

V48

Dipolrelaxationen in Ionenkristallen

Philipp Zolthoff
philipp.zolthoff@tu-dortmund.de

Moritz Bosse
moritz.bosse@tu-dortmund.de

Durchführung: 08.12.2021

Abgabe: 12.12.2021

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Zielsetzung | 3 |
| 2 | Theoretische Grundlagen | 3 |
| 2.1 | Ionenkristalle | 3 |
| 2.2 | Dipolrelaxation und Boltzmann-Statistik | 4 |
| 2.3 | Depolarisationsstrommethode | 5 |
| 2.4 | Polarisationsmethode | 6 |
| 2.5 | Bestimmung der charakteristischen Relaxationszeit | 6 |
| 3 | Aufbau und Durchführung | 6 |
| 3.1 | Aufbau | 6 |
| 3.2 | Durchführung | 7 |
| 4 | Auswertung | 9 |
| 4.1 | Temperatur-Strom-Kurve | 9 |
| 4.2 | Berechnung der Aktivierungsenergie über den Strom | 10 |
| 4.3 | Berechnung der Aktivierungsenergie über die Polarisation | 14 |
| 4.4 | Bestimmung der charakteristischen Relaxationszeit | 14 |
| 4.5 | Darstellung des Temperaturverlaufs der Relaxationszeit | 16 |
| 5 | Diskussion | 17 |
| 6 | Anhang | 19 |
| | Literatur | 21 |

1 Zielsetzung

In diesem Versuch geht es um die Bestimmung der Relaxationszeit τ_0 einer strontium-dotierten Kaliumbromitprobe in Abhängigkeit von der Temperatur. Ebenfalls wird die charakteristische Aktivierungsenergie W für die Diffusion der Leerstellen untersucht.

2 Theoretische Grundlagen

Im Folgenden werden die theoretischen Prinzipien von Polarisationen in Ionenkristallen erläutert und die wichtigen Beziehungen für die Auswertung hergeleitet.

2.1 Ionenkristalle

Ionenkristalle beschreiben die periodische Anordnung von verschiedenen geladenen Atomen (Ionen). Diese sind auf Grund ihrer unterschiedlichen Ladungsvorzeichen vor allem über eine Ionenbindung gebunden. Ein idealer Kristall besitzt lokal sowie makroskopisch eine Ladungsneutralität, da die Gesamtbindungsenergie so maximiert wird. In einem realen Kristall kommt es allerdings in den meisten Fällen auf Grund von Unreinheiten durch Wechselwirkung mit der Umgebung, nur lokal zu Ladungsneutralen Konfigurationen, da die Coulombwechselwirkung vor allem bei kleinen Abständen von Bedeutung ist. Denn es gilt

$$F_C \propto \frac{1}{r^2}.$$

Nun können ebenfalls weitere Stoffe in den Kristall eingebaut werden. Dieser Prozess wird als Dotierung bezeichnet und ist vor allem dann von Interesse, wenn die Eigenschaften des Kristalls beeinflusst werden wollen. Die Dotierung von Ionenkristallen mit einem weiteren Ion, welches eine andere Ladung im Vergleich zu den jeweils anderen Basisatomen in dem Kristall hat, sorgt für eine permanente Dipolbildung. Ein Beispiel für eine solche Dipolbildung ist anhand einer strontium-dotierten Caesiumiodidkristallstruktur in Abbildung 1 angedeutet. Das Dotierungsmaterial, sowie die Leerstelle, verdrängen hierbei die vorher vorliegenden Gitteratome. Die Einbindung der Leerstellen sorgt für eine lokale Ladungsneutralität. Unterhalb sehr großer Temperaturen sind sowohl Leerstelle, als auch Strontium, an die diskreten Gitterplätze gebunden. Es liegen somit nur diskrete Dipolmomente \vec{P} vor.

Bei Temperaturen unterhalb $T = 500^\circ\text{C}$ bewegen sich hauptsächlich die Leerstellen durch den Kristall [1]. Somit wird in diesem Versuch nur diese Art von Polarisierung berücksichtigt. Damit es zur Umpolarisation kommt müssen die Leerstellen nun die periodischen Potentialschwellen überwinden können. Die benötigte Energie ist eine charakteristische Größe für die verwendete Probe und sie wird Aktivierungsenergie W bezeichnet.

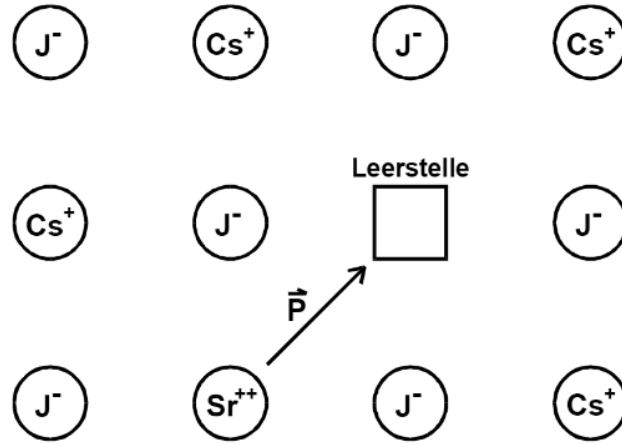


Abbildung 1: Schematische Darstellung einer Caesiumiodidkristallstruktur mit Strontiumdotierung. Zu sehen ist die Dipolbildung \vec{P} zwischen Strontium und Leerstelle. Abbildung nach [1].

2.2 Dipolrelaxation und Boltzmann-Statistik

In einem makroskopischen Kristall der zuvor genannten Art ist die Richtung der vorliegenden Dipole statistisch verteilt, wodurch sich im Mittel ohne äußere Einwirkung ein Gesamtdipolmoment

$$\sum_i \vec{P}_i = \vec{0}$$

ergibt. Wird nun als äußere Einwirkung eine Temperatur T der Probe betrachtet, so erhalten die Gitteratome eine thermische Energie die sich aus der Boltzmann-Statistik bestimmen lässt. Hierbei gilt nun für die Wahrscheinlichkeit eines Zustandes n nach [2]

$$P_n \propto e^{-E_n/k_B T}.$$

Interessant wird es bei Energien $E_n \geq W$, dann haben die Leerstellen genügend Energie um sich im Raum zu bewegen.

Die Relaxationszeit beschreibt nun die Zeit τ_0 zwischen der ersten Umpolarisation des Dipols und der Rückkehr an seine ursprünglichen Stelle. Somit lässt sich für die Relaxationszeit die folgende Proportionalität erwarten

$$\tau(T) \propto \left(e^{-W/k_B T}\right)^{-1} \rightarrow \tau(T) = \tau_0 e^{W/k_B T} \quad (1)$$

Dabei beschreibt das τ_0 die charakteristische Relaxationszeit. Die herausgearbeitete Gleichung (1) zeigt dabei schon eine Möglichkeit die Relaxationszeit möglichst groß werden zu lassen. Dies kann in diesem Versuch durch die starke Abkühlung der Probe erreicht werden, wodurch die Polarisation förmlich „eingefroren“ wird.

Es gibt nun zwei mögliche Herangehensweisen um die Aktivierungsenergie W zu berechnen. Diese sind im Folgenden erläutert.

2.3 Depolarisationsstrommethode

Der Depolarisationsstrom beschreibt den messbaren Strom der bei einer Polarisationsänderung einhergeht. Das E-Feld innerhalb der Probe ändert somit seinen Wert und über einen Kondensator lässt sich der abfließende Strom beobachten.

Wichtig für den Strom stellt der Anteil aller Dipole dar, welche in Richtung des Gesamtdipolmoments zeigen. Werden die Dipole von außen über ein E-Feld in eine bestimmte Richtung ausgerichtet, so entspricht dies genau dieser. Mathematisch lässt sich dieser Anteil über eine Langevin-Funktion beschreiben. Für sie gilt nach [4]

$$L(x) = \coth(x) - \frac{1}{x} \quad \left| \quad x := \frac{|\vec{P}||E|}{k_B T} \right.$$

mit der Definition für x aus [1]. Für kleine Temperaturen T lässt sich diese Gleichung bis zur zweiten Ordnung Taylorentwickeln. Es folgt

$$y(T) = \frac{|\vec{P}||E|}{3k_B T}.$$

Nun lässt sich folgende Form einer Stromdichte nach [3] definieren

$$j(T) \propto \{\text{Anteil der zu Beginn ausgerichteten Dipole } y(T = T_P)\} \cdot \{\text{Dipolmoment}\} \cdot \{\text{Relaxationsrate}\}. \quad (2)$$

Daraus folgt also

$$j(T) = y(T_P) |\vec{P}| \left(\frac{dN}{dt} \right).$$

Wobei die Rate proportional zur Anzahl der Dipole ist und es gilt

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

Zusammen mit Gleichung (1) folgt daraus bei einer konstanten Heizrate

$$b := \frac{dT}{dt} = \text{const},$$

der folgende Zusammenhang

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

Für kleine Temperaturen $T \approx T_0$ folgt daraus

$$\int_{T_0}^T \exp \left(-\frac{W}{k_B T'} \right) dT' \approx 0 \quad \rightarrow \quad j(T) \approx \frac{p^2 E}{3k_b T_p} \frac{N_p}{\tau_0} \exp \left(-\frac{W}{k_b T} \right). \quad (4)$$

Nun kann dieser Ausdruck logarithmiert werden und es ergibt sich eine lineare Gleichung gegenüber reziproker Temperatur mit Steigung W . Es folgt also

$$\ln(j(T)) = -\frac{W}{k_B} \left(\frac{1}{T} \right) + \underbrace{\ln \left(\frac{|\vec{P}|^2 |E| N_P}{3k_B T_P \tau_0} \right)}_{:=\text{const}}. \quad (5)$$

2.4 Polarisationsmethode

Der Unterschied zur vorherigen Methode besteht in der Betrachtung der Gesamtpolarisation \vec{P} des Kristalls. Diese ergibt sich aus dem Gesamtdipolmoment pro Volumeneinheit. Nun wird die Polarisation als proportional zur Anzahl der orientierten Dipole angenommen. Hierbei gilt nun wieder

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{P(t)}{\tau(T(t))}. \quad (6)$$

Die Änderung der Polarisation führt nun zu einem Strom um den Querschnitt F , somit lässt sich schreiben

$$I(t) = F \frac{dP}{dt}. \quad (7)$$

Zusammen mit der Randbedingung, dass die Polarisation zum Zeitpunkt $t \rightarrow \infty$ wieder auf Null, also einer reinen statistischen Verteilung folgen soll, kann die Gleichung (7) integriert werden und es ergibt sich

$$\int_{t(T)}^{\infty} I(t) dt = -FP(t). \quad (8)$$

Unter Verwendung von Gleichung (1) und (6) folgt daraus nun

$$\frac{W}{k_B T} = \ln \left(\frac{\int_T^{\infty} I(T') dT'}{I(T) \tau_0 b} \right). \quad (9)$$

Das Problem der oberen Integrationsgrenze lässt sich durch die Wahl einer Temperatur T^* beheben, diese sollte dabei so groß gewählt werden, dass ab der Temperatur $I(T \geq T^*) = 0$ gilt. Unter Berücksichtigung von Untergrundraten.

2.5 Bestimmung der charakteristischen Relaxationszeit

Für die Bestimmung der charakteristischen Relaxationszeit τ_0 wird Gleichung (3) nach T abgeleitet

$$\left. \frac{\partial j}{\partial T} \right|_{T_{\max}} \stackrel{!}{=} 0. \quad (10)$$

Dadurch lässt sich das Maximum T_{\max} bestimmen und in Gleichung (1) einsetzen und nach τ_0 auflösen. Es folgt

$$\tau_0 = \frac{k_B T_{\max}^2}{Wb} \cdot \exp \left(-\frac{W}{k_B T_{\max}} \right). \quad (11)$$

3 Aufbau und Durchführung

3.1 Aufbau

Zentrales Element zur Messung ist die Probe selbst, die in den Rezipienten gelegt wird. Diese gilt es im Verlauf entsprechend zu erwärmen und zu kühlen. Als Probe lässt sich

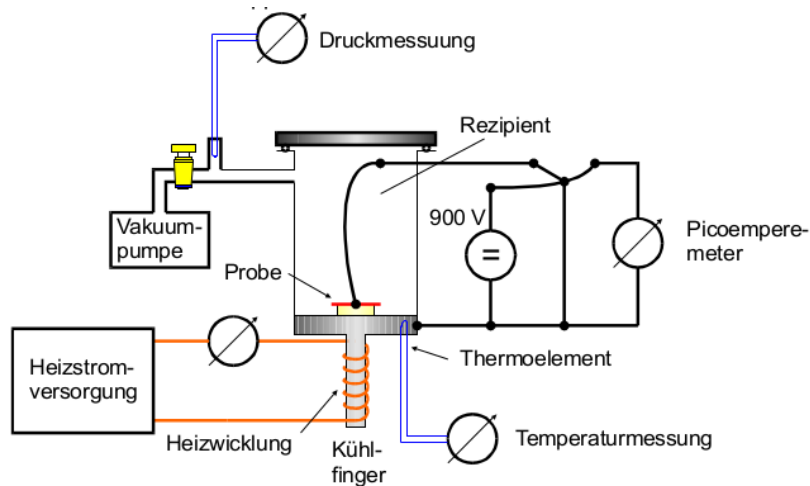


Abbildung 2: Schematischer Aufbau einer Anlage zur Messung der Dipolrelaxation nach [6].

Kaliumbromid, der mit Strontium dotiert ist, verwenden. Die Aufwärmung erfolgt durch ein Heiznetzgerät, welches die Heizrate durch Veränderung der angelegten Spannung ändern kann. Hilfreich ist es diesen Prozess durch Wärmeleitpaste zu unterstützen um Verlust durch nicht gut verbundene Kontaktflächen zu vermeiden. Nötig ist es außerdem ein hinreichend gutes Vakuum in einem Rezipienten von $10 \cdot 10^{-2}$ mbar durch eine angeschlossene Vakuumpumpe zu erzeugen. Eventuelle Druckmessungen lassen sich durch ein Messgerät zwischen der Pumpe und dem Vakuum tätigen. Oberhalb und unterhalb der Probe lässt es sich durch einen Plattenkondensator eine Spannung anlegen um so ein elektrisches Feld (um die Probe herum) zu erzeugen. Um die Temperatur zu messen bietet sich ein, am Aufbau angebrachtes, Thermometer an. Konträr zur Heizvorrichtung, lässt sich die Probe durch einen Kühlfinger, der in ein mit flüssigem Stickstoff gefülltes Dewargefäß getaucht wird, abkühlen. Ein empfindliches Picoamperemeter, angeschlossen an den Kondensatorplatten, steht außerdem bereit im richtigen Moment auch kleine Stromflüsse zu messen.

Im Rezipienten selbst liegt auf der Probe noch eine Metallplatte um das elektrische Feld anlegen zukönnen. Dieses Feld wird mit einer Spannung von bis zu 900 V aufrecht gehalten.

3.2 Durchführung

Zunächst gilt es ein Vakuum im Rezipienten zu erzeugen. Dafür wird die Drehschieber-Vakuumpumpe aktiviert die in der Lage ist einen Unterdruck von bis zu $10 \cdot 10^{-2}$ mbar aufrecht zu halten. Dazu muss die Temperatur der Probe maßgeblich erhöht werden, auf bis zu 320 K für Kaliumbromid. Kontrolliert wird der Wert mit einem Thermometer. Nun

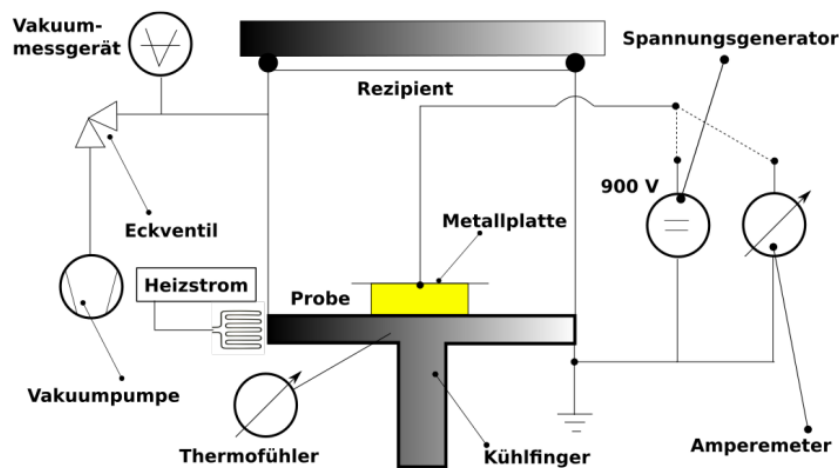


Abbildung 3: Schematischer Aufbau einer Anlage zur Messung der Dipolrelaxation mit besonderem Fokus auf den Rezipienten nach [6].

wird eine Spannung von 950 V an die Metallplatte, bzw. den Kondensator, angelegt. Es entsteht also ein elektrisches Feld durch die Probe hindurch. Der Kondensator braucht einige Zeit um vollständig geladen zu sein, so soll also etwa 900 s gewartet werden um eine hinreichende Ladung zu garantieren. Außerdem ist die so gewählte Ladezeit groß gegenüber der Relaxationszeit τ . Sobald die Zeit abgelaufen ist, es bietet sich an diese mit einer Stoppuhr zu messen, gilt es die Probe mit flüssigen Stickstoff auf etwa 210 K zu kühlen. Bevor Messungen stattfinden dürfen, muss die elektrische Spannung ausgeschaltet werden. Da der Kondensator seine Ladung behalten wird, muss dieser Kurzgeschlossen werden und es wird gewartet, bis er die von ihm erzeugte Spannung verloren hat. Nach einigen Minuten darf das Picoamperemeter angeschlossen werden. Jedoch muss, wenn dies noch nicht der Fall ist, darauf gewartet werden bis der Stromwert konstant ist. Mit der Heizstromversorgung soll die Probe nun wieder erwärmt werden, wobei die Heizrate, die konstant sein soll, gut beobachtet werden muss. Aus der thermodynamischen Natur folgt, dass es bei ansteigender Temperatur immer mehr Arbeit braucht um etwaige Materie bei konstanter Umgebungstemperatur zu erwärmen. Also sei der Heizstrom variabel am Gerät einstellbar und muss im Verlauf angepasst, bzw. erhöht werden.

Die wichtigen Messdaten für den Versuch die es zu Messen gilt, ist die am Picoamperemeter abgelesene Spannung beim Aufheizen und die dabei auftretende Temperatur der Probe. Es werden zwei Messreihen gestartet, wobei die Heizrate von ursprünglich 1 °/min auf 2 °/min variiert wird.

4 Auswertung

In dem Versuch wurde die Dipolrelaxation für zwei unterschiedliche Heizraten b untersucht. Da die Temperatur zum Teil manuell nachgeregelt werden musste, bietet es sich an die Heizrate über die gemessenen Temperatur-Zeit-Abstände zu bestimmen. In der Abbildung 4 sind die Temperatur-Zeit Verläufe dargestellt. Durch eine Lineare Regression lässt sich die Heizrate b jeweils bestimmen zu

$$b_1 = (1,009 \pm 0,009) \frac{\text{K}}{\text{min}},$$
$$b_2 = (2,050 \pm 0,023) \frac{\text{K}}{\text{min}}.$$

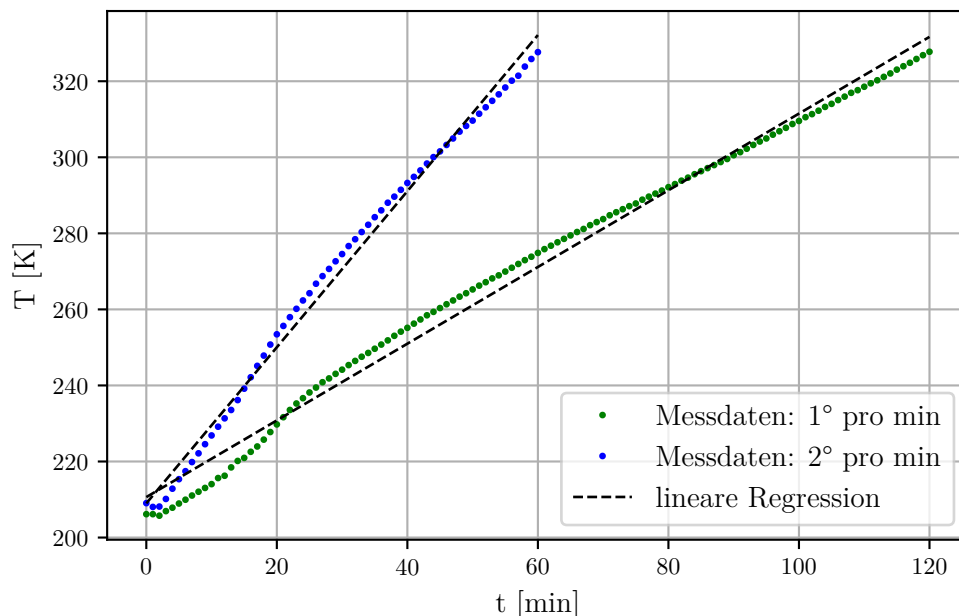


Abbildung 4: Gemessene Temperaturverläufe beider Heizraten b_1 und b_2 .

4.1 Temperatur-Strom-Kurve

Aus den gemessenen Daten 2 und 1 lassen sich nun die Temperatur-Strom Kurven auftragen. Dies ist in den Abbildungen 5 und 6 für die verschiedenen Heizraten gezeigt. Zusätzlich wird der Untergrund durch einen Exponentialfit angedeutet. Dieser besitzt also die Form

$$I(T) = m \cdot \exp(nT).$$

Aus den Strom-Temperatur Wertepaaren ergeben sich somit die Parameter m und n , für die jeweilige Heizrate angedeutet durch die Indizes, zu

$$m_1 = (4,050 \pm 2,121) \cdot 10^{-9} \text{ pA},$$

$$n_1 = (0,059 \pm 0,018) \frac{1}{\text{K}},$$

$$m_2 = (1,309 \pm 0,581) \cdot 10^{-7} \text{ pA},$$

$$n_2 = (0,057 \pm 0,015) \frac{1}{\text{K}}.$$

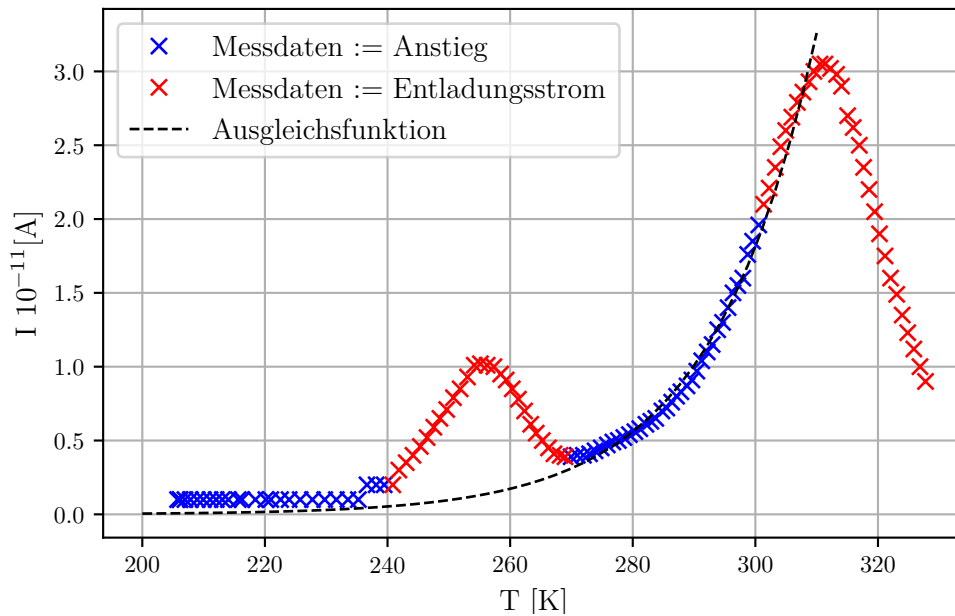


Abbildung 5: Gemessene Strom-Temperaturverläufe bei einer Heizrate $b_1 = (1,009 \pm 0,009) \text{ K/min}$ mit Exponentialfit der Untergrundrate.

Ebenfalls lassen sich noch die zuvor gefundenen Ausgleichsfunktionen für die Untergrundrate von den Werten abziehen. Dies ist in den Abbildungen 7 und 8 dargestellt.

4.2 Berechnung der Aktivierungsenergie über den Strom

Die Aktivierungsenergie W lässt sich wie in dem Abschnitt 2.3 beschrieben nach Gleichung (5) berechnen. Dabei werden die Strommessdaten logarithmiert und gegen die reziproke Temperatur aufgetragen. Wichtig hierbei ist, dass nur ein kleiner Abschnitt von Temperaturen verwendet werden darf, da die Näherung (4) noch gelten soll. Dafür wurde

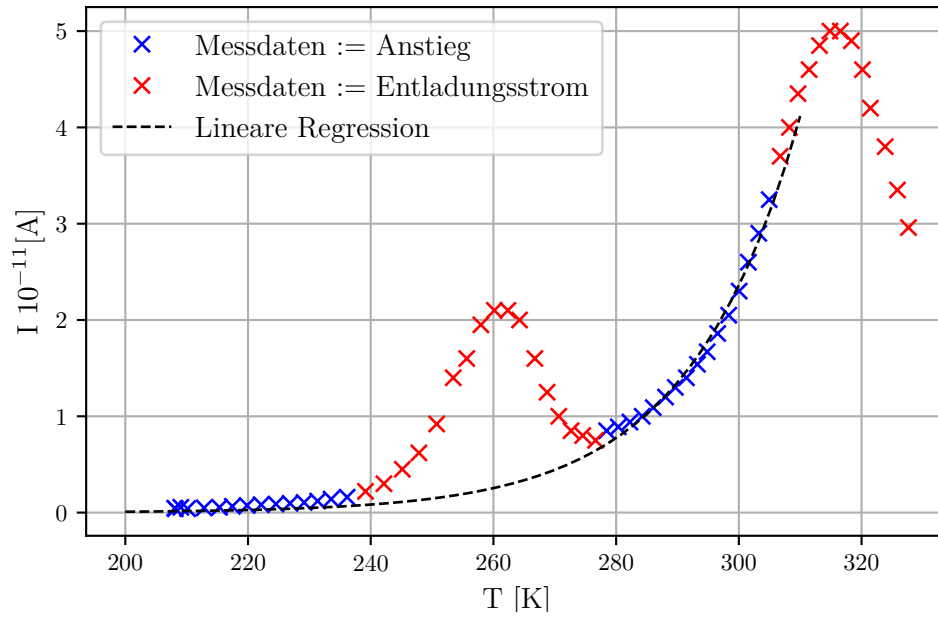


Abbildung 6: Gemessene Strom-Temperaturverläufe bei einer Heizrate $b_2 = (2,050 \pm 0,023) \text{ K/min}$ mit Exponentialfit der Untergrundrate.

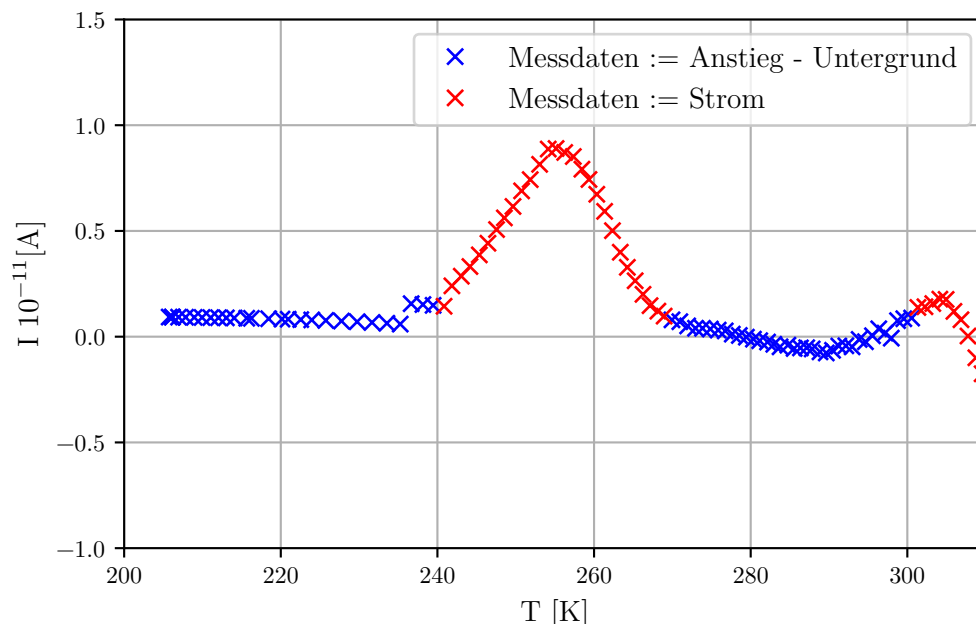


Abbildung 7: Gemessene Strom-Temperaturverläufe bei einer Heizrate $b_1 = (1,009 \pm 0,009) \text{ K/min}$ mit abgezogener Untergrundrate.

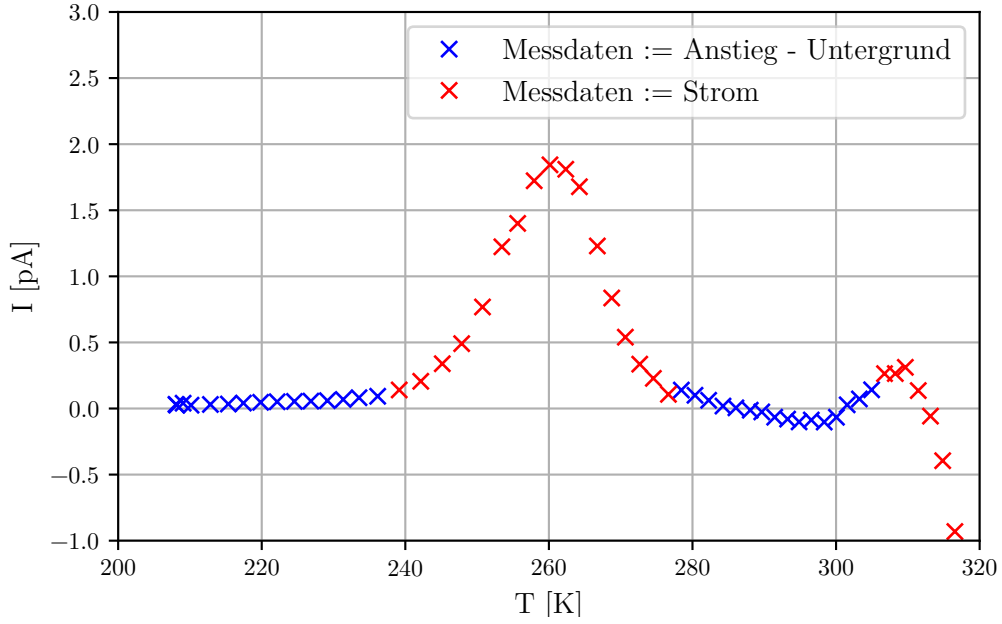


Abbildung 8: Gemessene Strom-Temperaturverläufe bei einer Heizrate $b_2 = (2,050 \pm 0,023) \text{ K/min}$ mit abzogener Untergrundrate.

hier die Linke Flanke, der in Abbildung 7 und 8 dargestellten ersten Maxima verwendet. Eine Ausgleichsgerade der Form

$$\ln(I(T)) = a \cdot \left(\frac{1}{T}\right) + c, \quad (12)$$

liefert die Fitparameter für die einzelnen Heizraten

$$a_1 = (-7374,38 \pm 528,68) \text{ K},$$

$$c_1 = 29,02 \pm 2,14,$$

$$a_2 = (-9171,08 \pm 247,11) \text{ K},$$

$$c_2 = 36,33 \pm 1,00.$$

Aus Gleichung (5) lässt sich nun der Zusammenhang zur Aktivierungsenergie W durch folgende Beziehung erreichen

$$W_i = -k_B \cdot a_i. \quad (13)$$

Somit folgt für die Aktivierungsenergien

$$W_1 = (0,64 \pm 0,05) \text{ eV}, \quad (14)$$

$$W_2 = (0,79 \pm 0,02) \text{ eV}. \quad (15)$$

In den Abbildungen 9 und 10 sind die logarithmierten Messdaten, sowie die Ausgleichsgeraden für die jeweiligen Heizraten dargestellt.

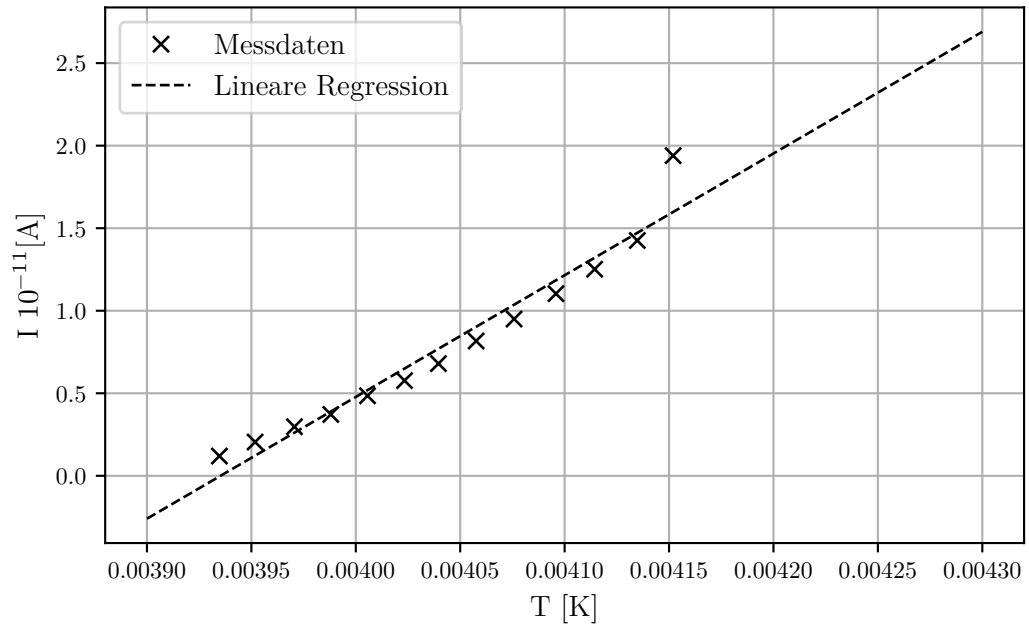


Abbildung 9: Logarithmierter Stromverlauf bei einer Heizrate $b_1 = (1,009 \pm 0,009) \text{ K/min}$ der linken Flanke des ersten Maximums.

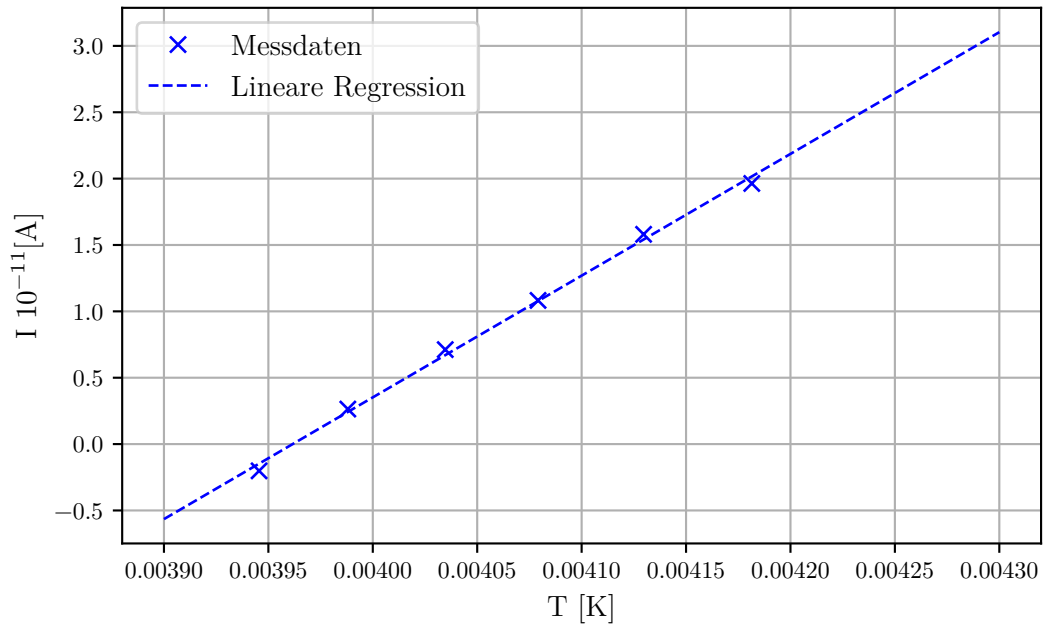


Abbildung 10: Logarithmierter Stromverlauf bei einer Heizrate $b_2 = (2,050 \pm 0,023) \text{ K/min}$ der linken Flanke des ersten Maximums.

4.3 Berechnung der Aktivierungsenergie über die Polarisaton

Die zweite Methode die Aktivierungsenergien zu berechnen, verwendet die Polarisationsmethode nach Abschnitt 2.4. Hierfür muss eine numerische Integration des Integrals in Gleichung (9) durchgeführt werden. Eine Möglichkeit stellt eine Integration durch Aufsummieren von Trapeznäherungen. Hierbei gilt

$$I_{\int_{T(x_1)}^{T(x_n)}} = \sum_{i=1}^{n-1} \left((x_{i+1} - x_i) \frac{f(x_{i+1}) + f(x_i)}{2} \right). \quad (16)$$

Wird dies nun für passende Temperaturintervalle für die unterschiedlichen Heizraten durchgeführt, können die Integrale so genähert werden. Bei der Wahl der Intervalle muss stets die genannte Bedingung aus 2.4 erfüllt sein. Es bieten sich die Intervalle

$$\Delta T_1 = \{240,85 \text{ K}, \dots, \underbrace{268,95 \text{ K}}_{T_{*1}},$$

$$\Delta T_2 = \{239,15 \text{ K}, \dots, \underbrace{280,35 \text{ K}}_{T_{*2}},$$

an. Die Integrale bilden für die Zwischenschritte der Temperatur, in den vorher genannten Intervallen, Wertepaare zusammen mit der reziproken Temperatur nach Gleichung (9). Diese wurden in den Abbildungen 11 und 12 aufgetragen. Die Austrittsarbeit ergibt sich dabei wieder durch eine lineare Regression. Die Ausgleichsfunktion der Form

$$\ln \left(\frac{\int_T^\infty I(T') dT'}{I(T)b} \right) = a \cdot \frac{1}{T} + c \quad (17)$$

liefert die Parameter

$$a_1 = (9551,42 \pm 253,16) \text{ K},$$

$$c_1 = -35,32 \pm 0,96,$$

$$a_2 = (7902,61 \pm 414,23) \text{ K},$$

$$c_2 = -28,54 \pm 1,60.$$

Woraus sich nun die Aktivierungsenergien aus dem Zusammenhang zu Gleichung (9) bestimmen lassen als

$$W_1 = (0,82 \pm 0,02) \text{ eV}, \quad (18)$$

$$W_2 = (0,68 \pm 0,04) \text{ eV}. \quad (19)$$

4.4 Bestimmung der charakteristischen Relaxationszeit

Für die Bestimmung der charakteristischen Relaxationszeit wird die Gleichung (11) verwendet. Dazu werden aus den Abbildungen 7 und 8 die Temperaturwerte des ersten

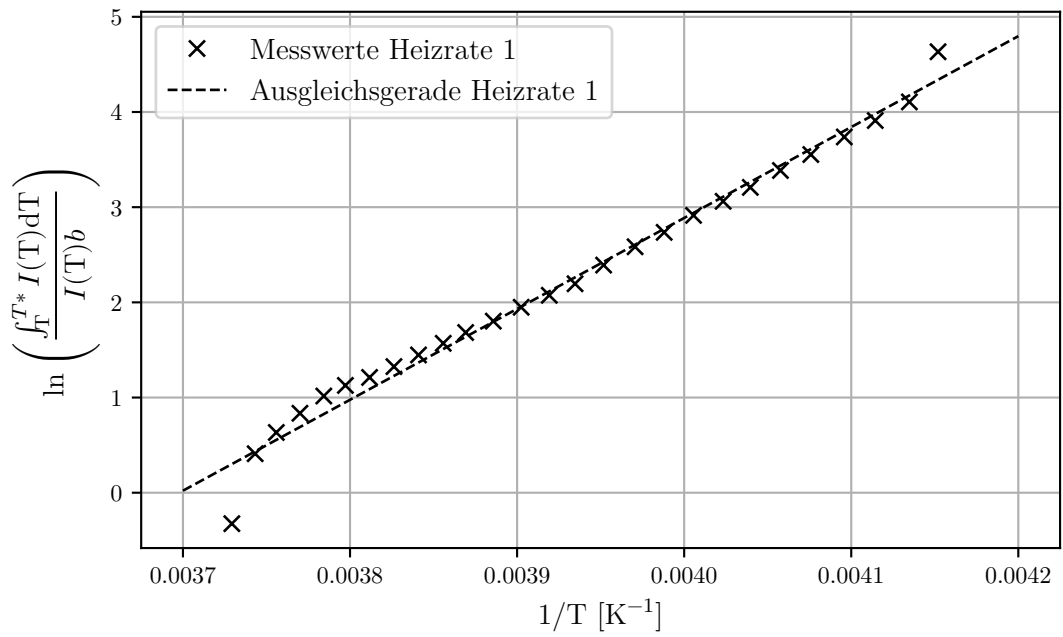


Abbildung 11: Integrierte Messwerte der ersten Heizrate
 $b_1 = (1,009 \pm 0,009) \text{ K/min}$ gegen die reziproke Temperatur.

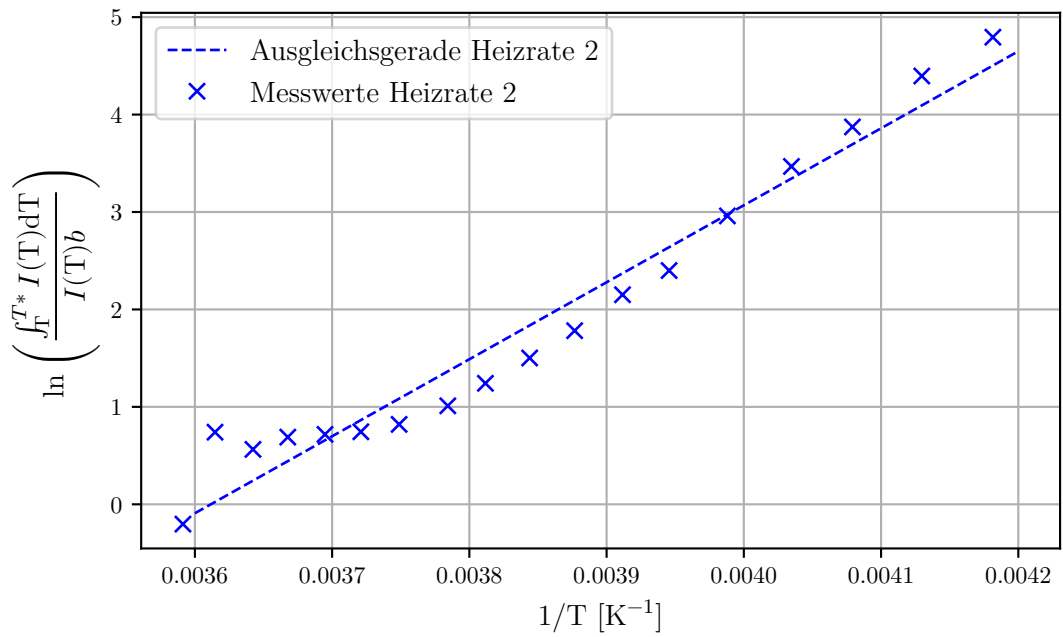


Abbildung 12: Integrierte Messwerte der ersten Heizrate
 $b_2 = (2,050 \pm 0,023) \text{ K/min}$ gegen die reziproke Temperatur.

Maximums abgelesen zu

$$T_{1,\max} = 255,45 \text{ K}, \quad (20)$$

$$T_{2,\max} = 260,35 \text{ K}. \quad (21)$$

Nun wurden verschiedene Aktivierungsenergie W für die jeweiligen Heizraten berechnet und somit liefern beide einen anderen Wert für τ_0 . Eingesetzt in Gleichung (11) ergibt sich für die erste Heizrate $b_1 = (1,009 \pm 0,009) \text{ K/min}$:

$$\tau_{0,1,\alpha} = (2,058 \pm 4,834) \cdot 10^{-12} \text{ s}, \quad (22)$$

$$\tau_{0,1,\beta} = (4,513 \pm 4,211) \cdot 10^{-16} \text{ s}. \quad (23)$$

Sowie für die zweite Heizrate $b_2 = (2,050 \pm 0,023) \text{ K/min}$:

$$\tau_{0,2,\alpha} = (1,839 \pm 1,686) \cdot 10^{-15} \text{ s}, \quad (24)$$

$$\tau_{0,2,\beta} = (2,877 \pm 5,299) \cdot 10^{-13} \text{ s}. \quad (25)$$

Dabei steht der zweite Index für die Heizrate und der dritte Index für die Methode. Die Stromdichtenmethode wird mit α und die Polarisationsmethode mit β gekennzeichnet.

4.5 Darstellung des Temperaturverlaufs der Relaxationszeit

Nun wurden alle wichtigen Parameter für Gleichung (1) für jeweils zwei Heizraten bestimmt. Da es für τ_0 und die Aktivierungsenergie W jeweils zwei Werte gibt, werden diese gemittelt

$$\overline{\tau_{0,1}} = (1,029 \pm 2,417) \cdot 10^{-12} \text{ s}, \quad (26)$$

$$\overline{\tau_{0,2}} = (1,448 \pm 2,650) \cdot 10^{-13} \text{ s}, \quad (27)$$

$$\overline{W_1} = (0,7301 \pm 0,0269) \text{ eV}, \quad (28)$$

$$\overline{W_2} = (0,7351 \pm 0,0224) \text{ eV}. \quad (29)$$

Nach Einsetzen in Gleichung (1) können die resultierenden Funktionen in Abbildung 13 dargestellt werden.

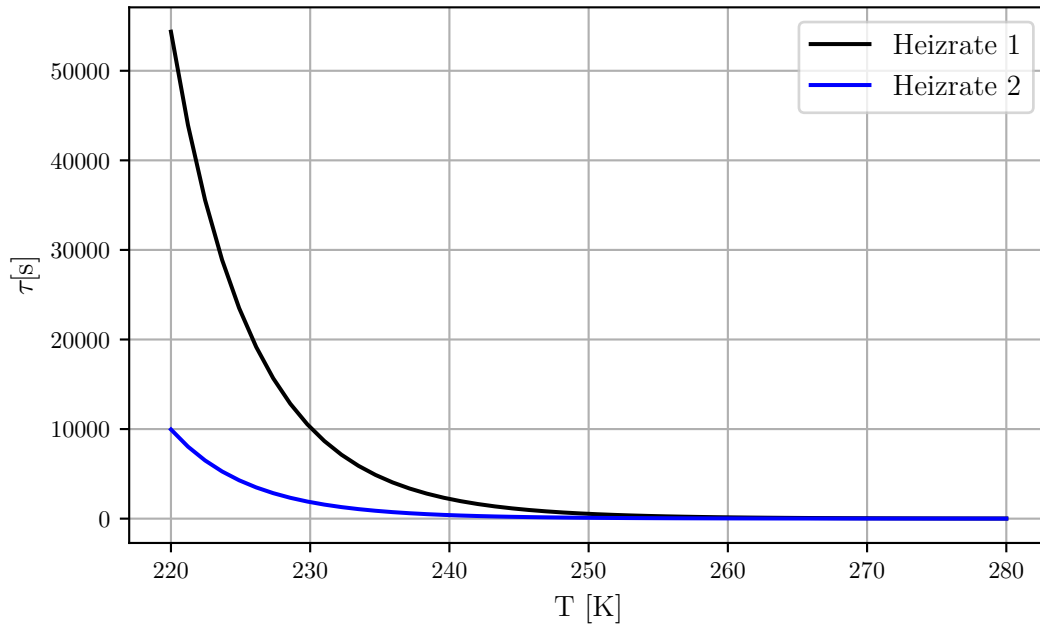


Abbildung 13: Temperaturabhängigkeit der Relaxationszeit bei verschiedenen Heizraten.

5 Diskussion

Die Temperatur weicht besonders am Anfang von der vorgenommenen Heizrate ab. Das liegt daran, dass die Probe noch gekühlt wird und die Heizdrähte noch nicht die erhöhte Temperatur angenommen haben. Bei den späteren Messungen passt sich der Verlauf immer besser an und wird hinreichend gut durch die Veränderung an der Heizspannung korrigiert. In der Abbildung 4 sieht man einen guten linearen Verlauf. Das Dewargefäß wurde während des Aufheizen nicht von dem Kühlfinger entfernt, weswegen gerade zu Beginn mit erhöhter Heizspannung erwärmt wurde.

Die gemittelten, nach den zwei Methoden gefundenen, Aktivierungsenergien \overline{W}_b , mit Heizrate b , liegen sehr nahe bei beieinander und weisen folgende Abweichung $W_{i,\%}$ zu dem Theoriewert W_{theo} , nach [5], auf.

$$W_{\text{theo}} = 0,66 \text{ eV}$$

$$W_{1,\%} = (9,6 \pm 3,3) \%$$

$$W_{2,\%} = (10,2 \pm 2,7) \%$$

Die Abweichungen liegen also auch dicht beieinander, was Sinn macht, da mit ansteigender Heizrate keine Veränderung der Aktivierungsenergien einhergehen sollte. Unsicherheiten bei der Berechnung ergeben sich aus den gewählten Intervallen, die die Untergrundrate

von den eigentlich gemessenen Strömen abgrenzen soll. Diese Intervalle sind schwierig zu definieren, da keine klaren Grenzen erkennbar sind. Bei genauerer Betrachtung der einzelnen Energien wird gefunden, dass die Methode über die Polarisierung genauer ist.

Die errechnete Relaxationszeit weicht stark von dem Theoriewert ab. Die Diskrepanz, nicht nur durch die verschiedenen Heizraten, sondern auch durch die unterschiedlichen Methoden, sorgen vor allem in der Berechnung der Relaxationszeit für einen großen Unterschied, da sie mit einer Exponentialfunktion gewichtet werden.

$$\begin{aligned}\tau_{0,\text{theo}} &= 4 \cdot 10^{-14} \text{ s} \\ \tau_{1,\%} &= (96 \pm 9) \% \\ \tau_{2,\%} &= (70 \pm 50) \%\end{aligned}$$

Auffällig sind zudem die unterschiedlich hohen Peaks des gemessenen Stroms in Abhängigkeit der Temperatur. Diese folgen daraus, dass bei erhöhter Heizrate die meisten Dipole noch nicht relaxiert sind und die Temperatur weiter stetig steigt. Also liegt eine hohe Anzahl an immer noch orientierten Dipolen vor, die alle wegen der hohen Temperatur fast zeitgleich relaxieren und sich als hohen Strom messen lassen.

Grundsätzlich lässt sich sagen, dass sich mit den uns vorgestellten Methoden gut die Aktivierungsenergien errechnen lassen können. Gleiches gilt weniger für die Relaxationszeit bei der hohen Abweichungen zur Theorie auftreten.

6 Anhang

Tabelle 1: Messreihe zur Bestimmung des anliegenden Stroms,
Temperatur und Zeit zur Bestimmung der Dipolrelaxation bei einer Heizrate
von $b_2 = (2,050 \pm 0,023)$ K/min.

| t [min] | T [K] | I 10^{-11} [A] | | t [min] | T [K] | I 10^{-11} [A] | | t [min] | T [K] | I 10^{-11} [A] |
|---------|-------|------------------|--|---------|-------|------------------|--|---------|-------|------------------|
| 0 | -64.1 | 0.055 | | 21 | -17.5 | 1.600 | | 42 | 23.4 | 1.860 |
| 1 | -65.1 | 0.455 | | 22 | -15.2 | 1.950 | | 43 | 25.2 | 2.050 |
| 2 | -65.0 | 0.040 | | 23 | -13.0 | 2.100 | | 44 | 26.9 | 2.300 |
| 3 | -63.0 | 0.041 | | 24 | -10.8 | 2.100 | | 45 | 28.4 | 2.600 |
| 4 | -60.3 | 0.049 | | 25 | -8.9 | 2.000 | | 46 | 30.1 | 2.900 |
| 5 | -57.8 | 0.055 | | 26 | -6.4 | 1.600 | | 47 | 31.8 | 3.250 |
| 6 | -55.7 | 0.065 | | 27 | -4.4 | 1.250 | | 48 | 33.6 | 3.700 |
| 7 | -53.3 | 0.074 | | 28 | -2.5 | 1.000 | | 49 | 35.1 | 4.000 |
| 8 | -51.0 | 0.082 | | 29 | -0.5 | 0.850 | | 50 | 36.5 | 4.350 |
| 9 | -48.6 | 0.089 | | 30 | 1.4 | 0.800 | | 51 | 38.3 | 4.600 |
| 10 | -46.3 | 0.096 | | 31 | 3.5 | 0.750 | | 52 | 40.0 | 4.850 |
| 11 | -44.0 | 0.105 | | 32 | 5.3 | 0.850 | | 53 | 41.7 | 5.000 |
| 12 | -41.8 | 0.120 | | 33 | 7.2 | 0.890 | | 54 | 43.4 | 5.000 |
| 13 | -39.6 | 0.140 | | 34 | 9.1 | 0.940 | | 55 | 45.2 | 4.900 |
| 14 | -37.0 | 0.160 | | 35 | 11.1 | 1.000 | | 56 | 47.0 | 4.600 |
| 15 | -34.0 | 0.220 | | 36 | 12.9 | 1.090 | | 57 | 48.3 | 4.200 |
| 16 | -31.0 | 0.300 | | 37 | 14.9 | 1.20 | | 58 | 50.7 | 3.800 |
| 17 | -28.0 | 0.450 | | 38 | 16.5 | 1.30 | | 59 | 52.7 | 3.350 |
| 18 | -25.3 | 0.620 | | 39 | 18.3 | 1.400 | | 60 | 54.5 | 2.960 |
| 19 | -22.4 | 0.920 | | 40 | 20.1 | 1.540 | | | | |
| 20 | -19.7 | 1.400 | | 41 | 21.7 | 1.670 | | | | |

Tabelle 2: Messreihe zur Bestimmung des anliegenden Stroms,
Temperatur und Zeit zur Bestimmung der Dipolrelaxation bei einer Heizrate
von $b_1 = (1,009 \pm 0,009)$ K/min.

| t [min] | T [K] | I 10^{-11} [A] | | t [min] | T [K] | I 10^{-11} [A] | | t [min] | T [K] | I 10^{-11} [A] |
|---------|-------|------------------|--|---------|-------|------------------|--|---------|-------|------------------|
| 0 | -67.0 | 0.100 | | 41 | -16.9 | 1.010 | | 82 | 20.7 | 1.250 |
| 1 | -67.0 | 0.100 | | 42 | -15.8 | 1.000 | | 83 | 21.5 | 1.300 |
| 2 | -67.4 | 0.100 | | 43 | -14.7 | 0.950 | | 84 | 22.4 | 1.400 |
| 3 | -66.2 | 0.100 | | 44 | -13.8 | 0.910 | | 85 | 23.2 | 1.500 |
| 4 | -65.3 | 0.100 | | 45 | -12.8 | 0.850 | | 86 | 24.0 | 1.550 |
| 5 | -64.2 | 0.100 | | 46 | -11.8 | 0.780 | | 87 | 24.8 | 1.600 |
| 6 | -63.2 | 0.100 | | 47 | -10.8 | 0.700 | | 88 | 25.6 | 1.760 |
| 7 | -62.1 | 0.100 | | 48 | -9.8 | 0.610 | | 89 | 26.4 | 1.850 |
| 8 | -61.1 | 0.100 | | 49 | -8.9 | 0.550 | | 90 | 27.4 | 1.960 |
| 9 | -60.1 | 0.100 | | 50 | -7.9 | 0.500 | | 91 | 28.2 | 2.100 |
| 10 | -59.1 | 0.100 | | 51 | -6.9 | 0.450 | | 92 | 29.1 | 2.210 |
| 11 | -57.5 | 0.100 | | 52 | -6.0 | 0.410 | | 93 | 30.1 | 2.350 |
| 12 | -56.9 | 0.100 | | 53 | -5.0 | 0.400 | | 94 | 31.0 | 2.490 |
| 13 | -54.7 | 0.100 | | 54 | -4.2 | 0.390 | | 95 | 31.8 | 2.600 |
| 14 | -53.0 | 0.100 | | 55 | -3.2 | 0.390 | | 96 | 32.8 | 2.690 |
| 15 | -52.2 | 0.100 | | 56 | -2.2 | 0.400 | | 97 | 33.7 | 2.790 |
| 16 | -50.6 | 0.100 | | 57 | -1.2 | 0.400 | | 98 | 34.6 | 2.860 |
| 17 | -49.2 | 0.100 | | 58 | -0.2 | 0.410 | | 99 | 35.6 | 2.930 |
| 18 | -47.4 | 0.100 | | 59 | 0.7 | 0.430 | | 100 | 36.4 | 3.000 |
| 19 | -45.4 | 0.100 | | 60 | 1.7 | 0.450 | | 101 | 37.4 | 3.050 |
| 20 | -43.4 | 0.100 | | 61 | 2.7 | 0.470 | | 102 | 38.2 | 3.050 |
| 21 | -41.5 | 0.100 | | 62 | 3.6 | 0.490 | | 103 | 39.1 | 3.020 |
| 22 | -39.6 | 0.100 | | 63 | 4.5 | 0.500 | | 104 | 40.1 | 2.980 |
| 23 | -37.9 | 0.100 | | 64 | 5.4 | 0.520 | | 105 | 40.9 | 2.900 |
| 24 | -36.5 | 0.200 | | 65 | 6.3 | 0.540 | | 106 | 41.9 | 2.700 |
| 25 | -35.0 | 0.200 | | 66 | 7.2 | 0.560 | | 107 | 42.8 | 2.620 |
| 26 | -33.7 | 0.200 | | 67 | 8.0 | 0.580 | | 108 | 43.8 | 2.500 |
| 27 | -32.3 | 0.200 | | 68 | 9.0 | 0.610 | | 109 | 44.5 | 2.350 |
| 28 | -31.3 | 0.300 | | 69 | 9.8 | 0.630 | | 110 | 45.4 | 2.200 |
| 29 | -30.1 | 0.350 | | 70 | 10.6 | 0.650 | | 111 | 46.3 | 2.050 |
| 30 | -29.0 | 0.400 | | 71 | 11.6 | 0.700 | | 112 | 47.1 | 1.900 |
| 31 | -27.8 | 0.460 | | 72 | 12.4 | 0.720 | | 113 | 48.0 | 1.750 |
| 32 | -26.7 | 0.520 | | 73 | 13.2 | 0.760 | | 114 | 48.9 | 1.600 |
| 33 | -25.6 | 0.590 | | 74 | 14.0 | 0.800 | | 115 | 49.9 | 1.490 |
| 34 | -24.6 | 0.650 | | 75 | 14.7 | 0.830 | | 116 | 50.8 | 1.350 |
| 35 | -23.5 | 0.710 | | 76 | 15.7 | 0.870 | | 117 | 51.7 | 1.230 |
| 36 | -22.4 | 0.790 | | 77 | 16.5 | 0.910 | | 118 | 52.7 | 1.120 |
| 37 | -21.3 | 0.850 | | 78 | 17.3 | 0.970 | | 119 | 53.7 | 1.000 |
| 38 | -20.1 | 0.930 | | 79 | 18.1 | 1.040 | | 120 | 54.6 | 0.900 |
| 39 | -19.0 | 1.010 | | 80 | 19.0 | 1.100 | | | | |
| 40 | -18.0 | 1.020 | | 81 | 19.8 | 1.150 | | | | |

Literatur

- [1] *Altanleitung V48 Dipolrelaxation in Ionenkristallen*. Fakultät Physik, TU Dortmund. 2021.
- [2] W. J. Briels und J. K. G. Dhont. „Basics of Statistical Physics“. In: *Soft Matter at Aqueous Interfaces*. Hrsg. von Peter Lang und Yi Liu. Cham: Springer International Publishing, 2016, S. 189–220. ISBN: 978-3-319-24502-7. DOI: 10.1007/978-3-319-24502-7_7. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-319-24502-7_7.
- [3] Richard M. Fuller. „Ionic Thermoconductivity in Dielectrics“. In: 1972, S. 1–6. URL: <https://digitalcommons.unl.edu/physicsfuller/18/>.
- [4] Martin Kröger. „Simple, admissible, and accurate approximants of the inverse Langevin and Brillouin functions, relevant for strong polymer deformations and flows“. In: 2015, S. 77–87. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jnnfm.2015.05.007>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0377025715001007>.
- [5] R. Muccillo und J. Rolfe. „Effect of Irradiation on Impurity–Vacancy Dipoles in KBr Crystals Doped with Strontium“. In: *physica status solidi (b)* 61.2 (1974), S. 579–587. DOI: <https://doi.org/10.1002/pssb.2220610223>. URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/pssb.2220610223>.
- [6] *V48 Dipolrelaxation in Ionenkristallen*. Fakultät Physik, TU Dortmund. 2021.