

Praktikumsbericht

Erzeugung ultrakurzer Laserpulse (IQ 7)

Jonathan Rossberg, Eduard Sauter

June 5, 2016

Praktikum im Rahmen der Vorlesung Koheränte Optik im
Sommersemester 2016

1 Theory

Bestimmen sie den theoretischen Verlauf der $g_0 - P$ Kennlinie Die Ratengleichungen lauten.

$$\begin{aligned}
 T_R \frac{dg}{dt} &= \underbrace{\frac{g_0}{T_L}}_{\text{Pumpen}} - \underbrace{\frac{gP}{P_{\text{sat}}}}_{\text{Stimulierte Emission}} - \underbrace{\frac{g}{T_L}}_{\text{Dunkle Abregung}} \\
 T_R \frac{dP}{dt} &= \underbrace{2gP}_{\text{Stimulierte Emission}} + \underbrace{2gP_{\text{vac}}}_{\text{Spontane Emission}} - \underbrace{\frac{P}{T_p}}_{\text{Lineare Verluste}}
 \end{aligned}$$

2 The Potential Well Model

3 Type-II Multiple Quantum Wells

Ziel dieses Versuchs ist die Messung der Spinrelaxationszeit angeregter Elektronen in einer n-dotierten GaAs Probe bei niedrigen Temperaturen. Laut [2] ist die Spinrelaxationszeit maximal bei einer Dotierung von etwa $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Die dotierung der untersuchten Probe liegt auch in diesem Bereich.

Die Beständigkeit des Spins ist interessant für Spintronische Anwendungen. Dort wird der Spin verwendet, um Informationen zu manipulieren, zu speichern und wieder abzurufen. Es ist von Vorteil, wenn diese Informationen nicht zu schnell verloren gehen.

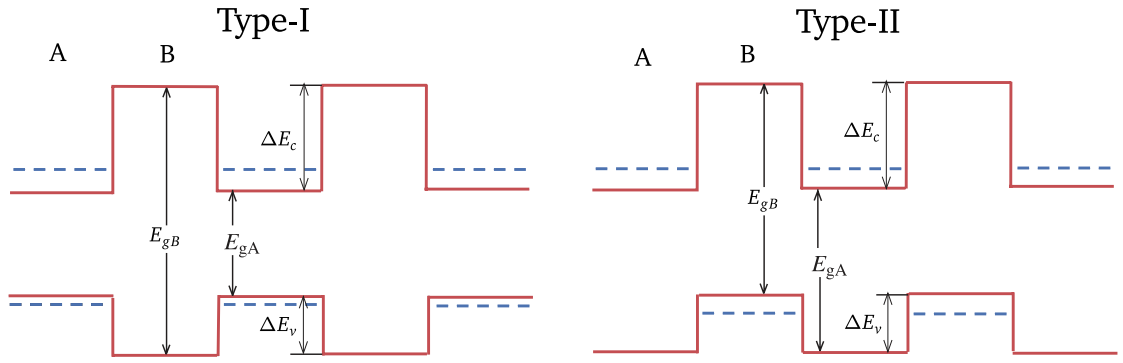


Figure 1: Comparison between the different Band Edge alignments in Quantum Wells. Taken from [6]

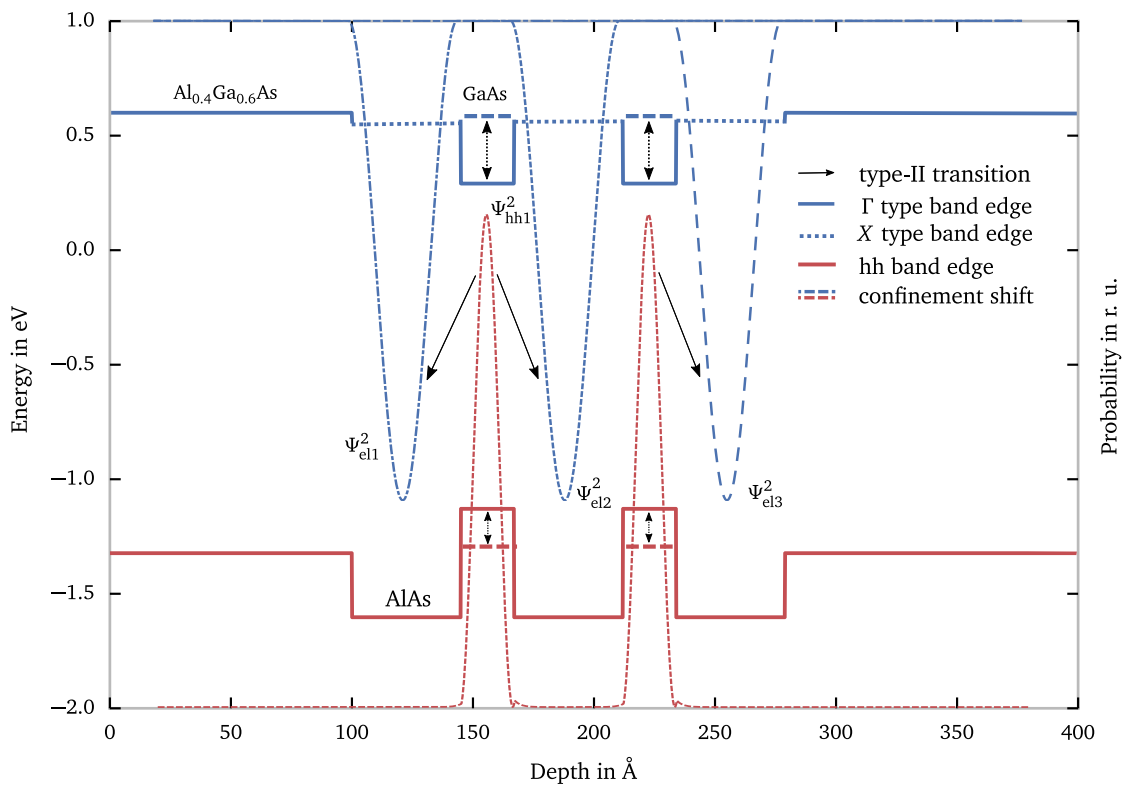


Figure 2: Lowest Energy Wave functions of Electrons and Holes with k -vectors close to the band edges. This figure illustrates the expected spatial separation of the electron and hole states. Calculated with [4]

Die Spinrelaxationszeit wird hier mithilfe einer *Hanle-Messung* bestimmt. Andere mögliche Bestimmungsverfahren sind zum Beispiel Spinrauschspektroskopie oder Zeitaufgelöste Messung.

4 Theorie

Im Grenzfall geringer Bestrahlungsdichten werden nur wenige Elektronen durch das zirkular polarisierte Licht angeregt, und folglich gibt es wenig Rückkombination der entstehenden Löcher mit den optisch angeregten Elektronen. Vielmehr rekombinieren die Elektronen mit den reichlich vorhandenen unpolarisierten Gleichgewichtselektronen¹.

Zusätzlich stehen Übergangswahrscheinlichkeiten vom p -artigen Valenzband bei Anregung mit σ_+ oder σ_- für den Übergang in die Zustände $s = \pm \frac{1}{2}$ des Leitungsbandes stehen in einem Ungleichgewicht.

Durch diese beiden Faktoren kann sich letztendlich ein Gleichgewicht einstellen, in dem es eine gewisse Ansammlung von Gesamtelektronenspin im Leitungsband gibt.

Unter Einfluss des Magnetfeldes erwarten wir aufgrund der *Larmor-Präzession* eine sich zeitlich veränderliche Projektion des Spins der Elektronen senkrecht zum angelegten Magnetfeld B mit der *Larmor-Frequenz*

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

Wir erwarten dann, dass die Gesamtpolarisation der Photolumineszenz dem Verlauf einer *Hanle-Kurve* entspricht [1].

$$\bar{S}_Z(B) = \frac{\bar{S}_Z(0)}{1 + \left(\frac{T_S g \mu_B B}{\hbar} \right)^2}$$

Wobei wir für das Interpolieren der Messwerte folgende Form verwenden

$$\frac{\bar{S}_Z(0)}{1 + \frac{(B - \Delta B)^2}{\xi^2}} + \Upsilon$$

Die Verschiebung der Magnetfeldwerte ΔB könnte zum Beispiel durch das nicht kompensierte Erdmagnetfeld erzeugt werden.

Die *Spinlebenszeit* ist proportional zur Breite der Kurve.

$$T_S = \left(\frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{T} \right) \approx \tau_s \quad (1)$$

Die letztere Näherung verwenden wir nach [2] unter der Annahme niedriger Bestrahlungsdichten. Es ergibt sich dann nach [1]

$$\tau_s = \frac{\hbar}{g\mu_B \xi}$$

Außerdem sind die Naturkonstanten [3]:

$$\begin{aligned} \mu_B &= 9.274\,009\,68(20) \times 10^{-24} \text{ J T}^{-1} \\ \hbar &= 1.054\,571\,800(13) \times 10^{-34} \text{ J s} \end{aligned}$$

¹RI Dzhirov et al. "Low-temperature spin relaxation in n-type GaAs". In: *Physical Review B* 66.24 (2002), p. 245204.

und der *Landé-Faktor* in GaAs bei niedrigen Temperaturen $T \rightarrow 0$ wird aus [7] entnommen.

$$g = -0.452$$

5 Messaufbau

Die Probe wird innerhalb eines Krystostaten auf niedrige Temperaturen abgekühlt. Zum abkühlen wird natürliches, flüssiges Helium verwendet. Eine Turbomolekularpumpe erzeugt, unterstützt von einer Scrollpumpe, einen Druck im Größenbereich von 10^{-8} mbar.

Der Laser arbeitet bei einer Wellenlänge unterhalb des direkten Bandübergangs von 815 nm ohne energetisch größere Übergänge der *s*-Artigen Valenzbandniveaus zu ermöglichen. Um Wellenlängen über der Bandlücke zu unterdrücken schalten wir einen Niedrigpass Filter vor den Laser. Sie könnten bei der Messung störend sein, falls sie von der Probe reflektiert werden und durch den Hochpass Filter vor der Diode geraten. Der Hochpass Filter soll Reflexe niedriger Wellenlänge, welche vom Laser ausgehen können, unterdrücken. Zwei Justierspiegel ermöglichen die Ausrichtung des Strahlengangs auf die Höhe der Probe.

Um einen größeren Bereich der Probe mit geringerer Strahlungsdichte auszuleuchten wird der Laserstrahl mit einer Linse aufgeweitet.

Die Achse des PEM wird im 45° Winkel zum Linearpolarisator ausgerichtet und moduliert so unter Wechselspannung die Polarisation des Laserstrahls Sinusförmig zwischen σ_- und σ_+ .

Die Photolumineszenz wird durch eine $\lambda/4$ Platte gesendet, und so kann aus der Amplitude ihres durch den PEM modulierten Intensitätsverlaufes ihre Gesamtpolarisation bestimmt werden.

Der photoelastische Modulator, ein doppelbrechender Kristall, der mit einer Frequenz von 50 kHz zusammengedrückt und ausgedehnt wird und bei maximaler Ausdehnung als $\lambda/4$ -Plättchen wirkt, erzeugt die Oszillationen von links- und rechtszirkular polarisiertem Laserlicht. Damit oszilliert auch das Photoluminiszenzsignal zwischen links- und rechtszirkular polarisiertem Licht. Dazu wird nur eine Komponente σ_+ oder σ_- bei der Messung berücksichtigt. Sie wird durch den Linearpolarisator 2 herausgefiltert.

Die Amplitude wird direkt mit dem Lock-In Amplifier gemessen, der seine Lock-In Frequenz durch den PEM erhält. Er verstärkt schließlich das Signal und unterdrückt gleichzeitig Rauschanteile durch einen DC-Filter. Das Signal des Lock-Ins wurde am Computer gleich ausgewertet.

Die Probe selbst befindet sich in einem 4He-Metall-Dewargefäß, an dessen äußere Kammer zwei Vakuumpumpen angeschlossen sind. In der inneren Kammer tropft flüssiges Helium auf einen Kupferfinger, an dem die Probe angebracht ist. Sie soll diese auf etwa 6.5 K herunterkühlen. Ein Computer regelt die Stromversorgung der Helmholtz-Spule, welche vorher durch ein Gauss-Meter kalibriert wurde. Er nimmt auch die Amplitudenwerte des Lock-In auf und erzeugt auf diese Weise die Messreihen des nächsten Abschnittes.

6 Messergebnisse

Unsere Messungen der Spinpolarisation in Abhängigkeit vom Magnetfeld liefern uns die Hanle-Kurve, welche in der untenstehenden Abbildung dargestellt ist. In einer ersten Messung, dargestellt in der unteren der beiden Kurven, haben wir bei einer Laserintensität von 22.5 mW 50 Messwerte aufgenommen und jeweils die Stromstärke um 100 mA erhöht. In einer zweiten Messung wurden je 50 Messwerte in kleineren Abständen von 80 mA in beide Polungsrichtungen gemessen (oberes Diagramm). Die Halbwertsbreiten der Hanle-Kurven der beiden Messungen liefern uns schließlich über Gleichung 1 die Spinrelaxionszeit. $\tau_{s_1} = 20.199(1344)$ ns für die erste Messung und $\tau_{s_2} = 25.535(429)$ ns für die zweite Messung.

Die beiden Messungen hätten bei einer Temperatur von 6.5 K stattfinden sollen. Da das Kryostat eine fehlerhafte Dichtung hatte, ist diese Temperatur allerdings nicht erreicht worden. Geplant waren ursprünglich auch noch zwei weitere Messungen mit verschiedenen Laserintensitäten. Da bei einer Überprüfung, ob ein Leck vorliegt, schließlich das Vakuum komplett zusammengebrochen ist, wurden diese beiden Messungen nicht mehr durchgeführt.

7 Diskussion der Ergebnisse

Wie man sieht lassen sich unsere Messdaten der Theorie entsprechend sehr gut durch eine Lorentz-Kurve approximieren. Vor allem die zweite Messung, in der wir die Stromstärke in kleineren Abständen verändert haben, zeigt geringe Abweichungen von deren Verlauf. Allerdings fehlen hier bei der Messung in negativer Stromrichtung die ersten zwei Messwerte, da die Sättigungsgrenze des Lock-Ins erreicht war.

Anhand der Halbwertsbreite der Hanle-Kurve haben wir also die Spinlebenszeit von etwa 23 ns bestimmen können. Aufgrund bisheriger Erfahrungen mit dem Versuchsaufbau wären allerdings Lebenszeiten im Bereich von bis zu 100 ns erwartet worden. Da allerdings aufgrund der fehlerhaften Dichtung die Temperatur der Probe 6.5 K vermutlich deutlich überschritten hat, führte Streuung der Elektronen an Phononen und Fehlstellen aufgrund der höheren Temperatur zu einer Verringerung von τ_s [5].

Auffällig ist überdies die große Verschiebung ΔB der Hanle-Kurve um den Nullpunkt in beiden Messungen. Das Erdmagnetfeld wurde nicht kompensiert. Im schlimmsten Fall steht der magnetische Feldvektor in der Ebene senkrecht zum von der Probe reflektierten Strahl. Sein Betrag in Deutschland ist etwa 50 μ T. Selbst im schlimmsten Fall wäre dieser Effekt also zu klein. Wir vermuten daher, dass sich wegen vorangegangenen Anlegens eines Magnetfelds eine Remanenz in der Probe gebildet haben könnte. Vor allem die erste Messung, in der ΔB besonders hoch ist, unterstützt diese These. Vor Aufnahme dieser Messdaten hatten wir mehrmals ein Magnetfeld in gleicher Richtung angelegt.

References

- [1] Leibniz Universität Hannover Abteilung Nanostrukturen Institut für Festkörperphysik. “Spindynamik in Halbleitern FP zum Modul ”Einführung in die Festkörperphysik“”. In: (2012) (cit. on p. 3).
- [2] RI Dzhioev, KV Kavokin, VL Korenev, MV Lazarev, B Ya Meltser, MN Stepanova, BP Zakharchenya, D Gammon, and DS Katzer. “Low-temperature spin relaxation in n-type GaAs”. In: *Physical Review B* 66.24 (2002), p. 245204 (cit. on pp. 1, 3).
- [3] Peter J Mohr, Barry N Taylor, and David B Newell. “CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2010a”. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 41.4 (2012), p. 043109 (cit. on p. 3).
- [4] Greg Snider. “1D Poisson/Schrödinger User’s Manual A Band Diagram Calculator”. In: *Department of Electrical Engineering, University of Notre Dame* 191 (1990) (cit. on p. 2).
- [5] MW Wu, JH Jiang, and MQ Weng. “Spin dynamics in semiconductors”. In: *arXiv preprint arXiv:1001.0606* (2010) (cit. on p. 5).
- [6] P.Y. Yu and Manuel Cardona. *Fundamentals of semiconductors: physics and materials properties*. Vol. 1. 2005, pp. 1829–1841. DOI: 10.1007/978-3-642-00710-1 (cit. on p. 2).
- [7] Wlodzimierz Zawadzki, Pawel Pfeffer, Rudolf Bratschitsch, Zilong Chen, Steven T Cundiff, Benedict N Murdin, and Carl R Pidgeon. “Temperature dependence of the electron spin g factor in GaAs”. In: *Physical Review B* 78.24 (2008), p. 245203 (cit. on p. 4).