

Kapitel 1

Einleitung

Die fortschreitende Entwicklung der Fertigungstechniken in der Halbleiter-Technologie ermöglicht es heute komplexe quantenmechanische Systeme „maßzuschneidern“. Die Erforschung der quantenmechanischen Phänomene ist sowohl für fundamentale physikalische Forschung von Interesse als auch für die Halbleitertechnologie. Seit der Erfindung des ersten Transistors im Jahr 1947 [Bar48] und der Realisierung von integrierten Schaltungen [Kil59] ist deren Leistungsfähigkeit rasant angestiegen. Die Leistungssteigerung wurde im Jahre 1965 von Gordon E. Moore durch das nach ihm benannte „Mooresche Gesetz“ postuliert. Es besagt, dass die Komplexität der integrierten Schaltkreise jährlich verdoppelt wird [Moo65]. Möglich wurde diese exponentielle Leistungssteigerung vor allem durch die fortlaufende Verkleinerung der Bauelemente. Inzwischen sind Teile der Transistoren nur noch einige Nanometer groß. Dabei stoßen sie unweigerlich an Grenzen, in denen die Quantenmechanik einen dominierenden Einfluss hat. Dieses motiviert die Untersuchung von quantenmechanischen Phänomenen.

Im Speziellen ermöglicht der Einschluss von Elektronensystemen in eine oder mehrere Raumrichtungen die Untersuchung interessanter quantenmechanischer Phänomene. Das grundlegende Bauelement der heutigen Halbleiter-Elektronik ist der Si-MOSFET¹ in dem ein zweidimensionales Elektronensystem (2DES) integriert ist. Im Jahr 1980 wurde von K. von Klitzing der Quanten-Hall-Effekt (QHE) in diesem System entdeckt [vK80]. Die Entdeckung dieses fundamental neuartigen Phänomens wurde mit einem Nobelpreis ausgezeichnet. Bereits zwei Jahre später konnte der

¹Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor

fraktionelle QHE an MBE² gewachsenen Strukturen auf AlGaAs/GaAs-Basis beobachtet werden [Tsu82]. Hierfür wurde ebenfalls ein Nobelpreis verliehen. In diesen Systemen wird das 2DES in der Ebene ausgebildet, an der unterschiedliche Halbleiter mit ähnlichen Gitterkonstanten epitaktisch mit atomarer Genauigkeit übereinander gewachsen werden. In technischen Anwendungen werden diese Systeme genutzt, wenn ultraschnelle Arbeitsschritte benötigt werden. Bemerkenswert ist, dass die elektronischen Strukturen noch immer im klassischen Weg benutzt werden. Die Modulation des Stromflusses geschieht in Transistoren durch Verarmung von Ladungszonen. Neuartige Konzepte sind seit einigen Jahren in Diskussion. Diese nutzen entweder den Spin als neuen Freiheitsgrad („Spintronics“) [Dat90, Pri98] oder direkt die quantenmechanischen Eigenschaften eines Systems („Quantencomputer“).

In dieser Arbeit werden Untersuchungen an tunnelgekoppelten 2DES durchgeführt. Dabei werden zwei 2DES von einer nur wenige Atomlagen dicken Tunnelbarriere voneinander getrennt. In einlagigen 2DES entsteht der QHE aufgrund der Quantisierung der Zustandsdichte in einem Magnetfeld senkrecht zum 2DES. Bei geradzahigen Füllfaktoren ist der QHE ein Einteilchenphänomen, während der fraktionelle QHE ein Vielteilchenphänomen ist. In tunnelgekoppelten 2DES können gleichzeitig Vielteilchenphänomene sowie Einteilchenphänomene an geradzahigen Füllfaktoren untersucht werden. Mit dem tunnelgekoppelten 2DES sind zwei weitere Energieskalen verbunden. Das Einteilchenphänomen der energetischen Aufspaltung Δ_{SAS} , hervorgerufen durch das Tunneln sowie die Vielteilchen-Coulomb-Wechselwirkung zwischen den einzelnen 2DES. Der damit verbundene neue Freiheitsgrad, nämlich die Unterscheidung zwischen Elektronen im jeweiligen 2DES, könnte ebenfalls zu einem neuen Konzept eines Transistors führen [Hu00].

Eine Reihe von unterschiedlichen Experimenten wurde genutzt um 2DES zu untersuchen. Der Großteil der Resultate wurde mittels Magnetotransport und optischer Spektroskopie erzeugt. Da beide Messvarianten das System anregen, geben beide nur indirekte Information über die Grundzustandsenergie wieder. Einen direkten Zugang zur Grundzustandsenergie erhält man durch Messung der thermodynamischen Gleichgewichtsgrößen, wie zum Beispiel der Magnetokapazität [Smi85, Mos86, Ash93, Dol97, MR02], der spezifischen Wärme [Gor85] und der Magnetisierung [Sto84, Eis85b, Wie97, Mei99, Har01]. Diese Größen ermöglichen das Berechnen der Grundzustandsenergie und beinhalten mögliche Wechselwirkungen und Vielteilcheneffekte. Typischerweise besitzen die thermodynamischen Gleichgewichtsgrößen

²Molecular Beam Epitaxy

eine oszillatorische Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte oder dem Magnetfeld. Zur Untersuchung der tunnelgekoppelten 2DES werden in dieser Arbeit Magnetisierungsmessungen vorgestellt. Dazu werden hochempfindliche mikromechanische Cantilever-Magnetometer (MCM) verwendet. Die Magnetisierung wird in Abhängigkeit des Magnetfeldes, der Symmetrie der Leitungsbandkante sowie einer Verkipfung zwischen der Normalen auf dem tunnelgekoppelten 2DES und dem Magnetfeld untersucht. Ein besonderes Augenmerk wurde hierbei auf unterschiedliche Phasen gelegt, in denen sich das tunnelgekoppelte 2DES in Abhängigkeit der Symmetrie der Leitungsbandkante, sowie dem Magnetfeld in der Ebene befindet.

Diese Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen zur Beschreibung von niedrigdimensionalen Elektronensystemen und insbesondere von tunnelgekoppelten 2DES vorgestellt. Das Messsystem und die Herstellung der MCM werden in Kapitel 3 und 4 eingeführt. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse der Transport- und Magnetisierungsmessungen, die an den tunnelgekoppelten 2DES durchgeführt wurden, präsentiert. Abschließend folgt das Kapitel 6 mit einer Zusammenfassung.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Konzepte aufgezeigt, die magnetische Oszillationen in niedrigdimensionalen Elektronensystemen erklären.

Diese Arbeit untersucht modulationsdotierte AlGaAs-GaAs-Heterostrukturen. Hierbei werden zweidimensionale Elektronensysteme (2DES) durch eine Abfolge von Atomlagen realisiert, welche mittels MBE gewachsen werden. Im Folgenden soll das MBE-Wachstum entlang der z -Richtung angenommen werden. Das Einschlusspotenzial in z -Richtung ist zum einen durch die Leitungsbandkanten der Materialien und die Abfolge der Atomlagen bestimmt. Zum anderen steht durch Modulationsdotierung der Heterostruktur mit Si-Atomen ein Verfahren zur Verfügung, mit dem gezielt Ladungsträger in das System gebracht werden können. Durch die aus der Dotierung stammenden Elektronen entsteht selbstkonsistent ein elektrisches Feld, welches ebenfalls für das Einschlusspotenzial verantwortlich ist. Im Fall der Entartung liegt das Fermi-Niveau E_F im Leitungsband und ein 2DES entsteht. Aufgrund der hohen Präzision beim MBE-Wachstum kann ein so starkes Einschlusspotenzial realisiert werden, dass bei tiefen Temperaturen und geeigneter Dotierung nur das unterste Subband besetzt ist. Die zugehörige Energie der Leitungsbandkante soll mit E_{0z} bezeichnet werden.

Die kinetischen Eigenschaften von Elektronen im Leitungsband in einem Halbleiter können durch eine Bewegung von quasi freien Elektronen mit einer effektiven Masse m^* in der (x, y) -Ebene beschrieben werden.¹ Durch Einführung der effektiven Masse wird der Einfluss des periodischen Potenzials des Kristallgitters auf die Elektronenenergien berücksichtigt. Für eine parabolische Energiedispersion, welche eine gute

¹In GaAs ist $m^* = 0,067m_e$ (m_e ist die freie Elektronenmasse).

Näherung für Elektronen in GaAs ist, ist die Zustandsdichte (DOS)² für ein 2DES im Magnetfeld $B = 0$ T gegeben durch

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

2.1 2DES in einem senkrechten Magnetfeld

Der Hamilton-Operator für nicht wechselwirkende Elektronen mit einer effektiven Masse in einem homogenen Magnetfeld $\mathbf{B}$ ist gegeben durch

$$\hat{H} = \frac{(\hat{p} - e\mathbf{A})^2}{2m^*} + V(\mathbf{r}), \quad (2.2)$$

mit dem kinetischen Impuls $\hat{p} = -i\hbar\nabla_{\mathbf{r}}$ und dem Vektorpotenzial $\mathbf{A}$, welches das Magnetfeld durch

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{B} \quad (2.3)$$

enthält. $V(\mathbf{r})$ ist ein externes Potenzial welches vorerst als konstant $V = 0$ angenommen werden soll.

Bei einem Magnetfeld $\mathbf{B} = \mathbf{e}_z B_z$ entlang der z -Achse ist das Vektorpotenzial in der Landaueichung gegeben als $\mathbf{A} = xB_z\mathbf{e}_y$ und die Schrödingergleichung bekommt folgende Form:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial}{\partial y} + \frac{ieB_z}{\hbar}x \right)^2 + \frac{2m^*}{\hbar^2}E \right] \psi(x, y) = 0 \quad (2.4)$$

Da in der Landaueichung $[\mathbf{p}_y, \mathbf{H}] = 0$ gilt, kann man für die Bewegung in der (x, y) -Ebene

$$\psi(x, y) = \phi_x(x)e^{ik_y y} \quad (2.5)$$

schreiben und Gl. 2.4 wird zu einer Bewegungsgleichung eines harmonischen Oszillators

²für engl. Density Of States

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{m^* \omega_c^2}{2} (x - x_0)^2 \right] \phi_x(x) = E_{xy} \phi_x(x), \quad (2.6)$$

mit der Zyklotronfrequenz

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*}, \quad (2.7)$$

als Eigenfrequenz. Hierbei ist $x_0 = -\hbar k_y / m^* \omega_c = -k_y l^2$ die Koordinate des Zentrums einer Zyklotronbahn mit einer magnetischen Länge von $l = (\hbar / eB_\perp)^{1/2}$. Die Eigenenergien des Systems entsprechen den Energien der diskreten Landauniveaus und sind gegeben durch

$$E_j = E_{0z} + \left(j + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c, \quad j = 0, 1, 2, \dots, \quad (2.8)$$

mit einer Energie der Leitungsbandkante E_{0z} welche durch die Quantisierung in z -Richtung entsteht. Das senkrechte Magnetfeld hat keinen Einfluss auf die Energie der Leitungsbandkante.

Die Energieeigenzustände sind bezüglich des Impulses entartet. Um sicher zu stellen, dass die Wellenfunktion eindeutig ist, muss man erwarten, dass zwei benachbarte Werte von x_0 in der (x, y) -Ebene um einen Abstand von $\Delta x_0 = \Delta k_y l^2 = (2\pi / L_y)(\hbar / eB)$ voneinander entfernt sind. Die Anzahl der Zustände mit der selben Energie ist $N = L_x / \Delta x_0 = AeB / h$ wobei $A = L_x \cdot L_y$ die Fläche der Probe beschreibt. Die Entartung eines Landauniveaus pro Einheitsfläche ist somit

$$N_L = 2 \frac{eB}{h}, \quad (2.9)$$

wobei der Vorfaktor 2 die Spinentartung des Systems beschreibt. Für spinaufgespaltene Landauniveaus nimmt die Entartung um einen Faktor 2 ab und ist gegeben durch

$$N_\nu = \frac{eB}{h}. \quad (2.10)$$

Für eine gegebene Ladungsträgerdichte n_s ist der Füllfaktor definiert als

$$\nu = \frac{n_s}{N_\nu}. \quad (2.11)$$

2.2 Thermodynamische Eigenschaften eines 2DES

Um zu einer quantitativen Beschreibung eines realen 2DES zu kommen, müssen zwei weitere Effekte in Betracht gezogen werden: Die endliche Temperatur und die Unordnung in der Probe. Unter Nichtbeachtung der Unordnung kondensieren Elektronen auf Niveaus mit der Zustandsdichtefunktion

$$D(E) = N_L \sum_{j=0}^{\infty} \delta(E - E_j - E_{0z}). \quad (2.12)$$

Streuung von Elektronen an Störstellen im Kristall führt zu einer Verbreiterung der idealen δ -förmigen Landauniveaus. Für eine gaussförmige Verbreiterung wird Gl. (2.12) zu

$$D(E) = \frac{N_L}{\sqrt{2\pi}\Gamma} \sum_{j=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{(E - E_j - E_{0z})^2}{2\Gamma^2}\right) \quad (2.13)$$

mit einem Verbreiterungsparameter Γ . Die endliche Temperatur führt zu einer Gleichgewichtsverteilung der Besetzung der Zustände. Sie folgt der Fermi-Dirac-Verteilung

$$f(E, \chi, T) = \left[1 + \exp\left(\frac{E - \chi}{k_B T}\right)\right]^{-1}. \quad (2.14)$$

χ beschreibt das chemische Potenzial des Systems. Die thermodynamischen Gleichgewichtsgrößen eines solchen Systems können nun aus der DOS berechnet werden. Für das Verständnis der experimentellen Daten sind wir an der Magnetisierung

$$M = - \left. \frac{\partial F}{\partial B} \right|_{N, T} \quad (2.15)$$

als Funktion des Magnetfeldes B , bei fester Teilchenzahl $N = n_{ges}A$ und der Temperatur T interessiert. n_{ges} bezeichnet die Anzahl der Ladungsträger pro Flächen des 2DES. Die freie Energie F und χ können selbstkonsistent berechnet werden aus

$$n_{ges} = \int_0^{\infty} f(E, \chi, T) D(E) dE, \quad (2.16)$$