Untersuchungen über Raumladungen im Eis

Autor(en): **Oplatka, G.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **6 (1933)**

Heft III

PDF erstellt am: **24.04.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-110271

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Untersuchungen über Raumladungen im Eis

von **G. Oplatka.**

(3. III. 33.)

Zusammenfassung: Die anomale Dispersion der Dielektrizitätskonstanten von Eis wird durch eine dreikonstantige Formel vom Typus

$$\varepsilon = a + \frac{b}{1 + c\,\omega^2}$$

gut wiedergegeben. Die Gültigkeit dieser Beziehung sagt indessen über den Mechanismus der Dispersion nichts aus. Sie kann hervorgerufen sein durch geschichteten Aufbau des Mediums, durch Orientierungspolarisation oder durch Raumladungen, immer ist ein Ausdruck von der genannten Form massgebend. Durch Messung des Potentialverlaufes an Eisstäben mittels Sonden kann das Vorhandensein von Raumladungen geprüft werden. Bei ganz reinem Eis sind solche nicht zu finden, während Eis, das vor und während des Gefrierens nicht völlig entgast wird, starke Raumladungen aufweist. Es werden ausserdem zeitliche Stromänderungen bei beiden Eissorten verfolgt.

1. Einleitung.

Die DK von Eis ist oft gemessen worden. Eine Zusammenstellung der älteren Resultate hat Schrödinger[1]) gegeben. Die gemessenen DK-Werte streuen sehr stark zwischen 2 und 94, und es war, wie SCHRÖDINGER bemerkt, damals nicht zu entscheiden, ob es sich um eine Dispersion oder um Messfehler handelte. Er wies auf die Möglichkeit einer Temperaturhysterese der DK als Ursache für die starke Streuung hin.

Systematische Messungen sind im Jahre 1924 von ERRERA[2]) und von GRANIER[3]) veröffentlicht worden. Die Messungen von ERRERA zeigen eine ausgesprochene Dispersion der DK, ausserdem nimmt bei derselben Frequenz die DK mit wachsender Temperatur zu. Die Messungen von GRANIER sind zwar nur bei einer Temperatur ausgeführt, geben aber anderseits auch über die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Frequenz Aufschluss. Im wesentlichen erhält er dieselben Resultate wie ERRERA, findet jedoch bei kleinen Frequenzen (4,3 $\sec^{-1}$) eine DK grösser als 150. Diese hohe DK schreibt er unvermeidlichen Verunreinigungen zu, nachdem Ver-

[1]) E. SCHRÖDINGER, Handb. d. Elektr. u. d. Magnetism. (Graetz) **I**, 209, 1918.

[2]) ERRERA: Journ. d. Phys. **6**, 5, 304, 1924.

[3]) GRANIER: C. R. Acad. Paris **2**, 179, 1313, 1924.

suche gezeigt haben, dass bei absichtlichen Verunreinigungen mit Spuren von H_2SO_4 die DK über 1100 anwächst. Nach seiner Auffassung würde bei absolut reinem Eis die statische DK etwa 80 betragen.

Ausführliche Messungen an Eis über DK, Leitfähigkeit und Phasenwinkel in Abhängigkeit von der Temperatur und Frequenz, sind von H. WINTSCH[1]) ausgeführt worden. Das zu seinen Messungen benutzte Eis ist aus dreimal destilliertem Wasser — das dritte Mal im Quarzkühler — hergestellt und ist klar und blasenfrei. (Es muss hier auf einen Umstand hingewiesen werden, der bei den weiteren Betrachtungen eine Rolle spielt. WINTSCH stellt das Eis so her, dass er das Wasser vor dem Gefrieren zum Sieden bringt, um auf diese Weise blasenfreies Eis zu erhalten. Es ist klar, dass bei dieser Methode das Eis beim Gefrieren bereits wieder Gas, insbesondere CO_2 aufgenommen hat.) Seine Messungen decken sich mit denen von GRANIER und ERRERA, und zeigen eine anomale Dispersion der DK bei Frequenzen von der Grössenordnung von 1000 Hertz.

Im Schlusswort seiner Arbeit weist er auf die Möglichkeiten einer Raumladungs- oder einer Orientierungspolarisation als einzeln oder gleichzeitig wirkende Ursachen für die Dispersion hin.

Die Möglichkeit, den Effekt durch Orientierungspolarisation zu erklären, hat DEBYE[2]) in seinem Buch „Polare Molekeln" behandelt. Die dort gegebene Theorie, bei der ein spontanes Umklappen der Wassermoleküle im Eis angenommen wird, führt auf die von der Polarisation bei Flüssigkeiten her bekannte Beziehung für die Dielektrizitätskonstante ε als Funktion der Frequenz ω:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{1 + \left(\frac{\varepsilon_1 + 2}{\varepsilon_0 + 2}\right)^2 \tau^2 \omega^2}.$$

Hier bedeutet ε_0 die DK bei sehr hoher Frequenz, ε_1 die statische DK. τ ist die Relaxationszeit. Vergleicht man diese Formel, indem man die 3 Konstanten derselben (ε_0, ε_1, τ) aus drei Messpunkten berechnet, mit den Messungen von WINTSCH, so zeigt sich, dass der Dispersionsverlauf sich gut wiedergeben lässt.

Zu einer völlig analogen Dispersionsformel für die DK kommt man indessen auch, wenn man annimmt, dass sich im Eis bei Anlegen eines elektrischen Feldes Raumladungen ausbilden. Diese kommen zustande infolge einer besonderen Ionenleitung im

[1]) H. WINTSCH: Helv. Phys. Acta V, 126, 1932.
[2]) DEBYE: Polare Molekeln, Hirzel, Leipzig 1929.

Dielektrikum. Die auftretenden Raumladungen sind frequenz- und temperaturabhängig und haben eine Erhöhung der DK zur Folge.

Letzteres ergibt sich folgendermassen: Es ist eine oft beschriebene Tatsache, dass in Ionenleitern bei Anlegen einer Gleichspannung der Strom in Funktion der Zeit zunächst rasch, dann langsamer abnimmt und gegen einen Grenzwert strebt, der für verschiedene Substanzen in Zeiten von den verschiedensten Grössenordnungen — Sekunden bis Monaten — erreicht wird. Die Ursache dieser Stromabnahme ist eine Ionenwanderung im Leiter, die eine Raumladung zur Folge hat.

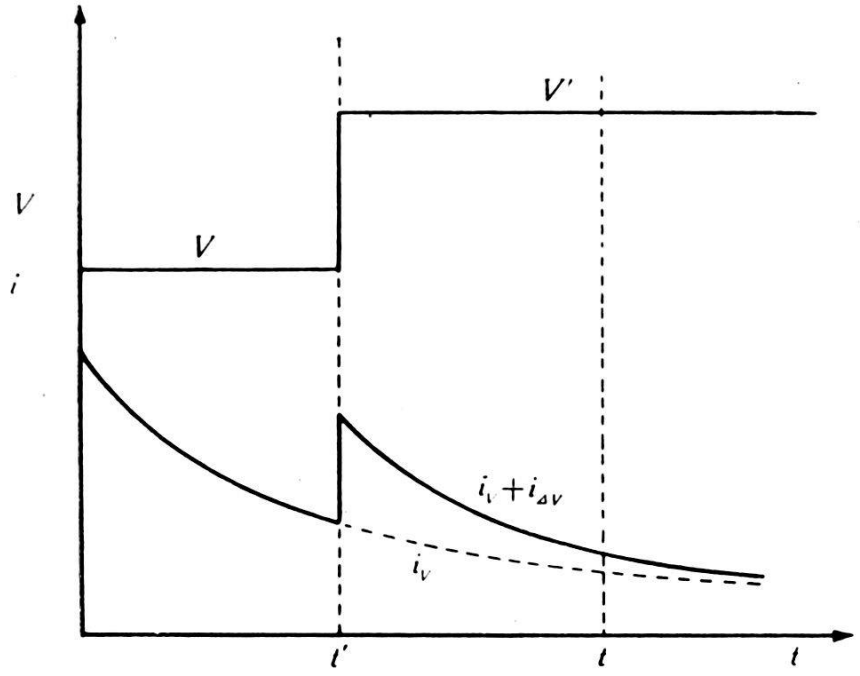

Fig. 1.

Für diese zeitliche Stromabnahme nimmt man im allgemeinen ein Superpositionsprinzip an, das zuerst von CURIE[1]) ausgesprochen worden ist. Dieses Prinzip sagt aus: Ändert man die Spannung an einem bereits unter Spannung stehenden Ionenleiter, so ist der durch diese Spannungsänderung hervorgerufene Strom nur von dieser Spannungsänderung, nicht aber von früheren oder späteren Spannungsänderungen abhängig.

Wir denken uns zur Zeit $t = 0$ die konstante Spannung V an den Ionenleiter gelegt (Fig. 1). Der Strom, der hervorgerufen wird, klingt allmählich ab; er sei dargestellt durch $i = \frac{V}{R_0} \cdot \varphi\ (t)$, wo $\varphi\ (t)$ also das zeitliche Abklingen charakterisiert. Denkt man

[1]) CURIE J. u. P.: Ann. Chimie phys. **17**, 385, **18**, 203, 1889.

sich die Spannung V im Zeitpunkt t' um ΔV geändert, so findet das oben genannte Superpositionsprinzip seinen mathematischen Ausdruck in der Gleichung

$$i_t = \frac{V}{R_0} \varphi(t) + \frac{\Delta V}{R_0} \varphi(t - t') .$$

Wir haben nun die für unseren Fall zutreffende Annahme über die Funktion $\varphi(t)$ zu machen. Dies geschieht dadurch, dass wir uns den Strom im Dielektrikum als die Summe eines konstanten und eines zeitlich veränderlichen Anteiles vorstellen. Der zeitabhängige Anteil wird verständlich durch das Vorhandensein einer sich im Dielektrikum allmählich ausbildenden Raumladung. Wenn diese ihren Endzustand erreicht hat, bleibt nur der konstante Strom übrig. Diese Annahme findet ihren formelmässigen Ausdruck darin, dass wir für den Strom, der durch eine Gleichspannung V hervorgerufen wird, schreiben: $i = i_0 + i_{\text{Raumladung}}$, wobei wir

$$i_0 = \frac{V}{R_0}, \text{ und } i_{\text{Raumladung}} = \frac{V}{\varrho} \cdot e^{-\alpha t}$$

setzen. R_0 ist der Widerstand im gewöhnlichen Sinne, sodass $\frac{1}{R_0}$ das Dauerleitvermögen bezeichnet. $i_{\text{Raumladung}}$ dürfen wir wohl in erster Näherung durch einen Exponentialsatz $e^{-\alpha t}$ darstellen, wobei wir uns bewusst sind, dass die zeitliche Abhängigkeit auch komplizierter sein kann. ϱ und α sind Konstanten, deren Bedeutung aus den Gleichungen hervorgeht. Wir sehen, dass wir für die oben erwähnte Zeitfunktion $\varphi(t)$ den Ausdruck

$$\varphi(t) = 1 + \frac{R_0}{\varrho} \cdot e^{-\alpha t}$$

zu setzen haben, um in Übereinstimmung mit unserem Ansatz für $i(t)$ zu kommen.

Denken wir uns nun an unserem Kristall eine Wechselspannung $V = V_m \sin \omega t$ angelegt, so ergibt sich mit

$$\frac{\partial V}{\partial t'} = V_m \omega \cos \omega t$$

und mit

$$\varphi(t - t') = 1 + \frac{R_0}{\varrho} e^{-\alpha (t - t')}$$

für den Strom zur Zeit t:

$$i_t = \frac{1}{R_0} \int_0^t \frac{\partial V}{\partial t'} \varphi\,(t-t')\; dt'$$

$$= \frac{V_m}{R_0} \sin \omega t + \frac{V_m}{\varrho} \cdot \frac{\frac{\omega}{\alpha}}{1 + \frac{\omega^2}{\alpha^2}} \left[\cos \omega t + \frac{\omega}{\alpha} \sin \omega t - e^{-\alpha t} \right].$$

Im stationären Zustand ist das Exponentialglied in der Klammer $e^{-\alpha t}$ abgeklungen. Wenn man noch den Verschiebungsstrom $i_v = V_m\, \omega\, C_0 \cos \omega t$ zu i_t addiert, so erhält man für den Gesamtstrom durch den Kristall

$$i = V_m \left(\frac{1}{R_0} + \frac{1}{\varrho} \frac{\frac{\omega^2}{\alpha^2}}{1 + \frac{\omega^2}{\alpha^2}} \right) \sin \omega t + V_m\, \omega \left(C_0 + \frac{1}{\varrho} \frac{\alpha}{1 + \frac{\omega^2}{\alpha^2}} \right) \cos \omega t$$

oder

$$i = V_m \cdot \frac{1}{R} \sin \omega t + V_m\, \omega\, C \cos \omega t\,,$$

wobei

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_0} + \frac{1}{\varrho} \cdot \frac{\frac{\omega^2}{\alpha^2}}{1 + \frac{\omega^2}{\alpha^2}}\,; \quad C = C_0 + \frac{1}{\varrho} \frac{\alpha}{1 + \frac{\omega^2}{\alpha^2}} \text{ ist.}$$

$\frac{1}{R}$ stellt die Leitfähigkeit, C die Kapazität in Funktion der Frequenz dar. Nennt man die geometrische Kapazität c, so ist $\varepsilon = \frac{C}{c}$ die wirkliche DK. $\varepsilon_0 = \frac{C_0}{c}$ ist der frequenzunabhängige Teil der DK. $\varepsilon^* = \frac{\alpha}{\varrho\, c}$ bedeutet den von den Raumladungen verursachten Anteil der DK für $\omega = 0$, und man kann schreiben .

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{\varepsilon^*}{1 + \frac{\omega^2}{\alpha^2}},$$

was genau der früher erwähnten Dispersionsformel entspricht.

Es ist noch zu bemerken, dass man genau dieselbe Dispersionsformel phänomenologisch durch Annahme eines geschichteten Dielektrikums ableiten kann (Maxwell). Joffé[1]) gibt für den Ionenleiter ein Ersatzschema an, bestehend aus idealen Kondensatoren und Widerständen, und gelangt zur gleichen Formel,

[1]) Joffé: The Physics of Crystals, Mc Graw Hill, New-York 1928.

die also ziemlich wenig charakteristisch für den speziellen Mechanismus des Dielektrikums ist.

In der kürzlich erschienenen Arbeit findet SCHUMANN[1]) das nämliche Resultat für die Dispersion, wenn er für ein Dielektrikum, das vor Anlegen der Spannung gleich viel positive und negative Ladungen enthält, die Annahmen macht: 1) es sei nur eine Ionenart beweglich, 2) die Elektroden liefern keine Ladung nach, 3) die an die Elektroden kommenden Ladungen werden dort neutralisiert.

Polarisations- und Raumladungstheorie führen also zum gleichen Resultat.

Das Vorhandensein von Raumladungen ist jedoch nachweisbar durch Messung des Potentialverlaufes im Dielektrikum. Eine lineare Feldverteilung ist stets ein Kriterium dafür, dass keine Raumladungen vorhanden sind. Solche Raumladungsmessungen sind im folgenden beschrieben.

2. Experimentelles.

Herstellung des Eises.

Das zur Verwendung gelangende Wasser muss möglichst von allen Verunreinigungen befreit werden. Nach dreifacher Destillation, von denen die letzte in einer Quarzapparatur vor sich geht, ist das Wasser von den gelösten Salzen befreit. Es kann jedoch bis zum Gefrieren wieder Gas aufgenommen haben, das sich dann u. U. in Form von kleinen Blasen im Eis bemerkbar macht. Um das Wasser vom Gas zu befreien, wird der Gefrierprozess im Vakuum (nur Wasserdampfatmosphäre) vollzogen.

Das von dem Quarzkühler kommende Wasser gelangt direkt in verchromte Apparate, deren einzelne Teile durch Schliffe abgedichtet sind. Nach erfolgter Destillation wird der abgeschlossene Apparat, der durch einen Hahn mit der Wasserstrahlpumpe in Verbindung steht, leicht gewärmt, bis das Wasser siedet. Durch den entwickelten Wasserdampf wird die Luft aus dem Apparat herausgespült, und das Wasser durch längeres Sieden gleichzeitig entgast. Nach einiger Zeit darf man wohl annehmen, dass im abgeschlossenen Raum nur noch Wasser in flüssiger bzw. in Dampfform vorhanden ist.

Beim Gefrierprozess ist es wesentlich, dass das Wasser sehr langsam gekühlt wird. Verwendet wurde ein Kühlschrank, Type Autofrigor[2]), wodurch es möglich war, die Apparate bei ganz

[1]) SCHUMANN, Zeitschr. f. Phys. **79**, 532, 1932.

[2]) Für die Überlassung eines Kühlschrankes möchten wir der Firma Escher, Wyss & Co. herzlichst danken.

langsam sinkender Temperatur zu kühlen. Die Dauer der Herstellung eines Eisstabes betrug etwa 12 Stunden. Das so hergestellte Eis ist ganz klar, blasenfrei und durchsichtig. Es ist in Zylinderform hergestellt worden, 1 cm Radius, 5—6 cm lang.

Apparatur.

In dem Eisstab sind von vorneherein die beiden Elektroden E_1 und E_2 (Messing verchromt) eingefroren. Sie bestehen aus durchlöcherten dünnen Scheibchen. Der Eisstab kommt dann

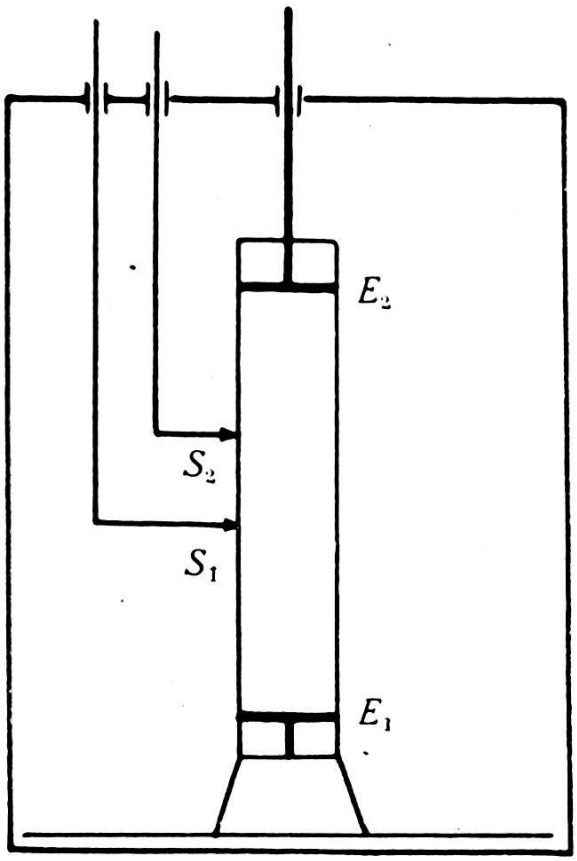

Fig. 2.

in ein Messinggehäuse, das seinerseits in einem wärmeisolierten und durch Kältemischung kühlbaren Gefäss steht. Die untere Elektrode steht mit dem Gehäuse in Verbindung, die obere ist durch Bernstein herausgeführt.

Die Sonden S_1 und S_2 bestanden aus Platinschneiden, die an den Eisstab angelegt werden konnten und ihn an zwei übereinanderliegenden Punkten berührten. Mittels Mikrometerschraube waren sie vertikal verschiebbar. Die Isolation der Sondendurchführung muss besonders gut sein (Bernstein und Quarz). Zur Verhütung leitender Beschläge, etwa durch Niederschlag von Luftfeuchtigkeit, an den Isolatoren, wurde beständig getrockneter und gekühlter Stickstoff durch den Apparat geleitet.

Die Spannung zwischen den Sonden wird mit einem Einfadenelektrometer gemessen, um jede Stromentnahme zu vermeiden.

Die Temperatur in der Eiskammer betrug bei den Messungen -4 bis -5^0 C; sie wurde mit einem Thermoelement kontrolliert.

Messmethode.

Die angewandte Sondenmethode zur Messung des Potentialverlaufes bestand darin, dass der unter Spannung gesetzte Eisstab der Länge nach mit den Sonden abgetastet wurde. Mit den zwei Sonden konnte man am Eisstab Teilspannungen abgreifen, wobei sich eine Kontrolle der Messungen dadurch ergab, dass die Summe der Teilspannungen gleich der angelegten Gesamtspannung sein musste. Die Zweisondenmethode vermied auch das Mitmessen von Kontaktpotentialen zwischen Sonde und Eis bzw. zwischen Eisoberfläche und Eisinnerem. Es ist natürlich bei dieser Messmethode angenommen, dass das Potential in einem Eisquerschnitt konstant ist, was sicher gut erfüllt war und sich dadurch kontrollieren liess, dass die Potentialkurven an demselben Eisstab untereinander gleich waren, wenn man durch Drehen des Eisstabes um seine Achse auf verschiedenen Zylindererzeugenden mass. Vertauschen der Sonden und verschieden starkes Andrücken derselben an das Eis gaben keine Abweichung.

3. Messresultate.

Wie schon früher erwähnt, deutet ein linearer Feldverlauf stets darauf hin, dass im betreffenden Medium keine Raumladungen vorhanden sind. Indessen kann man umgekehrt nicht ohne weiteres aus Abweichungen vom linearen Verlauf auf Raumladungen schliessen. Solche Abweichungen können nämlich sowohl von Raumladungen als auch von Inhomogenitäten im Eis kommen. Die folgende Überlegung soll zeigen, dass man jedoch durch Umpolen des Feldes zu eindeutigen Ergebnissen gelangen kann.

Setzt man nämlich voraus, dass die Ionen, durch deren Wanderung die Raumladung entsteht, verschiedene Beweglichkeiten haben, so ist der durch die Raumladungen bedingte Feldverlauf nicht symmetrisch in bezug auf die Mitte des Eisstabes. Hat man z. B. bei einer bestimmten Stromrichtung in der Nähe des unteren Stabendes den grösseren Spannungsabfall gefunden, so muss er beim Umpolen am oberen Ende auftreten, wenn es sich um Raumladungseffekte handelt. Bleibt dagegen der grosse

Spannungsabfall am unteren Stabende, so zeigt dies eine lokale Inhomogenität des Eises an der betreffenden Stelle an.

Wenn jedoch beide Ionenbeweglichkeiten einander gleich sind, und damit die von den Raumladungen herrührende Feldverteilung symmetrisch wird, so ist das Umpolen nicht entscheidend, denn sowohl fehlende als auch symmetrische Raumladungen werden den Verlauf der Kurve nicht ändern. Im Falle des Eises sind die Potentialkurven so stark asymmetrisch, dass eine Entscheidung leicht zu treffen ist.

In den folgenden Kurven gibt die Abscisse den Ort längs des Eisstabes an (*u* unteres, *o* oberes Stabende). Das untere Stab-

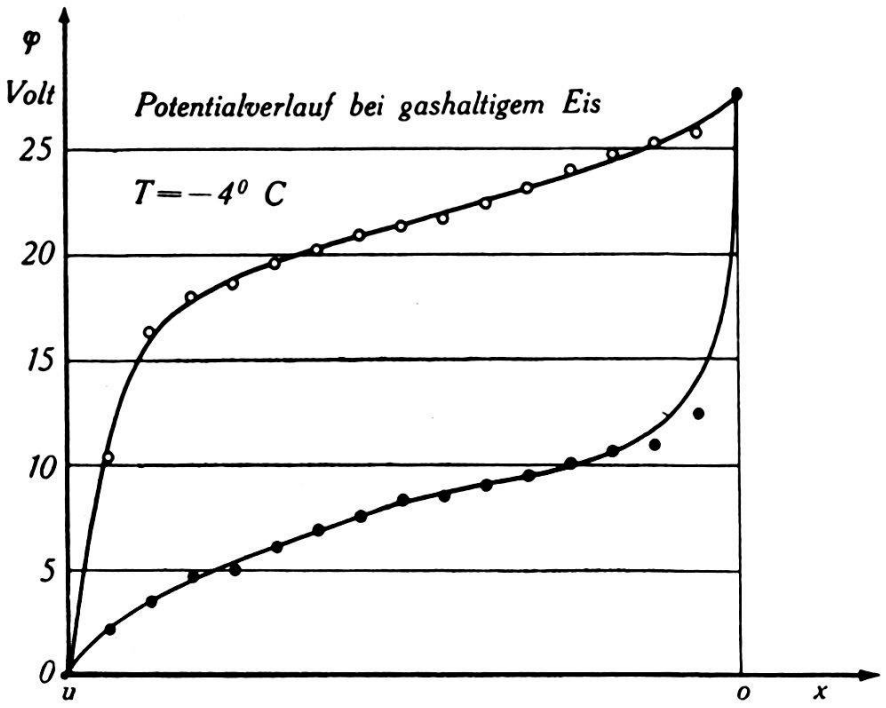

Fig. 3.

ende soll stets das Potential 0 haben. Das Potential φ an der Stelle x ist stets nach oben aufgetragen, wobei $\circ\ \varphi < 0$, $\bullet\ \varphi > 0$ bedeutet. Man erreicht auf diese Weise, dass bei fehlenden Raumladungen die Kurven für die beiden Stromrichtungen sich decken müssen.

Wir finden bei Eis zwei Kurventypen vertreten, und die Messungen ergaben, dass es lediglich auf die Reinheit der benutzten Substanz ankommt, ob Raumladungen da sind oder nicht.

Bei gewöhnlichem Eis findet man eine sehr ausgeprägte Verlagerung der Kurven durch Umpolen, wie Fig. 3 dies zeigt.

Benutzt man jedoch Eis, das aus sorgfältigst destilliertem und entgastem Wasser im Vakuum ausgefroren ist, so erhält man Kurven entsprechend Fig. 4. Diese Kurven decken sich inner-

halb der Messfehler und die kleinen Abweichungen vom linearen Verlauf, die sichtlich an bestimmte Stellen des Stabes gebunden sind, sind durch örtliche Inhomogenitäten bedingt. Offenbar sind bei diesem reinen Eis keine Raumladungen vorhanden.

Um zeitliche Änderungen des Potentialverlaufes an dem unter Spannung stehenden Eisstab verfolgen zu können, wurden zunächst zur Zeit „$t = 0$“ Kurven in der Weise aufgenommen, dass man am kurzgeschlossenen Eisstab die Sonden einstellte, darauf für die Dauer der Messung (einige Sekunden) Spannung anlegte,

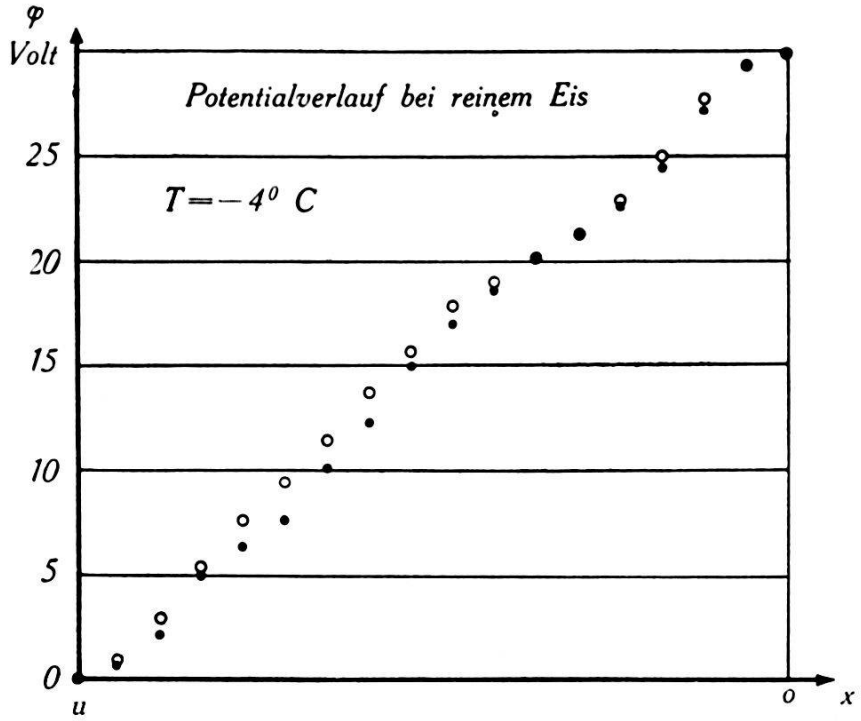

Fig. 4.

und dann bis zur nächsten Sondeneinstellung den Eisstab wieder kurz schloss usw. Darauf wurde eine Kurve für etwa $t = 10$ min vermessen, wobei der Stab einfach unter Spannung blieb. Man begann mit der Potentialmessung etwa 8 min nach dem Einschalten der Spannung und tastete während den folgenden 4 min den Stab mit den Sonden ab. In ähnlicher Weise wurden Messungen für $t = 50$ min gemacht (Fig. 5). In der Figur bedeuten o $t = 0$; ● $t = 10$ min; + $t = 50$ min.

Man sieht nur kleine Verschiebungen des Potentialverlaufes, wobei vielleicht das entgegengesetzte Vorzeichen der Verschiebungen an beiden Stabenden bemerkenswert ist. Man könnte das als Zeichen für Spuren von Verunreinigungen deuten. Jedenfalls sind diese Verschiebungen im Vergleich mit denen der Kurve in Fig. 4 unbedeutend, und man kann, wie oben, schliessen, dass im völlig entgasten Eis keine Raumladungen auftreten.

Leitfähigkeitsmessungen.

An denselben Eisstäben, die zur Messung des Potentialverlaufes gebraucht wurden, sind auch Leitfähigkeitsmessungen angestellt worden. Zu diesem Zweck wurde der Strom, der den Eisstab durchfloss, gemessen, und zwar mit Hilfe des Elektrometers durch den Spannungsabfall an einem Widerstand. Da beim Einschalten sehr rasche Stromänderungen auftreten, kommt man mit einer visuellen Beobachtung nicht aus, sondern der Ausschlag des Elektrometers muss photographisch registriert werden. Man konnte mittels Registrierung den Strom bereits

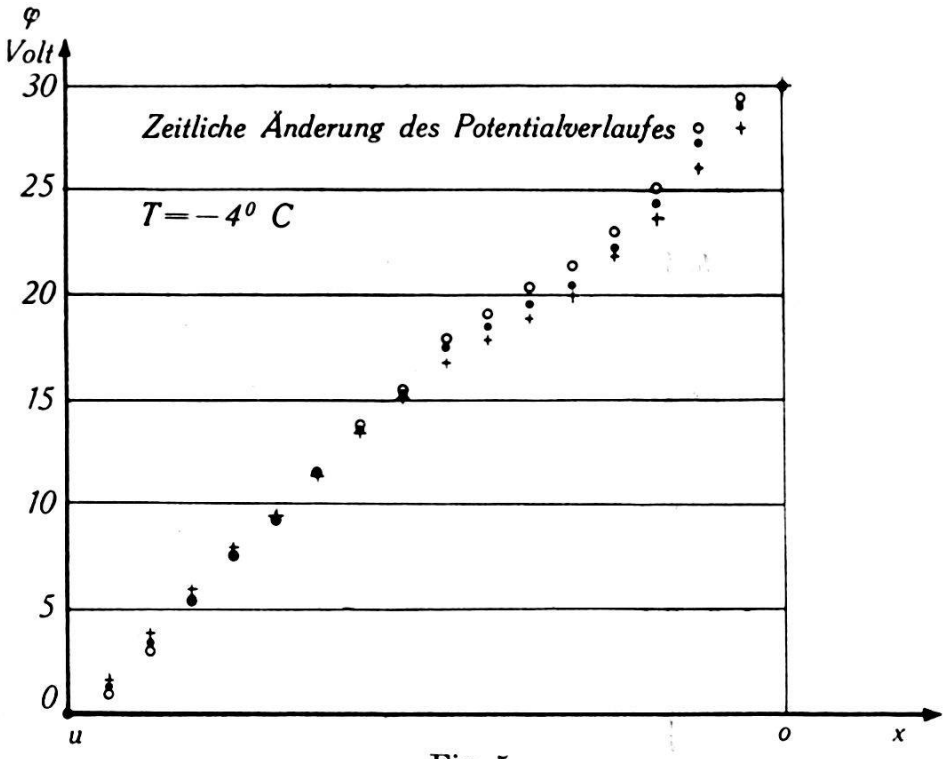

Fig. 5.

$^1/_{50}$ sec nach dem Einschalten messen. Diese Zeit war durch die Trägheit des Elektrometerfadens gegeben. Nach etwa 3 sec erfolgt die Stromänderung langsam genug, um mit dem Auge beobachtet werden zu können.

Die Messungen dienten nur zum ungefähren Vergleich verschiedener Eissorten. Es zeigte sich, dass der Strom durch das im Vakuum präparierte Eis innerhalb der Messzeit sich nur etwa um 20% verändert, während die Änderung bei Eis ohne Vakuumbehandlung bis zu 1000% betragen kann. Die Endleitfähigkeiten unterscheiden sich etwa um eine Zehnerpotenz, das gashaltige Eis leitet besser. Diese Effekte sind im übrigen noch spannungsabhängig.

4. Diskussion der Messresultate.

Aus den Messungen geht hervor, dass Raumladungen im Eis mit dem Vorhandensein von Verunreinigungen verbunden sind. Bei reinem Eis sind sie nicht vorhanden. In dem vorliegenden Falle bestanden die Verunreinigungen zweifellos aus Gasen (Luft, d. h. N_2, O_2, CO_2, NH_3), die von dem Eis aufgenommen waren. Eine molekulare Lösung von CO_2 oder NH_3 kann Anlass zur Ionenbildung geben, dagegen werden N_2 und O_2 keinen wesentlichen Beitrag liefern.

In einer soeben erschienenen ausführlichen Arbeit von JAFFÉ[1]) werden die obigen Verhältnisse bei derartigen Ionenleitern theoretisch eingehend behandelt. Er unterscheidet Ionen erster Art, die dadurch ausgezeichnet sind, dass sie sich an den Elektroden nicht entladen können, und Ionen zweiter Art, für welche diese Einschränkung nicht gilt. In diesem Bilde würden nach unseren Messungen bei reinem Eis nur Ionen zweiter Art vorhanden sein, während die Raumladung bei gashaltigem Eis den Ionen erster Art zuzuschreiben wäre.

Die theoretische Auswertung des Einflusses der Raumladungen in nicht entgastem Eis auf die DK ergibt, dass die Raumladungen einen wesentlichen Beitrag zur DK geben müssen. Leider wird weder bei ERRERA, GRANIER noch WINTSCH erwähnt, ob das Eis völlig von Gas befreit war. Zu erwarten ist, dass bei kleinen Frequenzen reines Eis im Vergleich zum nicht völlig gasfreien eine kleinere DK hat, um einen Faktor, der durch die Raumladungen bestimmt ist.

Eine ausführliche theoretische Diskussion, zusammen mit einem Vergleich der Messresultate mit der JAFFÉ'schen Theorie, soll einer besonderen Veröffentlichung vorbehalten sein.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER, auf dessen Anregung diese Arbeit gemacht wurde, für das Interesse und für die Ratschläge herzlichst zu danken.

Zürich, Physikalisches Institut der E. T. H.

[1]) JAFFÉ: Ann. Phys. 5, **16**, 217, 1933.