

Werk

Jahr: 1970

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 Z NAT 2148:36

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0036

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0036

LOG Id: LOG_0135

LOG Titel: Eine Methode zur direkten Bestimmung der sogenannten "Geometrischen Tortuosität"

LOG Typ: article

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN101433392X

PURL: <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain there Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen
Georg-August-Universität Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen
Germany
Email: gdz@sub.uni-goettingen.de

Eine Methode zur direkten Bestimmung der sogenannten „Geometrischen Tortuosität“

A Method of Direct Determination of the „Geometric Tortuosity“

Von W. BITTERLICH und H. WÖBKING, Innsbruck¹⁾

Eingegangen am 24. November 1969

Zusammenfassung: Es wird eine neue Methode zur Bestimmung der Tortuosität von Gesteinen — speziell der „geometrischen Tortuosität“ — beschrieben. An Hand eines bewußt einfach gewählten Modells einer scheibenförmigen Gesteinsprobe wird die geometrische Tortuosität definiert. Die Ermittlung dieser Größe kann auf herkömmlichem Wege über den Formationsfaktor oder nach einem neuen Verfahren über kapazitive Messungen erfolgen. In der Praxis zeigt sich, daß die Tortuosität frequenzabhängig ist. Für die Frequenzen $f = 100$ Hz und $f = 1$ kHz sind Meßwerte für Sandstein angegeben.

Summary: A new method is described for determining the tortuosity of rock, above all the “geometric tortuosity” which is defined on an especially simple model of a disk-shaped rock sample. This quantity may be determined either by the traditional method via the formation factor, or by a new technique via capacitive measurements. In practice, tortuosity proved to depend on frequency. For a frequency of $f = 100$ Hz and $f = 1$ kHz, values of measurements in sandstone have been listed.

1. Einleitung

Wenn man von der Tortuosität eines Gesteins spricht, so meint man i. a. die hydraulische Tortuosität T_{hy} oder die elektrische Tortuosität T_{el} , die nach SCHOPPER [1966] durch folgende Gleichungen definiert werden können:

$$T_{hy} = \frac{\Phi \cdot a_{eff}}{k \cdot 8 \pi} \quad (1)$$

$$T_{el} = \Phi \cdot F \quad (2)$$

(Φ = Porosität, a_{eff} = Porenquerschnitt, k = Durchlässigkeit, F = Formationsfaktor).

¹⁾ Univ. Doz. Dr. Wolfram BITTERLICH, Innsbruck, Kaiser-Franz-Josef-Str. 5. Dr. Hans WÖBKING, Montanwerke Brixlegg GesmbH, Brixlegg, Tirol.

Beide Tortuositäten sind rein geometrische Größen. Wenn hier trotzdem eine dritte Tortuosität mit dem Attribut „geometrisch“ hergeleitet werden soll, so geschieht dies nicht etwa, um eine erste gemeinsame Näherung der oben angeführten Tortuositäten (T_{hy} , T_{el}) zu finden, sondern aus folgendem Grunde: Die neue Größe T wird mit Hilfe von kapazitiven Effekten ermittelt werden, die durch die Theorie der Raumladungspolarisation gedeutet werden können. In diese Theorie gehen als geometrische Größen nur die Fläche, mit der eine Elektrode an die Gesteinsprobe angrenzt, und der Abstand der Elektroden (des Meßkondensators) ein. Um unter Verwendung der Erscheinungen der Raumladungspolarisation gefügekundliche Größen von Gesteinen erfassen zu können, muß eine Tortuosität durch einfachste geometrische Objekte wie Flächen und Längen definiert werden. Für das Porengefüge eines Gesteins muß dazu das relativ primitive Modell mit geradlinig verlaufenden Porenkanälchen konstanten Querschnittes eingeführt werden, wobei zugestanden werden soll, daß man auf diese Weise eine reale Porenanordnung nur näherungsweise beschreiben kann.

Die Theorie der Raumladungspolarisation, mit deren Hilfe man die Dispersionskurven für Elektrolyte (Wasser) und für gesättigte Gesteinsproben im Hz- und kHz-Bereich deuten kann, soll in ihren Grundzügen kurz dargestellt werden.

2. Theorie der Raumladungspolarisation

2.1. Raumladungserscheinungen bei ionenhaltigem Wasser

Verwendet man ionenhaltiges Wasser als Dielektrikum eines Plattenkondensators, so wandern nach Anlegen einer elektrischen Spannung die Kationen und die Anionen in Richtung der entsprechenden Elektroden. Das Ohmsche Gesetz gilt so lange, wie keine Behinderung der Ionen bei der Entladung an den Elektroden auftritt. Oft können die Ionen nicht schnell genug entladen werden, so daß sie sich stauen und eine Annäherung weiterer Ladungsträger verhindern. Im Bereich der Elektroden finden sich dann Gebiete mit erhöhter Raumladung (gegenüber dem Hauptvolumen) — das Medium wird polarisiert. Diese Effekte können durch Verwendung von Wechselstrom genügend hoher Frequenz verhindert werden. Nach LIDIARD [1957] treten beim Fließen niederfrequenter Ströme kapazitive Effekte auf. Die Theorie dieser Vorgänge ergibt eine frequenzabhängige Dielektrizitätskonstante der Flüssigkeit.

Die Theorie, die ausführlich von LIDIARD [1957], BLANK [1964] und FRIAUF [1954] beschrieben ist, führt zu zwei Grenzfällen:

- a) Die Elektroden sind für positive und negative Ionen sperrend,
- b) es wird nur eine Ionenart an der Entladung gehindert.

Da die Experimente gezeigt haben, daß die Dispersionskurven des verwendeten Porenwassers am besten durch den Fall a) beschrieben werden, sollen für diesen Fall

die Endformeln für die Parallelkapazität C_P und für den Paralleleitwert G_P , die als Ersatzgrößen des Kondensators mit Wasser als Dielektrikum dienen, angegeben werden:

$$C_P = \frac{C^*}{1 + (2\pi)^2 f^2 \tau^2} \quad (3)$$

$$C^* = \frac{A}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{e^2 \varepsilon^* \cdot n}{k' T'}} \quad (4)$$

$$G_P = G_1 \cdot \frac{(2\pi)^2 f^2 \tau^2}{1 + (2\pi)^2 f^2 \tau^2} \quad (5)$$

$$\tau = \frac{d}{u_n + u_p} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon^*}{2 n k' T'}} \quad (6)$$

$$G_1 = \frac{A}{d} e (u_n \cdot n_n + u_p \cdot n_p) \quad (7)$$

Erklärung der verwendeten Symbole:

- C_P = Parallelkapazität [cm]
- G_P = Paralleleitwert [cm sec⁻¹]
- G_1 = Gleichstromleitwert [cm sec⁻¹]
- τ = Zeitkonstante [sec]
- f = Frequenz [Hz]
- e = Elementarladung (= $4,8 \cdot 10^{-10} \text{ g}^{1/2} \text{ cm}^{3/2} \text{ sec}^{-1}$)
- ε^* = Dielektrizitätskonstante der Grundsubstanz ($\varepsilon^* \approx 81$)
- A = Oberfläche der Elektroden [cm²]
- d = Elektrodenabstand [cm]
- u_n = Ionenbeweglichkeit [$\text{g}^{-1/2} \text{ cm}^{3/2}$]
- u_p
- n_n = Anzahl der negativen und positiven Ionen pro cm³ [cm⁻³]
- n_p
- k' = Boltzmannkonstante (= $1,38 \cdot 10^{-16} \text{ erg Grad}^{-1}$)
- T' = absolute Temperatur [°K]
- C^* = Kapazität bei Niederfrequenz [cm]
- n = Anzahl der Ionen pro cm³ [cm⁻³]

Dividiert man C_P nach Gleichung (3) durch die Leerkapazität C_0 des Plattenkondensators,

$$C_0 = \frac{A}{4\pi d}, \quad (8)$$

so erhält man die Dielektrizitätskonstante ε_W des Wassers:

$$\varepsilon_W = \frac{C^* \frac{4\pi d}{A}}{1 + (2\pi)^2 f^2 \tau^2} \quad (9)$$

Die Gleichung (9) geht, wenn $1 \ll (2\pi)^2 f^2 \tau^2$ ist, über in

$$\varepsilon_W = \frac{C^* \cdot \frac{4\pi d}{A}}{(2\pi)^2 f^2 \tau^2} \quad (10)$$

Setzt man für C^* und τ die Formeln (4) und (6) ein, so ergibt sich für die frequenzabhängige Dielektrizitätskonstante des Wassers:

$$\varepsilon_W = \frac{4\pi}{d} \cdot \frac{1}{f^2} \cdot \frac{(u_n + u_p)^2 (2nk'T')^2}{\varepsilon^{*2} (2\pi)^2} \cdot \sqrt{\frac{e^2 \varepsilon^* n}{2k'T'}} = K \cdot \frac{1}{d} \cdot \frac{1}{f^2} \quad (11)$$

Zu diesem Wert ε_W ist die Dielektrizitätskonstante für reines Wasser ($\varepsilon^* \approx 81$) hinzuzufügen. Da hier nur niederfrequente Effekte in Betracht kommen, wird diese Korrektur vernachlässigt gegenüber den sehr hohen Werten von ε_W (etwa 10^3 bis 10^7). Diese Näherung gilt für Frequenzen $f \leq 10$ kHz.

2.2. Theorie der Raumladungspolarisation zur Erklärung des Dispersionsverhaltens gesättigter Gesteine

Geht man von der Annahme aus, daß das in den Gesteinen vorhandene Porenwasser maßgebend die Höhe und den Frequenzgang der Dielektrizitätskonstante der Gesteine beeinflusst, so hätte man zur Deutung der Dispersionserscheinungen die Theorie der Raumladungspolarisation auf das Porenwasser, so wie es im Gestein vorkommt, anzuwenden. Allerdings müssen dann die Gleichungen (3) bis (11) modifiziert werden.

Um übersichtliche Zusammenhänge zu bekommen, sollen sich die folgenden Betrachtungen auf ein idealisiertes Gestein beziehen. Idealisiert soll in diesem Fall bedeuten:

- Die Porosität wird von durchgehenden Porenkanälchen hervorgerufen,
- die Porenkanälchen bilden kein kommunizierendes System miteinander,
- die Porenkanälchen werden als nicht gekrümmte, relativ zu einer äußeren Oberfläche geneigte Kanäle betrachtet,
- der Querschnitt der Porenkanälchen sei kreisförmig und über die gesamte Länge eines Kanälchens konstant.

Siehe hierzu Abb. 1.

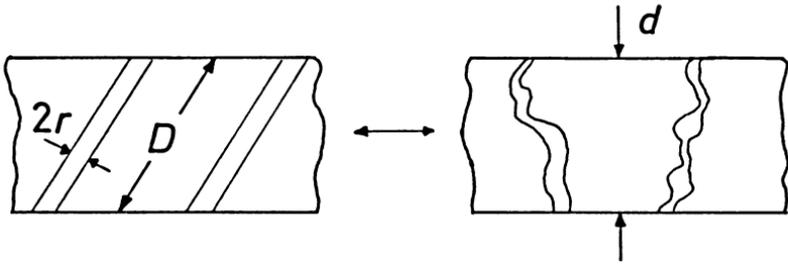


Abb. 1: Querschnitt durch eine Gesteinsscheibe.

Links: Idealisierte Porenkanälchen.

Rechts: Normale Porenkanälchen.

Cross section through a disk of rock.

Left: Idealized pore channels.

Right: Normal pore channels.

Das Volumen eines i -ten Porenkanälchens mit dem Radius r_i und der Länge D_i ist

$$V_i = \pi r_i^2 D_i \quad (12)$$

Wenn N solcher Kanälchen vorhanden sind, ist das gesamte Porenvolumen V_P

$$V_P = i \sum \pi r_i^2 D_i \quad (13)$$

Für die nachfolgende Betrachtung ist eine Mittelwertbildung notwendig:

$$\frac{i \sum \pi r_i^2 D_i}{N} = \pi r^2 D \quad (14)$$

Somit nimmt das Porenvolumen V_P die Form

$$V_P = i \sum \pi r_i^2 D_i = N \pi^2 D \quad (15)$$

an. Definiert man als geometrische Tortuosität einer Gesteinsscheibe:

$$T = \frac{D}{d}, \quad (16)$$

wobei D die wahre Länge eines mittleren Porenkanälchens und d die Dicke der Scheibe ist, so gilt für die Porosität Φ :

$$\Phi = \frac{V_P}{V_{\text{gesamt}}} = \frac{N \pi r^2 D}{A \cdot d} = n' \pi r^2 T \quad (17)$$

n' ist die Dichte der Porenkanälchen.

Wird ein solches idealisiertes Gestein — in wassergesättigtem Zustand — als Dielektrikum in einen Plattenkondensator eingebracht, so grenzt das für die elektri-

schen Eigenschaften verantwortliche Porenwasser mit der Fläche a

$$a = N\pi r^2 \quad (18)$$

an die Elektroden. Man kann nun diesen Kondensator (Plattenkondensator mit Gestein) ersetzen durch einen Kondensator mit der Fläche a [cm²] und einem Plattenabstand D [cm], wobei das Porenwasser als Dielektrikum fungiert.

Um den Frequenzgang der Dielektrizitätskonstante mit Hilfe der Theorie der Raumladungspolarisation beschreiben zu können, ist in den Gleichungen (3) bis (6) die Größe d durch D und A durch a zu ersetzen. Für die Parallelkapazität C_P erhält man dann:

$$C_P = \frac{K}{4\pi} \cdot \frac{1}{f^2} \cdot \frac{a}{D^2} \quad (19)$$

Dividiert man C_P durch die Leerkapazität C_0 (8), so bekommt man für die Dielektrizitätskonstante des Gesteins folgenden Ausdruck:

$$\varepsilon_G = \frac{C_P}{C_0} = K \cdot \frac{1}{f^2} \cdot \frac{a \cdot d}{A \cdot D^2} \quad (20)$$

3. Zur Bestimmung der geometrischen Tortuosität T

3.1. Ermittlung von T aus elektrischen Meßgrößen

Aus Gleichung (20) läßt sich die Tortuosität noch nicht bestimmen, da a , der Gesamtquerschnitt aller Porenkanälchen, nicht bekannt ist.

Man muß daher nach weiteren Zusammenhängen zwischen elektrischen und gefügekundlichen Größen suchen, um die Fläche a eliminieren zu können. Hierzu bietet sich die Leitfähigkeit der Gesteine an.

Bei genügend hohen Frequenzen ($f \geq 1$ kHz) zeigt das Gestein einen fast konstanten Leitwert G_G :

$$G_G = \sigma_W \cdot \frac{a}{D} \quad (21)$$

wobei σ_W die Wasserleitfähigkeit bedeutet.

Andererseits läßt sich der Gesteinsleitwert ausdrücken durch

$$G_G = \sigma_G \cdot \frac{A}{d} \quad (22)$$

σ_G = Gesteinsleitfähigkeit [S · cm⁻¹].

Gleichsetzen von (21) und (22) liefert:

$$\sigma_G = \sigma_W \cdot \frac{d \cdot a}{D \cdot A} \quad (23)$$

Bildet man das Verhältnis σ_G/ε_G , so ergibt sich mit Hilfe von Gleichung (23) und (20):

$$\frac{\sigma_G}{\varepsilon_G} = \sigma_W \cdot \frac{d \cdot a \cdot D^2 A f^2}{D \cdot A a d K} = \sigma_W \cdot D \frac{f^2}{K} \quad (24)$$

Aus Gleichung (24) läßt sich die wahre Länge D eines mittleren Porenkanälchens zu

$$D = \frac{\sigma_G}{\varepsilon_G \cdot \sigma_W} \cdot \frac{K}{f^2} \quad (25)$$

bestimmen. Dividiert man D (25) durch die Dicke d der Gesteinsscheibe, so erhält man nach Definition (16) für die geometrische Tortuosität T :

$$T = \frac{D}{d} = \frac{\sigma_G}{\sigma_W \cdot \varepsilon_G \cdot d} \cdot \frac{K}{f^2} \quad (26)$$

mit Gleichung (11) ergibt sich

$$T = \frac{\sigma_G \cdot \varepsilon_W}{\sigma_W \cdot \varepsilon_G} \quad (27)$$

Da sich alle Größen der rechten Seite der Gleichung (27) experimentell bestimmen lassen, bietet sich hier die Möglichkeit, die geometrische Tortuosität T zu ermitteln.

3.2. Ermittlung von T aus gefügekundlichen Größen

Man kann T auch auf konventionelle Art bestimmen und erhält damit eine echte Vergleichsmöglichkeit.

Nach HAMEISTER [1960], BENTZ [1961] und WYLLIE & SPANGLER [1952] ist das Verhältnis des Gesteinswiderstandes zum Widerstand des Porenwassers bei gleicher Elektrodenanordnung gleich dem Formationsfaktor F :

$$F = \frac{R_{\text{Gestein}}}{R_{\text{Wasser}}} \quad (28)$$

$$R_{\text{Gestein}} = \frac{1}{\sigma_W} \cdot \frac{D}{a}$$

$$R_{\text{Wasser}} = \frac{1}{\sigma_W} \cdot \frac{d}{A}$$

$$F = \frac{D}{a} \cdot \frac{A}{d} = T \cdot \frac{A}{a} \quad (29)$$

Aus den Gleichungen (17) und (18) folgt

$$\frac{A}{a} = \frac{T}{\Phi}. \quad (30)$$

Einsetzen von (30) in (29) ergibt:

$$F = \frac{T^2}{\Phi} \quad (31)$$

und daraus:

$$T = \sqrt{F \cdot \Phi}. \quad (32)$$

Nach Gleichung (32) kann ebenfalls die geometrische Tortuosität ermittelt werden, wobei für F

$$F = \frac{\sigma_w}{\sigma_G} \quad (33)$$

zu setzen ist.

Anmerkung: Es bietet sich auch die Möglichkeit, den Gesamtquerschnitt aller Porenkanälchen, nämlich die Größe a (18), zu berechnen. Dazu muß man nur die Gleichungen (17), (18) und (20) geschickt miteinander kombinieren. Es ergibt sich dann für die Fläche a :

$$a = A \cdot \sqrt{\frac{\Phi^2 d \cdot \varepsilon_G f^2}{K}} \quad (34)$$

4. Experimentelle Ergebnisse

4.1. Meßapparat

Die Frequenzabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten wurde mit Hilfe einer Kapazitätsmeßbrücke — siehe BITTERLICH [1967] — für den Bereich von 30 Hz bis 300 kHz ermittelt. Zur Anzeige des Brückenabgleiches wurden selektive Voltmeter, zur Erweiterung des Meßbereiches der Brücke Widerstands- und Kapazitätsdekaden benutzt. Als Generator diente ein transistorisiertes Gerät mit maximal 5 Volt Ausgangsspannung. Die scheibenförmigen Gesteinsproben wurden als Dielektrikum eines Schutzringkondensators verwendet. Die Abb. 2 zeigt ein Blockschaltbild der beschriebenen Apparatur.

Die Porosität Φ der Gesteine wurde folgendermaßen bestimmt: Die Gesteinsproben wurden in einen Trockenofen gelegt und bei einer Temperatur von 110°C 40 Stunden lang getrocknet. Es wurde dann das Trockengewicht P_0 ermittelt. Anschließend wurden die Proben in einem Exsikkator mit Hilfe einer Drehschieberpumpe bis zu

einem Druck von 10^{-1} – 10^{-2} Torr evakuiert. Über einen Dreiweghahn wurde das gewünschte Wasser durch den äußeren Luftdruck in den Exsikkator — somit auch in das Porengefüge der Gesteinsproben — hineingepreßt. Bei völliger Wasserbedeckung blieben die Proben 24 Stunden in dem offenen Gefäß liegen. Nähere Angaben siehe WÖBKING [1968].

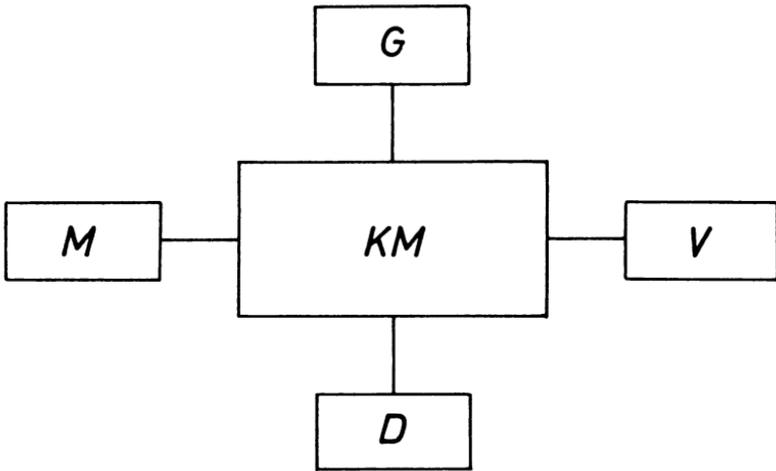


Abb. 2: Blockschaltbild der Apparatur zur Messung der Dielektrizitätskonstante.

KM = Kapazitätsmeßbrücke, *G* = RC-Generator,
M = Meßkondensator, *D* = RC-Dekaden,
V = selektives Voltmeter.

Block diagram of the apparatus for measuring the dielectric constant.

KM = capacitance measuring bridge, *G* = RC generator,
M = measuring capacitor, *D* = RC decades,
V = selective voltmeter.

In gesättigtem Zustand wurde das Naßgewicht P_N der Scheiben bestimmt und nach der folgenden Formel die Porosität Φ ermittelt:

$$\Phi = \frac{P_N - P_0}{\gamma_W \cdot V} \quad (35)$$

P_N = Naßgewicht [ρ] γ_W = spez. Gewicht des Wassers [$\rho \text{ cm}^{-3}$]
 P_0 = Trockengewicht [ρ] V = Gesteinsvolumen [cm^3]

Die Porosität konnte mit einem Fehler von maximal $\pm 8\%$, die elektrischen Größen mit einem maximalen Fehler von $\pm 8\%$ gemessen werden.

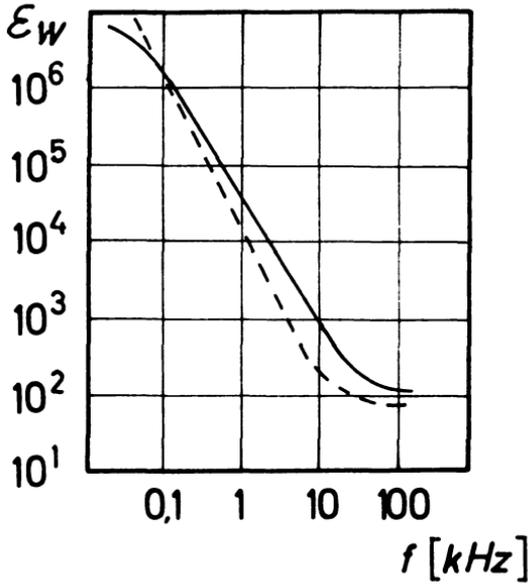


Abb. 3.

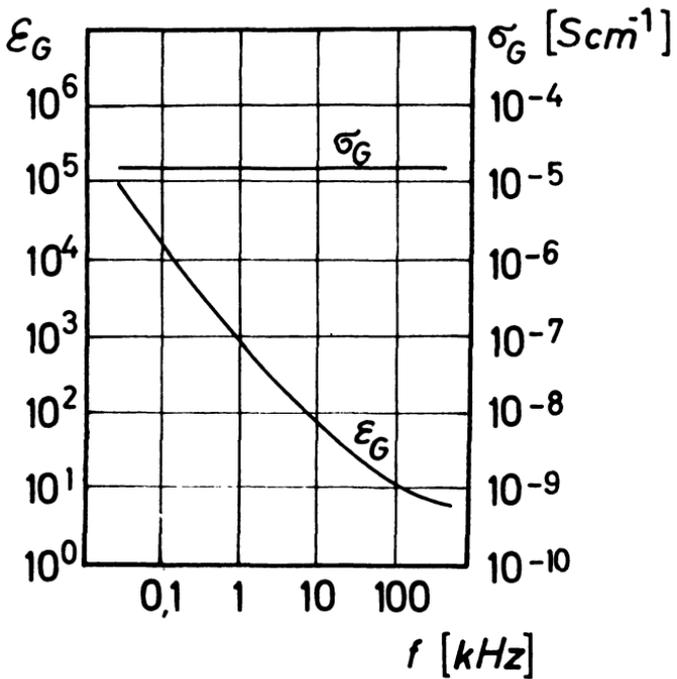


Abb. 4.

4.2. Dispersionskurven von Wasser und Sandsteinen

In Abb. 3 sind für das verwendete Porenwasser die experimentelle Dispersionskurve $\epsilon_W = \epsilon_W(f)$ und die theoretisch erwartete Kurve eingezeichnet. Man erkennt, daß die Theorie in einem Frequenzbereich von etwa 100 Hz bis 10 kHz die Experimente zumindest qualitativ zu deuten vermag. Die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment sind auf eventuell vorhandene Verunreinigungen des Wassers oder auf chemische Veränderungen der Elektroden zurückzuführen.

Für die Gleichstromleitfähigkeit des Porenwassers wurde erhalten:

$$\sigma_W = 3,05 \cdot 10^{-4} \text{ [S cm}^{-1}\text{]}$$

Bei Frequenzen $f < 1$ kHz ergab sich ein geringer Frequenzgang der Wasserleitfähigkeit.

Für den Faktor K wurde erhalten:

$$K = 2 \cdot 10^{10} \text{ [Hz}^2 \text{ cm]}$$

Für den Frequenzgang der Dielektrizitätskonstante von Wasser wurde gemessen:

$$\epsilon_W \sim \frac{1}{f^{1,75}}$$

$$30 \text{ Hz} \leq f \leq 10 \text{ kHz}$$

In Abb. 4 ist für eine gesättigte Sandsteinprobe aus Herrenalb (Schwarzwald) die Leitfähigkeit bzw. die Dielektrizitätskonstante als Funktion der Frequenz aufgetragen. Man erkennt, daß die Dispersionskurve zu niederen Frequenzen hin immer steiler wird.

Abb. 3: Wasser.

Dielektrizitätskonstante als Funktion der Frequenz.

Experimentell: —————

Theoretisch: - - - - -

Water.

Dielectric constant as a function of frequency.

Experiment: —————

Theory: - - - - -

Abb. 4: Sandstein Herrenalb/Schwarzwald.

Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit als Funktion der Frequenz.

Sandstone Herrenalb/Schwarzwald.

Dielectric constant and conductivity as a function of frequency.

Tabelle 1: Geometrische Tortuosität von Sandsteinen.

| Fundort | T nach (27) | T nach (27) | T nach (32) |
|-----------|---------------|---------------|---------------|
| | $f = 100$ Hz | $f = 1$ kHz | |
| Galzein | 4,8 | 4,2 | 2,0 |
| Galzein | 4,2 | 4,8 | 2,2 |
| Galzein | 6,7 | 4,4 | 2,3 |
| Galzein | 3,4 | 3,3 | 1,7 |
| Herrenalb | 3,4 | 3,1 | 2,1 |
| Herrenalb | 4,1 | 3,2 | 1,9 |
| Herrenalb | 3,7 | 3,0 | 2,1 |
| Herrenalb | 4,1 | 3,0 | 1,8 |
| Herrenalb | 5,7 | 3,6 | 2,1 |
| Herrenalb | 4,1 | 4,2 | 2,6 |
| Achensee | 3,7 | 2,3 | 1,5 |
| Vintl Alm | 6,8 | 4,1 | 1,4 |

Zwischen $f = 30$ Hz und $f = 1$ kHz ergibt sich näherungsweise:

$$\varepsilon_G \sim \frac{1}{f^{1,35}}$$

Die Frequenzabhängigkeit der Leitfähigkeit σ_G ist nur sehr schwach ausgeprägt:

$$\sigma_G \sim f^{0,03}$$

Setzt man die gemessenen Beziehungen zwischen den elektrischen Parametern (σ_G , σ_W , ε_G , ε_W) und der Frequenz f in die Gleichung (27) ein, so erhält man für die erwähnte Sandsteinprobe eine Tortuosität, die frequenzabhängig ist:

$$T \sim f^{-0,4}$$

Der Frequenzgang von T ist für jedes Gestein etwas anders und ein Maß dafür, wie gut die Theorie der Raumladungspolarisation das Dispersionsverhalten von gesättigten Gesteinen und von Wasser wiedergibt.

Die Tortuosität wurde an einigen Sandsteinen (Fundort: Galzein/Tirol; Herrenalb/Schwarzwald, Achensee/Tirol, Vintl Alm/Innsbruck) ermittelt.

Für die Bestimmung der geometrischen Tortuosität nach Gleichung (27) wurden die Frequenzen $f = 100$ Hz und $f = 1$ kHz ausgewählt. In diesem Frequenzbereich wird die Dielektrizitätskonstante hauptsächlich durch die Erscheinung der Raumladungspolarisation bestimmt.

In der Tabelle 1 sind die geometrischen Tortuositäten der erwähnten Sandsteine — berechnet nach Gleichung (27) und (zum Vergleich) nach Gleichung (32) — wiedergegeben.

Die bei $f = 100$ Hz gemessenen Tortuositäten haben höhere Werte (bis auf 2 Ausnahmen) als die Vergleichsgrößen bei $f = 1$ kHz. In der Differenz spiegelt sich die Frequenzabhängigkeit der Tortuosität wieder. Große Unterschiede treten auf im Vergleich zu den nach Gleichung (32) über F und Φ gemessenen Tortuositäten.

Diese Differenzen werden mehrere Ursachen haben:

- a) Die Theorie der Raumladungspolarisation ist nicht in allen Fällen quantitativ ausreichend, um die gemessenen Dispersionskurven zu deuten.
- b) Ein Gestein mit der in Kapitel 2.2 vorgenommenen Idealisierung wird in der Natur kaum anzutreffen sein.
- c) Die Leitfähigkeit des Porenwassers wird nach dem Sättigen der Gesteinsproben durch Reionisation der beim Trocknen ausgesalzen Substanzen verändert werden.
- d) Der Formationsfaktor zeigt selbst einen — wenn auch geringen — Frequenzgang.

Es sollte ein rein „elektrisches“ Verfahren aufgezeigt werden, nach dem die Tortuosität von Gesteinen bestimmt werden kann. Messungen an Sandsteinen zeigten erhebliche Abweichungen zwischen Tortuositäten, die nach der neuen bzw. der konventionellen Methode ermittelt wurden. Es ist jedoch zu hoffen, daß durch weitere Verfeinerungen der Meßapparatur — speziell der Meßzelle — die aufgetretenen Diskrepanzen beseitigt werden können.

Die vorliegende Arbeit wurde von der Regierung der Vereinigten Staaten von Amerika und vom Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung in Österreich unterstützt.



Literatur

- BLANK, K.: Raumladungserscheinungen in flüssigen und festen Ionenleitern. NTF, Dielektrika, 29, 41—50, 1964
- BENTZ, A.: Lehrbuch der angewandten Geologie. Stuttgart 1961
- BITTERLICH, W.: Jahresbericht 1967 des VLF-Forschungsprojektes, Innsbruck, Contract 61 (052)-902
- FRIAUF, R. J.: Polarization Effects in the Ionic Conductivity of Silver Bromide. J. Chem. Physics 22, 1329—1338, 1954
- HAMEISTER, R.: Wie wird die absolute Permeabilität von Gesteinen ermittelt? Zeitschrift für angewandte Geologie 6, 114—117, 1960
- LIDIARD, A. B.: Ionic Conductivity. Handb. der Physik 20, 311—323, 1957
- SCHOPPER, J. R.: Theoretical Investigation on the Formation Factor/Permeability/Porosity Relationship Using a Network. Geophysical Prospecting 14, 301—341, 1966
- WÖBKING, H.: Über den Frequenzgang der Dielektrizitätskonstante und der elektrischen Leitfähigkeit bei Gesteinen und über die Bedeutung der elektrischen Gesteinsparameter für die Bestimmung gefügekundlicher Größen. Dissertation Innsbruck 1968
- WYLLIE, M. R. J., und SPANGLER, M. B.: Application of Problems of Fluid Flow in Porous Media. Bull. Am. Ass. Pet. Geol. 36, 395—403, 1952