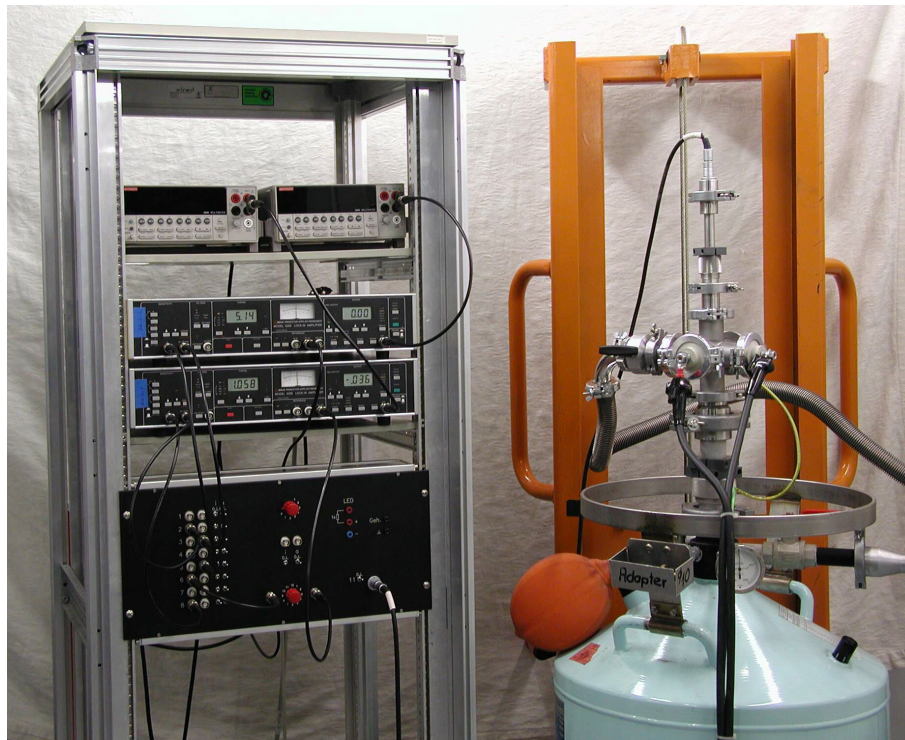

Fortgeschrittenen-Praktikum

Flippern mit Elektronen

Magnetotransport in Halbleiternanostrukturen



Universität Regensburg
Dezember 2000



Inhaltsverzeichnis

1	Überblick und Lernziele	3
2	Grundlagen	4
2.1	Zweidimensionale Elektronengase - Entstehung und Eigenschaften	4
2.2	Magnetotransport	5
2.2.1	Transport bei schwachen Magnetfeldern	5
2.2.2	Transport bei starken Magnetfeldern	6
2.3	Kommensurabilitätseffekte bei kleinen Magnetfeldern	9
2.3.1	Magnetische Fokussierung	11
2.3.2	Antidots	13
2.3.3	Ein anschauliches Modell zur Erklärung: Pinball-Modell	15
2.4	Persistenter Photoeffekt	18
3	Versuchsaufbau	20
3.1	Die Proben - eine Entstehungsgeschichte	20
3.2	Was braucht man sonst noch?	22
3.3	Und jetzt alles zusammen - der Versuchsaufbau	24
4	Versuchsdurchführung	24
4.1	Vorbereitungen (nur mit Betreuer!)	24
4.2	Magnetische Fokussierung	25
4.3	Antidot-Gitter	26
4.4	Nachbereitungen (nur mit Betreuer!)	26
5	Auswertung	26
5.1	Magnetische Fokussierung	26
5.2	Antidot-Gitter	27
6	Literatur	27
7	Anhang	29
7.1	Sicherheitshinweise	29
7.2	Ein- und Ausbau des Magnetsystems	29

1 Überblick und Lernziele

Die Physik niedrigdimensionaler Halbleitersysteme ist seit Jahren wichtiger Gegenstand der Forschung und trägt viel zum grundlegenden Verständnis des elektrischen Transports in Festkörpern bei.

Doch erst als Geräte und Methoden weit genug entwickelt waren, konnten Phänomene wie der Quanten-Hall-Effekt in zweidimensionalen Elektronengasen (2DEG) durch Klaus von Klitzing (1980, Nobelpreis 1985) entdeckt werden [15] (vereinfachte Darstellung in [14]). Wichtige Voraussetzungen für die Beobachtung dieses Effekts waren dabei:

- die Erzeugung sehr hoher Magnetfelder (mehr als 100000 mal so groß wie das Erdmagnetfeld),
- die Erzeugung sehr tiefer Temperaturen (etwa $\frac{1}{100}$ der Zimmertemperatur) und
- die Herstellung hochwertiger Proben, die eine ungestörte Bewegung von Elektronen über große Entfernungen zulassen (mehrere 100000 Kristallgitterkonstanten).

Entdeckungen wie die des Quanten-Hall-Effekts motivierten zu einer vielfältigen Beschäftigung mit Elektronen in Festkörpern. Beispielsweise war die Frage naheliegend, wie sich ein zusätzlich aufgeprägtes periodisches Potential (z. B. ein Antidotgitter¹) auf den Magnetotransport im 2DEG auswirken würde. Genau das sollen Sie in diesem Praktikumsversuch untersuchen.

Durchzuführen sind Tieftemperatur-Widerstandsmessungen an GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen² in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Bei hohen Feldern (> 1 T) spielen dabei Quanteneffekte eine große Rolle, während der Transport bei kleineren Magnetfeldern noch gut durch klassische Modelle beschrieben werden kann. Bei diesem Versuch interessieren hauptsächlich die kleinen Felder. Hier werden durch die starke Modulation im sonst konstanten Längswiderstand Oszillationen sichtbar, deren Maxima bestimmten Zyklotronbahnen der Elektronen zugeordnet werden können.

Die Periode der aufgeprägten Potentiale liegt zwischen 300 nm und 1200 nm. Damit ist sie deutlich größer als atomare Strukturen (mikroskopischer Bereich), aber auch viel kleiner als Strukturen, die wir mit unseren Sinnen erfassen können (makroskopischer Bereich). Sie befindet sich also im *mesoskopischen* Bereich, der zwischen dem Mikroskopischen und dem Makroskopischen anzusiedeln ist und die Schnittstelle zwischen der klassischen Physik und der Quantenmechanik bildet. Zum einen lassen sich die beobachteten Effekte im Rahmen des klassischen Bahnbegriffs beschreiben, zum anderen spielt bei tiefen Temperaturen aber auch die Quantenphysik eine wichtige Rolle.

Was sollen Sie bei diesem Versuch lernen?

Der Versuch soll Ihnen einen Einblick in die Physik zweidimensionaler Halbleitersysteme geben und die Möglichkeiten bzw. Grenzen bei der experimentellen Untersuchung aufzeigen. Natürlich sollen Sie hauptsächlich lernen, mit moderner Messtechnik aus dem Labor umzugehen, aber auch die Beschäftigung mit den physikalischen Grundlagen ist ein wesentlicher Bestandteil des Praktikums. Ohne theoretisches Hintergrundwissen ist es aber weder möglich einen geeigneten Versuchsaufbau zu entwerfen noch die gemessenen Daten sinnvoll zu interpretieren. Die wichtigsten Lernziele bei diesem Versuch sind daher:

- Messtechnik

¹ein Gitter bei dem die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen auf den Gitterpunkten nahezu Null ist

²Galliumarsenid-Aluminiumgalliumarsenid-Heterostrukturen

- Wie werden Proben für Magnetotransportmessungen prozessiert?
- Wie sieht ein Versuchsaufbau für eine solche Messung aus und worauf muss man achten (Erdleiterschleifen durch sternförmige Erdung vermeiden, geschirmte Kabel verwenden ...)?
- Warum misst man mit Lock-in-Verstärkern? Wie funktionieren diese?
- Warum misst man bei tiefen Temperaturen?
- Auf was muss man beim Umgang mit flüssigem Helium achten? Wie verhält man sich in der Nähe von hohen Magnetfeldern?
- Theoretische Grundlagen
 - Was ist ein 2DEG, wie wird es realisiert und warum ist es z. B. für Magnetotransportuntersuchungen so wichtig?
 - Was sind die Grundlagen des Quanten-Hall-Effekts?
 - Was versteht man unter ballistischem Transport?
 - Was sind Komensurabilitätsoszillationen und woher kommen sie?

Während des ganzen Versuchs werden ausschließlich Widerstände gemessen. Wie das geht, lernt man bereits in der Schule: Man legt eine Spannung an und misst den Strom oder man schickt einen Strom durch die Probe und misst die Spannung. Der Versuch ist also ganz einfach...

2 Grundlagen

Dieses Kapitel ist als Vorbereitungshilfe gedacht. Wenn Sie sich die Fragen erarbeitet bzw. die ausführlicheren Kapitel gelesen und kurz zusammengefasst haben, sollte die Theorie eigentlich kein Problem mehr darstellen.

2.1 Zweidimensionale Elektronengase - Entstehung und Eigenschaften

Will man magnetische Fokussierungsexperimente durchführen bzw. Komensurabilitätsoszillationen in Antidot-Gittern beobachten, benötigt man zunächst geeignetes Probenmaterial. In der Leitungsschicht sollten sich die Elektronen möglichst lange und möglichst weit ungestört bewegen können. Genau diese Eigenschaften hat ein zweidimensionales Elektronengas (2DEG).

- Was versteht man unter einem 2DEG?
- Wie entsteht es in einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur?
- Wie erreicht man die für die Versuche wichtigen hohen Beweglichkeiten bzw. großen mittleren freien Weglängen?
- Welche Eigenschaften hat ein solches 2DEG (Energieeigenwerte, Zustandsdichte, Ladungsträgerdichte, Fermienergie, Fermiwellenvektor, Fermigeschwindigkeit)?

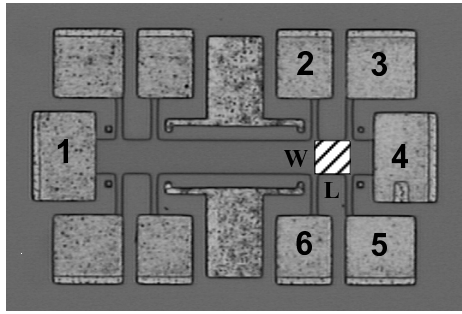


Abbildung 1: Hallbar mit zwei Messfeldern, die $50\ \mu\text{m}$ breit und $50\ \mu\text{m}$ lang sind (Abstand zwischen den Messfeldern: $230\ \mu\text{m}$)

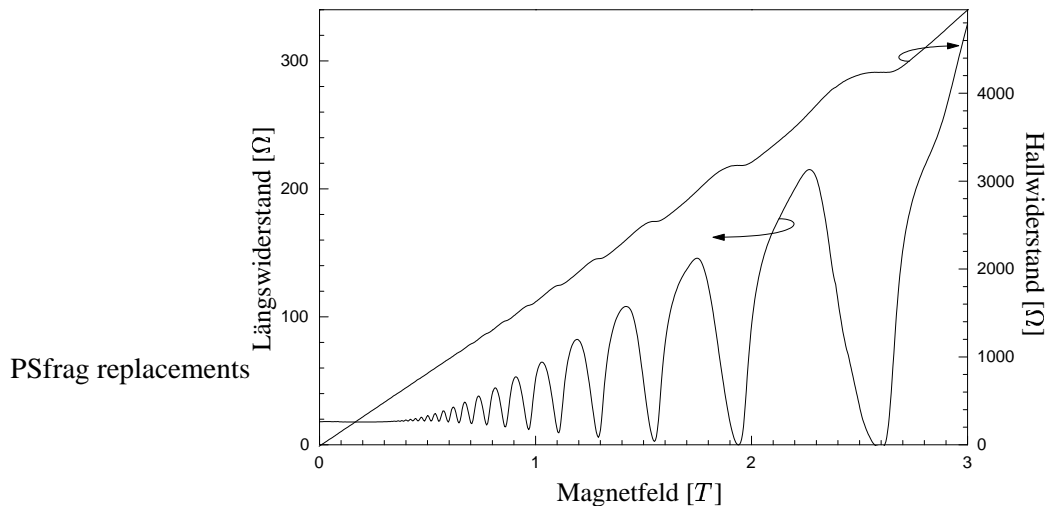


Abbildung 2: Eine typische Magnetotransportmessung: Die Widerstände bei kleinen Magnetfeldern können mit klassischen Modellen beschrieben werden, während bei höheren Feldern - hier ab $0,4\ \text{T}$ - Quanteneffekte einsetzen (im Längswiderstand sogenannte Shubnikov-de Haas-Oszillationen und im Hallwiderstand der Quanten-Hall-Effekt).

2.2 Magnetotransport

Um Hall-Experimente durchführen zu können, strukturiert man das 2DEG mit einer klassischen Hallgeometrie (vgl. Abbildung 1). Fließt von 1 nach 4 ein Strom I und liegt senkrecht zur Probe ein homogenes Magnetfeld B an, so misst man in Abhängigkeit von B die in Abbildung 2 dargestellten Längs- und Hallwiderstände (die Längsspannung wird z. B. zwischen 2 und 3, die Hallspannung zwischen 2 und 6 abgegriffen). Bei schwachen Magnetfeldern (in der Messung aus Abbildung 2 bis ca. $0,4\ \text{T}$) verläuft die Hallkurve linear und der Längswiderstand ist konstant. Bei höheren Magnetfeldern setzen im Längswiderstand sogenannte *Shubnikov-de Haas-Oszillationen* (SdH-Oszillationen) ein und im Hallwiderstand bilden sich Plateaus aus, deren Magnetfeldpositionen mit den SdH-Minima zusammenfallen. Der Hallwiderstand nimmt auf diesen Plateaus die *quantisierten* Werte $\frac{h}{e^2} \cdot \frac{1}{i}$, $i \in \mathbb{N} \setminus \{0\}$ an, was als *Quanten-Hall-Effekt* bezeichnet wird.

2.2.1 Transport bei schwachen Magnetfeldern

- Was sagt das Drude-Modell über die Bewegung der Elektronen bei $B = 0\ \text{T}$ aus und was passiert bei Anlegen eines senkrechten Magnetfeldes?

- Driftgeschwindigkeit / Fermigeschwindigkeit.
Diskutieren Sie und führen Sie dabei die mittlere freie Weglänge ein.
- Da der Strom im Magnetfeld nicht mehr ausschließlich in Richtung der angelegten Spannung fließt, muss der Zusammenhang zwischen Stromdichte \vec{j} und elektrischem Feld \vec{E} jetzt über einen Leitfähigkeitstensor σ ausgedrückt werden.
Wie erhält man aus σ den Widerstandstensor ρ ?
- Werten Sie die um die Streuung erweiterte Bewegungsgleichung

$$m^* \frac{d\vec{v}_D}{dt} + m^* \frac{\vec{v}_D}{\tau} = e(\vec{E} + \vec{v}_D \times \vec{B})$$

für den stationären Fall aus (das Magnetfeld soll dabei senkrecht auf der 2DEG-Ebene stehen).

(Führen Sie zur Vereinfachung die Beweglichkeit $\mu = \frac{e\tau}{m^*}$ ein und verwenden Sie die Ladungsträgerdichte (über $\vec{j} = en_s \vec{v}_D$)).

Ein Vergleich mit ρ liefert die Tensorkomponenten.

- Was kann man demnach über den Längs- und den Hallwiderstand aussagen?

2.2.2 Transport bei starken Magnetfeldern

Legt man höhere Magnetfelder an (bei den hier verwendeten Proben ca. 1 T), so treten Oszillationen im Längswiderstand und Plateaus im Hallwiderstand auf, die nicht mehr klassisch erklärt werden können.

Der Ausgangspunkt für eine quantenmechanische Behandlung³ ist die Schrödingergleichung für freie Elektronen im Magnetfeld

$$\left(E_i + \frac{1}{2m^*} (i\hbar\nabla + e\vec{A})^2 + U(y) \right) \Psi(x, y) = E\Psi(x, y) . \quad (1)$$

Dabei ist E_i die in z-Richtung quantisierte Energie des betrachteten Subbandes und \vec{A} das magnetische Vektorpotential. Im Randpotential $U(y)$ wird die Einschränkung der Elektronenbewegung auf die Breite der Hallbar berücksichtigt.

Vernachlässigt man zunächst das Randpotential ($U(y) = 0$), erhält man bei der Lösung der Schrödingergleichung die diskreten Energieeigenwerte eines harmonischen Oszillators⁴:

$$E_n = E_i + \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, \dots \quad (2)$$

Dies sind die Energieeigenwerte der sogenannten Landauniveaus, in die sich das betrachtete Subband unter dem Einfluss eines äußeren Magnetfeldes aufspaltet.

Damit ist auch die Zustandsdichte im Magnetfeld nicht mehr konstant (vgl. Abbildung 3 a)), sondern eine Abfolge von δ -Peaks mit äquidistantem Abstand $\hbar\omega_c$ (vgl. Abbildung 3 b)). Da keine Zustände verloren gehen, müssen die Landauniveaus entsprechend entartet sein. Für den auf die Einheitsfläche normierten Entartungsgrad N_L ergibt sich (unter Berücksichtigung der Spinentartung):

$$N_L = 2 \frac{eB}{h} \quad (3)$$

³z. B. [4]

⁴Kann auch in der klassischen Vorstellung plausibel gemacht werden: Eine Kreisbahn kann in zwei senkrecht zueinander liegende harmonische Schwingungen mit gleicher Eigenfrequenz $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$ zerlegt werden.

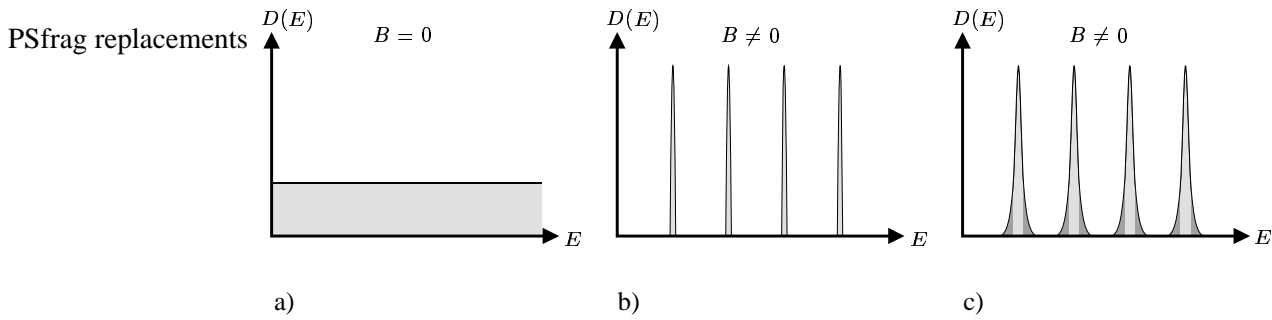


Abbildung 3:

- a) konstante Zustandsdichte $D(E)$ ohne externes Magnetfeld
- b) im Magnetfeld spaltet $D(E)$ in Landau-Niveaus auf
- c) durch Streuprozesse verbreiterte Landau-Niveaus; in diesen sitzen um das Maximum zum Transport beitragende ausgedehnte Zustände (hellgrau) und in den Flanken lokalisierte Zustände, die nicht zum Transport beitragen.

Der Entartungsgrad und der Abstand der Landau-Niveaus nimmt also mit steigendem Magnetfeld zu.

In realen Systemen wirkt auf die Elektronen durch Störstellen und andere Kristalldefekte ein zusätzliches, räumlich zufälliges Potential. Dieses führt zu einer Verbreiterung der Landau-Niveaus und äußert sich in lokalisierten, also nicht zum Transport beitragenden Zuständen (vgl. Abbildung 3 c)). In der Nähe der Maxima befinden sich die sogenannten ausgedehnten Zustände, die für den Transport verantwortlich sind. Die lokalisierten Zustände sorgen dafür, dass die Fermienergie auch

PSfrag replacements
 Werte zwischen zwei Landau-Niveaus annehmen kann.

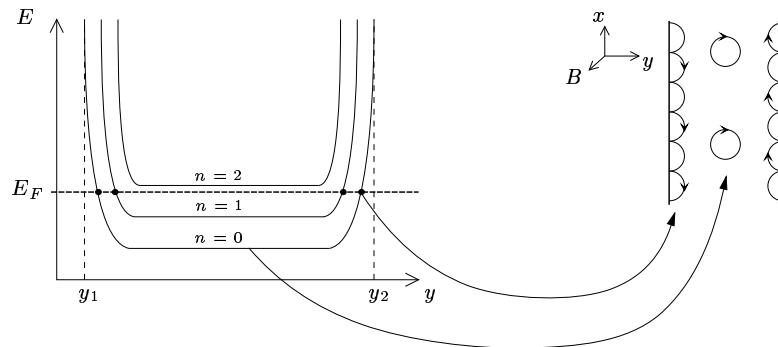


Abbildung 4: Durch die Hallbarbegrenzung werden die Landau-Niveaus aufgebogen, so dass die Fermienergie diese am Rand schneidet. Ladungstransport findet in sogenannten Randkanälen statt (hier in 2 Randkanälen, da E_F 2 Landau-Niveaus schneidet). In einer klassischen Vorstellung entsprechen die Randkanäle den sogenannten skipping orbits: Während die Elektronen im Inneren der Probe ungestörte Zyklotronbahnen durchlaufen können, stoßen sie am Rand immer wieder auf die Hallbarbegrenzung. Die Zyklotronbahnen sind nicht mehr geschlossen und die Elektronen „hüpfen“ am Probenrand entlang.

Eine Berücksichtigung des bisher vernachlässigten Randpotentials $U(y)$ (also der Hallbarbegren-

zung), führt dazu, dass sich die Landauniveaus zum Rand hin aufbiegen (vgl. Abbildung 4). Dadurch schneidet die Fermienergie am Rand die Landauniveaus, auch wenn diese im Inneren der Probe weit unter E_F liegen. In sogenannten Randkanälen (*edge channels*) kann Transport stattfinden. Gegenüberliegende Seiten der Hallbar transportieren dabei die Ladungsträger in entgegengesetzter Richtung. Das Randpotential sorgt also für eine räumliche Trennung der Ströme unterschiedlicher Flussrichtung (Randkanalbild, [3] - [5]).

In einer klassischen Vorstellung entsprechen diese Randkanäle den sogenannten *skipping orbits* (vgl. Abbildung 4): Elektronen bewegen sich in starken Magnetfeldern auf Zyklotronbahnen. Im Inneren der Hallbar können sie diese ungestört durchlaufen und tragen somit nicht zum Ladungstransport bei. Am Rand stoßen sie allerdings immer wieder auf die Hallbarbegrenzung und werden reflektiert. Dadurch sind die Zyklotronbahnen nicht mehr geschlossen und die Ladungsträger „hüpfen“ am Probenrand entlang. Der Umlaufsinn der Elektronen führt dabei zu einem Ladungstransport, der an gegenüberliegenden Rändern in entgegengesetzter Richtung erfolgt.

Wie kann man damit den QHE und die SdH-Oszillationen erklären?

Variiert man das Magnetfeld, so verändert sich der Abstand der Landauniveaus und diese wandern durch die Fermienergie. Zur Erklärung des Quanten-Hall-Effekts und der Shubnikov-de Haas-Oszillationen ist die relative Position von Landauniveau und Fermienergie wichtig:

Befindet sich die Fermienergie zwischen zwei Landauniveaus (wie in Abbildung 4 skizziert), führt die räumliche Trennung der Leitungskanäle zu einem widerstandsfreien Nettostrom. Selbst nach Streuung an Störstellen werden die Elektronen durch das starke Magnetfeld wieder in Vorwärtsrichtung gezwungen, so dass sie weiterhin zum Transport beitragen. Damit geht der Längswiderstand gegen 0 und es ergeben sich die beobachtbaren Minima. Jeder einzelne Randkanal ist dabei ein idealer eindimensionaler Leiter und trägt einen quantisierten Wert

$$G = \frac{2e^2}{h} \quad (4)$$

zur Leitfähigkeit bei. Der Faktor 2 spiegelt die Spinartung wider und fällt bei höheren Feldern weg, da diese dort aufgehoben ist. Da quer über die Probe kein Kontakt zwischen den Randkanälen existiert, fällt in Stromrichtung keine Spannung ab. Einem Rand kann damit das Potential des einen Stromkontaktes (z. B. Kontakt 1 in Abbildung 1), dem gegenüberliegenden Rand das Potential des anderen Stromkontaktes (4) zugeordnet werden. Die Spannungsdifferenz U_{xy} , die zwischen zwei gegenüberliegenden Kontakten (z. B. 2 und 6) gemessen werden kann, ist damit gleich der angelegten Spannung U . Der Gesamtstrom I ist also durch die Leitfähigkeit G und die Zahl der beitragenden Randkanäle i bestimmt:

$$I = \frac{2e^2}{h} \cdot i \cdot U = \frac{2e^2}{h} \cdot i \cdot U_{xy} \quad (5)$$

Für den Hallwiderstand gilt damit

$$R_H = \frac{h}{2e^2} \cdot \frac{1}{i} \quad (6)$$

bzw. bei hohen Feldern (ohne Spinartung)

$$R_H = \frac{h}{e^2} \cdot \frac{1}{i} = 25,8128 \text{ k}\Omega \cdot \frac{1}{i} \quad (7)$$

Liegt die Fermienergie allerdings genau im Zentrum eines Landauniveaus, so tragen alle Zustände dieses Niveaus zum Stromtransport bei. Die räumliche Ladungstrennung ist nicht mehr gegeben

und die Streuwahrscheinlichkeit steigt. Der Längswiderstand wird maximal und die Höhe des Maximums nimmt mit steigendem Entartungsgrad der Landauniveaus zu. Auch der Hallwiderstand steigt bis zum nächsten Plateauwert.

Als Ergebnis einer Betrachtung des Magnetotransports im Randkanal-Modell kann man also festhalten:

Eine Erhöhung des Magnetfeldes führt zu einem größeren Abstand der Landauniveaus, so dass diese durch die Fermienergie wandern. Befindet sich E_F zwischen zwei Niveaus (also im Minimum der Zustandsdichte), so zeigt sich im Längswiderstand ein Minimum und der Hallwiderstand nimmt quantisierte Plateauwerte an. Überstreicht dagegen E_F gerade ein Landauniveau (Maximum der Zustandsdichte), steigt der Hallwiderstand bis zum nächsten Plateau und die Shubnikov-de Haas-Oszillationen weisen ein Maximum auf.

Neben der Auswertung der Hallgeraden bei kleinen Magnetfeldern ergibt sich damit eine weitere Methode zur Bestimmung der Ladungsträgerdichte: Befindet sich die Fermienergie zwischen dem i -ten und dem $(i + 1)$ -ten Landauniveau sind i Landauniveaus mit jeweils N_L Elektronen besetzt. Für die Ladungsträgerdichte gilt damit:

$$n_s = i \cdot N_L = 2i \frac{eB_i}{h}, \quad (8)$$

wobei B_i der Magnetfeldwert des entsprechenden SdH-Minimums ist. Berechnet man die Differenz der reziproken Magnetfeldwerte zweier benachbarter Minima, so erhält man daraus

$$n_s = 2 \frac{e}{h} \cdot \frac{1}{\frac{1}{B_{i+1}} - \frac{1}{B_i}}. \quad (9)$$

Die Ladungsträgerdichte ist also umgekehrt proportional zur $\frac{1}{B}$ -Periode der Shubnikov-de Haas-Oszillationen. Trägt man die $\frac{1}{B_i}$ -Werte gegen die laufende Nummer der Oszillationen auf, lässt sich die Steigung der Ausgleichsgeraden zur Bestimmung von n_s heranziehen.

2.3 Kommensurabilitätseffekte bei kleinen Magnetfeldern

Beschränkt man sich bei den Magnetotransportmessungen auf kleine Magnetfelder, so erhält man einfache Messkurven: Der Längswiderstand bleibt bei einer Feldänderung konstant, während der Hallwiderstand linear anwächst (vgl. Abbildung 2).

Die Situation ändert sich, wenn man an einem 2DEG misst, dem ein periodisches Potential aufgeprägt wurde (vgl. Abbildung 5). Im Längswiderstand treten dann starke Oszillationen auf. Eine genauere Betrachtung der Position der Maxima zeigt einen Zusammenhang zwischen der Periode a des Potentials und der Größe der klassischen Kreisbahn der Ladungsträger. Immer wenn das Verhältnis zwischen a und dem Zyklotronradius R_c bestimmte Werte annimmt, wird der Längswiderstand maximal. Man beobachtet also einen Kommensurabilitätseffekt zwischen der Elektronenbahn (kommensurable Bahn) und der Potentialperiode und spricht deshalb auch von sogenannten Kommensurabilitätsoszillationen.

Welche Werte zu maximalem Längswiderstand führen, hängt von der Geometrie und der Stärke der Strukturierung des 2DEG ab. Bei der Geometrie ist darauf zu achten, dass die Periode des Potentials größer als die Fermiwellenlänge (Größenordnung 50 nm), aber deutlich kleiner als die mittlere freie Weglänge (Größenordnung 10 μ m) der Elektronen ist. Nur so ist die Voraussetzung von ballistischem Transport erfüllt. Zur Stärke bleibt zu sagen, dass hier nur *stark* modulierte Systeme betrachtet werden, d.h. die Höhe der Potentiale ist groß gegen die Fermienergie, was z. B. durch Ätzen periodischer Strukturen auf den Strompfad einer Hallbar erreicht werden kann.

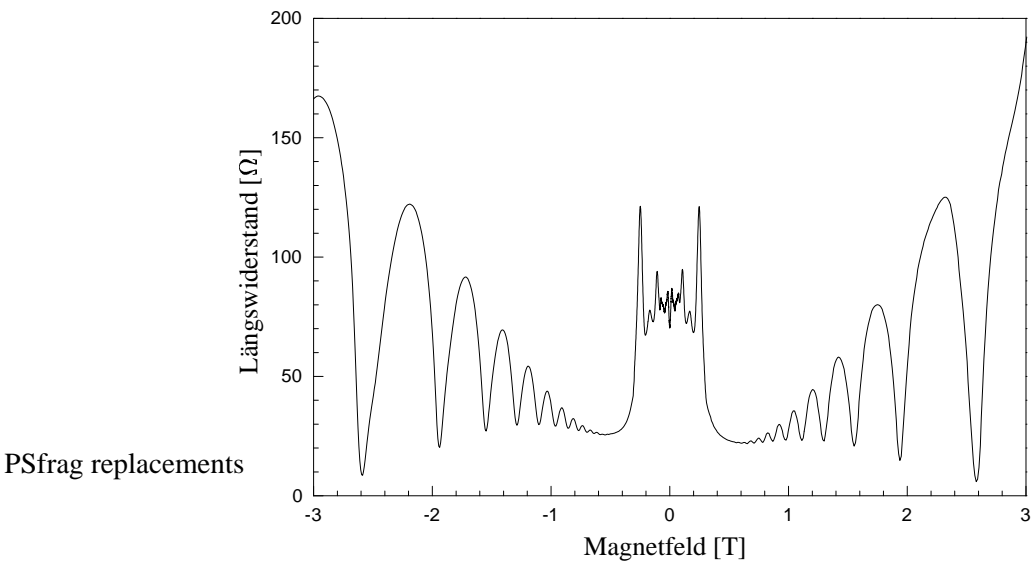


Abbildung 5: Längswiderstand einer periodisch modulierten Probe. Die Kurve zerfällt in zwei Bereiche: Deutlich zu erkennen sind die durch das periodische Potential hervorgerufenen Oszillationen bei Feldern $|B| < 0,6 T$ - bei einer unstrukturierten Probe wäre der Längswiderstand hier konstant - und die Shubnikov-de Haas-Oszillationen bei Feldstärken ab $0,6 T$.

Zur Erzeugung einer entsprechenden Potentiallandschaft eignen sich verschiedene Strukturelemente wie Punktkontakte oder Antidots, deren periodische Anordnung zu einer starken periodischen Modulation des 2DEG führt.

Unter einem Punktkontakt versteht man einen schmalen Spalt der Breite W , der durch zwei dicht nebeneinanderliegende ladungsträgerfreie Barrieren der Länge L definiert wird. Für die Periode ergibt sich $a = L + W$ und das Auflösungsvermögen wird durch das Verhältnis von Spaltbreite zu Spaltabstand bestimmt. Je kleiner $\frac{W}{L}$ ist, desto mehr Kommensurabilitätsmaxima werden aufgelöst. Allerdings muss L dabei deutlich kleiner als die mittlere freie Weglänge l bleiben, damit ballistische Effekte das Transportverhalten prägen.

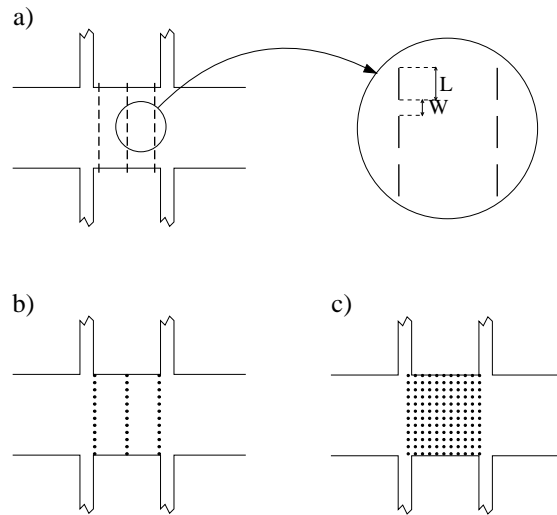
Ein Antidot dagegen ist ein kleiner Bereich, an dessen Ort die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für Elektronen nahezu Null ist. Das Auflösungsvermögen von Kommensurabilitätsmessungen an periodischen Antidotgittern hängt dabei vom Verhältnis von Antidotdurchmesser zu Antidotabstand ab.

Im Folgenden werden drei mögliche Anordnungen dieser Strukturelemente näher betrachtet (vgl. Abbildung 6):

- mehrere Punktkontakte nebeneinander (Punktkontakt-Linie) mit einer Periode von z. B. 400 nm. Zur besseren Auflösung schaltet man mehrere solcher Punktkontakt-Linien hintereinander, deren Abstand so groß ist, dass die Elektronenbahnen nicht von zwei Linien gleichzeitig beeinflusst werden.
- mehrere Antidot-Linien mit einer Periode von ≈ 500 nm, die so weit voneinander entfernt sind, dass immer nur eine Linie die Elektronenbahn prägt.
- quadratische Antidot-Gitter mit einer Periode von ≈ 500 nm.

Abbildung 6: Drei verschiedene Strukturen zur Modulation vom 2DEG. In den schwarzen Bereichen ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für Elektronen nahezu Null, dazwischen können sich die Elektronen frei bewegen.

- a) Punktkontakt-Linien mit einer Periode von $a = L + W$
- b) drei Antidot-Linien
- c) quadratisches Antidotgitter



2.3.1 Magnetische Fokussierung

Die magnetische Fokussierung am 2DEG wurde 1989 erstmals durch van Houten *et al.* untersucht [16]. Sie verwendeten dabei die in Abbildung 7 dargestellte Geometrie.

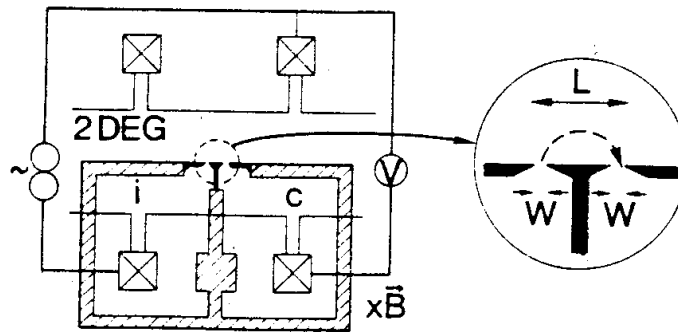


Abbildung 7: Anordnung zur Messung der magnetischen Fokussierung. Die gekreuzten Quadrate sind ohmsche Kontakte zum 2DEG und das schraffierte Gate definiert die Punktkontakte Emitter (i) und Kollektor (c). In der Vergrößerung deutet die gestrichelte Linie eine zu einem Widerstandsmaximum führende Elektronenbahn an. (Aus [16]).

Über eine Gatespannung werden die schwarzen Bereiche zu ladungsträgerfreien Zonen. Man erhält dadurch zwei Punktkontakte. Wird jetzt ein konstanter Strom durch einen dieser engen Spalte (Emitter) über die ohmschen Kontakte aufgeprägt und gleichzeitig ein senkrechtes Magnetfeld angelegt, so werden die aus dem Spalt austretenden Elektronen aufgrund der Lorentzkraft abgelenkt. Hat das Magnetfeld gerade die richtige Größe, um die Elektronen auf Kreisbahnen mit $i \cdot 2R_c = a$ ($i=1,2,3,\dots$) zu zwingen, fließen sie bevorzugt durch den zweiten Spalt (Kollektor) ab und es kann eine Spannung gemessen werden. Trägt man diese in Abhängigkeit des Magnetfeldes auf, erscheint immer dann ein Maximum, wenn der Zyklotrondurchmesser (oder ein ganzzahliges Vielfaches von ihm) dem Abstand der beiden Punktkontakte entspricht:

$$i \cdot 2R_c = a \quad \text{mit } i = 1, 2, \dots \quad (10)$$

$$B_{focus} = i \cdot 2 \frac{\hbar \sqrt{2\pi n_s}}{ea} \quad (11)$$

Für $i = 1$ spricht man bei dem entstehenden Maximum von der *Fundamentalen*, die Maxima höherer Ordnung werden als i -te *Harmonische* bezeichnet. Betrachtet man die Trajektorien, die den verschiedenen Harmonischen mit Index i zugeordnet werden können, erkennt man, dass die Elektronen an der Barriere zwischen den Spalten $(i - 1)$ -mal reflektiert werden und alle Trajektorien die gleiche geometrische Länge haben. Die Reflexionen sind teilweise diffus und so wird stets ein Teil der Elektronen weggestreut. Damit erklärt sich auch eine Abnahme der Peakhöhe mit zunehmender Ordnung. Erst wenn das Magnetfeld so groß ist, dass der Zyklotrondurchmesser kleiner als die Spaltbreite W wird, gelangen alle Elektronen in den Kollektorspalt und die Fokussierungspeaks verschwinden. Die obere Auflösungsgrenze des Spalts ist erreicht.

Bringt man jetzt mehrere solcher Fokussierungsstrukturen nebeneinander auf eine Halbleiterbarriere, so dient jeder Spalt als Emitter und gleichzeitig als Kollektor. Diese periodische Anordnung lässt auch die Beobachtung von *Subharmonischen* zu, bei denen die Fokussierung in einen weiter entfernten Punktkontakt erfolgt. Für die Maximumsbedingung ergibt sich jetzt also

$$i \cdot 2R_c = j \cdot a \quad \text{mit } i, j = 1, 2, \dots, \quad (12)$$

wobei $i - 1$ weiterhin die Anzahl der Reflexionen und j die Anzahl der übersprungenen Barrieren, also die Ordnung des Kollektorspalts angibt (vgl. Abbildung 8).

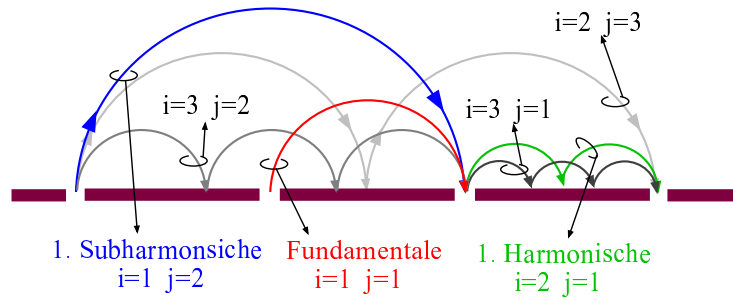


Abbildung 8: Nach der erweiterten Fokussierungsbedingung $i \cdot 2R_c = j \cdot a$ sortierte Elektronenbahnen, die den verschiedenen Maxima im Längswiderstand zugeordnet werden können. (Aus [11]).

Die Beobachtung der Subharmonischen setzt allerdings ballistischen Transport über eine um den Faktor j vergrößerte Gesamtstrecke voraus, so dass mit steigendem j nicht beliebig viele Maxima aufgelöst werden können.

Die Abnahme der Peakhöhe bei mehrfacher Reflexion (Harmonische) und die notwendige größere freie Weglänge für höhere Subharmonische führt dazu, dass die Fundamentale ($i = j = 1$) im Längswiderstand am deutlichsten zu sehen ist. Dadurch lassen sich die beobachteten Maxima relativ leicht den entsprechenden Zyklotronbahnen zuordnen.

Die periodische Anordnung der Barrieren und Punktkontakte bietet, neben der Möglichkeit, auch Subharmonische beobachten zu können, den Vorteil einer automatischen Mittelung über viele Öffnungen, was z. B. den Einfluss von Unregelmäßigkeiten in der Probe unterdrückt und damit die Interpretation des Messsignals erleichtert. Eine weitere Verbesserung bringt das Hintereinanderschalten mehrerer dieser Punktkontakt-Linien (in genügend großem Abstand, so dass die Elektronenbahnen nie von mehreren Linien gleichzeitig beeinflusst werden). Damit erfolgt die Mittelung

über eine noch größere Zahl von Punktkontakten und in den Messkurven können die Fokussierungsmaxima gut aufgelöst werden, wie Abbildung 9 zeigt.

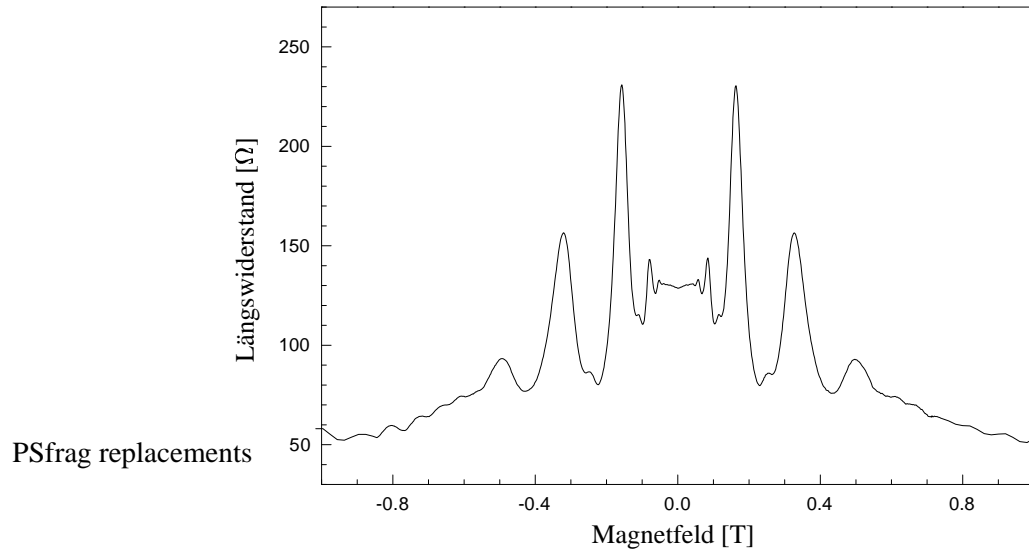


Abbildung 9: Längswiderstand einer magnetischen Fokussierungsstruktur (vgl. Abbildung 6a) mit einer Periode $a = 1200 \text{ nm}$. Deutlich zu sehen sind die Fundamentalen (bei $|B| = 0,16 \text{ T}$), die Subharmonischen ($|B| < 0,16 \text{ T}$) und die Harmonischen ($|B| > 0,16 \text{ T}$).

2.3.2 Antidots

Bei der Nanostrukturierung einer Halbleiter mit Antidots werden Löcher in das 2DEG geätzt, so dass die Elektronen in den Bereich der Antidots nicht eindringen, sich dazwischen aber frei bewegen können.

Betrachtet werden zwei unterschiedliche Anordnungen der Antidots: Rechteckgitter und quadratisches Gitter.

Rechteckgitter (Antidot-Linien)

Werden die Antidots wie die Punktkontakte bei der magnetischen Fokussierung angeordnet (in mehreren Linien mit großem Abstand, vgl. Abbildung 6b), so zeigen sich ähnliche Oszillationen im Längswiderstand (vgl. Abbildung 10).

Auch hier können den auftretenden Maxima bestimmte Trajektorien der Elektronen zugeordnet werden: Immer wenn die Zyklotronbahn einen oder mehrere Antidots umschließt, wird der Widerstand maximal. Die relevante Potentialperiode ist also der Abstand zwischen den Antidots innerhalb einer Linie, der im Folgenden mit a bezeichnet wird.

Es fällt auf, dass nur die Fundamentale und die Subharmonischen beobachtet werden können. Berücksichtigt man allerdings, dass zum Entstehen der Harmonischen eine Reflexion notwendig wäre, ist dies verständlich. Für die Komensurabilitätsbedingung gilt daher:

$$2R_c = j \cdot a \quad \text{mit } j = 1, 2, \dots \quad (13)$$

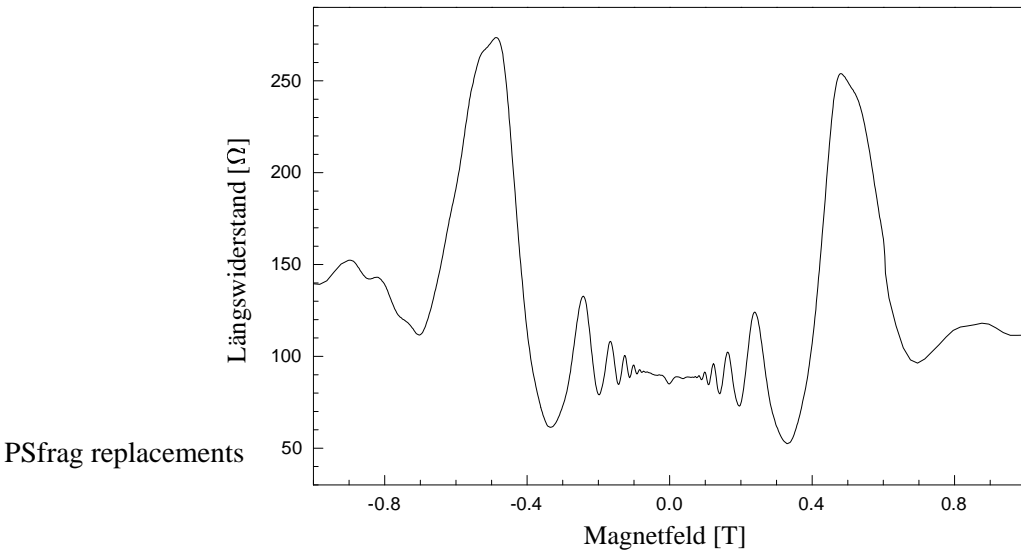


Abbildung 10: Längswiderstand eines Antidot-Rechteckgitters (vgl. Abbildung 6b) der Periode $a = 400 \text{ nm}$. Hier können nur Fundamentale und Subharmonische beobachtet werden (in dieser Messung bis zur 6. Ordnung).

Bei diesen Zyklotronradien befinden sich die Elektronen auf sogenannten gepinnten Bahnen und können nicht mehr zum Transport beitragen.

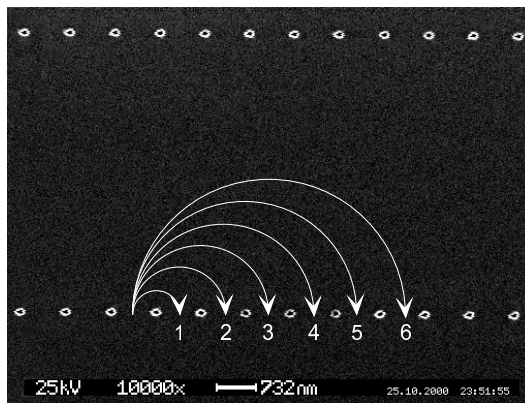


Abbildung 11: Elektronenbahnen, die zu einem Anstieg des Längswiderstandes führen. Ein Erklärungsansatz geht von gepinnten Elektronen aus, die nicht mehr zum Transport beitragen können. Für die Kommensurabilitätsbedingung gilt: $2R_c = j \cdot a$. (Im Hintergrund eine REM-Aufnahme eines Rechteckgitters mit Periode $a = 800 \text{ nm}$. Der Abstand zwischen den Linien beträgt $4 \mu\text{m}$.)

Quadratisches Gitter

Schiebt man jetzt die einzelnen Antidot-Linien soweit zusammen, dass sich ein quadratisches Gitter (mit Periode a) ergibt, sind sie bezüglich der möglichen Trajektorien nicht mehr unabhängig voneinander und die Oszillationen verändern sich (vgl. Abbildung 12).

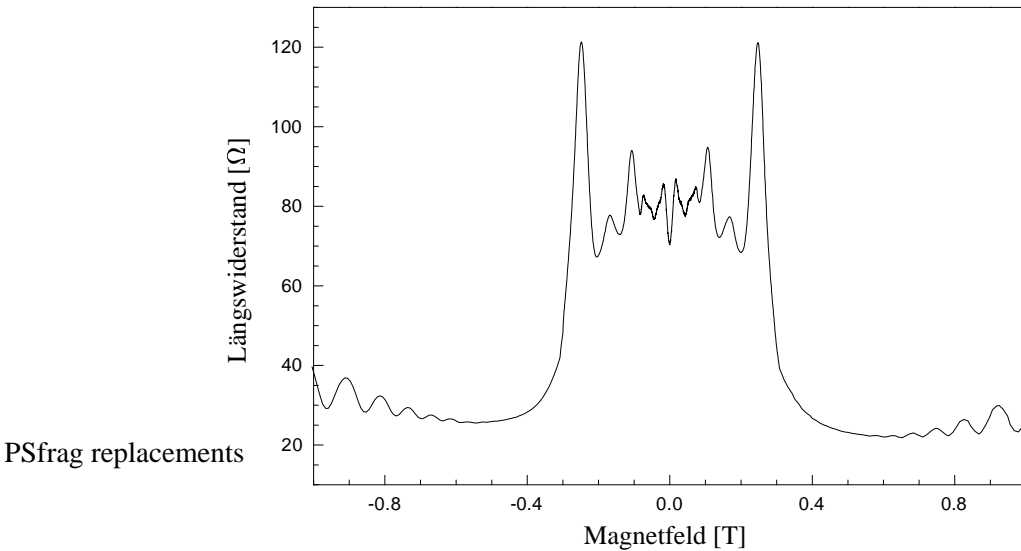


Abbildung 12: Längswiderstand eines quadratischen Antidotgitters (vgl. Abbildung 6c) der Periode $a = 800$ nm. Die Maxima können kommensurablen Bahnen um $n = 1, 2, 4$ und 9 Antidots zugeordnet werden.

Durch die zweidimensionale starke Modulation des 2DEG können auch hier wieder nur bestimmte Zyklotronbahnen ungestört durchlaufen werden ([17] - [19], [12]). Rein geometrisch kann ein Elektron z. B. um 4 Antidots kreisen. Es befindet sich dann auf einer kommensurablen Bahn mit einem Zyklotronradius von $R_c = 1, 14 \cdot a$, wobei zur Bestimmung des Faktors über den maximal und den minimal möglichen Radius gemittelt wurde. Elektronen mit diesen Bahnradien können nicht mehr zum Transport beitragen und der Längswiderstand wird bei den entsprechenden Magnetfeldwerten maximal. Andere denkbare Zyklotronbahnen, die theoretisch zu Maxima führen, sind die um 1, 2, 9 oder 21 Antidots (das entspricht Zyklotronradien von $R_c = 0, 5 \cdot a$, $R_c = 0, 8 \cdot a$, $R_c = 1, 7 \cdot a$ oder $R_c = 2, 53 \cdot a$).

Die Anzahl der tatsächlich beobachtbaren Peaks hängt dabei im Wesentlichen von zwei Faktoren ab. Erstens müssen die Elektronen die gesamte kommensurable Bahn ohne Streuung an Verunreinigungen oder Phononen zurücklegen können. Als zweites spielt aber auch das Verhältnis zwischen Antidotdurchmesser d und Gitterperiode a eine wichtige Rolle. Je kleiner $\frac{d}{a}$ ist, desto mehr Maxima werden messbar. Das ist darauf zurückzuführen, dass die Elektronen dann mehr Platz zwischen den Antidots haben und auch kritischere kommensurable Bahnen wie z. B. diejenige, die 2 Antidots einschließt, möglich sind (vgl. Abbildung 13). Der „Platz“ erklärt also, warum bei großem $\frac{d}{a}$ zunächst nur die Peaks der kommensurablen Bahnen um 1 bzw. 4 Antidots erscheinen, bevor bei kleinerem $\frac{d}{a}$ der 2er und 9er (und 21er) Peak sichtbar werden, und warum die Maxima unterschiedlich stark ausgeprägt sind.

2.3.3 Ein anschauliches Modell zur Erklärung: Pinball-Modell

Wie bereits in den vorhergehenden Abschnitten angeklungen ist, gibt es für das Auftreten der beobachteten Phänomene einen sehr anschaulichen Erklärungsversuch, das sogenannte *Pinball-Modell*. In diesem Abschnitt werden noch einmal die wichtigsten Ergebnisse zusammengestellt und erläutert.

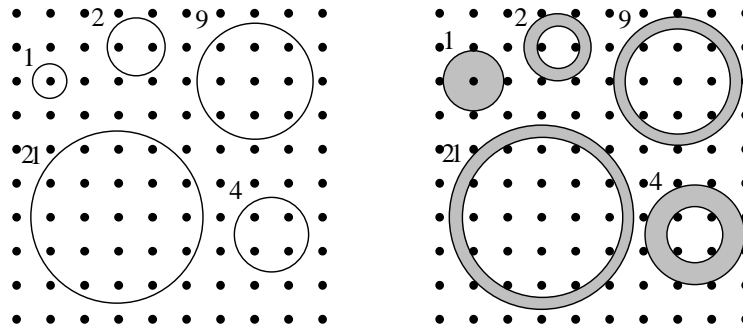


Abbildung 13:

links: Mögliche kommensurable Bahnen in einem quadratischen Antidotgitter.

rechts: Wie viele Widerstandsmaxima aufgelöst werden können und wie ausgeprägt diese sind, hängt vom Verhältnis von Antidotdurchmesser zu Gitterperiode ab. Je kleiner $\frac{d}{a}$, desto mehr Platz ist zwischen den Antidots und für die Elektronen besteht z. B. die Möglichkeit um 2 Antidots zu kreisen. (Nach [12]).

In Abbildung 14 ist eine Potentiallandschaft dargestellt, wie sie von einem quadratischen An-

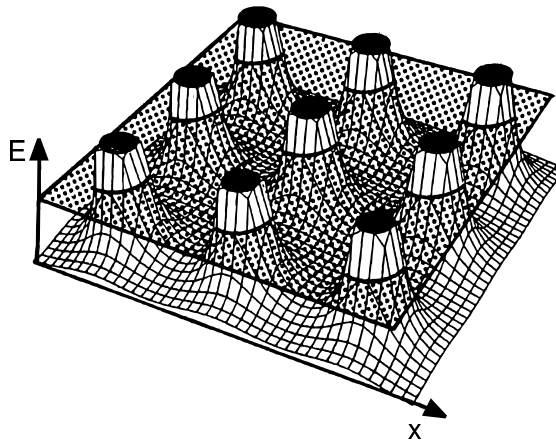


Abbildung 14: Potentiallandschaft, in der sich die Elektronen bewegen, wenn ein quadratisches Antidotgitter in die Probe geätzt wurde. Die Fermienergie schneidet das von den Antidots verursachte Potential, so dass für Elektronen „verbotene“ Bereiche entstehen. Die endliche Steilheit der Potentialspitzen spiegelt die Verarmungszone um die Antidots wider. (Aus [18]).

tidotgitter geformt werden kann. In diesem Fall liegt eine starke Modulation vor, was an den im Vergleich zur Fermienergie hohen Potentialspitzen zu erkennen ist. Zusätzlich wird durch die endliche Steilheit der Peaks die unvermeidbare Verarmungszone um die Antidots zum Ausdruck gebracht.

Die Bewegung der Elektronen in einer solchen Potentiallandschaft kann mit der von Kugeln in einem Flipperautomaten verglichen werden. Die Antidots wirken als kreisförmige Potentialbarrieren, zwischen denen die Elektronen chaotisch hin und her gestreut werden (vgl. Abbildung 15). Durch Anlegen eines Magnetfeldes kommt zusätzlich zur Gitterperiode auch der Zyklotronradius zum Tragen. Das Wechselspiel zwischen der Größe der Zyklotronbahn und der Gitterperiode führt

zu den beobachtbaren Oszillationen im Längswiderstand.

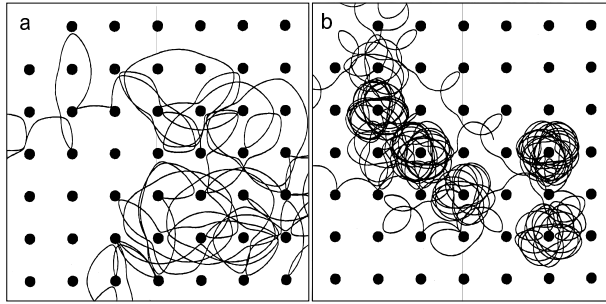


Abbildung 15: Trajektorie eines Elektrons im Antidotgitter für Magnetfeldwerte entsprechend (a) $R_c = a$ und (b) $2R_c = a$. Die Trajektorienknäuel um die Antidots verursachen das Widerstandsmaximum im Längswiderstand. (Aus [18]).

Ein anschauliches Modell, das basierend auf dem Drude-Bild die Kommensurabilitätsoszillationen erklären kann, ist das Pinball-Modell [12]. Die Grundidee dabei ist, dass Elektronen auf kommensurablen Bahnen nicht zum Transport beitragen können. Die Dichte der am Transport beteiligten Ladungsträger wird also geringer und damit der Längswiderstand größer.

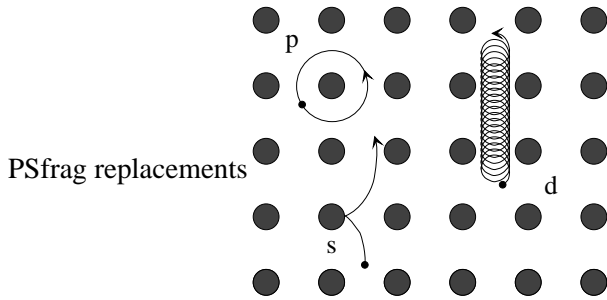


Abbildung 16: Elektronen auf gestreuten (s), gepinnten (p) und driftenden (d) Trajektorien. (Nach [17]).

Bei diesem Modell betrachtet man die Trajektorien der Elektronen. Prinzipiell gibt es dabei drei verschiedene Möglichkeiten: Elektronen können sich auf gestreuten (e_s), gepinnten (e_p) und driftenden (e_d) Bahnen bewegen (vgl. Abbildung 16). Wie groß der jeweilige Anteil der Ladungsträger unterschiedlicher Trajektorien ist, hängt vom Magnetfeld ab ($e_s + e_p + e_d = 1$, wobei e_i der Anteil der Elektronen der jeweiligen Trajektorienart ist). Während man bei höheren Feldern (so hoch, dass $2R_c < a$ gilt) hauptsächlich driftende Elektronen ($e_d \approx 1$) findet, überwiegen bei kleineren Magnetfeldern die beiden anderen Arten ($e_s + e_p \approx 1$).

Im Fall kleiner Felder tragen die gestreuten Elektronen den gesamten Strom durch das Antidotgitter. Die extrinsische, d.h. durch die Modulation beeinflusste, mittlere freie Weglänge l' der Elektronen liegt dabei in der Größenordnung der Periode a und es ergibt sich eine Streuzeit von etwa $\tau' = \frac{a}{v_F}$. Die gepinnten Elektronen dagegen liefern keinen Beitrag zum Transport und verringern somit die effektive Ladungsträgerdichte. Da diese aber nur bei Magnetfeldern auftreten, bei denen kommensurable Bahnen möglich sind, erhöht sich genau bei diesen Feldern ρ_{xx} .

Ist das Magnetfeld so groß, dass fast ausschließlich driftende Elektronen vorhanden sind, findet nahezu ungestörter Transport zwischen den Antidots statt. Diesen Elektronen kann wegen der Unterdrückung der Rückstreuung wieder die intrinsische Streuzeit τ des 2DEG zugeordnet werden, die sehr viel größer ist als τ' . Aus der Sättigung des negativen Magnetowiderstandes (entspricht dem Übergang zwischen erstem Maximum und konstantem Längswiderstand, also zwischen gestreuten und driftenden Elektronenbahnen) kann der effektive Antidotdurchmesser d bestimmt werden. Beim entsprechenden Magnetfeld passt die Zyklotronbahn genau zwischen zwei Antidots, so dass für d gilt

$$d = a - 2 \cdot R_c . \quad (14)$$

Das Pinball-Modell ist aber auch kritisch zu betrachten. Zum einen beruht die Argumentation für eine Erhöhung des Widerstandes ausschließlich auf der Annahme gepinnter Elektronen. Diese werden jedoch nie absolut gebunden sein, sondern sich nur länger in der Nähe eines Antidots aufhalten (vgl. Abbildung 15). Zum anderen werden die realen Trajektorien durch Kreise und Kreissegmente angenähert. Das wäre aber nur dann korrekt, wenn die Antidotpotentiale unendlich steil wären. Die mit den Verarmungszonen verknüpfte negative Oberflächenladung erzeugt jedoch ein weiches Potential, das zu einem ortsabhängigen Zyklotronradius führt. Deshalb kann es zu einer Verschiebung der Widerstandsmaxima kommen.

2.4 Persistenter Photoeffekt

Ein entscheidender Parameter bei Magnetotransportmessungen ist die Ladungsträgerdichte. Bei den hier verwendeten Proben kann sie nicht direkt geregelt werden (wäre z. B. über eine Gate-Spannung möglich), allerdings bietet der sogenannte persistente Photoeffekt (Persistent Photo Conductivity, kurz PPC) die Möglichkeit, die Ladungsträgerdichte für einen längeren Zeitraum zu erhöhen. Beleuchtet man die abgekühlte Probe kurz, so steigt n_s und behält den erhöhten Wert, solange die Probe nicht über eine bestimmte Temperatur (etwa 150 K) erwärmt wird. Die Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerdichte vor und nach Belichtung bei tiefen Temperaturen ist in Abbildung 17 gezeigt.

Der Vorgang der Ladungsträgerdichteerhöhung ist reversibel, und kann durch Erwärmen wieder gelöscht werden. An dieser Stelle sei auch erwähnt, dass die Verarmungszonen in der Umgebung der Antidots bzw. der magnetischen Fokussierungsstrukturen durch die Photoneneinstrahlung verkleinert werden (und bis zum Erwärmen verkleinert bleiben). Da das Auflösungsvermögen aber umgekehrt proportional zum effektiven Lochdurchmesser ist, führt eine Beleuchtung zu einer besseren Auflösbarkeit der Kommensurabilitätsoszillationen.

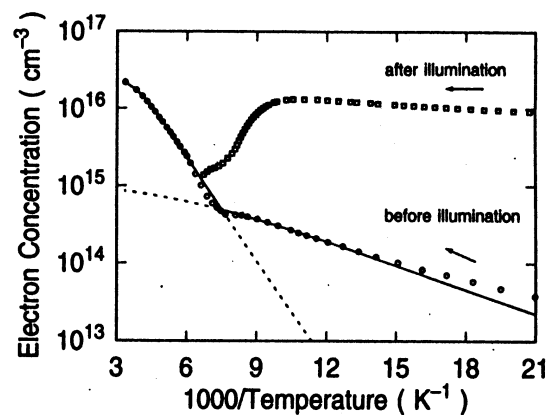


Abbildung 17: Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerdichte: Kühlt man Si-dotiertes AlGaAs von Zimmer- auf Heliumtemperatur, so nimmt die Ladungsträgerdichte kontinuierlich ab, und weist beim anschließenden Erwärmen wieder die gleiche Temperaturabhängigkeit auf.

Belichtet man allerdings die abgekühlte Probe, so erhöht sich die Ladungsträgerdichte stark. Dieser erhöhte Wert bleibt auch nach der Belichtung mehrere Tage erhalten, solange die Probentemperatur unter 150 K bleibt. Steigt sie weiter, so zeigen belichtete und unbelichtete Probe wieder gleiches Verhalten.

Wie kann man sich das Phänomen des PPC erklären?

Die elektrische Leitfähigkeit der Probe resultiert aus den freien Ladungsträgern, die von der Si-dotierten AlGaAs-Schicht zur Verfügung gestellt werden. Dabei gibt das als Donator fungierende Silizium sein überschüssiges Elektron ab. Solche Elektronen nehmen energetische Niveaus zwischen Valenz- und Leitungsband des Halbleiters ein. Man unterscheidet hierbei zwei Fälle:

Liegt das Elektronenniveau so nahe unterhalb der Leitungsbandkante, dass die Energiedifferenz durch thermische Anregung überwunden werden kann, so spricht man von flachen Störstellen. Die Leitfähigkeit des Halbleiters bei tiefen Temperaturen wird im Wesentlichen auf die von solchen flachen Störstellen abgegebenen Elektronen zurückgeführt (vgl. flache Gerade in Abbildung 17). Durch Dotierung können aber auch noch energetisch tiefer liegende Störstellen entstehen, die thermisch nicht mehr angeregt werden können. Trotzdem ist z. B. durch Photoneinstrahlung eine Ionisierung dieser tiefen Störstellen möglich, die aber meist schon nach kurzer Zeit wieder mit Elektronen des Leitungsbandes rekombinieren.

Nur bei Temperaturen unterhalb 150 K kann der persistente Photoeffekt beobachtet werden, da dann die angeregten Ladungsträger längerfristig erhalten bleiben. Dies deutet auf eine Energiebarriere hin, die bei zu geringer thermischer Anregung eine Rückkehr der Ladungsträger in den ursprünglichen Zustand verhindert.

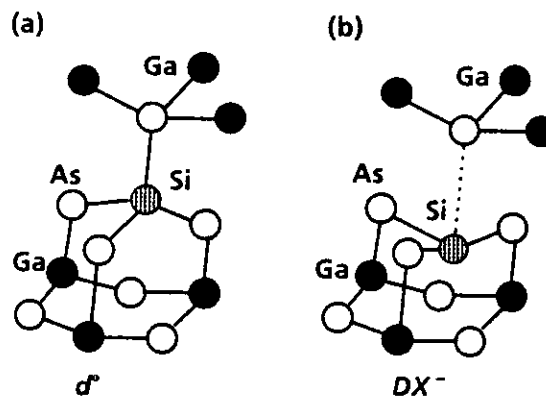


Abbildung 18: Ein GaAs-Gitter, bei dem an Stelle eines Ga-Atoms ein Si-Atom eingebaut wurde. Neben der symmetrischen Lage im Gitter (a) existiert auch ein asymmetrischer Gleichgewichtszustand (b). Dieser liegt unter Umständen energetisch günstiger und wird als DX-Zentrum bezeichnet.

Werden Si-Atome auf Plätzen der Ga-Atome ins Kristallgitter eingebaut, so entstehen flache Störstellen. Neben dieser symmetrischen Lage im Gitter gibt es für das Silizium aber auch noch energetisch günstigere Konfigurationen bei denen sich das Gitter verzerrt. Diese asymmetrischen Gleichgewichtslagen werden DX-Zentren genannt und führen zu tiefen Störstellen (vgl. Abbildung 18).

Rechnungen von Chadi und Chang ergaben, dass das Energieminimum eines DX-Zentrums erst durch Aufnahme eines weiteren Elektrons (von einem anderen Donator) erreicht wird. Die DX-Zentren sind also negativ geladen und können z. B. durch Photonen ($E \approx 1 \text{ eV}$) angeregt werden. Diese angeregten Zustände können entweder unter Aussendung von Photonen wieder zu DX-Zentren rekombinieren oder in symmetrische Zustände relaxieren. Letzteres führt zu einer Erhöhung der Ladungsträgerdichte, da die zuvor gebundene Elektronen als Leitungselektronen zur Verfügung stehen. Eine Rückkehr in energetisch günstigere DX-Zustände ist bei tiefen Temperaturen nicht möglich, da dies einen Wechsel der räumlichen Lage der Si-Atome erfordern würde

und dazu reicht die thermische Energie nicht aus. Erst bei Erwärmung kann diese Energiebarriere überwunden werden. Da bei dem hier verwendeten Material die DX-Zentren gegenüber den flachen Störstellen bevorzugt sind, dominiert deren Verhalten dann wieder die Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte von der Temperatur (vgl. steile Gerade in Abbildung 17).

3 Versuchsaufbau

3.1 Die Proben - eine Entstehungsgeschichte

Wie bereits festgestellt wurde, benötigt man zur experimentellen Untersuchung des ballistischen Transports ein zweidimensionales Elektronengas, das z. B. in einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur zu finden ist.

Das Ausgangsmaterial für die verwendeten Proben ist eine solche Heterostruktur und liegt normalerweise als Stück eines Wafers (Durchmesser: 2 Zoll = 5,08 cm) vor.

Die Strukturierung der Proben ist ein komplizierter, viel Zeit in Anspruch nehmender Prozess, der im Rahmen des Praktikums nicht selbst durchgeführt werden kann. Deshalb an dieser Stelle nur eine kurze Entstehungsgeschichte der Proben, die Sie im Praktikum fertig prozessiert bekommen.

1. Probenvorbereitung

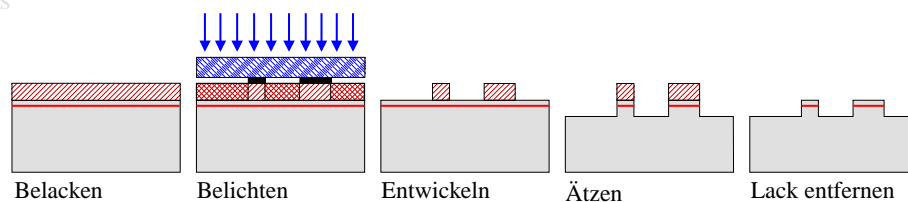
Mit Hilfe eines Diamantritzers wird zunächst ein rechteckiges Stück mit Kantenlängen von ca. 6 mm und 5 mm aus dem Wafer herausgebrochen und anschließend mit Aceton gereinigt.

2. Mesa

Als nächstes wird die eigentliche Struktur - die Mesa - definiert. Dazu wird das Halbleiterstück mit einem UV-empfindlichen Lack überzogen und anschließend in einem Maskenbelichter belichtet. Die hier eingesetzte Photolithographie kann bis in den μm -Bereich verwendet werden, während kleinere Strukturen mit Hilfe der Elektronenstrahlithographie (vgl. Prozessschritt 5) hergestellt werden.

Nach der Entwicklung befindet sich nur noch auf den ca. 36 Strukturen schützender Lack, so dass die Mesa beim nasschemischen Ätzen stehen bleibt, wohingegen das restliche 2DEG entfernt wird.

PSfrag replacements



3. Kontakte

Nach einer gründlichen Reinigung der Probe wird wieder Lack aufgeschleudert und erneut belichtet. Die diesmal verwendete Maske öffnet nur die Kontaktpads und schützt die restliche Probe (Hallbar und Substrat, vgl. Abbildung 3). Nach dem Entwickeln werden in einem Hochvakuumssystem Gold/Germanium und Nickel aufgedampft. Anschließend erfolgt der sogenannte Lift-off: die Probe wird in Aceton gegeben und der Lack löst sich auf (mit ihm löst sich das auf ihm befindliche Metall von der Probe). Nur auf den Kontaktpads bleibt Metall stehen.

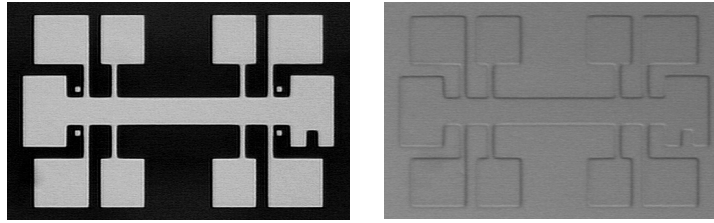


Abbildung 19: links: *Maske zur Mesadefinition - der Lack wird nur an den im Bild dunklen Stellen belichtet*, rechts: *Probe bei der die belichteten Bereiche bereits weggeätzt wurden.*

PSfrag replacement. Da die Kontakte ohmsches Verhalten zeigen, müssen sie einlegiert werden, d.h. die Probe wird unter Formiergasatmosphäre (N_2/H_2 -Gemisch) auf ca. $450^\circ C$ erhitzt.

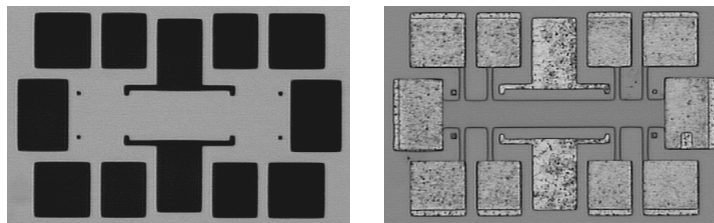
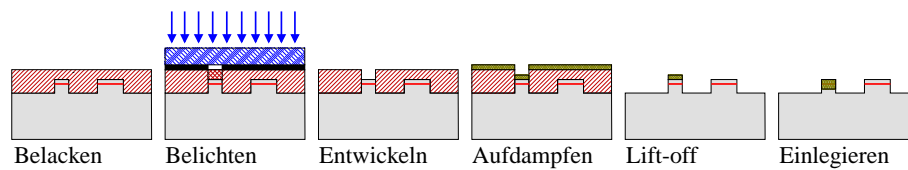


Abbildung 20: links: *Maske zum Öffnen der Kontaktpads - der Lack wird nur an den im Bild dunklen Stellen belichtet*, rechts: *Probe bei der die aufgedampften Kontakte bereits einlegiert wurden.*

4. Bondpads

In einem weiteren Lithographieschritt (mit der gleichen Maske wie bei den Kontakten) werden die Kontakte mit Gold bedampft, um das spätere Bonden zu ermöglichen (vgl. Prozessschritt 6).

5. Antidots

Die für diesen Versuch eigentlich interessante Nanostrukturierung erfolgt mit Hilfe der Elektronenstrahlolithographie (ESL) im Rasterelektronenmikroskop (REM). Auch hierbei verwendet man einen strahlungsempfindlichen Lack⁵, der durch Beschuss mit Elektronen verändert wird. Nach der Belichtung wird die Probe mit Ethoxyethanol entwickelt. Die Strukturen, die auf ein Messfeld geschrieben werden, haben eine der in Abbildung 5 gezeigten Formen. Jetzt wird in der CAIBE (= Chemical Assisted Ion Beam Etching) so tief geätzt, dass gerade die Dotierschicht entfernt wird und anschließend die Probe wieder gereinigt. Ein fertig strukturiertes Messfeld ist in Abbildung 22 gezeigt.

⁵PMMA = Plexiglas

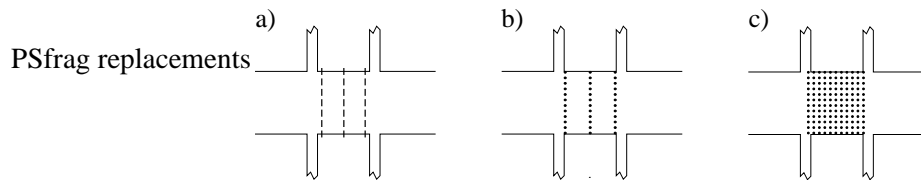


Abbildung 21: Die drei in diesem Versuch verwendeten Strukturen: Punktkontaktlinien (a), Antidot-Rechteckgitter (b) und quadratisches Antidotgitter (c)

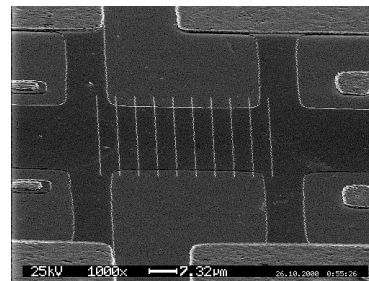


Abbildung 22: Ein nanostrukturiertes Messfeld.

6. Einbau in Gehäuse

Da immer nur eine Struktur vermessen werden kann, wird jede Hallbar einzeln in einen Chipcarrier geklebt. Die elektrischen Verbindungen von den Bondpads der Probe zu den Kontakten des Chipcarriers erhält man durch Bonden. Dabei wird ein dünner Golddraht ($\varnothing = 25 \mu\text{m}$) auf die Probe bzw. den Kontakt gedrückt und mit einem kurzen Ultraschallstoss festgeschweißt. Abbildung 23 zeigt eine messfertige Probe.

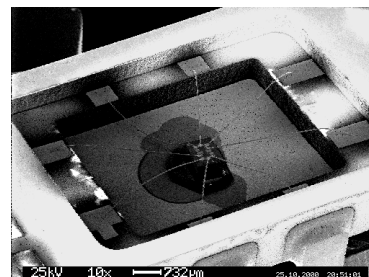


Abbildung 23: Die einzelne Struktur wird in einen Chipcarrier geklebt und anschließend gebondet.

3.2 Was braucht man sonst noch?

Um jetzt Magnetotransportuntersuchungen an den fertigen Proben durchführen zu können, werden neben einer ausreichenden Kühlung der Probe hohe Magnetfelder und geeignete Messgeräte benötigt.

Tiefe Temperaturen

Eine ausreichend kalte Probe erhält man am einfachsten durch die Verwendung von flüssigem Helium. Sorgt man dafür, dass sich die Probe direkt in der Flüssigkeit befindet, hat sie eine Temperatur von 4,2 K.

Der Umgang mit einer tiefkalten Flüssigkeit wie Helium kann sehr gefährlich werden⁶. Beispielsweise können Gegenstände (z. B. Probenstab) so kalt sein, dass Luft an ihnen kondensiert. Deshalb unbedingt Schutzhandschuhe tragen! Auch die enorme Volumenvergrößerung beim Verdampfen sollte man sich bewusst machen: 1 Liter flüssiges Helium bei 4,2 K entspricht 749 Litern gasförmigem Helium bei 15°C!

Während des Versuchs ist daher Vorsicht geboten und Folgendes unbedingt zu beachten:

- Die Kanne muss immer an die Rückführung angeschlossen und das Ventil zum Ballon stets offen sein, damit beim Verdampfen ein Druckausgleich stattfinden kann (**Explosionsgefahr**).
- Die Kanne beim Einbau nur **kurz** öffnen, um ein Eindringen von Luft bzw. Wasser zu verhindern und die Verluste zu reduzieren.
- Das Abkühlen muss **langsam** erfolgen, da sonst in kurzer Zeit sehr viel Helium verdampft.

Magnetfeld

Zur Erzeugung eines hohen Magnetfeldes wird eine supraleitende Spule aus Niob-Titan-Filamentdraht mit ca. 10000 Windungen verwendet. Mit dieser Spule erreicht man Magnetfelder bis etwa 5 T. Übersteigt der Spulenstrom einen kritischen Wert von ca. 50 A oder wird die Spule nicht mehr ausreichend gekühlt⁷, so wird die Spule normalleitend und gibt einen großen Teil ihrer Energie in Form von Wärme an das Helium ab, welches sofort verdampft - die Spule quencht. Das schnelle Verdampfen des Heliums aber führt zu einem plötzlichen Druckanstieg!

Messelektronik

Da bei einer Messung durch die Probe nur ein sehr kleiner Strom (μA -Bereich) fließen sollte (sonst erwärmt sich die Probe zu stark), sind auch die zu messenden Spannungen sehr klein (μV -Bereich). Um Störungen herauszufiltern, wird ein Lock-In-Verstärker verwendet. Bei diesem handelt es sich um einen extrem schmalbandigen Verstärker, der aus dem gesamten Spektrum nur das Wechselspannungssignal der Frequenz verstärkt, die ihm als Referenzwechselspannung eingespeist wird. Da die zu messende Längs- oder Hallspannung exakt dieselbe Frequenz wie die Referenzspannung hat, wird nur diese verstärkt und Rauschanteile werden unterdrückt. Die Übereinstimmung der Referenzfrequenz und der Längs- bzw. Hallspannungsfrequenz ist gewährleistet, da die Referenzspannung über einen Vorwiderstand auch den Wechselstrom durch die Probe herbeibringt.

Bei diesem Versuchsaufbau werden zwei analoge Lock-In-Verstärker verwendet, deren Ausgangssignal über Digitalmultimeter (DMM) in den Computer eingelesen wird.

Einige grundsätzliche Überlegungen/ Bemerkungen zu den Messungen:

- Der Vorwiderstand muss so groß gewählt werden, dass der Strom durch die Probe trotz des magnetfeldabhängigen Probenwiderstandes als konstant angenommen werden kann. Da die verwendeten Proben einen Widerstand in einer Größenordnung von $\text{k}\Omega$ haben, ist z. B. ein Vorwiderstand von $10\text{ M}\Omega$ realistisch.
- Lock-In-Einstellungen:
 - Oszillatorfrequenz z. B. $F_{osc} = 81\text{ Hz}$, also weit entfernt von der Netzfrequenz und deren Vielfachen.

⁶Ausführliche Informationen sind den ausliegenden Sicherheitsblättern zu entnehmen.

⁷Der Heliumstand in der Kanne sollte noch mindestens 20 cm betragen (das entspricht $\approx 30\text{ l}$ flüssigem Helium).

- Oszillatoramplitude $LV L_{osc} \approx 1 \text{ V}$, so dass der Strom durch die Probe bei einem Vorwiderstand von $10 \text{ M}\Omega$ 100 nA beträgt.
 - Eingangsfiler: Tiefpass (LP) mit automatischer Wahl der Grenzfrequenz (TRACK: $F_{grenz} = F_{osc}$).
 - Zeitkonstante: abhängig vom Zeitschritt t_m der Messwertaufnahme (bei $t_m = 1 \text{ s}$ z. B. $t_{const} = 1 \text{ s}$)
 - LI_1 wird intern gesteuert (INT)
 LI_2 erhält Referenzsignal von LI_1
- Wo muss man die Spannung abgreifen, um die Kommensurabilitätsoszillationen zu messen? (Messbereich $\approx 300 \mu\text{V}$)
 Wo greift man die Längsspannung der unstrukturierten Seite ab? (Messbereich $\approx 300 \mu\text{V}$)
 Und wo die jeweiligen Hallspannungen? (Messbereich $\approx 3 \text{ mV}$)
 Messungen am unstrukturierten Feld werden als **Referenzmessungen** bezeichnet.
 - In welchem Magnetfeldbereich erwarten Sie die Kommensurabilitätsoszillationen? Hier sollten Sie dann das Magnetfeld relativ langsam verändern (z. B. mit einer Sweeprate von $0,002 \text{ T/s}$, sonst reicht auch eine Rate von $0,02 \text{ T/s}$).
 - Um Inhomogenitäten der Probe auszumitteln ist es sinnvoll, sowohl im positiven als auch im negativen Magnetfeldbereich zu messen und dann zu mitteln.

3.3 Und jetzt alles zusammen - der Versuchsaufbau

Der Messaufbau besteht aus einem extra angefertigten Magnetsystem, das in eine 65 l Helium-Kanne⁸ eingebaut werden kann. Ein separater Probenstab, an dessen unterem Ende die Probe befestigt wird, kann in den im Magnetsystem integrierten Probenraum eingeführt werden. In letzterem befindet sich flüssiges Helium, so dass alle Messungen direkt bei $T = 4,2 \text{ K}$ durchgeführt werden (vgl. Abbildung 24).

Abbildung 25 zeigt den Schaltplan, der allen Messungen zugrunde liegt.

4 Versuchsdurchführung

4.1 Vorbereitungen (nur mit Betreuer!)

Zuerst muss das Magnetsystem (ohne Probenstab) in die Heliumkanne eingebaut werden, d.h. der Spulenkörper (und die Konstruktion drumherum) wird auf $4,2 \text{ K}$ gebracht. Geschieht dieser Abkühlvorgang zu plötzlich, verdampft in kurzer Zeit sehr viel flüssiges Helium, was zu einem raschen Druckanstieg führt - ähnlich wie bei einem Quench der Spule (vgl. 7). Das sollte natürlich verhindert werden, deshalb bitte **langsam und vorsichtig** abkühlen! (Dauer ca. 15 Minuten).

Das abgekühlte Magnetsystem bleibt während des ganzen Versuchs in der Kanne und die Ventile zu den Rückführungsleitungen müssen **immer offen** sein. Die verschiedenen Proben können mit dem separaten Probenstab schnell und einfach gewechselt werden.

⁸Das ist eine Kanne, die normalerweise für den Transport und die Aufbewahrung von flüssigem Helium vorgesehen ist.

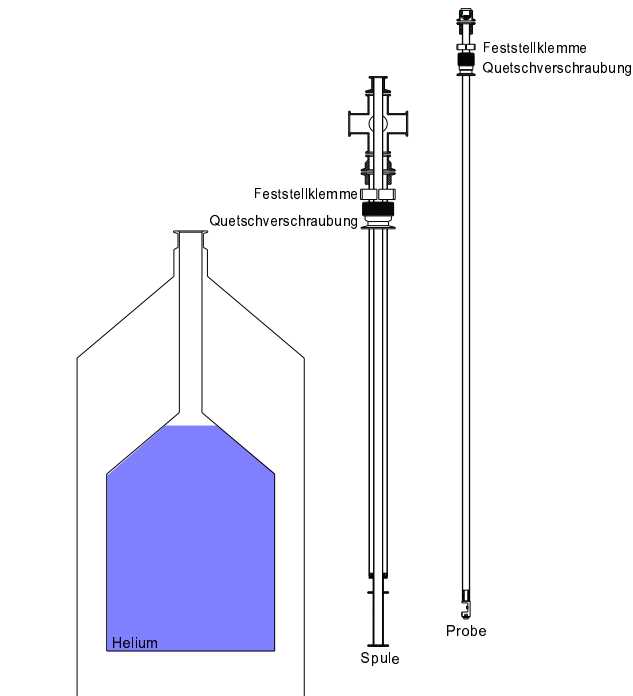


Abbildung 24: Heliumkanne, Magnetsystem und Probenstab.

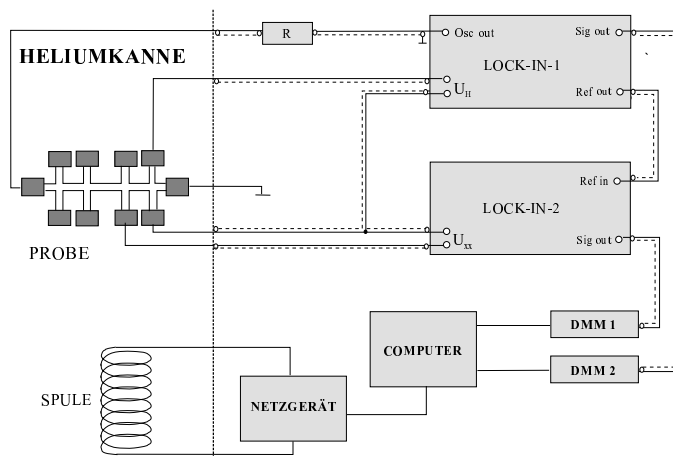


Abbildung 25: Überblick über die einzelnen Komponenten des elektronischen Messaufbaus. Die Signale werden von zwei analogen Lock-In-Verstärkern aufgenommen und über Digitalmultimeter in den Computer eingelesen. Dieser übernimmt auch die Ansteuerung des Netzgerätes.

4.2 Magnetische Fokussierung

Zunächst wird eine Probe mit magnetischer Fokussierungsstruktur eingebaut (diese soll auch beleuchtet vermessen werden, also die LED nicht vergessen!).

1. Unbeleuchtete Messung

Gemessen werden Hall- und Längsspannung des unstrukturierten und des strukturierten Messfeldes (2 Messungen). Wie wirkt sich die magnetische Fokussierungsstruktur auf die Spannungen aus?

2. Beleuchtete Messung

Jetzt wird die Probe mit der LED einmal **kurz** (1 s, $I = 100 \mu\text{A}$) beleuchtet und anschließend die Messungen von vorher wiederholt. Was hat sich verändert und warum? Warum reicht es einmal kurz zu beleuchten?

4.3 Antidot-Gitter

1. Rechteckgitter

Die Probe wird ausgebaut und durch eine Probe mit Antidot-Rechteckgitter ersetzt (beide Messfelder sind strukturiert - das eine mit bekannter Periode das andere mit unbekannter Periode).

Ist eine beleuchtete oder eine unbeleuchtete Messung sinnvoller? An die LED denken - dazustecken kostet nichts!

Achtung! Der Probenstab muss trocken sein, bevor Sie ihn wieder einbauen!

Gemessen werden diesmal bei beiden Messfeldern die Kommensurabilitätsoszillationen. Mit Hilfe der Messkurve des Feldes bekannter Periode können Sie die theoretisch erwarteten mit den gemessenen Magnetfeldwerten der Maxima vergleichen. Mit der anderen Messkurve können Sie über die Magnetfeldwerte der Peaks auf die bisher unbekannte Periode des Gitters schließen.

2. Quadratisches Antidotgitter

Für die letzte Messung wird ein quadratisches Antidot-Gitter (Probenwechsel!) verwendet und sowohl die Längsspannung als auch die Hallspannung des strukturierten Feldes gemessen (beleuchtet oder unbeleuchtet?).

4.4 Nachbereitungen (nur mit Betreuer!)

Nach dem Messen muss das ganze System wieder ausgebaut und die Kanne mit dem Originalaufsatz verschlossen werden. Um zu vermeiden, dass Sie dabei mit sehr kalten Flächen in Kontakt kommen, müssen Sie unbedingt **Schutzhandschuhe** tragen!

5 Auswertung

5.1 Magnetische Fokussierung

1. Unstrukturiertes Feld (Referenzmessung)

- Bestimmen Sie die Ladungsträgerdichte aus der Steigung der Hallgeraden.
- Bestimmen Sie die Ladungsträgerdichte aus den Minima der Shubnikov-de Haas-Oszillationen ($1/B$ -Werte gegen $1, 2, 3, \dots$ aufgetragen ergibt eine Gerade aus deren Steigung man n_s berechnen kann).
- Berechnen Sie mit Hilfe des Nullfeldwiderstandes $R_{xx}(B = 0 \text{ T})$ die Beweglichkeit μ und daraus die mittlere freie Weglänge.

2. Strukturiertes Feld

- a) Bestimmen Sie die Ladungsträgerdichte auf zwei Arten.
 - b) Berechnen Sie mit Hilfe des Nullfeldwiderstandes $R_{xx}(B = 0 \text{ T})$ die Beweglichkeit μ und daraus die mittlere freie Weglänge.
 - c) Kommensurabilitätsoszillationen:
Bei welchen Zyklotronradien erwarten Sie Maxima im Längswiderstand?
Vergleichen Sie mit den tatsächlich gemessenen Werten.
Erklären Sie die unterschiedlichen Peakhöhen unter der Berücksichtigung der jeweiligen Zyklotronbahnen.
3. Vergleichen Sie die Referenzmessung mit der Messung an der Fokussierungsstruktur.
 4. Werten Sie auch die beleuchtete Messung wie oben beschrieben aus.
Vergleichen Sie die Messungen an der beleuchteten und der unbeleuchteten Probe und erklären Sie die Veränderungen.

5.2 Antidot-Gitter

1. Rechteckgitter

- a) Ermitteln Sie die Ladungsträgerdichte aus den Shubnikov-de Haas-Oszillationen.
- b) bekannte Strukturierung
Bei welchen Zyklotronradien erwarten Sie Maxima im Längswiderstand?
Vergleichen Sie mit den tatsächlich gemessenen Werten.
unbekannte Strukturierung
Berechnen Sie aus den gemessenen Magnetfeldwerten der Peaks die Zyklotronradien und bestimmen Sie daraus die Periode des Antidotgitters.
- c) Warum sind weniger Peaks als bei der magnetischen Fokussierung zu erkennen?

2. Quadratisches Antidotgitter

- a) Und wieder die Ladungsträgerdichte bestimmen...
- b) Berechnen Sie mit Hilfe des Nullfeldwiderstandes $R_{xx}(B = 0 \text{ T})$ die Beweglichkeit μ und daraus die mittlere freie Weglänge. Erklärung?
- c) Welche Maxima kann man welchen Trajektorien im Antidotgitter zuordnen?
Warum „fehlen“ manche Peaks, die bei den Linien der vorherigen Messungen noch zu sehen waren? Denken Sie an das genaue Aussehen der Strukturen.
Wie ist die unterschiedliche Höhe der Peaks zu erklären?

6 Literatur

Hier einige Verweise auf Literatur, die zur Vorbereitung nützlich sein könnte:

- [1] - [7]: Allgemeine Lehrbücher zur Festkörperphysik bzw. Halbleiterphysik; auf [3] und [5] sei besonders hingewiesen.
- [8] - [12]: Zulassungs- und Doktorarbeiten, Habilitationsschrift mit (mehr oder weniger) kurzem Theorieteil.
- [13] - [21]: Veröffentlichungen; leicht verständlich sind [14] und [19].

- [1] W. RAITH (Hrsg): *Bergmann/Schäfer Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 6 Festkörper*, Walter de Gruyter, Berlin, New York (1992).
- [2] C. KITTEL: *Einführung in die Festkörperphysik*, 12. Auflage R. Oldenbourg, München, Wien (1999).
- [3] J. H. DAVIES: *The physics of low-dimensional semiconductors: An introduction*, Cambridge University Press, Cambridge (1998).
- [4] S. DATTA: *Electronic transport in mesoscopic systems*, Cambridge University Press, Cambridge (1995).
- [5] H. IBACH, H. LÜTH: *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen*, Springer, Berlin, Heidelberg, 4. Auflage (1998).
- [6] M. J. KELLY: *Low-Dimensional Semiconductors: Materials, Physics, Technology, Devices*, Clarendon, Oxford (1995).
- [7] H. E. HALL: *Solid State Physics*, John Willy and Sons Ltd., London, New York, Sydney, Toronto (1974).
- [8] J. HEIDER: *Flippern mit Elektronen - ein Praktikumsversuch*, Zulassungsarbeit, Universität Regensburg (2000).
- [9] P. SILBERHORN: *Der Quanten-Hall-Effekt - Ein Praktikumsversuch*, Zulassungsarbeit, Universität Regensburg (2000).
- [10] S. JOBST: *Composite Fermions in lateralen Übergittern*, Doktorarbeit, Universität Regensburg (2000).
- [11] M. ZITZLSPERGER: *Kommensurabilitätsexperimente mit GaAs(311)A-Lochgasen*, Doktorarbeit, Universität Regensburg (2000).
- [12] K. D. WEISS: *Kommensurabilitätseffekte in lateralen Übergittern*, Habilitationsschrift, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung Stuttgart (1992).
- [13] P. DRUDE: *Zur Elektronentheorie I/II*, Annalen der Physik **1/3**, 566/ 369 (1900).
- [14] K. VON KLITZING: *Der Quanten-Hall-Effekt*, Spektrum der Wissenschaft (März 1986).
- [15] K. VON KLITZING, G. DORDA, M. PEPPER: *New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance*, Phys. Rev. Lett. **45**(6), 494-497 (1980).
- [16] H. VAN HOUTEN *et al.*, Phys. Rev. Lett. B **39**(12), 8556-8575 (1989).
- [17] D. WEISS, M. L. ROUKES, A. MENSCHIG, P. GRAMBOW, K. VON KLITZING, G. WEIMANN: *Electron Pinball and Commensurate Orbits in a Periodic Array of Scatterers*, Phys. Rev. Lett. **66**(21), 2790-2793 (1991).
- [18] D. WEISS, K. RICHTER, E. VASILIADOU, G. LÜTJERING: *Magnetotransport in antidot arrays*, Surface Science **305**, 408-418 (1994).
- [19] D. WEISS, K. RICHTER: *Antidot-Übergitter: Flippern mit Elektronen*, Phys. Bl. **51**(3), 171-176 (1995).

- [20] B. KRAMER (Eds.): *Quantum Transport in Semiconductor Submicron Structures*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, London (1995).
- [21] W. P. KIRK, M. A. REED (Eds.): *Nanostructures and Mesoscopic Systems*, Academic Press, San Diego, London (1992).

7 Anhang

7.1 Sicherheitshinweise

Beim Umgang mit tiefkalten Flüssigkeiten ist auf Folgendes zu achten:

- Augen, Gesicht und Haut vor Flüssigkeitsspritzern schützen, da tiefkalte Flüssigkeiten bei Kontakt verbrennungsähnliche Frostschäden verursachen (Schutzkleidung)!
- Nur in gut gelüfteten Räumen arbeiten, da der Sauerstoffgehalt der Luft durch verdampfendes Helium herabgesetzt sein kann (Erstickungsgefahr)!
- Kein Feuer in der Nähe von tiefkalten Flüssigkeiten, da Luftsauerstoff auf kalten Oberflächen auskondensiert (Brand- und Explosionsgefahr)!

Beim Umgang mit hohen Magnetfeldern ist zu beachten:

- Keine losen ferromagnetischen Gegenstände im Umkreis des Magneten, da diese angezogen werden können.
- Die Funktion von Herzschrittmachern kann im Bereich hoher Magnetfelder beeinträchtigt sein.
- Magnetfeldempfindliche Wertgegenstände (z. B. Kreditkarten) sollten in ausreichendem Abstand aufbewahrt werden.

GaAs/AlGaAs ist giftig!

Im Übrigen sind die Praktikumsrichtlinien und die Laborordnung der Naturwissenschaftlichen Fakultät II Physik zu beachten.

7.2 Ein- und Ausbau des Magnetsystems

Einbau

Zunächst wird das Magnetsystem (ohne Probenstab) in die Heliumkanne eingebaut. Bitte **langsam und vorsichtig** abkühlen! (Dauer ca. 15 Minuten).

- Vergewissern Sie sich, dass die Quetschverschraubung am **unteren** Ende (=Spulenende) des Magnetsystems befestigt ist.
- Achten Sie darauf, dass die Kanne mit der Rückführung verbunden (Wellschlauch) und das entsprechende Ventil auch geöffnet ist.
- Beim jetzt folgenden Einbauen müssen Sie unbedingt darauf achten, dass die Kanne nur **sehr kurz** offen ist, damit möglichst wenig Helium verdampft und vor allem kein Wasserdampf oder andere Gase in die Kanne gelangt. Diese können im kalten Gasstrom ausfrieren und Rückführungs- bzw. Überdruckventile verstopfen - Explosionsgefahr!
Öffnen Sie den größeren Flansch der Heliumkanne, entfernen Sie den Aufsatz (Dichtring muss an der Kanne bleiben) und ersetzen Sie ihn durch das Magnetsystem. Schließen Sie den Flansch wieder.

- Jetzt können Sie die Spule **ganz langsam** tiefer in die Kanne schieben (Quetschverschraubung und Feststellklemme lockern, aber dabei das Magnetsystem nicht loslassen!).
Sobald als möglich sollten Sie auch den zweiten Wellschlauch zur Rückführung oben am Magnetsystem befestigen und die Ventile öffnen.
Achten Sie beim Abkühlen unbedingt auf die Abdampftrate (d.h. der Ballon sollte nicht merklich größer werden)! (Dauer ca. 10 Minuten)
- Schließlich müssen Sie noch die Stromversorgung für die Spule anschließen. Dazu werden die Netzteilkabel am Kreuzstück des Magnetsystems befestigt (Erdungskabel nicht vergessen!)

Das jetzt abgekühlte Magnetsystem bleibt während des ganzen Versuchs in der Kanne (und die Ventile zu den Rückführungsleitungen bleiben **offen!**). Der Probenstab wird analog zum Magnetsystem eingeführt:

- Quetschverschraubung ganz nach **unten** (Richtung Probe) schieben.
- Flansch (diesmal der obere am Magnetsystem) öffnen, Blindflansch entfernen (Dichtring muss da bleiben), Stab **schnell** einführen und Flansch wieder schließen.
- Probe **langsam** tiefer in die Kanne schieben. (Dauer ca. 5 Minuten)

Und jetzt kann's losgehen...

Probenwechsel

Beim Probenwechsel müssen Sie nur den Probenstab wieder aus der Kanne holen:

- Ziehen Sie den Stab so weit wie möglich nach oben (Handschuhe!).
Er wird immer wieder festfrieren: eine Weile warten und wieder ein Stück herausziehen. (Aufpassen, dass der Probenstab nicht wieder nach unten rutscht!)
- Öffnen Sie den Flansch, holen Sie den Stab heraus und verschließen Sie die Öffnung schnell wieder mit einem Blindflansch.
- **Führen Sie die neue Probe erst dann ein, wenn der Probenstab wieder trocken ist, damit kein Wasser in die Kanne gelangt!**

Ausbau

Nach dem Messen muss das ganze System wieder ausgebaut und die Kanne mit dem Originalaufsatz verschlossen werden. Um zu vermeiden, dass Sie dabei mit sehr kalten Flächen in Kontakt kommen, müssen Sie unbedingt **Schutzhandschuhe** tragen!

- Bauen Sie zunächst den Probenstab aus (vgl. Probenwechsel).
- Ziehen Sie das Magnetsystem nach und nach aus der Kanne. Der Stab ist so kalt, dass er immer wieder festfrieren wird. Geschieht dies, drehen Sie die Quetschverschraubung zu und sichern Sie den Stab noch zusätzlich mit der Feststellklemme. **Das Magnetsystem darf beim Auftauen auf keinen Fall wieder in die Kanne rutschen!** Nach kurzem Warten (evtl. mit Heißluftfön ($T_{max} = 100^{\circ}\text{C}$) beschleunigen) kann der Stab wieder bewegt werden und Sie können ihn weiter herausziehen.

- Befindet sich die Spule direkt unter dem Flansch, müssen Sie dafür sorgen, dass der Stab des Magnetsystems und der Flansch **trocken** sind!
- Jetzt können Sie den Flansch öffnen, das Magnetsystem durch den Originalverschluss ersetzen (**schnell arbeiten!**) und den Flansch wieder verschließen.