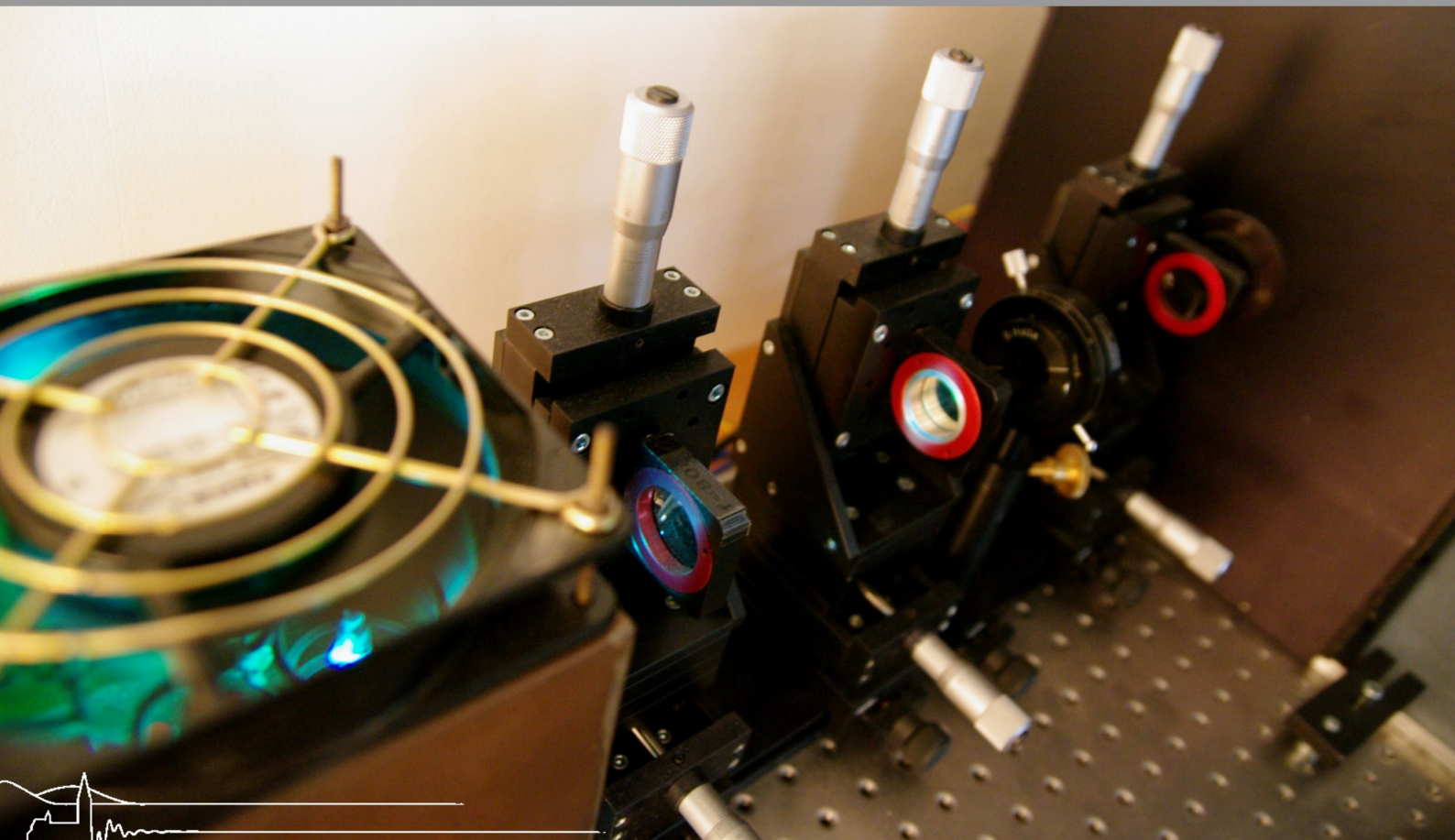




Universität Freiburg

Versuchsanleitung  
**Fortgeschrittenen  
Praktikum**  
Teil I

# Der Hanle-Effekt



# Der Hanle-Effekt

INSTITUT FÜR MATHEMATIK UND PHYSIK  
ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT  
FREIBURG IM BREISGAU

26. JUNI 2012

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Überblick</b>	<b>1</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>1</b>
2.1 Einleitung . . . . .	1
2.2 Hanle-Effekt: Semi-klassische Erklärung . . . . .	2
2.2.1 Einführung . . . . .	2
2.3 Hanle-Effekt: Quantenmechanische Erklärung . . . . .	4
2.3.1 Einführung . . . . .	4
2.3.2 Die Breit-Formel . . . . .	5
2.3.3 Anwendung auf das vorliegende Experiment . . . . .	6
2.4 Coherence Narrowing & Dampfdruck . . . . .	7
<b>3 Versuchsaufbau</b>	<b>8</b>
3.1 Hanle-Komponenten . . . . .	8
3.2 Elektronik . . . . .	9
<b>4 Aufgabenstellung</b>	<b>12</b>
<b>5 Versuchsdurchführung</b>	<b>13</b>
5.1 Vorbereitung . . . . .	13
5.2 Geräteeinstellungen . . . . .	13
5.3 Kalibration der Magnetfelder . . . . .	14
5.4 Messung und Auswertung . . . . .	15
<b>6 Anhang</b>	<b>19</b>
6.1 Zustände . . . . .	19
6.2 Landé-Faktor . . . . .	19
6.3 Übergänge . . . . .	20
6.4 Die Lorentz-Verteilung . . . . .	21
6.5 Dampfdruckkurve . . . . .	21
6.6 Temperatur der Zelle . . . . .	22
6.7 Einstellungen der Geräte . . . . .	23
6.8 Termschema von Quecksilber . . . . .	24
6.9 Aufbau der Kühlung . . . . .	25
<b>7 Geräteliste</b>	<b>25</b>
<b>8 Literatur</b>	<b>26</b>
<b>Allgemeine Lehrbücher</b>	<b>26</b>

# 1 Überblick

Das in der Atomphysik als 'Hanle-Effekt' bekannte Interferenzphänomen ist wichtiges Hilfsmittel in einer Reihe von spektrographischen Untersuchungen. Eine der Möglichkeiten der Anwendung wird in diesem Versuch vorgestellt und beschäftigt sich mit der Bestimmung der Lebensdauer angeregter Zustände.

Ziel ist es, die Lebensdauer des angeregten Zustandes von Quecksilber  $^3P_1$  zu bestimmen. Dessen Wellenlänge beträgt bei Abregung in den Grundzustand 253,7 nm und liegt somit im ultravioletten Bereich. Vielfach angewendet findet sich dieser Übergang des Quecksilbers in Niederdruckdampflampen zu Desinfektionszwecken aber auch in Leuchtstoffröhren, beziehungsweise Schwarzlichtlampen.

Da in einem dichten, homogenen Medium durch Absorption und anschließende Reemission die Laufzeit der Photonen verlängert erscheint, wird eine Messreihe bei verschiedenen Drücken durchgeführt, um durch Extrapolation auf die tatsächliche Lebensdauer rückschließen zu können.

## 2 Theoretische Grundlagen

Im Anhang ist zur Ergänzung eine Literaturliste angegeben, auf die im folgenden Text verwiesen wird. Für ein gutes Verständnis der Theorie ist die Kenntnis folgender Themen hilfreich:

- Schalenmodell und atomare Zustände
- Emission und Absorption von Strahlung durch Atome
- Polarisationszustände von Licht
- Lebensdauer von angeregten Niveaus
- Auswahlregeln
- Dipolstrahlung

Für das Verständnis des quantenmechanischen Teils sind zusätzlich folgende Themen wichtig:

- Zeeman-Effekt
- Quantenmechanische Zeitentwicklung eines Zustandes

### 2.1 Einleitung

Der 1924 von Wilhelm Hanle beschriebene und nach ihm benannte Effekt beschreibt Absorptions-, beziehungsweise Emissionseffekte angeregter atomarer Zustände in Abhängigkeit eines äußeren Magnetfeldes unter Verwendung von linear polarisiertem Licht. Es sollen im Folgenden sowohl eine klassische Herleitung wie auch eine quantenmechanische Erklärung dargelegt werden, welche beide unterschiedliche Ansätze zum Verständnis des Versuches näher bringen.

Untersucht werden soll die Lebensdauer des Übergangs des Zustandes  $6s6p$  nach  $6s^2$ , was in spektroskopischer Notation einem Übergang von  $^3P_1$  nach  $^1S_0$  entspricht.

Atomare Zustände können z.B. durch die Angabe der Niveaus aller Elektronen, die sich nicht in abgeschlossenen Schalen befinden, bestimmt werden. Der Grundzustand wird durch  $6s^2$  beschrieben. Es sind also alle energetisch tiefer liegenden Schalen bis zum  $6s$ -Niveau vollständig gefüllt. Durch Absorption eines Photons kann nun eins der beiden Elektronen in den  $6p$ -Zustand angeregt werden. Das Atom befindet sich dann im  $6s6p$  Zustand.

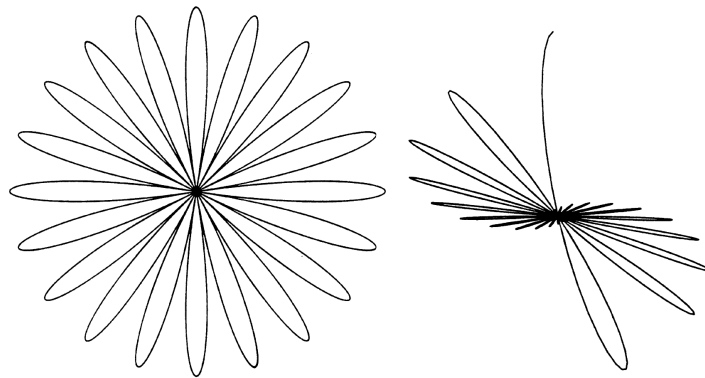
## 2.2 Hanle-Effekt: Semi-klassische Erklärung

### 2.2.1 Einführung

Tatsächlich wurde bereits 1912 von Robert Williams Wood entdeckt und 1922 beschrieben, dass die Polarisation der emittierten Strahlung bei Resonanzfluoreszenz von einem äußeren Magnetfeld abhängt. Die Interpretation fiel jedoch zu anfangs ihm Rahmen des 1896 entdeckten Zeeman-Effektes aus. Dieser lässt sich aber nicht alleinig als Verursacher der Beobachtung heranziehen und so war es Hanle, der eine (schlüssige) Beschreibung anbot, gänzlich ohne Verwendung der Aufspaltung von Spektrallinien, wodurch ihm aus diesem Grunde die honoratio zu Teil wurde.

Ein einzelnes Hg-Atom, welches ein Photon absorbiert, kann man ab dem Zeitpunkt der Absorption als oszillierenden Dipol beschreiben. Dabei ist die Dipolachse parallel zur Polarisation des absorbierten Photons. Die Abstrahlung dieses Dipols ist proportional zu  $\sin^2(\phi)$ , wenn  $\phi$  den Winkel zwischen Dipolachse und Beobachtungsrichtung bezeichnet (siehe hierzu z.B. [Ja06]). Das Zurückfallen des Elektrons in den Grundzustand beschreibt man phänomenologisch durch einen Faktor  $\exp(-\frac{t}{\tau})$ , der mit der Intensität multipliziert wird. Um die Gesamtintensität einer einzelnen Anregung eines Atoms zu berechnen, muss man dann über alle Zeiten integrieren<sup>1</sup>.

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



**Abbildung 1:** Präzessionsbewegung eines Oszillators mit geringer (l) und starker Dämpfung (r)

Wird senkrecht zur Oszillationsbewegung ein Magnetfeld angelegt, so übt dieses ein Drehmoment auf das System aus, welches dieses in einer Ebene senkrecht zur magnetischen Flussdichte  $\vec{B}$  präzedieren lässt. Das Dipolmoment wird als starr mit dem magnetischen Moment verbunden betrachtet, sodass auch dieses präzediert. Für das magnetische Moment  $\mu$  eines Niveaus mit Drehimpulsquantenzahl  $J$  gilt im schwachen Feld folgende Bewegungsgleichung (siehe z.B. [Co09] Band 2, Kap. 4):

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \frac{\omega_L}{B} \vec{\mu} \times \vec{B} \quad (2)$$

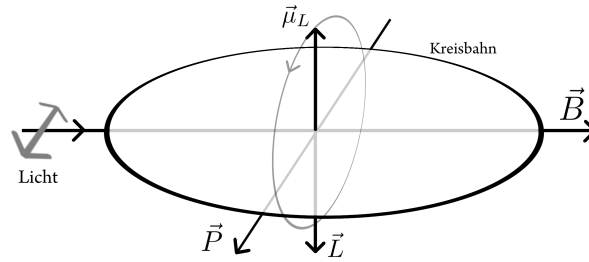
mit

$$\omega_L = g_J \frac{\mu_B}{\hbar} B, \quad (3)$$

was einer Präzession von  $\vec{\mu}$  mit der Larmorfrequenz<sup>2</sup>  $\omega_L$  entspricht. Daher ändert sich der Winkel  $\phi$  bei angelegtem Magnetfeld mit der Zeit.

<sup>1</sup>Diese Näherung ist vertretbar, da die Lebensdauer des untersuchten Zustandes bei einigen ns liegt - und somit auch unter der durchschnittlichen Wechselwirkungszeit mit dem nächsten Photon.

<sup>2</sup>nach Joseph Larmor, Nordirland



**Abbildung 2:** Darstellung der Präzessionsbewegung eines Elektrons mit Dipolmoment  $\vec{P}$ , Drehimpuls  $\vec{L}$  und magnetischem Moment  $\vec{\mu}_L$  bei angelegtem Magnetfeld der Flussdichte  $\vec{B}$

Die x-Achse soll in diesem Dokument die Achse der einfallenden Strahlung sein. Die bestrahlte Probe befindet sich im Ursprung und der Detektor befindet sich in y-Richtung.

Ist die Polarisation und damit die Dipolachse zum Zeitpunkt der Absorption parallel zur Beobachtungsrichtung, also entlang der y-Achse, so gilt  $\phi(t) = \omega_L t$  und  $\phi(t=0) = 0$ , und damit für die Intensität einer Anregung eines Atoms bei angelegtem Magnetfeld<sup>3</sup>:

$$I = C \int_0^\infty \sin(\omega_L t)^2 e^{-\frac{t}{\tau}} dt = \frac{C\tau}{2} \left( \frac{(2\omega_L\tau)^2}{1 + (2\omega_L\tau)^2} \right) \quad (4)$$

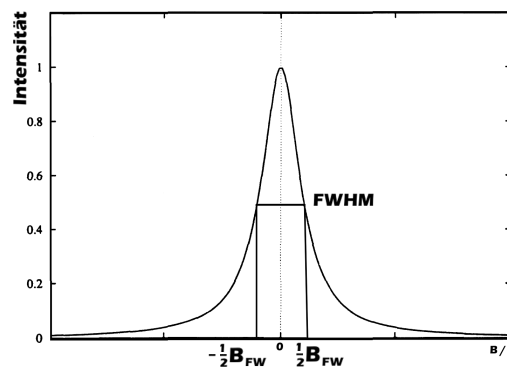
Dies entspricht einer invertierten Lorentzkurve. Hier wird diese Konfiguration als 90°-Einstellung bezeichnet, was den Winkel zwischen Polarisationsrichtung und z-Achse angibt. Ist die Polarisation zum Zeitpunkt der Absorption senkrecht zur Beobachtungsrichtung, gilt stattdessen  $\phi(t) = \omega_L t + \frac{\pi}{2}$  und  $\phi(t=0) = \frac{\pi}{2}$  und damit für die Gesamtintensität<sup>4</sup>:

$$I = C \int_0^\infty \cos(\omega_L t)^2 e^{-\frac{t}{\tau}} dt = \frac{C\tau}{2} \left( 2 - \frac{(2\omega_L\tau)^2}{1 + (2\omega_L\tau)^2} \right), \quad (5)$$

was einer normalen Lorentzkurve entspricht. Diese Konfiguration wird 0°-Einstellung genannt. Man erhält so also eine Formel für die Intensität der Probe in Abhängigkeit vom angelegten B-Feld.

Zur Berechnung der Lebensdauer schließlich wird das FWHM<sup>5</sup> der Lorentzkurve  $B_{FW}$  verwendet. Bei halber maximaler Intensität ergibt sich

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



**Abbildung 3:** Lorentzkurve, welche die sichtbare Intensität (beliebige Skalierung) in der Beobachtungsrichtung '0°' wiedergibt

<sup>3</sup> $\sin(x) = \frac{1}{2i} [\exp(ix) - \exp(-ix)]$

<sup>4</sup> $\sin(x)^2 + \cos(x)^2 = 1$

<sup>5</sup>'Full width at half maximum' - '(volle) Halbwertsbreite', zu deutsch: Breite der Funktion auf halber Höhe

## 2.3 Hanle-Effekt: Quantenmechanische Erklärung

Zur Erklärung des Phänomens mittels quantenmechanischer Überlegungen spricht man vom Vorgang der **Resonanzfluoreszenz** durch Interferenz sich überlagernder Zustände. Dieser Interferenzeffekt zeigt sich, sofern mehrere Atomzustände auf selbem Energieniveau liegen. Die Entartung wird erst durch Anlegen eines (äußeren) Magnetfeldes aufgehoben, welches Zustände zu unterschiedlicher Drehimpulsorientierung zu trennen vermag. Die dazu notwendigen theoretischen Grundlagen liefert der Zeeman<sup>6</sup>-Effekt, welcher hier nicht explizit diskutiert, aber auf den in Teilen zurückgegriffen wird (vgl. hierzu z.B. [De10] Kap. 5.2, [Co09] Band 2, insbesondere Kap. 7.7).

### 2.3.1 Einführung

Bekannt ist der Hanle-Effekt als Spezialfall eines allgemeineren Phänomens, dem sogenannten “level-crossing”. Es kann bei passendem äußerem Magnetfeld zur Entartung der Energieniveaus zu verschiedenen  $m_J$ -Quantenzahlen kommen. Dadurch entstehen bei Resonanzfluoreszenz Interferenzeffekte. Der Hanle-Effekt ist der Spezialfall des level-crossings beim Magnetfeld  $B = 0$ . Ohne äußeres Magnetfeld sind die betrachteten Zeeman-Niveaus energetisch entartet - durch Anlegen eines äußeren Feldes wird diese Entartung aufgehoben.

Zu dieser Entartung kann es ebenfalls kommen, wenn aufgrund der Energieaufspaltung bei steigendem Magnetfeld zwei oder mehr Niveaus von Zuständen mit unterschiedlichen Gesamtdrehimpulsen kreuzen, wobei auch Fein- oder Hyperfeinstrukturaufspaltung eine Rolle spielen kann.

Die entarteten Zustände sind energetisch ununterscheidbar. Mit dem Zusammenfallen der Zustände auf die gleiche Energie, können die Niveaus kohärent angeregt werden und bei Abregung kommt es zur Interferenz mehrerer Zustände des selben Atoms. Die beobachtete Intensität ist nun proportional zum Quadrat der Summe der Amplituden  $(A_1 + A_2)^2$ , da es sich um eine kohärente Überlagerung handelt.

Liegt eine hinreichend große Energieaufspaltung vor, können alle Niveaus verschiedener Quantenzahl  $m_J$  unabhängig voneinander angeregt, bzw. abgeregt werden. Die resultierende Gesamtintensität ist dann proportional zur Summe der quadrierten Intensitäten  $A_1^2 + A_2^2$ , was einer nicht-kohärenten Überlagerung ohne Interferenzterme entspricht (siehe dazu z.B. [Fe07], Kap. 1).

Die Besonderheit des Hanle-Effektes liegt darin, dass durch das Ausnutzen der Kohärenz die spektrale Auflösung nur durch die natürliche Linienbreite und nicht durch den Dopplereffekt beschränkt ist. Diese ist wiederum direkt mit der Lebensdauer des Zustandes verknüpft (vgl. Kapitel 2.2).

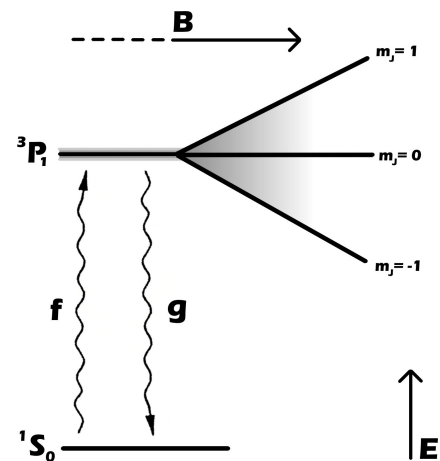


Abbildung 4: Termaufspaltung im Magnetfeld

<sup>6</sup>nach Pieter Zeeman, Niederlande



### 2.3.2 Die Breit-Formel

Zur quantitativen quantenmechanischen Auswertung wird eine allgemeine Formel zur Resonanzfluoreszenz von G. Breit (vgl. 'Quantum Theory of Dispersion' VII §4) und Franken<sup>7</sup> verwendet. Sie gibt an, in welcher Rate Photonen einer linearen Polarisationsrichtung  $\vec{g}$  emittiert werden, wenn die Probe mit Licht, welches in Richtung  $\vec{f}$  polarisiert ist, bestrahlt wird.

Zum Verständnis soll hier eine vereinfachte Herleitung (vgl. 'Interference Effects in the Resonance Fluorescence of 'Crossed' Excited Atomic States', 'Coherence Effects and Resonance Fluorescence') skizziert werden.

Im allgemeinen Fall geht man von einer Reihe verschiedener stabiler Grundzustände  $|m\rangle$  und ebenso mehrerer angeregter Zustände  $|\mu\rangle$  aus. Zu den Zeitpunkten  $t < 0$  befindet sich das System in einem der Grundzustände. Bei  $t = 0$  treffen die eingestrahnten Photonen auf die in der Probe befindlichen Atome. In Dipolnäherung (vgl. z.B. [Ja06]) wird der Hamiltonoperator der Atom-Photon-Wechselwirkung durch  $H_{ep} = -\vec{D} \cdot \vec{E}$  beschrieben, wobei  $\vec{D}$  den Dipoloperator und  $\vec{E}$  den Operator des elektrischen Feldes beschreibt. Der Dipoloperator ist direkt proportional zum Ortsoperator  $\vec{r}$ , er unterscheidet sich von ihm nur um die Konstante der Ladung. Die Richtung des Feldoperators  $\vec{E}$  wird durch die Polarisationsrichtung des eingestrahnten Lichtes  $\vec{f}$  gegeben. Bis auf Konstanten wird der Hamiltonoperator also durch das Produkt  $\vec{r} \cdot \vec{f}$  gegeben.

Die Übergangsmatrixelemente  $f_{ba} = \langle b | \vec{r} \cdot \vec{f} | a \rangle$  beschreiben also die Wahrscheinlichkeitsamplitude eines Übergangs durch Wechselwirkung mit dem Strahlungsfeld von einem Zustand  $|a\rangle$  in einen Zustand  $|b\rangle$ . Für  $t > 0$  befindet sich die Probe also im Zustand<sup>8</sup>

$$|\Psi\rangle = |m\rangle + \sum_{\mu} f_{\mu m} |\mu\rangle e^{(-i\omega_{\mu} + \Gamma_{\mu}/2)t} \quad (6)$$

wobei  $\omega_{\mu}$  die Energie des angeregten Zustandes  $|\mu\rangle$  ist. Die Energie des Ausgangs-Grundzustandes wurde als Nullpunkt der Skala festgelegt. Aufgrund der Wechselwirkung mit der Umgebung - dem Strahlungsfeld - entstehen dissipative Prozesse, die sich durch einen Dämpfungsterm  $\Gamma_{\mu}$  in der nicht mehr unitären zeitlichen Entwicklung äußern. Dabei gilt  $\Gamma_{\mu} = 1/\tau_{\mu}$ , wobei  $\tau_{\mu}$  die Lebensdauer des entsprechenden Zustandes ist.

Die Übergangswahrscheinlichkeit zum Zeitpunkt  $t$ , mit der Photonen der Polarisation  $\vec{g}$  ausgesendet werden, wobei das Atom dabei in einen der Grundzustände übergeht, berechnet sich nun zu

$$R(\vec{f}, \vec{g}, t) = \sum_{mm'} |\langle m' | \vec{r} \cdot \vec{g} | \Psi \rangle|^2 \quad (7)$$

$$= \sum_{mm'} \sum_{\mu\mu'} f_{m\mu} f_{\mu'm} g_{\mu m'} g_{m'\mu'} e^{(i(\omega_{\mu} - \omega_{\mu'}) - \Gamma_{\mu\mu'})t} \quad (8)$$

Hier wird zusätzlich noch über alle möglichen Anfangszustände  $m$  summiert. Außerdem wurde  $g_{mm'} = g_{m'm} = 0$  verwendet ( $g_{ba} = \langle b | \vec{r} \cdot \vec{g} | a \rangle$ ) und die folgende Definition wurde eingeführt  $\Gamma_{\mu\mu'} = \frac{1}{2}(\Gamma_{\mu} + \Gamma_{\mu'})$ . Bei einer Bestrahlung von  $N$  Photonen pro Sekunde ergibt sich (bis auf einen Faktor) die Gesamtrate durch Integration über alle Zeiten  $t > 0$

$$R(\vec{f}, \vec{g}) = N \int_0^{\infty} R(\vec{f}, \vec{g}, t) dt \quad (9)$$

$$= N \sum_{mm'} \sum_{\mu\mu'} \frac{f_{m\mu} f_{\mu'm} g_{\mu m'} g_{m'\mu'}}{\Gamma_{\mu\mu'} - i(\omega_{\mu} - \omega_{\mu'})} \quad (10)$$

Diese Formel wurde von G. Breit 1933 hergeleitet ('Quantum Theory of Dispersion' Gleichung (159)).

<sup>7</sup>Gregory Breit und Peter Franken, Vereinigte Staaten von Amerika

<sup>8</sup>Auf korrekte Normierung wird hier der Übersichtlichkeit halber keinen Wert gelegt



### 2.3.3 Anwendung auf das vorliegende Experiment

Im Versuch wird der Quecksilber-Übergang vom  $^3P_1$  zum  $^1S_0$  Zustand untersucht. Es existiert also nur ein Grundzustand  $^1S_0$ . Der  $^3P_1$  Zustand spaltet im Magnetfeld in drei Terme auf ( $J = 1$ ), die jeweils  $m_J = -1, 0, 1$  entsprechen. Dementsprechend gibt es drei mögliche Übergänge in den Grundzustand. Bei Änderung der Quantenzahl  $m_J$  durch einen Dipolübergang ist das entsprechende Photon zirkular ( $\Delta m_J = \pm 1$ ) bzw. linear ( $\Delta m_J = 0$ ) polarisiert. Im vorliegenden Versuch spielt der  $\pi$ -Übergang mit  $\Delta m_J = 0$  keine Rolle, da lediglich Interferenzen der Zustände zirkularer Polarisation beiträgend sind. Es beschränkt sich also auf nur zwei angeregte Zustände, die den Quantenzahlen  $m_J = \pm 1$  entsprechen. Die Breitsche Formel wird jetzt auf diesen Fall angewendet. Hierzu werden der Grundzustand mit  $a$  und die angeregten Zustände mit  $b$  und  $c$  abgekürzt. Die Summe über  $m$  und  $m'$  enthält also nur den Grundzustand  $a$ , während die Summe über die angeregten Zustände  $\mu$  und  $\mu'$  über  $b$  und  $c$  läuft. Es bleiben also folgende vier Terme übrig

$$R = \frac{|f_{ab}|^2 |g_{ba}|^2}{\Gamma_b} + \frac{f_{ba} f_{ac} g_{ca} g_{ab}}{\Gamma_{bc} - i(\omega_b - \omega_c)} + \frac{f_{ab} f_{ca} g_{ac} g_{ba}}{\Gamma_{bc} - i(\omega_c - \omega_b)} + \frac{|f_{ac}|^2 |g_{ca}|^2}{\Gamma_c} \quad (11)$$

Die Energie eines Zeeman-Niveaus  $\mu$  der Quantenzahl  $m$  beträgt  $\hbar\omega_\mu = g_J \mu_B B m$ . Damit ergibt sich als Frequenzabstand der beiden angeregten Niveaus  $b$  ( $m = -1$ ) und  $c$  ( $m = +1$ )

$$\Delta\omega = \omega_c - \omega_b = 2g_J \mu_B B / \hbar \quad (12)$$

Gleichung (11) hat für schwache Magnetfelder also die Form einer kohärenten Superposition von Resonanzfluoreszenz-Termen

$$R_{koh} \approx |f_{ab} g_{ba} + f_{ac} g_{ca}|^2 \quad (13)$$

Man erkennt, dass für größer werdende Magnetfelder die beiden angeregten Niveaus einen zunehmenden Energieabstand haben. Für  $\Delta\omega \gg \Gamma_{bc}$  werden die beiden mittleren Terme vernachlässigbar und man erhält im Wesentlichen eine nicht-kohärente Überlagerung der einzelnen Resonanzfluoreszenz-Terme, bei der die Interferenz-Terme wegfallen

$$R_{sep} \approx |f_{ab}|^2 |g_{ba}|^2 + |f_{ac}|^2 |g_{ca}|^2 \quad (14)$$

Mit  $A = f_{ba} f_{ac} g_{ca} g_{ab}$  und  $\Gamma = \Gamma_{bc}$  wird Gleichung (11) zu

$$R = R_{sep} + \frac{A}{\Gamma + i\Delta\omega} + \frac{A^*}{\Gamma - i\Delta\omega} \quad (15)$$

$$= R_{sep} + 2\text{Re}(A) \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + \Delta\omega^2} \quad (16)$$

was bis auf Magnetfeld-unabhängige Konstanten wieder einer Lorentzkurve entspricht. Durch die Ersetzung  $\Gamma = 1/\tau$  und Verwendung der Gleichungen (12) und (3) kann man diese auch wieder auf die bekannte Form bringen<sup>9</sup>

$$R = C \frac{1}{1 + (2\omega_L \tau)^2} \quad (17)$$

wieder dem semiklassisch hergeleiteten Ergebnis entspricht<sup>10</sup>.

<sup>9</sup>die für uns uninteressanten Konstanten werden weggelassen, bzw. durch  $C$  repräsentiert

<sup>10</sup>bis auf Addition der unwesentlichen Konstante  $C\tau/2$

## 2.4 Coherence Narrowing & Dampfdruck

Unter '**Coherence Narrowing**' versteht man Effekt, dass ein durch Abregung eines Atomes (des Gases) emittiertes Photon ein weiteres Atom anregt. Unter der Argumentation der semiklassischen Betrachtungsweise des Hanle-Effektes würde das angeregte Atom nun die selbe Präzessionsbewegung ausführen als das ursprüngliche. Dieser Zustand zerfällt schließlich unter Aussendung eines Photons, welches zu dem ursprünglichen phasengleich unter Beibehaltung der gleichen Richtung und Polarisierung ausgesendet wird. Bei hinreichend großem Streuquerschnitt und nicht zu geringen Dichten kann dieser Prozess ebenso mehrfach auftreten.

Dadurch dass das reemittierte Photon nicht von dem ursprünglichen zu unterscheiden ist, erscheint die Lebensdauer des zu untersuchenden Zustandes länger.

Die Beeinträchtigung durch diesen Effekt lässt sich allerdings eliminieren. Es wird die Lebensdauer für mehrere Dichten der Gasphase bestimmt und anschließend gegen eine Dichte von  $0 \text{ kg/m}^3$  extrapoliert. Dadurch erhält man eine durch 'coherence narrowing' unverzerrte Lebensdauer.

Da die Dichte allerdings keine messbare Größe des Systems darstellt, muss der Umweg über andere Größen gegangen werden. Die (scheinbare) Verlängerung der Lebensdauer hängt exponentiell von der Temperatur ab und linear vom Druck des Systems. Erstere Größe lässt sich direkt messen, der **Druck des Quecksilberdampfes** kann aus der Temperatur über folgende empirische Formel bestimmt werden:

$$\ln(p/p_c) = (T_c/T) (a_1 T_r + a_2 T_r^{1,89} + a_3 T_r^2 + a_4 T_r^8 + a_5 T_r^{8,5} + a_6 T_r^9) \quad (18)$$

Mit  $T_r = 1 - T/T_c$ . Die Wahl der Exponenten stützt sich sowohl auf theoretische Annahmen, als auch auf numerische Modelle tatsächlicher realer Gase. Der letztlichen Gleichung liegt eine Zusammenschau valider Dampfdruckexperimente mit Quecksilber zugrunde, welche in einem gemeinsamen Datensatz dieser Fitfunktion angepasst wurden.

Die Koeffizienten und Konstanten dieser Formel finden sich im Anhang.

### 3 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau besteht aus dem Hanle-Experiment selbst - dies sind die optischen und magnetfelderzeugenden Komponenten - und der Steuer- und Auswerteelektronik. Im Folgenden werden die einzelnen Bestandteile näher ausgeführt, beginnend mit den in Abbildung 5 dargestellten Elementen.

#### 3.1 Hanle-Komponenten

Der Hanle-Effekt soll anhand des durch Licht der Wellenlänge 253,7 nm angeregten  $^3P_1$  Zustandes von Quecksilber bestimmt werden. Zu diesem Zweck muss Licht derselben Wellenlänge verwendet werden. Da dieser Übergang auch mit einer Anregung durch elektrische Entladung zustande kommen kann, wird im Versuch eine **Quecksilberdampf-Niedrigdrucklampe (QL)** mit einer hochfrequenten Hochspannung verwendet. Diese Art des Leuchtmittels stellt eine günstige Art der Erzeugung von ultravioletter Strahlung dar, auch heute findet dieses Prinzip in Kaltkathodenröhren<sup>11</sup> Verwendung, welche durch entsprechende Beschichtungen im sichtbaren Bereich fluoreszieren können oder im Fall von Schwarzlichtlampen sichtbares Licht absorbieren. Der dominante Übergang des Quecksilbers ist allerdings derjenige des Singletts  $^1P_1$  nach  $^1S_0$  mit einer Wellenlänge von 184,5 nm. Dieser wäre aufgrund der Lichtausbeute der geeignetere, jedoch ist dessen Lebensdauer sehr kurz und Materialien dieses tiefen UV-Transmissionsbereichs sind sehr teuer<sup>12</sup>.

Die Spektrallampe wird durch einen Lüfter gekühlt, da die Intensität stark temperaturabhängig und ein konstantes Signal von enormer Wichtigkeit für einen stabilen Versuchsbetrieb ist.

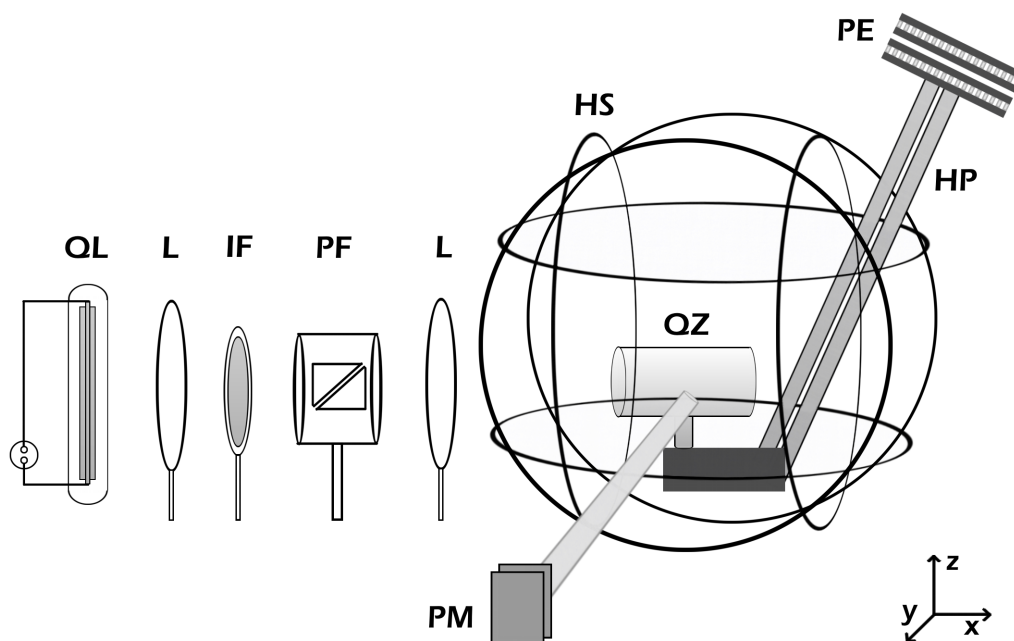


Abbildung 5: Schematische Darstellung der Komponenten des Versuches

Der Strahlengang wird durch zwei **Linsen (L)** fokussiert. Zur Selektion der passenden Wellenlänge wird ein **Interferenzfilter (IF)** des Durchlassbereichs von  $(255 \pm 5)$  nm FWHM verwendet. Zur Wahl der Polarisationsrichtung steht ein doppelbrechender **Polarisationsfilter (PF)** zur Verfügung. Da dieser nicht paraxial eingeklebt wurde, befindet sich der Nullpunkt nicht genau auf dem Nullteiler der Skala.

<sup>11</sup> umgangssprachlich: Neonröhren, auch wenn diese eben kein Neon enthalten

<sup>12</sup> normales Glas mit einem Anteil von 75 % Siliziumdioxid ist intransparent für UV-Licht (weshalb man hinter Glasscheiben keinen Sonnenbrand bekommen kann). Je höher die Reinheit in  $\text{SiO}_2$ , umso breiter wird der Transmissionsbereich, bis zu etwa 185 nm

Das Herzstück des Versuches bildet die **Quecksilberdampf-Resonanzzelle(QZ)**. Diese besteht aus einem Quarzglas Kolben von 3,5 cm Durchmesser, in deren Boden eine Vertiefung eingelassen wurde, in welcher sich das flüssige Quecksilber sammelt.

Die Kühlung besteht aus vier **Peltierelementen(PE)**<sup>13</sup>. Die Funktionsweise ist durch den ebenso benannten Effekt beschrieben. Peltierelemente bestehen aus zwei verschiedenen Halbleitern mit unterschiedlichen Austrittsarbeiten der Elektronen aus dem Leitungsband. Kommen diese in Kontakt, so verlieren Elektronen, welche aufgrund einer angelegten Spannung das System durchfließen, wahlweise an Energie oder gewinnen diese hinzu, abhängig davon, in welcher Richtung die Potentialbarriere überschritten wird. Da (kinetische) Energie in direkter Relation zur Temperatur steht, erwärmt sich einer der Komponenten, beziehungsweise die andere kühlt sich ab.

Um eine möglichst tiefe Temperatur zu erreichen wird die sich erwärmende Seite mit Kühlwasser aus der Hausversorgung zusätzlich abgekühlt. Darüber hinaus würde ihr Versorgungsstrom ein zu großes Störfeld verursachen, weshalb die Peltierelemente möglichst weit entfernt von der Zelle platziert wurden. Der Wärmetransport zu dieser findet über sogenannte **Heat-Pipes(HP)** statt. Diese enthalten Freon als Kühlmittel, mit welchem der Wärmetransport durch Verdampfen am unteren und Kondensation am oberen Ende des Rohres geschieht. Einem isolierten Kupferblock wird so die Wärme entzogen. Dieser umschließt die 'Nase' der Quecksilberdampfzelle. Den Kontakt stellt Öl als Wärmeleitflüssigkeit her.

Drei Paare von **Helmholtz-Spulen(HS)**<sup>14</sup> mit 56 Windungen umgeben die Zelle. Mit zweien werden vorherrschende Magnetfelder in den beiden zur Strahlführung senkrechten Richtungen kompensiert. Das verbleibende Paar dient zum Durchfahren des Feldes, welches die Zeeman-Aufspaltung herbeiführt und so das Hanle-Signal generiert. Die Spulenanordnung umschließt ein lichtundurchlässigen Kasten.

Wie Abbildung 5 andeutet, wird das Fluoreszenzsignal orthogonal zur Einstrahlrichtung durch einen **Photomultiplier(PM)** erfasst. Da dieser ebenfalls Störfelder generieren würde, befindet sich dieser ebenfalls außerhalb. Ein innenpoliertes Aluminiumrohr fungiert als Lichtleiter zu diesem hin.

## 3.2 Elektronik

Die Quecksilberdampfampe wird durch einen Hochspannungs-Hochfrequenz-Generator versorgt, dessen Spannung in fünf Stufen regelbar ist. Der Schalter der Heizwendel befindet sich auf dem selben Panel.

Zum Betrieb der Peltierelemente kommt ein Netzteil zur Anwendung, maximaler Strom 7,5 A.

Ein weiteres Netzteil versorgt die Helmholtzspulen. Jedes Paar kann separat eingestellt werden. Die y- sowie die z-Richtung dient zur **Kalibration**. Der Strom für die x-Richtung (Feld in Einstrahlrichtung) kann durch einen Schalter wahlweise intern durch einen Drehregler, wie die anderen beiden Ausgänge auch, gesteuert werden oder durch ein externes Signal, wobei Spannung im Verhältnis 1:1 in einen entsprechenden Strom bis maximal 1 A(!) im Betrag umgesetzt wird.

Im Versuch wird dieses durch einen **Rampengenerator** erzeugt. Es lässt sich die Richtung und Dauer der Rampe sowie die Höhe ( $U_{max}$ ) einstellen. Durch betätigen des RUN-Hebels wird eine Spannung von  $-U_{max}$  bis  $U_{max}$  durchfahren<sup>15</sup>.

Spannungsversorgung und Amperemeter des Photomultipliers befinden sich auf dem selben Einschub des Racks. Vom Strom, welcher zu messende in den Eingang gespeist wird, kann durch den Regler 'Suppression' ein Konstantwert abgezogen werden, sodass sich relevante Änderungen auf den gesamten Messbereich ausdehnen können. Der gemessene Strom wird auf dem Ausgang als Spannungssignal ausgegeben.

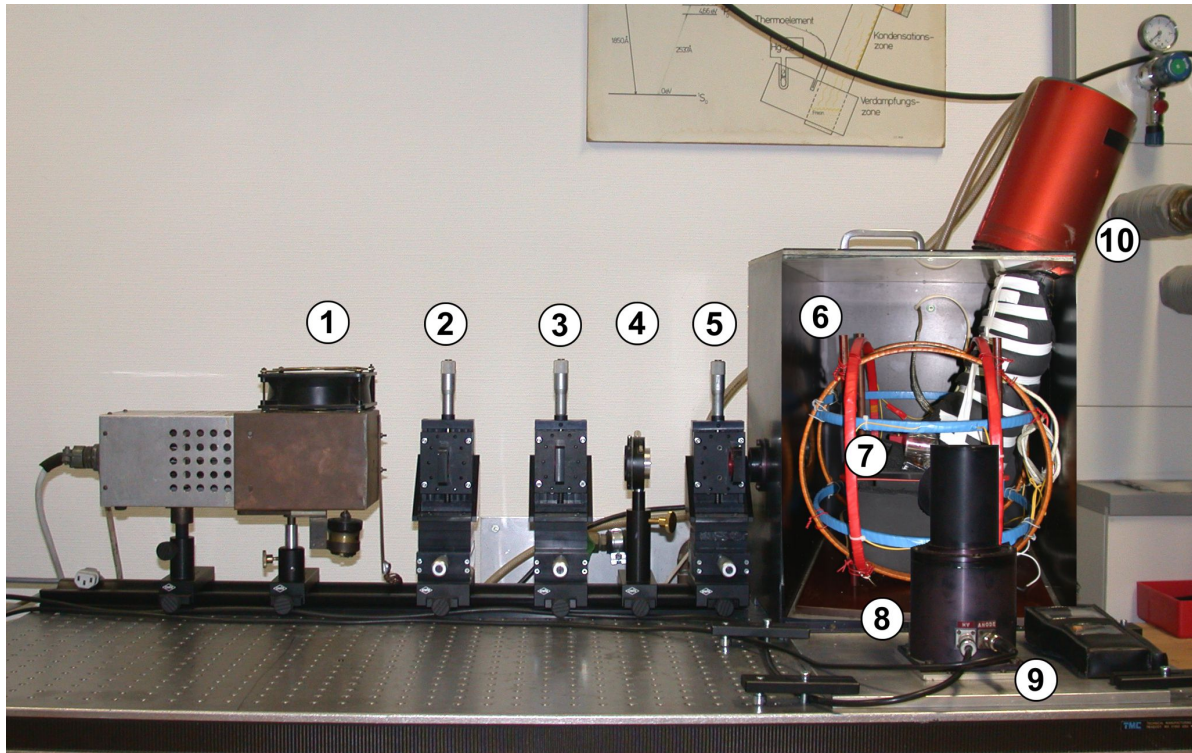
Ein **Speicheroszilloskop** zeichnet sowohl die Spannung auf, welche der Rampengenerator ausgibt, als auch das Hanle-Signal - die Intensitätsschwankungen des Photomultipliers, gemessen über das Amperemeter.

Das Oszilloskop kann über einen **Computer** per Software ausgelesen werden.

<sup>13</sup>nach Jean Peltier, Frankreich

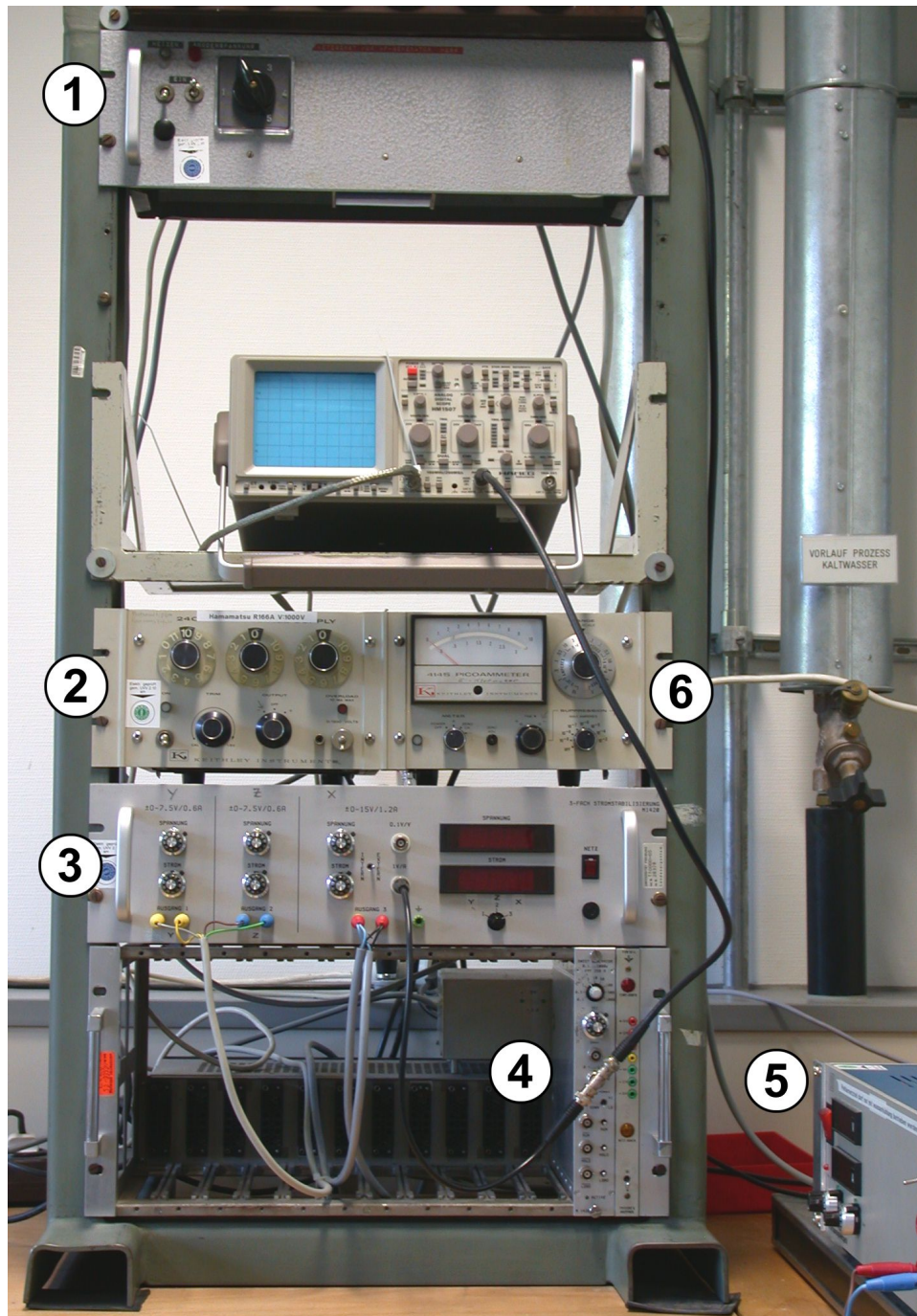
<sup>14</sup>nach Hermann von Helmholtz, Deutschland

<sup>15</sup>Es lassen sich für den Hub auch Spannungen jenseits von 1 V einstellen, wobei diese natürlich nicht mehr durch das Netzgerät der Spulen umgesetzt werden können, aufgrund der Limitation auf 1 A



**Abbildung 6:** Versuchsaufbau zum Hanle-Effekt: 1) Hg-Lampe 2) und 5) Linsen 3) Interferenzfilter 4) Polarisator 6) Helmholtz-Spulen 7) Hg-Zelle 8) Photomultiplier 9) Temperaturmessgerät 10) Peltierkühlung





**Abbildung 7:** Rack: 1) Netzgerät der Hg-Lampe 2) Photomultiplier-HV 3) Netzgerät der Helmholtz-Spulenpaare 4) Rampengenerator 5) Netzgerät der Peltier-Elemente 6) Verstärker des Photomultiplier

## 4 Aufgabenstellung

Die Agenda umfasst die wichtigen Kernpunkte, welche im folgenden gelistet werden. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit die als '(optional)' gekennzeichneten Aufgaben zu erfüllen<sup>16</sup>.

- Führen Sie eine Kalibration der Helmholtzspulen durch
- Nehmen Sie Messreihen der Breite der Hanle-Kurve auf
  - für die Polarisatoreinstellung  $90^\circ$  bei steigender Temperatur
  - für die Polarisatoreinstellung  $0^\circ$  bei steigender Temperatur
  - (optional) für  $90^\circ$  und  $0^\circ$  auch bei fallender Temperatur
- Tragen Sie zu diesem Zweck das Hanle-Signal gegen das angelegte Magnetfeld auf
- Nehmen Sie für die Polarisatoreinstellung  $45^\circ$  das Hanle-Signal als Dispersionskurve auf und bewerten Sie Ihre Messungen qualitativ
- (optional) Tragen Sie die Intensitäten gegen die gemessene Temperatur auf und verbessern Sie damit die Qualität Ihrer Daten

- 
- Bestimmen Sie die Lebensdauer des  $^3\text{P}_1$ -Zustandes von Quecksilber durch Extrapolation
    - einer Geraden gegen einen Druck von 0 Pa
  - (optional) Führen Sie eine Bestimmung der Lebendauer auch für die  $45^\circ$ -Messreihe durch
- 

---

<sup>16</sup>Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen: Unter Verwendung eines Frameworks wie beispielsweise 'root', welches auf Basis von Makros arbeitet, erhöht sich der Aufwand ungleich weniger als wenn jeder Fit einzeln durchgeführt werden muss



## 5 Versuchsdurchführung

### 5.1 Vorbereitung

Bevor der Versuch begonnen wird, müssen die notwendigen Geräte in Betrieb genommen werden. Die Einstellungen im Detail finden sich, falls notwendig, im Anhang; an dieser Stelle sollen nur die notwendigen Hinweise gegeben werden. Es sind deren zwei:

**Stellen Sie das Netzteil der Peltierelemente vor dem Aus- und Einschalten immer auf 0 A zurück.** Der Maximalstrom zur Kühlung beträgt  $\approx 7,5$  A.

**Vorsicht! Betreiben Sie die Peltierelemente niemals 'trocken'!**

Vor Inbetriebnahme der Peltierkühlung ist die Wasserkühlung (Einheit mit Pumpe und Radiator) einzuschalten, hierzu müssen die zwei Hähne der Hauswasserversorgung für Vor- und Rücklauf des Kühlwassers geöffnet werden. Der grüne Knopf an der Kühleinheit startet das System.

Der Abkühlvorgang dauert etwa 1,5 h, mitunter auch länger. Die vom Temperatursensor angezeigte Minimaltemperatur beträgt  $-12^{\circ}\text{C}$  bis  $-15^{\circ}\text{C}$ .

### 5.2 Geräteeinstellungen

Zur Einstellung der Empfindlichkeit des **Amperemeters**, welches den Strom des Photomultipliers verstärkt und als Spannungspegel ausgibt, ist abzuwägen zwischen Dynamik und Präzision. Da das Hanle-Signal in seiner Ausprägung nur einige Prozent der Gesamtintensität ausmacht, muss eine Untergrundunterdrückung durchgeführt werden. Dies geschieht mittels Subtraktion eines konstanten Stromes vom Eingangsstrom. Auf dem zum Photomultiplier gehörenden Bedienpanel kann diese Justierung durch Einstellen der 'suppression' geregelt werden, indem zuerst eine grober Bereich gewählt und anschließend mit dem links daneben liegenden kleinen Drehwählschalter die Feinskalierung nachgestellt wird. Nun kann der Messbereich des Amperemeters durch Wahl der passenden 'full scale range' eingestellt werden. Der proportionale Messbereich geht über die Analoganzeige in beide Richtungen hinaus. Das Verlassen des linearen Operationsbereichs wird deutlich sichtbar durch Deformation des Hanle-Signals.

Die Problematik liegt darin begründet, dass sich die Gesamtintensität des Signals mit steigender Temperatur ebenfalls (linear) erhöht. Wird die Hanle-Kurve auf den gesamten Bereich der Anzeige gestreckt, so kann dies bestmöglich in seiner Form erfasst werden, allerdings ist es dann notwendig ständig den Kompensationsstrom nachzuregeln, damit das Signal nicht den Messbereich verlässt. Da keine Möglichkeit zum Bestimmen der Absolutgröße des Kompensationsstromes besteht, gehen durch diese Prozedur Anhaltspunkte über Temperatur in der Zelle *verloren*.

(optional) Da die Intensität, wie erwähnt, proportional zur Temperatur des Quecksilberdampfes ist, kann jene dazu verwendet werden, den Aufwärmvorgang mit dem von dem im Kühlblock befindlichen Sensor ausgegebenen Wert abzugleichen. Justieren Sie, falls Sie von dieser Möglichkeit Gebrauch machen wollen, das Amperemeter so, dass bei der tiefsten Temperatur das Hanle-Signal ein Drittel bis maximal der Hälfte des Messbereichs überstreicht, welcher eher zu grob als zu fein eingestellt sein sollte, sodass zu großen Intensitäten hin genügend Raum bleibt. Bei Beginn der Messreihe sollte der Zeiger am linken unteren Ende der Skala liegen.

Das **Oszilloskop** verfügt über eine beschränkte Auflösung der Kanäle. Dies ist in so fern relevant, als dass darauf geachtet werden muss, dass die Anzeige der Spannung des Rampengenerators größtmöglich gestreckt werden sollte. Da zur Auswertung das Hanle-Signal gegen das angelegte Magnetfeld<sup>17</sup> aufgetragen werden muss, ist durch diese Wahl im Wesentlichen die Anzahl an Punkten auf der x-Achse gegeben.

<sup>17</sup>i.e. der Strom in x-Richtung, definiert durch die Rampe

### 5.3 Kalibration der Magnetfelder

Es ist bei diesem Versuch von höchster Wichtigkeit, vorhandene Magnetfelder durch Überlagerung mit einem Gegenfeld zu eliminieren. Jeder störende magnetische Fluss führt zu systematischen Fehlern, welche die Messung stark beeinträchtigen. Die Helmholtzspulenordnung dient zur Eliminierung der Störfelder. Mit Hilfe des dazu gehörigen Netzeiles lassen sich die Kompensationsströme in y- und z-Richtung regeln. Für die Justierung muss der Wählschalter des x-Stromes auf 'intern' gestellt werden. In der eigentlichen Messung wird der Rampengenerator diesen Strom kontrollieren, die Stellung lautet dann 'extern'.

Falls Sie das 90°-Signal (Minimum bei  $B = 0$ ) direkt finden, können Sie sofort zur Feineinstellung übergehen. Falls nicht empfiehlt sich die Kalibration über das **0°-Signal**:

1. Alle Ströme auf 0 A setzen
2. Suchen Sie das 0°-Signal, indem Sie den Polarisator verstellen und sich regelmäßig Signale mit durchfahrender Rampe anzeigen lassen
3. Stellen Sie den Strom konstant auf  $I_x = 1$  A (Schalter auf *intern* stellen)
4. Verändern Sie die Felder in y- und z-Richtung so, dass sich die Intensität minimiert
5. Versuchen Sie durch Feineinstellung des Polarisators, dass das Signal so symmetrisch wie möglich wird
6. Die Schritte 3-5 können bei Bedarf einige Male iteriert werden
7. Notieren Sie die 0°-Stellung des Polarisators und drehen Sie diesen um 90° weiter, es sollte jetzt das 90°-Signal zu erkennen sein. Auch dieses sollte symmetrisch sein, ansonsten muss die Polarisatortoreinstellung korrigiert werden.

Für die **'90°'-Position** unternehmen Sie folgende Schritte:

1. Alle Ströme auf 0 A setzen
2. Den Polarisator so einstellen, dass die Intensitäten bei  $I_x = 1$  A und  $I_x = -1$  A gleich sind<sup>18</sup>
3. Strom für die x-Richtung so einjustieren, dass die Intensität minimal wird (das Minimum des Hanle-Signals)
4. Strom für die z-Richtung ebenfalls auf minimale Intensität einstellen
5. Strom für die x-Richtung auf 1 A setzen. Strom für das y-Feld auf minimale Intensität einjustieren
6. Die Schritte 3 bis 5 wiederholen

Die Justierung des Feldes in y-Richtung gestaltet sich mit dem bloßen Auge sehr schwierig und gelingt nur grob innerhalb großer Toleranzen.

Verwenden Sie optional zur Feineinstellung das auf dem Computer vorhandene root-Skript, welches die Hanle-Kurve direkt numerisch auswerten kann. Führen Sie in dem durch obiges Vorgehen eingeschränkten Wertebereich für die y-Komponente eine Messreihe durch, bei welcher Sie in selbst gewählten Schritten das Intervall durchfahren. So finden Sie den Wert, bei welchem die *Breite* der Hanle-Kurve minimal wird<sup>19</sup>. Dies ist der Punkt an welchem externe Felder bestmöglich ausgeglichen wurden.

Es ist von Wichtigkeit die Kalibration bei jeder Messreihe zu wiederholen, um so auf eventuelle Störfelder durch andere Geräte im Gebäude reagieren zu können. Im Grunde kann die Justage bei jeder Temperatur durchgeführt werden, bei konstant(!) tiefer Temperatur gelingt diese jedoch besser.

<sup>18</sup>Zur Vereinfachung: internen Strom auf 1 A und externen durch Rampengenerator auf  $-1$  A setzen, dann lässt sich durch Umlagen des Hebels schnell hin- und herschalten.

<sup>19</sup>Anmerkung: jedes noch vorhandene Feld verbreitert nur die Kurve, schmaler als bei vollständiger Abwesenheit von Störfeldern wird sie nicht

## 5.4 Messung und Auswertung

Ziel ist es, den Effekt der Verminderung der Breite der Resonanzkurve durch den Effekt des Coherence Narrowings weitgehend auszuschalten. Es muss folglich eine Messreihe für diverse Temperaturen durchgeführt werden und aus der Analyse der von eben dieser abhängigen Breite der Lorentzkurve durch Extrapolation gegen den absoluten Nullpunkt die wahre Lebensdauer gefunden werden.

Nach der erforderlichen Kalibration der Kompensationsmagnetfelder können die Hanle-Kurven aufgenommen werden. Der Rampengenerator generiert einen linear ansteigenden Spannungspegel, welchen das regelbare Netzteil in einen Spulenstrom gleicher Größe des Zahlwertes übersetzt. Dadurch wird der magnetische Fluss in x-Richtung in der Quecksilberdampfzelle von negativen zu positiven Werten durchfahren und es entsteht der typische lorentzkurvenförmige Verlauf durch die Resonanzfluoreszenz. Eine exemplarische Messung zeigt Abbildung 8.

Um die Lebensdauer des  $^3\text{P}_1$ -Zustandes zu bestimmen, muss die Breite der Kurve (FWHM) ermittelt werden. Dazu muss eine Lorentzfunktion an den Verlauf der Intensität angepasst werden.

Zur Umrechnung des sich aus der Messung ergebenden Stromes<sup>20</sup> in Größen des magnetischen Flusses, oder der Zerfallszeit, werden zwei Möglichkeiten vorgeschlagen:

1. Durch gleichzeitiges Aufnehmen von Strom und Intensität am Oszilloskop ist es möglich, letztere gegen den Spulenstrom in x-Richtung aufzutragen. Dies ist nur dann sinnvoll, wenn der Hub mit hinreichender Präzision gemessen wurde. Falls in diesem Sinne nicht genügend Werte auf der Abszisse existieren würden, empfiehlt sich die nachfolgende Methode.
2. Es wird mit einem linearen Fit der Hub der Rampe (in Strom pro Zeit) ermittelt. Durch diesen Faktor lässt sich die aus dem Fit resultierende Breite der Kurve in Einheiten der Zeit in einen Strom umrechnen.

In beiden Fällen wird aus dem Strom durch einen Kalibrationsfaktor der entsprechende magnetische Fluss berechnet. Dieser Zahlwert hängt von der Geometrie der Spulen ab und liegt bei

$$3,363 \cdot 10^{-4} \frac{\text{T}}{\text{A}}$$

Die erzeugten Magnetfelder sind also sehr schwach. So ist es auch ersichtlich, dass die zuvor durchgeführte Kalibration präzise bewerkstelligt werden muss, denn die Zeeman-Aufspaltung durch das Erdmagnetfeld genügt schon, um die Entartung der Energieniveaus weit genug aufzuheben, als dass bei Durchfahren des Magnetfeldes (in nur einer Raumrichtung) keine sinnvollen Messungen möglich sind.

Anschließend kann mit dem Wert des FWHM die Lebensdauer bestimmt werden nach

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

— (optional) —

- Bei Verwendung von Methode 1 gibt die Position des Extrempunktes der Hanle-Kurve die Stärke des unkorrigierten Feldes in x-Richtung an. Dieser Wert sollte über die Dauer des Versuchs konstant bleiben. Falls nicht, ist dies ein Indiz dafür, dass sich das umgebende Magnetfeld geändert hat.
- Ermitteln Sie aus der Schwankung der gemessenen Intensität einen Fehler auf die Funktionswerte des Datensatzes, um den Fit der Lorentzkurve zu verbessern. Schätzen Sie diesen Wert eventuell auch ab.

---

<sup>20</sup>genau genommen der Spannung des Rampengenerators - es sei angenommen, dass dessen Spannung in Volt 1:1 in einen Strom in Ampere übersetzt wird

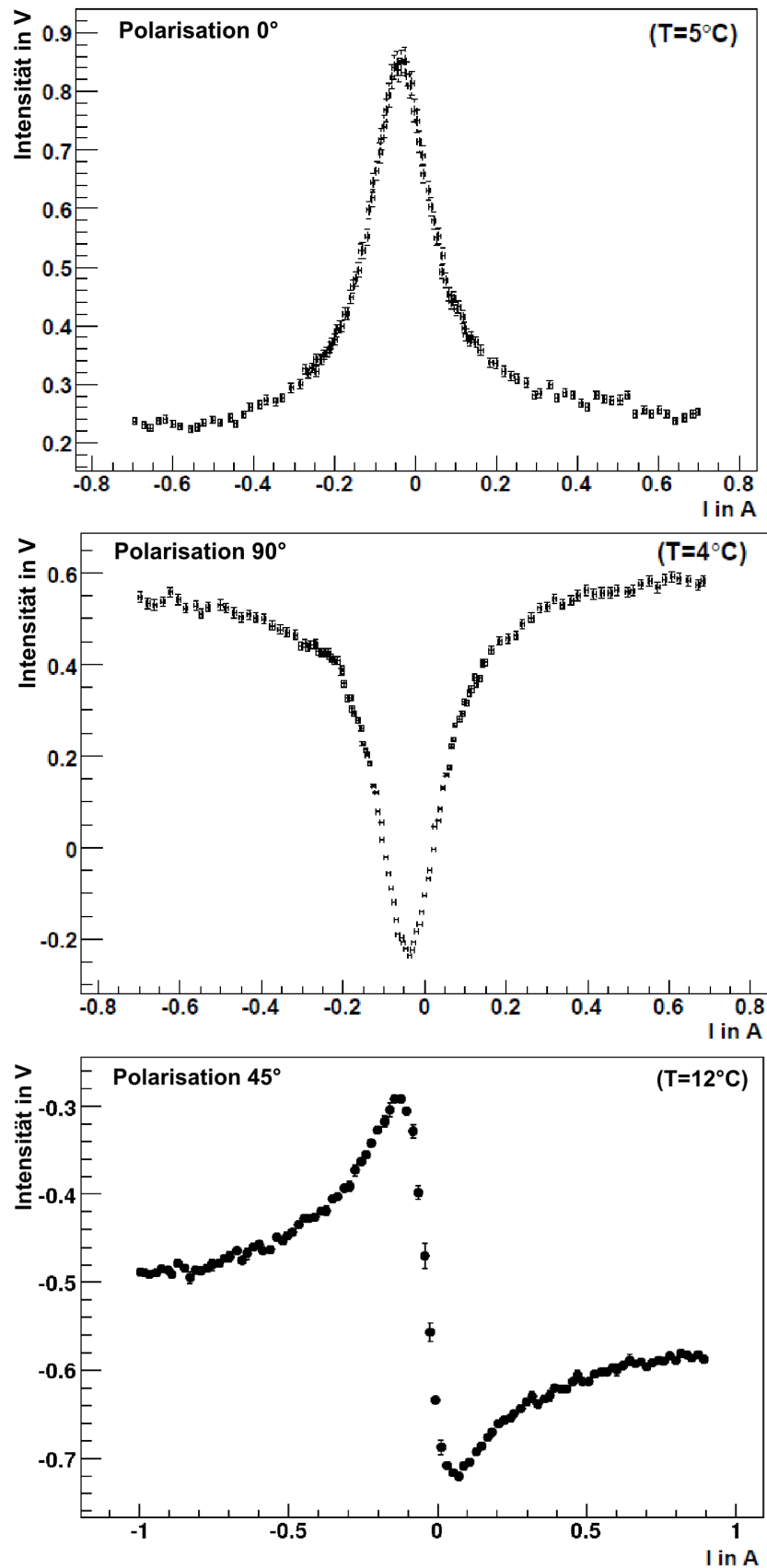
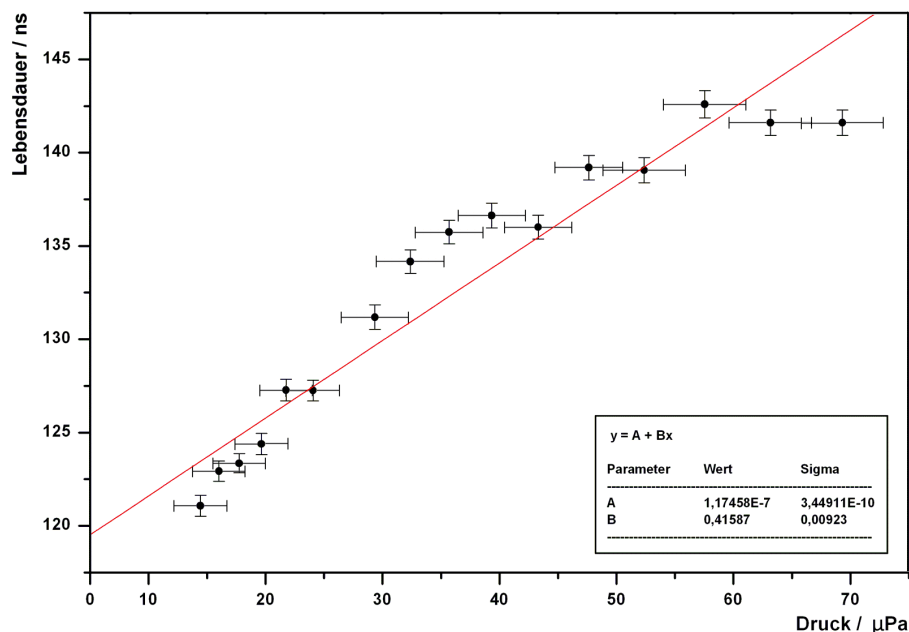


Abbildung 8: Hanle-Signale in Abhängigkeit des Spulenstromes für verschiedene Temperaturen und Polarisatoreinstellungen



**Abbildung 9:** Extrapolation der Lebensdauer gegen einen Druck von 0 Pa in der Polarisatorstellung '90°'

Für jeden Temperaturwert einer Messreihe wird diese Lebensdauer bestimmt. Schließlich ergibt eine Extrapolation die natürliche Lebensdauer. Abbildung 9 zeigt dies beispielhaft für einen Datensatz eines Aufwärmvorgangs.

Es sollen mindestens zwei Messreihen einer Erwärmung in kleinstmöglichen Temperaturschritten aufgenommen werden

- in der Polarisatorstellung '0°'
- in der Polarisatorstellung '90°'

Nehmen Sie zusätzlich für einige ausgewählte Temperaturen Dispersionskurven bei einer Polarisatorstellung von '45°' auf und beurteilen Sie diese qualitativ.

— (optional) —

- Nehmen Sie während des Abkühlvorgangs ebenfalls jeweils einen Datensatz auf und werten Sie diesen analog aus.
- Fertigen Sie eine Messreihe in der Polarisatorstellung '45°' an und werten Sie diese durch die Funktionsanpassung einer Dispersionskurve aus.
- Aus dem Fit erhalten Sie zusätzlich die Grundintensität für hinreichend große Felder. Falls Sie den Strom der 'suppression' oder den Messbereich nicht nachgeregelt haben, gibt Ihnen jene eine Information über die Temperatur der Zelle. Da der Kupferblock, in welchem sich der Sensor befindet, schneller auf Temperaturänderungen reagiert, entsteht eine gewisse 'Hysterese' zwischen angezeigter und tatsächlicher Temperatur der Zelle. Indem Sie die Intensität gegen den vom Sensor ausgegebenen Wert auftragen, können Sie die Korrekturen an Ihren Daten vornehmen, beziehungsweise Fehler besser abschätzen. Im Anhang befindet sich eine Grafik zur Illustration.

Die Extrapolation auf die natürliche Lebensdauer soll auf folgende Art geschehen:

1. Durch den Fit einer linearen Funktion an einem Datensatz, in welchem die Lebensdauer gegen den Druck aufgetragen wird. Ihr Schnittpunkt mit der y-Achse gibt die vom Effekt des 'Coherence Narrowings' befreite Lebensdauer an.

Zur Berechnung des Dampfdruckes von Quecksilber aus der Temperatur wird die im Theorieteil vorgestellte Formel verwendet. Zur Vereinfachung können die *Koeffizienten* als fehlerlos angenommen werden.

---

— (optional) —

- Führen Sie eine korrekte Fehlerfortpflanzung durch. Verwenden Sie die im Anhang befindliche Kovarianzmatrix<sup>21</sup>.
- Um eine untere Grenze für den Fehler der Lebensdauer abzuschätzen können mehrere Signale bei der selben Temperatur aufgenommen werden. Nach der Auswertung kann die Schätzung der Standardabweichung des Mittelwertes als untere Grenze des Fehlers angenommen werden, falls die Anzahl der Messungen nicht zu gering war ( $N > 10$ ).

---

Der Literaturwert für die Lebensdauer des  $^3\text{P}_1$ -Zustandes beträgt  $(119 \pm)$  ns.

---

<sup>21</sup>Seien Sie bitte nicht vom Resultat überrascht.

## 6 Anhang

### 6.1 Zustände

Untersucht werden soll die Lebensdauer des Übergangs des Zustandes  $6s6p\ ^3P_1$  nach  $6s^2\ ^1S_0$ .

In dieser aus der Atomphysik stammenden Notation werden die Quantenzahlen  $(n, l, m)$  der Einelektronenzustände, d.h. Hauptquantenzahl  $n$ , Drehimpuls  $l$  und Größe des projizierten Drehimpulses  $m$  der Valenzelektronen angegeben (abgeschlossene Schalen tragen, da sich die Einzeldrehimpulse immer zu Null addieren, nur in so fern bei, als dass diese die niedrigst mögliche Hauptquantenzahl festlegen). In der Schreibweise

$$n\ l\ ^{2S+1}L_J$$

benennen  $n$  und  $l^k$  die Hauptquantenzahlen und Bahndrehimpulse des Mehrelektronensystems, wobei  $k$ -fache Mehrfachbesetzung des gleichen Zustandes durch eine Potenz dargestellt wird.

$L = \sum l_i$  bezeichnet die Summe der Projektionen der Bahndrehimpulse der Elektronen; die Summe der Einzelspins  $S = \sum s_i$  steht im Exponenten in Form der sogenannten Multiplizität  $2S + 1$ , welche die Anzahl an Zuständen ('Linien') angibt, welche sich durch Kombination von  $\vec{L}$  und  $\vec{S}$  zu  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$  erreichen lassen. Die Zusammensetzung des Gesamtdrehimpulses  $J$  steht im Index; es sind Werte von  $|\vec{L} - \vec{S}| \leq J \leq |\vec{L} + \vec{S}|$  möglich.

Jeweils inkrementiert um  $1\hbar$ , beginnend mit  $S \hat{=} 0\hbar$ , werden die zu den Drehimpulsen gehörigen Orbitale mit  $S, P, D, F, \dots$ <sup>22</sup> bezeichnet. Die Verwendung dieses Termschemas fußt auf der Annahme, dass die Kopplung der Einzeldrehimpulse  $l_i, s_i$  jeweils untereinander groß gegenüber der Kopplung der Drehimpulse einzelner Elektronen  $j_i = l_i + s_i$  ist. Diesen Fall bezeichnet man mit *Spin-Bahn-Kopplung*<sup>23</sup>. Bei allen leichten Atomen ist diese Prämisse gut erfüllt.

Siehe hierzu z.B. [Demtröder3] Kap. 6.

### 6.2 Landé-Faktor

In der Atomphysik ist die Verwendung des Bohr'schen<sup>24</sup> Magnetons  $\mu_B = (e\hbar)/(2m)$  üblich - des magnetischen Momentes eines Elektrons, welches den Proportionalitätsfaktor von magnetischem Moment  $\vec{\mu} = \mu_B \vec{L}/\hbar$  und dem ihm zugrunde liegenden Drehimpuls darstellt.

Der Gesamtdrehimpuls  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$  setzt sich jedoch aus Bahn- und Spinanteil zusammen. Um sich weiter in Größen des Bohr'schen Magnetons ausdrücken zu können, bedarf es einer zusätzlichen Proportionalitätskonstante, dem Landé<sup>25</sup>-Faktor  $g_J$ . Ursache ist das anomale magnetische Moment des Spins  $g = 2,002319304 \approx 2$ , da dieser ein doppelt so großes Moment besitzt wie ein gleich großer(!) Bahndrehimpuls. Dies führt zu unterschiedlichen Skalierungen des Magnetons vermöge unterschiedlicher Spin- und Bahndrehimpulsanteile, so dass sich der Landé-Faktor bestimmt zu

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

Dies gilt exakt nur für eine reine LS-Kopplung. Für den in diesem Versuch relevanten Zustand  $^3P_1$  ergibt sich  $g_J \approx 1,5$ , der experimentell bestimmte Wert lautet  $g_J = 1,4838$ . Ursache ist die bei Quecksilber durch dessen hohe Kernladungszahl nicht mehr gerechtfertigte Annahme einer reinen LS-Kopplung.

Weitere Informationen hierzu finden sich in [CohenTannoudji] Band 2, insbesondere Kap. 10.7.3.

<sup>22</sup>für sharp, principal, diffuse, fundamental, ...

<sup>23</sup>auch *LS-Kopplung* oder *Russell-Saunders-Kopplung*, nach Henry Norris Russell und Frederick Albert Saunders, Vereinigte Staaten von Amerika

<sup>24</sup>nach Niels Henrik David Bohr, Dänemark,  $\mu_B = 9,274009 \cdot 10^{-24}$  J/T

<sup>25</sup>nach Alfred Landé, England



### 6.3 Übergänge

Die Übergangsrate  $R$  des Anfangszustandes  $|\Psi_i\rangle$  in den Endzustand  $|\Psi_j\rangle$  unter Annahme eines Wechselwirkungsoperators  $H_i$  wird berechnet als Überlappintegral zwischen diesen Zuständen unter Wechselwirkung mit selbigem Operator. Der Erwartungswert des Hamiltonoperators zwischen beiden Zuständen wird in diesem Zusammenhang als Übergangsmatrixelement  $M_{fi}$  bezeichnet. Die Auswertung dieses Integrals

$$M_{fi} = \int_V \Psi_f^*(\vec{r}) H_i \Psi_i(\vec{r}) d^3r$$

bestimmt die Möglichkeit des zugrundeliegenden Prozesses. Im Wesentlichen hängt es von der Symmetrie der zugrundeliegenden Wellenfunktionen ab, ob ein Übergang als erlaubt gilt, oder nicht.

Für Übergänge elektrischer Dipolstrahlung, ergo der Verwendung des Dipoloperators anstelle  $H_i$ , unter Aussendung eines Photons mit Spin 1 gelten folgende **Auswahlregeln** (wasserstoffähnlicher Systeme):

- Gesamtdrehimpuls:  $\Delta J = 0, \pm 1$ , außer  $J = 0 \rightarrow J = 0$
- Polarisation:  $\Delta M_J = 0$  für lineare Polarisation und  $\Delta M_J = \pm 1$  für zirkulare Polarisation, außer  $M_J = 0 \rightarrow M_J = 0$  wenn  $\Delta J = 0$
- Bahndrehimpulse in LS-Kopplung: Wenn  $\Delta S = 0$ , dann  $\Delta L = 0, \pm 1$ , außer  $L = 0 \rightarrow L = 0$
- Bahndrehimpulse in intermediären/jj-Kopplung: Wenn  $\Delta S = \pm 1$ , dann  $\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$

Für leichte Atome verbietet sich der Spinflip, so dass die Spinquantenzahl sich nicht ändern darf, was nur Übergänge innerhalb eines Multipletts (Singulett, Dublett, ...). Für schwere Atome mit hoher Kernladungszahl ist diese Kopplung im Vergleich wesentlich schwächer, so dass die Interkombination von Zuständen verschiedener Multiplizität erlaubt ist.

Im Versuch wird Quecksilber verwendet. Dieses ist für eine Berechnung durch die reine LS-Kopplung viel zu schwer. Dies erklärt überhaupt die Möglichkeit des zu untersuchenden Übergangs vom Triplett  $^3P_1$  ins Singulett  $^1S_0$ , welcher nach der Spin-Bahn-Kopplung verboten wäre. Leider lassen sich die Regeln der jj-Kopplung ebenfalls nicht strikt anwenden. Es liegt ein intermediärer Zustand vor, welcher sich nicht auf einfache Weise berechnen lässt.

Das Termschema des Quecksilbers befindet sich am Ende dieser Anleitung in Abbildung 12.

## 6.4 Die Lorentz-Verteilung

Die Lorentz<sup>26</sup>-Verteilung stellt eine Wahrscheinlichkeitsdichte dar. In der Physik ist sie zur Beschreibung von Resonanzkurven als Breit-Wigner<sup>27</sup>-Verteilung bekannt. Im vorliegenden Experiment hat sie folgende Gestalt, welche die Intensität  $I$  unter beliebiger Normierung  $C$  in Abhängigkeit der Größe  $2\omega_L\tau$  angibt:

$$I = C \left( \frac{(2\omega_L\tau)^2}{1 + (2\omega_L\tau)^2} \right)$$

Die Besonderheit dieser Wahrscheinlichkeitsdichte liegt darin, dass sie im Unendlichen nicht schnell genug gegen Null konvergiert, sodass Integrale auf nicht endlichem Definitionsbereich divergieren. So lassen sich weder Erwartungswert noch Varianz, noch jegliche höhere Momente angeben. Dies begründet auch die Verwendung der vollen Halbwertsbreite statt der Standardabweichung.

Ihre Ableitung, welche die Form einer Dispersionskurve aufweist, hat folgende Gestalt:

$$\frac{d}{d(2\omega_L\tau)} I = C' \left( \frac{(2\omega_L\tau)^2}{(1 + (2\omega_L\tau)^2)^2} \right)$$

Beide Funktionen sind - mit beliebiger Normierung - in Abbildung 10 dargestellt.

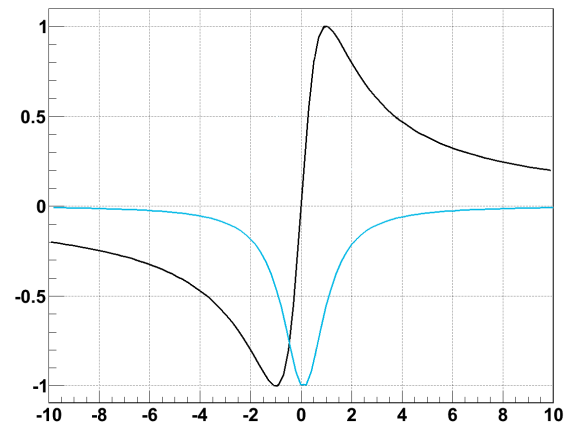


Abbildung 10: Lorentzkurve (blau) und Dispersionskurve (schwarz)

## 6.5 Dampfdruckkurve

Die Konstanten der Dampfdruckkurve, die kritische Temperatur  $T_c$ , sowie der kritische Druck  $p_c$  wurden festgesetzt zu

$$T_c = 1764 \text{ K}$$

$$p_c = 167000000 \text{ MPa}$$

Die Parameter von (18) wurden bestimmt zu:

$$a_1 = -4,57618368 \quad a_2 = -1,40726277 \quad a_3 = 2,36263541$$

$$a_4 = -31,0889985 \quad a_5 = 58,0183959 \quad a_6 = -27,6304546$$

Die Kovarianzmatrix der Parameter  $a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6$  lautet

$$\begin{pmatrix} 0,002223462 & -0,039761786 & 0,038596482 & -0,057150539 & 0,104904983 & -0,048841224 \\ -0,039761786 & 0,713627443 & -0,693021642 & 1,050624836 & -1,931983155 & 0,901047084 \\ 0,038596482 & -0,693021642 & 0,673047757 & -1,023299883 & 1,882148471 & -0,877990861 \\ -0,057150539 & 1,050624836 & -1,023299883 & 1,805980893 & -3,35831368 & 1,583127006 \\ 0,104904983 & -1,931983155 & 1,882148471 & -3,35831368 & 6,249787823 & -2,948350916 \\ -0,048841224 & 0,901047084 & -0,877990861 & 1,583127006 & -2,948350916 & 1,391862893 \end{pmatrix}$$

(Zur Erinnerung: Die Diagonaleinträge der symmetrischen Matrix beinhalten die Varianzen  $\sigma_{a_i}^2$ , die Nebendiagonaleinträge die Kovarianzen  $\rho\sigma_{a_i}\sigma_{a_j}$ , welche die Korrelationen  $\rho$  zwischen den Koeffizienten enthalten.)

<sup>26</sup>nach Hendrik Antoon Lorentz, Niederlande

<sup>27</sup>nach Gregory Breit, Russland, und Eugene Paul Wigner, Ungarn

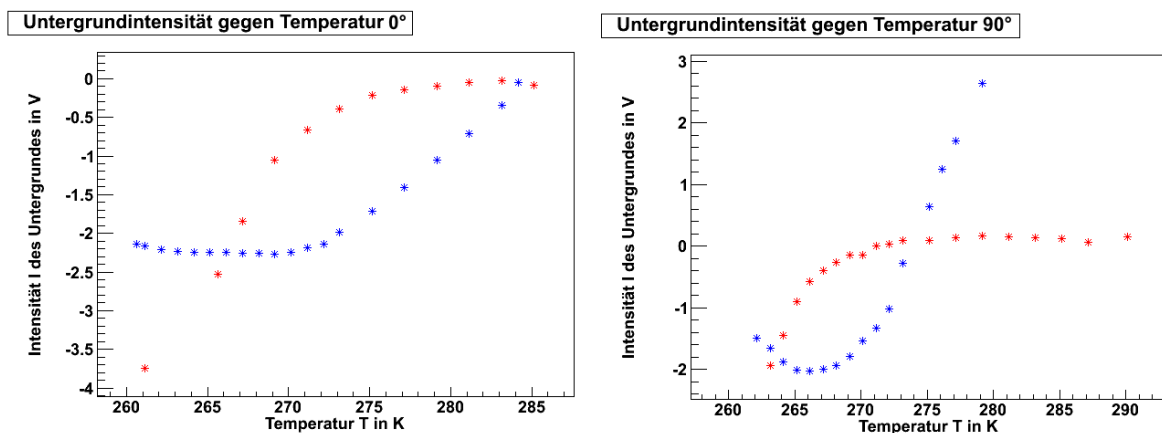
## 6.6 Temperatur der Zelle

Die Temperatur des Quecksilberdampfes zur Bestimmung des Druckes definiert sich durch die kälteste Stelle. Das in der 'Nase' der Zelle befindliche flüssige Quecksilber würde diesen Zweck gut erfüllen, jedoch befindet sich kein Temperatursensor im Inneren des Quarzbehältnisses. Statt dessen wurde dieser in den darunter liegenden Kupferkühlblock integriert. Letzterer reagiert aber durch seine gute Wärmeleitfähigkeit besonders schnell auf Temperaturänderungen, oder, in anderen Worten: das die Quecksilber hat gegenüber diesem eine gewisse Trägheit. Aus dieser Gegebenheit resultieren zwei Schwierigkeiten:

1. Durch den Wärmegradienten muss von einem *systematischen Fehler* von mehreren Kelvin auf die abgelesene Temperatur ausgegangen werden.
2. Der Quecksilberdampf wird über weite Strecken der Messung in seiner Temperatur linear dem angezeigten Wert folgen. Dies gilt jedoch nicht für den Beginn der Datennahme, in welchem sich der Kupferblock sich beispielsweise unmittelbar nach Abschalten der Kühlung erwärmt, die Zelle aber erst Minuten später ihrerseits dem Trend folgt. Man beobachtet ein Ansteigen der Temperatur, wohingegen sich die Breite der Hanle-Kurve nur schwach ändert. Ebenso wird sich, wenn die Temperatur des Kupferblocks einer Sättigung entgegen strebt, der Quecksilberdampf noch mitten in seiner Aufwärmphase befinden.

Abbildung 11 zeigt die Auftragung der gemessenen Intensität bei hohen Feldstärken, welche als Maß für die wahre Temperatur des Quecksilberdampfes verwendet wird, gegen die vom Sensor angezeigte Temperatur. Links wurde sehr lange gekühlt bevor die Messung begonnen wurde, rechts die Datennahme kurz nach der scheinbaren Sättigung bei tiefer Temperatur aufgenommen. Beachten Sie daher:

Nachdem der Sensor keine weitere Änderung der Temperatur mehr anzeigt, sollten noch 15-30 Minuten verstreichen, ehe mit der Messung begonnen wird.



**Abbildung 11:** Grundintensität (Offset des Hanle-Signals) gegen angezeigte Temperatur des Sensors. Links nach langer Adaptionszeit, rechts nach kurzer. In blau: Aufwärmvorgang, in rot: Abkühlvorgang

Um Ihre Datenlage zu verbessern ziehen Sie in Betracht:

- Wie ist der systematische Temperaturunterschied zu bewerten?
- Welche Lösung lässt sich für den Anfangs- und Endbereich der Messreihe finden?

## 6.7 Einstellungen der Geräte

Zur Durchführung sollten folgende Einstellungen gewählt werden:

- **Quecksilberdampfampe und HF-Generator M286**
  - Heizen: ON
  - Anodenspannung: ON
  - Drehwählschalter: Stufe 5
- **Peltierkühlung**
  - beide Hähne des Kühlwassers öffnen, Vor- und Rücklauf
  - Kühlmobil einschalten
  - Netzteil der Peltierelemente anschalten. Maximaler Strom 7,5 A. Gerät nur bei 0 A schalten!

Hinweis: **Betreiben Sie die Peltierelemente niemals ohne aktive Kühlung!**

- Bedienpanel: **Photomultiplier** Hamamatsu R166A mit **Hochspannungsnetzgerät** Keithley 240A und **Elektrometer** Keithley 414S
  - Spannung: 1000 V (eingestellt als 10-0-0)
  - 'output': - (Minus)
  - 'meter': -
  - 'fine': -
  - in etwa sinnvoller Bereich für 'suppression':  $10^{-5} - 10^{-6}$  A
  - in etwa sinnvoller Bereich für 'full scale range' des Signals:  $\approx 10^{-6}$  A
- **Rampengenerator**: frei nach Wahl,
  - Dauer zum Durchfahren der Rampe sinnvollerweise etwa 5 s für die Kalibration bis 30 s für die Messung, maximal möglicher Hub liegt etwa bei  $U_{max} = 1,95$  V
  - 'load' setzt den Generator auf Startposition, 'run' beginnt das Durchfahren
  - Steigung (positiv 'up', negativ 'down') muss immer zusammen mit der Startposition ('high' oder 'low') geregelt werden (Standardeinstellung: 'up' und 'low')
- **Polarisator**: Nullstellung liegt unterhalb des Nullpunktes der Skala (Prisma verdreht eingeklebt)
- **Temperatursensor**: Die Hochfrequenzstrahlung der Lampe beeinflusst die -angezeigte- Temperatur unter Umständen sehr stark. Platzieren Sie das Messgerät so, dass durch Anschalten der Quecksilberdampfampe keine sichtbare Beeinflussung auftritt.
- **Oszilloskop**
  - Kanal 1: Verstärker des Photomultipliers
  - Kanal 2: Bipolarer Spannungsausgang des Rampengenerators

Achten Sie darauf, dass, bedingt durch vorgegebene Auflösung, durch die Wahl der Achsenskalierung die Genauigkeit der Daten vorgegeben ist. Dies weist einerseits die Messgenauigkeit aus, andererseits ist insbesondere für die Aufnahme der Rampe von Wichtigkeit, dass möglichst viele Zwischenwerte existieren.

Für den Fall, dass die Hochfrequenzstrahlung der Quecksilberdampfampe auf die Kabel eine hochfrequente Störung der selben Periode einstrahlt, liegen dem Versuch zwei Tiefpassfilter<sup>28</sup> bei, welche Sie vor die Eingänge des Oszilloskopes anschließen können, um diese Frequenzen herauszufiltern.

---

<sup>28</sup> $C = 22\text{ nF}$ ,  $R = 1\text{ k}\Omega$  - bei  $1\text{ M}\Omega$  Abschlusswiderstand des Oszilloskopes ein Spannungsfehler von 0,1 %

## 6.8 Termschema von Quecksilber

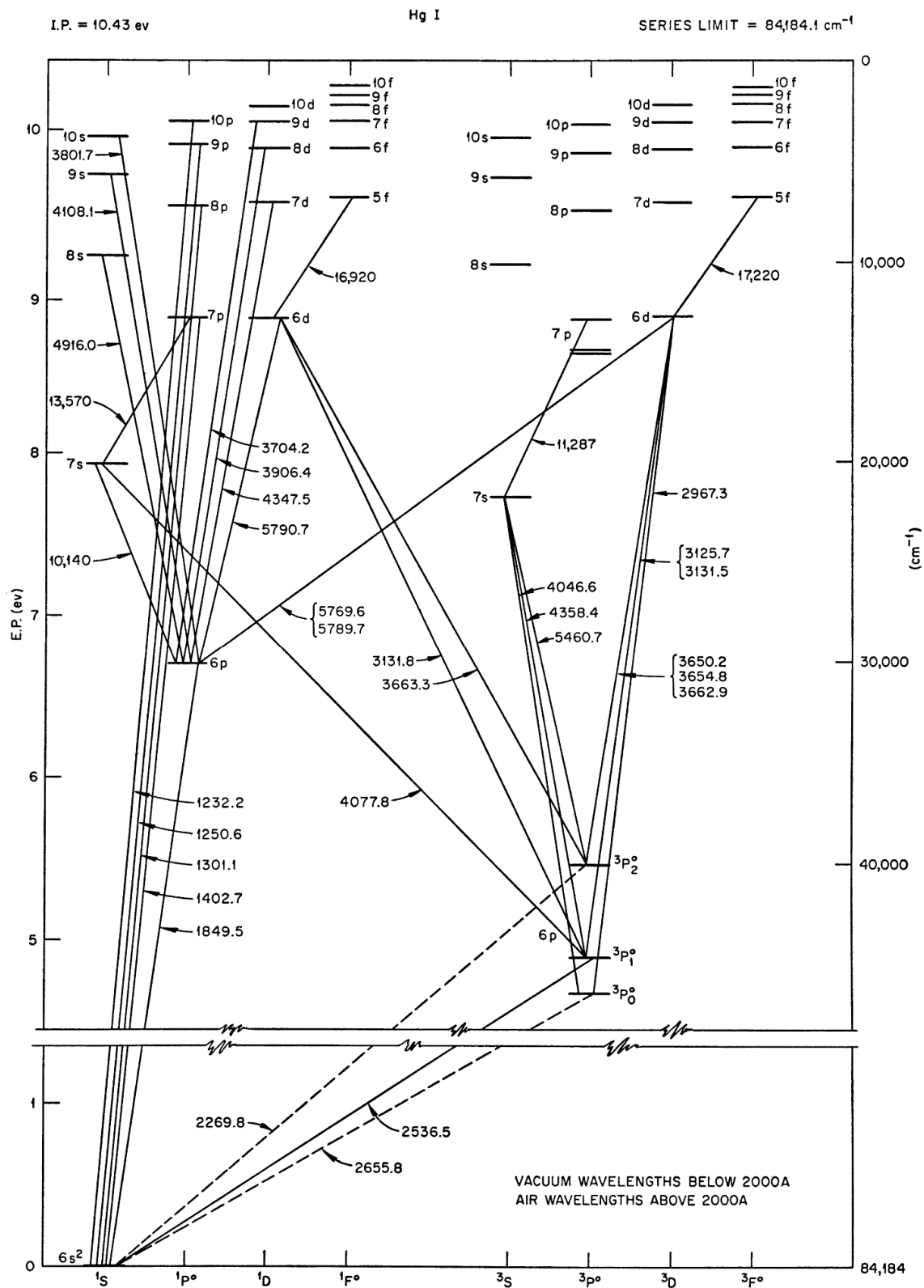


Abbildung 12: Termschema von Quecksilber mit beobachteten Übergängen mit zugehörigen Wellenlängen in Å

## 6.9 Aufbau der Kühlung

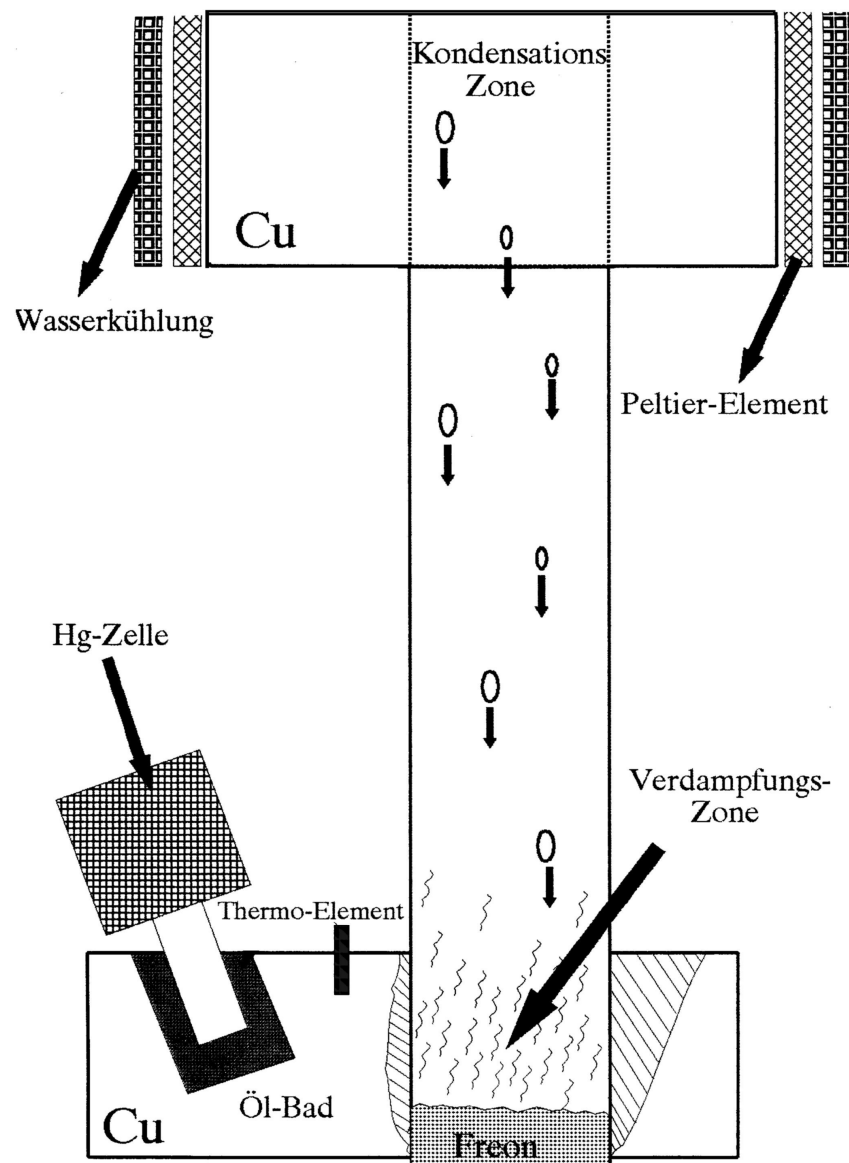


Abbildung 13: Schematische Ansicht des Kühlsystems der Zelle

## 7 Geräteliste

## 8 Literatur

### Staatsexamensarbeiten

- HASENCLEVER, R.: *Bau einer Apparatur zur Messung von Lebensdauern angeregter Atomzustände mit Hilfe des Hanle-Effektes*, Zulassungsarbeit, Universität Freiburg, 1970

### Wissenschaftliche Veröffentlichungen zum Hanle-Effekt und der dazugehörigen Theorie

- FRANKEN, P.A.: *Interference Effects in the Resonance Fluorescence of 'Crossed' Excited Atomic States*, Physical Review, 121, 2, 1961
- BREIT, G.: *Quantum Theory of Dispersion: Parts VI and VII*, Reviews of Modern Physics, 5, 2, 1933
- DEZAFRA, R. L.; KIRK, W.: *Measurement of Atomic Lifetimes by the Hanle Effect*, American Journal of Physics, 35, 7, 1967
- ROSE, M.E.; CAROVILLANO, R.L.: *Coherence Effects and Resonance Fluorescence*, Physical Review, 122, 4, 1960
- LURIO, A.: *Lifetime of the  $6s6p\ ^1P_1$  State of Mercury*, Physical Review, 140, 5A, 1965
- MITCHELL, A.C.G.; ZEMANSKY, M.W.: *Resonance Radiation and Excited Atoms*, Cambridge University Press, 1961
- CORNEY, A.: *The Hanle Effect and the theory of resonance fluorescence experiments*, Atomic and Laser Spectroscopy, Clarendon Press Oxford, 1977
- HUBER, M.L.; LAESECKE, A.; FRIEND, D.G.: *The Vapor Pressure of Mercury*, NIST, NISTIR 6643, 2006

### Allgemeine Lehrbücher

- [De10] DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik Band 3: Atome, Moleküle und Festkörper*, Springer, 4. Aufl., 2010
- [HW04] HAKEN, H.; WOLF, H.C.: *Atom- und Quantenphysik: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*, Springer, 8. Aufl., 2004
- [Ma97] MAYER-KUCKUK, T.: *Atomphysik*, Teubner, 5. Aufl., 1997
- [Co09] COHEN-TANNOUDJI, C.; DIU, B.; LALOE, F.: *Quantenmechanik Band: 1 u. 2*, de Gruyter, 4. Aufl., 2009
- [Fe07] FEYNMAN, R.P.: *Lectures on Physics III: Quantum Mechanics*, Addison-Wesley, 4. Aufl., 2007
- [Ja06] JACKSON, J.D.: *Klassische Elektrodynamik*, de Gruyter, 4. Aufl., 2006