

**VERSUCH NUMMER**

**TITEL**

AUTOR A

authorA@udo.edu

AUTOR B

authorB@udo.edu

Durchführung: DATUM

Abgabe: DATUM

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Dipolentstehung in Ionenkristallen . . . . .	3
2.2	Richtung des Dipols . . . . .	3
2.3	Messverfahren . . . . .	4
2.4	Berechnung der Aktivierungsenergie $W$ . . . . .	5
<b>3</b>	<b>Durchführung</b>	<b>6</b>
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>6</b>
<b>5</b>	<b>Diskussion</b>	<b>6</b>

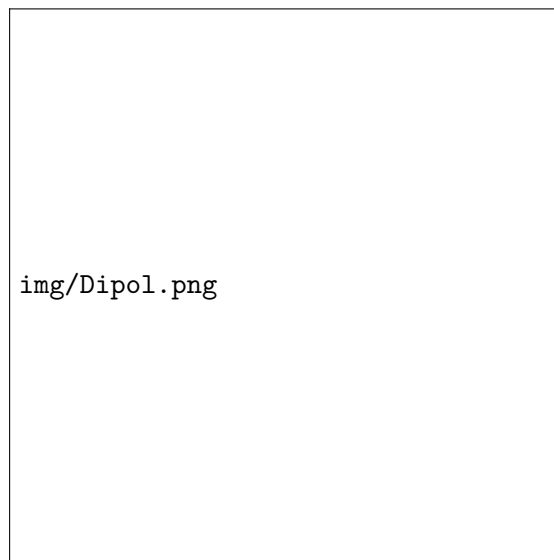
# 1 Theorie

## 2 Grundlagen

In diesem Versuch wird die Dipolrelaxation in Ionenkristallen untersucht. Dazu wurde ein mit Strontium-Ionen dotierter Kalium-Bromid Kristall verwendet und seine materialspezifische Aktivierungsenergie  $W$  und die charakteristische Relaxationszeit  $\tau_0$  bestimmt.

### 2.1 Dipolentstehung in Ionenkristallen

Ein Ionenkristall besteht aus alternierend negativ und positiv geladenen Ionen und ist nach außen somit neutral. Wird ein solcher Kristall mit zweifach geladenen Ionen dotiert entstehen Kationen-Leerstellen um die Ladungsneutralität aufrechtzuerhalten (Abb. 1).



**Abbildung 1:** Entstehung eines elektrischen Dipols in einem Ionenkristall [V48].

### 2.2 Richtung des Dipols

Der Abstand zwischen dem zweifach geladenen Ion und der Kationen-Leerstelle gibt die Richtung des Dipols an, sodass aufgrund der Gitterplätze nur diskrete Dipolrichtungen im Kristall vorliegen können. Unter  $500^\circ\text{C}$  ist eine Richtungsänderung der Dipole nur durch eine Leerstellendiffusion möglich, welche unter einer materialspezifischen Aktivierungsenergie  $W$  auftritt. Der Anteil der Dipole, welche durch thermische Bewegung diese Energie aufbringen können, ist durch die Boltzmann-Statistik gegeben und somit proportional zu  $\exp(-W/k_{\text{B}}T)$ . Daraus folgt für die Relaxationszeit eines Dipols der

Zusammenhang

$$\tau(T) = \tau_0 \exp\left(\frac{W}{k_B T}\right) \quad (1)$$

mit der charakteristischen Relaxationszeit  $\tau_0 = \tau(\infty)$ .

### 2.3 Messverfahren

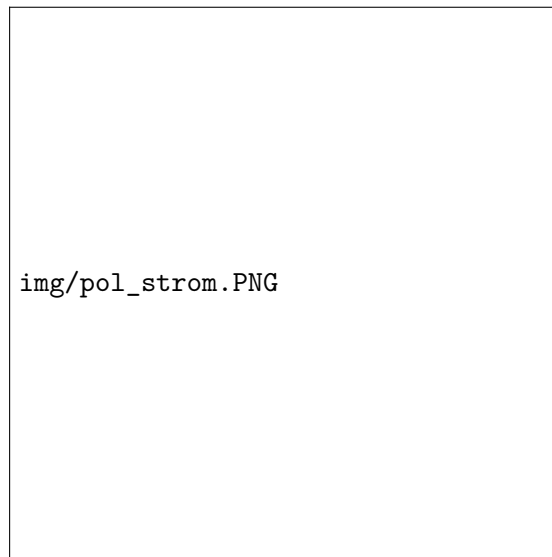
Die Probe hat eine zylindrische Form und eine Dicke von etwa 3 mm to 5 mm und dient als Dielektrikum in einem Plattenkondensator. Um die Probe zu polarisieren, wird diese über einen Zeitraum  $t_{\text{pol}} \gg \tau(T)$  einem elektrischen Feld  $E$  ausgesetzt. Im Mittel wird somit ein Bruchteil  $y$  der Dipole in Feldrichtung weisen, welcher näherungsweise für  $pE \ll k_B T$  als

$$y(T) = \frac{pE}{3k_B T} \quad (2)$$

beschrieben werden kann. Anschließend wird die Probe auf eine Temperatur  $T_0$  heruntergekühlt und der Polarisationszustand somit eingefroren. Daraufhin wird das elektrische Feld abgeschaltet und die verbleibende Ladung durch kurzschließen des Kondensators entfernt. Wird die Probe mit konstanter Heizrate

$$b := \frac{dT}{dt} = \text{const} \quad (3)$$

erhitzt, kehren die Dipole langsam in die statistische Richtungsverteilung zurück, was als Dipolrelaxation bezeichnet wird. Dies induziert einen Depolarisationsstrom  $j(t)$ , welcher in Abhängigkeit von der Temperatur zunächst steil anwächst, ein Maximum durchläuft und anschließend wieder abnimmt (Abb. 2). Beschrieben werden kann  $j(t)$  durch



**Abbildung 2:** Der Polarisationsstrom in Abhängigkeit von der Temperatur [V48].

$$j(t) = y(T_P)_p \frac{dN}{dt} \quad , (4)$$

wobei  $y(T_P)$  den Anteil  $y$  bei der Polarisierungstemperatur  $T_P$ ,  $p$  das Dipolmoment und  $dN/dt$  die pro Zeit und Volumeneinheit relaxierenden Dipole darstellt.

Mithilfe von Gleichung (2) ergibt sich für den Ausdruck  $y(T_P)_p$

$$y(T_P)_p = \frac{p^2 E}{3k_B T_P} \quad . (5)$$

Zudem ist die Dipolrelaxation ein thermisch aktivierter Prozess, wodurch sich für  $dN/dt$

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau(T)} \quad (6)$$

eine Proportionalität zu  $N$  mit der Relaxationsfrequenz  $1/\tau$  als Proportionalitätsfaktor einstellt. Integration des Ausdrucks führt zu

$$N = N_P \exp\left(-\frac{1}{b} \int_{T_0}^T \frac{dT'}{\tau(T')}\right)$$

mit  $N_P$  als Zahl der zu Beginn des Aufheizens vorhandenen orientierten Dipole pro Volumeneinheit und somit ergibt sich für den Depolarisationsstrom  $j(T)$

$$j(T) = \frac{p^2 E}{3k_B T_P \frac{N_P}{\tau_0} \exp\left(-\frac{1}{b\tau_0} \int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{W}{k_B T'}\right) dT'\right) \exp\left(-\frac{W}{k_B T}\right)} \quad (7)$$

## 2.4 Berechnung der Aktivierungsenergie $W$

Es werden zwei verschiedene Ansätze zur Berechnung der Aktivierungsenergie  $W$  berechnet.

Im ersten Verfahren ist das Integral in Gleichung (7) etwa

$$\int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{W}{k_B T'}\right) dT' \approx 0 \quad ,$$

woraus sich der Strom näherungsweise als

$$j(T) \approx \frac{p^2 E}{3k_B T_P \frac{N_P}{\tau_0} \exp\left(-\frac{W}{k_B T}\right)} \quad (8)$$

schreiben lässt. Über eine Halblogarithmische Darstellung kann nun  $W$  berechnet werden.

Im zweiten Verfahren wird  $W$  über den gesamten Kurvenverlauf bestimmt. Dazu wird genutzt, dass für die zeitliche Änderung der Polarisation

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{P(t)}{\tau(T(t))}$$

gilt und diese einen äußeren Strom pro Probenquerschnitt  $F$  erzeugt

$$\frac{dP}{dt} = \frac{j(t)}{F} \quad .$$

Da  $T$  eine lineare Funktion in  $t$  sein soll ergibt sich aus den vorangegangenen Gleichungen

$$\tau(T) = \frac{\int_T^\infty j(T') dT'}{bj(T)}$$

und durch ersetzen von  $\tau(T)$

$$\frac{W}{k_{BT}} = \ln \left( \frac{\int_T^\infty j(T') dT'}{bj(T)\tau_0} \right) \quad , (9)$$

woraus sich nun  $W$  berechnen lässt. In der Praxis wird die obere Integrationsgrenze von  $\infty$  in  $T^*$  geändert, wobei  $j(T^*) \approx 0$  gilt. [1]

### **3 Durchführung**

### **4 Auswertung**

### **5 Diskussion**

### **Literatur**

[1] TU Dortmund. *Versuch zum Literaturverzeichnis*. 2014.