

Fortgeschrittenen-Praktikum
Technische Universität Darmstadt

Betreuerin: Dr. Tetyana Skipa
Durchführung: 22.06.2009
Abgabe: 09.07.2009



Versuch B 3.20

Dielektrische Relaxationspektroskopie an Polymeren

Oliver Bitterling


Mathieu Omet
(mathieuomet@gmx.de)

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die molekulare Dynamik eines Polymeres untersucht. Dies geschieht über die Messung der dielektrischen Eigenschaften des Materials. Über diese kann der Relaxionsvorgang einer durch ein elektrisches Wechselfeld induzierten Polarisation beobachtet werden und Rückschlüsse auf Größen, wie die Glasübergangstemperatur, gezogen werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	1
1.1	Polymere	1
1.1.1	Bewegung einer Polymerkette	1
1.1.2	Kristallbildung und Glasübergang	2
1.2	Polarisation und dielektrische Relaxation	2
1.2.1	Debye-Gleichung und andere Relaxationsformeln	3
2	Auswertung	5
2.1	Aufgabe 1	5
2.2	Aufgabe 2	7
2.3	Aufgabe 3	10
2.4	Aufgabe 4	12
2.5	Aufgabe 5	14
2.6	Aufgabe 6	15
2.7	Fazit	17
	Abbildungsverzeichnis	18
	Literaturverzeichnis	19

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

1.1 Polymere

Polymere sind lange Kettenmoleküle, die aus elementaren Bausteinen, den Monomeren, zusammengesetzt sind. Eine Kette kann aus mehreren tausenden Monomeren bestehen. Dabei sind die Polymere im Normalfall chaotisch ineinander verkneult, wobei allerdings der Winkel zwischen zwei anliegenden Monomeren konstant ist. Polymere kann man in drei Gruppen unterteilen:

- **Thermoplaste:** In Thermoplasten haben unterschiedliche Polymerketten keine Verbindung zueinander. Bei ausreichender Temperatur sind sie deswegen gegeneinander frei beweglich und das Material wird zuerst weich und bei höheren Temperaturen vollständig flüssig.
- **Elastoplaste:** Elastoplaste zeichnen sich darin aus, dass in ihnen Polymerketten untereinander in einer netzartigen Struktur verbunden sind. Dadurch sind sie in der Lage nach Verformung durch eine äußere Kraft ihre ursprüngliche Form wieder anzunehmen.
- **Duroplaste:** Bei Duroplasten ist die Vernetzung noch stärker als bei Elastoplasten. Dadurch sind Duroplaste weder schmelzbar noch verformbar und bilden nach ihrer Aushärtung einen harten und spröden Stoff.

1.1.1 Bewegung einer Polymerkette

Unter Einhaltung des erwähnten konstanten Winkels können Monomere gegeneinander rotieren. Durch die Rotation verändern sich die Abstände der

Kerne, aus denen die Monomere bestehen, zueinander. Durch deren elektromagnetische Abstoßung entstehen vom Drehwinkel abhängige Zonen unterschiedlicher potentieller Energie. Um eine Drehung durchzuführen, muss ein Monomer Potentialhügel auf seinem Weg überwinden. Die dazu nötige Energie kommt aus der thermischen Energie des Polymers. Folglich existiert die sogenannte Vogel-Temperatur V_0 , bei der die thermische Energie nicht mehr ausreicht, um die Potentialhügel zu überwinden und so jede Kettenbewegung aufhört.

1.1.2 Kristallbildung und Glasübergang

Polymere haben zwei Möglichkeiten in den festen Zustand überzugehen. Bei der Kristallbildung reorganisieren sich die vorher chaotischen Polymerketten und bilden eine Gitterstruktur. Dieser Vorgang der Reorganisation benötigt sowohl Energie als auch Zeit. Deswegen findet Kristallbildung nur bei nicht zu niedrigen Temperaturen statt und auch dann nur sehr langsam. Außerdem ist es nie möglich Polymerketten komplett zu entwirren, so dass es in kristallinem Polymer immer große amorphe Zonen gibt.

Diese Zonen befinden sich im Glaszustand. Dieser Zustand wird auch erreicht, wenn die Temperatur des Polymers schon zu niedrig ist, um Reorganisation zuzulassen. Die Polymerketten ziehen sich zusammen und frieren in ihrem chaotischen Zustand fest. Der Übergang zum Glaszustand ist kein Phasenübergang und die Glasübergangstemperatur kann nicht genau festgelegt werden. Je nach Experiment kann sie z.B. anhand der Viskosität des Materials bestimmt werden.

1.2 Polarisation und dielektrische Relaxation

Polymerketten besitzen senkrecht zur ihrer Kette ein elektrisches Moment. Unter Einfluss eines externen elektrischen Feldes verlassen sie den Zustand gleichmäßiger Richtungsverteilung und richten sich entlang der Feldlinien aus. Diese Polarisation wird durch folgende Formel beschrieben:

$$\bar{P} = \epsilon_0(\epsilon - 1)\bar{E} \quad (1.1)$$

Diese Polarisation besteht aus zwei Anteilen:

- Verschiebungspolarisation: Die Verformung der Elektronenhüllen durch das elektrische Feld.
- Orientierungspolarisation: Die Ausrichtung der einzelnen elektrischen Momente der Kettenglieder entlang der Feldlinien.

Abgesehen von dem Verschiebungsanteil entspricht der Verlauf der Polarisation einer exponentiellen Sättigungsfunktion. Wird das elektrische Feld deaktiviert, sinkt der Anteil der Verschiebungspolarisation nahezu sofort auf Null ab, da er sehr schnell reagiert. Die Verschiebungspolarisation geht über statistische Stöße wieder in den gleichverteilten Zustand über. Dieser Prozess entspricht einem exponentiellen Abfall und ist abhängig von der Temperatur. Unterhalb der Vogel-Temperatur findet weder Polarisation noch Relaxation statt.

In dieser Arbeit werden zwei verschiedene Methoden verwendet, um den Relaxationsprozess zu beobachten.

Die erste entspricht einer Messung im Zeitbereich. Bei dieser wird der Abfall der Polarisation nach Ausschalten des elektrischen Feldes über die Zeit hinweg gemessen. Die Zeit, die die Polarisation benötigt, um auf den e -ten Teil abzufallen, wird als Relaxationszeit τ bezeichnet.

Bei der Beobachtung in der Frequenzdomäne wird hingegen die maximale Polarisation bei elektrischen Wechselfeldern unterschiedlicher Frequenz gemessen. Bei niedrigen Frequenzen können die Polymerketten schnell genug relaxieren, um dem elektrischen Feld zu folgen. Bei höheren Frequenzen ist dies nicht mehr der Fall und die Polarisation sinkt bis auf den Verschiebungsanteil ab.

1.2.1 Debye-Gleichung und andere Relaxationsformeln

Im Fall, dass der Relaxationsprozess durch thermische Stöße erfolgt und damit dem Arrhenius-Gesetz folgt, kann er durch einen exponentiellen Abfall beschrieben werden.

$$P(t) = P_{max} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (1.2)$$

In der Frequenzdomäne:

$$\frac{\epsilon^*(\omega) - \epsilon_\infty}{\Delta\epsilon} = \frac{1}{1 - i\omega\tau} \quad (1.3)$$

Dies ist der Fall der Debye-Gleichung. Diese gilt allerdings nur, wenn sämtliche Polymere identische Relaxationszeiten haben. Dies ist allerdings in realen Polymeren nicht gegeben. Da die Verteilung der Relaxationszeiten allerdings nicht aus den Messwerten erschlossen werden kann, bleibt nichts anderes übrig, als empirische Parameterfunktionen zu finden, die die Relaxation beschreiben. Folgende Gleichungen sind die drei zu diesem Zweck entwickelten Funktionen.

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\Delta\epsilon}{1 + (i\omega\tau_{CC})^\beta} \quad (1.4)$$

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\Delta\epsilon}{(1 + i\omega\tau_{CC})^\gamma} \quad (1.5)$$

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\Delta\epsilon}{(1 + (i\omega\tau_{CC})^\beta)^\gamma} \quad (1.6)$$

- Gl. 1.4: Cole–Cole–Funktion
- Gl. 1.5: Cole–David–Funktion
- Gl. 1.6: Havriliak–Negami–Funktion

Gl. 1.4 manipuliert die Flanken durch den Parameter β , behält aber noch die Symmetrie des Debye–Prozesses bei. Gl. 1.5 hingegen passt die Kurve der verzögerten Abstiegsflanke an. Gl. 1.6 kann als eine Kombination der beiden vorhergegangenen angesehen werden.

Kapitel 2

Auswertung

Für alle Rechnungen und zum Generieren aller Darstellungen, die im Folgenden gezeigt werden, wurde die Algebrasoftware Mathematica 7.01.0 verwendet.

2.1 Aufgabe 1

Als erstes soll die Kapazität des Kondensators bestimmt werden. Dies wird im Folgenden auf zwei Arten vollzogen. Einmal mit und einmal ohne eine open/short/load-Korrektur. Diese Messungen wurden bei einer Temperatur von 99°C durchgeführt. Gemessen wurde die Admittanz

$$Y_{mD*} = GD + i \cdot BD \quad (2.1)$$

Aus dieser lässt sich die Kapazität durch folgende Beziehung bestimmen

$$C_{*u} = \frac{Y_{mD*}}{i\omega} \quad (2.2)$$

Es ist zu beachten, dass diese Kapazität nicht korrigiert ist. Sie ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

Um nun die Impedanz zu korrigieren, wird diese Gleichung verwendet

$$Z_{DUT} = \frac{(Y_{messLoad} - Y_{messOpen})(Y_{messDUT}Z_{messShort} - 1)}{(Y_{messDUT} - Y_{messOpen})(Y_{messLoad}Z_{messShort} - 1)} Z_{trueLoad} \quad (2.3)$$

und man erhält Z_{*k} . Daraus lässt sich über

$$C_{*k} = \frac{1}{i\omega Z_{*k}} \quad (2.4)$$

der korrigierte Realteil der Kapazität berechnen. Dieser und der unkorrigierte sind in Abbildung 2.1 dargestellt.

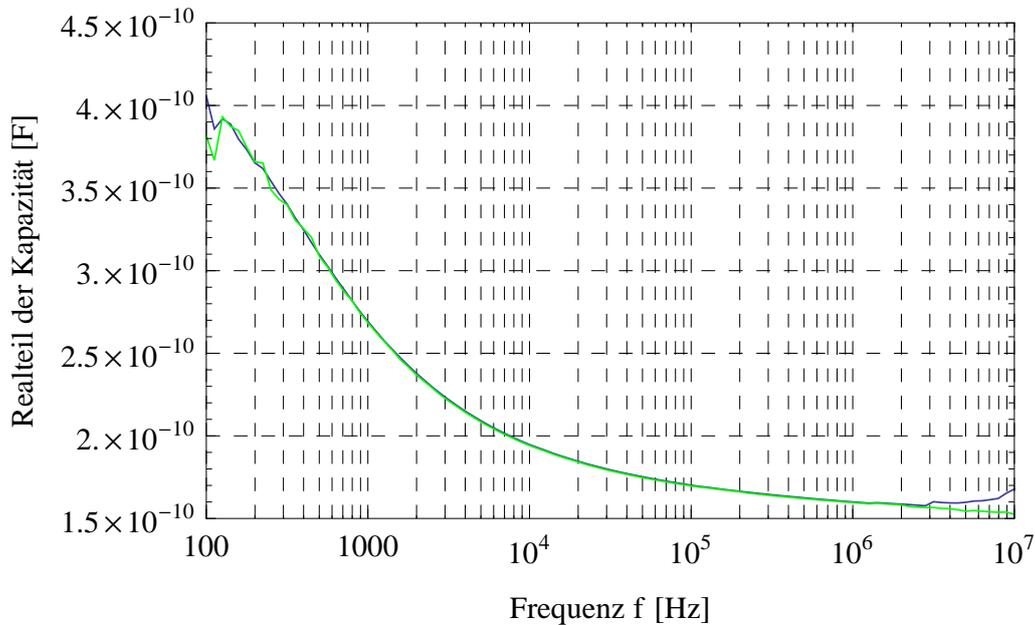


Abbildung 2.1: Realteil der Kapazität [F] über der Frequenz [Hz] für eine Temperatur von 99°C . Blau unkorrigiert, grün korrigiert.

Zu erkennen ist, dass die Korrektur vor allem bei hohen Frequenzen einsetzt. Dies ist der Fall, da die Impedanz des Kondensators frequenzabhängig und bei hohen Frequenzen niedriger ist.

Bei niedrigen Frequenzen schwanken die Werte stark. Dies liegt einerseits daran, dass der Messfehler in diesem Bereich generell größer ist, da weniger Strom fließen kann. Zum Anderen kann es sein, dass sich noch keine konstante Temperatur eingestellt hat. Da die Messung von kleinen zu großen Frequenzen verlief, könnten diese erwähnten Temperaturschwankungen eine Rolle gespielt haben.

Weiterhin wurde die Leerkapazität bei drei unterschiedlichen Frequenzen bestimmt. Diese sind in Tabelle 2.1 dargestellt.

f [kHz]	C [pF]
10	$67,8 \pm 0,1$
100	$67,64 \pm 0,001$
1000	$67,55 \pm 0,001$

Tabelle 2.1: *Leerkapazitäten bei verschiedenen Frequenzen*

Der Mittelwert ergibt demnach 67,66 pF. Damit ist dieser etwa eine Größenordnung kleiner als die Kapazität des Kondensators, wenn er gefüllt ist.

Was noch Erwähnung finden sollte, ist, dass die Kondensatorplatten durch drei Glasfasern auf Abstand gehalten werden. Diese haben andere dielektrische Eigenschaften als der vermessene Stoff. Den Fehler, der dadurch entsteht kann mal wie folgt abschätzen.

Die Fläche des Kondensators beträgt $A_K = \pi \cdot r = 3,14 \cdot 1\text{cm} = 3,14\text{cm}$. Betrachtet man nun die Glasfasern in erster Näherung als Quader, so nehmen diese eine Fläche von $A_G = \text{Anzahl} \cdot \text{Länge} \cdot \text{Breite} = 3 \cdot 2\text{cm} \cdot 50\mu\text{m} = 0,03\text{cm}^2$ ein. Allein dieses Verhältnis zeigt, dass der gemachte Fehler kleiner als 0,96% ist.

Betrachtet man zusätzliche noch die Dielektrizitätszahlen, so liegt Glas mit 6 bis 8 [2] in etwa dem maximal gemessenen Bereich von etwa 8. Das heißt, der Fehler ist insgesamt als kleiner 1% anzunehmen.

2.2 Aufgabe 2

Nun soll der Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätszahl bestimmt werden. Dazu wurde die Dielektrizitätszahl über

$$\epsilon^* = \frac{C^*}{C_0} \quad (2.5)$$

bestimmt und die entsprechenden Anteile in Abbildung 2.2 bis 2.5 für die entsprechenden Temperaturen aufgetragen.

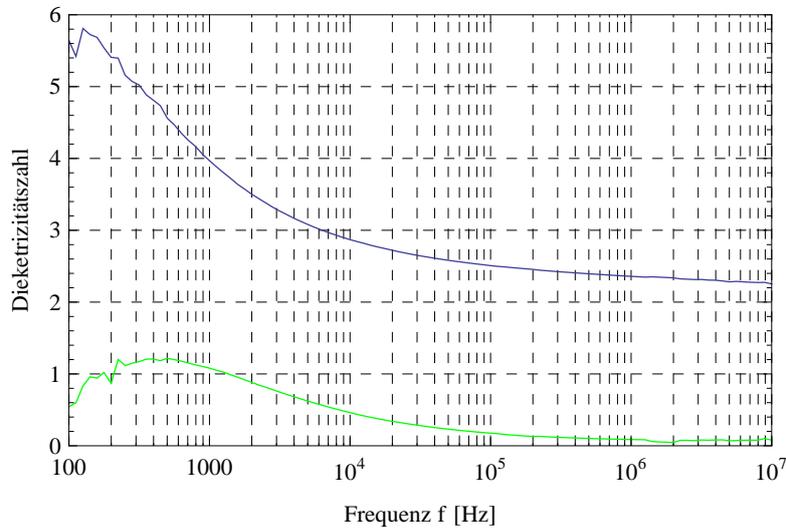


Abbildung 2.2: Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätszahl über der Frequenz [Hz] für eine Temperatur von 63°C . Blau Real-, grün Imaginärteil.

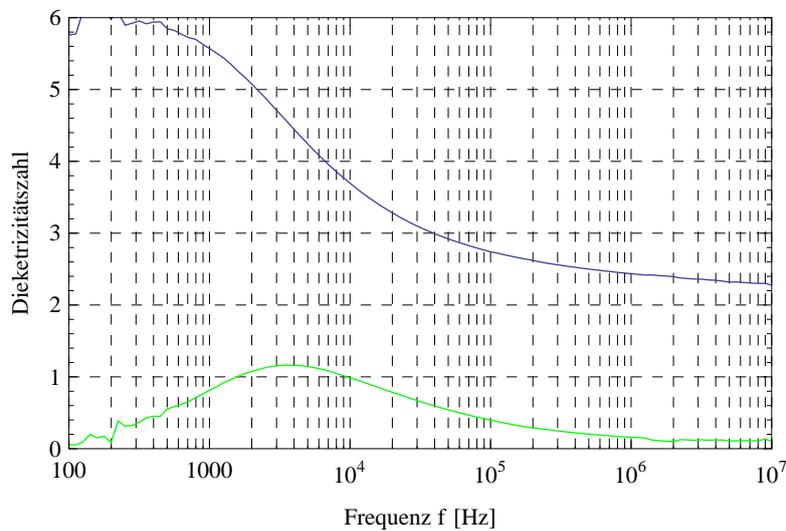


Abbildung 2.3: Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätszahl über der Frequenz [Hz] für eine Temperatur von 72°C . Blau Real-, grün Imaginärteil.

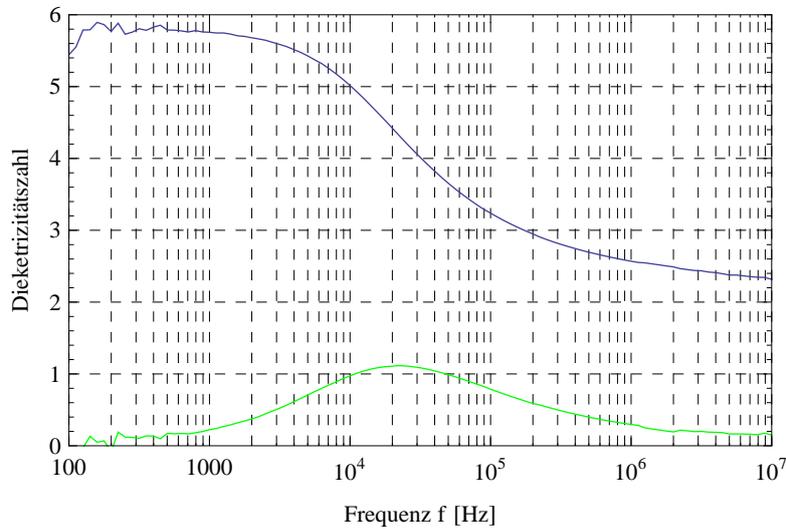


Abbildung 2.4: Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätszahl über der Frequenz [Hz] für eine Temperatur von 81°C . Blau Real-, grün Imaginärteil.

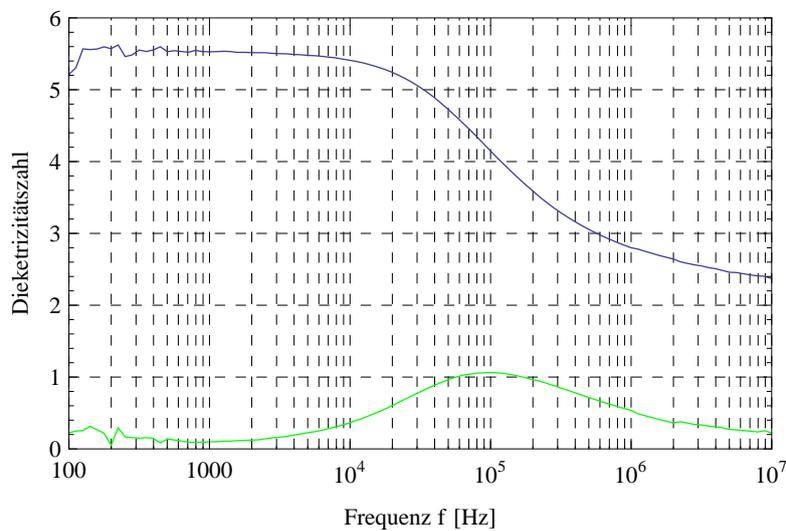


Abbildung 2.5: Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätszahl über der Frequenz [Hz] für eine Temperatur von 90°C . Blau Real-, grün Imaginärteil.

Der generelle Verlauf der Kurven ist wie folgt. Der Realteil weist für kleine Frequenzen ein Plateau auf, welches auf ein zweites, was sich bei hohen

Frequenzen einstellt, abfällt. Der Imaginärteil hingegen hat ein Maximum. Dessen Flanken fallen beide auf einen in erster Näherung auf 0 ab (vgl. [1], S.4).

Dieses Verhalten erklärt sich zum einen durch die Orientierungspolarisation. Bei niedrigen Frequenzen haben die Dipole genug Zeit sich nach dem Feld auszurichten, bei hohen Frequenzen sind sie dafür zu langsam. In diesem Bereich ist der Übergang zwischen den zwei Plateaus des Realteils. Das resultiert aus der Verschiebungspolarisation, die aufgrund ihrer schnellen Geschwindigkeit frequenzunabhängig ist.

Auffällig ist, dass sich die Kurven bei höheren Temperaturen zu höheren Frequenzen verschieben. Dies liegt daran, dass bei höheren Temperaturen die Molekülketten in größerer thermischer Bewegung und somit beweglicher sind. Das hat zur Folge, dass die Ausrichtungen schneller geschehen können und die Relaxationszeit somit kürzer ist.

Weiterhin ist zu beobachten, dass die Amplituden bei höheren Temperaturen kleiner werden. Dies liegt daran, dass die Dipole durch die größere thermische Bewegung stärker in Unordnung gebracht werden und dadurch schwerer vom elektrischen Feld beeinflussbar sind.

2.3 Aufgabe 3

In Abbildung 2.6 wurden der Real- und der Imaginärteil der Dielektrizitätszahl für eine Frequenz ($f = 10 \text{ kHz}$) über der Temperatur aufgetragen.

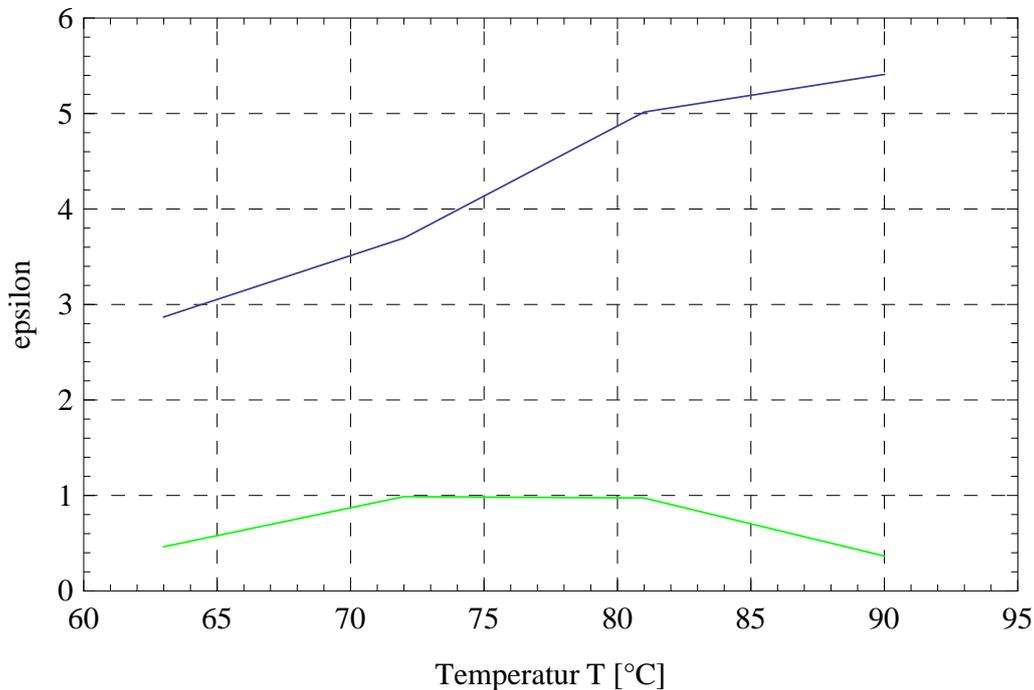


Abbildung 2.6: Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätszahl bei einer Frequenz [10kHz] über der Temperatur. Blau Real-, grün Imaginärteil.

Aufgrund dessen, dass an dieser Stelle vier Messpunkte wenig sind, fällt eine Interpretation schwer. Dennoch im Folgenden eine kurze Beschreibung zu dem Verlauf und dem, den man erwarten würde.

Der Imaginärteil sollte ein Maximum zwischen 70 und 100°C haben. Der Grafik nach liegt dies zwischen 72 und 81°C, erfüllt also die Erwartung. Diese ist durch den in Kapitel 2.2 beschriebenen Verlauf der Kurve und der Verschiebung zu erklären.

Ähnliches ist auch für den Realteil aus Gründen der Verschiebung und der abnehmenden Amplitude zu erwarten.

Erklärt kann dies einmal mehr durch die thermische Bewegung der Polymerketten werden, die bei höheren Temperaturen dem elektrischen Feld besser folgen können. Wird die Temperatur allerdings zu hoch, überwiegt wieder die Unordnung, die durch die thermische Bewegung erzeugt wird.

2.4 Aufgabe 4

In Abbildung 2.7 bis 2.10 ist die Dielektrizitätszahl in Cole–Cole–Plots dargestellt. Die Normierung stammt aus Kapitel 2.5. Dort wurden über Fits für die Cole–Davidson– und die Havriliak–Negami–Funktion Werte für ϵ_∞ und $\Delta\epsilon$ ermittelt. Diese wurden für die folgenden Auftragungen gemittelt.

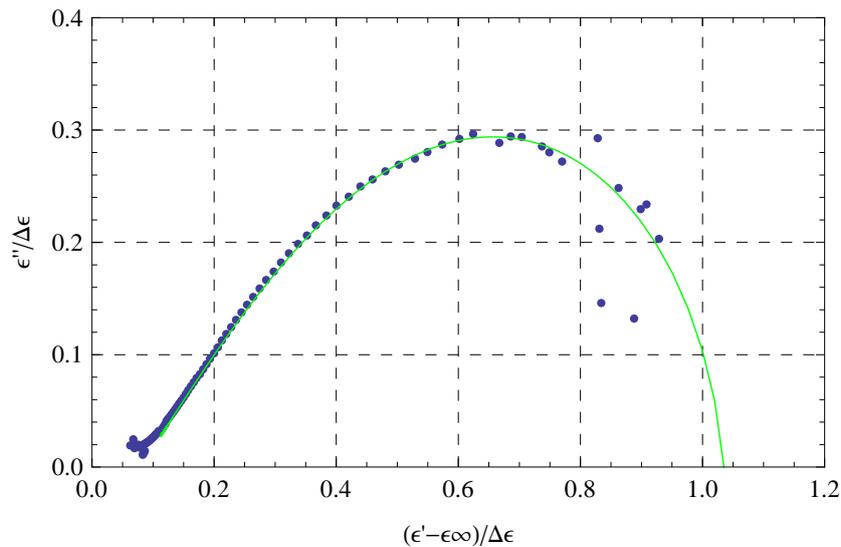


Abbildung 2.7: Cole–Cole–Plot der Dielektrizitätszahl für eine Temperatur von 63°C . Blau dargestellt sind die Messwerte, grün der Fit.

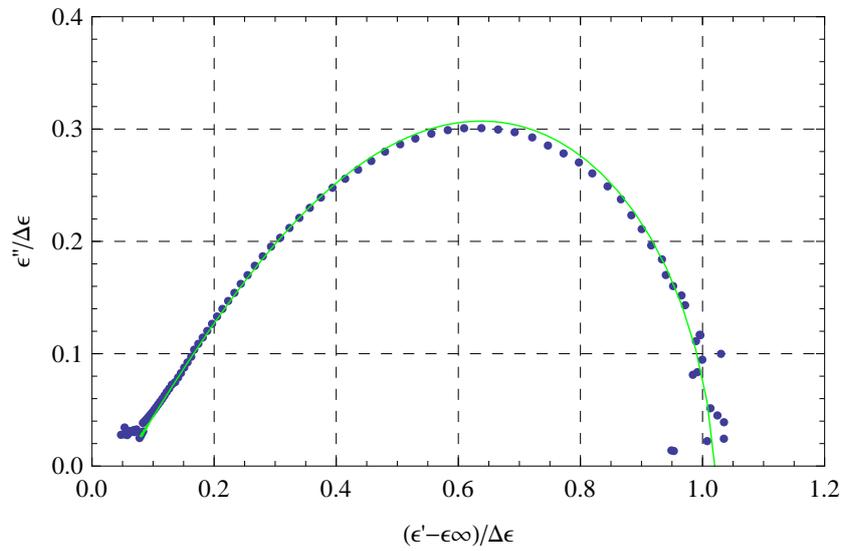


Abbildung 2.8: Cole-Cole-Plot der Dielektrizitätszahl für eine Temperatur von 72°C. Blau dargestellt sind die Messwerte, grün der Fit.

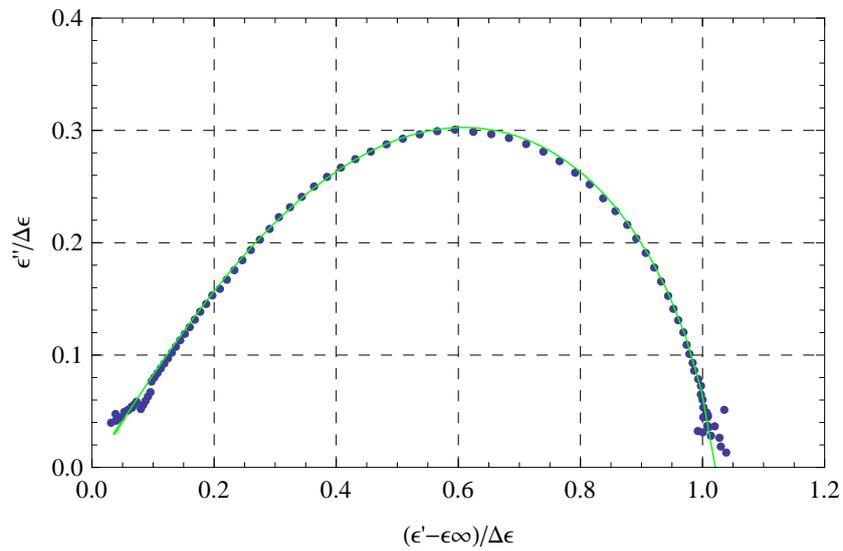


Abbildung 2.9: Cole-Cole-Plot der Dielektrizitätszahl für eine Temperatur von 81°C. Blau dargestellt sind die Messwerte, grün der Fit.

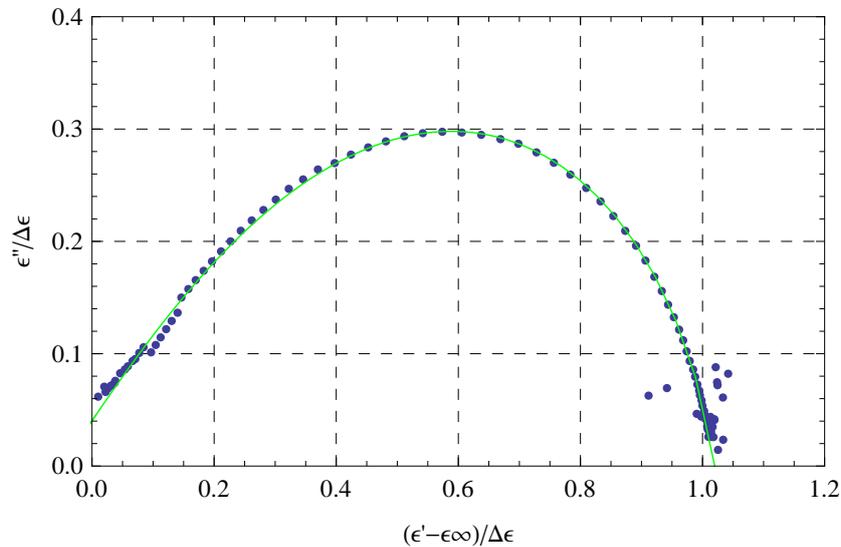


Abbildung 2.10: Cole–Cole–Plot der Dielektrizitätszahl für eine Temperatur von 90°C. Blau dargestellt sind die Messwerte, grün der Fit.

Eigentlich sollten keine Werte über $\epsilon' = 1$ liegen. Dass dies trotzdem für einige wenige Werte so ist, ist auf die Schwankungen der Messwerte bei niedrigen Frequenzen zurückzuführen. Als weitere Verfälschung der Werte ergibt sich dadurch, dass bei kleinen Frequenzen der Gleichstromleitwert eine größere Rolle spielt.

Die Form lässt darauf schließen, dass wir keinen idealisierten Debye–Prozess betrachten. Sonst wären die Plots Halbkreise. Insbesondere bei Abbildung 2.10 ist zu erkennen, dass die linke Anstiegsflanke flacher ist, als die abfallende auf der rechten Seite. Das deutet auf einen Havriliak–Negami–Prozess hin.

2.5 Aufgabe 5

Über die Maxima der in Abbildung 2.2 bis 2.5 dargestellten Imaginärteile, können über die Beziehung

$$\tau = \frac{1}{\omega} = \frac{1}{2\pi f} \quad (2.6)$$

die Relaxationszeiten berechnet werden. Diese sind in Tabelle 2.2 dargestellt.

T [°C]	τ [s]
63	$3,54 \cdot 10^{-4}$
72	$4,19 \cdot 10^{-5}$
81	$7,40 \cdot 10^{-6}$
90	$1,68 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 2.2: *Relaxationszeiten bei verschiedenen Temperaturen*

Daneben lassen sich diese noch durch Fits mit den Funktionen von Cole–Davidson und Havriliak–Negami bestimmen. In folgenden Tabellen 2.3 und 2.4 sind die Ergebnisse der Fitts dargestellt.

Abgelesen		Cole–Davidson–Funktion			
T [°C]	τ_{max} [s]	ϵ_{∞}	$\Delta\epsilon$	τ_{DB} [s]	γ
63	$3,54 \cdot 10^{-4}$	2,80	5,10	$9,99 \cdot 10^{-4}$	0,39
72	$4,19 \cdot 10^{-5}$	2,78	4,82	$1,16 \cdot 10^{-4}$	0,40
81	$7,40 \cdot 10^{-6}$	2,73	4,62	$2,13 \cdot 10^{-5}$	0,38
90	$1,68 \cdot 10^{-6}$	2,63	4,44	$4,70 \cdot 10^{-6}$	0,35

Tabelle 2.3: *Werte des Fittes für die Cole–Davidson–Funktion*

Abgelesen		Havriliak–Negami–Funktion				
T [°C]	τ_{max} [s]	ϵ_{∞}	$\Delta\epsilon$	τ_{HN} [s]	γ	β
63	$3,54 \cdot 10^{-4}$	2,80	5,11	$1,02 \cdot 10^{-3}$	0,39	0,99
72	$4,19 \cdot 10^{-5}$	2,79	4,86	$9,41 \cdot 10^{-5}$	0,44	0,88
81	$7,40 \cdot 10^{-6}$	2,82	4,56	$1,21 \cdot 10^{-5}$	0,51	0,82
90	$1,68 \cdot 10^{-6}$	2,81	4,27	$2,28 \cdot 10^{-6}$	0,51	0,87

Tabelle 2.4: *Werte des Fittes für die Havriliak–Negami–Funktion*

Damit lässt sich sagen, dass die Havriliak–Negami–Funktion das beste Modell ist.

2.6 Aufgabe 6

In Abbildung 2.11 ist $-\ln(\tau)$ gegenüber $1/T$ aufgetragen.

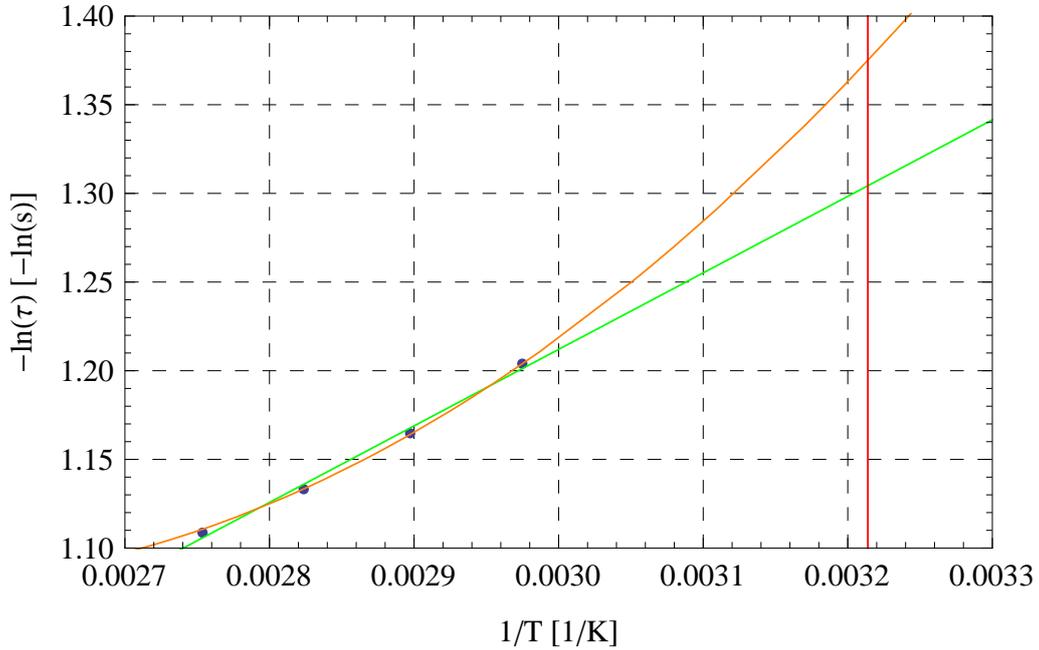


Abbildung 2.11: Temperaturverhalten von τ_{HN} . Die rote senkrechte Linie stellt die Glasübergangstemperatur bei $T=38^\circ\text{C}$ dar, die blauen Punkte die Messwerte, die grüne Kurve den Fir nach Arrhenius und orange Kurve den Fit nach Vogel-Fulcher-Tammann.

Auch wenn hier nur vier Messpunkte eingezeichnet sind, lässt sich dennoch gut ein nahe zu linearer Zusammenhang erkennen, also ein Zusammenhang der Form

$$\tau \propto e^{\frac{1}{T}} \quad (2.7)$$

was der Arrhenius-Gleichung (Gl. 2.8) entspricht.

$$\tau(T) = \tau_\infty e^{\frac{E_A}{k_B T}} \quad (2.8)$$

Mit dieser Funktion wurde ein Fit durchgeführt, bei dem τ_∞ und E_A die Parameter und T die Variabel sind.

Des Weiteren ist es möglich an die Daten mit dem Vogel-Fulcher-Gesetz (Gl. 2.9) zu beschreiben.

$$\tau(T) = \tau_\infty e^{\frac{DT_0}{T-T_0}} \quad (2.9)$$

Auch mit dieser Funktion wurde ein Fit an die Daten durchgeführt. Dabei sind τ_∞ , D und T_0 die Parameter und T die Variable. Die für den Fit bestimmten Parameter sind in Tabelle 2.5 dargestellt.

Parameter	Wert [s]	Einheit
τ_∞	$1.078 \cdot 10^{-14}$	s
D	84.916	-
T_0	-26.683	C

Tabelle 2.5: *Relaxationszeiten bei verschiedenen Temperaturen*

Es ist auffällig, dass die Vogel–Fulcher–Tammann–Gleichung die Daten besser beschreibt.

2.7 Fazit

Im Prinzip lässt sich die Dynamik von molekularen Bewegungsvorgängen im beschriebenen Versuch gut studieren. Allerdings ist es sinnvoll ausreichend Zeit zu investieren, damit man zum Einen genügend Messpunkte und zum Anderen konstante Temperaturen bei den Messungen hat.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Realteil der Kapazität $[F]$ über der Frequenz $[Hz]$ für eine Temperatur von $99^{\circ}C$. Blau unkorrigiert, grün korrigiert.	6
2.2	Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätszahl über der Frequenz $[Hz]$ für eine Temperatur von $63^{\circ}C$. Blau Real-, grün Imaginärteil.	8
2.3	Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätszahl über der Frequenz $[Hz]$ für eine Temperatur von $72^{\circ}C$. Blau Real-, grün Imaginärteil.	8
2.4	Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätszahl über der Frequenz $[Hz]$ für eine Temperatur von $81^{\circ}C$. Blau Real-, grün Imaginärteil.	9
2.5	Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätszahl über der Frequenz $[Hz]$ für eine Temperatur von $90^{\circ}C$. Blau Real-, grün Imaginärteil.	9
2.6	Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätszahl bei einer Frequenz $[10kHz]$ über der Temperatur. Blau Real-, grün Imaginärteil.	11
2.7	Cole-Cole-Plot der Dielektrizitätszahl für eine Temperatur von $63^{\circ}C$. Blau dargestellt sind die Messwerte, grün der Fit.	12
2.8	Cole-Cole-Plot der Dielektrizitätszahl für eine Temperatur von $72^{\circ}C$. Blau dargestellt sind die Messwerte, grün der Fit.	13
2.9	Cole-Cole-Plot der Dielektrizitätszahl für eine Temperatur von $81^{\circ}C$. Blau dargestellt sind die Messwerte, grün der Fit.	13
2.10	Cole-Cole-Plot der Dielektrizitätszahl für eine Temperatur von $90^{\circ}C$. Blau dargestellt sind die Messwerte, grün der Fit.	14
2.11	Temperaturverhalten von τ_{HN} . Die rote senkrechte Linie stellt die Glasübergangstemperatur bei $T=38^{\circ}C$ dar, die blauen Punkte die Messwerte, die grüne Kurve den Fit nach Arrhenius und orange Kurve den Fit nach Vogel-Fulcher-Tammann.	16

Literaturverzeichnis

- [1] *Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene - Versuch 3.20 „Dielektrische Relaxationspektroskopie an Polymeren“*, TU-Darmstadt, Darmstadt (Februar 2009)
- [2] <http://de.wikipedia.org/wiki/Permittivit%C3%A4t>