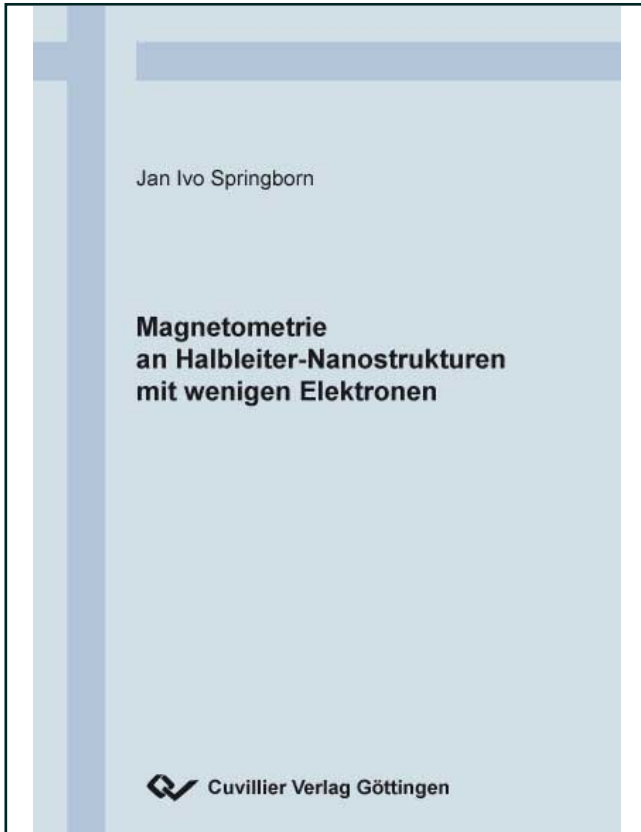




Jan Ivo Springborn (Autor)

Magnetometrie an Halbleiter-Nanostrukturen mit wenigen Elektronen



<https://cuvillier.de/de/shop/publications/1681>

Copyright:

Cuvillier Verlag, Inhaberin Annette Jentsch-Cuvillier, Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen, Germany

Telefon: +49 (0)551 54724-0, E-Mail: info@cuvillier.de, Website: <https://cuvillier.de>

Kapitel 1

Einleitung

Die fortschreitende Miniaturisierung elektronischer Bauelemente hat in den vergangenen Jahrzehnten zu zahlreichen Anwendungen geführt, die aus unserem täglichen Leben nicht mehr wegzudenken sind. Seit der Erfindung des ersten Transistors im Jahr 1947 [Bar48] und der Realisierung von integrierten Schaltungen [Kil59] ist deren Leistungsfähigkeit rasant angestiegen. Im Jahre 1965 stellte Gordon E. Moore die These auf, dass sich die Komplexität der integrierten Schaltkreise jährlich verdoppeln würde [Moo65]. Dieses „Moore'sche Gesetz“ hat in leicht abgewandelter Form bis heute Bestand. Möglich wurde diese exponentielle Entwicklung vor allem durch immer kleinere Strukturen. Inzwischen sind die verwendeten Transistoren nur noch einige Nanometer groß und stoßen somit in Bereiche vor, in denen die Quantenmechanik einen dominierenden Einfluss hat.

Niedrig-dimensionale Elektronensysteme offenbaren eine Vielzahl neuartiger Phänomene. In dieser Arbeit betrachten wir modulationsdotierte Halbleiter-Systeme mit freien oder quantisierten Leitungsband-Elektronen. In zweidimensionalen Elektronensystemen (2DES) treten bei tiefer Temperatur und im hohen Magnetfeld beispielsweise der Quanten-Hall-Effekt [vK80] und der Fraktionale Quanten-Hall-Effekt [Tsu82] auf. Die Entdeckung dieser fundamental neuartigen Phänomene wurde jeweils mit einem Nobelpreis ausgezeichnet.

Wird die Bewegungsfreiheit der Elektronen in weiteren Dimensionen eingeschränkt, so entstehen eindimensionale (Quantendrähte) und nulldimensionale Elektronensysteme (Quantenpunkte). In den letzt genannten Strukturen sind die Elektronen wie in realen Atomen in allen drei Raumrichtungen eingeschlossen. Sie werden daher auch als „künstliche Atome“ bezeichnet [Ash96, Kou97]. Im Gegensatz zu realen Atomen lässt sich für die künstlichen Quantenpunkte jedoch die Form und Stärke des Einschlusspotenzials sowie die Anzahl der eingeschlossenen Elektronen über einen großen Bereich einstellen. Das geschieht zum Beispiel über die Wahl des Materials

und der Parameter im Herstellungsprozess oder durch nachträgliches Anlegen elektrischer Felder. Dieses „Maßschneidern“ der Quantenpunkt-Eigenschaften eröffnet zahlreiche Anwendungsmöglichkeiten [Jac00], beispielsweise in Quanten-Computern [Ima99, Kro04], als Einzelphotonen-Quelle für die Quanten-Kryptographie [Yua02, Ben05], in Lasern [Faf96] sowie als Speichermedium [Fin98, Böd99, Bal04].

Neben den genannten Anwendungen eröffnen die Quantenpunkte aber auch in der Grundlagenforschung neue Möglichkeiten. Für natürliches Helium wurde zum Beispiel in hohen Magnetfeldern ein durch Elektron-Elektron-Wechselwirkung bedingter Übergang des Grundzustandes von einem Singulett- in einen Triplett-Zustand vorausgesagt [Thu82]. Dieser Übergang tritt jedoch erst bei mehr als 10^5 T auf und ist daher nur auf Neutronensternen und weißen Zwergen zu beobachten [Bec99, Jor98]. Für zwei Elektronen in einem Quantenpunkt, also „künstliches Helium“, wurde dieser Singulett-Triplett-Übergang dagegen für ein Magnetfeld von nur etwa 1 T prognostiziert [Wag92]. Für GaAs-Quantenpunkte konnte dieser Übergang bereits im Labor nachgewiesen werden [Ash93].

Für die Untersuchung niedrig-dimensionaler Elektronensysteme kommt eine Vielzahl experimenteller Methoden zum Einsatz. Hauptsächlich werden aber Magneto-transport-Messungen und optische Spektroskopie verwendet. Da sich das Elektronensystem bei diesen Messungen in einem angeregten Zustand befindet, sind jedoch nur indirekte Rückschlüsse auf die Grundzustandsenergie möglich. Einen direkten Zugang zum Vielteilchen-Grundzustand bieten hingegen thermodynamische Messgrößen, wie zum Beispiel die Magnetisierung [Eis85, Wie97, Mei99, Har00, Sch02d, Zhu03a, Wil06]. Da diese für niedrig-dimensionale Elektronensysteme typischerweise sehr klein ist, stellt ihre Detektion eine experimentelle Herausforderung dar.

In dieser Arbeit wurde die Magnetisierung von niedrig-dimensionalen Elektronensystemen mit Hilfe eines Cantilever-Magnetometers vermessen. Dazu wurde ein hochsensibles interferometrisches Verfahren zur Detektion der Cantilever-Auslenkung entwickelt, welches simultane Magneto-transport-Messungen und das Einstellen der Ladungsträgerzahl über eine Feldeffektelektrode ermöglicht. Eingehend untersucht wurden ein zwei-dimensionales Elektronensystem in einer AlGaAs/GaAs Heterostruktur sowie selbstorganisiert gewachsene InAs-Quantenpunkte. Schwerpunkt der Analyse war die Wechselwirkung der Elektronen untereinander.

Diese Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel zwei werden die theoretischen Grundlagen zur Beschreibung niedrig-dimensionaler Elektronensysteme eingeführt. Das faseroptische Cantilever-Magnetometer und die Cantilever-Sensoren werden in den Kapiteln drei und vier vorgestellt. Im fünften Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse der Untersuchungen an zwei- und null-dimensionalen Elektronensystemen präsentiert. Abschließend folgt das sechste Kapitel mit einer Zusammenfassung.

Kapitel 2

Theorie niedrigdimensionaler Elektronensysteme

In diesem Kapitel werden grundlegende theoretische Konzepte eingeführt, mit deren Hilfe sich die Magnetisierung der untersuchten Elektronensysteme berechnen lässt. Eine detaillierte Darstellung der Physik niedrigdimensionaler Elektronensysteme findet sich in [Kel95].

In Abschnitt 2.1 werden zunächst die theoretischen Grundlagen für nicht wechselwirkende Elektronen in einem 2DES vorgestellt. Der Einfluss endlicher Temperatur und die Streuverbreiterung der Landau-Niveaus werden im Rahmen des Lifshitz-Kosevich-Formalismus berücksichtigt. Abschnitt 2.2 beschäftigt sich mit dem Verhalten von Elektronen in Quantenpunkten. Es wird insbesondere ein Modell zur störungstheoretischen Beschreibung der Elektron-Elektron-Wechselwirkungen eingeführt.

2.1 Zweidimensionale Elektronensysteme

In dieser Arbeit wird das zweidimensionale Elektronensystem in einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur realisiert. Auf Grund der maßgeschneiderten Bandstruktur werden die Elektronen in ihrer Bewegung auf die x - y -Ebene beschränkt. z ist die Wachstumsrichtung. Die Elektronen lassen sich im Rahmen der Effektiven-Masse-Näherung als freie Teilchen mit der effektiven Masse m^* beschreiben. In GaAs beträgt $m^* = 0,067 m_e$, wobei m_e die freie Elektronenmasse ist. Die Ladungsträgerdichte wird durch Modulations-Dotierung eingestellt. Bei unseren Proben ist sie so gewählt, dass nur das unterste Subband besetzt ist. Die Zustandsdichte ist dann

$$D_0(E) = \begin{cases} 0 & \text{für } E < E_{0,z} \\ \frac{m^*}{\pi\hbar^2} & \text{für } E \geq E_{0,z} \end{cases} . \quad (2.1)$$

Im Folgenden betrachten wir nicht-wechselwirkende Elektronen im 2DES unter Einfluss eines extern angelegten Magnetfeldes.

2.1.1 2DES im senkrechten Magnetfeld

Der Hamiltonoperator für freie Elektronen in einem homogenen Magnetfeld ist gegeben durch

$$\hat{H} = \frac{1}{2m^*} \left(\hat{p} + e\vec{A}(\vec{r}) \right)^2 , \quad (2.2)$$

mit der Elementarladung e , der effektiven Masse der Elektronen m^* , dem Impulsoperator $\hat{p} = -i\hbar\nabla_{\vec{r}}$ und dem Vektorpotenzial \vec{A} . Wir nehmen ein Magnetfeld in z -Richtung $\vec{B} = B_z\vec{e}_z$ an. Löst man die Schrödingergleichung, so ergeben sich die Energieeigenwerte für die Bewegung in der x - y -Ebene zu

$$E_j = \left(j + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c , \quad \text{mit } j = 0, 1, 2, \dots \quad (2.3)$$

und der Zyklotronfrequenz

$$\omega_c = \frac{eB_z}{m^*} . \quad (2.4)$$

Für die z -Richtung nehmen wir an, dass nur das unterste Subband besetzt ist. Die Gesamtenergie ist dann

$$E_j^{ges} = E_{0,z} + E_j . \quad (2.5)$$

Die Energieniveaus mit der Quantenzahl j werden als Landau-Niveaus bezeichnet. Ihre Entartung beträgt pro Einheitsfläche

$$N_L = \frac{2eB_z}{h} . \quad (2.6)$$

Der Faktor 2 ist durch die Entartung bezüglich des Elektronenspins bedingt. Die Zustandsdichte eines 2DES im Magnetfeld ergibt sich zu

$$D(E) = N_L \sum_{j=0}^{\infty} \delta(E - E_j^{ges}) . \quad (2.7)$$

Wird zusätzlich die Zeeman-Aufspaltung im Magnetfeld auf Grund des Spins der Elektronen berücksichtigt, so ergibt sich ein zusätzlicher Energieterm

$$E^z = g^* \mu_B B s , \quad (2.8)$$

dabei ist s die Spin-Quantenzahl, B der Betrag des Magnetfeldes, μ_B das Bohrsche Magneton und g^* der effektive Landé-Faktor. Für freie Elektronen beträgt der Landé-Faktor etwa 2. Für Leitungsbandelektronen in GaAs gilt auf Grund von Bandstruktureffekten ein effektiver Landé-Faktor von $g^* = -0,44$. Der zusätzliche Energiebeitrag spaltet die Landauniveaus in zwei Energieniveaus mit der Entartung $N_\nu = \frac{eBz}{h}$ auf. Für eine gegebene Ladungsträgerdichte n_s definiert man den Füllfaktor als

$$\nu = \frac{n_s}{N_\nu} . \quad (2.9)$$

2.1.2 Magnetisierung eines 2DES

Die Magnetisierung ist eine thermodynamische Zustandsgröße. Für eine konstante Teilchenzahl $N = n_s A$ und Temperatur T berechnet sich die Magnetisierung M aus der Freien Energie F zu

$$M = - \left. \frac{\partial F}{\partial B} \right|_{N,T} . \quad (2.10)$$

Ideales 2DES Die Freie Energie ist über die Relation $U = F - TS$ mit der Inneren Energie U verknüpft. S ist die Entropie. Im Folgenden gehen wir von der Temperatur $T = 0$ K aus. Dann ist die Innere Energie gleich der Freien Energie und die Magnetisierung vereinfacht sich zu

$$M = - \left. \frac{\partial U}{\partial B} \right|_{N,T=0} . \quad (2.11)$$

Die Innere Energie berechnet sich aus der Zustandsdichte zu

$$U = A \int_0^\mu E D(E) dE , \quad (2.12)$$

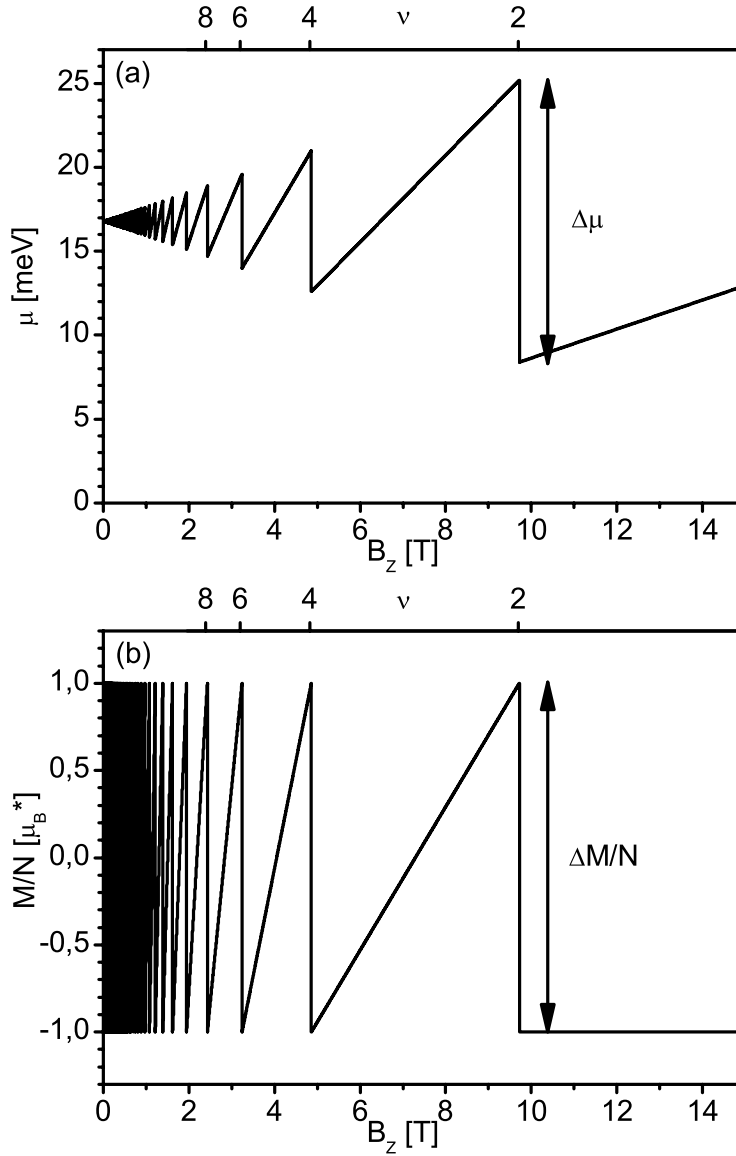


Abbildung 2.1: (a) Chemisches Potenzial und (b) Magnetisierung pro Elektron eines idealen 2DES in Abhängigkeit des angelegten Magnetfeldes. Die Zeeman-Aufspaltung auf Grund des Elektronenspins wurde nicht berücksichtigt. Die Ladungsträgerdichte ist $n_s = 4,7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, die Temperatur $T = 0 \text{ K}$. Die sägezahnförmigen Oszillationen im Chemischen Potenzial und in der Magnetisierung sind periodisch in $1/B_z$. Die Amplitude der Energiesprünge beträgt $\Delta\mu = \hbar\omega_c$, die Amplitude der Magnetisierungssprünge $\Delta M/N = 2 \mu_B^*$.

wobei das Chemische Potenzial μ über folgende Gleichung bestimmt wird:

$$n_s = \int_0^\mu D(E) dE . \quad (2.13)$$

Abbildung 2.1 zeigt das Chemische Potenzial (a) und die Magnetisierung (b) eines idealen 2DES in Abhängigkeit des angelegten Magnetfeldes. Sowohl im Chemischen Potenzial als auch in der Magnetisierung treten diskrete Sprünge auf. Die Position dieser Sprünge ist periodisch in $1/B_z$ mit der Periode

$$\Delta \left(\frac{1}{B_z} \right) = \frac{2e}{\hbar n_s} . \quad (2.14)$$

Das Chemische Potenzial springt jeweils um $\Delta\mu = \hbar\omega_c$, die Magnetisierung um $\Delta M = 2 \mu_B^*$. Dabei ist $\mu_B^* = \frac{e\hbar}{2m^*}$ das effektive Bohrsche Magneton. Die thermodynamischen Zustandsgrößen M und μ sind über die Maxwellrelation $\left. \frac{\partial M}{\partial \mu} \right|_B = \left. \frac{\partial N}{\partial B} \right|_\mu$ miteinander verknüpft. Diese Relation vereinfacht sich für die Sprünge zu [Wie97]

$$\frac{\Delta M}{N} = \frac{\Delta\mu}{B} . \quad (2.15)$$

Reales 2DES Um das in dieser Arbeit realisierte 2DES zu beschreiben, beziehen wir im Folgenden die endliche Temperatur und die Verbreiterung der Landau-Niveaus auf Grund von Streueffekten mit ein. Zur exakten Analyse haben sich komplexe Zustandsdichte-Modelle etabliert, aus denen sich numerisch die Magnetisierung bestimmen lässt [Sch02d, Kno02, Zhu03a]. In dieser Arbeit verwenden wir ein Modell im Rahmen des Lifshitz-Kosevich-Formalismus. Mit diesem Ansatz ergeben sich analytische Ausdrücke für die oszillierenden thermodynamischen Größen. Des Weiteren lässt sich aus der Breite der Landau-Niveaus direkt die Quanten-Streuzeit der Elektronen bestimmen.

Für eine endliche Temperatur T ist die Besetzung der Zustände im thermodynamischen Gleichgewicht durch die Fermi-Verteilung gegeben. Die Fermi-Verteilungsfunktion beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Zustand der Energie E besetzt ist:

$$f(E, \mu, T) = \left(1 + e^{\frac{E-\mu}{k_B T}} \right)^{-1} . \quad (2.16)$$

k_B ist die Boltzmann-Konstante.

In einem realen 2DES sind die Landau-Niveaus durch Elektronenstreuung verbreitert. In dieser Arbeit nehmen wir eine Lorentzverbreiterung an. An der Stelle E' ist diese gegeben durch

$$g(E - E') = \frac{2}{\pi\Gamma} \left(1 + \frac{2(E - E')}{\Gamma} \right)^{-1} \quad (2.17)$$

mit der vollen Breite bei halbem Maximum Γ . Die Quanten-Streuzeit der Elektronen ist gegeben durch $\tau_q = \frac{\hbar}{\Gamma}$.

Die endliche Temperatur und die Streuverbreiterung führen zu einer Reduzierung der Magnetisierungs sprünge [Sho84]:

$$\Delta M/N = R_T R_D 2\mu_B^* . \quad (2.18)$$

Die Reduktionsfaktoren auf Grund der Temperatur R_T und auf Grund der Verbreiterung der Landauniveaus R_D sind

$$R_T = \frac{\pi u}{\sinh \pi u} + \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi^2 u^2}{\sinh u \sinh 2u} - \frac{\pi^3 u^3}{\sinh^3 u} \right) \quad \text{mit } u = \frac{\pi k_B T}{\mu_B^* B_z} \quad (2.19)$$

$$R_D = e^{-\frac{\pi\Gamma}{2\mu_B^* B_z}} . \quad (2.20)$$

Aus den Magnetisierungssprüngen berechnet sich nach Gleichung 2.15 die thermodynamische Energielücke¹ ΔE gemäß

$$\Delta E = \frac{\Delta M}{N} B . \quad (2.21)$$

¹Wir verwenden die Bezeichnung „thermodynamische Energielücke“ um die Größe ΔE von Energielücken bei optisch angeregten Prozessen zu unterscheiden.