

V 48

# **Dipolrelaxation in Ionenkristallen**

Donata Osthues  
donata.osthues@tu-dortmund.de

Jonas Rönsch  
jonas.roensch@tu-dortmund.de

Durchführung: 25.01.2021

Abgabe: 16.02.2021

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Zielsetzung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
2.1	Dipole in Ionenkristallen . . . . .	3
2.2	Dipolpolarisation . . . . .	4
2.3	Berechnung der Aktivierungsenergie . . . . .	5
<b>3</b>	<b>Durchführung</b>	<b>7</b>
3.1	Versuchsaufbau . . . . .	7
3.2	Messreihe: 1 . . . . .	9
3.3	Messreihe: 2 . . . . .	9
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>10</b>
4.1	Bestimmung des Untergrundes . . . . .	10
4.2	Niedertemperaturapproximation . . . . .	13
4.3	Integrationsverfahren . . . . .	15
4.4	Bestimmung der Relaxationszeit $\tau_0$ . . . . .	17
<b>5</b>	<b>Diskussion</b>	<b>19</b>
5.1	Niedertemperaturapproximation . . . . .	19
5.2	Integrationsverfahren . . . . .	19
5.3	Bestimmung der Relaxationszeit $\tau_0$ . . . . .	19
	<b>Literatur</b>	<b>23</b>

# 1 Zielsetzung

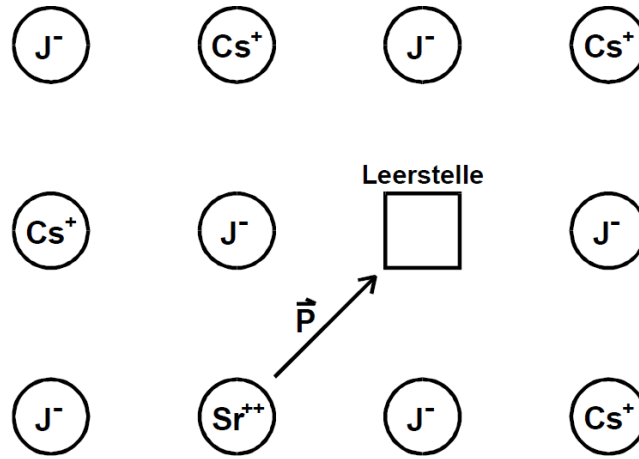
Das Ziel dieses Versuches ist die Untersuchung der Dipolrelaxation eines strontiumdotierten Ionenkristalls aus Kaliumbromid. Dafür wird die Relaxationszeit  $\tau(T)$  der Dipole in den Kristallen bestimmt. Die Temperatur  $T$  wird während des Versuches gemessen, wogegen die Aktivierungsenergie  $W$  und die charakteristische Relaxationszeit  $\tau_0$  über den ebenfalls gemessenen Depolarisationsstrom berechnet werden können.

# 2 Theorie

Die Dipolrelaxation wird in diesem Versuch an Ionenkristallen beobachtet. Werden die Dipole der Kristalle durch ein äußeres elektrisches Feld aus ihrer Gleichgewichtslage ausgelenkt, benötigen sie eine Zeit um sich nach Abschalten des elektrischen Feldes wieder in ihre Ausgangslage zurück zu bewegen. Der Übergang vom ausgelenkten Zustand zurück in den Ruhezustand wird als Relaxationsprozess bezeichnet. Die Dauer dieses Prozesses wird Relaxationszeit genannt.

## 2.1 Dipole in Ionenkristallen

Dieser Versuch wird an dem Ionenkristall Kaliumbromid durchgeführt. Ein Ionenkristall ist durch seine Eigenschaft definiert, abwechselnd aus Anionen und Kationen aufgebaut zu sein. Kaliumbromid besitzt eine einfach kubische Kristallstruktur, da die Kaliumkationen ( $\text{K}: 4s^1 \rightarrow \text{K}^+: 3p^6$ ) und die Bromanionen ( $\text{Br}: 4p^5 \rightarrow \text{Br}^-: 4p^6$ ) jeweils eine flächenzentriert kubische Struktur besitzen, die um eine halbe Gitterkonstante in eine Raumrichtung gegeneinander verschoben sind. Dadurch ist das Kriterium der abwechselnden Kationen-Anionen-Anordnung erfüllt. Ein entsprechender Ionenkristall ist durch diese regelmäßige Ionenanordnung nach außen elektrisch neutral. Um die Entstehung von Dipolen im Kristall zu ermöglichen, wird die Probe mit einem Anteil von 0,005% mit Strontiumiodid ( $\text{Sr}^{++}: 4p^6$ ,  $\text{I}^-: 5p^6$ ) dotiert. Da Strontiumiodid zweifach positiv geladene Strontiumionen enthält, entstehen Kaliumleerstellen, die mit der zusätzlichen positiven Ladung einen Dipol bilden, damit die Gesamtladungsneutralität des Kristalls aufrechterhalten werden kann. Dieses Verhalten ist in Abbildung 1 dargestellt.



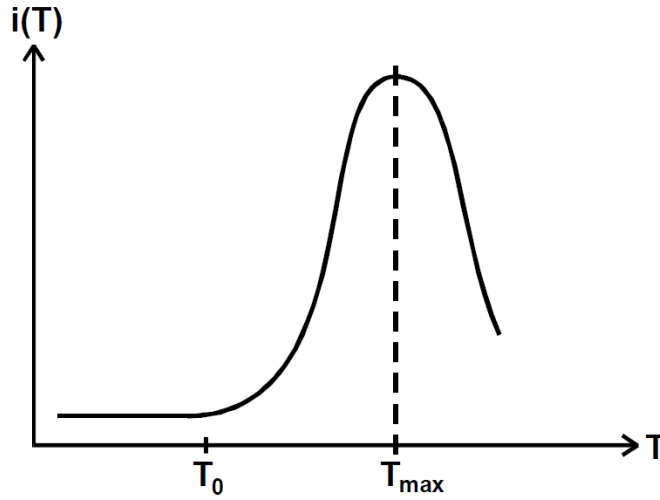
**Abbildung 1:** Auf dieser Abbildung ist die Leerstellendiffusion aufgrund der Dotierung von Cäsiumiodid mit Strontiumiodid dargestellt. Analoges gilt für Kaliumbromid, wenn es mit Strontiumiodid dotiert wurde, da ebenfalls abwechselnd einfach geladene Kationen und Anionen die undotierte Gitterstruktur bilden. Der Vektor  $\vec{P}$  zeigt dabei die Ausrichtung der Dipole an, die durch eine Leerstelle und ein Strontiumion entstehen. [2]

## 2.2 Dipolpolarisation

Die Dipole, welche sich aus den Strontiumkationen und den Leerstellen ergeben, sind entsprechend ihrer Position im Gitter ausgerichtet. Da nur diskrete Gitterplätze möglich sind, ist auch die Richtungsverteilung der Dipole bei Raumtemperatur statistisch diskret verteilt. Eine Richtungsänderung der Dipole ist durch Leerstellendiffusion möglich, wenn eine materialspezifische, thermische Aktivierungsenergie  $W$  überschritten wird. Die Anzahl der Dipole deren Energie ausreichend zur Diffusion ist, ist durch die Boltzmann-Verteilung gegeben. Das heißt, wenn die spezifische Aktivierungsenergie überschritten wird (Umgebungstemperatur muss ausreichend hoch sein), dann bewegen sich die Dipole zurück in ihre Ausgangslage. Die Relaxation beginnt. Je größer die Umgebungstemperatur, desto mehr Energie steht den Dipolen zur Verfügung und desto schneller relaxieren sie. Das heißt die Relaxationszeit

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

wird mit steigender Temperatur kleiner. Die Bewegung der Ladungsträger während der Relaxation führt zu einem Strom innerhalb des Kristalls, welcher Depolarisationsstrom genannt wird. Dieser kann mit Strom durch weitere bewegliche Ladungsträger (z.B. aufgrund von Störstellen) überlagert werden (Untergrund). Die Stromkurve ist in der folgenden Abbildung dargestellt.



**Abbildung 2:** In dieser Graphik ist der Verlauf der Depolarisationsstromkurve abgebildet [2].

### 2.3 Berechnung der Aktivierungsenergie

Um die Aktivierungsenergie zu bestimmen können zwei Ansätze verwendet werden, wobei beide den Depolarisationsstrom beinhalten. Der erste Ansatz wird über die Depolarisationsstromdichte geführt. Dabei wird zunächst davon ausgegangen, dass diejenigen Dipole  $y(T)$ , die sich durch ein angelegtes elektrisches Feld ausgerichtet haben, durch

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

gegeben sind. Der Depolarisationsstrom  $j(t)$  kann dann mit den ausgerichteten Dipolen  $y(T)$  über

$$j(t) = y(T_P) p \frac{dN}{dt}$$

ausgedrückt werden, wobei  $p$  das Dipolmoment und

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

die Stromdichte, also die pro Zeit und Volumeneinheit relaxierenden Dipole darstellt. Eine Integration dieses Ausdrucks führt dann auf

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

wobei  $N_P$  die Anzahl der zu Beginn des Relaxationsprozesses orientierten Dipole darstellt. Die konstante Temperaturänderung ist definiert als

$$b = \frac{dT}{dt}.$$

Für den Depolarisationsstrom ergibt sich somit die Gleichung

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

wobei dieser Ausdruck für  $T_0 \approx T$  aufgrund des Zusammenhangs

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

weiter zu

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

approximiert werden kann. Aus diesem Ergebnis kann schließlich die Aktivierungsenergie  $W$  abgeleitet werden. Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung von  $W$  liegt in einem Ansatz, der über die Polarisation  $P$  geführt wird. Die zeitliche Ableitung der Polarisation ist als

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

gegeben, wobei sie einen Strom  $I(t)$  durch den Probenquerschnitt  $F$  erzeugt und daher auch als

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

formuliert werden kann. Somit lassen sich die oberen Gleichungen auf die Form

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

bringen. Wenn  $\tau(T)$  durch Gleichung (1) ersetzt wird, kann die Aktivierungsenergie schließlich mit der Gleichung

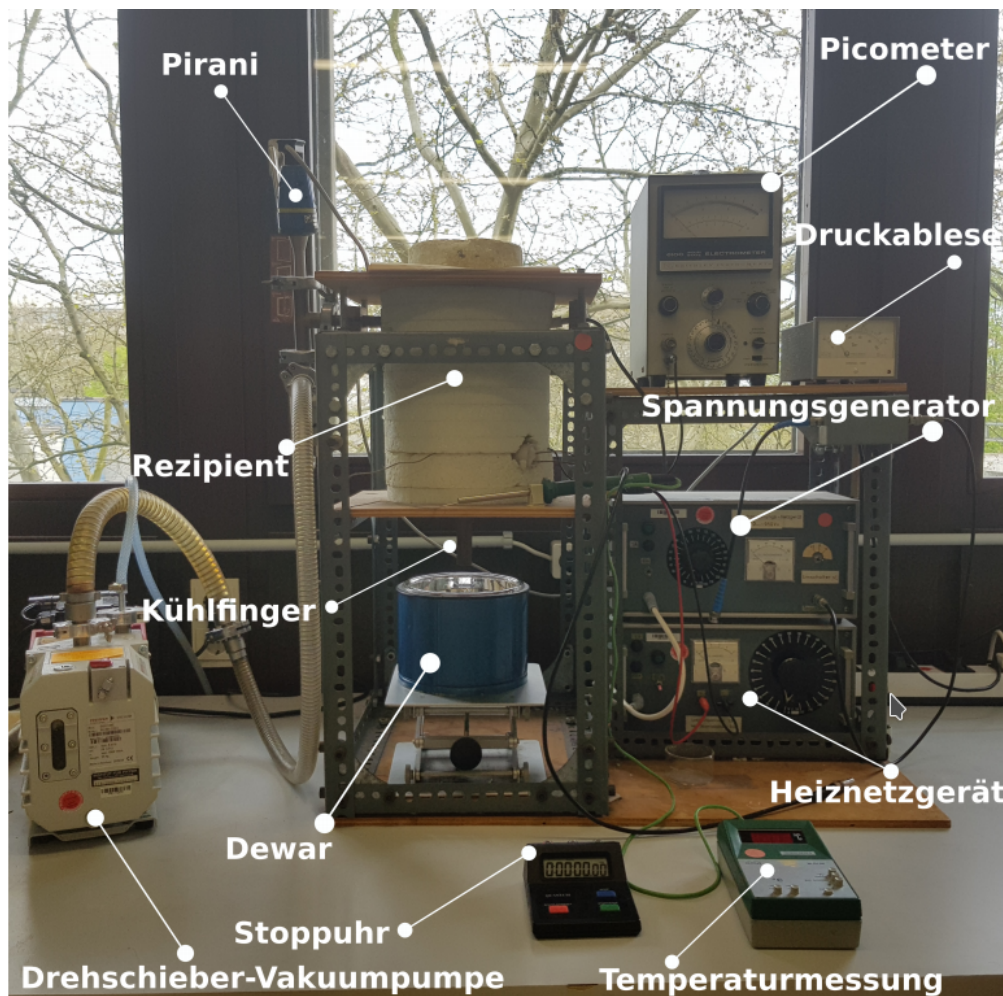
$$W = \ln \left( \frac{\int_T^\infty j(T') dT'}{bj(T)\tau_0} \right) k_B T \quad (4)$$

bestimmt werden. In der Praxis gilt  $j(T \rightarrow \infty) = j(T^*) \approx 0$ . Dieser Abschnitt wurde mittels des Literaturangaben [1] [6] [5] und [4] erstellt.

### 3 Durchführung

Die Durchführung basiert auf der gleichmäßigen Erwärmung der Kaliumbromidprobe, nachdem die internen Dipole ausgerichtet wurden und einer Notation des zugehörigen Stroms, der aufgrund der Relaxation der Dipole durch den folgenden Versuchsaufbau messbar ist.

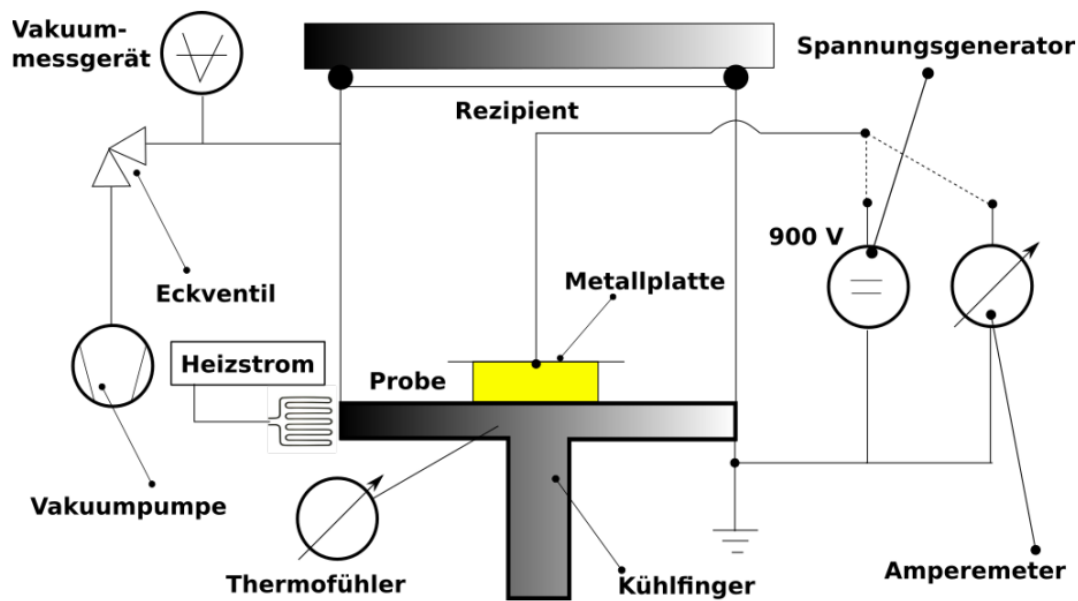
#### 3.1 Versuchsaufbau



**Abbildung 3:** Auf diesem Foto ist der verwendete Versuchsaufbau abgebildet. [3]

Die Beschriftungen der Bestandteile des Aufbaus sind in Abbildung 3 dargestellt. Hauptbauteil der Apparatur ist der Rezipient, ein Plattenkondensator mit einer Platte aus Kaliumbromid im Inneren, welcher evakuiert ist. Zur Temperaturregulation des Ionenkristalls dient lediglich ein Kühlfinger, der aus dem Rezipienten herausragt und

durch eintauchen in ein Bad aus flüssigem Stickstoff abgekühlt bzw. in seiner Erwärmung durch die Umgebungstemperatur reguliert werden kann. Über die Temperaturvariation am Kühlfinger wird dementsprechend die Temperatur der Kaliumbromidplatte kontrolliert. Außerdem ist ein Heiznetzgerät an dem Rezipienten angeschlossen, das eine Erwärmung der Apparatur ermöglicht, wenn die Umgebungstemperatur für eine konstante Heizrate nicht mehr ausreichend ist. Das Ablesen des Stroms, welcher aufgrund der Dipolrelaxation im Kristall zwischen den Kondensatorplatten entsteht, wird über ein zugeschaltetes Picometer bzw. Amperemeter (Abbildung 4) ermöglicht. In Abbildung 4 ist die Schaltung und der Aufbau im Rezipient strukturiert dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Erwärmung durch das Heiznetzgerät mittels einer stromdurchflossenen Spule realisiert wird, die um die Probe verbaut wurde. Außerdem wird deutlich, dass das Thermoelement unmittelbar an der Probe verbaut wurde und somit die Temperatur des Kristalls wiedergibt [3].



**Abbildung 4:** Diese Abbildung zeigt die Verschaltung und die innere Struktur des Rezipienten. [3]



### 3.2 Messreihe: 1

Zu Beginn des Versuches wird die Kaliumbromidplatte, welche sich zwischen den Plattenkondensatoren befindet, mit Hilfe des Heizstroms auf  $47^{\circ}\text{C}$  erhitzt. Danach wird an die Kondensatorplatten über den Spannungsgenerator eine Spannung von 950 V angelegt. Dabei richten sich die Dipole im Kristall entlang der Feldlinien des elektrischen Feldes aus. Der Aufbau wird für 900 s in diesem Zustand gelassen, um eine Ausrichtung möglichst vieler Dipole zu realisieren. Nach dieser Zeit wird die Probe durch eintauchen des Kühlfingers in flüssigen Stickstoff auf unter  $-60^{\circ}\text{C}$  abgekühlt. Wenn diese Temperatur erreicht ist, werden die Kondensatorplatten für 5 min kurzgeschlossen, um ein vollständiges abflachen des elektrischen Feldes zu ermöglichen. Jetzt wird mit einer konstanten Heizrate von  $2^{\circ}\text{C}$  pro Minute ausgehend von  $-60^{\circ}\text{C}$  erhitzt, bis eine Temperatur von  $57^{\circ}\text{C}$  überschritten wird. Währenddessen werden alle 30 s die Wertepaare Temperatur und Depolarisationsstrom aufgenommen.

### 3.3 Messreihe: 2

Für den zweiten Messdurchgang wird die Probe erneut einem elektrischen Feld ausgesetzt, welches für 15 min anliegt. Dadurch soll wie im ersten Durchlauf eine Maximalanzahl, der am elektrischen Feld ausgerichteten Dipole erzeugt werden. Daraufhin wird der Kondensator mit der Probe im Inneren durch flüssigen Stickstoff erneut auf unter  $-40^{\circ}\text{C}$  abgekühlt. Bevor die Messwerte aufgenommen werden können, muss wieder eine Wartezeit von 5 min eingehalten werden, währenddessen der Kondensator kurzgeschlossen wird, sodass das elektrische Feld komplett abflachen kann. Danach wird die Temperatur wieder konstant erhöht, wobei minütlich die Wertepaare Temperatur und Depolarisationsstrom aufgenommen werden. Die Heizrate bei dieser Messreihe beträgt  $1^{\circ}\text{C}$  pro Minute.

## 4 Auswertung

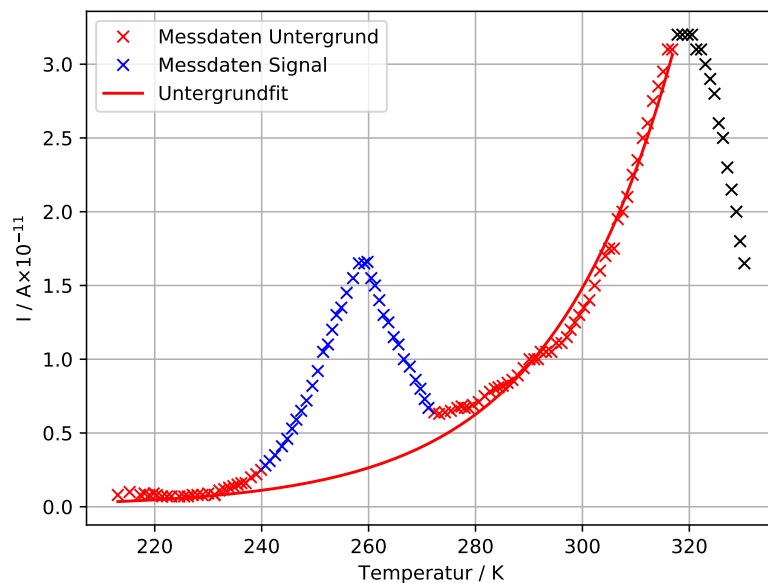
In diesem Versuch werden zwei Temperatur-Strom-Kurven mit unterschiedlichen Heizraten  $b$  analysiert. Messreihe A hat eine Heizrate von  $b_A = 2 \text{ K/min}$  und es wird in dem Temperaturbereich  $T \in [213,1 \text{ K}, 330,3 \text{ K}]$  gemessen. Für Messreihe B beträgt die Heizrate  $b_B = 1 \text{ K/min}$  und der vermessene Temperaturbereich ist  $T \in [232,7 \text{ K}, 289,6 \text{ K}]$ . In beiden Fällen ist Kaliumbromid KBr der verwendete Kristall. Die Messdaten sind in Tabelle 5 abgebildet.

### 4.1 Bestimmung des Untergrundes

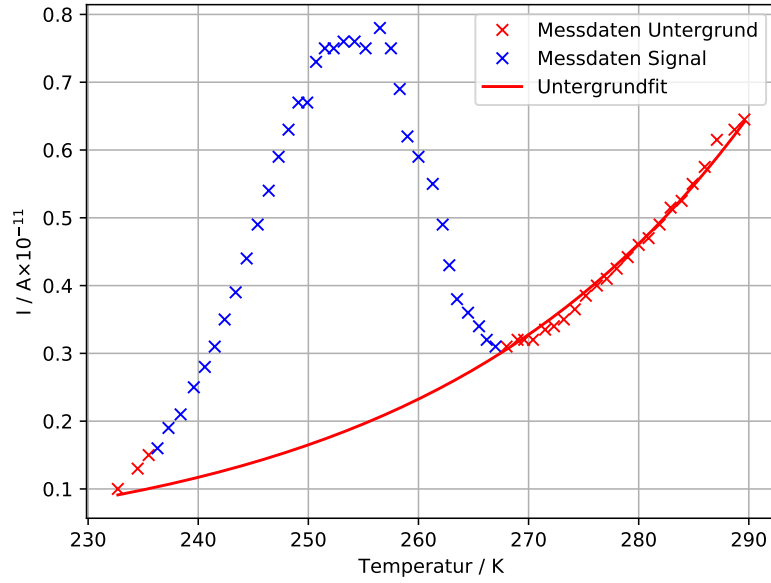
Um den Untergrund zu bestimmen wird die Exponentialfunktion

$$I_U(T) = C \cdot \exp(D \cdot T) \quad (5)$$

an die Messdaten vor und nach dem Peak gefittet. Die Messdaten und die Fits sind in Abbildung 5 und 6 dargestellt.



**Abbildung 5:** Messdaten und Untergrundfit für Messreihe A. Hierbei können die Messdaten nach dem zweiten Peak nicht für die Bestimmung des Untergrundes verwendet werden.



**Abbildung 6:** Messdaten und Untergrundfit für Messreihe B.

Die Fitparameter sind in der Tabelle 1 aufgelistet.

**Tabelle 1:** Fitparameter für die Untergrundfunktionen der beiden Messreihen.

Messreihe	$C / \text{A}$	$D / \text{/K}$
A	$(3,5 \pm 0,9) \cdot 10^{-6}$	$0,0431 \pm 0,0008$
B	$(3,1 \pm 0,9) \cdot 10^{-5}$	$0,0343 \pm 0,0010$

Um die Messreihe vom Untergrund zu bereinigen, werden von den gemessenen Stromwerten die Werte der Untergrundfunktion subtrahiert. Die bereinigten Messwerte sind in Abbildung 7 und 8 zu sehen.

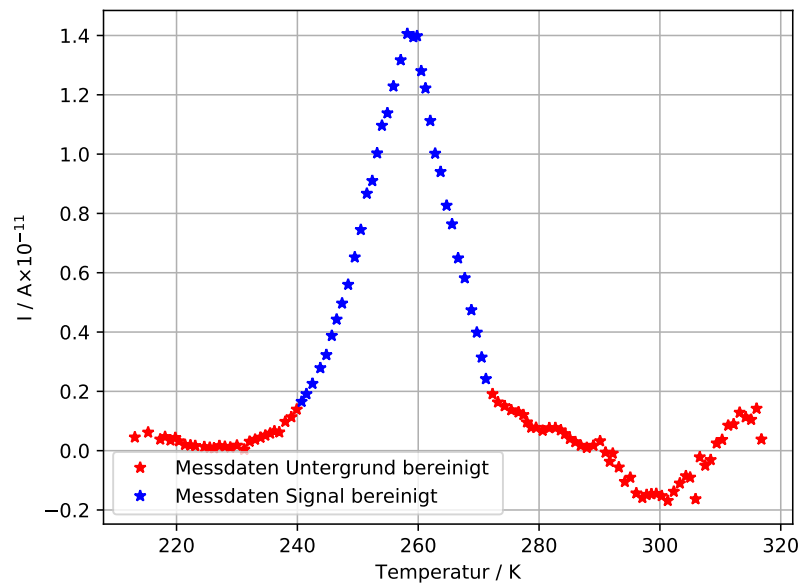


Abbildung 7: Vom Untergrund bereinigte Messdaten der Messreihe A.

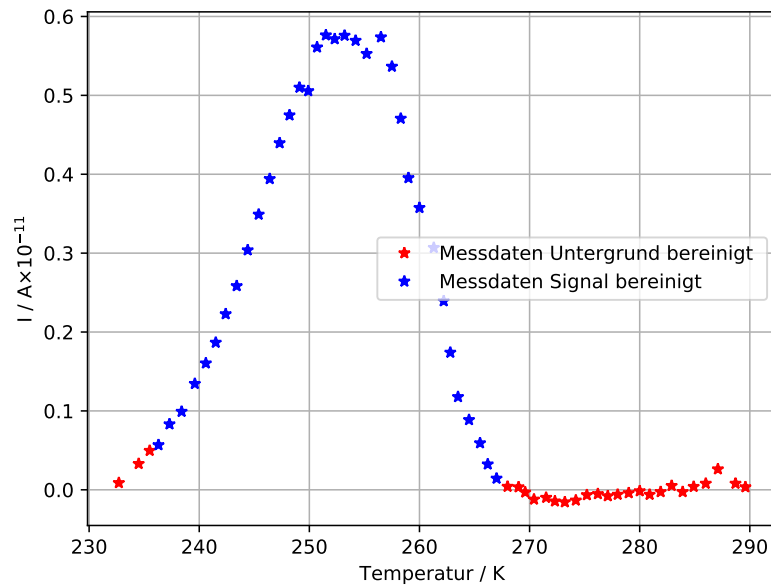


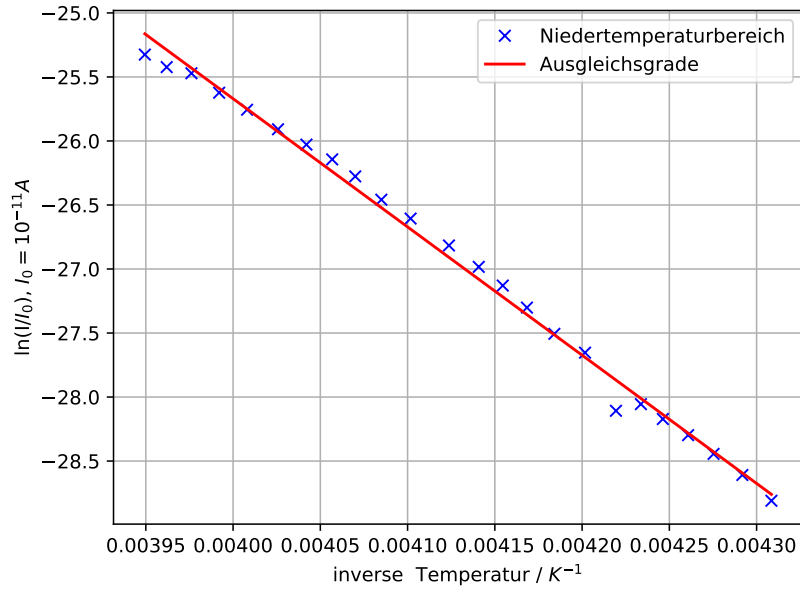
Abbildung 8: Vom Untergrund bereinigte Messdaten der Messreihe B.

## 4.2 Niedertemperaturapproximation

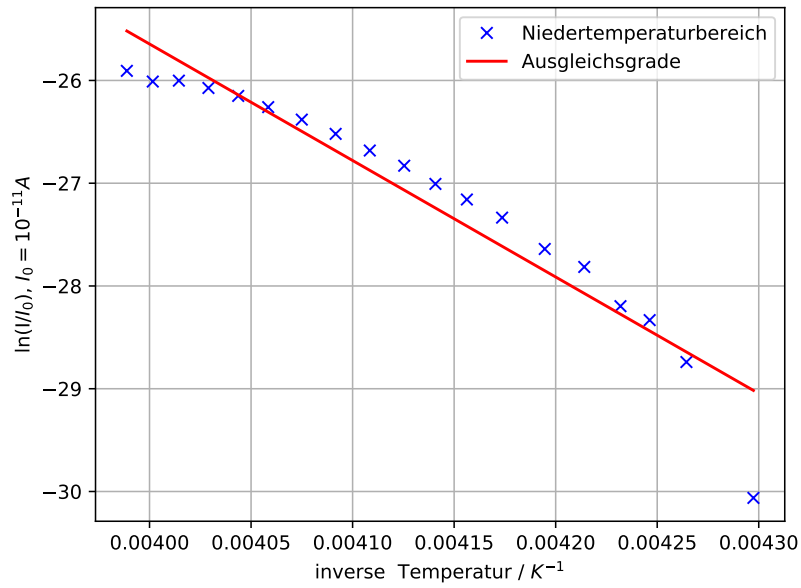
Um die Aktivierungsenergie  $W$  zu ermitteln, wird Gleichung (3) verwendet. Dafür werden die bereinigten Messdaten der Messreihe A im Bereich  $T_A \in [232,2 \text{ K}, 253,2 \text{ K}]$  und für Messreihe B im Bereich von  $T_B \in [232,7 \text{ K}, 250,7 \text{ K}]$  logarithmiert und gegen  $\frac{1}{T}$  aufgetragen. Dazu wird eine lineare Ausgleichsgerade

$$\ln(I(T)) = \frac{-W}{k_B} \frac{1}{T} + \beta$$

angepasst. Hierbei ist der Fitparameter  $W$  die Aktivierungsenergie des Kristalls. Die logarithmiert Messdaten und die Ausgleichsgrade sind in den Abbildungen 9 und 10 abgebildet.



**Abbildung 9:** Messdaten und lineare Ausgleichsgrade für die Bestimmung der Aktivierungsenergie  $W$  mit Hilfe der Messreihe A.



**Abbildung 10:** Messdaten und lineare Ausgleichsgerade für die Bestimmung der Aktivierungsenergie  $W$  mit Hilfe der Messreihe B.

Die Fitparameter sind in Tabelle 2 abgebildet.

**Tabelle 2:** Fitparameter der linearen Ausgleichsgeraden der beiden Messreihen.

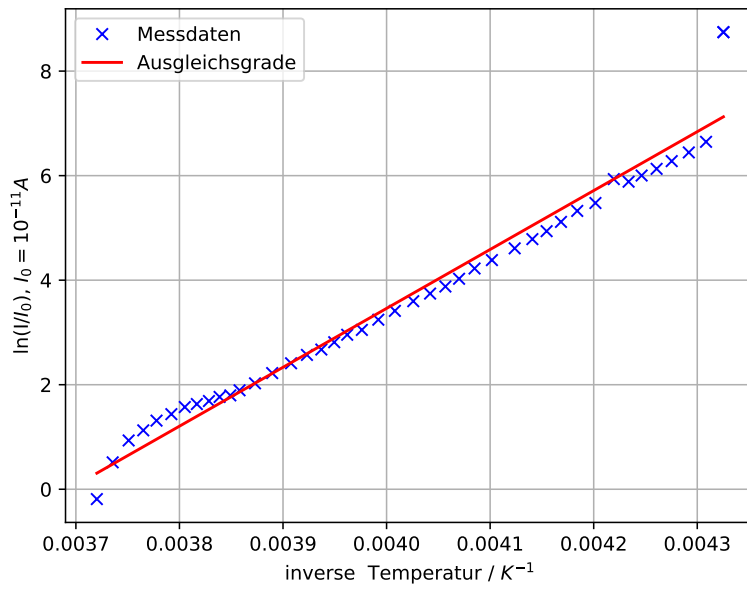
Messreihe	$\beta / \ln(10^{-11} \text{ A})$	$W / \text{J}$	$W / \text{meV}$
A	$14,4 \pm 0,7$	$(1,383 \pm 0,023) \cdot 10^{-19}$	$863 \pm 14$
B	$19,7 \pm 3,4$	$(1,57 \pm 0,11) \cdot 10^{-19}$	$980 \pm 70$

### 4.3 Integrationsverfahren

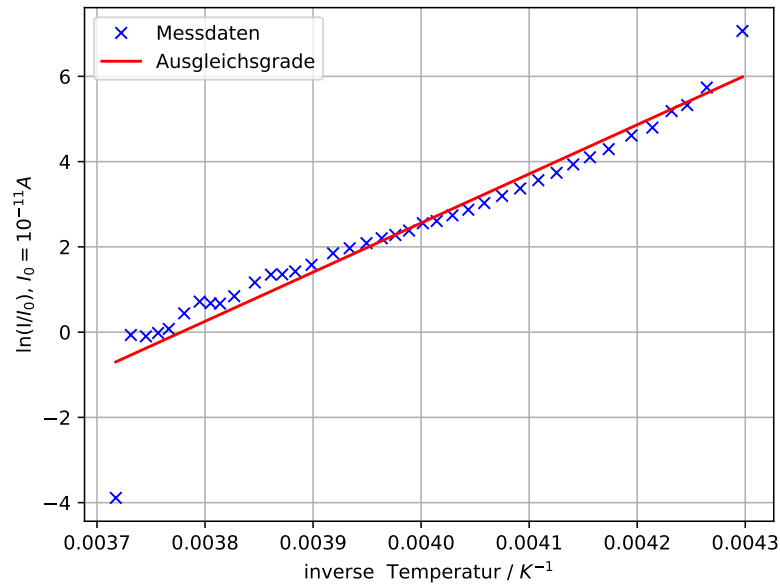
Bei dieser Methode wird die Aktivierungsenergie mithilfe von Gleichung (4) bestimmt. Das Integral aus Gleichung (4) wird numerisch mittels der Trapezregel bestimmt. An die ermittelten Daten wird eine lineare Ausgleichsgerade der Form

$$\ln \left( \frac{\int_T^\infty j(T') dT'}{bj(T)\tau_0} \right) = \frac{W}{k_B} \frac{1}{T} + \beta$$

angepasst. Der Fitparameter  $W$  ist die Aktivierungsenergie. Die Messdaten und die Fits sind in den Abbildungen 11 und 12 abgebildet.



**Abbildung 11:** Messdaten und lineare Ausgleichsgerade für die Bestimmung der Aktivierungsenergie mithilfe des Integrationsverfahrens für Messreihe A.



**Abbildung 12:** Messdaten und lineare Ausgleichsgerade für die Bestimmung der Aktivierungsenergie mithilfe des Integrationsverfahrens für Messreihe B.

Die Fitparameter der Ausgleichsgeraden aus den Abbildungen 11 und 12 sind in Tabelle 3 aufgelistet.

**Tabelle 3:** Fitparameter der Ausgleichsgeraden für die Bestimmung der Aktivierungsenergie mithilfe des Integrationsverfahrens.

Messreihe	$\beta / \ln(10^{-11} \text{ A})$	$W / \text{J}$	$W / \text{meV}$
A	$-41,6 \pm 1,4$	$(1,56 \pm 0,05) \cdot 10^{-19}$	$971 \pm 30$
B	$-43,6 \pm 2,3$	$(1,59 \pm 0,08) \cdot 10^{-19}$	$990 \pm 50$



#### 4.4 Bestimmung der Relaxationszeit $\tau_0$

Um die Relaxationszeit  $\tau_0$  zu bestimmen wird die Funktion (2) nach der Temperatur abgeleitet und die Temperatur beim Strommaximum eingesetzt und gleich Null gesetzt.

$$\begin{aligned} \left. \frac{dj(T)}{dT} \right|_{T_{\max}} &= 0 \\ \frac{dj(T)}{dT} &= \frac{p^2 E}{3k_B T_P} \frac{N_P}{\tau_0} \exp \left( -\frac{1}{b\tau_0} \int_{T_0}^T \exp \left( \frac{-W}{k_B T'} \right) dT' \right) \cdot \\ &\quad \left( \frac{-1}{b\tau_0} \exp \left( \frac{-W}{k_B T} \right) \exp \left( \frac{-W}{k_B T} \right) \right. \\ &\quad \left. + \exp \left( \frac{-W}{k_B T} \right) \frac{W}{k_B T^2} \right) \\ \Rightarrow \tau_0 &= \frac{k_B T_{\max}^2}{Wb} \exp \left( -\frac{W}{k_B T_{\max}} \right) \end{aligned}$$

Um  $\tau_0$  zu bestimmen wird zunächst die Aktivierungsenergiewerte der einzelnen Messreihen gemittelt. Damit werden zwei  $\tau_0$ -Werte bestimmt, welche für den  $\tau$ -Verlauf gemittelt werden. Die gemittelten  $W$ -Werte und die damit bestimmten  $\tau_0$ -Werte sind in Tabelle 4 aufgelistet.

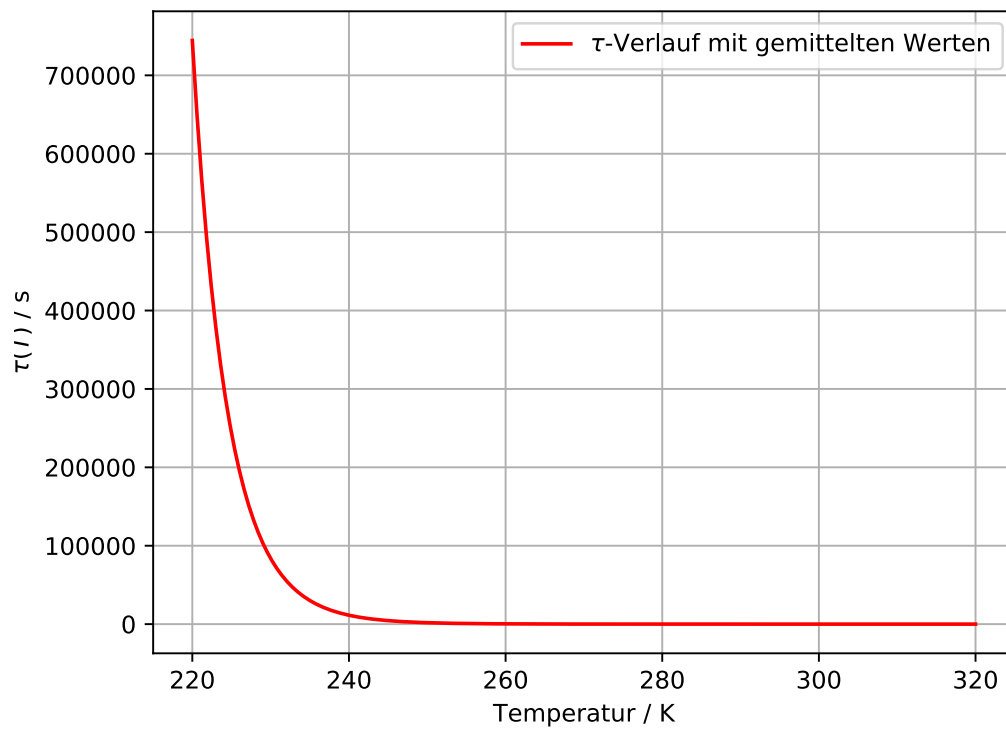
**Tabelle 4:** Gemittelte Aktivierungsenergien und die dazugehörigen  $\tau_0$ -Werte.

Messreihe	$\bar{W} / \text{J}$	$\tau_0 / \text{s}$
A	$(1,472 \pm 0,028) \cdot 10^{-19}$	$(2,2 \pm 1,8) \cdot 10^{-16}$
B	$(1,58 \pm 0,07) \cdot 10^{-19}$	$(0,6 \pm 1,1) \cdot 10^{-17}$

Die Unsicherheiten der  $\tau_0$ -Werte werden mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung ermittelt. Die Unsicherheiten lässt sich mit der Gleichung

$$\begin{aligned} \sigma_{\tau_0} &= \sqrt{\left( \frac{\partial \tau_0}{\partial W} \cdot \sigma_W \right)^2} \\ &= \sqrt{\left( \frac{k_B T_{\max}^2}{b} \frac{-1}{W^2} \exp \left( \frac{-W}{k_B T} \right) \right.} \\ &\quad \left. + \frac{k_B T_{\max}^2}{b} \frac{1}{W} \exp \left( \frac{-W}{k_B T} \right) \frac{-1}{k_B T} \right)^2 \sigma_W} \\ &= \frac{k_B T_{\max}^2}{bW} \exp \left( \frac{-W}{k_B T_{\max}} \right) \left( \frac{1}{W} + \frac{1}{k_B T_{\max}} \right) \sigma_W \end{aligned}$$

bestimmen. Um den  $\tau$ -Verlauf darzustellen, werden die  $W$ -Werte und die  $\tau_0$ -Werte gemittelt. Die gemittelten Werte entsprechen  $\bar{W} = (1,53 \pm 0,04) \cdot 10^{-19} \text{ J}$  und  $\bar{\tau}_0 = (1,1 \pm 0,9) \cdot 10^{-16} \text{ s}$ . Der damit bestimmte  $\tau(T)$ -Verlauf ist in Abbildung 13 abgebildet.



**Abbildung 13:**  $\tau(T)$ -Verteilung mit den gemittelten Werten.

## 5 Diskussion

In den Abbildungen 5 und 6 ist zu sehen, dass bei einer höheren Heizrate ( $b_A = 2 \text{ K/min}$  und  $b_B = 1 \text{ K/min}$ ) das Stromstärkemaximum bei einer höheren Temperatur eintritt und dass die Stromstärke größer ist. Die Verschiebung der Temperatur kann dadurch begründet werden, dass generell schneller höhere Temperaturen erreicht werden, da die Relaxation eine gewisse Zeit benötigt um in Gang gebracht zu werden, wurden dabei schon eine höhere Temperatur erreicht. Dass das Stromstärkemaximum größer ist als bei einer kleineren Heizrate kann daran liegen, dass eine bestimmte thermische Energiemenge bei einer höheren Heizrate schneller in das System geführt wird. Da Stromstärke Ladung pro Zeit ist und bei gleicher Ladung eine höhere Heizrate weniger Zeit benötigt, ist die Stromstärke größer als bei einer kleineren Heizrate. In den Abbildungen 5 und 6 ist ebenfalls zu sehen, dass der Untergrundfit die Untergrunddaten genügend gut beschreibt.

### 5.1 Niedertemperaturapproximation

Die über die approximative Methode bestimmten Aktivierungsenergiewerte liegen bei  $W_A = (863 \pm 14) \text{ meV}$  und  $W_B = (980 \pm 70) \text{ meV}$ . Der Literaturwert aus Quelle [5] beträgt  $W_{\text{lit}} = 660 \text{ meV}$ . Die Diskrepanz zwischen den Messreihen und dem Literaturwert könnte durch systematische Fehler entstanden sein. Diese könnten durch den zeitlichen Unterschied zwischen dem Ablesen der Temperatur und dem Ablesen der Stromstärke entstanden sein oder durch die manuelle Methodik um die Heizrate konstant zu halten.

### 5.2 Integrationsverfahren

Die Werte die mit dieser Methode bestimmt wurden, liegen bei  $W_A = (863 \pm 14) \text{ meV}$  und  $W_B = (980 \pm 70) \text{ meV}$ . Die höhere Abweichung vom oben genannten Literaturwert kann dadurch begründet werden, dass mehr Daten bei dieser Methode verwendet werden können. Das würde den systematischen Fehler verstärken.

### 5.3 Bestimmung der Relaxationszeit $\tau_0$

Der mit den gemittelten  $W$ -Werten bestimmte Mittelwert von  $\tau_0$  beträgt  $\overline{\tau_0} = (1,1 \pm 0,9) \cdot 10^{-16} \text{ s}$ . Der Literaturwert aus Quelle [5] beträgt  $\tau_0 = 4 \cdot 10^{-14} \text{ s}$ . Die Bestimmung des  $\tau_0$ -Wertes hängt stark von dem vorher bestimmten  $W$ -Wert ab. Eine geringe Änderung des  $W$ -Wertes führt zu Änderungen über mehrere Größenordnungen des  $\tau_0$ -Wertes. Da die  $W$ -Werte schon von dem Literaturwert abweichen, kommt es zu dieser großen Abweichung des  $\tau_0$ -Wertes. Daher ist eine Aussage über den  $\tau_0$ -Wert nicht möglich.

**Tabelle 5:** Temperatur und Strom für Messreihe A und B, bei A wurden halbminütig und bei B jede Minute ein Datenpaar aufgezeichnet.

Zeit $t$ / min	Messreihe A		Messreihe B	
	Temperatur $T$ / K	Strom $I$ / $10^{-11}$ A	Temperatur $T$ / K	Strom $I$ / $10^{-11}$ A
0,0	213,1	0,08	232,7	0,1
0,5	215,3	0,1	-	-
1,0	217,3	0,08	234,5	0,13
1,5	218,1	0,09	-	-
2,0	219,0	0,08	235,5	0,15
2,5	219,8	0,09	-	-
3,0	220,4	0,08	236,3	0,16
3,5	221,4	0,07	-	-
4,0	222,3	0,07	237,3	0,19
4,5	223,1	0,07	-	-
5,0	224,6	0,07	238,4	0,21
5,5	225,5	0,07	-	-
6,0	226,2	0,07	239,6	0,25
6,5	227,1	0,08	-	-
7,0	228,0	0,08	240,6	0,28
7,5	228,9	0,08	-	-
8,0	230,0	0,09	241,5	0,31
8,5	231,2	0,08	-	-
9,0	231,2	0,08	242,4	0,35
9,5	232,1	0,11	-	-
10,0	233,0	0,12	243,4	0,39
10,5	233,9	0,13	-	-
11,0	234,7	0,14	244,4	0,44
11,5	235,5	0,15	-	-
12,0	236,2	0,16	245,4	0,49
12,5	237,0	0,16	-	-
13,0	238,0	0,2	246,4	0,54
13,5	239,0	0,22	-	-
14,0	239,9	0,25	247,3	0,59
14,5	240,7	0,28	-	-
15,0	241,5	0,31	248,2	0,63
15,5	242,5	0,35	-	-
16,0	243,8	0,41	249,1	0,67
16,5	244,8	0,46	-	-
17,0	245,7	0,53	249,9	0,67
17,5	246,5	0,59	-	-
18,0	247,4	0,65	250,7	0,73
18,5	248,4	0,72	-	-
19,0	249,5	0,82	251,5	0,75
19,5	250,5	0,92	-	-
20,0	251,5	1,05	252,3	0,75
20,5	252,4	1,1	-	-
21,0	253,2	1,2	253,2	0,76
21,5	254,0	1,3	-	-
22,0	254,9	1,35	254,2	0,76
22,5	255,9	1,45	-	-
23,0	257,1	1,55	255,2	0,75
23,5	258,2	1,65	-	-
24,0	259,2	1,65	256,5	0,78
24,5	259,8	1,66	-	-

Zeit $t$ / min	Messreihe A		Messreihe B	
	Temperatur $T$ / K	Strom $I$ / $10^{-11}$ A	Temperatur $T$ / K	Strom $I$ / $10^{-11}$ A
25,0	260,5	1,55	257,5	0,75
25,5	261,2	1,5	-	-
26,0	262,0	1,4	258,3	0,69
26,5	262,8	1,3	-	-
27,0	263,7	1,25	259,0	0,62
27,5	264,7	1,15	-	-
28,0	265,6	1,1	260,0	0,59
28,5	266,6	1,0	-	-
29,0	267,7	0,95	261,3	0,55
29,5	268,8	0,86	-	-
30,0	269,7	0,8	262,2	0,49
30,5	270,5	0,73	-	-
31,0	271,2	0,67	262,8	0,43
31,5	272,3	0,64	-	-
32,0	273,2	0,63	263,5	0,38
32,5	274,3	0,64	-	-
33,0	275,4	0,65	264,5	0,36
33,5	276,6	0,67	-	-
34,0	277,4	0,68	265,5	0,34
34,5	278,0	0,67	-	-
35,0	278,7	0,67	266,2	0,32
35,5	279,5	0,69	-	-
36,0	280,6	0,71	267,0	0,31
36,5	281,7	0,75	-	-
37,0	282,7	0,78	268,0	0,31
37,5	283,6	0,8	-	-
38,0	284,3	0,81	269,0	0,32
38,5	285,1	0,82	-	-
39,0	286,0	0,84	269,6	0,32
39,5	286,9	0,86	-	-
40,0	287,9	0,89	270,4	0,32
40,5	289,0	0,94	-	-
41,0	290,1	1,0	271,5	0,335
41,5	291,0	1,0	-	-
42,0	291,7	1,0	272,3	0,34
42,5	292,2	1,05	-	-
43,0	293,2	1,05	273,2	0,35
43,5	294,2	1,05	-	-
44,0	295,1	1,11	274,2	0,365
44,5	296,1	1,11	-	-
45,0	297,1	1,15	275,2	0,385
45,5	297,8	1,2	-	-
46,0	298,6	1,25	276,2	0,4
46,5	299,4	1,3	-	-
47,0	300,3	1,35	277,1	0,41
47,5	301,3	1,4	-	-
48,0	302,3	1,5	278,0	0,425
48,5	303,3	1,6	-	-
49,0	304,3	1,7	279,0	0,442
49,5	305,0	1,75	-	-

Zeit $t$ / min	Messreihe A		Messreihe B	
	Temperatur $T$ / K	Strom $I$ / $10^{-11}$ A	Temperatur $T$ / K	Strom $I$ / $10^{-11}$ A
50,0	305,9	1,75	280,0	0,46
50,5	306,6	1,95	-	-
51,0	307,5	2,0	280,9	0,47
51,5	308,4	2,1	-	-
52,0	309,4	2,25	281,9	0,49
52,5	310,3	2,35	-	-
53,0	311,3	2,5	282,9	0,515
53,5	312,2	2,6	-	-
54,0	313,2	2,75	283,9	0,525
54,5	314,2	2,85	-	-
55,0	315,1	2,95	284,9	0,55
55,5	316,0	3,1	-	-
56,0	316,8	3,1	286,0	0,575
56,5	317,8	3,2	-	-
57,0	318,7	3,2	287,1	0,615
57,5	319,7	3,2	-	-
58,0	320,5	3,2	288,7	0,63
58,5	321,3	3,1	-	-
59,0	322,2	3,1	289,6	0,645
59,5	323,0	3,0	-	-
60,0	323,9	2,9	-	-
60,5	324,7	2,8	-	-
61,0	325,5	2,6	-	-
61,5	326,3	2,5	-	-
62,0	327,1	2,3	-	-
62,5	327,9	2,15	-	-
63,0	328,8	2,0	-	-
63,5	329,5	1,8	-	-
64,0	330,3	1,65	-	-

## Literatur

- [1] R.Fieschi C.Bucci. „Ionic Thermocurrents in Dielectrics“. In: *Physics Review* 148 (1966).
- [2] TU Dortmund. *V48 Dipolrelaxation in Ionenkristallen*. 2015.
- [3] TU Dortmund. *V48 Dipolrelaxation in Ionenkristallen*. 2020.
- [4] H. Hamann K.D. Becker. „Untersuchungen zur Diffusion von Fremdionen und Leerstellen in kubischen Ionenkristallen mit Hilfe der kernmagnetischen Relaxation durch Quadrupol-Wechselwirkung“. In: *Berichte der Bundesengesellschaft für physikalische Chemie* 79 (1975).
- [5] J.Rolfe R. Muccillo. „Effect of Irradiation on Impurity–Vacancy Dipoles in KBr Crystals Doped with Strontium“. In: *Physica Status Solidi* 61 (1974).
- [6] R.G.Fuller R.M. Fuller. „Research Project for Undergraduates; Ionic Thermoconductivity in Dielectrics“. In: *American Journal of Physics* 40 (1972).