



# Fortgeschrittenen Praktikum I:

## Hanle-Effekt

Moritz Bültmann  
Jessica Schäper

Durchgeführt am 22.09.15

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Aufgabenstellung</b>	<b>1</b>
<b>3 Theoretische Grundlagen</b>	<b>2</b>
3.1 Der Hanle-Effekt . . . . .	2
3.1.1 Semiklassische Erklärung . . . . .	2
3.1.2 Quantenmechanische Erklärung . . . . .	3
3.2 Landé-Faktor . . . . .	4
3.3 Coherence Narrowing . . . . .	5
<b>4 Versuchsaufbau</b>	<b>6</b>
4.1 Peltier-Effekt/Kühlung . . . . .	7
4.2 Photomultiplier . . . . .	8
<b>5 Versuchsdurchführung</b>	<b>9</b>
<b>6 Auswertung</b>	<b>10</b>
6.1 0°-Messreihe (erwärmen) . . . . .	10
6.2 90°-Messreihe (erwärmen) . . . . .	14
6.3 90°-Messreihe (abkühlen) . . . . .	16
6.4 45°-Messreihe . . . . .	18
<b>7 Zusammenfassung/Diskussion</b>	<b>21</b>
7.1 0°-Messreihe . . . . .	21
7.2 90°-Messreihen . . . . .	21
7.3 45°-Messreihe . . . . .	22
<b>8 Anhang</b>	<b>23</b>
8.1 Tabellen . . . . .	23
8.1.1 90°-Messung (aufwärmen) . . . . .	23
8.1.2 90°-Messung (abkühlen) . . . . .	23
8.2 Grafiken . . . . .	24
8.2.1 Messung des Rauschens zur Fehlerbestimmung . . . . .	24
8.2.2 0°-Messreihe . . . . .	24
8.2.3 90°-Messreihe, Aufwärmvorgang . . . . .	27
8.2.4 90°-Messreihe, Abkühlvorgang . . . . .	30
8.2.5 45°-Dispersionskurven . . . . .	31
8.3 Quellcode (MATLAB) . . . . .	32
8.4 Laborheft . . . . .	35

## 1 Einleitung

Der Hanle-Effekt wurde 1924 von W.Hanle entdeckt. Es handelt sich hierbei um ein Interferenzphänomen welches bei der Wechselwirkung von magnetischen Feldern mit Materie auftritt. Hanle selbst erklärte das Phänomen halbklassisch. Die quantenmechanische Erklärung gelang G.Breit in den 1930ern mit dem sog. level-crossing, welches 1959 experimentell nachgewiesen wurde.

Der Hanle-Effekt dient oft als Hilfsmittel in spektrografischen Untersuchungen unter anderem zur Bestimmung der Lebensdauer angeregter Zustände. In diesem Versuch wird er benutzt um die Lebensdauer des angeregten Zustandes  $^3P_1$  ( $6s6p$ ) von Quecksilber zu bestimmen, welcher unter Aussendung von ultravioletten Licht der Wellenlänge  $\lambda=253.7\text{nm}$  in den Grundzustand  $^1S_0$  ( $6s^2$ ) übergeht.

## 2 Aufgabenstellung

Zur Bestimmung der Lebensdauer des angeregten Zustandes  $^3P_1$  ( $6s6p$ ) von Quecksilber wird das Hanle-Signal bei verschiedenen Polarisationsrichtungen und Temperaturen aufgenommen. Im Einzelnen sind dies folgende Aufgabenpunkte(vgl.[2]):

- Kalibration der Helmholtz-Spulen
- Messreihen der Hanle-Kurven:
  - für Polarisierungseinstellung  $90^\circ$  bei steigender Temperatur
  - für Polarisierungseinstellung  $0^\circ$  bei steigender Temperatur
  - (optional) für beide Polarisierungseinstellungen für sinkende Temperatur
- Auftragen des Hanle-Signals gegen angelegtes Magnetfeld
- Aufnahme des Hanle-Signals als Dispersionskurve bei Polarisierungseinstellung  $45^\circ$  und qualitative Bewertung der Messungen
- (optional) Auftragen der Intensität gegen die Temperatur (Verbesserung der Daten-Qualität)
- Bestimmung der Lebensdauer des angeregten Zustandes durch Extrapolation einer Geraden gegen einen Druck von  $0\text{Pa}$
- (optional) Bestimmung der Lebensdauer mittels einer  $45^\circ$  Messreihe

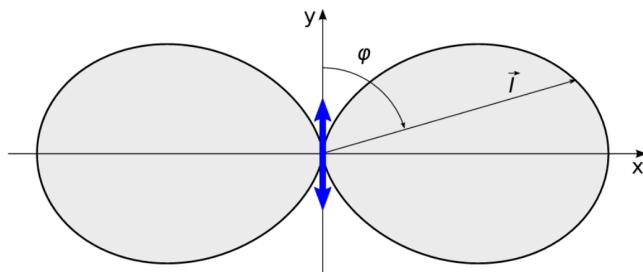
### 3 Theoretische Grundlagen

#### 3.1 Der Hanle-Effekt

Trifft in x-Richtung emittiertes und in y-Richtung polarisiertes Licht einer Quecksilberdampflampe auf Restgas (ebenfalls Quecksilber), so wird dieses zur Resonanzfluoreszenz angeregt. Dabei wird in y-Richtung zunächst kein Licht abgestrahlt. Wird nun ein Magnetfeld senkrecht zur Polarisationsebene, in z-Richtung angelegt, so steigt die Intensität der Abstrahlung in y-Richtung unabhängig von der Polarisation des Magnetfeldes an. Dieses Phänomen wird als Hanle-Effekt bezeichnet. Er kann sowohl semiklassisch als auch quantenmechanisch erklärt werden.

##### 3.1.1 Semiklassische Erklärung

Die Elektronen im Restgas können als schwingende, gedämpfte Dipole angesehen werden, die von den Photonen in deren Polarisationsrichtung zur Schwingung angeregt werden. Aufgrund der charakteristischen Abstrahlung von Dipolen wird in Schwingungsrichtung (y-Richtung) keine Strahlung ausgesendet.



**Abbildung 1:** Abstrahlcharakteristik eines Dipols in Abhängigkeit des Winkels  $\varphi$

Das senkrecht zur Polarisationsrichtung angelegte Magnetfeld  $\vec{B}$  sorgt nun dafür, dass auf das magnetische Moment  $\vec{m}$  des Dipols ein Drehmoment wirkt:

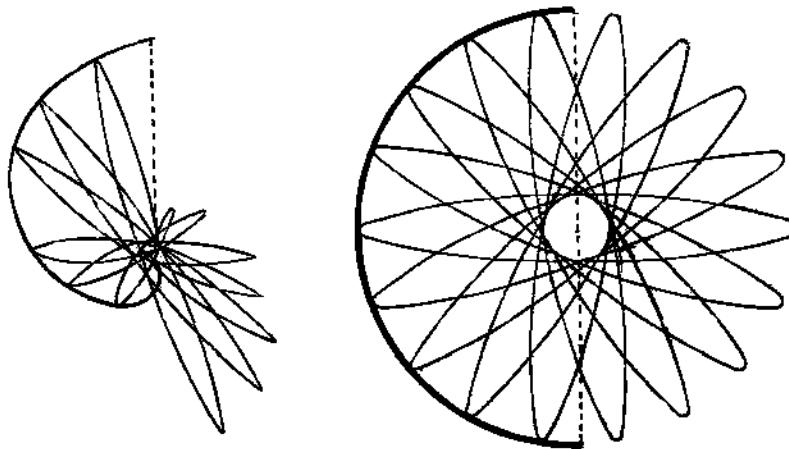
$$\vec{D} = \vec{m} \times \vec{B}$$

Der Dipol beginnt deshalb, um die Magnetfeldachse zu präzedieren. Dies geschieht mit der sog. Larmorfrequenz:

$$\omega_L = \frac{g_J \mu_B}{\hbar} B$$

Dabei ist  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton und  $g_J$  der Landé-Faktor.

Die Präzessionsbewegung dauert so lange an, bis die Schwingung des Dipols vollständig abgeklungen ist. Das Elektron beschreibt also in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld eine Rosettenbahn. Die Dämpfung der Schwingung wird dabei beschrieben durch  $e^{-\frac{t}{\tau}}$ , wobei  $\tau$  die mittlere Lebensdauer ist. Bei schwachem Magnetfeld ist die Larmorfrequenz klein, die Dipolschwingung klingt schneller ab als der Dipol präzidiert. Wird das Magnetfeld stärker, steigt die Larmorfrequenz und das Elektron kann eine vollständige Rosettenbahn durchfahren bevor die Dipolschwingung abgeklungen ist.



**Abbildung 2:** Präzession eines Dipols bei starkem Magnetfeld bzw. großer Umlaufzeit gegenüber Lebensdauer (links) und schwachem Magnetfeld bzw. kleiner Umlaufzeit gegenüber Lebensdauer (rechts), gestrichelte Linie entspricht Beobachtungsrichtung [1]

Die Intensität in y-Richtung steigt also bis zu einem Sättigungswert an. Da die Abstrahlcharakteristik eines Dipols proportional zu  $\sin^2 \theta$  ( $\theta$  ist dabei der Winkel zur Schwingungsrichtung) ist, ergibt sich für die in y-Richtung abgestrahlte Intensität wenn die Dipolachse zum Zeitpunkt der Absorption parallel zur Beobachtungsrichtung steht (also  $\theta(t) = \omega_L t$  und  $\theta(t = 0) = 0$ ):

$$I = C \int_0^\infty e^{-\frac{t}{\tau}} \sin^2(\theta(t)) dt = C \int_0^\infty e^{-\frac{t}{\tau}} \sin^2(\omega_L t) = \frac{C\tau}{2} \cdot \frac{(2\omega_L\tau)^2}{1 + (2\omega_L\tau)^2}$$

Dieser Ausdruck entspricht einer invertierten Lorentzkurve. In diesem Versuch wird dies als 90°-Stellung bezeichnet.

Für die 0°-Stellung, also senkrechter Polarisation zur Beobachtungsrichtung zum Zeitpunkt der Absorption gilt  $\theta(t) = \omega_L t + \frac{\pi}{2}$ ,  $\theta(t = 0) = \frac{\pi}{2}$  und somit für die Intensität:

$$I = C \int_0^\infty e^{-\frac{t}{\tau}} \sin^2(\omega_L t) = \frac{C\tau}{2} \cdot \left( 2 - \frac{(2\omega_L\tau)^2}{1 + (2\omega_L\tau)^2} \right)$$

Dies entspricht einer normalen Lorentzkurve.

Zur Berechnung der mittleren Lebensdauer wird das full width half maximum (FWHM) der Lorentzkurve  $B_{FW}$  verwendet. Es gilt:

$$\tau = \frac{\hbar}{g_J \mu_B B_{FW}}$$

### 3.1.2 Quantenmechanische Erklärung

Bei Atomorbitalen kommt es zur Entartung von Energieniveaus mit verschiedenen  $m_j$  Quantenzahlen. Diese Entartung kann durch die Feinstrukturaufspaltung aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung oder durch das Anlegen eines externen Magnetfeldes (Zeeman-Effekt) aufgehoben werden. Dabei kann es zu einer Überkreuzung von Energieniveaus der verschiedenen Zustände bzw. zur Entartung bei passendem Magnetfeld. Der Hanle-Effekt stellt den Spezialfall dieses als level-crossing bezeichneten Phänomens beim Magnetfeld  $B = 0$  dar.

Diese entarteten Zustände können nun kohärent angeregt werden und bei Abregung kommt es zu Interferenz der verschiedenen Zustände des selben Atoms.

Als Beispiel wird hier der  ${}^3P_1$  von Quecksilber aufgeführt, da dieser für den Versuch relevant ist.

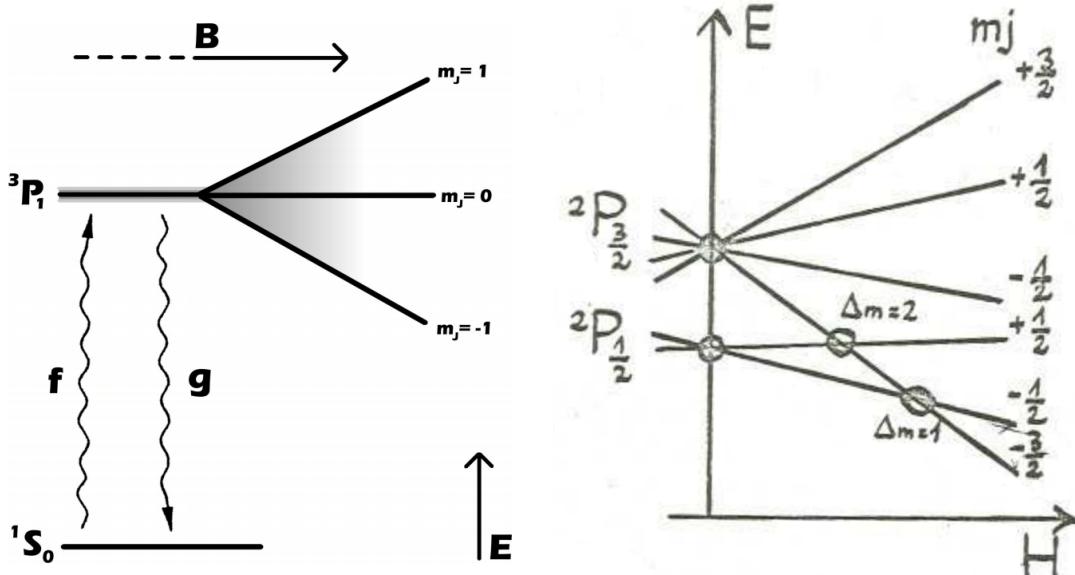
$$J = 1 \implies m_J = \pm 1, 0$$

Daraus ergibt sich eine dreifache Entartung, die durch das Anlegen eines Magnetfeldes aufgelöst wird. Die Energieänderung hängt von der Projektion des Drehimpulses der Elektronen auf den Magnetfeldvektor ab. Daraus folgt dass  $m_J = \pm 1$  linear ansteigt beziehungsweise abfällt. Die Energie von  $m_J = 0$  bleibt gleich. Findet nun eine Anregung des Zustands mit Photonen statt, gibt es eine gewisse Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron in einen höheren Zustand übergeht.

$$f_{\mu m} = \langle \mu | \hat{r} \cdot \hat{f} | m \rangle \quad \text{Übergangsmatrixelement}$$

- $\hat{r}$  ist der Ortsvektor des Elektrons
- $\hat{f}$  ist der Polarisationsoperator der Photonen
- $\langle \mu |$  ist der angeregte Zustand
- $|m\rangle$  ist der Grundzustand

Man erkennt, dass die Gesamtwellenfunktion eine Superposition vieler Übergangswellenfunktionen ist. Mit der Breit-Formel kommt man dann auf das Ergebnis des semiklassischen Ansatzes.



**Abbildung 3:** links: Aufspaltung der verschiedenen  $m_J$  eines Zustandes im Magnetfeld (Zeeman-Effekt), rechts: level-crossing bei angelegtem Magnetfeld [1]

### 3.2 Landé-Faktor

Da sich der Gesamtdrehimpuls eines Elektrons  $\vec{J}$  zusammensetzt aus der Summe von Bahndrehimpuls  $\vec{L}$  und Spin  $\vec{S}$  muss das in der Atomphysik gebräuchliche Bohrsche Magneton  $\mu_B = (e\hbar)/(2m)$ , welches den Proportionalitätsfaktor des magnetischen Moments  $\vec{\mu} = (\mu_B \vec{L})/\hbar$  zum zugrundeliegenden Drehimpuls darstellt durch eine weitere Konstante erweitert werden. Dazu führt man den sog. Landé-Faktor ein:

$$g_J = \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}$$

Da in diesem Versuch keine reine LS-Kopplung vorliegt, sondern eine Mischung zwischen LS- und jj-Kopplung, gilt diese Formel nicht genau. Für den Zustand  ${}^3P_1$  ergibt sich experimentell  $g_J = 1.4838$ .

### 3.3 Coherence Narrowing

Wird ein Photon von einem Atom emittiert, so kann es passieren, dass dieses von einem zweiten Atom absorbiert wird und es anregt. Zerfällt dieser Zustand nun unter Aussenden eines Photons, so ist dieses Photon nicht von dem ersten zu unterscheiden, da es phasengleich und in gleicher Richtung und Polarisation ausgesendet wird. Diesen Prozess bezeichnet man als Coherence Narrowing. Da die Photonen nicht zu unterschieden sind, erscheint die Lebensdauer des angeregten Zustandes länger. Um Messergebnisse von diesem Effekt zu bereinigen macht man sich dessen lineare Dichteabhängigkeit zu Nutzen. Für mehrere Dichten wird die Lebensdauer bestimmt und dann die Gerade zur Dichte  $\rho = 0 \frac{kg}{m^3}$  extrapoliert. Da die Dichte nicht direkt messbar ist, benutzt man die lineare Abhängigkeit der Lebensdauer vom Druck des Quecksilberdampfes und die exponentielle Abhängigkeit von der Temperatur. Die Temperatur wird direkt gemessen, der Druck wird über folgende Formel bestimmt:

$$\ln\left(\frac{p}{p_c}\right) = \frac{T_c}{T}(a_1 T_r + a_2 T_r^{1.89} + a_3 T_r^2 + a_4 T_r^8 + a_5 T_r^{8.5} + a_6 T_r^9) \quad \text{mit } T_r = 1 - \frac{T}{T_c}$$

Die Parameter sind dabei:

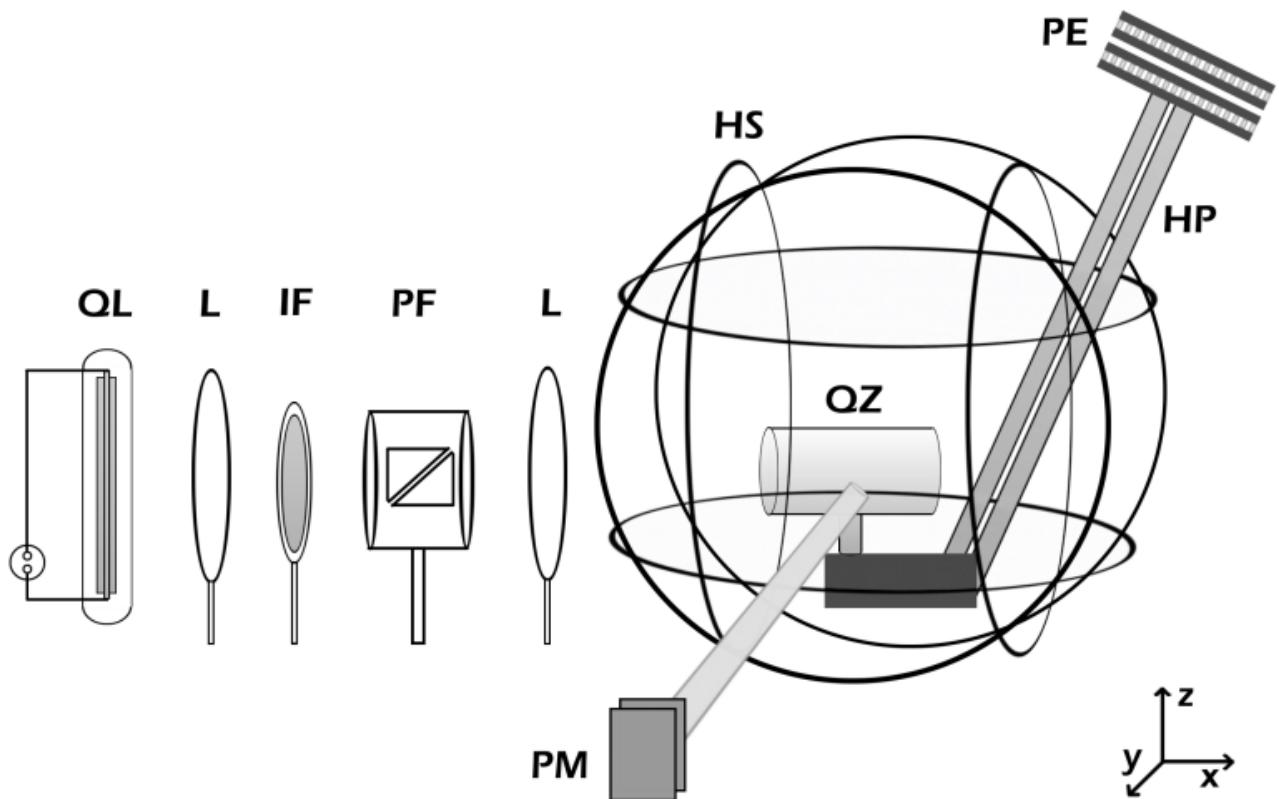
$$T_c = 1764K \quad p_c = 167MPa$$

$$\begin{array}{lll} a_1 = -4.57618368 & a_2 = -1.40726277 & a_3 = 2.36263541 \\ a_4 = 31.0889985 & a_5 = 58.0183959 & a_6 = -27.6304546 \end{array}$$

## 4 Versuchsaufbau

Im Versuch wird eine Quecksilberdampf-Niedrigdrucklampe (QL) unter hochfrequenter Hochspannung verwendet, welche Strahlung im UV-Bereich (benötigt wird eine Wellenlänge von  $253.7\text{nm}$  für den Übergang von  ${}^3P_1$  in den Grundzustand  ${}^1S_0$ ) emittiert. Zwei Linsen (L) sorgen für die Fokussierung des Strahls. Die benötigte Wellenlänge wird durch einen Interferenzfilter (IF) mit Durchlassbereich ( $255 \pm 5\text{nm}$  FWHM) selektiert. Mit Hilfe eines doppelbrechenden Polarisationsfilters (PF) kann die Polarisationsrichtung gewählt werden.

Die Quecksilberdampf-Resonanzzelle(QZ) besteht aus einem Quarzglaskolben, in deren Boden sich eine Vertiefung für das flüssige Quecksilber befindet. Gekühlt wird dieses mit 4 Peltierelementen, deren erwärmte Seite zusätzlich mit Wasser gekühlt wird. Sie sind so weit wie möglich vom Rest der Versuchsanordnung entfernt um die Störeffekte der Stromversorgung so gering wie möglich zu halten. Über Freon-gefüllte Heat Pipes (HP) findet der Wärmetransport zur Zelle statt. Diese wird von 3 Paaren Helmholtz-Spulen (HS) umschlossen. Davon dienen zwei dem Ausgleich äußerer Magnetfelder in den zum Strahl senkrechten Richtungen. Das dritte dient zur generierung des Magnetfeldes welches für den Hanle-Effekt sorgt. Über ein Aluminiumrohr wird das Fluoreszenzsignal senkrecht zur Einfallrichtung zu einem Photomultiplier (PM) geleitet.



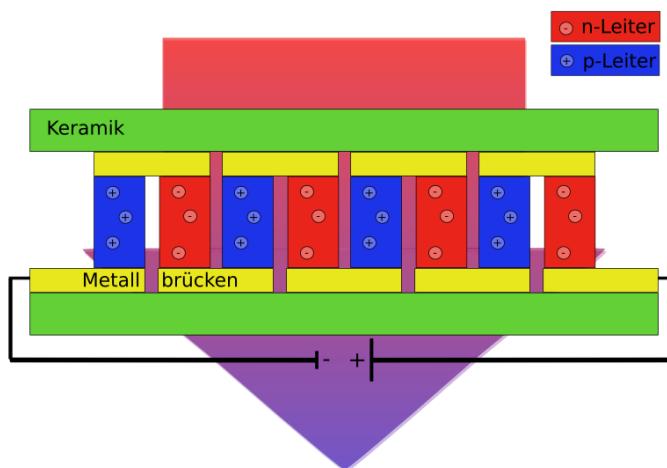
**Abbildung 4:** Versuchsaufbau zur Untersuchung des Hanle-Effekts. QL: Quecksilberdampflampe, L: Linsen, IF: Interferenzfilter, PF: Polarisationsfilter, PE: Peltierelementen, HP: Heat-Pipes, QZ: Quecksilberdampf-Resonanzzelle, HS: Helmholtz-Spulen, PM: Photomultiplier [2]

## 4.1 Peltier-Effekt/Kühlung

Voraussetzung für den Peltier-Effekt ist der Kontakt zweier Leiter deren Leitungselektronen auf unterschiedlichem Energieniveau liegen. Hier werden meist n- und p-dotierte Halbleiter benutzt da das Leitungsband eines n-Halbleiters ein niedrigeres Energieniveau besitzen als p-Halbleiter. An der Kontaktstelle muss ein Elektron Energie (in Form von Wärme) aufnehmen wenn es in den p-Halbleiter übergeht und gibt diese beim Übergang von p- nach n-Halbleiter wieder ab.

Ein Peltier-Element besteht aus mehreren hintereinander in Reihe geschalteter Abschnitte der verschiedenen Halbleiter, die so angeordnet sind, dass sich die gleichen Übergänge auf einer Seite befinden. Durchfließt nun ein Strom die Abschnitte, so kühlt sich (abhängig von der Stromrichtung) die eine Seite ab während sich die andere erwärmt. Die warme Seite der Petier-Elemente wird zusätzlich durch Wasser gekühlt.

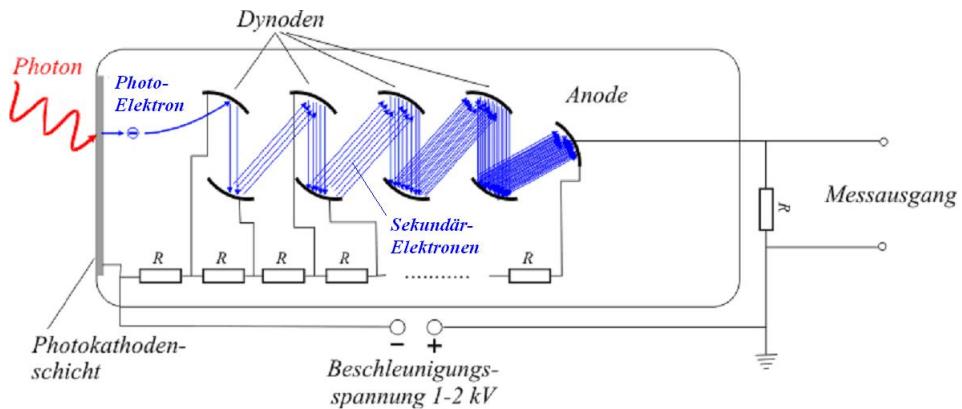
Der Wärmetransport über Heat Pipes funktioniert, indem das Freon am unteren Ende verdampft (und somit Wärmeenergie aufnimmt), am oberen Ende bei den Peltier-Elementen unter Wärmeabgabe kondensiert und zurück nach unten läuft.



**Abbildung 5:** Aufbau einer Peltier-Kühlung, die Metallbrücken, welche die Halbleiter verbinden, stellen den thermischen Kontakt zu den zu kühlenden bzw. erwärmenden Bereichen dar. [3]

## 4.2 Photomultiplier

Ein Photomultiplier dient der Verstärkung von sehr schwachen Lichtsignalen (sogar einzelne Photonen können verstärkt werden). Dazu ist an einer Seite des Photomultipliers eine Photokathode angebracht. Aus dieser werden durch das Auftreffen von Photonen Elektronen herausgelöst welche durch ein angelegtes Feld beschleunigt werden und auf weitere Elektroden (Dynoden genannt) aus denen nun mehr Elektronen herausgelöst werden (aufgrund der durch Beschleunigung erhaltenen Energie der Elektronen). Es findet also eine lawinenartige Verstärkung statt, an deren Ende die Elektronen als eine Anode treffen, an der sie in ein elektrisches Signal umgewandelt werden.



**Abbildung 6:** Funktionsweise eines Photomultipliers [4]

## 5 Versuchsdurchführung

Zuerst wird die Kühlung in Betrieb genommen. Der Abkühlvorgang dauert mindestens 1h, sodass rechtzeitig damit begonnen werden sollte. Dazu wird der Hahn der Wasserkühlung aufgedreht und der Strom der Peltierelemente auf 7.5A geregelt. Die minimal erreichbare Temperatur liegt bei  $-7^{\circ}\text{C}$ .

Daraufhin werden die Magnetfelder kalibriert. Dies geschieht jeweils für die  $0^{\circ}$ - und die  $90^{\circ}$ -Messung.

- Alle Spulenströme werden auf 0A gestellt.
- Das  $0^{\circ}$ -Signal wird durch verdrehen des Polarisators und mehrmaligem Durchfahren der Spannungsrampe gesucht.
- Nun stellt man für die Helmholtzspule in x-Richtung  $I_x = 1\text{A}$  ein.
- Durch Variation der Stromstärken der anderen Helmholtzspulen sucht man das Minimum auf dem Amperemeter der Photoverstärkers.
- Durch kleine Variationen des Drehwinkels des Polarisators sucht man ein möglichst symmetrisches Signal und justiert die Helmholtzspulen gegebenenfalls nach.
- Wurde ein gutes Signal gefunden, so erhält man die  $90^{\circ}$ -Einstellung durch verschieben um  $90^{\circ}$  (bei fehlerhafter Polarisator-Skala nicht trivial). Zusätzlich müssen die oben genannten Schritte zur Justierung durchgeführt werden (anders als in [2]).

Für das Durchfahren der Rampe wird eine maximale Rampenspannung angelegt, um ein möglichst gutes Signal zu bekommen. Desweiteren wird die x-Spule von „intern“ auf „extern“ gestellt. Da sie nun vom Ramppengenerator betrieben wird. Zum besseren Ablesen am Oszilloskop wird die Ableseoption „Aquire“ → „Roll“ gewählt.

Es wurden folgende Messreichen durchgeführt:

- Polarisatoreinstellung  $0^{\circ} \cong 25^{\circ}$  bei steigender Temperatur (Peltierelement auf  $I = 0\text{A}$ , 17 Messungen)
- Polarisatoreinstellung  $90^{\circ} \cong 116^{\circ}$  bei steigender Temperatur (Peltierelement auf  $I = 0\text{A}$ , 18 Messungen)
- Polarisatoreinstellung  $90^{\circ} \cong 116^{\circ}$  bei sinkender Temperatur (12 Messungen)
- Polarisatoreinstellung  $45^{\circ} \cong 70.5^{\circ}$  bei vereinzelten Temperaturen (2 Messungen)

Die Gerätschaften dürfen während Pausen unter keinen Umständen ausgeschaltet werden, da der in unmittelbarer Nähe befindliche SQUID-Versuch die Magnetfelder der Helmholtzspulen dringend benötigt.

## 6 Auswertung

### 6.1 0°-Messreihe (erwärmen)

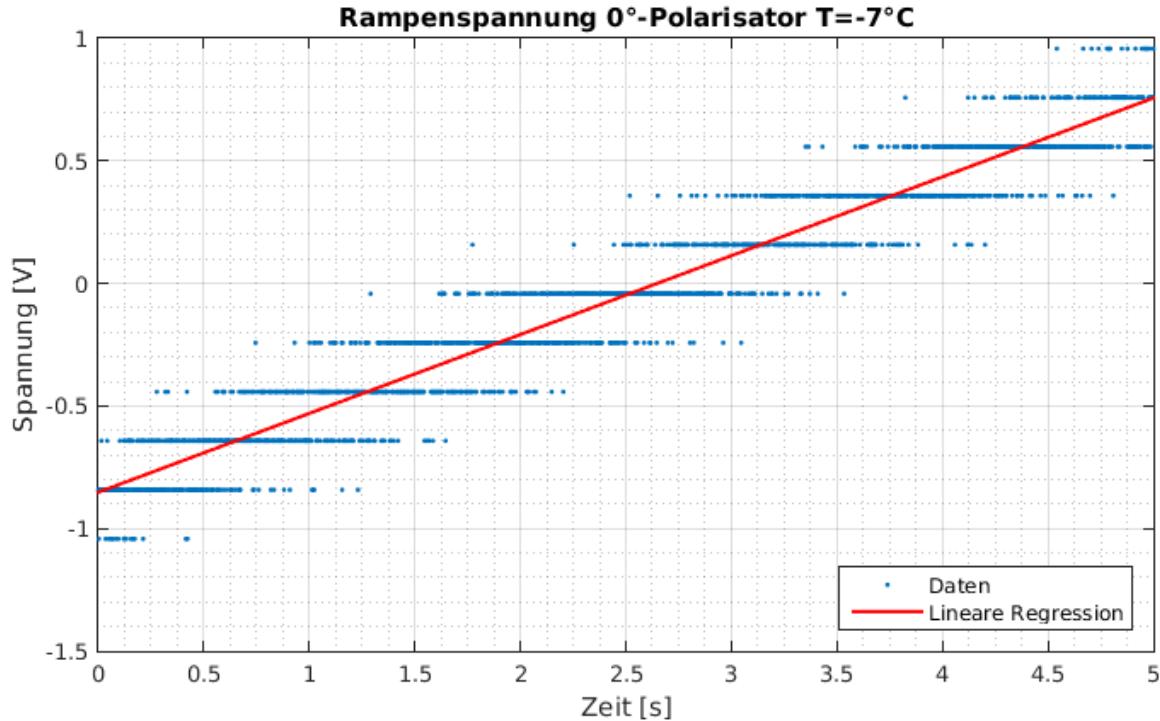
Zuerst muss der Zeitverlauf in einen Magnetfeldverlauf umgewandelt werden. Hierfür wird eine Lineare Regression durchgeführt, sodass man einen Spannungsverlauf erhält.

$$s_U = U \cdot 0.03$$

Eichungenauigkeit des Oszilloskops

$$U_{ramp}(t) = at + b$$

Dieser Vorgang wurde für jede Einzelmessung durchgeführt. Eine Beispiel (0°-Polarisator, -7°C) soll an dieser Stelle genügen.



**Abbildung 7:** Exemplarischer Rampenfit zur Bestimmung der Spannung zum Zeitpunkt  $t$

Die Stufenform röhrt von der begrenzten Auflösung des Oszilloskops her.

$$\frac{\chi^2}{ndf} = 17$$

$$a = (0.322 \pm 0.002) \text{ V/s}$$

$$b = (-0.852 \pm 0.006) \text{ V}$$

Daraufhin folgt die Umrechnung von der Rampenspannung in die Stromstärke der x-Helmholtzspule. Diese wird in [2] als „1:1“ angegeben, also:

$$I_x(t) = U_{ramp}(t)$$

Die Magnetfeldstärke des x-Helmholtzspulenpaars ist proportional zum Strom  $I_x$  mit einer Proportionalitätskonstante, die aus der Geometrie der Spule folgt ([2]), sodass:

$$B_x(t) = 3.363 \cdot 10^{-4} \cdot I_x(t) \frac{\text{T}}{\text{A}}$$

Zudem wurde eine weitere Transformation in die Larmorfrequenz durchgeführt.

$$\omega_L(t) = \frac{g_J \mu_B}{\hbar} B_x(t)$$

$g_J = 1.4838$       Landé-Faktor

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$$

Bohr-Magneton

Man kann einen zusätzlichen Fitparameter  $\omega$  einbauen, der den auftretenden x-Achsen-Offset berücksichtigt, oder das Maximum (Minimum bei  $90^\circ$ /Wendepunkt bei  $45^\circ$ ) als  $\omega_{L,0,max} = 0$  definieren, wobei zweiteres nicht exakt ist und ersteres Probleme beim Fit hervorrufen kann. Um genauere Endergebnisse zu erhalten wurde beides angewendet.

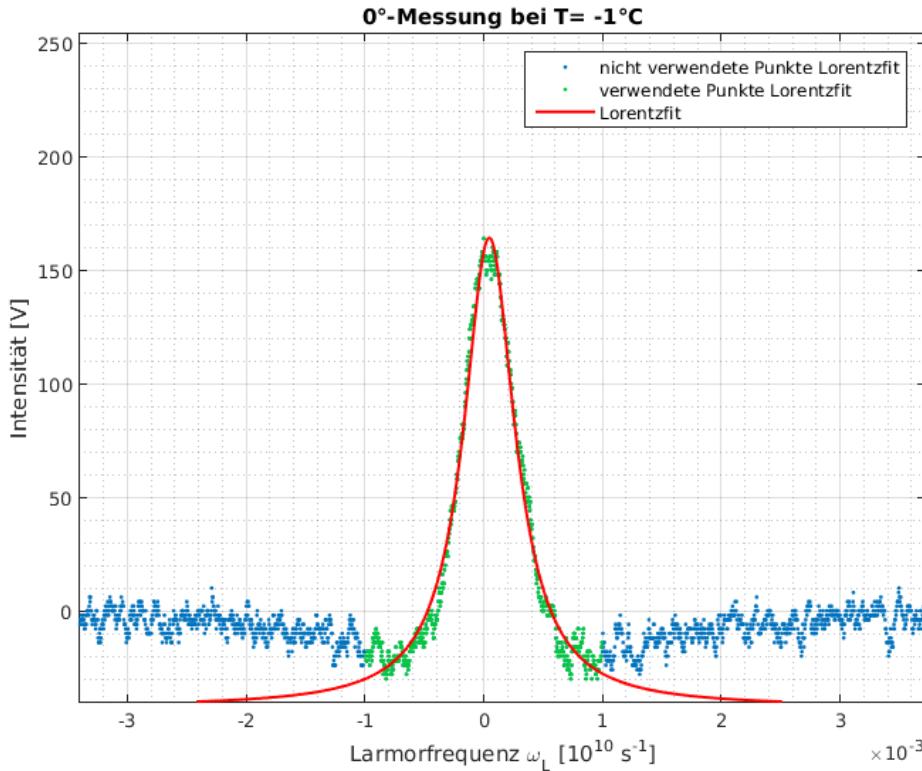
$$\omega_{L,0}(t) = \omega_L(t) - \omega_{L,max} \implies \omega_{L,0,max} = 0$$

Der verwendete Lorentzfit hat die Form

$$U_{Photomult}(\omega_L) = \frac{C}{2} \left( 2 - \frac{(2(\omega_L - \omega)\tau)^2}{1 + (2(\omega_L - \omega)\tau)^2} \right) + D$$

Der Fitparameter  $\tau$  liefert direkt die mittlere Lebensdauer.  $C, D$  und  $\omega$  sind für die weitere Auswertung irrelevant. In manchen Lorentzfit-Schaubildern ist etwas zu viel ungenutzter Platz entstanden, da das Erstellen der Plots automatisch (mit for-Schleifen) und somit zeitsparend durchgeführt wurde. Außerdem wurden nicht alle Punkte verwendet, da die Messdaten Minima an den Flankenansätzen haben, die nicht von einer Lorentzfunktion erklärt werden können. Dieses vorgehen wird in Abschnitt 7 ausführlich diskutiert.

Auch hier soll ein Beispiel genügen. Die restlichen Fits findet man im Anhang (8).



**Abbildung 8:** Exemplarischer Lorentzfit zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer bei  $T = -1^\circ\text{C}$

Die so erhaltenen Parameter sind in folgender Tabelle zu finden.

Temperatur [°C]	mittl. Lebensdauer $\tau[ns]$	$\chi^2/ndf$
-7	$176.9 \pm 2.1$	1.0
-6	$189.3 \pm 1.8$	0.7
-5	$178.8 \pm 2.1$	1.1
-4	$191.9 \pm 2.0$	1.1
-3	$184.4 \pm 2.3$	1.7
-1	$189.9 \pm 2.1$	2
0	$188.5 \pm 2.1$	3
1	$199.5 \pm 2.0$	2
2	$205.7 \pm 2.4$	4
3	$203.5 \pm 2.4$	4
4	$207.7 \pm 2.3$	4
5	$216.0 \pm 2.3$	4
6	$220.2 \pm 2.5$	5
7	$218.1 \pm 2.5$	5
8	$221.8 \pm 2.7$	6
9	$222.6 \pm 2.5$	5
10	$224.7 \pm 2.7$	5

Die Fehler auf die Photomultiplierspannung, wurden bei einer separaten Untergrundsmessung (siehe Anhang 8) mit dem Varianzschätzer berechnet.  $s_\tau$  erhält man aus den Konfidenzintervallen der Lorentzfits.

$$s_U^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (U_i - \bar{U})^2$$

Diese überwiegen bei Weitem die Eichungenauigkeit des Oszilloskops, welche somit vernachlässigt wurde.

Nun muss noch das in Abschnitt 3.3 erklärte „Coherence Narrowing“ angewendet werden. Dabei werden die gemessenen Temperaturen in Drücke umgewandelt und dann eine Extrapolation auf 0Pa durchgeführt.

$$p(T) = p_c \exp \left[ \frac{T_c}{T} (a_1 T_r + a_2 T_r^{1.89} + a_3 T_r^2 + a_4 T_r^8 + a_5 T_r^{8.5} + a_6 T_r^9) \right]$$

$$s_p = \sqrt{\left( \frac{\partial p(T)}{\partial T} \right)^2 s_T^2 + \sum_{i,j=1}^6 \frac{\partial p(T)}{\partial a_i} \frac{\partial p(T)}{\partial a_j} \sigma_{ij}}$$

Für den Fehler auf den Druck benutzt man die in [2] angegebene Kovarianzmatrix, deren Koeffizienten  $\sigma_{ij}$  sind. Es wird nun eine Lineare Regression mit den Wertpaaren  $(p(T), \tau)$  durchgeführt, wobei der Achsenabschnitt, die auf 0Pa extrapolierte mittlere Lebensdauer ist.

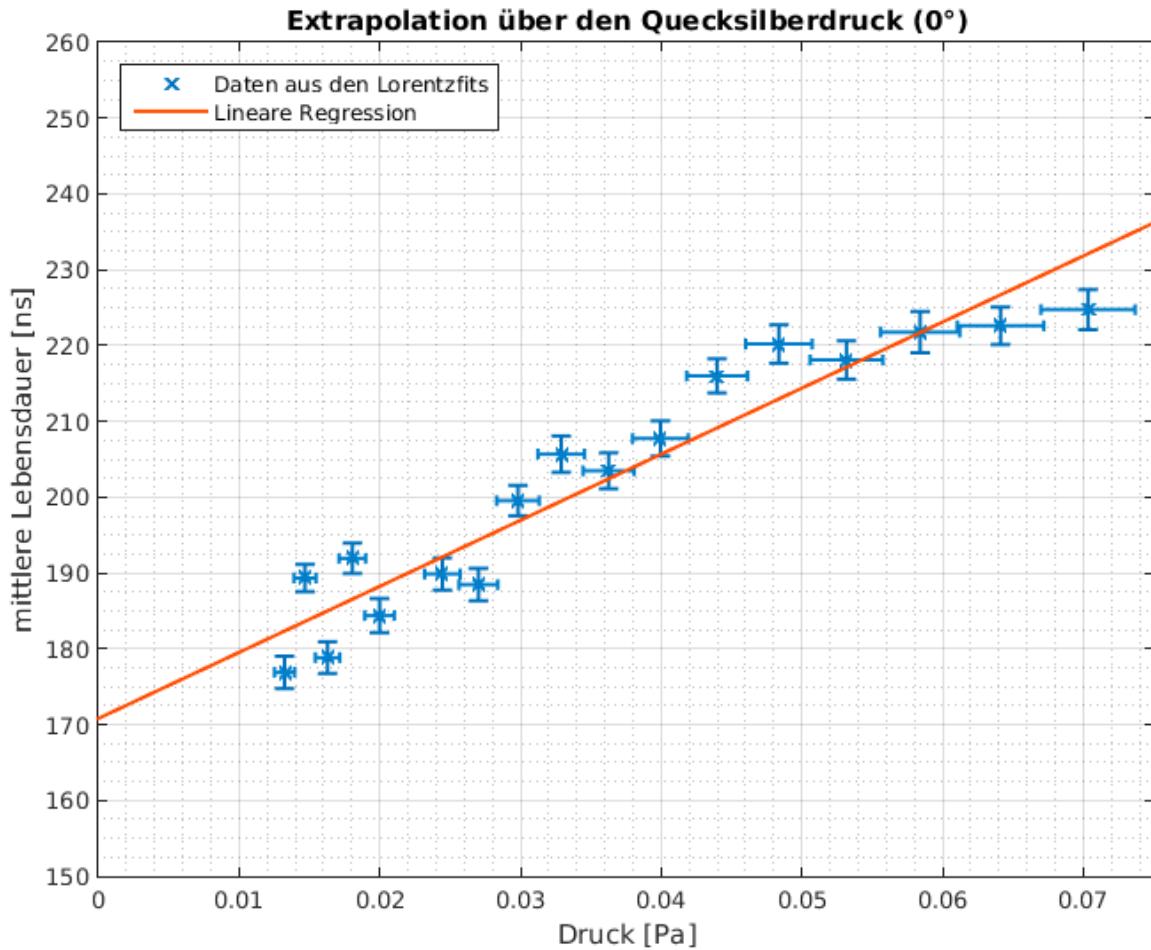


Abbildung 9: Die Extrapolation der Lebensdauer  $\tau$  auf einen Druck von 0Pa

Man erkennt, dass die Fehlerbalken in x- und y-Richtung ungefähr die gleiche Größenordnung haben, sodass keiner der Fehler vernachlässigbar ist. Um einen ordentlichen Wert für  $\chi^2/ndf$  zu erhalten werden die Fehler durch relative Fehleraddition auf eine Achse projiziert:

$$s'_y = y \sqrt{\left(\frac{s_y}{y}\right)^2 + \left(\frac{s_x}{x}\right)^2}$$

Die so erhaltenen Werte sind:

$$\boxed{\frac{\chi^2}{ndf} = 0.25}$$

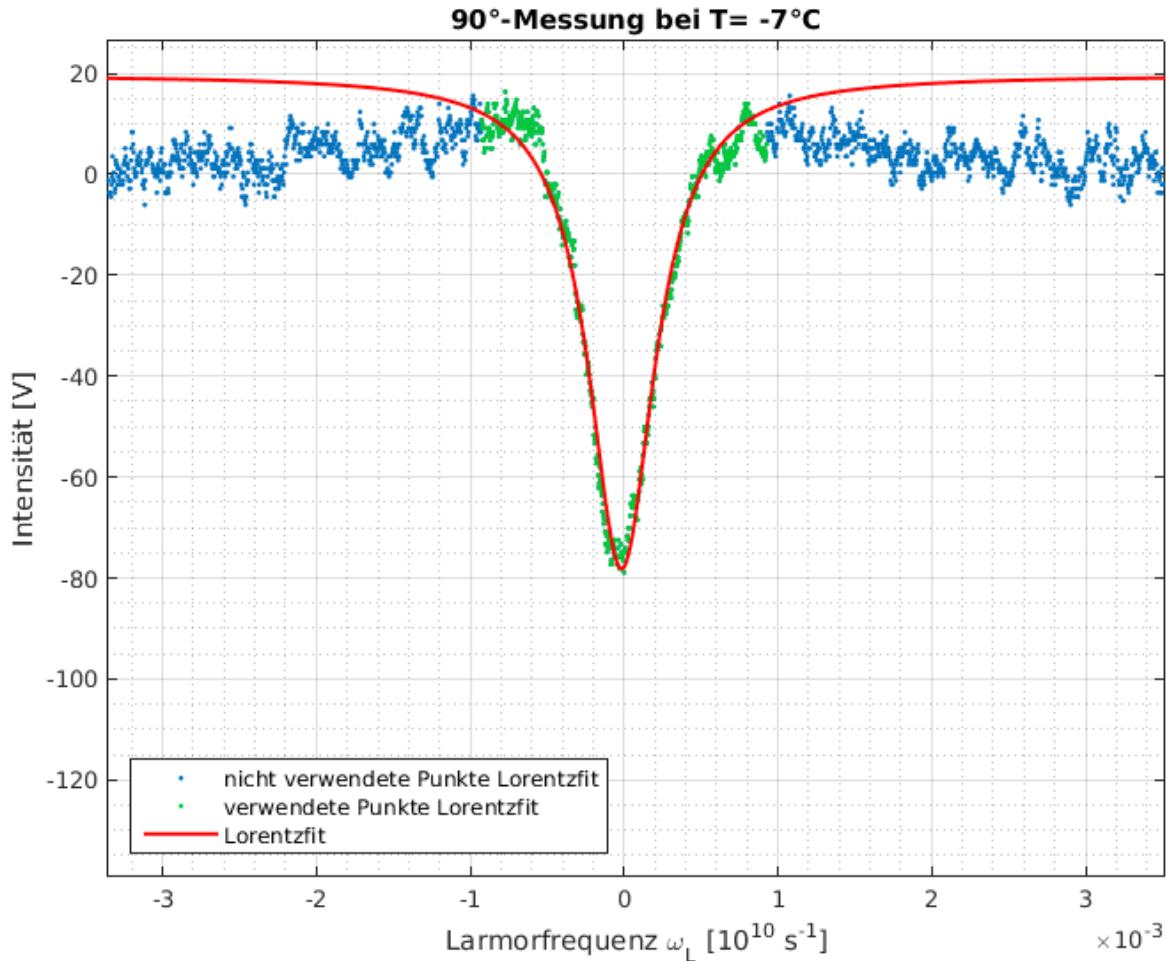
$$\boxed{\tau = (170.8 \pm 3.0)\text{ns}}$$

## 6.2 90°-Messreihe (erwärmen)

Bei dieser Messreihe wird analog zur 0°-Messreihe vorgegangen. Als Lorentzfit verwendet man allerdings:

$$U_{Photomult}(\omega_L) = \frac{C}{2} \left( \frac{(2(\omega_L - \omega)\tau)^2}{1 + (2(\omega_L - \omega)\tau)^2} \right) + D$$

Dieser Fit hat die Form einer invertierten Lorentzkurve. Hier soll wieder ein Beispiel genügen (restliche Fits in Abschnitt 8).



**Abbildung 10:** Exemplarischer invertierter Lorentzfit zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer bei  $T = -7^\circ\text{C}$

Die Wertetabelle der Lorentzfits ist im Abschnitt 8 zu finden. Der Extrapolationsplot wurde auch analog zur 0°-Messung erstellt.

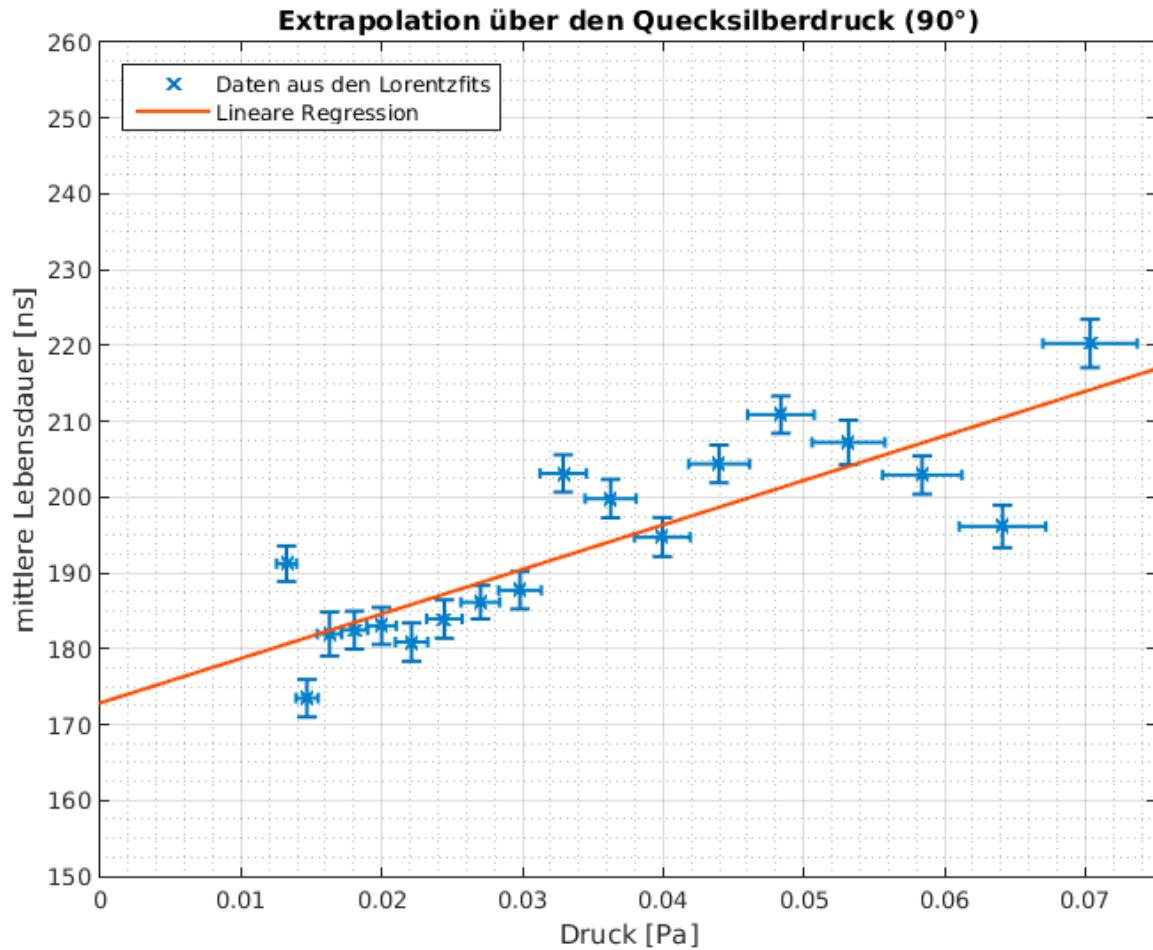


Abbildung 11: Die Extrapolation der Lebensdauer  $\tau$  auf einen Druck von 0Pa

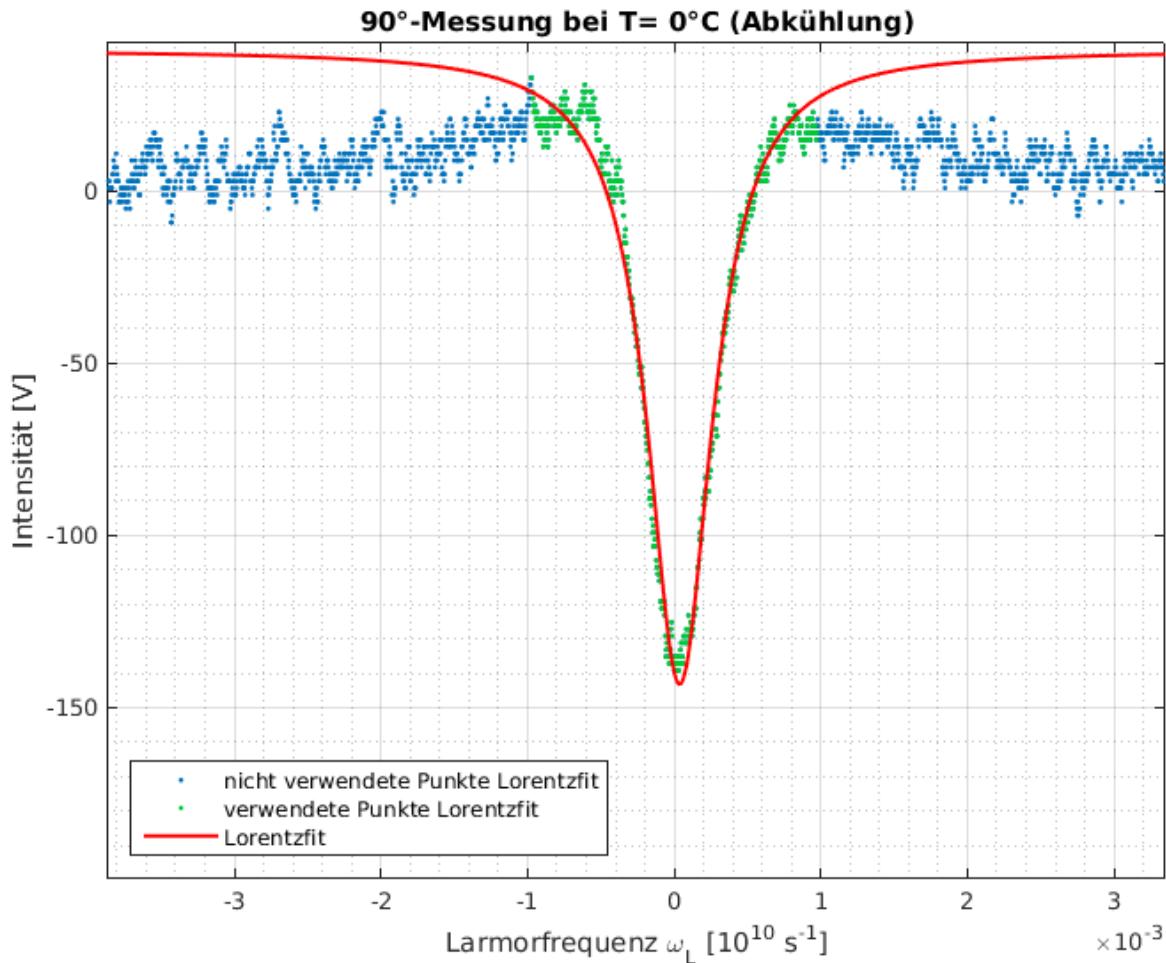
$$\frac{\chi^2}{ndf} = 0.5$$
$$\tau = (172.9 \pm 3.9)\text{ns}$$

### 6.3 90°-Messreihe (abkühlen)

Auch bei dieser Messreihe wird analog zur 0°-Messreihe vorgegangen. Diese Messreihe hat eine technisch bedingte Minimaltemperatur von  $-1^{\circ}\text{C}$ . Als Lorentzfit verwendet man allerdings:

$$U_{\text{Photomult}}(\omega_L) = \frac{C}{2} \left( \frac{(2(\omega_L - \omega)\tau)^2}{1 + (2(\omega_L - \omega)\tau)^2} \right) + D$$

Dieser Fit hat die Form einer invertierten Lorentzkurve. Hier soll wieder ein Beispiel genügen (restliche Fits in Abschnitt 8).



**Abbildung 12:** Exemplarischer invertierter Lorentzfit zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer bei  $T = 0^{\circ}\text{C}$

Die Wertetabelle der Lorentzfits ist im Abschnitt 8 zu finden. Der Extrapolationsplot wurde auch analog zur 0°-Messung erstellt.

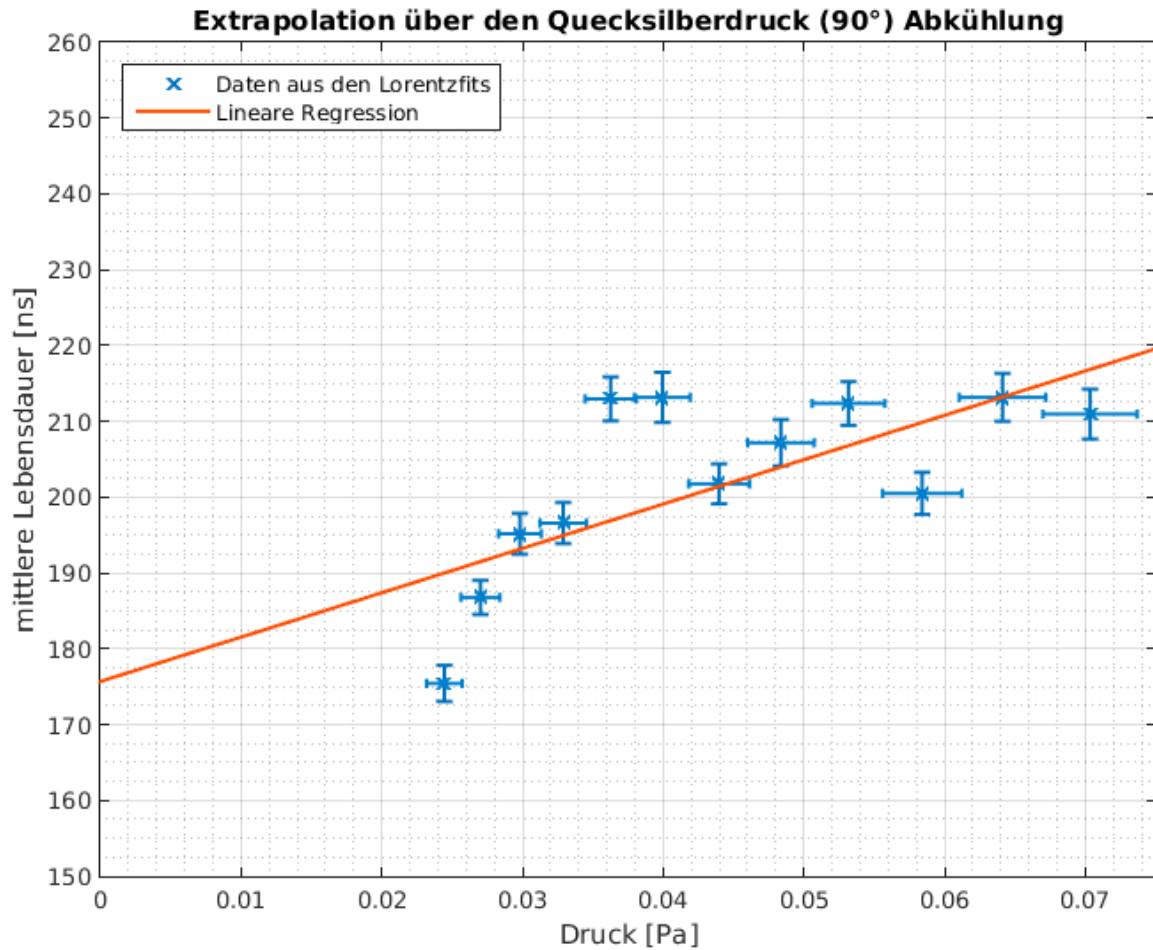


Abbildung 13: Die Extrapolation der Lebensdauer  $\tau$  auf einen Druck von 0Pa

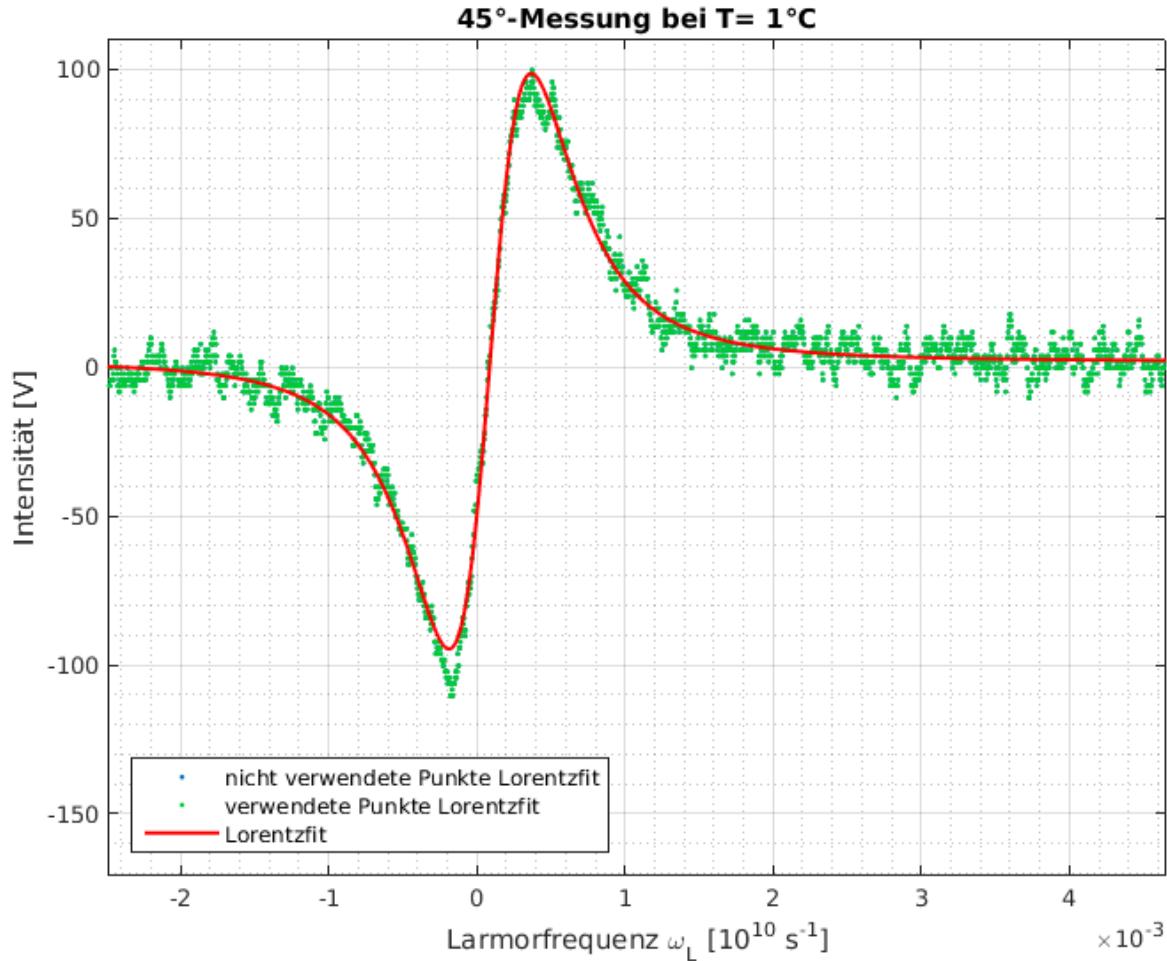
$$\frac{\chi^2}{ndf} = 0.8$$
$$\tau = (175.7 \pm 9.4)\text{ns}$$

## 6.4 45°-Messreihe

Diese Messreihe dient nur als Verifikation der Ergebnisse der anderen Messreihen. Hierbei liegt aber keine Lorentzkurve vor, sondern eine Dispersionskurve. Der Dispersionsfit hat folgende Form:

$$U_{Photomult}(\omega_L) = \frac{4C(\omega_L - \omega)\tau}{(2(\omega_L - \omega)\tau)^2 + 1} - \frac{2C(2(\omega_L - \omega)\tau)^3}{((2(\omega_L - \omega)\tau)^2 + 1)^2} + D$$

Man kann diese Funktion durch Ableiten der Inversen Lorentzkurve nach  $(2(\omega_L - \omega)\tau)$  erhalten. Die dafür angegebene Funktion in [2] entspricht nicht der Ableitung.



**Abbildung 14:** Dispersionsfit zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer bei  $T = 1^\circ\text{C}$

$$\boxed{\frac{\chi^2}{ndf} = 0.9}$$

$$\boxed{\tau = (104.1 \pm 0.4)\text{ns}}$$

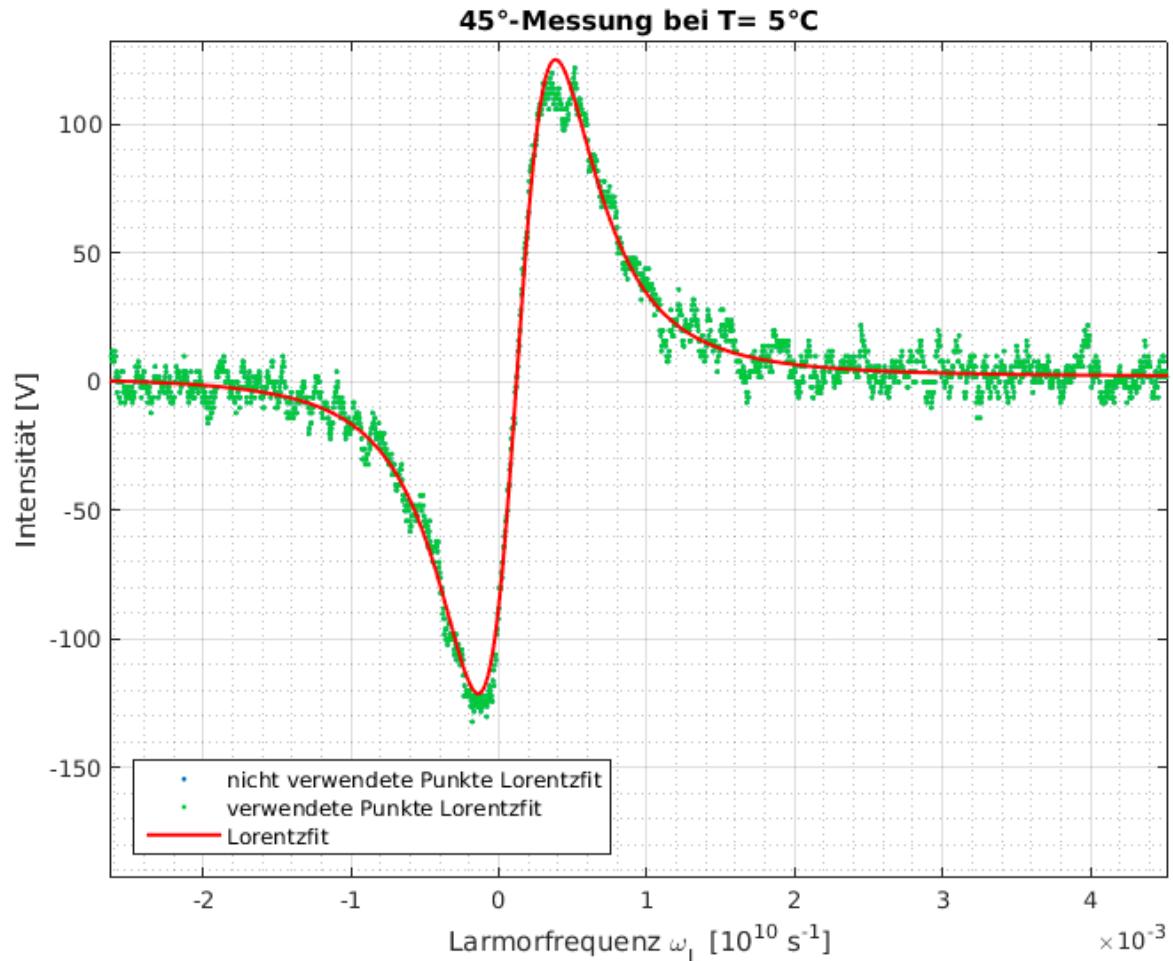


Abbildung 15: Dispersionsfit zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer bei  $T = 5^\circ\text{C}$

$$\boxed{\frac{\chi^2}{ndf} = 1.4}$$
$$\boxed{\tau = (110.6 \pm 0.4)\text{ns}}$$

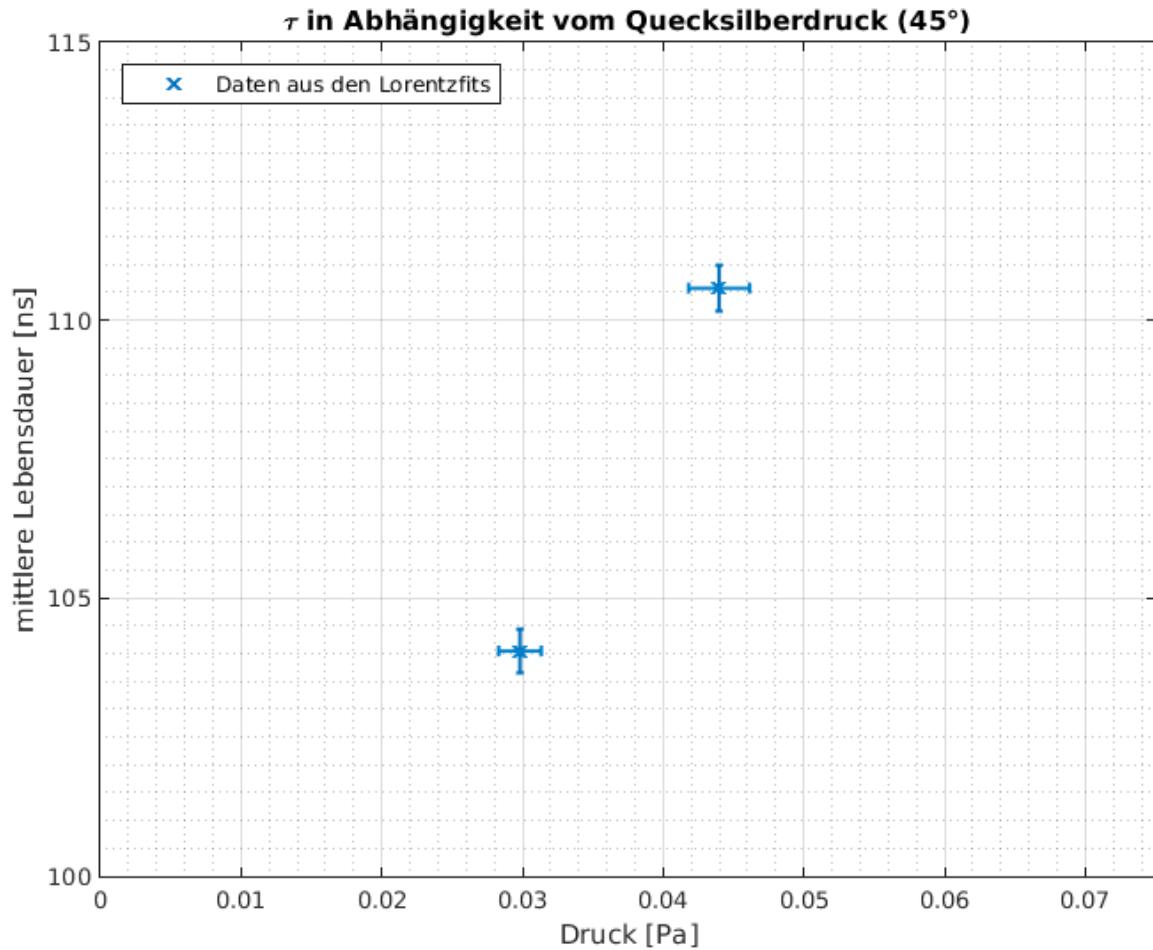


Abbildung 16: Lebensdauer  $\tau$  bei verschiedenen Drücken

Die Extrapolation war mit zwei Messungen nicht sinnvoll möglich, da  $\chi^2/ndf$  unbestimmbar ( $\chi^2 = 0$  und  $ndf = 0$ ) ist und die Konfidenzintervalle nicht angegeben werden können. Warum nur zwei Messungen vorhanden sind, wird in Abschnitt 7 geklärt. Es bleibt zu sagen, dass sich bei der Dispersionsmessung keine unerwünschten Minima gebildet haben.

## 7 Zusammenfassung/Diskussion

Zunächst wird ein Problem angesprochen, das uns zwei Messungen gekostet hat. Das Überschreiben der Messdaten findet ohne Warnmeldung des Computers statt, wodurch man nicht feststellen kann, dass eine Datei überschrieben wurde, wenn sie fälschlicherweise einen gleichen Namen wie eine andere Datei erhält, was leicht bei aufeinanderfolgenden Messungen passiert. Es fehlen folgende Messungen: 0°-Polaristaor  $T = -2^\circ\text{C}$ , 45°-Polaristaor  $T = -2^\circ\text{C}$ .

### 7.1 0°-Messreihe

Diese Messreihe liefert nach der Extrapolation ein Ergebnis, das innerhalb von zwei Standardabweichungen nicht im Literaturwert ( $\tau = 119\text{ns}$ ) liegt. Folglich liegen systematische Fehler vor, die nun diskutiert werden müssen.

Vorgang	mittlere Lebensdauer [ns]	$\chi^2/ndf$
Aufwärmen	$170.8 \pm 3.0$	0.25

Der erste systematische Fehler könnte im dejustierten Strahlengang des Aufbaus zu finden sein, der dafür sorgt, dass die unerwünschten Minima auftreten. Eine neue Justage wäre also dringend erforderlich. Bei der Auswertung stellte sich nun die Frage, welche Punkte das Ergebnis verfälschen würden und somit nicht in die Lorentzfits mit hineingenommen werden. Es war schnell zu erkennen, dass mit Weglassen der Minima die Lebensdauern noch höher sind und die Steigung der Extrapolationsgeraden nahezu gleich bleibt. Desweiteren glauben wir, dass die zusätzlichen Intensitätsminima die wahre Nulllinie andeuten, sodass sich durch schlechte Justage im Rest des Verlaufs eine falsche Restintensität zeigt. Somit fiel die Wahl der Punkte auf die in den Abbildungen gezeigte.

Je nach Beschaffenheit des Kontaktöls (zwischen Quarzbehälter und Kupferblock), kann dieses schlecht werden und die Wärmeleitung verringern, was dazu führt, dass der Quecksilberzylinder generell wärmer war, als die Anzeige, die im Kupferblock steckte. Das Resultat ist eine systematisch zu hohe Lebensdauer. Um den Effekt deutlich zu machen müsste man auch Messwerte über der Raumtemperatur nehmen, da diese dann einen systematischen Fehler in die andere Richtung zeigen sollten.

Eine weitere Verbesserung der Messungen ist eine breitere Fächerung der Messungen im Temperaturspektrum, um eine zuverlässige Extrapolation zu gewährleisten. Generell sind wir aber der Auffassung, dass die teils weite Streuung der Daten beim Erstellen der Extrapolationsgeraden durch die Konfidenzintervalle berücksichtigt wurde. Es könnte sich aber ein anderer (nicht linearer) Zusammenhang in den Daten verbergen, da die  $\chi^2/ndf$ -Werte allesamt zu klein ausfallen.

### 7.2 90°-Messreihen

Bei dieser Messreihe wurde durch Durchführung eines Aufwärm- und Abkühlvorgangs der systematische Fehler des „Hinterherhinkens“ der Temperatur eliminiert, da sie einmal etwas zu hoch (Abkühlen) sein sollte und einmal etwas zu tief (Aufwärmten). Bei Betrachtung der Ergebnisse bemerkt man, dass dieser Effekt relativ klein ist und somit auch im vorangegangenen Abschnitt keine wichtige Rolle spielt. Wir können diesen Effekt nicht mit unseren Daten stützen, da hierfür die Fehler zu groß sind.

Vorgang	mittlere Lebensdauer [ns]	$\chi^2/ndf$
Aufwärmen	$172.9 \pm 3.9$	0.5
Abkühlen	$175.7 \pm 9.4$	0.8

Zudem zeigen sich auch hier die oben diskutierten systematischen Fehler, wobei man bei einer Inversen Lorentzfunktion unerwünschte Maxima anstatt Minima erhält.

### 7.3 45°-Messreihe

Hier zeigen sich keine störenden Extrema. Wir erklären uns dies, dass nahe der 0°-Einstellung Minima und nahe der 90°-Einstellung Maxima vorliegen und somit in der Mitte zwischen diesen Einstellungen (45°-Einstellung) dieser Störeffekt verschwindet. Aus zeittechnischen Gründen wurden hier nur sporadisch einzelne Datenpunkte aufgenommen, sodass eine Extrapolation ausgeschlossen ist. Wir bedauern dies sehr, da wir glauben, dass man dort bessere Ergebnisse für die mittlere Lebensdauer erhalten kann.

Die Dispersionsfunktion passt sehr gut zu den gemessenen Datenpunkten ( $\chi^2/ndf \approx 1$ ), sodass man diesen Zusammenhang für die 45°-Einstellung als verifiziert ansehen kann. Die daraus entstehenden mittleren Lebensdauern scheinen etwas zu niedrig zu sein, aber genauere Aussagen sind Mangels Daten nicht möglich.

## 8 Anhang

### 8.1 Tabellen

#### 8.1.1 90°-Messung (aufwärmen)

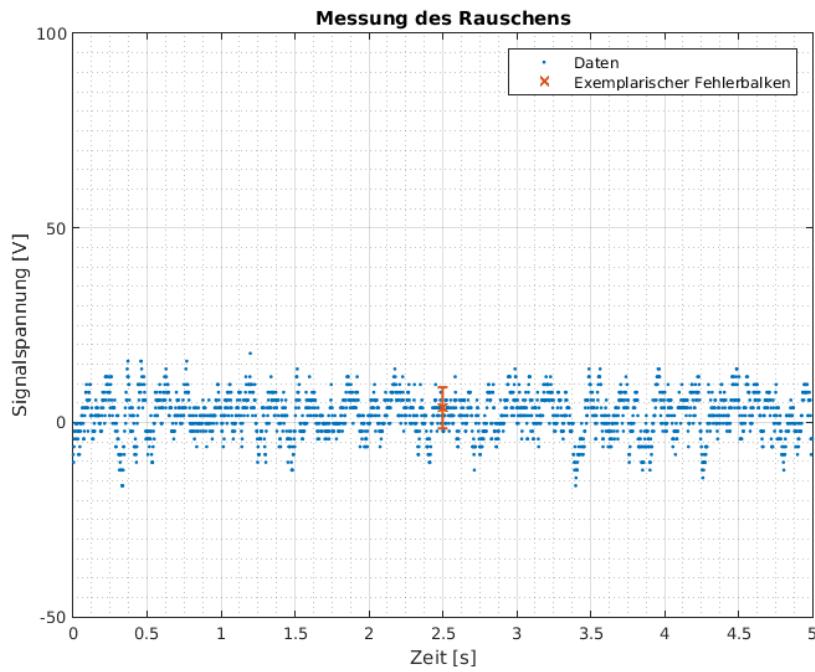
Temperatur [°C]	mittl. Lebensdauer $\tau[ns]$	$\chi^2/ndf$
-7	$191.2 \pm 2.3$	0.5
-6	$173.5 \pm 2.5$	0.8
-5	$182.0 \pm 2.9$	1.1
-4	$182.5 \pm 2.5$	1.0
-3	$183.0 \pm 2.4$	1.1
-2	$180.9 \pm 2.5$	1.4
-1	$183.9 \pm 2.5$	1.7
0	$186.1 \pm 2.2$	1.6
1	$187.7 \pm 2.5$	2
2	$203.1 \pm 2.5$	2
3	$199.8 \pm 2.5$	3
4	$194.7 \pm 2.6$	3
5	$204.4 \pm 2.5$	3
6	$210.9 \pm 2.5$	3
7	$207.2 \pm 2.9$	4
8	$202.9 \pm 2.5$	3
9	$196.1 \pm 2.8$	4
10	$220.3 \pm 3.2$	4

#### 8.1.2 90°-Messung (abkühlen)

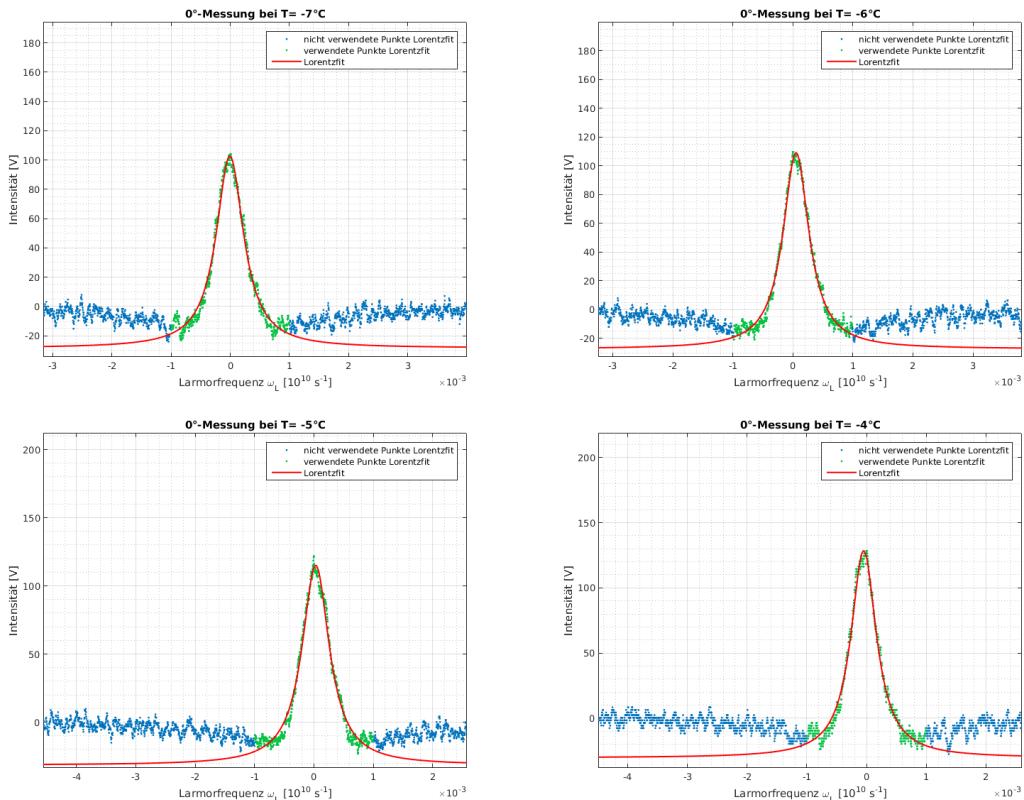
Temperatur [°C]	mittl. Lebensdauer $\tau[ns]$	$\chi^2/ndf$
10	$211.0 \pm 3.3$	5
9	$213.2 \pm 3.2$	4
8	$200.5 \pm 2.8$	4
7	$212.4 \pm 2.9$	4
6	$207.2 \pm 3.1$	4
5	$201.8 \pm 2.6$	3
4	$213.2 \pm 3.3$	5
3	$213.0 \pm 2.9$	3
2	$196.6 \pm 2.7$	3
1	$195.2 \pm 2.7$	3
0	$186.8 \pm 2.3$	1.8
-1	$175.4 \pm 2.4$	2

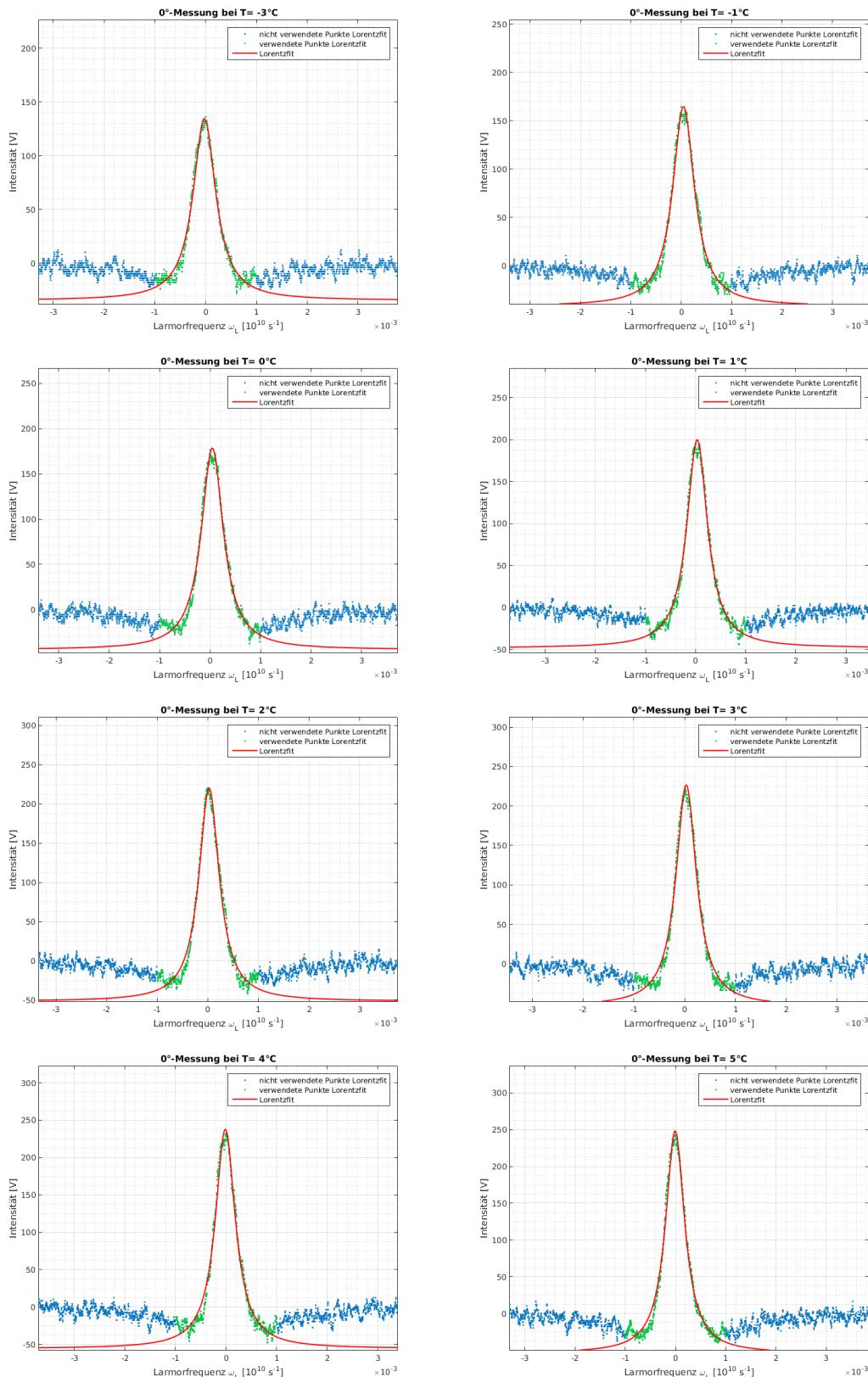
## 8.2 Grafiken

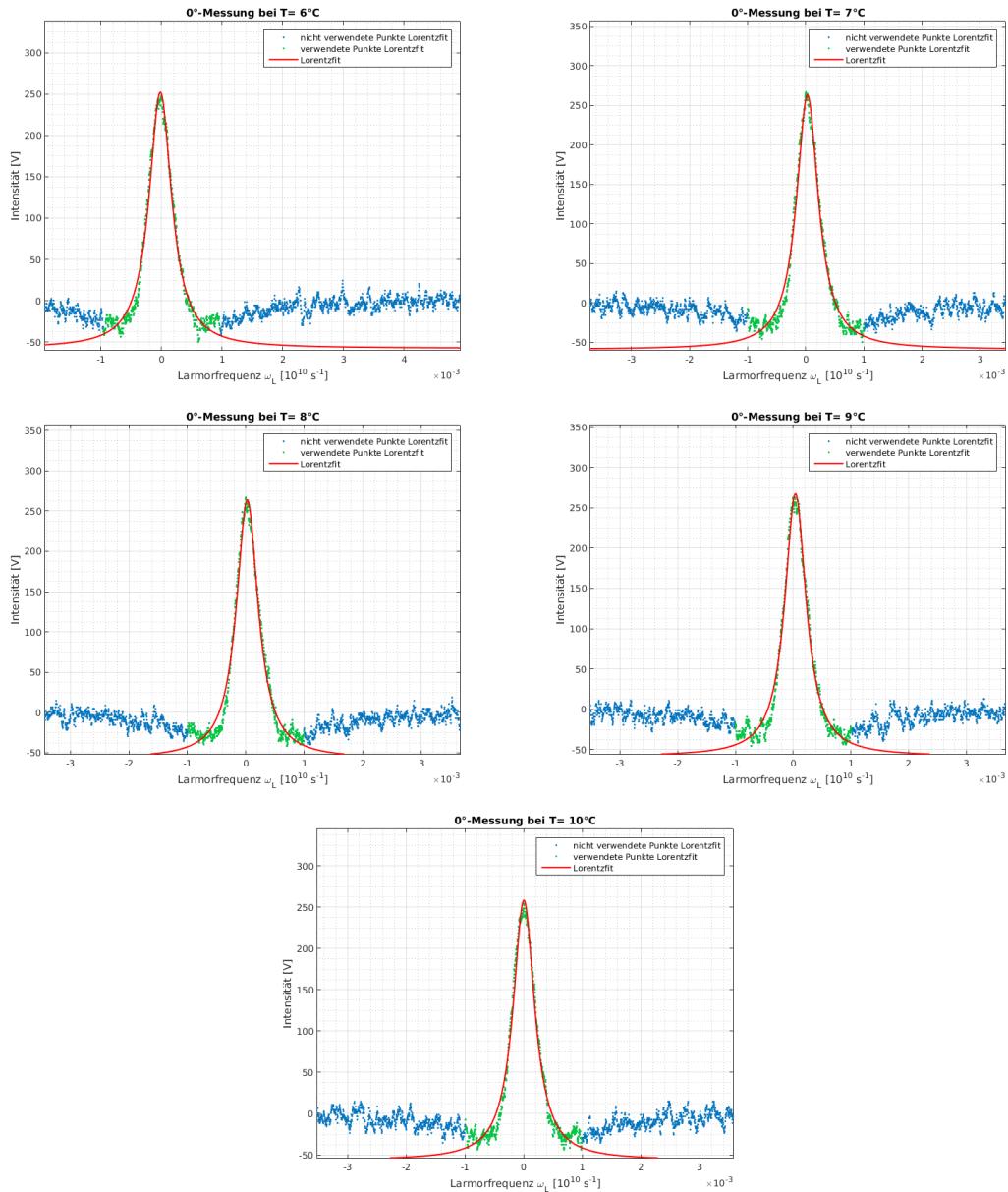
### 8.2.1 Messung des Rauschens zur Fehlerbestimmung



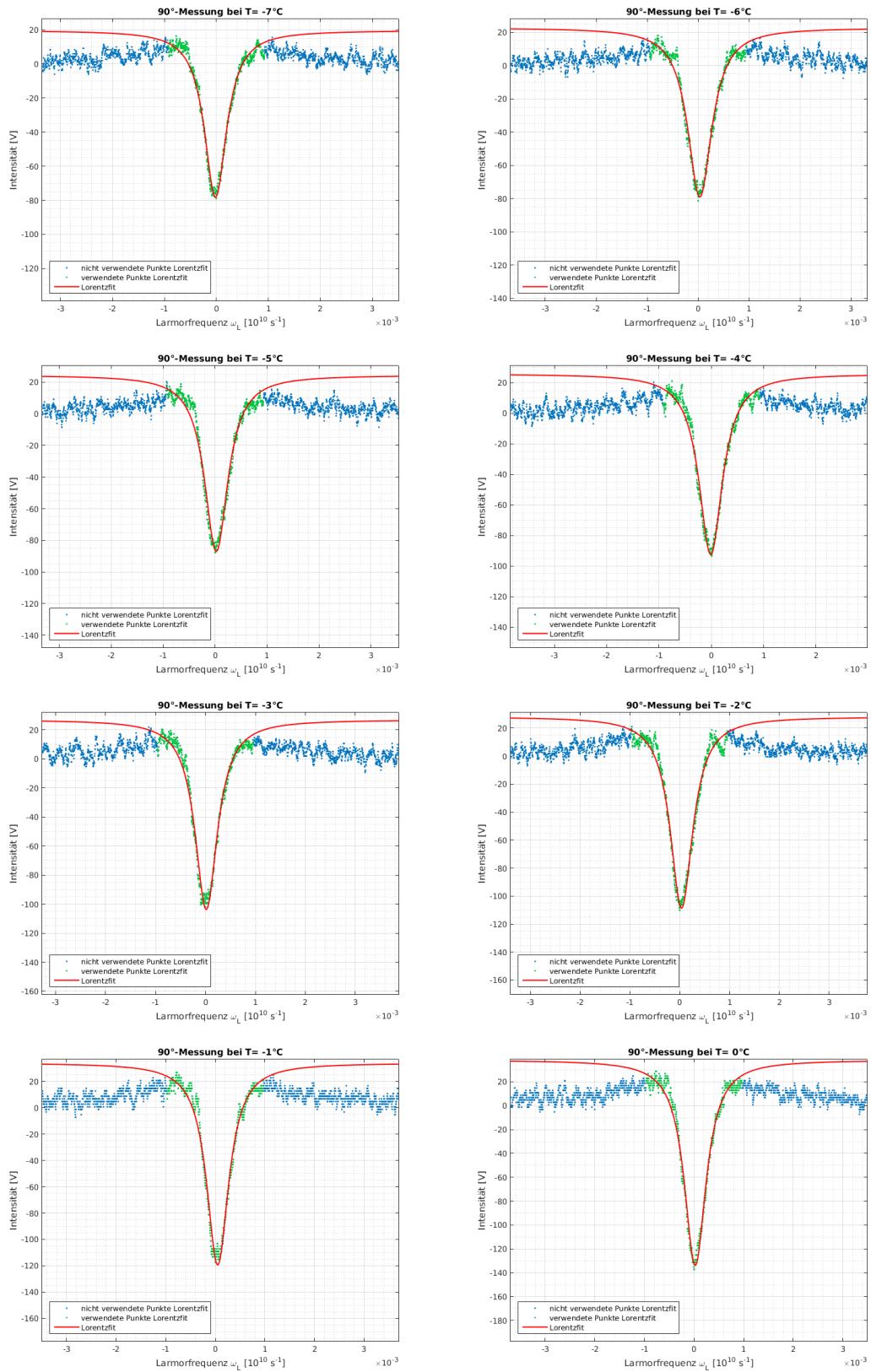
### 8.2.2 0°-Messreihe

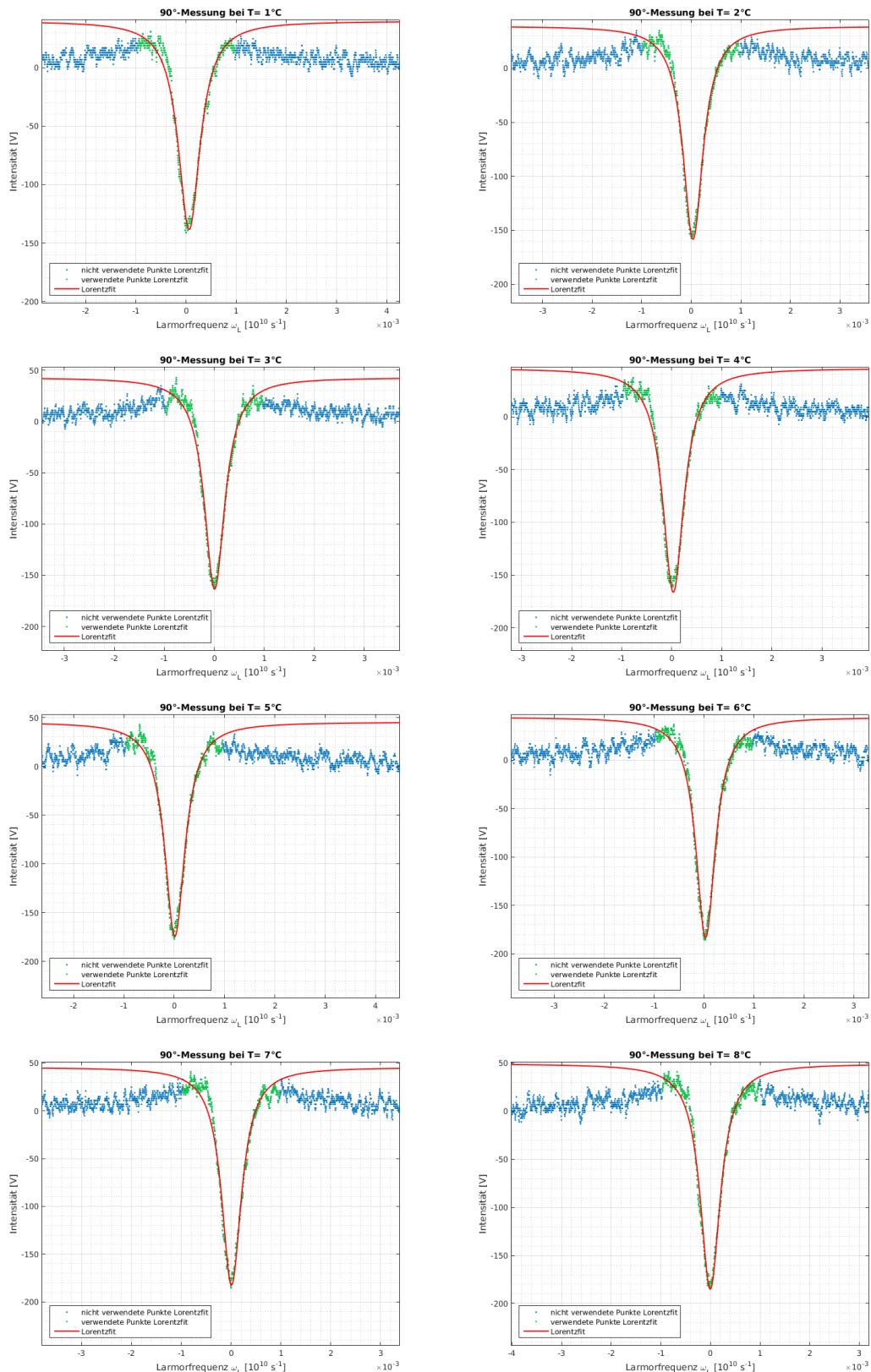


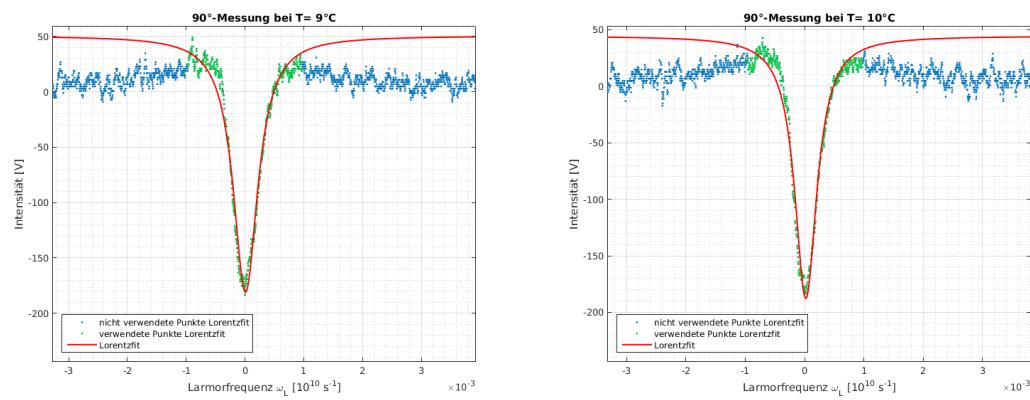




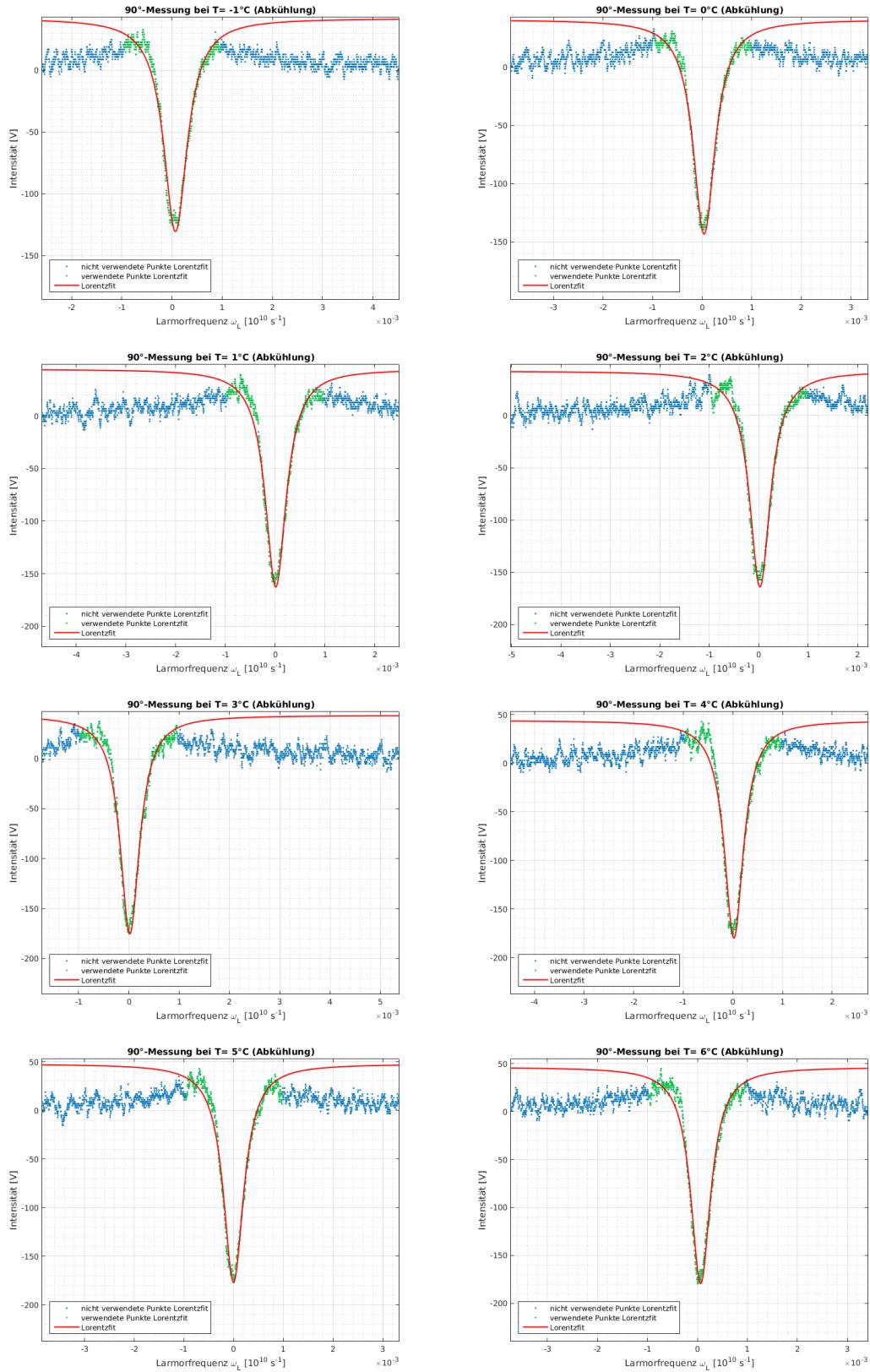
### 8.2.3 90°-Messreihe, Aufwärmvorgang

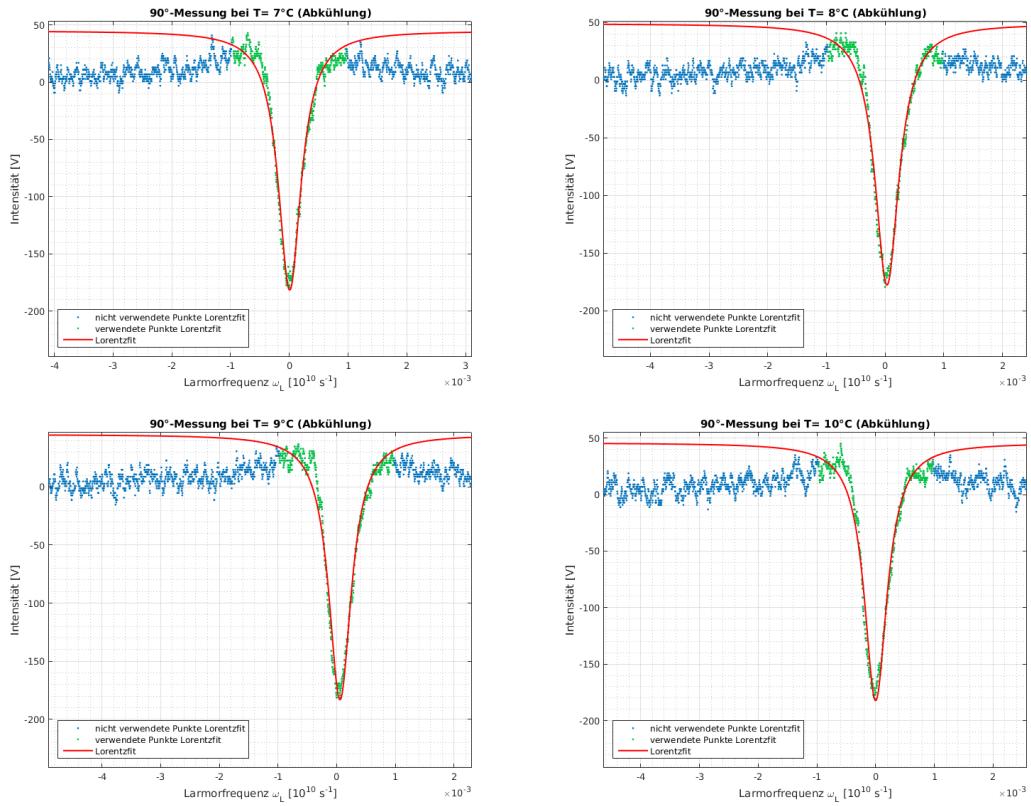




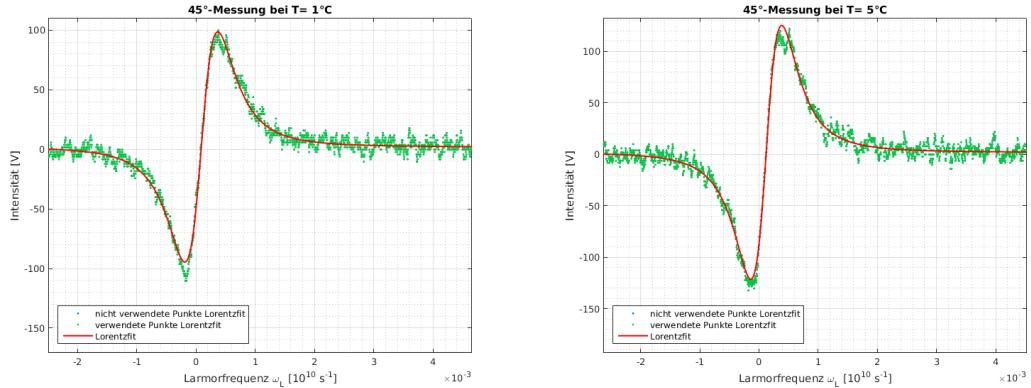


### 8.2.4 90°-Messreihe, Abkühlvorgang





### 8.2.5 45°-Dispersionskurven



### 8.3 Quellcode (MATLAB)

Als Quellcode wurde als Beispiel die 0°-Polarisator Auswertung eingebunden.

```

clear all
addpath('/home/bulanti/Dropbox/Fortgeschrittenen\Praktikum/Matlab\functions')
```

---

```
%————— Import —————
dummy=zeros(2000,4);
time=zeros(2000,18);
volt=zeros(2000,18);
ramp=zeros(2000,18);
for i=1:18
    if i<10 && 1-(i==6)
        dummy=csvread(sprintf('L%d_0_HM1508.csv',i),1,0);
    else
        if i>=10 && 1-(i==6)
            dummy=csvread(sprintf('L%d_0_HM1508.csv',i),1,0);
        else
            end
        end
    time(:,i)=dummy(:,1);
    volt(:,i)=dummy(:,2);
    ramp(:,i)=dummy(:,3);
    dummy=zeros(2000,4);
end
```

---

```
untergrund=csvread('unter_HM1508.csv',1,0);
%————— Konstanten —————
```

```
mub=9.274; %*10^-24
gj=1.5;
hbar=6.626/(2*pi); %*10^-34
w0=gj*mub/hbar;
A=[0.00222 -0.03976 0.03860 -0.05715 0.10490 -0.04884;-0.03976 0.71363 -0.69302 1.05062 -1.93198 0.90105;0.03
pc=167000000;
Tc=1764;
ai=[-4.57618 -1.40727 2.36264 -31.08900 58.01840 -27.63045];
sT=0.5;
CtoK=273.16;
```

---

```
%————— Zeit->Tesla —————
```

```
est(1,:)=[0.2706 -0.7];
sramp=ramp.*0.03;

%Rampfit
for i=[1:5 7:18]
    fo=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',est(1,:),'Robust','Bisquare');
    ft=fittype('a*x+b','options',fo);
    eval(sprintf('[fitramp%d=gof%d]=fit(time(:,i),ramp(:,i),ft)',i,i))
end
s=zeros(2,2);
for i=[1:5 7:18]
    eval(sprintf('a(i,:)=coeffvalues(fitramp%d)',i))
    eval(sprintf('s=confint(fitramp%d)',i))
    sa(i,:)=(s(2,:)-s(1,:))/4;
    s=zeros(2,2);
end

%Umwandlung
voltamp=1;
amptesla=3.363*10^-4;

tesla=zeros(2000,18);
for i=[1:5 7:18]
    tesla(:,i)=(time(:,i).*a(i,1)+a(i,2)).*voltamp.*amptesla;
end
for i=[1:5 7:18]
    omega(:,i)=tesla(:,i).*w0;
end

```

```

for i=[1:5 7:18]
    [maximum(1,i) maximum(2,i)]=max(volt(:,i));
    omega(:,i)=omega(:,i)-omega(maximum(2,i),i);
end

%—————Lorenz—————
svolt=ones(2000,1).*sqrt(var(untergrund(:,2)));
estlor=[216.2 113.6 -2116 -1.2*10^-5];
for i=[1:5 7:18]
    points(i,:)=(maximum(2,i)-280):(maximum(2,i)+280);
end

for i=[1:5 7:18]
    fo=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',estlor(1,:),'TolFun',10^-12,'Algorithm','levenberg');
    ft=fittype('(C/2)*(2-(2*(x-z)*tau)^2/(1+(2*(x-z)*tau)^2))+D','options',fo);
    eval(sprintf('[ fitlor%d goflor%d]=fit(omega(points(i,:),i),volt(points(i,:),i),ft);',i,i))
    s=[];
    eval(sprintf('vals(i,:)=coeffvalues(fitlor%d)',i))
    eval(sprintf('s=confint(fitlor%d)',i))
    eval(sprintf('chilor(i)=goflror%d.sse/goflror%d.dfe',i,i))
    svabs(i,:)=s(2,:)-s(1,:)/4;
    temp(i)=i-8+CtoK;
end
%—————Druckkurve—————
tempr=1-(temp./Tc);
Tr=[tempr' (tempr').^1.89 (tempr').^2 (tempr').^8 (tempr').^8.5 (tempr').^9];
for i=[1:5 7:18]
    p(i)=pc*exp((Tc/temp(i))*sum(Tr(i,:).*ai));
end

for i=[1:5 7:18]
    dpda(1,i)=((1-(temp(i)/Tc)).*pc.*Tc./temp(i)).*exp((Tc/temp(i)).*(ai(1).*(1-(temp(i)/Tc)) + ai(2).*(1-(temp(i)/Tc))));
    dpda(2,i)=((1-(temp(i)/Tc)).^1.89.*pc.*Tc./temp(i)).*exp((Tc/temp(i)).*(ai(1).*(1-(temp(i)/Tc)) + ai(2).*(1-(temp(i)/Tc))));
    dpda(3,i)=((1-(temp(i)/Tc)).^2.*pc.*Tc./temp(i)).*exp((Tc/temp(i)).*(ai(1).*(1-(temp(i)/Tc)) + ai(2).*(1-(temp(i)/Tc))));
    dpda(4,i)=((1-(temp(i)/Tc)).^8.*pc.*Tc./temp(i)).*exp((Tc/temp(i)).*(ai(1).*(1-(temp(i)/Tc)) + ai(2).*(1-(temp(i)/Tc))));
    dpda(5,i)=((1-(temp(i)/Tc)).^8.5.*pc.*Tc./temp(i)).*exp((Tc/temp(i)).*(ai(1).*(1-(temp(i)/Tc)) + ai(2).*(1-(temp(i)/Tc))));
    dpda(6,i)=((1-(temp(i)/Tc)).^9.*pc.*Tc./temp(i)).*exp((Tc/temp(i)).*(ai(1).*(1-(temp(i)/Tc)) + ai(2).*(1-(temp(i)/Tc))));
end

syms T;
P=pc*exp((Tc/T)*(ai(1)*(1-(T/Tc))+ai(2)*(1-(T/Tc)))^1.89+ai(3)*(1-(T/Tc))^2+ai(4)*(1-(T/Tc))^8+ai(5)*(1-(T/Tc))^8);
dPdT=inline(diff(P,T));
coverr=zeros(1,18);
for i=[1:5 7:18]
    for j=1:6
        for k=1:6
            coverr(i)=coverr(i)+dpda(j,i)*dpda(k,i)*A(k,j);
        end
    end
end

sp=sqrt(dPdT(temp).^2.*sT^2 + coverr);
sproj=abs((vals(:,3).*sqrt((svabs(:,3)./vals(:,3)).^2+((sp./p)').^2)));
fo=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',[100 170],'TolFun',10^-12,'Algorithm','levenberg');
ft=fittype('a*x+taunull','options',fo);
[fitlin goflin]=fit(p([1:5 7:18]),(-vals([1:5 7:18],3)./10),ft);

%—————PLOT—————
for i=[1:5 7:18]
    figure(1+i)
    plot(omega(:,i),volt(:,i),'.','Linewidth',1.5)
    title(['0°-Messung bei T=' num2str(i-8) ' °C'])
    hold on
    grid on
    grid minor
end

```

```

plot(omega(points(:,i),i),volt(points(:,i),i),'.','Color',[0 0.8 0.2],'Linewidth',1.5)
eval(sprintf('p1=plot(fitl1r%d);',i))
hold off
legend('off')
set(p1,'Linewidth',1.5)
xlabel('Larmorfrequenz\omega_L[10^{10}s^{-1}]')
ylabel('Intensität[V]')
legend('nicht verwendetes Punkte Lorentzfit','verwendete Punkte Lorentzfit','Lorentzfit')
xlim([min(omega(:,i)) max(omega(:,i))])
ylim([min(volt(:,i))-10 max(volt(:,i))+90])
print(sprintf('0Grad/0grad_%d',(i-8)),'-dpng','-r0')
end

figure(1)
p1=errorbar(p([1:5 7:18]),(-vals([1:5 7:18],3)./10),(svals([1:5 7:18],3)./10),'x');
title('Extrapolation über den Quecksilberdruck (0°)')
hold on
grid on
grid minor
p2=errorbar(p([1:5 7:18]),(-vals([1:5 7:18],3)./10),sp([1:5 7:18]),'x');
p3=plot((0:1),fitlin(0:1));
hold off
xlim([0 0.075])
ylim([150 260])
legend('off')
set(p1,'Linewidth',1.5)
set(p2,'Linewidth',1.5,'Color',[0 0.5 0.8])
set(p3,'Linewidth',1.5,'Color',[1 0.3 0])
xlabel('Druck[Pa]')
ylabel('mittlere Lebensdauer[ns]')
legend([p1,p3],'Daten aus den Lorentzfits','Lineare Regression','Location','northwest')
print('0Grad/0_lin','-dpng','-r0')

figure(20)
plot(untergrund(:,1),untergrund(:,2),'.')
grid on
grid minor
hold on
p1=errorbar(untergrund(1000,1),untergrund(1000,2),svolt(1),'x');
set(p1,'Linewidth',1.5)
hold off
xlabel('Zeit[s]')
ylabel('Signalspannung[V]')
title('Messung des Rauschens')
ylim([-50 100])
legend('Daten','Exemplarischer Fehlerbalken')
print('0Grad/unter','-dpng','-r0')

```

## 8.4 Laborheft

<u>Hinweis</u>			
Photomultiplier:			
- Range: $0,3 \cdot 10^{-5} \text{ A}$			
- Suppression: $10^{-5} \text{ A}$			
$y$ -Feld: $I = -0,0301 \text{ A}$			Polarisationsfilter $0^\circ$ bei $25^\circ$
$z$ -Feld: $I = -0,2785 \text{ A}$			Polarisationsfilter $90^\circ$ bei $116^\circ$
$x$ -Feld: $I = \cancel{0,9805} \text{ A}$			
<u><math>0^\circ</math> - Messreihe</u>			
Messung	Temperatur ${}^\circ\text{C}$	$T$ in ${}^\circ\text{F}$	division
1	-7	37	
2	-6	39	20 V
3	-5	41	
4	-4	43	
5	-3	44	50 V
6	-2	45	
7	-1	48	
8	0	51	
9	1	52	
10	2	55	
11	3	57	
12	4	59	
13	5	61	
14	6	63	
15	7	65	
16	8	67	
17	9	68	
18	10	70	
<u><math>50^\circ</math> - Messreihe</u>			
Messung	$T$ in ${}^\circ\text{C}$	$T$ in ${}^\circ\text{F}$	division
1	-7	37	20 V
2	-6	39	
3	-5	41	
4	-4	43	
5	-3	45	
6	-2	46	
7	-1	49	
8	0	51	50 V
9	1	52	
10	2	55	
11	3	57	
12	4	59	
13	5	61	
14	6	63	
15	7	65	
16	8	66	
17	9	69	
18	10	70	

Unsicherheit Osz: 3% ~~± 1 digit~~

$0^\circ$ -Messröhre abkühlen				$45^\circ$ -Messröhre			
Messung	Temperatur in $^\circ\text{C}$	T in $^\circ\text{F}$	division	Messungen	T in $^\circ\text{C}$	T in $^\circ\text{F}$	division
1	10	50	50V	7	-2	46	50V
2	9	68					
3	8	66					
4	7	64					
5	6	63					
6	5	61					
7	4	59					
8	3	57					
9	2	55					
10	1	54					
11	0	51					
12	-1	50					
13	-2						
14	-3						
15	-4						
16	-5						
17	-6						
18	-7						

VT: René Lalluly, 22.09.2015

## Abbildungsverzeichnis

1	Abstrahlcharakteristik eines Dipols in Abhängigkeit des Winkels $\varphi$ . . . . .	2
2	Präzession eines Dipols bei starkem Magnetfeld bzw. großer Umlaufzeit gegenüber Lebensdauer (links) und schwachem Magnetfeld bzw. kleiner Umlaufzeit gegenüber Lebensdauer (rechts), gestrichelte Linie entspricht Beobachtungsrichtung [1] . . . . .	3
3	links: Aufspaltung der verschiedenen $m_J$ eines Zustandes im Magnetfeld (Zeeman-Effekt), rechts: level-crossing bei angelegtem Magnetfeld [1] . . . . .	4
4	Versuchsaufbau zur Untersuchung des Hanle-Effekts. QL: Quecksilberdampflampe, L: Linsen, IF: Interferenzfilter, PF: Polarisationsfilter, PE: Peltierelementen, HP: Heat-Pipes, QZ: Quecksilberdampf-Resonanzzelle, HS: Helmholtz-Spulen, PM: Photomultiplier [2] . . . . .	6
5	Aufbau einer Peltier-Kühlung, die Metallbrücken, welche die Halbleiter verbinden, stellen den thermischen Kontakt zu den zu kühlenden bzw. erwärmenden Bereichen dar. [3] . . . . .	7
6	Funktionsweise eines Photomultipliers [4] . . . . .	8
7	Exemplarischer Rampenfit zur Bestimmung der Spannung zum Zeitpunkt $t$ . . . . .	10
8	Exemplarischer Lorentzfit zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer bei $T = -1^\circ\text{C}$ .	11
9	Die Extrapolation der Lebensdauer $\tau$ auf einen Druck von 0Pa . . . . .	13
10	Exemplarischer invertierter Lorentzfit zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer bei $T = -7^\circ\text{C}$ .	14
11	Die Extrapolation der Lebensdauer $\tau$ auf einen Druck von 0Pa . . . . .	15
12	Exemplarischer invertierter Lorentzfit zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer bei $T = 0^\circ\text{C}$ .	16
13	Die Extrapolation der Lebensdauer $\tau$ auf einen Druck von 0Pa . . . . .	17
14	Dispersionsfit zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer bei $T = 1^\circ\text{C}$ . . . . .	18
15	Dispersionsfit zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer bei $T = 5^\circ\text{C}$ . . . . .	19
16	Lebensdauer $\tau$ bei verschiedenen Drücken . . . . .	20

## Literatur

- [1] Wolf-Dieter Hasenclever, *Bau einer Apparatur zur Messung von Lebensdauern angeregnet Atomzustände mit Hilfe des Hanle-Effektes*, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 1970.
- [2] M. Köhli, S. Gessner, S. Fischer *Versuchsanleitung Fortgeschrittenen Praktikum: Der Hanle-Effekt*, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2012
- [3] S. Ambühl, A. van Dorp, C. Rüegg *Theorie des Peltier-Effektes*,  
<http://www.siteware.ch/peltier/theorie.html>, 1999, Stand: 20.09.15
- [4] *Praktikum im DESY Zeuthen* [https://www-zeuthen.desy.de/exps/physik\\_begreifen/chris/Photomultiplier.html](https://www-zeuthen.desy.de/exps/physik_begreifen/chris/Photomultiplier.html), Stand: 27.09.15