebonit und Glimmer). Bouty gibt bloss für den Glimmer eine obere Grenze für die Änderungen der Dielektricitätsconstante zwischen 15° und 300° an, deren Grösse jedoch mit den Angaben von Cassie nicht in Einklang steht.

Da nun diese Resultate ein gerade entgegengesetztes Verhalten der festen Körper gegenüber den bisher viel eingehender studirten Flüssigkeiten und Gasen zeigen, schien es wünschenswerth, dieselben einer nochmaligen Prüfung zu unterziehen und die Versuche womöglich auch auf andere feste Dielektrica auszudehnen.

Ich habe vier Substanzen untersucht, und zwar Glas, Ebonit, Paraffin, Quarz (senkrecht und parallel zur optischen

Cassie, Proc. Roy. Soc., London, 46, p. 357, 1889; Phys. Rev. Graetz, I, S. 98, 1892.

Bouty, Ann. chim. phys. (6), 24, p. 394, 1891; Phys. Rev. Graetz, I, p. 76, 1892.

Axe). Bei Glas und Ebonit habe ich, ebenso wie Cassie, eine Zunahme der Dielektricitätsconstante mit der Temperatur gefunden; bei Paraffin und Quarz zeigte sich jedoch eine ganz deutlich ausgesprochene Abnahme derselben. Dieses ganz verschiedene Verhalten der einzelnen festen Dielektrica scheint allerdings nicht leicht erklärlich; da ich aber alle Messungen nach derselben Methode und mit demselben Apparat ausgeführt habe, glaube ich für die Richtigkeit der früheren Behauptung eintreten zu können.

2.

Die Versuchsanordnung, deren ich mich bedient habe, war dieselbe, die ich in meinem Aufsätze »Über den Temperaturcoefficienten der Dielektricitätsconstante in Flüssigkeiten und die Mosotti-Clausius'sche Formel«¹ beschrieben habe. Nur der eine Condensator, dessen Zwischenmedium das zu untersuchende Dielectricum bilden sollte, musste geändert werden. Nach verschiedenen Versuchen erwies es sich als das Beste, die dielektrische Platte mit zwei kreisförmig ausgeschnittenen Stanniolplatten zu bekleben. (Die verschwindend dünne Gummischicht hat wohl keinen merkbaren Einfluss.) Man hat so einen Condensator, dessen Capacität schwer durch Erschütterung oder dergleichen geändert wird, und ferner kann die Oberflächenleitung, die ja bei Glas und Quarz äusserst störend ist, beinahe gänzlich dadurch unterdrückt werden, dass man den äussersten Rand der Stanniolbelege und die umgebenden Theile der dielektrischen Platte mit geschmolzenem Schellack überstreicht. Allerdings hat diese Anordnung auch einen bedeutenden Nachtheil. Man kann nämlich die Capacität des congruenten Luftcondensators nicht experimentell bestimmen, sondern man ist auf die theoretische Formel vom Kirchhoff angewiesen. Hat man grosse dünne Platten zur Verfügung, so wird der Fehler nicht grösser sein als bei der unvermeidlichen Berechnung der Capacität des Vergleichcondensators. Ist dies aber nicht der Fall, so muss man dem Condensator Dimensionen geben, welche nicht mehr in den Geltungsbereich obiger Formel

¹ Diese Sitzungsber., 105, S. 460, 1896.

fallen. Die Änderungen der Dielektricitätsconstante desselben Mediums kann man auf diese Weise gewiss am besten bestimmen. Der Absolutwerth derselben kann jedoch in diesem Falle nur innerhalb weiter Grenzen angegeben werden.¹

Als Temperaturbad verwendete ich einen doppelwandigen Kasten aus Zinnblech von 50 *cm* Seitenlänge. Infolge dieser gegen die verwendeten Condensatoren grossen Dimensionen kann sein Einfluss auf die Capacität der letzteren vernachlässigt werden. Er wurde mit Wasser gefüllt und durch einen Bunsenbrenner erwärmt. Etwa eine Stunde nach dem Auslöschten des letzteren hat sich die Temperatur der inneren Luft ausgeglichen. Dagegen dauert es oft länger, bis das innen befindliche Dielektricum die gleiche Temperatur annimmt. Von dem Eintreten dieses letzten Stadiums kann man sich dadurch überzeugen, dass sich die Capacität des Condensators bei gleichbleibender Temperatur des Luftbades nicht mehr ändert.

Endlich muss ich noch erwähnen, dass die aus verschiedenen Beobachtungsreihen stammenden Absolutwerthe der Dielektricitätsconstante eines Stoffes nicht stets in vollkommener Übereinstimmung sind. Es rührt dies davon her, dass die einzelnen Beobachtungsreihen manchmal durch mehrere Tage getrennt waren und ich meinen Vergleichscondensator nicht so lange Zeit auf constanter Temperatur halten konnte. Da es mir aber auf die Absolutwerthe weniger ankam, habe ich auf diese Fehler, die ja nie mehr als 8% betragen, kein Gewicht gelegt.

3.

Über die Ergebnisse der Messungen an den einzelnen Dielektricis ist Folgendes zu sagen:

I. Glas.

Der Radius der Condensatorplatten war 19·2 *mm*, die Plattendistanz 6·67 *mm*. Als Capacität des congruenten Luft-

Cassie gibt den Absolutwerth der Dielektricitätsconstante gar nicht sondern nur die Grösse $\frac{1}{K} \frac{dK}{dt}$; bei den von ihm verwendeten Condensatoren würde die Rechnung noch ungenauer ausfallen als bei mir. Darunter leidet jedoch die Übersichtlichkeit.

condensators ergibt sich demnach nach der Kirchhoff'schen Formel (die Plattendicke gleich Null gesetzt) $C = 19 \cdot 85 \text{ mm}$. (Dieser Werth ist wahrscheinlich zu klein, daher die hier angegebenen Absolutwerthe der Dielektricitätsconstante zu gross.) Der lineare Ausdehnungscoëfficient des Glases ist etwa $0 \cdot 000007$; bei einer Temperaturänderung von 25° variirt die Plattendistanz demnach um weniger als $0 \cdot 02\%$; die dritte Decimalstelle der Dielektricitätsconstante wird dadurch höchstens um eine Einheit alterirt. Da dies unterhalb der Grösse der Beobachtungsfehler liegt, habe ich die Capacität des Luftcondensators in dem untersuchten Temperaturbereiche als constant angesehen.

Die Resultate der Beobachtungen sind in der folgenden Tabelle und in Fig. 1 enthalten.

t	K
13·5	7·813
21·0	7·863
37·0	8·015
19·5	7·884
33·5	8·015
29·0	7·964
23·5	7·913

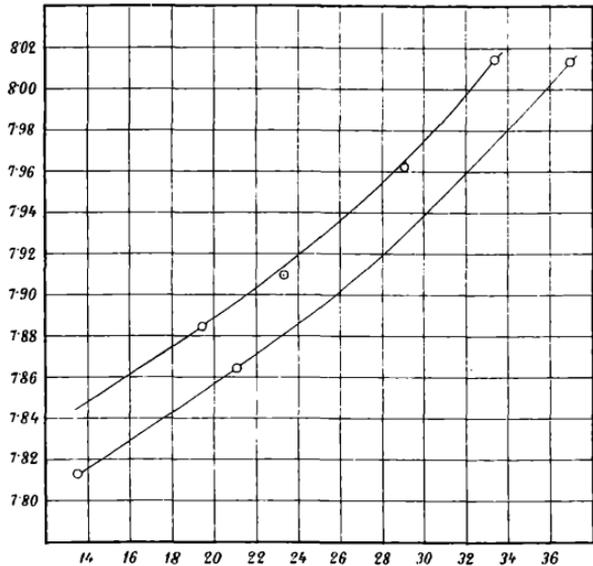


Fig. 1.

Die Resultate der ersten Beobachtungsreihe werden durch die Formel

$$K_t = 7 \cdot 813 + 0 \cdot 00576(t - 13 \cdot 5) + 0 \cdot 000120(t - 13 \cdot 5)^2$$

wiedergegeben. Für die zweite Beobachtungsreihe gilt:

$$K_t = 7 \cdot 845 + 0 \cdot 00551(t - 13 \cdot 5) + 0 \cdot 000151(t - 13 \cdot 5)^2,$$

wobei der grösste Fehler 0·002 beträgt. Ziehen wir aus beiden das Mittel, so erhalten wir als endgiltige Formel:

$$K_t = 7\cdot829[1 + 0\cdot000720(t - 13\cdot5) + 0\cdot0000172(t - 13\cdot5)^2].$$

Als mittlerer Temperaturcoefficient zwischen 13° und 37° ergibt sich:

$$\frac{1}{K_{13}} \cdot \frac{K_{37} - K_{13}}{37 - 13} = 0\cdot00112.$$

Cassie hat bei zwei Glassorten diese Grösse zwischen 17° und 38°, beziehungsweise zwischen 10° und 50° zu 0·0012 und 0·0020 angegeben. Die Übereinstimmung zwischen Cassie und mir ist wohl besser als man in Anbetracht der Verschiedenheit der einzelnen Glassorten erwarten würde.

II. Ebonit.

Der Radius der Condensatorplatten betrug 29 *mm*, die Plattendistanz 5·54 *mm*. Daraus ergibt sich als Capacität des Luftcondensators 48·56 *mm*. Der Ausdehnungscoefficient des Ebonit ist (Landolt-Börnstein) 0·000077. Daher nimmt die Capacität des Luftcondensators per 1° um 0·0077% ab; daher sind die unter Annahme einer constanten Plattendistanz berechneten Werthe der Dielektricitätsconstante um $t\cdot0\cdot0077\%$ zu klein. Ich habe dies in der folgenden Tabelle berücksichtigt.

Die Messungen sind hier sehr durch den Umstand erschwert, dass sich Ebonitplatten auch bei den kleinen Temperaturdifferenzen, die ich angewendet habe, gänzlich verbiegen (werfen). Wollte man dies etwa durch Gewichte gewaltsam verhindern, so würden sicher Dehnungen oder Pressungen eintreten, die bekanntlich auch von Einfluss auf die Dielektricitätsconstante sind. Es ist dies wohl auch die Ursache, dass ich aus den einzelnen Beobachtungsreihen Resultate erhalten habe, die untereinander in sehr schlechter Übereinstimmung stehen. (Die erhaltenen Temperaturcoefficienten weichen im Maximum um 50% von einander ab.) Ich halte es daher nicht der Mühe werth, die Ergebnisse der circa 70 Ablesungen, die ich gemacht habe, einzeln mitzutheilen. Ich habe vielmehr aus allen Beobachtungsreihen die Werthe der Dielektricitäts-

constante bei 10, 15, 20, 25, 30, 35° extrapoliert und aus allen das Mittel gezogen. Die so erhaltenen Resultate gibt die folgende Tabelle und Fig. 2.

t	$K_{\text{beob.}}$	$K_{\text{ber.}}$	Δ
10	2·479	—	—
15	2·498	2·496	0·10
20	2·520	2·519	0·07
25	2·546	2·547	0·08
30	2·586	2·581	0·20
35	2·624	2·622	0·10

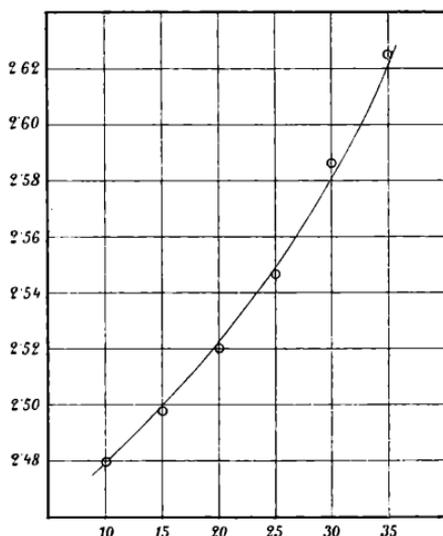


Fig. 2.

Die beobachteten Werthe $K_{\text{beob.}}$ lassen sich durch die Formel

$$K_t = 2\cdot479[1 + 0\cdot00115(t-10) + 0\cdot000046(t-10)^2]$$

darstellen. Die hieraus berechneten Werthe $K_{\text{ber.}}$ stehen in der zweiten Columne der Tabelle, während die dritte Columne den wahrscheinlichen Beobachtungsfehler in Procenten

$$\Delta = \frac{1}{\bar{K}} (K_{\text{beob.}} - K_{\text{ber.}}) \cdot 10^2$$

gibt. Derselbe ist im Maximum 0·2% der Dielektricitätsconstante oder 4% der Gesamtänderung der Dielektricitätsconstante von 10° auf 35°

Cassie findet für den Temperaturcoefficienten zwischen 13° und 44° 0·00037; diese auffallend schlechte Übereinstimmung wird wohl durch die Verschiedenheit des Materials, als auch durch die oben erwähnten ganz unregelmässigen Verbiegungen und Zerrungen des Ebonits zu erklären sein.

III. Paraffin.

Die Paraffinplatten wurden zwischen zwei leicht mit Öl bestrichenen Glasplatten gegossen; sorgt man dafür, dass die Abkühlung von unten erfolgt, so bilden sich keine Luftblasen, wovon man sich ja leicht durch Zerschneiden der Platten nach Beendigung der Messungen überzeugen kann. Es erscheint allerdings ein schneeartiger Niederschlag, so dass die Platten inhomogen aussehen; derselbe kann jedoch nicht von grossem Einfluss auf die Dielektricitätsconstante sein, da ich bei zwei auf diese Weise erzeugten Platten, die doch gewiss auch andere Verschiedenheiten aufweisen, ziemlich naheliegende Resultate erhalten habe.

Die Dicke der Platten war beziehungsweise 7·69 und 7·60 *mm*; der Radius der Condensatorbelege war in beiden Fällen 49 *mm*; daraus ergibt sich als Capacität der entsprechenden Luftcondensatoren 37·15 und 37·47 *mm*. Der lineare Ausdehnungscoefficient des Paraffins ist zwischen 0° und 30° 0·000195; die thermische Ausdehnung wurde hier in gleicher Weise berücksichtigt wie bei Ebonit. Die so gefundenen Werthe gibt die folgende Tabelle. Da sich der Verlauf der Dielektricitätsconstante in diesem Bereich offenbar als linear erweist, habe ich zu jeder Beobachtungsreihe bloss den einen Coefficienten $\alpha = \frac{dK}{dt}$ angegeben.

Erste Platte.

<i>t</i>	<i>K</i>	$\alpha \cdot 10^2$
15·2	2·340	0·498
28·5	2·273	
11	2·404	0·608
19·5	2·352	
27·5	2·301	

Zweite Platte.

<i>t</i>	<i>K</i>	$\alpha \cdot 10^2$
12	2·446	0·646
20·5	2·391	
27·5	2·346	0·626
15·2	2·423	
11	2·479	0·606
19·5	2·427	
26·3	2·387	

Zieht man aus diesen Werthen das Mittel, so erhält man für die erste Platte:

$$K_t = 2.390 - 0.00583(t - 10)$$

und für die zweite Platte:

$$K_t = 2.472 - 0.00621(t - 10).$$

Nehmen wir noch aus diesen beiden Werthen das Mittel, so erhalten wir

$$K_t = 2.431 [1 - 0.00247(t - 10)].$$

Der sich hieraus ergebende Werth $K_{17} = 2.388$ stimmt mit dem in meiner früheren Arbeit (l. c. S. 469) angegebenen 2.1449 schlecht überein. Doch ist dies durch die Anfangs

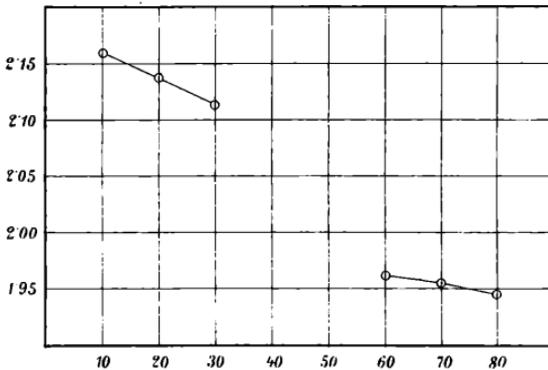


Fig. 3.

gemachten Bemerkungen und wohl auch durch Verschiedenheit des Materials (ich habe das damals verwendete Paraffin aus Versehen nicht aufgehoben) erklärlich.

Fig. 3 habe ich entworfen, um das dielektrische Verhalten des flüssigen und festen Paraffins zu veranschaulichen, und zwar schien es mir consequenter als Absolutwerth der Dielektricitätsconstante des festen Paraffin 2.1449 anzunehmen, da diese Grösse mit demselben Vergleichscondensator bestimmt worden war, wie die Dielektricitätsconstante des flüssigen Paraffin.

Das feste Paraffin ist bisher von Gibson und Barclay¹ untersucht worden, und zwar fanden diese keine nennenswerthe Änderung zwischen -12° und $+24^{\circ}$ C. Nach dem Früheren muss ich sowohl dem, als auch der Vermuthung von Cassie² widersprechen, dass die Dielektricitätsconstante der festen Körper in der Nähe des Schmelzpunktes ein Maximum erreiche.

IV. Quarz.

Die linearen Ausdehnungscoefficienten von Quarz senkrecht und parallel zur optischen Axe sind beziehungsweise $0\cdot0000133$ und $0\cdot0000072$ (Landolt-Börnstein). Die thermische Ausdehnung konnte hier ebenso wie beim Glas vernachlässigt werden.

Zuerst wurde eine kleine Platte vorgenommen, die senkrecht zur optischen Axe geschnitten war; ihre Dicke war $4\cdot13$ mm, und der Radius der Stanniolbelege konnte nicht grösser gemacht werden als $11\cdot5$ mm; daraus ergibt sich als Capacität des Luftcondensators $11\cdot61$ mm. Die an dieser Platte ausgeführten Messungen geben für die Dielektricitätsconstante des Quarzes parallel zur optischen Axe (der Absolutwerth ist hier entschieden zu gross, was durch die besonders kleinen Dimensionen des verwendeten Condensators erklärlich ist):

<i>t</i>	<i>K</i>	$\alpha \cdot 10^3$
13	5·645	0·79
31	5·502	
10	5·632	0·82
14	5·560	0·65
21·5	5·551	0·71
29	5·498	
14·5	5·604	0·96
25·5	5·498	
12·5	5·575	0·53
28	5·494	

¹ Die Originalarbeit war leider unzugänglich; ich entnehme diese Notiz der Arbeit von Cassie, l. c. S. 98.

L. c. S. 98.

Hierin bedeutet wieder α die Grösse $\frac{dK}{dt}$ im Mittel für das betrachtete Temperaturintervall. Zieht man aus diesen allerdings nicht sehr gut übereinstimmenden Grössen das Mittel, so erhält man für den mittleren Temperaturcoefficienten

$$\frac{1}{K} \frac{dK}{dt} = 0.00135.$$

Um jedoch die Dielektricitätsconstante des Quarzes senkrecht und parallel zur Axe bestimmen zu können, habe ich zwei möglichst gleiche Platten parallel und senkrecht zur Axe schneiden lassen. Die Dicke dieser Platten war 5.07 mm , und sie wurden mit Stanniolplatten vom selben Radius 14.55 mm beklebt. Als Capacität des Luftcondensators erhielt ich so 15.07

Die Ergebnisse der Messungen sind (siehe Fig. 4):

Parallel zur Axe:

t	$K_{\text{beob.}}$	$K_{\text{ber.}}$	Δ
11	4.921	4.921	—
20	4.858	4.860	-0.05
9.5	4.935	4.930	+0.13
20	4.865	4.860	+0.13
27	4.787	4.800	+0.18
10	4.928	4.926	+0.05
26	4.809	4.807	+0.05
11.5	4.914	4.918	-0.10
21	4.851	4.852	-0.03
31	4.759	4.761	-0.05
9.8	4.928	4.929	-0.03
29.5	4.787	4.765	+0.55

Senkrecht zur Axe:

t	$K_{\text{beob.}}$	$K_{\text{ber.}}$	Δ
12	4.759	4.757	+0.05
21	4.706	4.714	-0.20
17	4.731	4.733	-0.05
11.5	4.759	4.759	—
29.6	4.668	4.674	-0.15
23	4.707	4.705	+0.05
19	4.721	4.724	+0.08
10.5	4.763	4.764	-0.03
30.5	4.654	4.670	-0.40
21.0	4.714	4.714	—

Diese Resultate lassen sich durch folgende Formeln darstellen:

parallel zur optischen Axe:

$$K_t = 4.926[1 - 0.00110(t - 10) - 0.000024(t - 10)^2],$$

senkrecht zur optischen Axe:

$$K_t = 4.766[1 - 0.00099(t - 10)].$$

Die aus diesen Formeln berechneten Werthe $K_{\text{ber.}}$ stehen in der dritten Rubrik der Tabellen, während Δ der wahrscheinliche Beobachtungsfehler in Percenten ist.

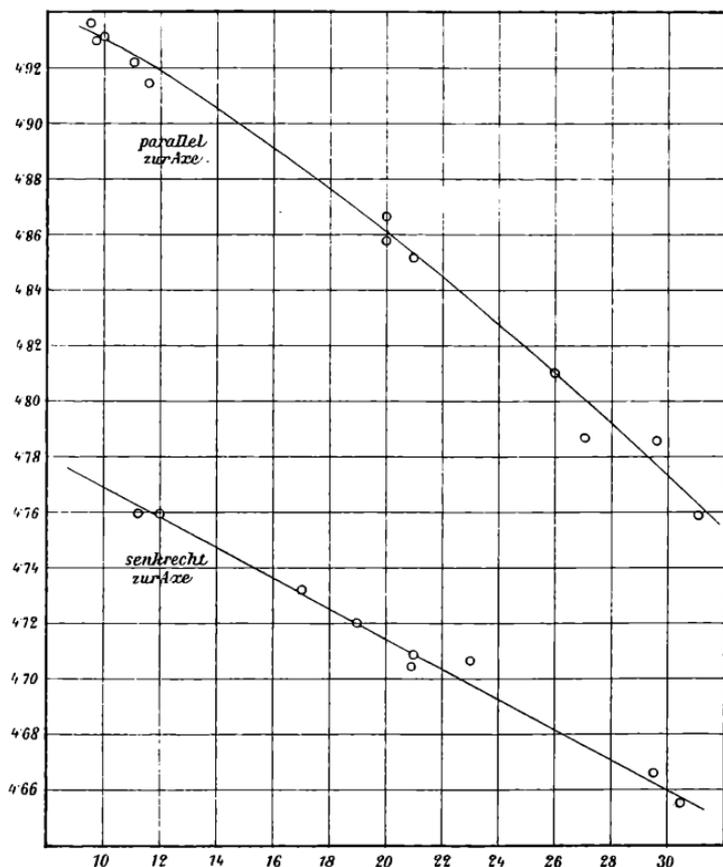


Fig. 4.

Da bei der Berechnung der Dielektricitätsconstante des Quarzes in beiden Richtungen derselbe Fehler begangen wurde, hat das Verhältniss dieser Grössen (bei derselben Temperatur) Anspruch auf Genauigkeit; es ergibt sich dafür 1.034.

Curie¹ hat diese Grössen zu 4·54 und 4·49 bestimmt; das Verhältniss der beiden Dielektricitätsconstanten ergibt sich hieraus zu 1·011. Die Übereinstimmung kann wohl als befriedigend bezeichnet werden.

4.

Will man mittelst dieser Resultate die Giltigkeit der Mosotti-Clausius'schen Formel für feste Dielektrica prüfen, so kommt man zu einem negativen Resultat. Die Zunahme der Dielektricitätsconstante mit der Temperatur, wie dies bei Glas und Ebonit constatirt ist, ist mit dieser Theorie ganz unvereinbar. Beim Paraffin nimmt zwar die Dielektricitätsconstante mit der Temperatur ab, diese Abnahme ist jedoch viel zu gross. (Nach der Clausius-Mosotti'schen Theorie müsste sie von derselben Grössenordnung sein wie beim flüssigen Paraffin, da dies auch vom Ausdehnungscoëfficienten gilt; Fig. 3 zeigt aber, dass dies nicht der Fall ist.)

Endlich habe ich meine Messungen am Quarz dazu benützt, um eine Formel von Lampa² zu prüfen, welche unter der Voraussetzung abgeleitet ist, dass die anisotropen dielektrischen Medien aus leitenden dreiaxigen Ellipsoiden bestehen, welche gleichmässig im nichtleitenden Raum vertheilt sind.

Sind $a > b > c$ die Axen dieser ellipsoidischen Molekel, ferner N die Anzahl der Molekel in der Volumseinheit, so sind nach Lampa die Dielektricitätsconstanten nach den Richtungen der Axen:

$$D_a = 1 + \frac{4\pi a^3 N}{3I(1-g)}; \quad D_b = 1 + \frac{4\pi b^3 N}{3I(1-g)}; \quad D_c = 1 + \frac{4\pi c^3 N}{3I(1-g)}$$

Hierin bedeutet g die wahre Raumerfüllung der Volumseinheit; also

$$g = \frac{4}{3} \pi abc N. \quad (2)$$

und ferner ist

$$I = \int_0^1 \frac{n^2 dn}{\sqrt{(1-\lambda^2 n^2)(1-\lambda'^2 n^2)}},$$

¹ Curie, Ann. chim. phys. (6), 17, p. 385; 18, pag. 203; 1889.

Lampa, diese Sitzungsber., 104, S. 681; 1895.

wo λ und λ' durch das Axenverhältniss der Ellipsoide gegeben ist:

$$\lambda^2 = \frac{a^2 - b^2}{a^2}; \quad \lambda'^2 = \frac{a^2 - c^2}{a^2},$$

sind $D_a D_b D_c$ bekannt, so kann λ und λ' leicht durch Elimination von N und g aus (1) bestimmt werden.

Aus (1) ergibt sich sofort, wenn N mittelst (2) durch ausgedrückt wird,

$$I \sqrt[3]{(D_a - 1)(D_b - 1)(D_c - 1)} = \frac{g}{1 - g}.$$

Daher hat man bei der Temperatur t_0

$$g_0 = \left| \frac{I \sqrt[3]{(D_a - 1)(D_b - 1)(D_c - 1)}}{1 + I \sqrt[3]{(D_a - 1)(D_b - 1)(D_c - 1)}} \right|_{t=t_0} = R_0,$$

zur Temperatur t hat man

$$g_0(1 - at) = \left| \frac{I \sqrt[3]{(D_a - 1)(D_b - 1)(D_c - 1)}}{1 + I \sqrt[3]{D_a - 1)(D_b - 1)(D_{c+4} - 1)}} \right|_t = R_t,$$

es muss also die Grösse

$$g_0 = R_t(1 + at)$$

eine Constante sein; unter a natürlich den cubischen Ausdehnungscoefficienten verstanden.

Da der Quarz einaxig ist, ist $b = c$, $D_b = D_c$ zu setzen; dadurch wird das obige elliptische Integral, da jetzt $\lambda = \lambda'$ ist:

$$I = \int_0^1 \frac{u^2 du}{1 - \lambda^2 u^2} = -\frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{2\lambda^3} \log \frac{1 + \lambda}{1 - \lambda}$$

Es ergibt sich nun $\lambda = 0.16547$ und daraus $I = 0.335$.

Rechnet man aus den früheren Angaben die Grösse R_t und $(1 + at)$ für verschiedene Temperaturen aus, so erhält man:

t	D_a	D_b	R_t	$1 + at$	$R_t(1 + at)$
10	4.926	4.766	0.56128	1.000000	0.56128
20	4.860	4.719	0.55779	1.000341	0.55797
30	4.770	4.672	0.55375	1.000689	0.55412

Das Product $R_t(1+at)$ ändert sich nicht bedeutend, da sich ja auch seine Factoren nicht bedeutend ändern. Dass sich aber die beiden Factoren entgegengesetzt gleich ändern, wie es die Theorie erfordert, ist durchaus nicht der Fall.

Die sogenannte wahre Dichte $\frac{d}{g} = \frac{d_0}{R_t(1+at)}$ ändert sich von 10° auf 30° um 1.3% , während sie nach der Theorie constant zu bleiben hätte. (Die gewöhnliche Dichte ändert sich bloss um 0.07% .)

Die Voraussetzungen, die den Formeln von Lampa oder von Clausius-Mosotti zu Grunde liegen, scheinen daher beim Quarz nicht genügend erfüllt zu sein; ausserdem ist es wohl möglich, dass die thermische Ausdehnung von intramolekularen Vorgängen begleitet sei.

Ferner will ich noch erwähnen, dass der Temperaturcoefficient des Brechungsexponenten des Quarzes ungefähr 0.0005 des Temperaturcoefficienten der Dielektricitätsconstante ist.

Endlich erlaube ich mir, auch an dieser Stelle Herrn Prof. Franz Exner für die gütige Unterstützung, die er mir bei dieser Arbeit zu Theil werden liess, meinen wärmsten Dank auszudrücken.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse](#)

Jahr/Year: 1897

Band/Volume: [106_2a](#)

Autor(en)/Author(s): Hasenöhrl Fritz

Artikel/Article: [Über den Temperaturcoefficienten der Dielektricitätsconstante in festen Isolatoren. 69-82](#)