Spindynamik in Halbleitern FP zum Modul „Einführung in die Festkörperphysik“

Abteilung Nanostrukturen,
Institut für Festkörperphysik,
Leibniz Universität Hannover

8. November 2012

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

In diesem Versuch soll es darum gehen, die Spinrelaxationszeit von Elektronen in einem GaAs-Halbleiter bei tiefen Temperaturen zu ermitteln.

Der verwendete Halbleiter ist n-dotiert und weist eine Dotierung von etwa $10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ auf. Er wird bei der Messung mit flüssigem, natürlichem Helium gekühlt (Siedepunkt Helium: $4,22\,\mathrm{K}$). Unter diesen Bedingungen erreicht die Spinrelaxationszeit von GaAs ein Maximum in der Größenordnung von $100\,\mathrm{ns}$ (vgl. Dzhioev).

Lange Spinrelaxationszeiten zu erzeugen ist von grundlegendem Interesse für das Forschungsgebiet der Spintronik, das sich damit beschäftigt, Informationen durch den Spin eines Elektrons darzustellen und zu übertragen. Dies ist nur möglich, wenn der Spin lang genug für die gewünschte Verarbeitung erhalten bleibt. Erst dann werden Anwendungen wie Quantencomputer realisierbar.

Im vorliegenden Versuch wird die Spinrelaxationszeit der Elektronen aus einer sogenannten „Hanle-Messung“ ermittelt. Dazu wird die GaAs-Probe einem variabel einstellbaren Magnetfeld ausgesetzt und mit links- und rechts-zirkular polarisiertem Licht betrahlt. Ein Photon kann dabei ein Elektron vom Valenz- ins Leitungsband anheben, wobei sich der Elektronenspin abhängig vom Photonenspin ändert. Das angeregte Elektron emittiert wiederum, abhängig von seiner Spin-Ausrichtung und dem Grundzustand, in den es zurückfällt, links- oder rechts-zirkular polarisiertes Licht. Der zirkulare Polarisationsgrad dieser Photolumineszenz (PL), der sich aus den Intensitäten des links- und des rechtzirkularen Anteils berechnet, ist dabei proportional zur durchschnittlichen Spinpolarisation.

Der sogenannte Hanle-Effekt beschreibt die Abhängigkeit der durchschnittlichen Spinpolarisation vom äußeren Magnetfeld. Trägt man den, aus den gemessenen Intensitäten ermittelten, zirkularen Polarisationsgrad der PL gegen die Magnetfeldgröße auf (Hanle-Kurve), kann aus der Halbwertsbreite der Kurve die Spinrelaxationszeit der Elektronen errechnet werden.

2 Berechnung der Spinrelaxationszeit

2.1 Zusammenhang zwischen Elektronenspin und Polarisation der Photolumineszenz

Im Versuch wird die GaAs-Probe mit Laserlicht geeigneter Wellenlänge bestrahlt (s. Abschnitt 3.3), dessen Polarisation kontinuierlich zwischen links- und rechts-zirkular oszilliert. Aus der Bandstruktur von GaAs ergibt sich, dass in der Photolumineszenz (PL) der links- und der rechts-zirkular polarisierte Anteil abhängig von der Polarisation des anregenden Lichts unterschiedliche Intensitäten aufweisen. Der zirkulare Polarisationsgrad, der sich aus der Intensität I_+ der rechts-zirkular und der Intensität I_- der links-zirkular polarisierten PL-Komponente gemäß

$$\rho = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}$$

berechnet, verhält sich dabei proportional zur durchschnittlichen Elektronenspinpolarisation $\overline{S}_Z$ (vgl. Dzhioev). Diese errechnet sich mit der Elektronenlebenszeit T, der Spinrelaxationszeit τ_s und der maximalen anfänglichen Elektronenspinpolarisation S_0 über folgende Formel:

$$\overline{S}_Z = \int_0^\infty \underbrace{S_0}_{\text{maximale anfängliche Elektronenspinpolarisation}} \cdot \underbrace{e^{-\frac{t}{\tau_S}}}_{\text{exponentieller Abfall des Spins aufgrund der Spinrelaxationszeit } \tau_S} \cdot \underbrace{\frac{1}{T} \cdot e^{-\frac{t}{T}}}_{\text{Dichtefunktion der Elektronenlebenszeit } T} \, dt. \tag{2.1}$$

Da $\overline{S}_Z \sim \rho$ und $S_0 \sim \rho_0$ gilt, wobei der maximale zirkulare Polarisationsgrad $\rho_0 = \frac{1}{2}$ aus der Bandstruktur von GaAs bekannt ist, gilt die Gleichung analog für den ermittelten ρ-Wert anstelle von $\overline{S}_Z$ und $\frac{1}{2}$ anstelle von S_0. Der maximale zirkulare Polarisationsgrad ρ_0 ergibt sich aus den Wahrscheinlichkeiten, mit denen ein Elektron durch Absorption eines Photons mit Spin ± 1 vom Valenzband (VB) ins Leitungsband (LB) angehoben wird (vgl. Abbildung 2.1). Zwischen den Anregungswahrscheinlichkeiten in die beiden Leitungsbandzustände besteht ein Verhältnis von 1:3. Damit ergibt sich $\rho_0 = \frac{3-1}{3+1} = \frac{1}{2}$.

Die bisherige Gleichung (2.1) reicht noch nicht aus, um die gesuchte Spinrelaxationszeit τ_S zu bestimmen, da sie noch die unbekannte Elektronenlebenszeit T enthält. Diese kann durch eine weitere Gleichung eliminiert werden, welche aus der Abhängigkeit des Elektronenspins von einem äußeren Magnetfeld (dem sogenannten Hanle-Effekt) folgt.

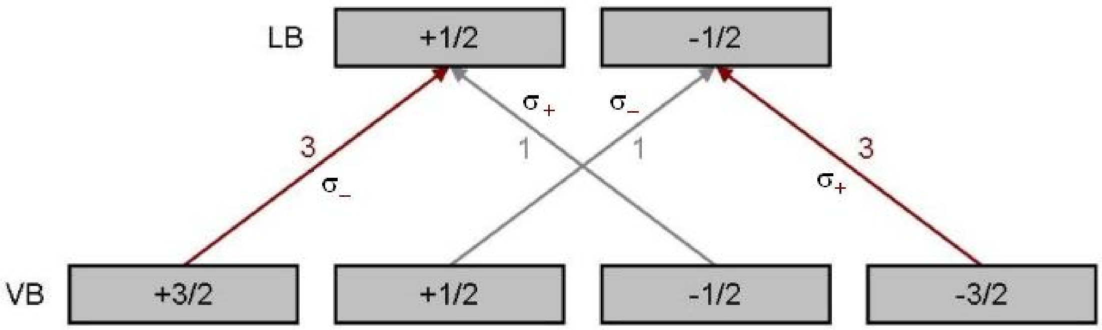


Abbildung 2.1: Bändermodell von GaAs. Die Zahlen an den Pfeilen geben die relativen Übergangs-/Anregungswahrscheinlichkeiten an.

2.2 Der Hanle-Effekt und die Hanle-Kurve

Wird die GaAs-Probe einem veränderlichem Magnetfeld B ausgesetzt, wird die durchschnittliche Elektronenspinpolarisation $\overline{S}_Z$ eine Funktion von B:

$$\overline{S}_Z(B) = \int_0^\infty S_0^*(B) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_S}} \frac{1}{T} \cdot e^{-\frac{t}{T}}\, dt$$

Durch das B-Feld fängt die anfängliche Elektronenspinpolarisation S_0 an, mit der Lamorfrequenz

$$\Omega(B) = \frac{g\mu_B B}{\hbar}$$

um die Magnetfeldrichtung zu präzedieren, wobei g der Landé-Faktor und μ_B das Bohrsche Magneton ist. Der sogenannte Hanle-Effekt bewirkt, dass in Beobachtungsrichtung nur noch die Projektion

$$S_0^*(B) = S_0 \cos\big(\Omega(B)t\big)$$

der anfänglichen Elektronenspinpolarisation S_0 wahrgenommen wird.

Um die Funktionsgleichung für die mittlere Elektronenspinpolarisation

$$\overline{S}_Z(B) = \frac{S_0}{T} \int_0^\infty \cos\big(\Omega(B)t\big) \cdot e^{-t\left(\frac{1}{\tau_s}+\frac{1}{T}\right)}\, dt$$

zu vereinfachen, wird die Definition der Elektronenspinlebenszeit T_S

$$\frac{1}{T_S} = \frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{T} \tag{2.2}$$

eingeführt. Mit

$$\begin{aligned}\overline{S}_Z(0) &= \frac{S_0}{T} \int_0^\infty e^{-\frac{t}{T_S}}\, dt \\ &= \frac{T_S}{T} S_0. \end{aligned} \tag{2.3}$$

vereinfacht sich die Funktion zu

$$\overline{S}_Z(B) = \frac{\overline{S}_Z(0)}{T_S} \int_0^\infty \cos\big(\Omega(B)t\big) \cdot e^{-\frac{t}{T_S}}\, dt.$$

Mit der Integrallösung

$$\begin{aligned}
&\int_0^\infty \cos\big(\Omega(B)t\big) \cdot e^{-\frac{t}{T_S}}\, dt \\
&\quad = \underbrace{\left[\frac{1}{\Omega(B)} \sin\big(\Omega(B)t\big) \cdot e^{-\frac{t}{T_S}}\right]_0^\infty}_{=0} + \frac{1}{T_S\Omega(B)} \int_0^\infty \sin\big(\Omega(B)t\big) \cdot e^{-\frac{t}{T_S}}\, dt \\
&\quad = \left[-\frac{1}{T_S\Omega^2(B)} \cos\big(\Omega(B)t\big) \cdot e^{-\frac{t}{T_S}}\right]_0^\infty - \frac{1}{\big(T_S\Omega(B)\big)^2} \underbrace{\int_0^\infty \cos\big(\Omega(B)t\big) \cdot e^{-\frac{t}{T_S}}\, dt}_{\text{Linke Gleichungsseite}} \\
&\quad = \frac{1}{T_S\Omega^2(B)} \cdot \left(1 + \frac{1}{\big(T_S\Omega(B)\big)^2}\right)^{-1} \\
&\quad = \frac{T_S}{1 + (T_S\Omega(B))^2}
\end{aligned}$$

ergibt sich schließlich für die mittlere Elektronenspinpolarisation in Abhängigkeit vom B-Feld eine Lorentz-Kurve:

$$\overline{S}_Z(B) = \frac{\overline{S}_Z(0)}{1 + (T_S\Omega(B))^2}.$$

Abbildung 2.2 illustriert den Verlauf einer solchen Kurve.

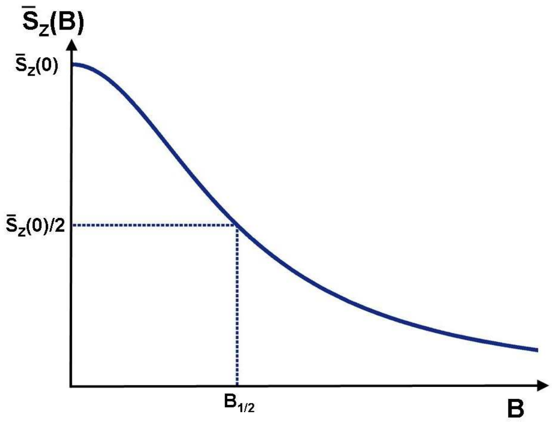


Abbildung 2.2: Beispielhafter Verlauf einer Lorentz-Kurve.

2.3 Berechnung der Spinrelaxationszeit aus der Hanle-Kurve

Eine zu $\overline{S}_Z(B)$ proportionale Hanle-Kurve ergibt sich beim Auftragen des, aus den gemessenen Intensitäten ermittelten, zirkularen Polarisationsgrades $\rho(B)$ gegen das Magnetfeld B. Aufgrund der Proportionalität ergibt sich die gleiche Halbwertsbreite $B_{\frac{1}{2}}$, bei der

$$\overline{S}_Z(B_{\frac{1}{2}}) = \frac{\overline{S}_Z(0)}{2}$$

bzw.

$$\rho(B_{\frac{1}{2}}) = \frac{\rho(0)}{2}$$

gilt. Daraus ergibt sich die Spinlebenszeit:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2} &= \frac{1}{1 + T_S^2 \left(\frac{g\mu_B B_{\frac{1}{2}}}{\hbar}\right)^2} \\
T_S &= \frac{\hbar}{g\mu_B B_{\frac{1}{2}}}.
\end{aligned}$$

Aus den Gleichungen (2.2) und (2.3) ergibt sich eine Beziehung zwischen Elektronenlebenszeit T und gesuchter Spin-Relaxationszeit τ_S:

$$\begin{aligned}
1 + \frac{T}{\tau_S} &= \frac{S_0}{\overline{S}_Z(0)} \\
\frac{1}{T} &= \left(\frac{S_0}{\overline{S}_Z(0)} - 1\right)^{-1} \cdot \frac{1}{\tau_S} \\
&= \frac{\overline{S}_Z(0)}{S_0 - \overline{S}_Z(0)} \cdot \frac{1}{\tau_S},
\end{aligned}$$

womit sich wiederum mit Gleichung (2.2) die Spin-Relaxationszeit errechnen lässt:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{T_S} &= \frac{1}{\tau_S}\left(\frac{\overline{S}_Z(0)}{S_0 - \overline{S}_Z(0)} + 1\right) \\
\tau_S &= T_S \frac{S_0}{S_0 - \overline{S}_Z(0)} \\
&= \frac{\hbar}{g\mu_B B_{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\overline{S}_Z(0)}{S_0}}.
\end{aligned}$$

Ersetzt man $\overline{S}_Z(0)$ und S_0 durch die proportionalen Größen $\rho(0)$ und $\rho_0 = \frac{1}{2}$, ergibt sich schließlich die folgende Formel, mit der aus dem Verlauf der aufgenommenen Hanle-Kurve die Elektronenspinrelaxationszeit berechnet werden kann:

$$\tau_S = \frac{\hbar}{g\mu_B B_{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{1}{1 - 2\rho(0)}.$$

3 Aufbau des Experiments

3.1 Übersicht

In Abbildung 3.1 ist eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zu sehen. Die kontinuierliche Oszillation des Laserlichts zwischen links- und rechts-zirkularer Polarisation wird durch einen sogenannten photoelastischen Modulator (PEM) verursacht, auf den zusammen mit den anderen Polarisationsoptiken näher in Abschnitt 3.7 eingegangen wird.

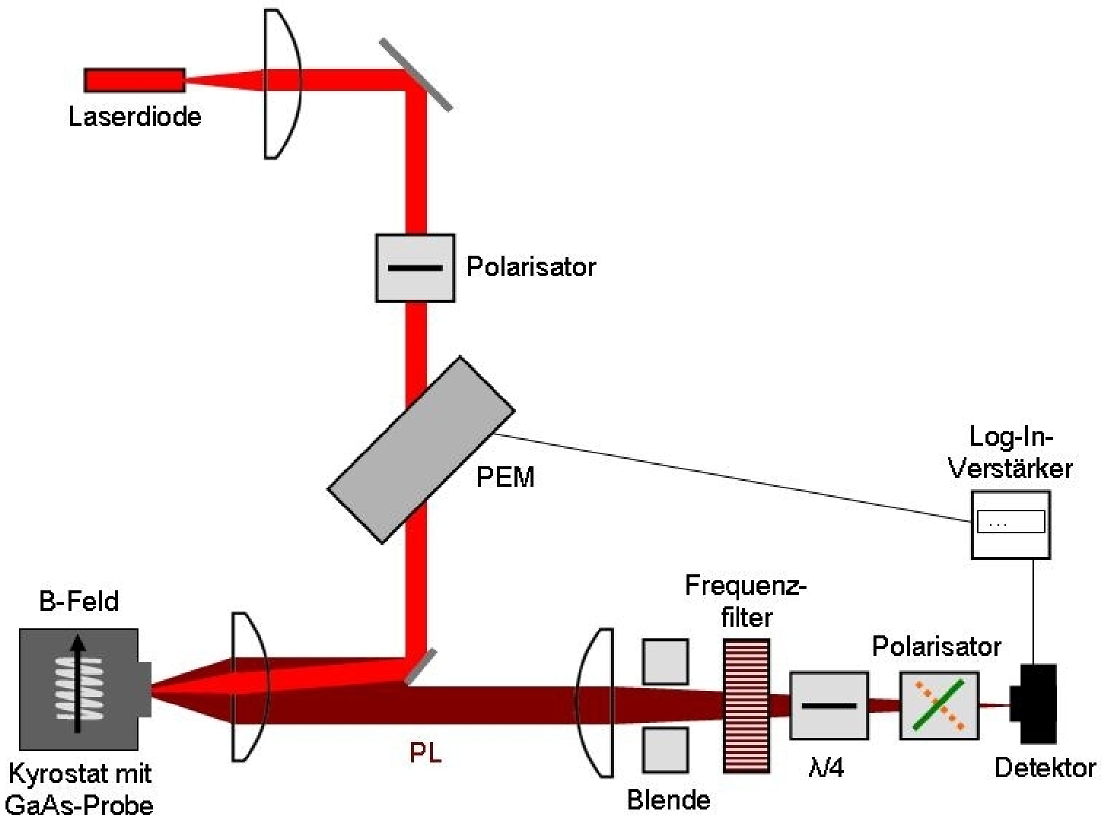


Abbildung 3.1: Experimentaufbau. Die schwarzen Balken zeigen bei den Polarisatoren die transmittierte Polarisationsrichtung an; beim $\lambda/4$-Plättchen die langsame Achse.

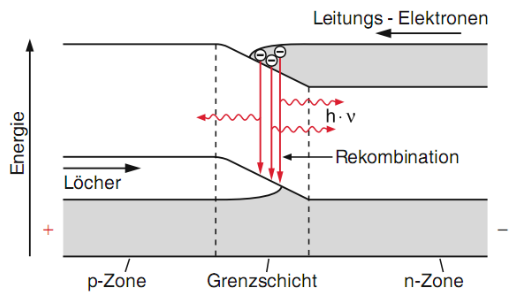
Die anderen optischen Bauelemente im Versuch sind Linsen sowie eine Blende und ein Frequenzfilter. Die letzten beiden Elemente verhindern, dass Streulicht des Laserstrahls auf den Detektor fallen. Der Frequenzfilter lässt nur Licht mit Wellenlängen oberhalb von 800 nm durch, also auch die PL, die bei GaAs ab 820 nm auftritt. Der verwendete Laser hat hingegen eine Wellenlänge unter 800 nm, sodass eventuelles Streulicht den Frequenzfilter nicht passieren kann.

3.2 Funktionsweise einer Laserdiode

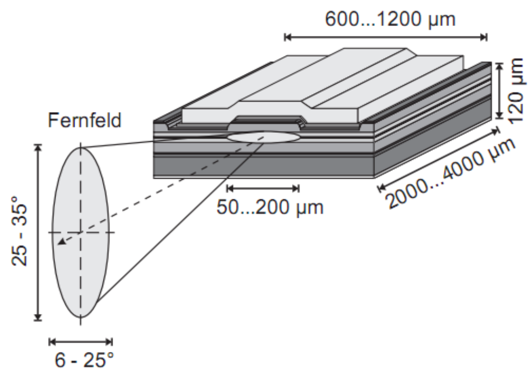
Eine Laserdiode, auch Halbleiter-Laser genannt, funktioniert nach folgendem Prinzip:

> *Halbleiter-Laser verwenden als aktives Medium eine p-n-Halbleiterdiode [...], die in Durchlassrichtung von einem Strom durchflossen wird [...]. Im Ãœbergangsgebiet zwischen dem n-Teil, in dem ein Elektronenüberschuss herrscht, und dem p-Teil, der einen Elektronenmangel und deshalb nicht besetzte Zustände (so genannte Löcher) hat, können die Elektronen aus einem energetisch höheren Zustand im Leitungsband in diese freien Zustände mit tieferer Energie fallen (Elektronen-Loch-Rekombination [...]). Das bei dieser Rekombination emittierte Licht kann beim Durchgang durch die p-n-Grenzschicht verstärkt werden. Wegen der großen Elektronendichte ist die Verstärkung pro Weglänge sehr groß und es genügen Längen unter* 1 mm*, um die Laserschwelle zu überschreiten. Als Resonatorspiegel dienen oft die unbeschichteten Kristallendflächen, die senkrecht zur Grenzschicht verlaufen.* (Demtröder, S. 284 f.)

In Abbildung 3.2a ist die Elektronen-Loch-Rekombination einer Laserdiode schematisch dargestellt.



(a) Bandschema einer Laserdiode (aus: Demtröder, S. 285).



(b) Elliptischer Strahl einer Laserdiode (aus: Eichler, S. 188).

Abbildung 3.2: Funktionsweise einer Laserdiode.

Das Laserlicht verlässt die Halbleiterschicht nicht als parallelen Strahl, da aufgrund der geringen Schichtdicke starke Beugungseffekte auftreten (vgl. Ludin). Die typische Divergenz des Strahls ist in Abbildung 3.2b dargestellt. Da die Divergenz parallel zur Grenzschicht am geringsten ist, hat der Laserstrahl eine ovale Form.

Entlang dieser kurzen Achse des Strahlprofils ist das Laserlicht auch vorzugsweise polarisiert. Um im Versuch die größtmögliche Intensität an Laserlicht nutzen zu können, ist es von Vorteil, den ersten Linearpolarisator so auszurichten, dass seine Durchlassrichtung mit der kurzen Achse des Strahlprofils übereinstimmt.

Eine Sammellinse hinter der Laserdiode kollimiert zudem den Strahl (vgl. Abbildung 3.1).

3.3 Benötigte Wellenlänge der Laserdiode

Die Bandlücke von GaAs beträgt $E_g = 1,52\,\mathrm{eV}$ (vgl. Abbildung 3.3). Gemäß der folgenden Formel entspricht diese Energie einer Wellenlänge von 815 nm:

$$\frac{\lambda}{\mathrm{nm}} = \frac{1240\,\mathrm{eV}}{E_g}$$

Hat der Laser eine Wellenlänge kleiner als 667 nm, so ist genug Energie verfügbar, um Elektronen aus einem tieferen Valenzbandniveau als dem in Abbildung 2.1 gezeigten ins Leitungsband anzuregen. Da dies das Ergebnis des Experiments beeinflusst, muss die geeignete Laser-Wellenlänge zwischen 667 nm und 815 nm liegen.

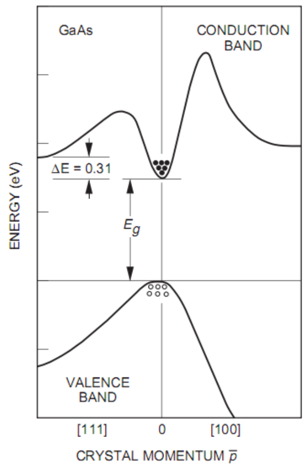


Abbildung 3.3: Bandstruktur von GaAs. Bei der Temperatur 2 K beträgt $E_g = 1,52\,\mathrm{eV}$ (aus: Kayali, S. 18).

Da im Versuch ein Frequenzfilter mit Filterflanke bei 800 nm eventuell gestreutes Laserlicht nicht zum Detektor durchlassen soll, sollte die Wellenlänge des verwendeten Lasers in diesem Versuch sogar noch deutlich unter 800 nm liegen.

3.4 Kryostat

Als Kryostat wird im Allgemeinen ein Kühlgerät bezeichnet, in dem sehr tiefe Temperaturen möglichst konstant eingehalten werden können. In dem hier verwendeten Typ des Badkryostaten ist das zu kühlende Objekt von einer Kryoflüssigkeit umgeben. Als Kryoflüssigkeit dienen oft flüssiger Stickstoff (Siedetemperatur: $-195,8\,^\circ\mathrm{C} = 77,4\,\mathrm{K}$) oder flüssiges Helium (Siedetemperatur: $-268,93\,°\mathrm{C} = 4,2\,\mathrm{K}$). Um die Wärmezufuhr durch Konvektion zu verhindern wird die Kühlkammer von einer Vakuumkammer umgeben.

In diesem Experiment wurde ein 4He-Metall-Dewargefäß benutzt, welches schematisch in Abbildung 3.4 dargestellt ist. An die Öffnung der äußeren Kammer werden zwei Vakkuumpumpen angeschlossen, die die Kammern evakuieren. In der inneren Kammer tropft flüssiges Helium auf einen Kupferfinger, auf dem die Probe angebracht ist. Durch das flüssige Helium wird dem Kupferfinger und damit der Probe die Wärme entzogen.

Bei einer Temperatur von ungefähr $2\,\mathrm{K}$ ist die Anregungsenergie in GaAs nur durch die Energie des Lasers verfügbar. Durch einen temperaturabhängigen Widerstand neben der Probe kann die Temperatur der Probe bestimmt werden

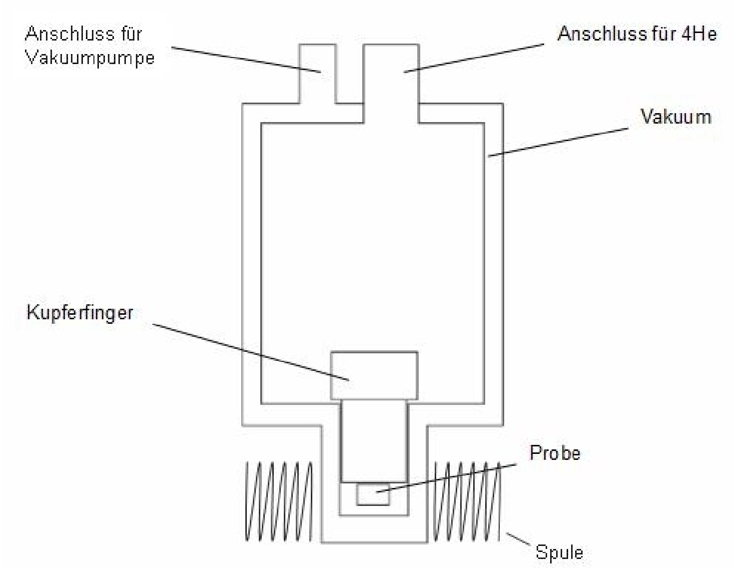


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau des 4He-Metall-Kryostaten.

3.5 Vakuumpumpen

Beim Evakuieren des Kryostaten werden zwei Pumpen benutzt: eine sogenannte Scrollpumpe, um einen Druck in der Größenordnung $10^{-2}\,\mathrm{mbar}$ zu erzeugen und danach eine Turbopumpe, womit ein Vakuum mit einem Druck bis zu $10^{-8}\,\mathrm{mbar}$ erreichbar ist.

Die Scrollpumpe arbeitet nach dem Verdrängerprinzip. Sie besteht aus zwei ineinanderlaufene Spiralen; eine ist fest verbaut, die andere auf einem Exzenterantrieb montiert. Durch die Bewegung des Exzenterantriebs bilden die Spiralen mehrere, ständig kleiner werdende Kammern, wodurch das von außen angesaugte Gas verdichtet und anschließend ausgestoßen wird (vgl. DESY [1]).

Das Prinzip der Turbopumpe beruht darauf, durch sehr schnell drehende Schaufelräder einen hohen Impuls auf die Molekularteilchen der Luft zu übertragen und sie dadurch fort zu befördern (vgl. DESY [2]). Turbomolekularpumpen nutzt man mit einem vorgeschalteten Vorvakuum zur Erzeugung von einem Ultrahochvakuum, da die Pumpe sich sonst wegen der Luftreibung zu stark erhitzen würde, beziehungsweise die Motorleistung nicht ausreichen würde.

3.6 Äußeres Magnetfeld

Mit einer Spule, die die Probe umgibt, wird das Magnetfeld für den Hanle-Effekt erzeugt (siehe Abbildung 3.4). Im Versuch wird das Magnetfeld über eine Stromquelle geregelt. Der Zusammenhang zwischen dem Strom und dem dadurch erzeugten Magnetfeld muss vor oder nach dem Versuch mit einer Hallsonde ausgemessen werden. Wird eine Hall-Sonde von einem Strom durchflossen und senkrecht zum Magnetfeld der Spule eingebracht, liefert sie gemäß des Hall-Effekts eine Ausgangsspannung, die proportional zum Produkt aus magnetischer Feldstärke und Strom ist. Ist der Strom bekannt, kann man daraus eine zur magnetischen Feldstärke proportionale Größe errechnen.

Da die Spule von Stromstärken bis zu 10 A durchflossen wird, erhitzt sich die Spule stark, wodurch eine Wasserkühlung notwendig ist.

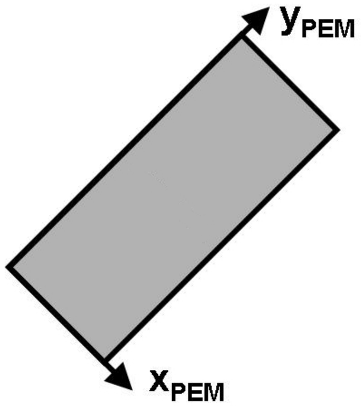
3.7 Polarisationsoptiken

In diesem Abschnitt wird der Weg des Lichtes durch die Polarisationoptiken betrachtet; also durch die beiden Polarisatoren, den photoelastischen Modulator (PEM) und die $\lambda/4$-Platte. Die optische Achse sei in den nachfolgenden Erklärungen und Abbildungen als z-Achse festgelegt. Die dazu orthogonale Achse in der Tischebene sei die x-Achse; die Tischnormale folglich die y-Achse. Die Transmissionsrichtung des ersten Polarisators und die langsame Achse des $\lambda/4$-Plättchens liegen parallel zur x-Achse. Die Transmissionsrichtung des letzten Polarisators wird für eine Versuchsreihe auf $+45°$ und für eine weitere auf $-45°$ gegenüber der x-Achse in der xy-Ebene gedreht. Die kurze Achse des PEMs (die x_{PEM}-Achse in Abbildung 3.5a) ist um $-45°$ gegenüber der x-Achse in der xy-Ebene gedreht.

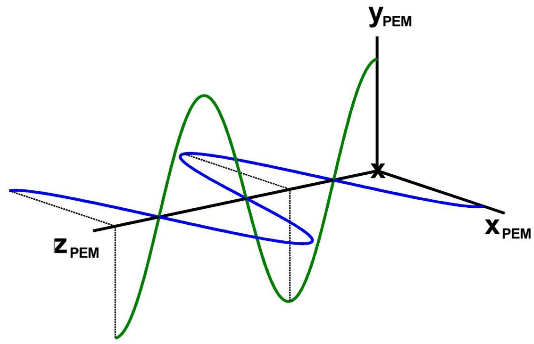
Der PEM ist ein doppelbrechender Kristall, der mit einer Frequenz von 50 kHz zusammengedrückt und ausgedehnt wird. Im unverzerrten Zustand passiert die durch den vorgeschalteten Polarisator linear polarisierte Welle den PEM unverändert. Bei maximaler Kompression des Kristalls ist jedoch der zur y_{PEM}-Achse (vgl. Abbildung 3.5a) parallel polarisierte Anteil der Welle nach Passieren des PEMs dem zur x_{PEM}-Achse parallel polarisierten Anteil um eine Viertelwellenlänge voraus; bei maximaler Ausdehung des Kristalls läuft er um eine Viertelwellenlänge hinterher (vgl. Hinds Instruments, S. 5).

Aus der ursprünglichen linear polarisierten Welle, die gemäß Abbildung 3.5b in Sinus-Schwingungen parallel zur x_{PEM}- und y_{PEM}-Achse zerlegt werden kann, wird bei Kompression des Kristall also eine links-zirkular polarisierte Welle (vgl. Abbildung 3.5c) und bei Ausdehnung eine rechts-zirkular polarisierte Welle (vgl. Abbildung 3.5d).

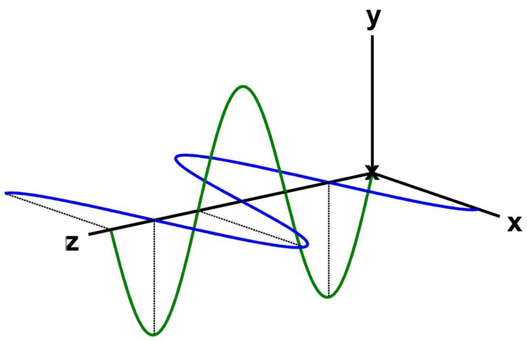
Damit oszilliert auch das Photolumineszenzsignal mit 50 kHz zwischen links- und rechtszirkularer Polarisation. Die zirkular polarisierte Welle kann auch im Tischkoordinatensystem gemäß Abbildungen 3.5c und 3.5d in linear polarisierte Anteile entlang der x- und



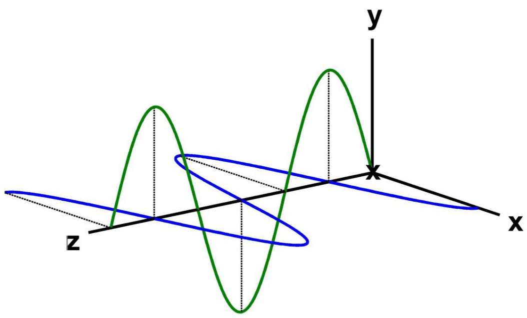
(a) Achsensystem des PEMs



(b) Einfallende linear polarisierte Welle bezogen auf die PEM-Achsen



(c) Links-zirkular polarisierte Welle

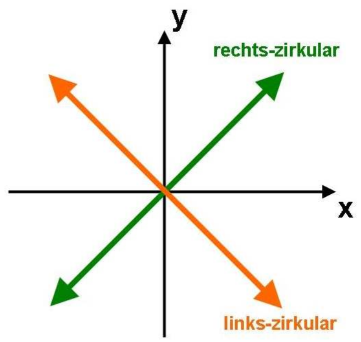


(d) Rechts-zirkular polarisierte Welle

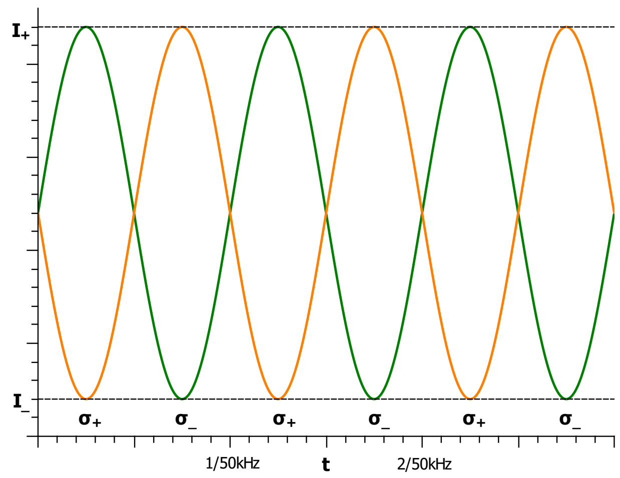
Abbildung 3.5: Veranschaulichung der Polarisation

y-Achse zerlegt werden. Der y-Anteil der PL erhält durch die folgende $\lambda/4$-Platte wieder einen Phasenvorsprung um eine Viertelwellenlänge vor dem x-Anteil. Damit wird sowohl die links- als auch die rechts-zirkular polarisierte Welle wieder zu linear polarisierten Wellen, deren Polarisationsrichtungen jedoch senkrecht aufeinander stehen (vgl. Abbildung 3.6a).

Damit kann je nach Stellung des nachfolgenden Polarisators genau der eine zirkular polarisierte Anteil der PL durchgelassen und der andersherum zirkular polarisierte Anteil eliminiert werden. Der Photodetektor erhält von daher je nach Stellung des letzten Polarisators ein Signal gemäß Abbildung 3.6b. Das Signal der beiden Polarisator-Stellungen unterscheidet sich nur um eine Phasenverschiebung von π aufgrund der Symmetrie der Übergänge für σ_+- und σ_-- Anregung (vgl. Abb. 2.1). I_+- und I_--Intensität sind durch den maximalen bzw. minimalen Wert des Signals gegeben.



(a) Polarisationsrichtung des ursprünglich zirkular-polarisierten Lichtes nach der $\lambda/4$-Platte



(b) Prinzipskizze des Signals am Photodetektor für zwei verschiedene Stellungen des letzten Polarisators

Abbildung 3.6: Wirkweise der $\lambda/4$-Platte und des letzen Polarisators.

3.8 Lock-In-Verstärker

Der Lock-In-Verstärker erhält das Signal des Photodetektors und gibt einen der Amplitude des Signals entsprechenden Wert aus. Der Ausgang des Lock-In-Verstärkers ist daher proportional zu $I_+ - I_-$ und somit proportional zum Polarisationsgrad unter der Annahme das die Gesamtintensität der Photolumineszenz $I_+ + I_-$ konstant ist.

Der Lock-In-Verstärker verstärkt nicht einfach nur ein Signal, er unterdrückt auch Rauschanteile. Dies funktioniert, indem er ein mit der Kreisfrequenz ω_0 moduliertes Eingangssignal

$$V_{E,ideal} = V_0 \sin(\omega_0 t + \Theta_0)$$

erhält (vgl. SRS 3-1). Im Versuch beträgt $\omega_0 = 50\,\mathrm{kHz} \cdot 2\pi$ und $V_0 = \frac{I_+ - I_-}{2}$. Ein Offset der Sinuskurve beeinflusst die Arbeitsweise des Lock-In-Verstärlers dabei nicht. Die Modulationsfrequenz ω_0 ist so hoch, dass der eigentliche Signalverlauf V_0 dagegen wie konstant erscheint.

Liegen auf dem Eingangssignal nun Störgeräusche, können diese ebenfalls als eine Überlagerung von Sinusschwingungen dargestellt werden. Das reale Eingangssignal beträgt also

$$V_E = \sum_{i=0}^{n} V_i \sin(\omega_i t + \Theta_i).$$

Der Lock-In-Verstärker besitzt einen internen Oszillator, dessen Frequenz er auf die Ursprungsmodulation anzupassen versucht. Dazu benötigt der Lock-In die Ursprungsfrequenz; in diesem Experiment erhält der Lock-In das Synchronisationssignal vom PEM. Der Lock-In moduliert nun wiederum das Eingangssignal mit einer Sinuskurve der

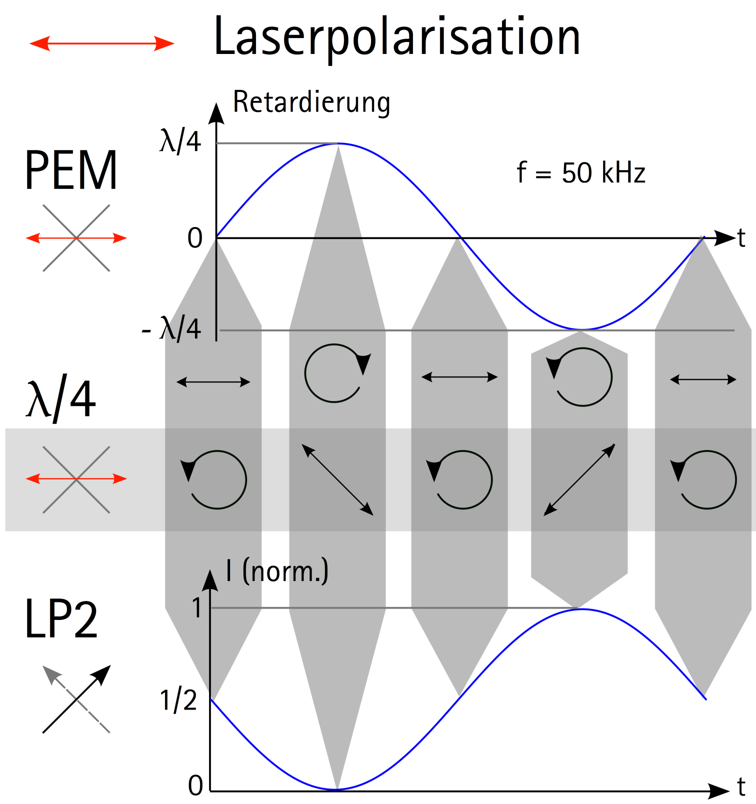


Abbildung 3.7: Zeitliche Veränderung der Polarisation hinter den Polarisationsoptiken bei Modulation mit PEM. Von oben nach unten: die einfallende Laserpolarisation ist horizontal, die Polarisation hinter PEM ist abwechselnd zirkular und horizontal linear, die Polarisation hinter $\lambda/4$ ist abwechselnd zirkular und diagonal linear, die Intensität hinter dem zweiten Linearpolarisator LP2 variiert mit der Modulationsfrequenz (50 kHz).

Schwingkristall-Kreisfrequenz ω_L, der Amplitude V_L und der Phasenverschiebung Θ_{ref} (vgl. SRS 3-1). Intern hat der Lock-In dann das Signal

$$\begin{aligned} V_{AC} &= V_E V_L \sin(\omega_L t + \Theta_{ref}) \\ &= \sum_{i=0}^{n} V_i V_L \sin(\omega_i t + \Theta_i) \sin(\omega_L t + \Theta_{ref}) \\ &= \sum_{i=0}^{n} \frac{1}{2} V_i V_L \cos\left([\omega_i - \omega_L]t + \Theta_i - \Theta_{ref}\right) \\ &- \frac{1}{2} V_i V_L \cos\left([\omega_i + \omega_L]t + \Theta_i + \Theta_{ref}\right) \end{aligned}$$

vorliegen.

Dieses Signal wird nun durch einen Filter geschickt, der nur Gleichstromanteile passieren lässt. Die Summanden, in denen sich ω_i und ω_L deutlich unterscheiden, stellen starke Schwingungen dar und werden folglich durch den Filter unterdrückt. Nur von Summanden mit $\omega_i \approx \omega_L$ bleibt der Kosinusterm mit der Differenz der beiden Kreisfrequenzen übrig. Da der Lock-In versucht ω_L auf ω_0 anzupassen, passiert idealerweise nur das Signal

$$V_{DC} = \frac{1}{2} V_0 V_L \cos(\Theta_0 - \Theta_{ref})$$

den DC-Filter und wird vom Lock-In angezeigt. Dieses Signal ist nun von Rauschanteilen befreit und proportional zum gewünschten Messsignal V_0.

4 Quellenverzeichnis

Demtröder, Wolfgang.. *Experimentalphysik 3 – Atome, Moleküle und Festkörper.* 4. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2010.

DESY [1], Deutsches Elektronen-Synchrotron. *Scrollpumpe.* ≪http://www.physicsmasterclasses.org/exercises/kworkquark/de/lexikon/lexikon.scrollpumpe/2/index≫, 02.03.2011.

DESY [2], Deutsches Elektronen-Synchrotron. *Turbomolekularpumpe.* ≪http://www. physicsmasterclasses.org/exercises/kworkquark/de/lexikon/lexikon.turbomolekularpumpe/2/index.html, 02.03.2011.

Dzhioev, R.I.. *Low-temperature spin relaxation in n-type GaAs.* Physical Review, B 66, 245204, 2002.

Eichler, Jürgen und Eichler, Hans-Joachim. *Laser – Bauformen, Strahlführung, Anwendungen.* 6. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2006.

Hinds Istruments, Inc.. *PEM-90 Photoelastic modulators.* User manual. 1999.

Kayali, S.. *GaAs Material Properties.* ≪http://parts.jpl.nasa.gov/mmic/3-I.PDF≫, 02.03.2011.

Ludin, Andrea Iso. *Kollineare Laserspektroskopie an einem Krypton-Atomstrahl zur Entwicklung einer alternativen 81Kr-Nachweistechnik.* Universität Bern, 1993. ≪http://www.ldeo.colum 02.03.2011.

SRS, Stanford Research Systems. *Model SR830 – DSP Lock-In Amplifier.* User Manual. 2006.