

Diplomarbeit

zur Erlangung des akademischen Grades

Diplom-Physiker (Dipl.-Phys.)

Thermoelektrische Eigenschaften von Si/Ge-Nanostrukturen

vorgelegt von

Markus Trutschel

geboren am 5. Juli 1985



Institut für Physik

der Naturwissenschaftlichen Fakultät II

der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg

Halle (Saale), 7. November 2010

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Entwicklung der Thermoelektrik	2
1.2. Aufgabe und Problemstellung	3
2. Physikalische Grundlagen	4
2.1. Über das Transmission Line Model	4
2.2. Epitaktische Übergitterstrukturen	7
3. Messaufbauten und Methoden	13
3.1. Angaris-Vierspitzen-Aufbau	13
3.2. Vierspitzen-Vario-Aufbau	15
3.2.1. Grundlegender Aufbau	15
3.2.2. Aktuelle Einsatzmöglichkeiten	17
3.2.3. Strukturierung für <i>cross-plane</i> Messungen	18
3.3. Weitere Messaufbauten	20
3.3.1. Lichtmikroskopie	20
3.3.2. Elektronenmikroskopie	20
3.3.3. Rasterkraftmikroskopie	23
3.4. Berechnungen zum Messaufbau	23
3.4.1. Messanforderungen	23
3.4.2. Über die Durchführbarkeit von <i>cross-plane</i> -Widerstandsmessungen	25
3.4.3. Ermittlung der Teilwiderstände	28
4. Probenpräparation	30
4.1. Beschichtungsverfahren	30
4.2. Photolithographische Strukturierung	33
4.3. Reaktives Ionenstrahlätzen an den Kontaktstrukturen	35
5. Charakterisierung von Schichtstrukturen	36
5.1. Kristallographische Charakterisierung eines Si/Ge-Superlattices	36
5.2. Untersuchung elektrischer Kontakte	39
5.2.1. Anforderungen an die Kontakte	39

Inhaltsverzeichnis

5.2.2. Herstellung von elektrischen Kontakten	39
5.2.3. Ätzbarkeit verschiedener Kontaktmaterialien	40
5.2.4. Messung der Kontaktwiderstände	41
5.3. Elektrische in-plane-Messungen	46
5.4. Untersuchungen zur Nickelsilizidbildung	49
6. Zusammenfassung und Ausblick	52
A. Anhang	54
B. Literaturverzeichnis	57
C. Danksagung	63
D. Eidesstattliche Erklärung	64

Abbildungsverzeichnis

2.1.	Strukturen zur Kontaktwiderstandsmessung	4
2.2.	Stromflussverteilung bei verschiedenen Kontaktbreiten im TLM	6
2.3.	Weitere TLM-basierende Messmethoden	6
2.4.	Struktur eines <i>strained layer superlattice</i>	7
2.5.	Si- und Ge-Bandstrukturen	8
2.6.	Diskontinuierliche Bandstrukturen am Heteroübergang	10
3.1.	Schema des Angaris Vierspitzen-Aufbaus	13
3.2.	Variabler Vierspitzen Aufbau	15
3.3.	Motorisierter x-y-z-Positioniertisch mit Spitzenhalter	16
3.4.	Mesastrukturen zur <i>cross-plane</i> -Widerstandsmessung	18
3.5.	Lithographische Strukturen zur <i>cross-plane</i> -Widerstandsmessung	19
3.6.	Lithographische Strukturen zur <i>cross-plane</i> -Seebeckmessung	19
3.7.	Mögliche Wechselwirkungsprozesse eines Elektrons mit einer Probe	21
3.8.	Berechnungen zu Kontaktstrukturen	27
4.1.	Schematische Darstellung der Abscheideverfahren	30
4.2.	Bestimmung der Sputterrate des X320	31
4.3.	Bei physikalischen Abscheideverfahren entstehende Strukturen	32
4.4.	Skizze des <i>Lift-offs</i>	34
5.1.	Schema und TEM-Abbildung der Probe MBE100624b	36
5.2.	TEM Abbildungen der Probe MBE100624b	37
5.3.	Verschiedene Strukturen nach RIE	41
5.4.	Auswertung Kontaktwiderstände	42
5.5.	Effektive Kontaktlänge	44
5.6.	<i>In-plane</i> -Messergebnisse an der Übergitterstruktur MBE100624b	46
5.7.	Messung zur Quantifizierung des <i>in-plane</i> -Widerstands	47
5.8.	Mit Messspitzen vermessene Kontaktstrukturen	48
5.9.	EELS-Auswertung zur Nickelsilizidbildung	50
A.1.	Brillouinzonen von Si_nGe_m -Übergittern	54
A.2.	Si/Ge SL Bandstrukturen	55

Abbildungsverzeichnis

A.3. Phononendispersionsrelationen von Si und Ge	56
A.4. Maximalwiderstandsbestimmung vom Pt-Kontaktwiderstand	56

Tabellenverzeichnis

2.1. Bandverbiegungen am Si/Ge-Heteroübergang	9
3.1. Rechenparameter <i>cross-plane</i> -Widerstandsberechnung	25
4.1. Parameter beim thermischen Verdampfen	32
4.2. Verwendete RIE-Parameter	35
5.1. Übersicht der Materialabscheidungsverfahren	39
5.2. Kontaktparameter des Pt-Kontakts	45
A.1. Raumgruppen verschiedener SLSs auf (100)	54

1. Einleitung

Die meisten heute genutzten Prozesse zur Energieumwandlung haben nur einen geringen Wirkungsgrad. Die nicht genutzte Energie wird dabei in Form von Wärme an die Umgebung abgegeben. In einigen Fällen müssen die Apparaturen sogar aufwendig unter weiterem Energieeinsatz gekühlt werden.

Thermoelektrische Generatoren setzen einen Teil der Wärme direkt in elektrische Energie um. Dadurch können sie in vielen Fällen ungenutzte Energiequellen erschließen. Besonders die Automobilindustrie erforscht Möglichkeiten dieses *energy harvesting* auszunutzen, um damit die Bordelektronik zu betreiben[1].

Die dabei verwendeten thermoelektrischen Materialien müssen für die erwarteten Temperaturbereiche geeignet sein. Bei nicht zu hohen Temperaturen werden heute meistens Bi_2Te_3 und andere V_2VI_3 -Halbleiter verwendet. Diese Materialien besitzen trigonale Kristallstrukturen und damit eine hohe Anisotropie in ihren thermischen und elektrischen Eigenschaften. Sie zeichnen sich durch eine hohe thermoelektrische Effektivität bei Raumtemperatur (RT) aus.

Silizium und Germanium besitzen als *bulk*-Materialien keine sehr hohen Seebeckkoeffizienten und zeichnen sich nicht als gute thermoelektrische Materialien aus. Sie können jedoch als $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ Mischkristalle bei deutlich höheren Temperaturen thermoelektrisch betrieben werden, als es die meisten gebräuchlichen Thermoelektrika vermögen. Außerdem sind Silizium und Germanium keine umweltbedenklichen Stoffe und die benötigte Technologie ist weitgehend erforscht.

HICKS *et al.* konnten rechnerisch zeigen, dass durch Anordnung von Si/Ge-*Superlattices* eine deutliche Steigerung der thermoelektrischen Effektivität dieser Materialien möglich ist[2]. Seither wird vor allem die Wärmeleitfähigkeit verschiedener Anordnungen von $(\text{Si})_m/(\text{Ge})_n$ -*Superlattices in-plane* und *cross-plane* untersucht. Dabei sind m und n die Anzahl der Atomlagen einer Schicht.

Kaum experimentell untersucht ist jedoch die elektrische Leitfähigkeit und der Seebeckkoeffizient dieser Nanostrukturen. Insbesondere wurden diese Eigenschaften *cross-plane* noch nicht repräsentativ gemessen. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der elektrischen Vermessung von Si/Ge-*Superlattices*. Es werden Möglichkeiten der Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit und des Seebeckkoeffizienten *cross-plane* gezeigt. Dabei wird auch auf die zu erwartende Messgenauigkeit eingegangen. Weiterhin werden die

1. Einleitung

se thermoelektrischen Eigenschaften *in-plane* an einer durch Molekularstrahlepitaxie (MBE) hergestellten Probe gemessen und die Ergebnisse diskutiert.

1.1. Entwicklung der Thermoelektrik

In den Jahren 1821 bis 1822 zeigten Messungen von T. J. SEEBECK an galvanischen Ketten, dass eine Temperaturdifferenz ΔT zwischen zwei Punkten auf einer Metallplatte eine Potentialdifferenz hervorruft. Diese Thermospannung ist direkt proportional zu ΔT [3, 4].

$$U_S = S(T) \Delta T \quad (1.1)$$

Der Proportionalitätsfaktor S wird ihm zu Ehren Seebeck-Koeffizient genannt und stellt einen wichtigen, thermoelektrischen Materialparameter dar.

J. PELTIER entdeckte 1834 den umgekehrten Effekt [5]. Dabei gilt die Beziehung

$$\dot{Q} = (\Pi_B - \Pi_A) I \quad (1.2)$$

wobei \dot{Q} der Wärmefluss, Π_a und Π_B die Peltierkoeffizienten der zwei eingesetzten Materialien und I der Stromfluss ist.

Physikalisch erklären konnte dieses Phänomen jedoch erst THOMSON mit seiner thermodynamischen Theorie zur Erklärung der drei thermoelektrischen Größen[6]. Nach der Thomson-Beziehung, auch Kelvin-Beziehung, gilt der Zusammenhang

$$\Pi = S T. \quad (1.3)$$

Einen zweiten Zeitraum intensiver Forschung gab es ab Ende der 1930er Jahre[7]. Das mikroskopische Verständnis und die neuen Möglichkeiten der Halbleiterindustrie[8] verbesserten maßgeblich die thermoelektrische Effektivität[9]

$$Z = \frac{S^2 \sigma}{\kappa}. \quad (1.4)$$

Thermoelektrische Materialien zeichnen sich demnach einerseits durch einen hohen Seebeck-Koeffizienten S andererseits durch eine hohe elektrische Leitfähigkeit σ bei gleichzeitig geringer Wärmeleitfähigkeit κ aus. Die thermoelektrische Effektivität wird häufig als dimensionslose Größe ZT angegeben.

In den 1950er Jahren wurden Bismutlegierungen untersucht. Ihre thermoelektrische Effektivität konnte dabei in wenigen Jahren von $Z \ll 1 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ auf $Z > 3 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ gesteigert werden.

Nach 30 Jahren mit sehr geringer Forschungsaktivität begann, durch große Umweltbedenken bei den seinerzeit verwendeten Kühlflüssigkeiten initiiert, die ausgiebige Unter-

1. Einleitung

suchung alternativer Kühlsysteme. Auch thermoelektrisches Kühlen wurde dabei untersucht. 1993 wird von HICKS und DRESSELHAUS die *thermoelectric quantum well theory* begründet[2]. Seit dieser Zeit werden intensive Untersuchungen an Heterostrukturen durchgeführt. Auch andere Nanostrukturen, wie Nanodrähte, nanoporöse Strukturen und *nano powders*, werden derzeit intensiv erforscht[10].

1.2. Aufgabe und Problemstellung

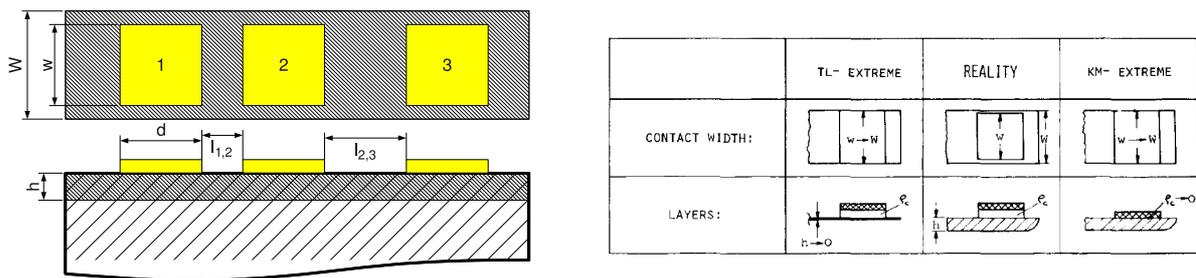
Diese Diplomarbeit gliedert sich in die folgenden drei Schwerpunkte:

1. Entwicklung und Aufbau eines Messaufbaus, mit dem der Seebeckkoeffizient und die elektrische Leitfähigkeit gemessen werden kann.
2. Ausarbeiten der dafür nötigen Probenpräparation.
3. Elektrisches Vermessen und strukturelle Charakterisierung eines mit Molekularstrahlepitaxie hergestellten Si/Ge-*Superlattices*.

Der entwickelte Messaufbau wird in Kap. 3.2 beschrieben. Er wurde so aufgebaut, dass er auch für andere Problemstellungen genutzt werden kann. Nach den vom Messplatz vorgegebenen Anforderungen wurde eine Probenpräparation erarbeitet. Diese besteht aus einer Strukturherstellung mit optischer Lithographie, physikalischen Abscheideverfahren und reaktivem Ionenätzen. Zur Strukturellen Charakterisierung wurden transmissionselektronenmikroskopische Verfahren eingesetzt, die in Kap. 3.3 beschrieben werden.

2. Physikalische Grundlagen

2.1. Über das Transmission Line Model



(a) Reale TLM-Messstruktur. Für eine repräsentative Auswertung mittels linearer Regression ist jedoch eine größere Kontaktanzahl nötig. Üblich sind vier bis zehn Kontakte.

(b) Vergleich des TLM mit dem KMM[11]. Während das KM-Modell sich näher mit der Verbindungsschicht auseinandersetzt, wird im TL-Modell der Kontakt genauer betrachtet.

Abbildung 2.1.: Strukturen zur Messung von Kontaktwiderständen und Modelle zur Auswertung der Messergebnisse.

Das *Transmission Line Model* (TLM) wurde anlehnend an die Stromflussimulationen zwischen planaren Kontakte von KENNEDY und MURLEY[12] parallel von BERGER [13] sowie MURMANN und WIDMANN [14, 15] entwickelt. Es dient der direkten Messung von Übergangs- und Kontaktwiderständen in der Silizium-Planartechnik. In Abb. 2.1(b) sind die beiden Modelle gegenübergestellt.

In den folgenden Jahren wurden einige Anpassungen an spezielle Kontaktarten vorgenommen [11], so dass die Charakterisierung von Kontakten heute häufig mittels TLM vorgenommen wird. In dieser Arbeit soll gezeigt werden, dass dieses Modell auch für *cross-plane*-Messungen an *Superlattices* angewendet werden kann.

Je nach Messanforderung gibt es mehr oder weniger geeignete Messstrukturen. Dennoch verfolgt das Messprinzip immer die gleichen Grundsätze. Meistens wird dabei mit zwei Spitzen an zwei benachbarten Kontaktpads gemessen[14], der so gemessene Widerstand kann als eine Reihenschaltung in folgender Form dargestellt werden:

$$R = R_{K1} + R_{K2} + R_V + R_Z. \quad (2.1)$$

2. Physikalische Grundlagen

Dabei ist:

$R_{K1,2}$	Kontaktwiderstand zwischen Kontaktpad und Verbindungsschicht
R_V	Bahnwiderstand der Verbindungsschicht
R_Z	Widerstand der Zuleitungen

Ein für technische Anwendungen gut geeigneter Kontakt zeichnet sich durch ohmsches Verhalten aus, d.h. der Strom steigt linear zur angelegten Spannung. Für einen solchen Kontakt kann man den Widerstand zu

$$R_K = \frac{\varrho_C}{A} \quad (2.2)$$

berechnen. ϱ_C ist dabei der spezifische Kontaktwiderstand in $\Omega \cdot \text{m}^2$ und A die Kontaktfläche. Der Bahnwiderstand wird im TLM wie folgt beschrieben:

$$R_V = R_{Sh} \frac{l_{i,j}}{W}. \quad (2.3)$$

Dabei ist $l_{i,j}$ die Verbindungslänge zwischen den Kontakten i und j (siehe Abbildung 2.1(a)), W die vorliegende Probenbreite und R_{Sh} stellt den Schichtwiderstand, auch als Flächenwiderstand bezeichnet, mit

$$R_{Sh} = \frac{\varrho}{h} \quad (2.4)$$

dar, wobei ϱ der spezifische Widerstand des Schichtmaterials und h die Schichtdicke sind. Diese Annahme fordert eine gleichförmige, exakt bestimmte Verbindungsschicht. Der letzte Term aus (2.1) R_Z sollte im Allgemeinen klein gegen die anderen Widerstände sein. Durch eine getrennte Ermittlung des vom Messaufbau kommenden Widerstands kann dieser Anteil jedoch eliminiert werden.

Um ein möglichst gutes Messergebnis zu erzielen, sollte R_V möglichst klein sein. Damit eine sinnvolle Regression erreicht werden kann, sollte er allerdings nicht kleiner als der Messfehler des Kontaktwiderstands ΔR_K sein. Das effektive Längen-Breitenverhältnis des stromdurchflossenen Bereichs zwischen den Kontakten muss folglich möglichst klein sein und somit die Kontakte entsprechend eng angeordnet werden. Weiterhin sollte die Probenbreite W nicht wesentlich größer als die Kontaktbreite w sein, da sonst kein linearer Stromfluss vorliegt und (2.3) nicht mehr gültig ist.

Das TLM kann in vielerlei Hinsicht angewendet werden. Spezielle Formen dieser Anpassungen und teilweise auch Erweiterungen haben neue Namen bekommen. Das *extended transmission line model* (ETLM) beinhaltet zusätzliche Effekte, die bei großen Kontaktpads auftreten. Einerseits wird der Randwiderstandseffekt und andererseits der nichtlineare Stromfluss bei $W > w$ einbezogen[11, 16]. Abb. 2.2 zeigt den nichtlinearen

2. Physikalische Grundlagen

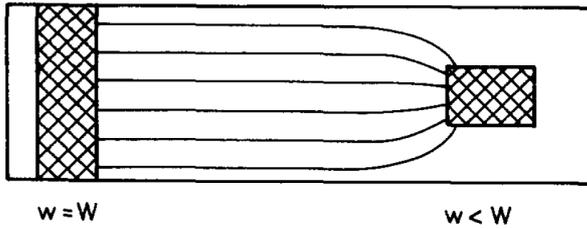
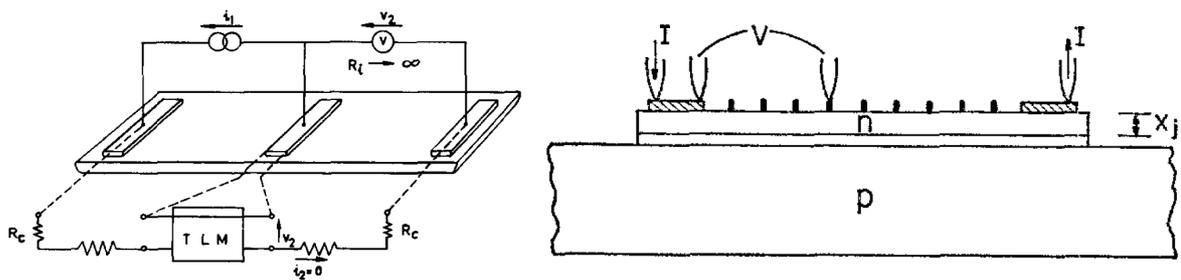


Abbildung 2.2.: Stromflussverteilung bei verschiedenen Kontaktbreiten im ETLM[11]. Die effektive Breite der Verbindungsschicht ist bei kleinen Kontakten schmaler. Auch der Randwiderstandseffekt ist angedeutet, der Stromfluss ist nicht überall am Kontaktpad gleich.

Stromverlauf für diesen Fall.

Hat man große Kontakte aus einem hochleitfähigen Material auf einer wenig leitfähigen Probe in *TLM*-Anordnung, so wird ein Großteil des Stromflusses erst in Randnähe des Kontaktes in das Probenmaterial übergehen. Die effektive Kontaktfläche ist damit deutlich kleiner als die reale. Ein nicht bis an den Probenrand ausgedehnter Kontakt hat eine nicht homogene Stromverteilung zwischen den Kontakten zur Folge. Die stromdurchflossene Breite in Kontaktnähe ist deutlich reduziert. Dadurch erhält man effektiv ein $W_{ETLM} < W$. Berechnungen auf den von BERGER und CHANG *et al.* getroffenen Annahmen sind in Kap. 5.2.4 zur Berechnung des Kontaktwiderstands angewendet worden.

Eine weitere Anpassung hat SHOCKLEY vorgenommen[17]. Dabei wird der Strom nicht mehr über die gleichen Kontakte gemessen wie die Spannung. Er hat dafür eine *Leiteranordnung* vorgeschlagen, wobei am Rand eine Stromquelle kontaktiert wird und zwischen einer bestimmten Anzahl Sprossen die Spannung abgegriffen wird. Eine stromlose Messung des Kontaktendwiderstands schlägt BERGER vor[13]. Dabei wird über drei Kontakte gemessen. Am Mittleren liegt gleichzeitig Stromquelle und Spannungsmessgerät an. Die beiden Verfahren sind in Abb. 2.3 gegenübergestellt.



(a) Stromlose Messung des Kontaktendwiderstands

(b) *Leiteranordnung* zur Bestimmung des Kontaktwiderstands

Abbildung 2.3.: Weitere TLM-basierte Messmethoden.

2.2. Epitaktische Übergitterstrukturen

Epitaktische, verspannte Übergitterstrukturen (SLSs, *strained-layer superlattices*) sowie epitaktische Quantentrogstrukturen (SQWs, *strained quantum wells*) ermöglichen den Aufbau von Heterostrukturen aus einer Vielzahl an Materialkombinationen[18]. Dabei ist es möglich versetzungsfreie Heterostrukturen zweier Materialien mit unterschiedlichen Gitterkonstanten (*Misfit* über 14%) herzustellen, solange die einzelnen Schichten nur hinreichend dünn sind[19]. Das in dieser Arbeit näher betrachtete Materialsystem aus Silizium und Germanium hat einen *Misfit* von ca. 4%. So aufgebaute Strukturen aus halbleitenden Materialien besitzen elektrische, thermische und optische Eigenschaften, die ihre Grundmaterialien oder Legierungen nicht haben.

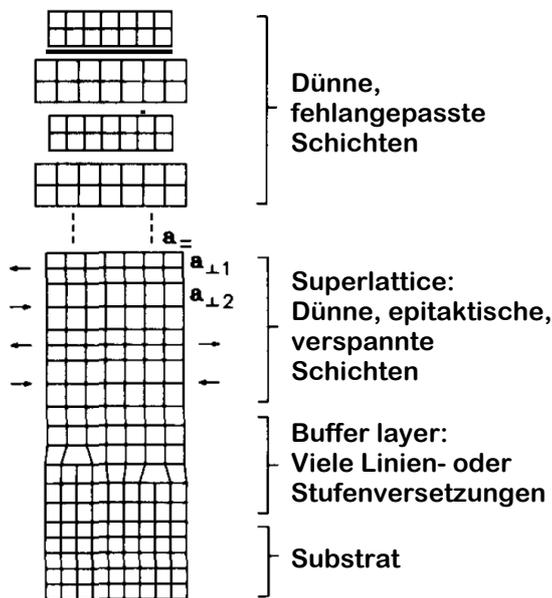


Abbildung 2.4.: Struktur einer *strained layer superlattice*. Zwischen Substrat und gewünschter Schichtstruktur bringt man eine zusätzliche *buffer layer*, deren Gitterkonstante der gewünschten Schichtgitterkonstanten entspricht. [20]

Ein geeignetes Herstellungsverfahren von SLSs ist die Schichtaufbringung mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) [20]. In Abb. 2.4 ist die Struktur eines so hergestellten SLS angedeutet. Auf ein Substrat, welches die Grundorientierung vorgibt, wird eine Übergangsschicht, *buffer layer*, aufgebracht. Diese dient der Einstellung der gewünschten Gitterkonstanten und kann von zahlreichen Linien- und Stufenversetzungen sowie Schraubenversetzungen geprägt sein. Diese Versetzungen würden sich auch im *Superlattice* (SL) ausbreiten, was aber durch die aufgebauten Verspannungen weitgehend unterdrückt wird[21, 22, 23].

Auf dieser *buffer-layer*, meist 200...500 nm, wird das gewünschte SL abgeschieden. Eine beliebig dicke Übergitterstruktur bekommt man durch Aufwachsen einer symmetrisch verspannten (*strain balanced*) Anordnung[24], was man durch eine ausreichende Wachstumstemperatur und einen geeigneten *buffer-layer* ermöglichen kann. Ansonsten wachsen die Schichten ab einer bestimmten, kritischen Dicke fehlangepasst.

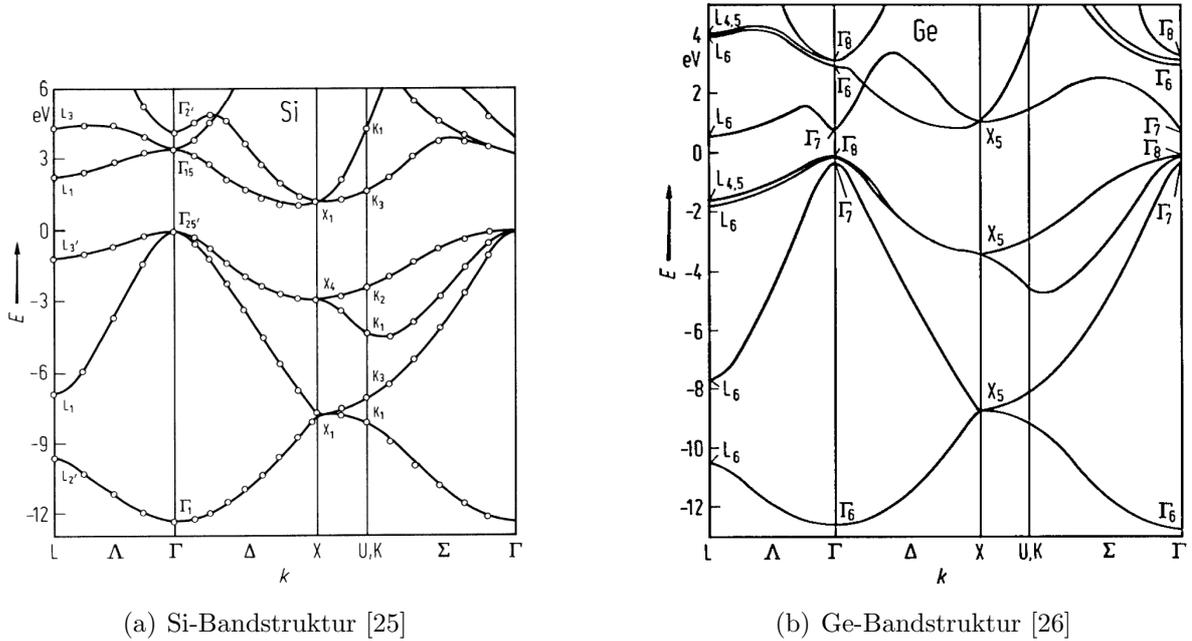


Abbildung 2.5.: Die Bandstrukturen von Silizium und Germanium. Die Minima der Leitungsbänder liegen an den entgegengesetzten Orten im reziproken Raum, Si am X-Punkt und Ge am L-Punkt. Dies ermöglicht eine Vielzahl an Gestaltungsmöglichkeiten der elektrischen Eigenschaften eines Superlattices.

Diese Arbeit widmet sich im Speziellen den Si-Ge-Übergitterstrukturen. Silizium und Germanium sind zwei indirekte Halbleiter der 4. Hauptgruppe, die technisch schon weitreichend verstanden sind. Silizium stellt durch die Planartechnik den aktuell wichtigsten und meist untersuchten Halbleiter dar. Im Folgenden sollen die Energiebandstrukturen und phononischen Eigenschaften beschrieben werden. Weiterhin soll deren Veränderung in Heterostrukturen auf ihre thermoelektrische Anwendbarkeit untersucht werden.

Da nur die nicht vollständig gefüllten Bänder zum Ladungsträgertransport beitragen, sollen nur die Bänder um die Fermienergie E_F interessieren. Dies sind das Valenzband mit der Energie $E_V(k)$ und das Leitungsband mit $E_C(k)$, wobei k der Betrag des reziproken Vektors ist, was dem quantifizierten Elektronenimpuls entspricht. Von technischer Bedeutung sind dabei die $[1, 0, 0]$ (X) und die $[1, 1, 1]$ (L) Punkte sowie der Γ -Punkt.

Die Bandstrukturen von Silizium und Germanium sind in Abb. 2.5 nach dem *tight-binding model* (siehe z.B. [27]) dargestellt. Die Leitungsbandminima liegen bei Silizium nahe des X-Punktes, bei Germanium hingegen nahe des L-Punktes. Bei verspanntem, intrinsischem Germanium liegt das absolute Valenzbandmaximum am X-Punkt 0,84 eV höher als bei Silizium ($a_{\parallel} = 5,43 \text{ \AA}$), hingegen ist E_C lediglich 0,28 eV höher [18]. a_{\parallel} stellt dabei die Gitterkonstante parallel zum Substrat dar, wodurch der Spannungszustand charakterisiert ist. In Tabelle 2.1 ist eine Übersicht der absoluten Energiedifferenzen

2. Physikalische Grundlagen

bei verspannten Si-Ge-Übergitterstrukturen für technisch bedeutsame Kristallebenen gegeben.

Alleine die Kombination aus der Wahl der Kristallorientierung und der Anpassung der Gitterkonstanten durch Mischung von Si und Ge in diversen Verhältnissen im *buffer-layer* bietet eine enorme Vielfalt an Möglichkeiten ein Si/Ge-*Superlattice* zu erzeugen. Weiterhin kann man die Eigenschaften durch die Atomlagenanzahl der Einzelschichten in einem großen Bereich variieren.

	a_{\parallel} (Å)	ΔE_V (eV)	ΔE_C (eV)
(001)	5,43	0,84	0,28
	5,52	0,61	0,41
	5,65	0,31	0,55
(111)	5,43	0,85	0,25
	5,65	0,37	0,28
(110)	5,43	0,76	0,03
	5,65	0,22	0,24

Tabelle 2.1.: Bandverbiegung am Si/Ge Heteroübergang für verschiedene Substratorientierungen und Gitterkonstanten parallel zum Substrat. ΔE_V und ΔE_C sind dabei die Bandverbiegungen des Valenz- bzw. Leitungsbandes. Tabellenauszug[18].

Je nach Zusammensetzung der *buffer-layer* aus $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ bekommt man in guter Näherung eine Gitterkonstante nach dem VEGARDschen Gesetz:

$$a_{\parallel} = (1 - x) a_{\text{Ge}} + x a_{\text{Si}} \quad (2.5)$$

Die Ausdehnung in Wachstumsrichtung ändert sich in guter Näherung nach der Poissonzahl des Materials[18]. Die entstehenden normierten Gitterverzerrungen ergeben sich dann nach

$$\varepsilon_{\parallel}^i = \frac{a_{\parallel}}{a_i} - 1 \quad (2.6)$$

$$\varepsilon_{\perp}^i = \frac{2\nu_i}{1 - \nu_i} \varepsilon_{\parallel}^i, \quad (2.7)$$

dabei steht a_i für die Gitterkonstante des ungestörten Kristallgitters und ν_i für die Poissonzahl ([100] in (100): $\nu_{\text{Si}} = 0,28$, $\nu_{\text{Ge}} = 0,26$ [28]). Die *Superlatticestruktur* ist für Si_n/Ge_m -*Superlattices* tetragonal, wenn m oder n ungerade ist, orthorhombisch, wenn beide gerade sind[29]. In Abb. A.1 im Anhang sind zugehörige Brillouinzone dargestellt.

Auch die Elektronenstruktur des *Superlattice* unterscheidet sich von denen der Einzelmaterialien. Wegen der Gitterverzerrung verändern sich auch die Atomabstände und Bindungswinkel. Eine Konsequenz ist eine Verschiebung des gesamten Valenzbandes wie

2. Physikalische Grundlagen

in Tab. 2.1 dargestellt. Zwischengitterabstände für (001) kann man entsprechend

$$\Delta E_V(x) = x \cdot 0,84 \text{ eV} + (1 - x) \cdot 0,31 \text{ eV}$$

berechnen und in analoger Weise für die anderen Substratorientierungen[18].

TSERBAK *et al.* haben durch *tight-binding* Berechnungen die Abhängigkeit der Bandstruktur von den einzelnen Parametern aus Tab. 2.1 untersucht[30] (siehe Abb. A.2). Dabei stellte sich heraus, dass ab einem ausreichenden Germaniumanteil im *buffer-layer* ein (100)-Si_n/Ge_n-SL ein direkter Halbleiter wird. Andererseits bedeutet ein Heteroübergang eine Diskontinuität, die sich auch in der lokalen Bandstruktur ausdrückt. Abb. 2.6 zeigt die beiden Extremfälle in (100)-Orientierung, welche in Kap. 5 vermessen wurde.

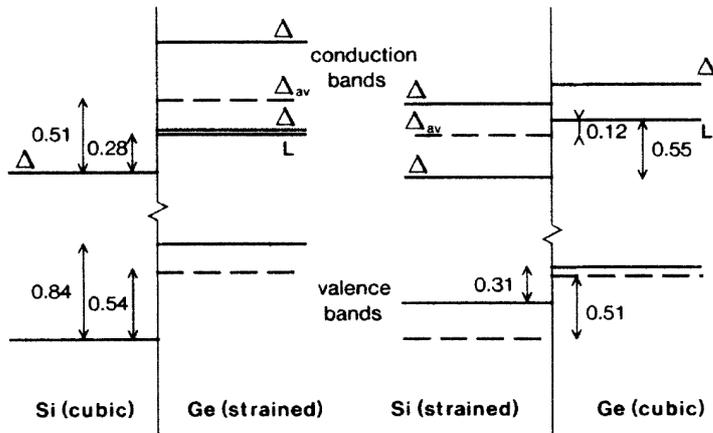


Abbildung 2.6.: Diskontinuierliche Bandstrukturen am Heteroübergang. Die gestrichelten Linien geben die gewichtete, durch Verspannung hervorgerufene, mittlere Verschiebungsenergie wieder[18]. Für Germanium sind diese für Δ - und L-Punkt dargestellt.

Die Energiedifferenzen der Leitungsbänder stellen für wenig dotierte Halbleiter mit einer entsprechend niedrigen Fermienergie eine Barriere für die Ladungsträger dar. Bei sehr stark dotierten n-Typ-Halbleitern hingegen liegt die Fermienergie im Leitungsband, wonach bei ausreichender Dotierung die Elektronen keine Barriere mehr überwinden müssen. In sehr dünnen Schichten kann auch einen Tunnelprozess bei niedrigeren Dotierkonzentrationen stattfinden. Bei Monolagenschichten liegt eine Zinkblendenstruktur vor, welche keine Barrieren enthält.

Der elektrische Widerstand wird in Übergitterstrukturen *cross-plane* gegenüber den *bulk*-Materialien vergrößert, was die thermoelektrische Effizienz ZT verringert. Die anderen Einflussgrößen S und κ werden im Folgendem betrachtet. Der *in-plane*-Widerstand wird dadurch kaum beeinflusst, wohl aber sein Messergebnis. Dies ist in der Stromverteilung begründet, die in der Nähe der Kontakte nicht homogen die gesamte Schichtdicke durchfließt.

Thermoelektrisch sind nach (1.4) gerade die Schichten interessant, die eine hohe elektrische, aber nur geringe thermische Leitfähigkeit, also auch eine niedrige Phononenwärmeleitfähigkeit haben. Dies verhindert den Wärmefluss von der heißen zur kalten

2. Physikalische Grundlagen

Seite. In Übergitterstrukturen tritt ein *phonon confinement* auf, da die Gitterpunkte kein unendlich ausgedehntes Gitter besetzen. Als Beweis wird die Auswahlregel der Phononenstreuung herangezogen[31], wonach nur bestimmte Phononenfrequenzen einen Zustand besetzen können. Diese sind in den Einzelschichten verschieden, so dass das Existenzgebiet der Phononen auf eine Schicht begrenzt ist. Die Frequenzen optischer Phononen können mit der Kronig-Penney-Gleichung (formal wie Schrödingergleichung) für Elektronen in Potentialtöpfen gewonnen werden[32]. Im Gegensatz zu Elektronen haben jedoch optische Phononen eine negative effektive Masse.

Auch in fehlangepassten Strukturen verringert sich die phononische Wärmeleitfähigkeit. Da die akustischen Phononen sich bei unverspannt gewachsenen (fehlangepassten) Strukturen in Wachstumsrichtung über beide Materialien ausbreiten, kann hier eine Verringerung der Wärmeleitfähigkeit im Wesentlichen nur von den optischen Phononen herrühren. Die Ausbreitung dieser ist nur bei bestimmten Frequenzen möglich und durch die Phononendispersionsrelationen festgelegt. Diese unterscheiden sich bei Si und Ge in [001]-Richtung[33, 34], so dass optische Phononen innerhalb ihrer Schicht verbleiben, solange beide Materialschichten dicker als eine Monolage sind. Im Anhang sind die Phononendispersionsrelationen in Abb. A.3 dargestellt. Entsprechend tragen optische Phononen unter genannten Voraussetzungen nicht zum Wärmetransport in Wachstumsrichtung bei.

Bei epitaktisch gewachsenen Schichten tritt zusätzlich eine Gitterverzerrung auf. Verspannte Gitter haben eine andere Phononenfrequenz, da die Gitterkonstante nicht der Gleichgewichtsgitterkonstanten entspricht. Diese wurden als spannungsinduzierte Shifts im *Ramanspektrum* von CERDEIRA untersucht[35]. Bei einer auf Si(100) gewachsenen Übergitterstruktur ist im Silizium keine Spannung vorhanden. Die Germaniumschicht ist jedoch gestaucht, so dass dessen Phononenmode verschoben ist. Als Folge kommt es zu inelastischen Phononenstreuungen am Heteroübergang, wodurch die thermische Leitfähigkeit durch Phononen (auch akustische) größtenteils verhindert wird. Dieser Effekt wird auch als *acoustic mismatch* bezeichnet. Eine Gittergrenzfläche wirkt somit wie ein phononischer Spiegel. Wie auch in der Optik gibt es jedoch keine ideal spiegelnden Grenzflächen und die Phononenaufenthaltswahrscheinlichkeit dringt noch mit der Eindringtiefe in die Nachbarschicht ein. Demnach besitzen zu dünne Schichten eine gewisse Phononentransmission.

Zusammenfassend stellt sich heraus, dass verspannte, epitaktische Strukturen eine deutlich geringere Wärmeleitfähigkeit aufweisen als die Einzelmaterialien. Jedoch ist auch die elektrische Leitfähigkeit reduziert. Der Seebeckkoeffizient nimmt durch die hohe Anisotropie für dünne Schichten größere Werte an als im gleichdotierten reinen Silizium[2], da ein schneller entropischer Ausgleich über die Schichtgrenzen hinaus ein-

2. Physikalische Grundlagen

geschränkt ist, also die Ladungsträgerbeweglichkeit infolge der Elektronenstreuung reduziert ist. Insgesamt haben Übergitterstrukturen ein großes Potential zur Verbesserung der thermoelektrischen Effizienz ZT .

Eine umfangreiche Übersicht zu Si/Ge-*Superlattices* wird von THEODOROU und KASPER gegeben[36]. Eine Zusammenfassung der thermoelektrischen Eigenschaften bieten HICKS[37] und CHEN[38].

3. Messaufbauten und Methoden

In diesem Kapitel werden die in dieser Arbeit benutzten Messmethoden und deren Aufbauten kurz vorgestellt. Der Aufbau des in dieser Diplomarbeit aufgebauten Vierspitzen-Vario-Messplatzes soll im Kap. 3.2 genauer behandelt werden. Der Angaris-Messaufbau wird im Kap. 3.1 kurz in seiner Funktion und Anwendung beschrieben. Die Funktionen weiterer Messplätze werden in Kap. 3.3 kurz vorgestellt.

3.1. Angaris-Vierspitzen-Aufbau

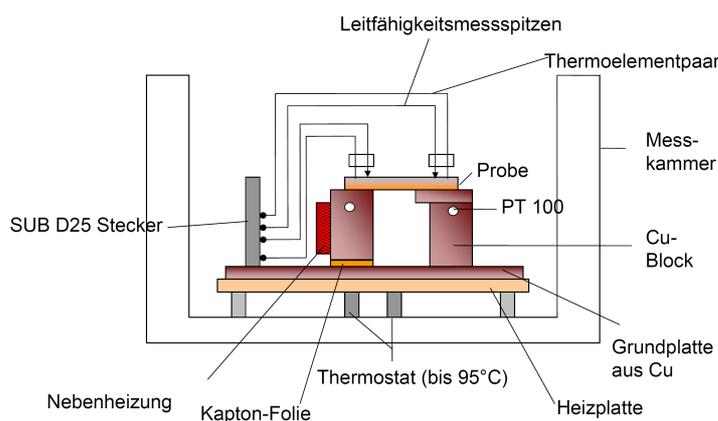
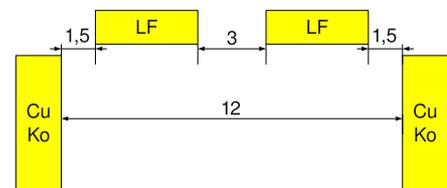


Abbildung 3.1.:

◁ Schema des Vierspitzen-Aufbaus von ROTHE[39].

▽ Messstrukturen, LF sind die Leitfähigkeitskontakte



Mit diesem Messaufbau lassen sich in einem Temperaturbereich von (aktuell) RT . . . 95°C *in-plane*-Widerstand ρ_{ip} und -Seebeckkoeffizient S_{ip} bestimmen. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus der Anlage gibt ROTHE[39].

Zur Widerstandsmessung werden die Cu-Zuleitungen der Thermopaare als Stromzuführung, die beiden anderen Spitzen, in Abb. 3.1 Leitfähigkeitsmessspitzen genannt, als Spannungsabgriff genutzt. Die Kontakte sind jedoch nicht linear angeordnet, siehe Abb. 3.1 unten. Dadurch ist lediglich eine relative Aussage des Widerstandswertes bzw. der Leitfähigkeit in Abhängigkeit der Temperatur möglich.

Die spezifische Leitfähigkeit berechnet sich nach

$$\sigma = \frac{I}{U} \frac{l}{b \cdot d} = \frac{I}{U} a = \frac{a}{R_{\text{Angaris}}} \quad (3.1)$$

3. Messaufbauten und Methoden

l ist dabei der Abstand zwischen den beiden Kontakten, an denen die Spannung abgegriffen wird. b und d geben Probendimensionen an, die zur einfachen Umrechnung in die Konstante a gepackt werden können. Diese dient zur Bestimmung der absoluten Leitfähigkeiten und wird anhand einer Referenzmessung bestimmt. Dazu kann mit einer separaten Messung mittels TLM oder Vierspitzen-*inline*-Methode der absolute Widerstand bei einer Temperatur ermittelt werden. Die Konstante a ergibt sich aus der Gleichung

$$\frac{a}{R_{\text{Angaris}}} = \sigma_{\text{Ref}}. \quad (3.2)$$

Um eine Aussage über den Probenwiderstand zu machen, wird stets ein Test durchgeführt, um die Kontakte auf ohmsches Verhalten zu überprüfen.

Weiterhin kann auch der Seebeckkoeffizient gemessen werden. Nach (1.1) gilt entsprechend der Zusammenhang

$$S = \frac{dU}{dT}. \quad (3.3)$$

Durch das Messen eines Temperaturunterschiedes, also zweier Temperaturen, und einer Spannungsdifferenz wird der Seebeckkoeffizient abgeleitet. Zur Messung werden hier zwei Cu/Ko-Thermopaare auf unterschiedlichen Temperaturniveaus der Probe verwendet. Da sich die Thermospannungen der an der Messung beteiligten Materialien addieren, ergeben sich die Messspannungen an Kupfer U_{Cu} und Konstantan U_{Ko} zu:

$$U_{Cu} = S_{\text{Probe}} \cdot \Delta T - S_{Cu} \cdot \Delta T \quad (3.4)$$

$$U_{Ko} = S_{\text{Probe}} \cdot \Delta T - S_{Ko} \cdot \Delta T \quad (3.5)$$

Dabei sind die beiden Seebeckkoeffizienten S_{Cu} und S_{Ko} sehr gut bekannt [40], weshalb auch $S_{CuKo} = S_{Ko} - S_{Cu}$ wohlbekannt ist. Mit

$$U_{Cu} - U_{Ko} = S_{CuKo} \cdot \Delta T$$

kann nach (3.4) der Seebeckkoeffizient der Probe mit folgender Gleichung bestimmt werden:

$$S_{\text{Probe}} = \frac{U_{Cu}}{U_{Cu} - U_{Ko}} S_{CuKo} + S_{Cu} \quad (3.6)$$

Der Angaris Vierspitzen-Aufbau hat eine relative Genauigkeit von 5% [39], jedoch müssen die Kontakte als Quelle weiterer Thermospannungen mit einbezogen werden.

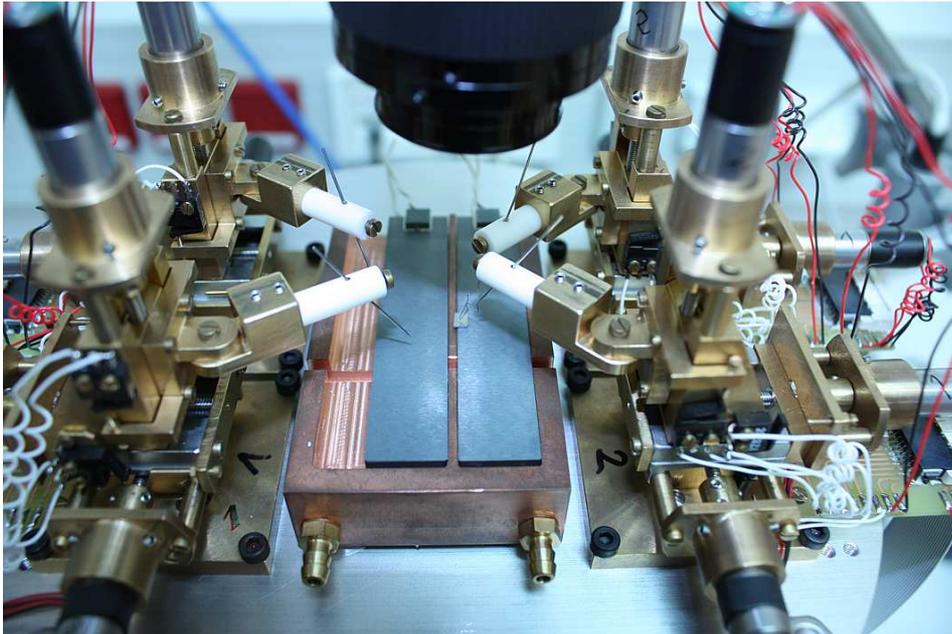


Abbildung 3.2.: Provisorischer Aufbau des Vierspitzenmessplatzes zur Funktionsprüfung und Einstellung der Endschalter. An dieser Konfiguration wurden erste TLM-Messungen an einem *Superlattice* durchgeführt.

3.2. Vierspitzen-Vario-Aufbau

Mit diesem, im Laufe der Diplomarbeit zusammengestellten, Messaufbau können sämtliche Messungen durchgeführt werden, die maximal vier Spitzen benötigen. Dazu zählen auch Messungen nach dem TLM und sämtliche Erweiterungen davon. Mit einer geeigneten Probenstrukturierung und einer umfangreichen Peripherie an Messgeräten kann das Spektrum an Messmethoden beliebig erweitert werden. Abb. 3.2 zeigt die wesentlichen Bestandteile der Messanordnung. Im Folgenden soll der grundlegende Aufbau sowie einige Einsatzmöglichkeiten vorgestellt werden. Auch eine Auswahl an Verbesserungsmöglichkeiten wird kurz erwähnt.

3.2.1. Grundlegender Aufbau

Herzstück des Aufbaus sind vier motorisierte, mechanische Positioniertische mit Spitzenhalter. In Abb. 3.3 ist deren Konstruktionsskizze abgebildet. Die Positioniertische sind so ausgerichtet, dass die Spitzenhalter zur Mitte zeigen. Es ist möglich, in x-y-Richtung einen Verfahrweg von 8 mm und in z-Richtung einen Verfahrweg von 7 mm bei einer sub- μm -Auflösung anzusteuern. Zur groben Positionierung kann man die Tische in x-y-Richtung in 5 mm-Schritten versetzen.

Weiterhin sind die Spitzenhalter drehbar. Das erlaubt einerseits den Winkel der Spitze zu variieren, andererseits ist auch damit eine Grobpositionierung möglich. Der Einsatzbereich und die von allen Spitzen erreichbare Fläche ist dadurch deutlich größer.

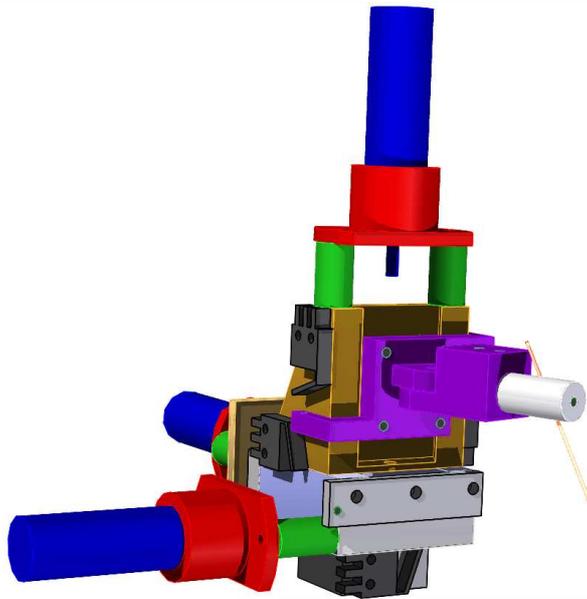


Abbildung 3.3.: Motorisierter x-y-z-Positioniertisch mit Spitzenhalter (ohne Schlitten, Schrauben und Gewindespindel), Konstruktionsskizze zum Aufbau

- | | | |
|---------|---|---------------|
| blau | - | Schrittmotor |
| violett | - | Spitzenhalter |
| schwarz | - | Endschalter |
| gold | - | Z-Tisch |

Die Messspitze selbst steckt in einer kontaktierbaren Hülse, worin sie linear verschoben werden kann. Der Winkel, unter dem die Spitze die Probe kontaktiert, ist allerdings vorgegeben und nur durch mechanische Verformung der Spitze einstellbar. Für eine starre Spitze beträgt er 60° zur Probe.

Die Hülse, eine Edelstahlkanüle, sitzt in einem keramischen Halter, worin sie in einer festen Position eingeschraubt ist. Auf diese Weise ist sie thermisch und elektrisch isoliert. Durch eine Aussparung mit Loch dient die Schraube gleichzeitig der Kontaktherstellung zwischen Spitze und Hülse, so dass nicht jede Spitze neu kontaktiert werden muss, sondern auch die Hülse kontaktiert werden kann.

Als Spitzen können nahezu alle gängigen Mikropositionierspitzen genutzt werden, deren Durchmesser $500\ \mu\text{m}$ nicht überschreitet. Zur Widerstandsmessung empfehlen sich gefederte Spitzen, da diese einen definierten Anpressdruck haben. Messspitzen zur Bestimmung der Thermospannung sollten einen kleinen Seebeckkoeffizienten S haben und am besten von einem guten Hochtemperaturisolator umgeben sein. Die Messungen in Kap. 5.3 wurden mit einer Federspitze Model 7S (Micromanipulator, USA) durchgeführt. Diese haben eine abgerundete Spitze mit einem Durchmesser von $0,3\ \mu\text{m}$.

Zur technischen Realisierung sicherer Abläufe und zur Programmierung sind für jede Achse zwei Endschalter angebracht (Abb. 3.3, schwarz; Subminiaturschalterschnapschalter D2MQ-1, Omron, Japan). Mit diesen kann nicht nur ein Festfahren verhindert, sondern auch schrittgenaue Positionierung ermöglicht werden.

Der Antrieb erfolgt durch drei Getriebeschrittmotoren (AM1020, Faulhaber, Schweiz). Diese bewegen sich mit 5120 Schritten pro Spindeldrehung und somit $0,098\ \mu\text{m}$ pro Schritt. Dabei haben sie eine Genauigkeit von 99%. Durch eine computergesteuerte Schrittmotoransteuerung werden die Motoren bewegt. Die dazu erstellte Software kann bei Bedarf automatisiert werden.

Zur exakten Positionierung ist eine Mikroskopkamera (Zoom 12, Navitar, USA) über dem Probenhalter angebracht. Diese ist an einem feingetriebenen, stabilen Halter (R+K, Deutschland) befestigt, und kann so verschoben werden. Die Vergrößerung des Mikroskops ist einstellbar und kann so Flächen von ca. $400\ \mu\text{m} \times 300\ \mu\text{m}$ bis $5\ \text{mm} \times 4\ \text{mm}$ abbilden. Diese Auflösung reicht für Positionierungen im μm -Bereich.

Der Messaufbau ist dafür vorgesehen in einer Vakuumkammer eingebaut zu werden. Dazu steht er auf einen 250 mm CF-Flansch. Diese Kammer kann unter Inertgas, z.B. Argon, auch unter hohe Temperaturen gesetzt werden, so dass Hochtemperaturmessungen möglich sind. Zum Heizen der Probe sind in eine Kühlplatte, welche den Probenhalter darstellt, zwei Keramikheizer (Vollkeramik Glühzünder, Bach-RC, Deutschland) eingelassen. Diese sind für Dauertemperaturen über 400°C geeignet. Durch keramische Füße ist die Kupferkühlplatte von der Grundplatte thermisch und elektrisch isoliert. Zum schnelleren Abkühlen, oder zum Messen bei tieferen Temperaturen kann diese mit einer Flüssigkeit durchspült werden.

3.2.2. Aktuelle Einsatzmöglichkeiten

Der Grund des umfangreichen Aufbaus ist, dass er eine Messung sämtlicher ausreichend großer Strukturen ermöglicht. Diese Flexibilität hat Vor- und Nachteile. Vorteilhaft sind die vielen Einsatzmöglichkeiten die man hat, ohne ständig einen neuen Probenkopf zu bauen. Nachteilig ist wiederum der deutlich langsamere Messvorgang und die komplizierte Automatisierung. Bislang sind alle Positionierungen und die meisten Messungen nur manuell möglich. Realisierbar wäre diese z.B. über eine Bilderkennung oder durch Abzählen von Schritten bei bekannten, großflächigen Strukturen.

Eine getestete Möglichkeit ist die *in-plane*-Widerstandsbestimmung nach dem TLM (Theorie siehe Kap. 2.1, Messungen siehe Kap. 5.3). Hierzu werden die Spitzen systematisch auf zwei benachbarte Kontaktpads gesetzt. Dabei wird die zu einem eingestellten Strom (2420 3A Sourcemeter, Keithley, USA) anliegende Spannung (2700 Multimeter, Keithley, USA) gemessen.

Der Fehler des gemessenen Widerstands durch die Messgeräte liegt unter 1%, der gesamte Messfehler jedoch deutlich höher und wird vor allem von den Strukturen, unpräziser Kontaktierung, Lithographiefehlern und Verunreinigungen bestimmt. Die Fehlergröße muss daher zu jeder Messung neu untersucht werden.

Auf einfache Weise kann auch die Vierspitzenmethode angewandt werden. Da eine exakte Einstellung des Anpressdrucks durch Abzählen von Schritten nicht ausreichend gegeben ist, werden hierzu Federspitzen mit einer definierten Auflagekraft benutzt. In dem in Abb. 3.2 dargestellten Messplatz sind die rechten Positioniertische mit den Federspitzen „Modell 7 S“ (Micromanipulator, USA) ausgestattet.

3.2.3. Strukturierung für cross-plane Messungen

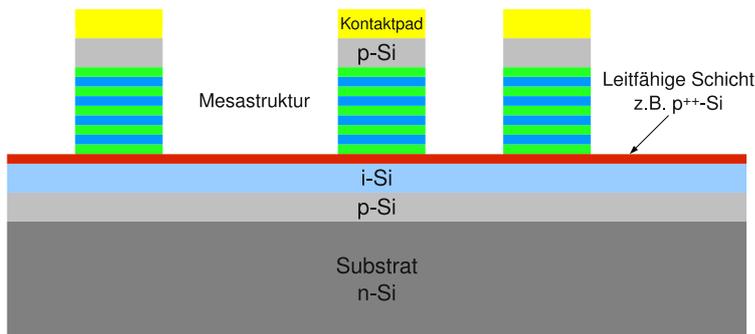


Abbildung 3.4.: Mesastrukturen zur *cross-plane*-Widerstandsmessung an einer Probe mit hochleitender Verbindungsschicht. Der Abstand der Türme ist variiert. Auch die Turmhöhe muss variiert werden, weshalb mehrere Proben benötigt werden.

In dieser Arbeit selbst sind keine *cross-plane*-Messungen durchgeführt wurden. Einige Ausführungen zur Herstellung geeigneter Messstrukturen wurden aber bereits vorbereitet. In Kap. 3.4.1 sind die Anforderungen an Kontakte und Mesastrukturen gegeben. Verfahren zur Herstellung werden in Kap. 4 behandelt. Die Türme werden dabei durch reaktives Ionenätzen (RIE) der strukturierten Probe erzeugt. In Abb. 3.4 ist eine solche mesastrukturierte Probe gezeigt.

Um die Messung des Substrats zu vermeiden wird eine isolierende *Bufferlayer* aufgebracht. Ein p-n-Übergang verstärkt durch die Ausbildung einer Raumladungszone die Isolation. Eine definiert leitfähige Schicht dient als Verbindungsschicht. Zur besseren Kontaktierung wird eine leitfähige, 10...20 nm dicke *Capping-layer* auf das *Superlattice* aufgewachsen, auf welcher die ca. 100 nm dicken Kontakte aufgebracht werden. Die Türme sind dabei sehr schmal und ihre Form durch die in Abb. 3.5 dargestellte Strukturierung der unteren Schicht, die hier als RIE-Ätzmaske dient, vorgegeben.

Solche sehr kleinen Kontakte können prinzipiell mit diesem Messaufbau kontaktiert werden. Dies ist jedoch schwierig und riskant, da kleine Kontakte schnell zerstört werden können. Deshalb ist diese Vorgehensweise, wenn möglich, zu vermeiden.

Sicherer ist eine durch mehrfache Lithographie hergestellte Struktur, deren Prinzipaufbau hier kurz vorgestellt wird. Zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit besteht diese aus breiten, kurzen Kontakten auf der Probe, z.B. sind auf einer Cr-Glas-Maske die in Abb. 3.5 gezeigten $4 \times 100 \mu\text{m}^2$ Kontaktstrukturen geschrieben. Diese werden durch Aufschleudern von einem isolierenden Polymer umgeben und stehen selbst auf einem Turm der Mesastrukturen. Von diesen Kontakten gehen Zuleitungen auf größere Kontaktpads, welche von der Probe durch die Polymerschicht isoliert sind. Dadurch können die Türmchen nicht so leicht beim Messen beschädigt werden. Weiterhin wird die Wahrscheinlichkeit, dass die Spitzen sich ungewollt gegenseitig berühren, reduziert. Die verringerte Positionieranforderung vereinfacht eine eventuell angestrebte Automatisierung.

Komplizierter wird es bei der *cross-plane*-Messung des Seebeckkoeffizienten. Neben der Mesastrukturierung müssen hier noch zusätzlich Thermoelemente lithographisch auf-

mit folgender Herangehensweise berechnen (analog Kap. 3.1):

$$\begin{aligned}
 U_1 &= (S_{Probe} - S_{Mat1} - S_W) \Delta T \\
 U_2 &= (S_{Probe} - S_{Mat2} - S_W) \Delta T \\
 U_1 - U_2 &= S_{Mat1Mat2} \Delta T \\
 S_{Probe} &= \frac{U_1}{U_1 - U_2} S_{Mat1Mat2} + S_{Mat1} + S_W
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

Dabei stellen U_1 und U_2 die Messspannungen, S_{Probe} den Seebeckkoeffizienten der Probe, S_{Mat1} und S_{Mat2} den der Thermoelementmaterialien und S_W den der Wolframspitze dar. Weiterhin gilt $S_{Mat1Mat2} = S_{Mat2} - S_{Mat1}$.

Die hier gezeigten Strukturen können bis zu $3\mu\text{m}$ klein prozessiert und kontaktiert werden. Die nötige Strukturierung kann mittels optischer Lithographie vorgenommen werden. Die Metalle werden dann durch Bedampfung aufgebracht. Dabei reicht durch die Schattenwirkung des Photolacks eine Strukturierung aus. Die Materialien werden durch Kippung der Probe aus zwei verschiedenen Richtungen aufgedampft. Dadurch erhält man Thermoelemente wie sie in Abb. 3.6 dargestellt sind. Das hellgrau dargestellte Metall wird dabei zuerst aufgebracht.

Der Temperaturgradient kann durch resistive Heizer oder Peltierelemente hergestellt werden. Diese können auf dem Turm oder dem Substrat aufgebracht werden, wobei Peltierelemente eine gewisse Mindestgröße und Mindestdicke haben (z.B. wegen der Raumladungszone). Eine weitere Möglichkeit ist das Heizen durch Stromdurchfluss, da sich ausreichend dünne Türmchen sehr schnell aufheizen (siehe auch Kap. 3.4.1).

3.3. Weitere Messaufbauten

3.3.1. Lichtmikroskopie

Zur lichtmikroskopischen Untersuchung der Proben standen diverse Mikroskope zur Verfügung: Ein Inspektionsmikroskop Axiotron II (Zeiss, Deutschland) und ein DM RXE (Leica, Deutschland), welche jeweils mit einer CCD-Kamera ausgestattet sind, sowie ein Axio Imager.M1m (Zeiss, Deutschland)

3.3.2. Elektronenmikroskopie

Optische Mikroskopie reicht bei immer kleiner werdenden Strukturgrößen nicht mehr aus. Da auch Elektronen mit Materie wechselwirken, verwendet man zu diesem Zweck die Elektronenmikroskopie.

Elektronen wechselwirken dabei in verschiedener Weise mit Materie, so dass es zu den

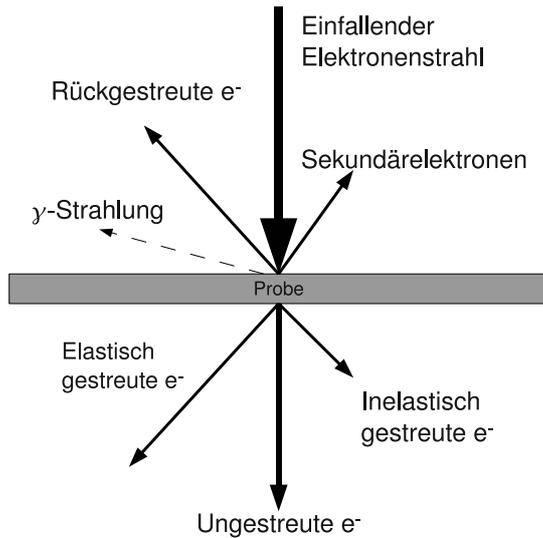


Abbildung 3.7.: Schematische Darstellung möglicher Wechselwirkungsprozesse mit einer Probe.

in Abb. 3.7 gezeigten Wechselwirkungsprozessen kommen kann. Trifft der Elektronenstrahl auf die Probe, kommt es in Folge der Wechselwirkung zu einem Energieverlust des Strahls. Diese Energie wird zum einen in Wärme, zum anderen in Sekundäremissionen umgesetzt. Nur in den oberen Probenlagen entstehen dabei energiearme Sekundärelektronen (SE), die die Probe verlassen können. Bis in tieferliegende Bereiche entstehen energiereichere Rückstreuelektronen (BSE) und im tiefsten Wechselwirkungsgebiet ausschließlich Röntgenquanten. Ist die Probe dünner als der Wechselwirkungsbereich, gelangen Elektronen durch die Probe hindurch. Diese können ohne Wechselwirkung die Probe durchqueren oder in einem elastischen oder inelastischen Prozess gestreut werden.

Rasterelektronenmikroskopie

Bei der Rasterelektronenmikroskopie (*scanning electron microscopy*, SEM) wird mit einem feinen, fokussierten Elektronenstrahl die Probe in einem ausgewähltem Gebiet abgerastert. Dabei werden die entstehenden Sekundärelektronen oder Rückstreuelektronen detektiert. Die gemessene Intensität wird als Graustufenwert abgebildet.

Die in dieser Arbeit gemachten SEM-Aufnahmen wurden mit dem Elektronenmikroskop ESEM XL 30 FEG (FEI, USA/NL) erstellt. Es zeichnet sich durch einen Gasmodus aus, in dem bei einem Druck von einigen mbar gemessen werden kann. Dadurch können auch biologische Proben, die Wasser enthalten, und nichtleitende Proben vermessen werden. Die hier dargestellten Abbildungen wurden jedoch alle im Vakuummodus vermessen. Die Feldeffektkathode arbeitet mit Hochspannungen von 2...40 kV. Aufnahmen wurden typischerweise im Bereich 15...20 kV gemacht. Das Mikroskop ist mit einem BSE- und einem SE-Detektor ausgestattet, die simultan betrieben werden können. Dies ermöglicht der große Energieunterschied, da die BSE von der Absaugspannung der SE

kaum beeinflusst werden. SE eignen sich aufgrund ihrer Herkunft sehr gut zur Abbildung der Proben topographie, BSE dagegen zur Abbildung eines Z-Kontrasts. Zur Elementanalyse ist das Mikroskop mit einem EDX-Detektor ausgestattet. Die erreichbare Punkt-zu-Punkt Auflösung beträgt 2 nm bei einer Beschleunigungsspannung 2 kV. Dieses SEM eignet sich demnach zur topographischen Untersuchung sehr kleiner Strukturen und zur Materialkontrastuntersuchung dünner Schichten. Auch Elementanalysen sind möglich.

Raster-Transmissions-Elektronenmikroskopie

Auch bei der Rastertransmissionselektronenmikroskopie (STEM) wird mit einem fokussierten Elektronenstrahl die Probe abgerastert. Im Unterschied zur SEM liegen die Detektoren jedoch unter der Probe. Diese muss ausreichend dünn sein, damit genügend gestreute und ungestreute Elektronen detektiert werden können. Zur Probenvermessung kann eine Hellfeldaufnahme oder Dunkelfeldaufnahme gemacht werden. Bei der Hellfeldaufnahme liegt der Detektor im ungestreuten Strahlenverlauf und nimmt vorrangig ungestreute Elektronen auf. Die Dunkelfeldaufnahme wird mit einem Ringdetektor aufgenommen, der gestreute Elektronen wahrnimmt.

Der entscheidende Grund für die STEM-Messung liegt jedoch in der Materialanalyse. Mit der Elektronenenergieverlustspektroskopie (*electron energy loss spectroscopy*, EELS) lassen sich Materialuntersuchungen mit guter Ortsauflösung (ca. 5...10 nm) durchführen. Dazu wird der Energiegehalt der detektierten Elektronen in einem Spektrometer vermessen.

Aufnahmen hierzu wurden mit dem FE STEM VG HB 501 UX (VG Microtech, UK) erstellt. Es wurde vorrangig zur Untersuchung der Nickelsilizidexperimente (siehe Kap. 5.4) genutzt. Die Ortsauflösung liegt bei 1 nm, wobei die EELS-Auflösung wegen des Wechselwirkungsvolumens der Elektronen im Festkörper etwas geringer ist. Dieses Mikroskop arbeitet bei Hochspannungen bis 100 kV.

Hochauflösende Transmissionselektronenmikroskopie

Bei der HRTEM (*high resolution TEM*) wird nicht der inelastisch gebeugte Strahl, sondern der elastisch gestreute Strahl auf dem Schirm abgebildet. Zur Abbildung dienen demnach kohärent elastisch gestreute Elektronen. Da jeder Streuprozess mit einer Phasenänderung einhergeht, wird so der Phasenkontrast abgebildet. Elastisch gestreute Elektronen haben eine nach der Braggschen Beugungsbedingung geänderte Richtung. Phasenlagen aller elastisch gestreuten Elektronen führen dadurch zu Interferenzmustern, die auf dem Schirm sichtbar gemacht werden. Bei idealen Kristallen stimmen die Interferenzmuster mit dem Kristallmuster überein.

Die Beschleunigungsspannung wird sehr groß gewählt, damit der Wechselwirkungsquerschnitt der Elektronen sehr klein wird, so dass bei sehr dünnen Proben, $h < 40$ nm, kaum inelastische Streuungen auftreten, welche die Auflösung der Abbildung durch Störung der Interferenz verringern.

Die HRTEM-Abbildungen in dieser Arbeit sind mit einem Jeol EM 4010 (Jeol, Japan) aufgenommen worden. Dieses hat bei einer Hochspannung von 400 kV eine nominelle Auflösung von 1,5 Å.

3.3.3. Rasterkraftmikroskopie

Mittels Rasterkraftmikroskopie (AFM) lassen sich kleine Höhenunterschiede eines Materials in Subnanometerauflösung messen, auch wenn dieses nicht leitfähig ist. In dieser Arbeit wurden damit Höhenunterschiede diverser Strukturen vermessen. Das verwendete Gerät, ein Nano-R AFM (Pacific Nanotechnology, USA), hat eine laterale Auflösung im Nanometerbereich. Diese ist auf 1024 Zeilen begrenzt. Eine hohe Auflösung ist folglich nur in einem kleinen Areal möglich. Eine maximale Arealgröße ist durch die piezoelektrische Spitzenverföhrung mit 90 µm vorgegeben. Die für die Messungen verwendeten Spitzen waren abgerundete n⁺-Si-Spitzen mit einem Radius $r < 10$ nm.

Für genannte Auflösungen muss das Gerät jedesmal sorgfältig kalibriert werden und die Spitzen müssen in einem perfekten Zustand sein. Die absolute Genauigkeit der Höhenmessung ist somit auf die Kalibrierungsgenauigkeit beschränkt. Relative Höhenunterschiede können jedoch mit angegebener Genauigkeit vermessen werden.

3.4. Berechnungen zum Messaufbau

In diesem Kapitel sollen Berechnungen ausgewertet werden und daraus folgende Vorüberlegungen zum Messaufbau abgeleitet werden. Dabei geht es vor allem um die Anforderungen zur *cross-plane*-Messung des elektrischen Widerstands. Im Abschnitt 3.4.1 sollen die Messanforderungen und mögliche Messfehler aufgezeigt werden. Der Abschnitt 3.4.2 stellt eine Prinzipuntersuchung zur *cross-plane*-Messung des elektrischen Widerstands dar. Im Abschnitt 3.4.3 soll schließlich gezeigt werden, wie aus einer Messreihe die gewünschten Informationen erhalten werden.

3.4.1. Messanforderungen

Messungen an dünnen Schichten, die auf ein Substrat aufgebracht sind, stellen besondere Anforderungen an den Messaufbau. Bei *in-plane* Messungen parallel zum Substrat muss der Substrateinfluss gänzlich ausschließbar sein. Bei *cross-plane* Messungen senkrecht zu

3. Messaufbauten und Methoden

den Schichten stellt die meist sehr kurze Messstrecke besondere Anforderungen an den Messaufbau und die Probenpräparation.

Wie in Kap. 2.1 beschrieben, setzt sich der gemessene Widerstand nach (2.1) zusammen. Für die *cross-plane*-Messung eines *Superlattices* stellt R_K den gesamten Widerstand des Turms zwischen Spitze und Verbindungsschicht dar. Dieser setzt sich aus zwei Anteilen zusammen:

$$R_K = R_{MC} + R_{SL}, \quad (3.8)$$

wobei R_{MC} für den Kontaktwiderstand der Metallkontaktierung sowie den Widerstand des *Capping-layers* auf dem *Superlattice* mit dem Widerstand R_{SL} steht. Alle diese Größen sind in der Messung fehlerbehaftet. R_K und R_V werden durch Widerstandsmessungen zwischen Türmen mit variiertem Abstand durch lineare Regression und Extrapolation zum Nullpunkt ermittelt. R_{MC} und R_{SL} sind nicht so leicht zu trennen, jedenfalls nicht an der gleichen Probe. Eine genauere Ausführung soll in Kap. 3.4.3 erfolgen.

Es gibt drei wesentliche Bereiche mit Fehlerquellen. Auf Seite der Messtechnik sind das einerseits die Fehler der elektrischen Messung. Diese setzen sich aus Messgerätefehler, Kontaktierungsproblemen und weiteren zufälligen elektrischen Fehlerquellen zusammen. Andererseits gibt es Messungenauigkeiten in der örtlichen Ausdehnung der Kontakte, deren Abständen und allen anderen Abmessungen. Zu diesen teils beträchtlichen Fehlerquellen kommen aber noch die Fehler auf der Materialseite. Wenn eine Messung nicht an einer Probe allein durchgeführt werden kann, werden mehrere Proben mit identischen Parametern benötigt. Eine gewisse Schwankung, z.B. in der Dotierkonzentration, ist dabei nicht auszuschließen.

Auf die einzelnen Fehler und die daraus folgenden besten Strukturen soll in den folgenden Abschnitten eingegangen werden. Die Anforderungen aus den oben gezeigten Zusammenhängen lassen sich wie folgt zusammenfassen: Die Türme müssen einen möglichst hohen Widerstand haben, somit möglichst dünn sein und entweder eine große Höhe besitzen oder niedrig dotiert sein. Die Verbindungsschicht muss eine gute Leitfähigkeit sowie eine berechenbare Form und Größe besitzen. Die Kontakte müssen ohmsch, stabil und vollflächig sein. Der Widerstand der Messanordnung muss sehr genau bestimmt werden.

Auf der anderen Seite bedeutet eine große Turmhöhe eine lange Herstellungszeit mittels MBE, insbesondere wenn die Einzelschichten dünn werden. Eine niedrige Dotierung verringert die elektrische Leitfähigkeit, die Wärmeleitfähigkeit wird hingegen nur im Ladungsträgeranteil reduziert. Die Wärmeleitung durch Phononen ist davon weitgehend unabhängig, so dass die Eignung zur Thermoelektrik abnimmt. Desweiteren können die für eine Dotierung gemessenen Leitfähigkeiten nicht so leicht auf andere Dotierungen übertragen werden.

Die Strukturen sollen durch optische Lithographie erzeugt werden können, damit ist die Genauigkeit der Abstände durch die Herstellung bestimmt. Um den Fehler zu redu-

zieren, können mit einem SEM (Näheres siehe Kap. 3.3) die genauen Turmdimensionen sowie die Abstände einer vermessenen Probe auf eine gerätetechnisch bedingte Genauigkeit bestimmt werden.

Die Messanforderungen bestimmen somit die Probenherstellung und Probenpräparation maßgebend. Die in Kap. 5.1 und 5.3 untersuchte Probe genügt den Anforderungen an eine erfolgreiche *cross-plane*-Messung des elektrischen Widerstands nicht.

3.4.2. Über die Durchführbarkeit von *cross-plane*-Widerstandsmessungen

Die *cross-plane*-Widerstandsmessung an einer Si/Ge-Übergitterstruktur ist nicht mit jeder Messanordnung möglich. Hier soll gezeigt werden, wieviel Aufwand tatsächlich betrieben werden muss, um ein Messergebnis zu bekommen und das dies mittels TLM und Methoden optischer Lithographie möglich ist.

In Kap. 3.4.1 wurden die einzelnen Fehlerquellen aufgezeigt. Diese sollen nun genauer untersucht werden, so dass ermittelt werden kann, unter welchen Voraussetzungen der Messfehler bei der *cross-plane*-Messung des elektrischen Widerstands R_{SL} deutlich unterhalb des Messergebnisses selbst liegt. Zu diesem Zweck sollen Rechnungen aufgestellt werden, die in einfacher Weise die Eignung verschieden eingestellter Parameter untersuchen. Tab. 3.1 zeigt die verwendeten Parameter und deren Wert, wenn der Parameter festgehalten wird.

Größe	Wert	Bemerkung
ϱ_C	$9,73 \cdot 10^{-11} \Omega/\text{cm}^2$	Pt auf p ⁺ -Si
ϱ_{SL}	0,01 Ωcm	p ⁺ -Si-Ge-SL
ϱ_B	0,001 Ωcm	p ⁺⁺ -Si
h_B	300 nm	
h_T	variiert	sonst 300 nm
l	5 μm	
d	4 μm	
w	100 μm	es sei $W = w$

Tabelle 3.1.: Für die Berechnungen zur Durchführbarkeit von *cross-plane*-Widerstandsmessungen verwendete Parameterwerte. ϱ_B ist der spezifische Widerstand und h_B die Höhe der leitfähigen Verbindungsschicht.

Als Modell wird der einfache, in (2.1,3.8) dargestellte, Zusammenhang der Widerstandsreihenschaltung gewählt. Die Abweichungen von diesem Modell, die maßgebend sind, werden separat betrachtet. Diese Rechnungen sollen eine Simulation nicht ersetzen, sondern lediglich den Prinzipbeweis erbringen, dass mittels TLM *cross-plane*-Widerstände von Si/Ge-*Superlattices* unter gewissen Voraussetzungen gemessen werden können.

Mit (2.2) bis (2.4) und

$$R_{SL} = \frac{\varrho_{SL} h_T}{A_T}, \quad (3.9)$$

3. Messaufbauten und Methoden

wobei h_T die Turmhöhe, A_T die Turmquerschnittsfläche und ϱ_{SL} der spezifische *cross-plane*-Widerstand des *Superlattices* sind, lässt sich (2.1) wie folgt formulieren

$$R = 2 \frac{\varrho_C}{A} + 2 \frac{\varrho_{SL} h_T}{A_T} + \frac{\varrho_B}{h_B} \frac{l_{i,j}}{w} + R_Z. \quad (3.10)$$

Diese Gleichung dient im Folgenden der Berechnung von erwarteten Messwerten und Fehlern. Es wird von YANG *el al.* berichtet, dass der spezifische *cross-plane*-Widerstand eines *Superlattices* ca. dreimal größer ist als der spezifische *in-plane*-Widerstand[42]. Dieser Tatbestand ist aber noch nicht in ausreichender Weise untersucht. Da in jedem Fall der spezifische Widerstand *cross-plane* größer sein muss als *in-plane*[45], soll ϱ_{SL} zur Maximalfehlerbetrachtung als isotrop angenommen werden. Dadurch wird der erwartete Messwert als zu klein abgeschätzt, wohingegen der Gesamtfehler sich kaum ändert.

Um einen Überblick über die benötigten Turmabmessungen zu geben wurde der Widerstand des Superlattices im Turm R_{SL} im Verhältnis zum Widerstand der Verbindungsschicht R_V angegeben. Nach (3.10) ergibt sich dieses zu

$$\frac{R_{SL}}{R_V} = \frac{\varrho_{SL} h_T h_B w}{A_T \varrho_B l}, \quad (3.11)$$

wobei l eine konstant angenommene Länge $l_{i,j}$ zwischen zwei beliebigen Kontakten darstellt. Der Widerstandsfehler bezieht sich allerdings auf R nach (3.10), da dieser Gesamtwiderstand die Messgröße darstellt. Aus (3.11) ist ersichtlich, dass eine große Turmhöhe den gleichen Einfluss wie eine dicke leitfähige Verbindungsschicht hat. Mit $A_T = w \cdot d$ hat dagegen die Turmtiefe w keinen Einfluss auf das Widerstandsverhältnis.

Die Dimensionen der Mesastruktur können nicht nur in Hinblick auf das beste Widerstandsverhältnis untersucht werden. Auch die durch den Stromfluss entstehende Wärme muss berücksichtigt werden. Die sich einstellende Gleichgewichtstemperatur berechnet sich nach dem STEFAN-BOLTZMANN-Gesetz zu

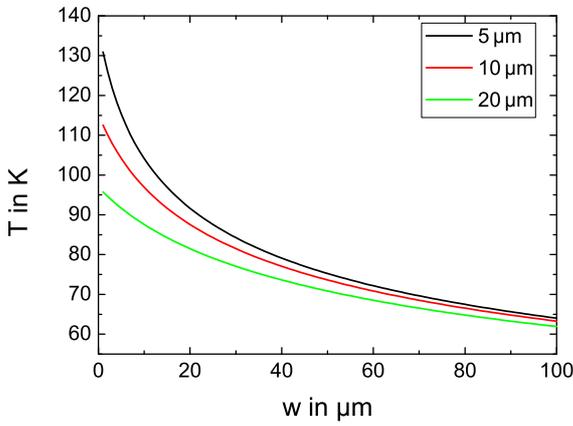
$$T = \sqrt[4]{\frac{P}{\varepsilon \sigma_B A_T}}, \quad (3.12)$$

wobei P die resistive Heizleistung des Turms, ε der Emmissionsgrad des Turmes und σ_B die STEFAN-BOLTZMANN-Konstante ($\sigma_B = 5,6704 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4}$) ist. Wesentliche Ergebnisse der Rechnungen sind in Abb. 3.8 dargestellt. Soweit nicht gesondert angegeben sind die Parameter von Tab. 3.1 entnommen.

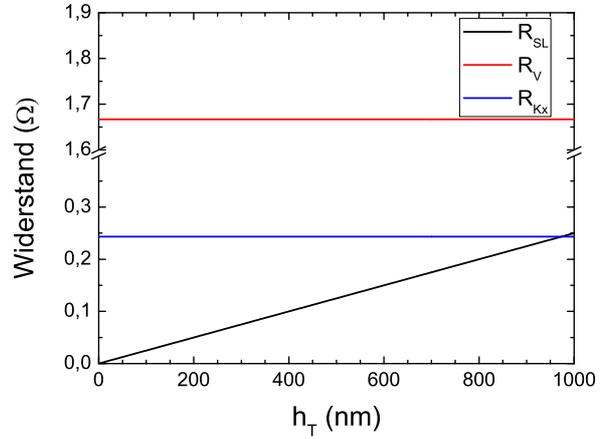
Diese Graphen zeigen deutlich, dass die Möglichkeiten ein Messergebnis zu bekommen, welches größer als der Messfehler ist, sehr eingeschränkt sind. Für die oben genannte Probe machen Turmabstände l über $10 \mu\text{m}$, Turmhöhen h_T unter 600 nm und Turmbreiten d unter $4 \mu\text{m}$ keinen Sinn.

Wie man deutlich erkennt (Abb. 3.8(b)) macht der Schichtwiderstand der Verbin-

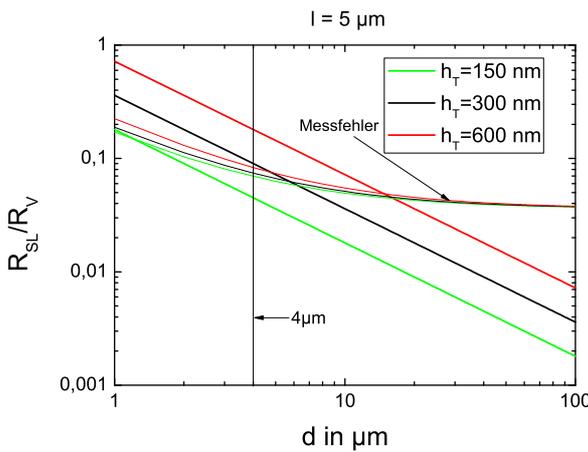
3. Messaufbauten und Methoden



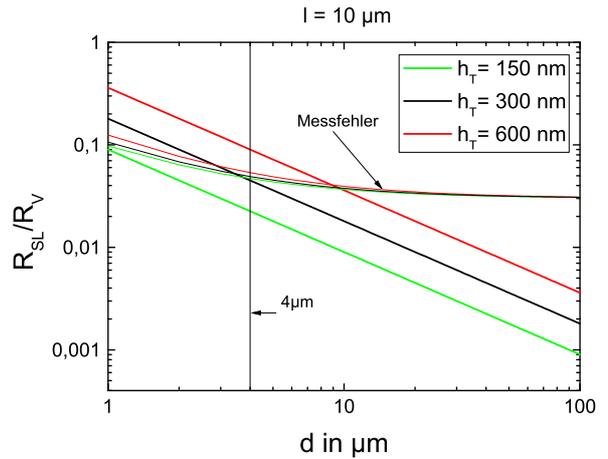
(a) Gleichgewichtstemperatur diverser Turmdimensionen. Dabei sind quadratische Türme mit $d = w$ und $I = 10 \mu\text{A}$ angenommen.



(b) Widerstandsvergleich bei verschiedenen Turmhöhen h_T , sonst siehe Tab. 3.1



(c) Erwarteter SL-Widerstand und zugehöriger Messfehler bei einem Turmabstand $l = 5 \mu\text{m}$ im Vergleich zu R_V .



(d) Erwarteter SL-Widerstand und zugehöriger Messfehler bei einem Turmabstand $l = 10 \mu\text{m}$ im Vergleich zu R_V .

Abbildung 3.8.: Ergebnisse aus den Berechnungen zu Kontaktstrukturen. Die Messwerte sind nach (3.10) bestimmt. Für die Fehler wurden die relativen Einzelfehler in (3.10) eingesetzt, sowie Messgerätefehler ergänzt. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden auch die Messfehler in (c) und (d) mit R_V normiert. Am Schnittpunkt hat der Messfehler ΔR die gleiche Größe wie R_{SL} .

dungsschicht den größten Anteil des Gesamtwiderstandes aus. Zwar könnte dieser für $W \gg w$ deutlich verkleinert werden, dies führt jedoch zu komplizierten Stromverlaufsbildern, wodurch der Widerstand nicht mehr linear vom Abstand abhängt[11]. Dadurch wird der effektiv erhaltene Fehler deutlich größer. Dieser nichtlineare Effekt wird signifikant für $W - w \geq 15 \mu\text{m}$ und kann für $W - w \leq 4 \mu\text{m}$ vernachlässigt werden[16].

Wie in Abb. 3.8(c,d) zu erkennen, sind die Messfehler auch bei kleinen d und großem h_T noch sehr groß. Sollen kleinere Änderungen nachgewiesen werden, muss eine ausreichende Menge an Proben vermessen und viel Zeit zum Messen investiert werden. Die Fehler ergeben sich aus den Fehlern aller Einzelwiderstände (ΔR_{MC} , ΔR_{SL} und ΔR_V) und sind im Wesentlichen auf die Fehler der Abmessungen zurückzuführen. Zum Kontaktierungsfehler ΔR_{MC} kommt desweiteren die Möglichkeit unvollständiger Kontaktflächen z.B. durch Blasenbildung oder Absplittern des Materials beim *Lift-off* (siehe Kap. 4.2) hinzu. Der Randwiderstandseffekt, wonach nicht die gesamte Kontaktfläche zum Stromfluss beiträgt, ist aufgrund der geringen Turmleitfähigkeit und des geringen d nur geringfügig ausgeprägt und verhält sich gleichartig bei allen Messungen. Dadurch tritt hier kein zusätzlicher Fehler, sondern lediglich eine kleine, praktisch vernachlässigbare Vergrößerung des Kontaktwiderstands auf. Bei großen d ist dieser jedoch nicht mehr vernachlässigbar, was in Kap. 5.2 ausführlicher beschrieben wird.

Gerade bei kleinen d rührt der größte Fehler vom Kontaktwiderstand her. Aus diesem Grund ist eine intensive Untersuchung, wie mit verfügbaren Mitteln gute Kontakte erhalten werden, besonders wichtig. Kap. 5.2 setzt sich deshalb mit verschiedenen Kontaktierungsmöglichkeiten auseinander. Bisher ist aber eine derart erfolgreiche Kontaktierung, wie für die Berechnungen angenommen[46], noch nicht gelungen.

3.4.3. Ermittlung der Teilwiderstände

Die einzelnen spezifischen Widerstände aus (3.10) werden durch Variation der geometrischen Daten erhalten. Dazu muss jede Größe in (3.10) vermessen oder durch Regression bestimmt werden. Jede einzelne Messung ist dabei fehlerbehaftet, so dass sich ein großer Gesamtfehler ergibt.

A und A_T sollten im Allgemeinen gleich sein, und können z.B. elektronenmikroskopisch mit einer hohen Genauigkeit (ca. 2%) vermessen werden. h_T kann mittels AFM (siehe Kap. 3.3) oder dem DEKTAK Profilometer (Veeco, USA) bestimmt werden. Die Auflösung liegt zwar bei 1 \AA für die vertikale Auflösung, die absolute Messgenauigkeit ist jedoch deutlich geringer und wurde mit 10% angenommen. Die Dicke der *Bulk*-Verbindungsschicht kann lediglich elektronenmikroskopisch an einer Bruchkante untersucht werden. Je nach Aufwand wird eine Genauigkeit bis zu 2 \AA (TEM) oder 2 nm (SEM) erreicht. Auch $l_{i,j}$ ist nur mit einem SEM ausreichend exakt zu ermitteln. R_Z kann mit einer Widerstandsmessung je nach Aufwand ziemlich genau bestimmt werden.

3. Messaufbauten und Methoden

Komplizierter wird es nur, wenn eine Vielzahl von Bond- oder Lötkontakten benötigt werden, was jedoch für die Widerstandsmessung *cross-plane* nicht nötig ist.

Die einzelnen spezifischen Widerstände aus (3.10) können durch lineare Regression mit allen gemessenen Widerständen bestimmt werden. ϱ_B wird durch Messung der TLM-Widerstände in Abhängigkeit von $l_{i,j}$ ermittelt. Diese Abstände sind lithographisch vorbereitet. Die Regression liefert $R_K + R_Z$ für $l = 0$ und mit dem Anstieg a_1 aus der linearen Regression wird

$$\varrho_B = a_1 h_B W \quad (3.13)$$

erhalten.

Die Bestimmung von ϱ_C und ϱ_{SL} ist technisch aufwendiger. Eine Möglichkeit ist die Variation der Turmhöhe h_T . Dazu kann entweder der Turm abgetragen oder nicht so tief geätzt werden. Bei letzterer Variante bekommt man zusätzlich den parallelen *in-plane*-Widerstand. Bei der anderen Variante ist davon auszugehen, dass sich aufgrund der neuen Struktur der Kontaktwiderstand ändert. Ein weniger tiefes Ätzen ist folglich zu bevorzugen. Wenn der Schichtherstellungsprozess sehr stabil ausgearbeitet ist, können auch gleichartige *Superlattices* verschiedener Dicke produziert werden.

Für jede verschiedene Höhe wird mit oben beschriebener Methode $R_K + R_Z$ bestimmt. Dabei sind R_C und R_Z bei jeder Messung gleich. Mittels linearer Regression aus R_K gegen h_T mit dem Anstieg a_2 kann folglich der *cross-plane*-Widerstand zu

$$\varrho_{SL} = \frac{1}{2} a_2 A_T \quad (3.14)$$

bestimmt werden.

Der zu betreibende Aufwand ist entsprechend groß. Da mit kleiner werdender Turmhöhe der relative Fehler der Messung größer wird, muss die kleinste h_T noch ausreichend groß sein. Für die im Rechenbeispiel in Abb. 3.8 angenommenen Parameter darf die kleinste Turmhöhe 300 nm nicht unterschreiten.

4. Probenpräparation

In diesem Kapitel werden die für diese Arbeit verwendete Verfahren zur Präparation der Proben vorgestellt. Die Metallschichten wurden mit physikalischen Abscheidungsverfahren hergestellt. Die Strukturen dieser Schichten wurden photolithographisch erzeugt. Zur Messung der Eigenschaften dünner Schichten *cross-plane* sind Mesostrukturierungen notwendig. Diese wurden durch reaktives Ionenätzen erzeugt. Auch können mit diesem Verfahren kleine Proben auf einem größeren Substrat separiert werden.

4.1. Beschichtungsverfahren

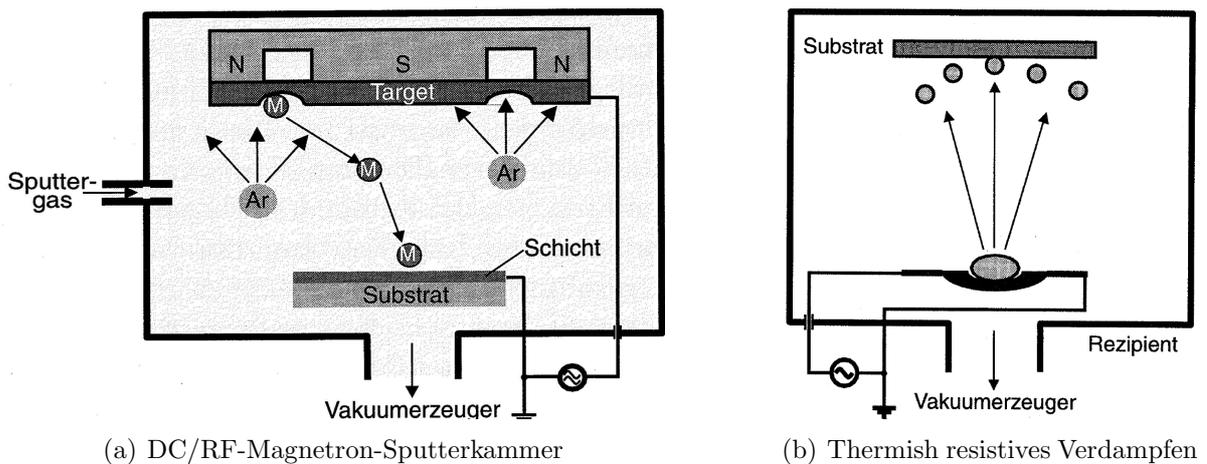


Abbildung 4.1.: Schematische Gegenüberstellung plasmaunterstützter Abscheidung am Beispiel (a) und mit thermischen Abscheidungsverfahren anhand Beispiel (b)[47].

Kathodenzerstäubung (Sputtern)

Beim Sputtern wird die Oberfläche eines Targets (Kathode) des gewünschten Materials mit hochenergetischen Teilchen, zumeist Edelgasionen, beschossen, wobei deren kinetische Energie in einer Reihe von Stößen an die Targetatome abgegeben wird[48]. Dadurch können einige Teilchen die Targetoberfläche verlassen, wodurch das Target allmählich zerstäubt wird. Das verwendete Target war ein 4 Zoll Nickeltarget. Als Sputtergas wurde Argon benutzt, so dass Ar^+ -Ionen den Targetabtrag verursachen.

4. Probenpräparation

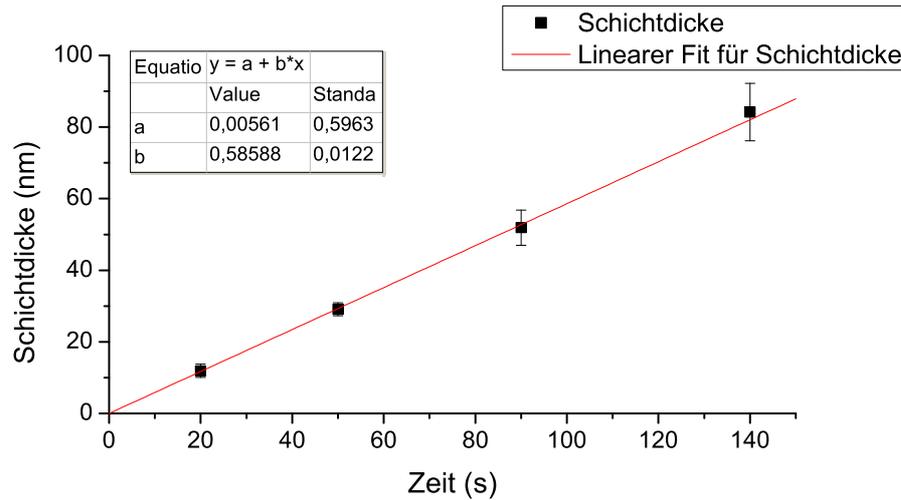


Abbildung 4.2.: Bestimmung der Sputterrate des X320 bei $P = 100 \text{ W}$ und $p_{\text{Ar}} = 0,42 \text{ Pa}$.

Beim *DC-Sputtern* wird zwischen Anode (Substrat) und Kathode (Target) ein Niederdruckplasma gezündet. Da hierbei nur wenige Argonionen entstehen, werden bei diesem Verfahren nur geringe Sputterraten erreicht, auch wenn eine große Sputterleistung zwischen den Kathoden angelegt wird. Deshalb wird, wie in Abb. 4.1(a) gezeigt, ein Magnetfeld vor der Kathodenplatte angelegt (*DC-Magnetron-Sputtern*), wodurch der Prozessdruck deutlich reduziert werden kann (ideale Raten unter $0,5 \text{ Pa}$)[49] und weniger poröse Schichten entstehen[50]. Eine Richtungsabhängigkeit ist beim Sputtern kaum gegeben, so dass eine Schicht mit homogener Schichtdicke über einen großen Bereich (abhängig von Targetgröße und dessen Abstand zur Probe) aufwächst. Gegenüber Verdampfungsverfahren können bei der Kathodenzerstäubung auch mehrkomponentige Materialien und Legierungen abgeschieden werden.

Für die Abscheidung von Nickel mit der *DC-Magnetron-Sputteranlage* X320 (Angaris, Deutschland) wurde ein Argonpartialdruck von $0,42 \text{ Pa}$ bei einer Leistung von 100 W eingestellt. Dabei wurde, bei Abscheidung über 4 Zoll , eine Sputterrate auf Si-Substrate von $0,59 \text{ nm/s}$ ermittelt (siehe Abb. 4.2). Der Restgasdruck lag unter $3 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$. Die dargestellten Fehler ergeben sich aus der Inhomogenität und Messungenauigkeit bei der Schichtdickenbestimmung mit AFM und SEM.

Thermisch resistives Verdampfen

Bei dieser in Abb. 4.1(b) schematisch dargestellten Hochvakuumbeschichtungstechnik wird durch den bei Erhitzung deutlich steigenden Dampfdruck ein Material verdampft. Das Schiffchen, worin sich das Verdampfungsgut befindet, kann dabei als eine Punktquelle mit kosinusartiger Abstrahlung betrachtet werden[47], so dass eine gerichtete Materialausbreitung eintritt. Das Schiffchen stellt einen resistiven Heizer dar. Durch den

4. Probenpräparation

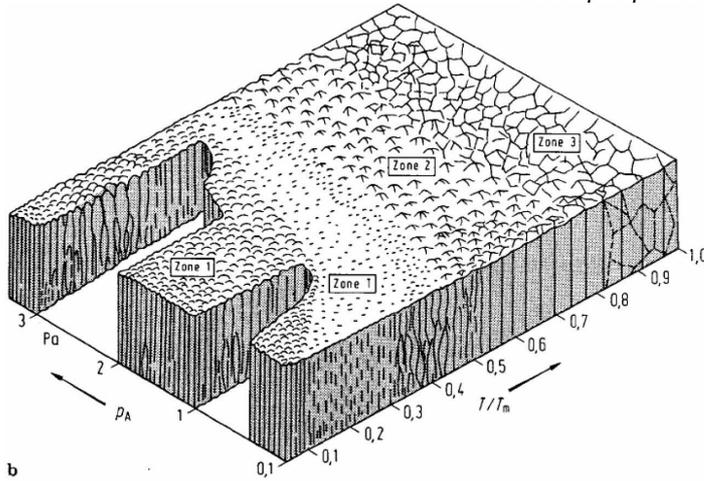


Abbildung 4.3.: Schematische Darstellung von Strukturen, die bei unterschiedlichen Temperaturen bei physikalischen Abscheidungsverfahren entstehen[51]. Dabei ist p_A der Arbeitsdruck und T_m die Schmelztemperatur. Die Schichten sind von nanokristallin (Zone 1) über säulenartig kristallin (Zone 2) bis polykristallin (Zone 3).

angelegten Strom wird dessen Temperatur eingestellt.

Eine wesentliche Eigenschaft aller Verdampfungsverfahren ist die gerichtete Verteilung des Materials, wodurch sich die Möglichkeit der Schattenbedampfung ergibt. Somit bekommt man einerseits Strukturen mit wohl definierten Kanten, was günstig für einen anschließenden *Lift-off* ist, andererseits wird diese Eigenschaft auch ausgenutzt, um mit einfacher Lithographie komplizierte Strukturen herzustellen.

Thermisch resistiv verdampft wurde mit den in Tab. 4.1 dargestellten Parametern. Die hierbei erzeugten Temperaturen lagen teilweise deutlich unter dem Schmelzpunkt (Cr,Ni,Pt). Dabei ist die aufgewachsene Schicht nanokristallin[51] (siehe Abb. 4.3), insbesondere da sich das Substrat durch die Strahlungswärme nicht so schnell aufheizt.

Elektronenstrahlverdampfung

Da für die thermisch resistive Verdampfung nur eine kleine Auswahl an Materialien geeignet ist, muss häufig, um den Vorteil der gerichteten Materialausbreitung nutzen zu können, auf das technisch aufwendigere Elektronenstrahlverdampfen zurückgegriffen werden. Dabei wird ein hochenergetischer Elektronenstrahl mit Leistungen im kW-

Parameter für thermisches Verdampfen		
Metall	Strom	Schiffchen
Ag	55 A	W 10x6mm
Al	40 A	W 10x6mm
Au	40 A	W 2,5x8mm
Cr	90 A	W 10x6mm
Ni,Pt	bis 180 A	AlO _x beschichtetes W 10x10mm

Tabelle 4.1.: Verwendete Schiffchen, sowie eingestellte Stromstärke zur Verdampfung diverser Materialien. Da Ni und Pt schnell mit nahezu allen Metallen legieren, wurden hier AlO_x beschichtete Schiffchen verwendet. Trotzdem war ein erfolgreiches Verdampfen nicht zu erreichen.

4. Probenpräparation

Bereich erzeugt und von einem starken Magnetfeld auf das Verdampfungsmaterial gelenkt, welches am Auftreffpunkt stark erhitzt wird. Einen großen Vorteil dieses Verfahrens stellt die Möglichkeit dar, nahezu alle schmelzbaren, einkomponentigen Materialien verdampfen zu können, solange sich ein geeignetes Tiegelmaterial finden lässt[52]. In dieser Arbeit wurden auch Kontakte, die mit thermisch resistiver Verdampfung hätten erzeugt werden können, mittels Elektronenstrahlverdampfung hergestellt. Dies ist jedoch darin begründet, dass diese Anlage im physikalischen Reinraum aufgebaut ist und so kaum eine Verschmutzung auftritt.

Für die Materialabscheidung wurde keine Eichkurve aufgenommen, da die Abscheidungsrate von nicht konstanten Parametern abhängt. Stattdessen wird die Schichtdicke während des Aufwachsens bestimmt. Dazu ist in die Kammer ein quartzwaagenbasierter Schichtdickenmesser eingebracht. Aus dem sich dort abgelagerten Verdampfungsgut wird *in situ* auf die Schichtdicke auf der Probe geschlossen, so dass definierte Schichtstrukturen hergestellt werden können. Um Schichten gleicher Eigenschaften zu erzeugen, wird während des Aufheizens des Verdampfungsguts im Tiegel zwischen die Verdampfungsquelle und die Proben ein *Shutter* geschoben.

Desweiteren verfügt die Elektronenstrahlverdampfungsanlage EVM-6 über ein Karussell mit sechs Tiegelhalterungen. Dies ermöglicht das Aufdampfen von bis zu sechs verschiedenen Materialien in einem Durchgang, womit auch kompliziertere Kontaktstrukturen ermöglicht werden.

4.2. Photolithographische Strukturierung

Kleine Strukturen benötigen ein hohes Maß an Präzision bei der Herstellung. Mit Photolithographie wurden hierbei Strukturen mit Dimensionen hergestellt, die bis zu 3 μm klein waren. Diese Strukturierungen wurden in einem physikalischen Reinraum der Reinheitsklasse 100 (weniger als 100 Partikel pro ft^2) vorgenommen.

Auf die gereinigten und getrockneten Substrate wurde zunächst ein Haftvermittler (AR300-80, All Resist, Deutschland) aufgebracht. Dies geschah durch Aufschleudern in einem *Spin-Coater* (Laurell, UK) bei 500 min^{-1} für 15 s und anschließend 4000 min^{-1} für 90 s. Anschließend wurde der aufgeschleuderte Haftvermittler bei 180°C für 3 min ausgeheizt.

Dadurch haftete der nun aufgeschleuderte Photolack (AR P 5350) besser auf dem Substrat. Er wurde mit dem gleichen Verfahren wie der Haftvermittler aufgebracht, jedoch bei 105°C für 15 min ausgeheizt. Bei rechteckigen Proben hat man bei dieser Methode das Problem, dass sich der Lack nicht homogen verteilt, sondern an den Ecken dicker ist. Die benötigten Strukturen können deshalb nur in der Probenmitte angeordnet werden. Außerdem müssen dann die Proben ausreichend groß sein, da man ca. 2 mm am

4. Probenpräparation

Rand nicht verwenden kann.

Nach erfolgreicher Belackung wurden die gewünschten Strukturen im *Mask-Aligner* SÜSS MJB 3 (Süss MicroTec AG, Deutschland) belichtet. Diese wurden auf eine Chrommaske (ML&C Jena, Deutschland) geschrieben. Als Lichtquelle wurde eine Quecksilberdampflampe und ein Graufilter mit einer Durchlasswellenlänge von 365 nm (Hg-i-Linie) verwendet. Die Lichtleistung betrug 10 mW. Als optimale Belichtungsdauer wurde eine Zeit von 19 s ermittelt.

Die belichteten Proben wurden anschließend entwickelt. Bei dem verwendeten Positivlack wurden bei der Entwicklung belichtete Lackstellen aufgelöst. Hierbei ist ein exaktes Zeitfenster einzuhalten, damit der Lack weder unterentwickelt (Probe liegt nicht frei) noch überentwickelt (Strukturen zu groß freigelegt) wird. Als Entwickler wurde der AR-300-26 gewählt und in einem Tauchentwicklungsverfahren angewandt. Um das Prozessfenster möglichst groß zu halten, wurde der Entwickler 1:8 mit Reinstwasser verdünnt (Empfehlung 1:7 [53]). Die Entwicklungsdauer wurde zu 60 s bestimmt.

Mittels einer der in Kap. 4.1 vorgestellten physikalischen Abscheideverfahren können nun bis zu 100 nm einer beliebigen Materialkombination abgeschieden werden. Zur Herstellung elektrischer Kontakte, sollte unbedingt die natürliche Oxidschicht der Probe entfernt werden. Bei Si-Proben wurde dies z.B. durch 10 s eintauchen der Probe in eine 5%ige Flußsäurelösung erreicht. Anschließend wurde die Probe gespült und getrocknet sowie innerhalb einer möglichst kurzen Zeit in eine Beschichtungsanlage eingeschleust.

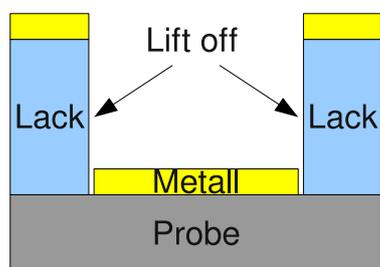


Abbildung 4.4.: Skizze des *Lift-offs*. Da die Lackschicht wesentlich dicker als das abgeschiedene Material ist, findet sich immer eine Stelle, wo der Lack angegriffen werden kann. Das auf dem Lack liegende Material wird abgehoben und mit dem Lösungsmittel weggespült. Zurück bleibt nur das direkt auf der Probe befindliche Material.

Nach der Beschichtung wurde ein *Lift-off*, wie in Abb. 4.4 skizziert, durchgeführt. Bei diesem wird die restliche Lackschicht mit dem auf ihr befindlichen Material abgehoben. Dies wurde mittels *Remover* (AR 300-70, All Resist, Deutschland) und organischen Lösungsmitteln wie Aceton und Isopropanol durchgeführt. Die geschriebenen Strukturen werden dabei nicht abgehoben, da der *Remover* an den freiliegenden Strukturkanten nur mit dem Lack reagiert. Bei schlechter Haftung können die strukturierten Schichten dennoch beschädigt werden, vor allem wenn der *Lift-off* nur mit Hilfe einer äußeren Kraft, z.B. im Ultraschallbad, ablaufen kann.

4.3. Reaktives Ionenstrahlätzen an den Kontaktstrukturen

Für die *cross-plane*-Messung mittels TLM (siehe Kap. 2.1) wird eine Mesastrukturierung des Materials benötigt, welche die in Kap. 3.4.1 dargestellten Eigenschaften erfüllen muss. Diese kann mittels reaktiven Ionenätzens (RIE) hergestellt werden.

Bei diesem reaktiven Ätzverfahren geht das zu ätzende Material eine chemische Reaktion mit dem Ätzgas ein, wodurch diese Methode einen materialelektiven Ätzprozess darstellt. Wegen des sehr hohen SiF_4 -Dampfdrucks werden in der Regel fluorhaltige Ätzgase zum Siliziumätzen verwendet[54]. In dem hier verwendeten Plasmaätmittel *Plasmalab 100* (Oxford Instruments, UK) wurden die Ätzgase C_4F_8 und SF_6 eingesetzt. Die Ätzungen erfolgten unter den in Tab. 4.2 dargestellten Parametern. Einen Überblick über dieses Thema sowie eine Erklärung verwendeter Begriffe findet man in [55, 56].

Parameter	Wert	
Fluss C_4F_8	50sccm	Tabelle 4.2.: Verwendete Parameter für reaktives Ionenstrahlätzen. Über die Flüsse wird die Ätzgasatmosphäre eingestellt.
Fluss SF_6	10sccm	
Restgasdruck	5,7mTorr	
RF-Leistung	30W	
ICP-Leistung	1200W	
Dauer	125...150s	

Zwar ist die Reaktion mit Silizium in der Ätzgasatmosphäre deutlich stärker selektiv als es physikalische Methoden vermögen, dennoch werden durch den starken Ionenbeschuss auch andere Materialien angegriffen. Durch den Prozess können folgende hier nicht erwünschte Effekte eintreten:

- Implantation von reaktiven Ionen oder abgetragenen Ionen
- Abtragung der Materialien
- Unterätzung am Strukturenrand durch chemische Ätzkomponente, hierbei können die Materialien auch abgelöst werden.

In Kap. 5.2.3 sind die Auswirkungen des RIE an Kontakten bei hier durchgeführten Versuchen zu sehen.

Die Abtragung durch RIE erfolgt durch den *Self Bias* gerichtet, hat aber keine kristallographischen Vorzugsrichtungen. Es eignet sich dadurch besonders, wenn Strukturen mit einem hohen Aspektverhältnis senkrecht zur Oberfläche geätzt werden sollen.

5. Charakterisierung von Schichtstrukturen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse von geometrischen Vermessungen, strukturellen Untersuchungen und elektrischen Untersuchungen der Probe MBE100624 dargestellt und diskutiert. Zu dieser Charakterisierung waren auch Kontaktierungen nötig, die zuvor untersucht wurden. Diese Untersuchungen sind im Abschnitt 5.2 zusammengefasst. In Zukunft sollen auch n-dotierte Übergitter vermessen werden. Aus diesem Grund setzt sich Kap. 5.4 mit der Bildung von Metall-Silizid-Silizium Übergängen auseinander.

5.1. Kristallographische Charakterisierung eines Si/Ge-Superlattices

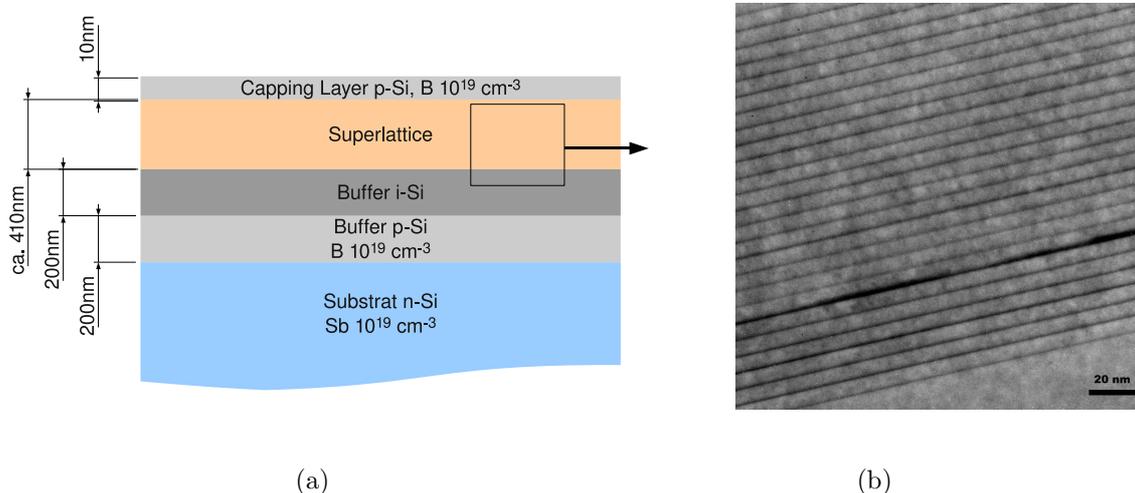
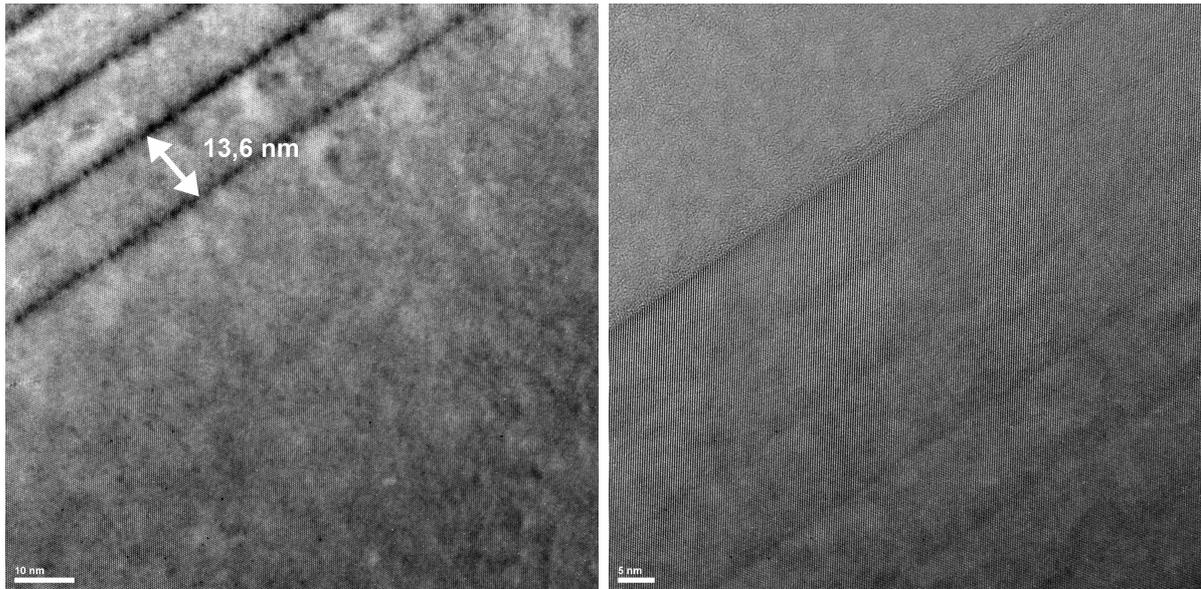


Abbildung 5.1.: Probe MBE100624b. (a) Die gesamte Probe in schematischer Darstellung, (b) Eine TEM-Abbildung des Si/Ge-Superlattices. Die unteren sechs Schichten unterscheiden sich hierbei von den restlichen im Aufbau der Germaniumschichten.

Untersucht wurden ist ein p-dotiertes Si/Ge-Superlattice, welches den Probenamen MBE100624b trägt. In Abb. 5.1 ist ein Überblick der Struktur von MBE100624b gezeigt. Es wurde außerdem eine Referenzprobe MBE100624a hergestellt. Bei dieser wurde an-

5. Charakterisierung von Schichtstrukturen



(a) Bufferlayer und untere Schichten

(b) Obere Schichten und Kleber

Abbildung 5.2.: Hochaufgelöste transmissionselektronenmikroskopische Aufnahmen der Probe MBE100624b. Die Schichtstrukturen sind epitaktisch aufgewachsen, man erkennt keinen kristallographischen Unterschied zum *buffer-layer*.

stelle des Übergitters eine äquivalent dicke Siliziumschicht mit einer dem SL identischen Dotierung epitaktisch aufgewachsen. Hergestellt sind die Proben mittels MBE am Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik in Halle.

Die erzeugten Schichten wurden auf ein n-leitendes Substrat mit einer Dotierung von 10^{19} cm^{-3} Sb-Atomen und einer (100) Schnittfläche aufgewachsen. Die *buffer-layer* sind aus Silizium. Dabei wurde der untere Teil, mit einer Dicke von $h_{bu} = 200 \text{ nm}$ 10^{19} cm^{-3} mit Bor dotiert, der obere Teil mit einer Dicke von $h_{bo} = 200 \text{ nm}$ wurde nicht zusätzlich dotiert. Das Ziel war, dass Superlattice elektrisch vom Substrat zu isolieren. Der p-n-Übergang bildet weiterhin eine Raumladungszone aus, womit endgültig eine das Messergebnis beeinflussend große Leitung über das Substrat ausgeschlossen werden kann. Da auch i-Si eine Restdotierung und Restverunreinigung besitzt (Daten der Quelle sind unbekannt), hat man aber keine Entkopplung der Thermospannung vom Substrat. Diese Buffer-schicht stellt die Siliziumgitterkonstante ein. Im Silizium bleibt damit der Atomabstand von $0,235 \text{ nm}$ sowie der Bindungswinkel von $109,47^\circ\text{C}$ erhalten. Germanium hingegen wird auf diese Gitterkonstante gepresst. Dadurch wird das Gitter der Germaniumschichten tetragonal mit den Gitterkonstanten $a = b = 0,543 \text{ nm}$ und $c = 0,650 \text{ nm}$.

Wie man den Abbildungen 5.2 entnehmen kann, war der *buffer-layer* ausreichend dick um ein epitaktisches Übergitter aufwachsen zu können. Dieses Übergitter war aus dreißig 10 nm dicken Silizium und $0,5 \text{ nm}$ dicken Germaniumschichten bestehend geplant. Tatsächlich ist eine Si/Ge-Schichtfolge insgesamt $13,6 \text{ nm}$ dick, wie in Abb. 5.2(a) gezeigt. Das Übergitter ist durch einen 10 nm dicke *capping layer* (Deckschicht) abgeschlossen

5. Charakterisierung von Schichtstrukturen

worden.

In der hochaufgelösten TEM Abbildung ist neben dem Materialkontrast zwischen Silizium und Germanium auch ein Spannungskontrast zu sehen. Am deutlichsten ist dieser nach der sechsten Schichtfolge sichtbar. Weiterhin sind, durch Beugung an den Atomsäulen der Probe entstandene, Reflexe der Kristallstruktur zu sehen. In der Abb. 5.2(b) gibt es keine sichtbaren Spannungseffekte mehr. Auch der Materialkontrast ist kaum sichtbar, da die Probe an dieser Stelle sehr dünn war. Einen deutlichen Unterschied kann man zwischen den ersten sechs Schichten oberhalb der *buffer-layer* und den darauf Folgenden feststellen. Weiterhin erscheint die Germaniumschicht an diesem Heteroübergang dicker (siehe Abb. 5.1 (b)). Alle Schichten sind jedoch vollkommen gleichartig abgeschieden worden und die Periodenlänge aller Heterostrukturen ist gleich.

Die Kristallstruktur ist in den Abbildungen deutlich zu erkennen. Sie setzt sich über die Grenzflächen der Heteroübergänge fort. Auch wenn man einen guten Kontrast der Übergitterschichten hat, so kann man keinerlei Unterschied zwischen *buffer-layer* und unterster Siliziumschicht feststellen. Insbesondere ist die Kristallstruktur somit nicht vom *buffer-layer* zu unterscheiden.

Mit den gegebenen Verhältnissen handelt es sich um ein $(\text{Si})_{48} / (\text{Ge})_2$ -Superlattice. Die Siliziumschichten sind dabei aufgrund der Gitterkonstante nicht verspannt. Es sind somit weniger als 5% des Gitters von Verspannungen geprägt. Für ein effektives *phonon confinement* ist die Transmittivität der dünnen, verspannten Germaniumschicht gegenüber Phononen zu groß. Nach ALONSO hat dieses Übergitter eine orthorombisch raumzentrierte Kristallstruktur, jedoch ist die Atomlagenzahl pro Schichtfolge außerhalb des von ihm untersuchten Bereichs [29]. (siehe auch Tab. A.1)

Aus den elektronenmikroskopisch entnommenen Spannungseffekten kann man erkennen, dass große Verspannungen nur in den unteren sechs Schichten auftreten. Der Übergang zwischen der 6. und 7. Schicht ist dabei von den größten Verspannungen geprägt. Die oberen Schichten haben keine so großen Verspannungen. Da sie nach Abb. 5.2 epitaktisch gewachsen sind, handelt es sich dennoch um ein verspanntes Übergitter. Die unteren Verspannungen sind demnach nicht auf Übergitterspannungen zurückzuführen.

Das Si-Ge-Verhältnis in diesen Schichten ist sehr unausgewogen, und die Gitterperiode ausreichend groß, so dass die Germaniumschichten sich gegenseitig kaum beeinflussen. Dadurch ist die kritische Dicke, trotz der für epitaktisches Wachstum ungünstigen Gitterkonstante, sehr groß. Die thermoelektrischen Eigenschaften können jedoch durch eine kleinere Gitterperiode und einen höheren Germaniumanteil positiv beeinflusst werden. Insbesondere dickere Germaniumschichten sind in der Lage das *phonon-confinement* zu verstärken.

5.2. Untersuchung elektrischer Kontakte

5.2.1. Anforderungen an die Kontakte

Zur Ermittlung der elektrischen Eigenschaften eines Materials müssen die elektrischen Kenngrößen Strom und Spannung vermessen werden. Die durch die nötige Kontaktierung entstehenden Kontaktwiderstände gehen dabei direkt in das Messergebnis ein. Eine Vermessung des Probenwiderstands ist nur mit ohmschen Kontakten möglich. Metall-Halbleiter-Kontakte, im speziellen Metall-Silizium-Kontakte besitzen nicht immer einen ohmschen Übergang, insbesondere wenn sie durch eine Oxidschicht voneinander getrennt sind. Bei solchen nicht ohmschen Kontakten ist eine zu nichtlinearen Effekten führende Potentialbarriere zu überwinden, da sich erst ab einer Durchbruchspannung lineares Verhalten einstellt.

Einen ohmschen Metall-(n-Si)Halbleiter-Kontakt kann man auf zweierlei Weise erzeugen. Einerseits durch Silizidbildung mit einigen Metallen, so dass sich ein ohmscher Halbleiter-Silizid-Metall-Kontakt ausbildet[57], andererseits durch starke Dotierung, so dass die Ladungsträger die sehr schmale Potentialbarriere am Übergang quantenmechanisch durchtunneln können[58]. Besonders geeignet sind hierbei Metalle mit niedrigen Austrittsarbeiten W_M , wie beispielsweise Titan. Bei p-dotiertem Silizium erhält man einen ohmschen Kontakt, wenn die Austrittsarbeit des Metalls höher als die des Halbleiters ist ($W_M > W_{HL}$). Edelmetalle erfüllen diese Voraussetzung[59].

Neben dem Widerstand spielt auch die Haftung, Bondbarkeit und Resistenz gegen reaktives Ionenstrahlätzen eine bedeutende Rolle in der Wahl des richtigen Kontaktsystems. In Kap. 5.2.3 und 5.2.4 sind die Ergebnisse aus Experimenten zur Bestimmung geeigneter Kontaktsysteme zusammengetragen.

5.2.2. Herstellung von elektrischen Kontakten

Art der Abscheidung	Gerät	verwendete Materialien
Thermisches Verdampfen	BA-30	Ag, Al, Au, Cr
Elektronenstrahlverdampfen	EVM-6	Al, Au, Cr, Ni, Pt
DC-Kathodenzerstäubung (DC-Sputtern)	X320	Ni

Tabelle 5.1.: Übersicht zu den Abscheidungsverfahren und verwendeten Materialien zur Kontaktherstellung. In der BA-30 wurden die MBE-Proben kontaktiert.

Die Kontaktmaterialien der elektrischen Kontakte auf den Proben wurden durch physikalische Schichtabscheidung (PVD) hergestellt. Dabei kam entweder thermisches Verdampfen in einem BA-30 Pumpstand (VEB Hochvakuum Dresden, DDR), Elektronenstrahlverdampfen mit dem Elektronenstrahlverdampfer EVM-6 (Ferrotec, Deutschland)

oder Sputtern mit der X320 (Angaris, Deutschland) zum Einsatz. In Tab. 5.1 ist eine Übersicht über die jeweils verwendeten Materialien gegeben.

Häufig müssen Kontakte eine bestimmte Dicke haben. Sie dürfen, z.B. aufgrund der sonst zu geringen Leitfähigkeit oder schlechten Haftung, nicht zu dünn sein, aber zumeist auch eine prozessbedingte, maximale Dicke nicht überschreiten. Insbesondere wenn für lithographisch erzeugte Strukturen ein nachträglicher *Lift-off* erforderlich ist (siehe Kap. 4.2).

Es wurden für Kontaktwiderstandsuntersuchungen die Silizium-Metallkontaktsysteme Si-Chrom/Gold, Si-Gold, Si-Platin, Si-Platin/Gold, Si-Chrom-Nickel, Si-Chrom und Si-Nickel hergestellt und untersucht. Die Cr-Schichten wurden dabei alle gleichzeitig mittels Elektronenstrahlverdampfung aufgebracht. Ihre Dicke betrug 50 nm. Die Nickelschichten wurden 50 nm dick aufgesputtert.

Nicht alle diese Kombinationen ließen sich bonden, weshalb Gold und Platin/Gold nicht weiter verfolgt worden. Platin und Chrom/Gold wurden erfolgreich gebondet und elektrisch vermessen, die anderen Kontaktsysteme lediglich auf Ihre Eignung zum RIE-Ätzen untersucht.

5.2.3. Ätzbarkeit verschiedener Kontaktmaterialien

Für die bei *cross-plane*-Messungen des elektrischen Widerstands und des Seebeckkoeffizienten nach dem TLM notwendigen Mesostrukturierungen müssen die elektrischen Kontakte auch als Ätzmaske beim RIE dienen. Zu diesem Zweck sind verschiedene Materialkombinationen auf ihre Eignung überprüft worden. Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Abb. 5.3 zu sehen.

Bei allen untersuchten Metallen wurde die Metalloberfläche nicht durch das reaktive Ionenätzen zerstört. Jedoch war die Haftung nicht in allen Fällen hinreichend zur Mesostrukturierung geeignet. Besonders die Nickel-Chrom-Schichten haben sich bei den größeren Kontaktpadstrukturen nahezu vollständig abgelöst und eingerollt. Bei sehr kleinen Strukturen haben sie sich vollständig gelöst, sind aber nicht eingerollt. Dies ist nicht nur auf die Haftung, sondern auch auf die beim Aufwachsen entstehenden Verspannungen zwischen Nickel und Chrom zurückzuführen, die im RIE zu den in Abb. 5.3 gezeigten Effekten führen.

Von den hier dargestellten Materialien hat Nickel die beste Haftung, bei Chrom heben sich die Ränder bereits vom Substrat, so dass besonders kleine Strukturen problematisch zu kontaktieren sind. Dieser Randeffect ist auf ein ungleichmäßiges Lackprofil zurückzuführen. Bei Nickel gibt es nur einen sehr kleinen Randeffect, der aufgrund von Unterätzung entstanden ist.

Platinkontakte stellten sich auch als geeignet heraus. Diese sind besonders für p-Si-Kontakte interessant. Aufgrund des hohen Platinpreises wird in Zukunft auf eine Pt-

5. Charakterisierung von Schichtstrukturen

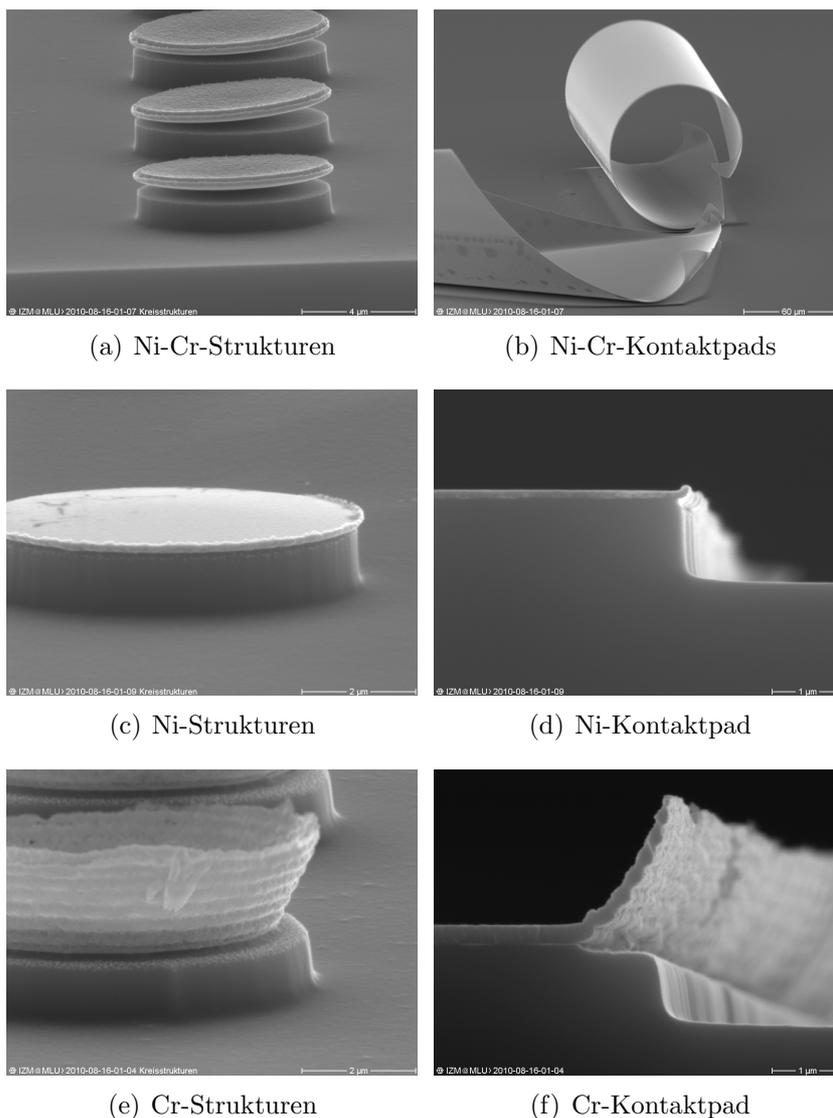


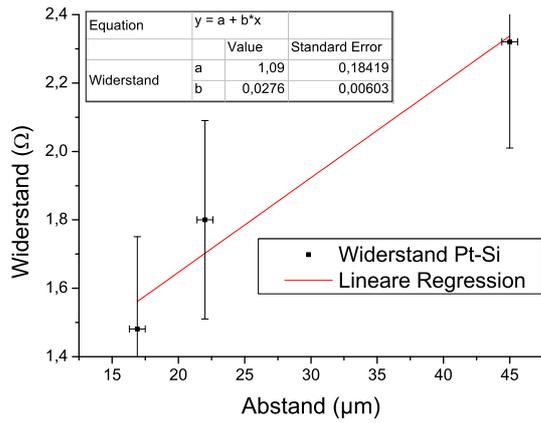
Abbildung 5.3.: Verschiedene Strukturen nach RIE. Insbesondere Nickel-Chrom-Kontaktschichten haben eine schlechte Haftung auf Si und werden schnell abgelöst.

Au-Pt-Schichtfolge oder Pt-Al-Pt-Schichtfolge zurückgegriffen.

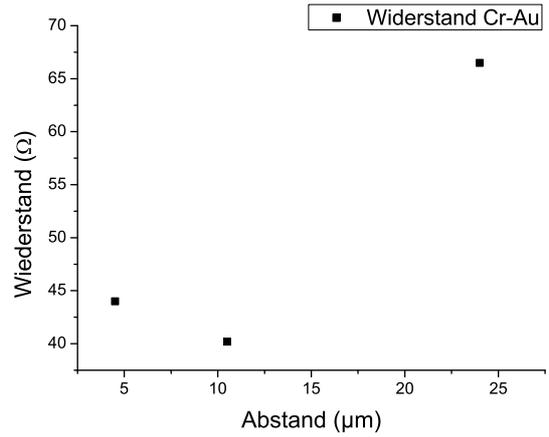
5.2.4. Messung der Kontaktwiderstände

Nachdem geprüft wurde, dass die Kontakte ohmsches Verhalten zeigen, wurden die Kontaktwiderstände an TLM-Strukturen gemessen. Untersucht wurden zunächst Cr-Au, Au, und Pt Strukturen. Diese wurden zur Vermessung gebondet. Da dies mit den Goldproben nicht gut möglich war, wurden lediglich Cr-Au (10nm,90nm) und Pt(30nm) auch vermessen. Als Substrat wurde, entsprechend der zu untersuchenden MBE-Probe, p-Si mit einem spezifischen Widerstand von $0.01 \Omega\text{cm}$ gewählt. Die Siliziumoxidschicht wurde mittels HF-Dip (5%ige Flußsäure, 10s) unmittelbar vor der Bedampfung des Kontaktmaterials entfernt. Die Proben waren dabei belackt und die belichteten Strukturen

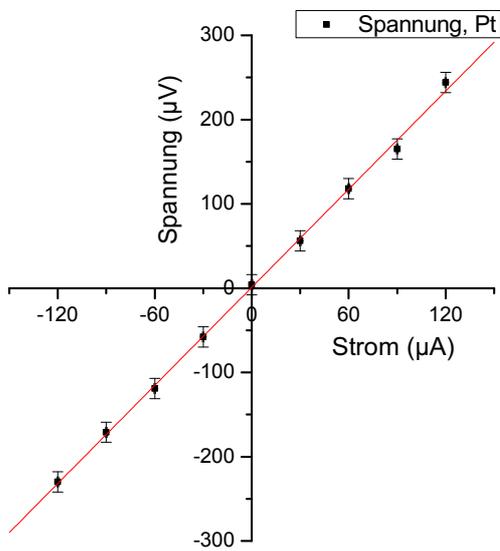
5. Charakterisierung von Schichtstrukturen



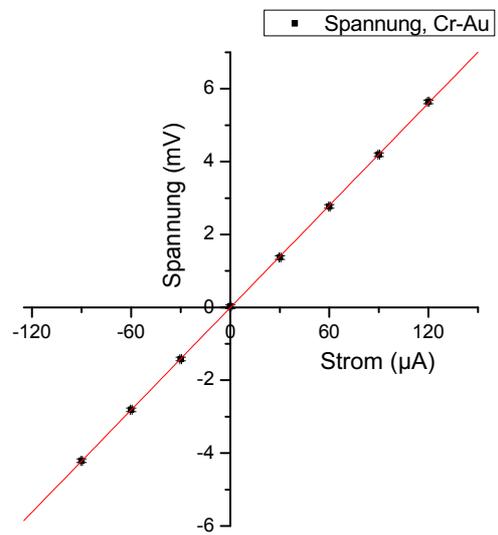
(a) TLM an Pt-Si



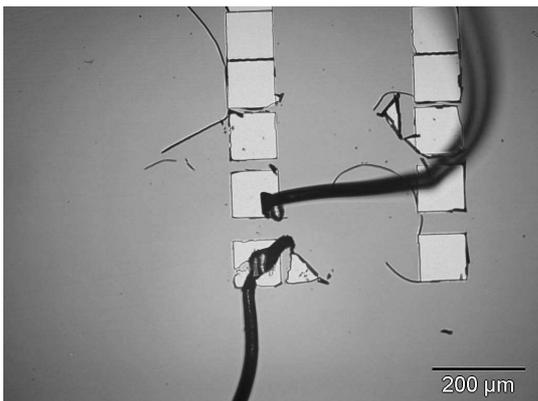
(b) TLM an Cr-Si



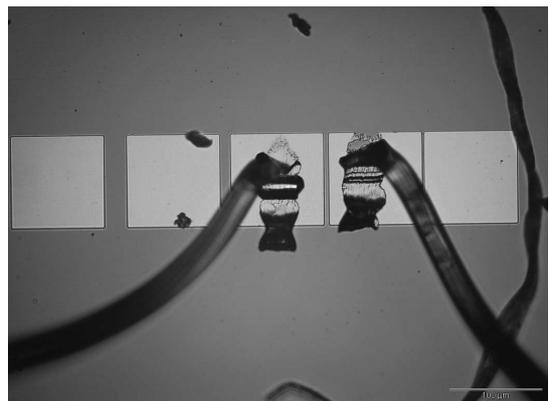
(c) I-U-Kennlinie Pt-Si



(d) I-U-Kennlinie Cr-Si



(e) gebondete Pt-Kontakte



(f) gebondete Cr-Kontakte

Abbildung 5.4.: Elektrische Messungen an Kontaktwiderständen von Cr-Au-Kontakten und Pt-Kontakten. Beides sind ohmsche Kontaktsysteme, jedoch hat Platin-Silizium einen deutlich kleineren Kontaktwiderstand. Die Kontakte wurden beim Bonden teilweise gelöst.

5. Charakterisierung von Schichtstrukturen

entwickelt.

In Abb. 5.4 sind Ergebnisse dieser Untersuchungen dargestellt. Vor allem Probleme beim *Lift-off*, aufgrund zu dicker Schichten, haben zu teilweise nicht gleichen Kontaktstrukturen geführt. Da auf jede Probe 25 TLM-Strukturen abgeschieden waren, ließen sich einige zum Messen geeignete Kontaktpaare finden. Die Graphen (c,d) demonstrieren, dass beides ohmsche Kontaktsysteme sind, und dementsprechend Spannung und Strom linear voneinander abhängig sind.

Weiterhin wurde, wie in Abb. 5.4(e,f) zu sehen, der Kontakt beim *Bonden* teilweise beschädigt, so dass dieser bei jedem Kontaktpaar stark variiert. Bei Chrom ist so aufgrund des sehr hohen Kontaktwiderstands keine fundierte Aussage mehr möglich (Abb. 5.4(b)). Der Gesamtmesswiderstand von Platin bei $l = 0$, R_0 (Abb. 5.4(a,c,e)) ist kleiner als $1,4\Omega$, betrachtet man den $16,9\mu\text{m}$ -Messpunkt. Dies würde einen spezifischen TLM-Kontaktwiderstand ϱ_{TLM} von $0,5\Omega\text{cm}^2$ entsprechen, wobei sich der TLM-Widerstand aus $R_{TLM} = R_Z + R_K$ ergibt. Auf der anderen Seite ist der Widerstand in jeden Fall größer als $R_0 = 0,97\Omega$, also $\varrho_{TLM} = 0,34\Omega\text{cm}^2$. Aus den Messpunkten in Abb. 5.4(a) lässt sich nicht direkt auf eine lineare Abhängigkeit schließen. Im TLM ist diese jedoch durch das Modell gegeben. Um diese zu ermitteln werden deshalb die Extrema untersucht (siehe auch Abb. A.4).

Für diese Abweichung gibt es eine Reihe von Gründen. Einen sehr großen Einfluss hat die Messanordnung. Aufgrund der deutlich geringeren Leitfähigkeit des Substrats gegenüber der Pt-Schicht geht der Hauptstromfluss über die Kontaktkante, wodurch die effektive Kontaktfläche sehr viel kleiner wird[11]. Andererseits hat die gesamte Messapparatur einen in Abb. 5.4(a) enthaltenen Widerstand R_Z . Dieser liegt bei mindestens $0,4\Omega$ und ergibt sich aus den Widerständen der Zuleitungen, Spitzen, Bond-Carrier, Bond-Drähte, Bondkontakte sowie dem Messgerät an sich.

Nach der von BERGER[11] beschriebenen Beeinflussung des Kontaktendwiderstandsmesswerts durch vertikale Spannungsabfälle, welche im *extended transmission line model* (ETLM) enthalten sind, ergibt sich der gemessene Kontaktwiderstand zu

$$\varrho_C^* = \varrho_C + C \varrho_B h \quad (5.1)$$

wobei C den ETLM-Korrekturterm für vertikale Spannungsverluste darstellt, für rechteckige Kontakte ist er ungefähr $C = 0,19$, ϱ_B ist der spez. Bulkwiderstand des Substrats, h die Höhe des Siliziumsubstrates. Der Einfluss des Substrates ergibt sich somit zu

$$\begin{aligned} \varrho_{ETLM} &= C \varrho_B h \\ &= 0.19 \cdot 0.01\Omega\text{cm} \cdot 6,25 \cdot 10^{-2}\text{cm} \\ &= 0.0012\Omega\text{cm}^2 \end{aligned}$$

5. Charakterisierung von Schichtstrukturen

Unter der Berücksichtigung, daß der Hauptanteil des Stroms durch den Kontakttrand fließt, kann eine effektive Kontaktfläche berechnet werden. Der vertikale Übergangstromverlauf entlang des Kontakts verhält sich dabei wie

$$i(x) \propto e^{-\alpha^* \cdot x/h}, \quad (5.2)$$

wobei die Proportionalitätskonstante im Exponenten die Dämpfungskonstante der *transmission line* ist. Diese berechnet sich im TLM nach BERGER[11] zu

$$\alpha = \sqrt{\frac{R_S}{\varrho_C}}.$$

$R_S = \varrho_B/h$ stellt den Schichtwiderstand des Substrats dar. Wird diese entsprechend nach dem ETLM-Korrekturen ausgewertet ergibt sie sich zu

$$\alpha^* = \left(\sqrt{\eta + C \cdot h} \right)^{-1}, \quad (5.3)$$

wobei

$$\eta = \frac{\varrho_C}{\varrho_B \cdot h} \quad (5.4)$$

das Verhältnis des Übergangswiderstands zum Halbleiter-Widerstand repräsentiert.

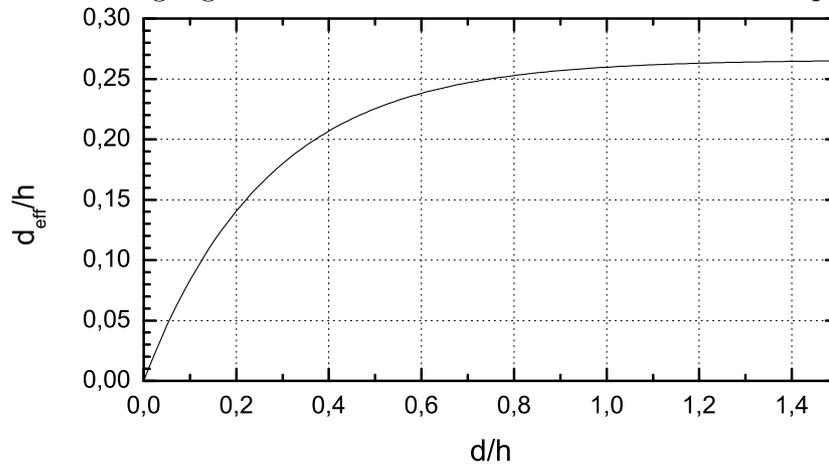


Abbildung 5.5.: Abhängigkeit der effektiven Kontaktlänge zur realen Kontaktlänge normiert auf die Substratdicke h . Berechnet nach Annahmen von BERGER[11].

Werden die mit linearer Regression berechneten spezifischen Widerstände (bei einer Probenbreite von 3 mm und einer Probendicke von $h = 625 \mu\text{m}$) in (5.2) eingesetzt, so ergibt sich für den Platinkontakt eine effektive Fläche von

$$A_{eff} = 0.816 A_C, \quad (5.5)$$

wobei A_C die reale Kontaktfläche auf der Probe mit $A_C = d \cdot w$ ist. Dabei wurde

5. Charakterisierung von Schichtstrukturen

Parameter	Wert
Dimension eines Platinkontakts	$d = w = 70 \mu\text{m}$, $h_C = 30 \text{ nm}$
spez. Widerstand der Verbindungsschicht	$\varrho_B = 0,01 \Omega\text{cm}$
Breite der Verbindungsschicht	$W = 3 \text{ mm}$
Dicke des Substrats	$h_B = 625 \mu\text{m}$

Tabelle 5.2.: Parameter des Substrats und der Kontakte. Die Kontakte sind nicht sehr präzise, weshalb eine Abweichung der Kontaktfläche von 25% angenommen wurde.

davon ausgegangen, dass der Stromfluss über die gesamte Kontaktbreite zwischen zwei Kontakten erfolgt. In Abb. 5.5 ist der Zusammenhang von effektiver Kontaktbreite d_{eff} zu Kontaktbreite in Stromrichtung d normiert auf die Substrathöhe gezeigt.

Mit diesen Überlegungen, den in Tab. 5.2 zusammengestellten Werten sowie dem Zusammenhang

$$R_Z + R_C = R_{TLM} - R_{ETLM},$$

lässt sich der spezifische Kontaktwiderstand berechnen. Dabei sind in R_{ETLM} alle durch das ETLM beschriebenen Korrekturen (effektive Fläche, Stromverteilung) enthalten. Der gemessene Kontaktwiderstand ergibt sich mit folgenden Komponenten:

$$R_{C,mess} = 2 \cdot R_C + 2 \cdot R_{ETLM} + R_Z$$

$$A_{eff} = (0,003998 \pm 0,001) \text{ cm}^2$$

$$R_{ETLM} = (0,30012 \pm 0,11) \Omega$$

$$R_Z \geq 0,4 \Omega$$

Somit folgt: $R_C = (0,045 \pm 0,27) \Omega$

und $R_C \leq 0,31 \Omega$

Der Fehler von R_C folgt wie auch in Kap. 3.4.2 vom Fehler des Gesamtwiderstands, der die Messgröße darstellt.

Durch diese Berechnungen wurde ermittelt, dass der Kontaktwiderstand definitiv kleiner als $0,31 \Omega$ ist. Somit ist der spezifische Kontaktwiderstand kleiner als $0,0015 \Omega\text{cm}^2$. Über die genaue Größe ist jedoch keine Aussage möglich. Der aus $R_C = (0,045 \pm 0,27) \Omega$ statistisch ermittelte spezifische Kontaktwiderstand $\varrho_C = 1,8 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ kann nicht als repräsentative Aussage herangezogen werden. Die statistische Messungenauigkeit von $\Delta R_C = 0,27 \Omega$, also 600%, schließt einen um mehrere Größenordnungen kleineren Kontaktwiderstand nicht aus.

Das hier durchgerechnete Beispiel zeigt deutlich die hohen Anforderungen, die eine Messung einer sehr kleinen Größe an den Messaufbau und die Probenpräparation stellt. Insbesondere muss in diesem Fall die wirksame Fläche, damit ergibt sich dann ein ge-

5. Charakterisierung von Schichtstrukturen

naueres R_{ETLM} , sowie R_Z exakt bestimmbar sein.

Dennoch ist in Abb. 5.4 zu erkennen, dass Platinkontakte zur Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit von dünnen p-dotierten Schichten besser geeignet sind als Chromkontakte, da der Kontaktwiderstand um Größenordnungen kleiner ist. Insbesondere zur Bestimmung der elektrischen Eigenschaften *in-plane* ist hier der Kontaktwiderstand ausreichend klein.

Um Kontakte einer stabilen Dicke zu bekommen, ohne zu große Mengen an Platin zu verbrauchen, empfiehlt es sich eine dünne Platinschicht (um 10 nm) mit Gold (Spitzenkontaktierung) oder Aluminium (Bondkontakte) zu verstärken. Für RIE sollte noch eine abschließende dünne Platindeckschicht aufgebracht werden.

5.3. Elektrische *in-plane*-Messungen

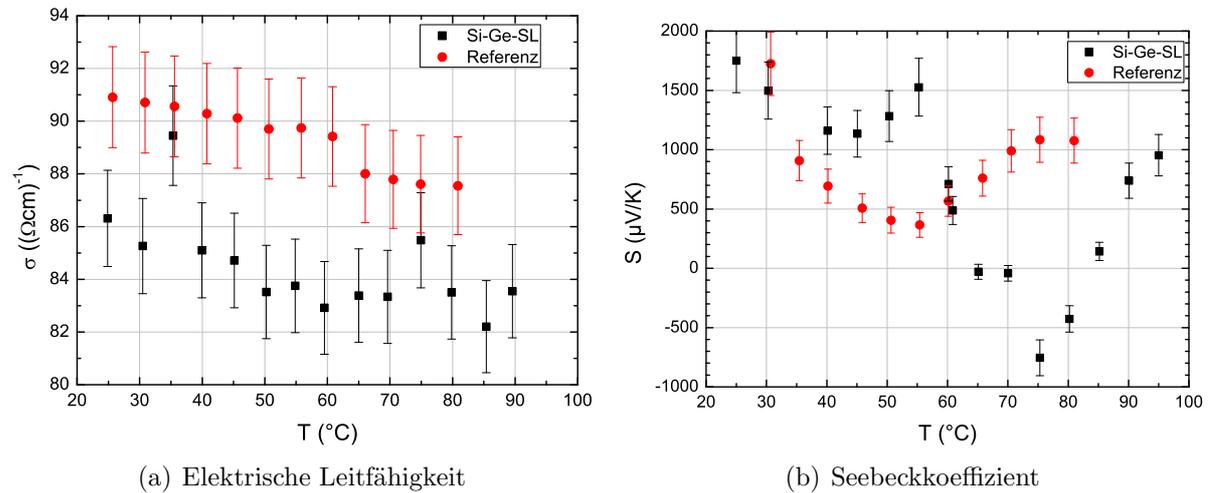


Abbildung 5.6.: Messergebnisse der *in-plane*-Messungen an der Übergitterstruktur aus Abb. 5.1 im Vergleich zu einer Referenz-Siliziummschicht

An den Proben der Chargen MBE100624 (MBE100624a – Referenzprobe, siehe Kap. 5.1, MBE100624b – Übergitterstruktur, siehe Abb. 5.1) konnte mit dem aufgebauten Spitzen-Messplatz (siehe Kap. 3.2) der *in-plane*-Widerstand der Übergitter quantifiziert werden. Temperaturabhängige Aufnahmen wurden mit dem Angaris Vierspitzen-Festeinbau (siehe Kap. 3.1) vorgenommen, hierbei wurde die relative Veränderung gemessen und mit der TLM-Probe quantifiziert. Die Thermospannung U_S wurde ebenfalls in der Angarisanlage an denselben Proben vermessen. Die Ergebnisse dieser Messungen und deren Auswertung sind in den Abb. 5.6 und 5.7 dargestellt. Eine strukturelle Übersicht der vermessenen Probe ist in Kap. 5.1 gegeben.

Zur Quantifizierung der aufgrund des Messaufbaus nur relativen Messungen musste der absolute Widerstand bestimmt, und weiterhin gezeigt werden, dass die verwendeten

5. Charakterisierung von Schichtstrukturen

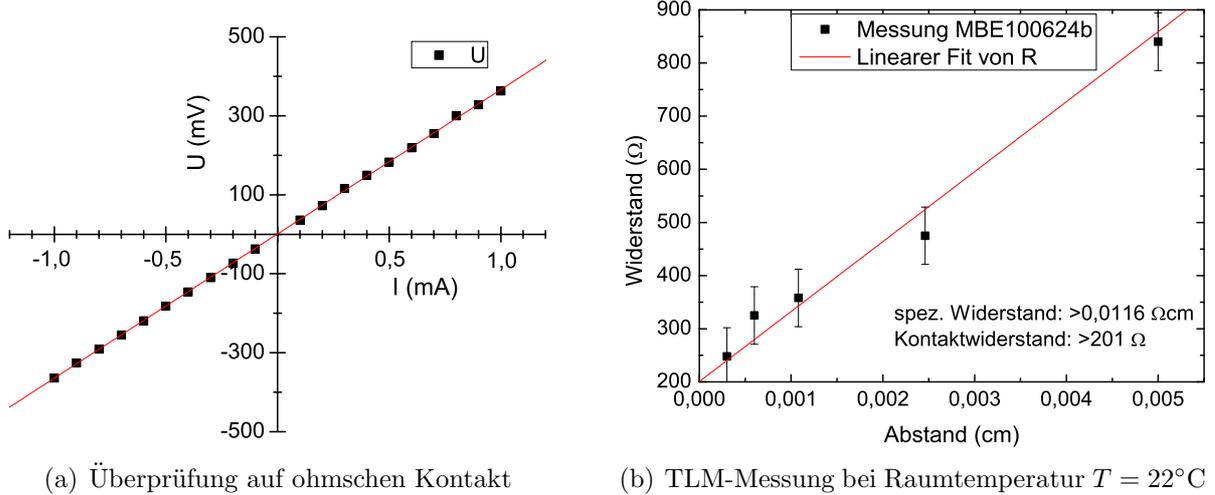


Abbildung 5.7.: Messungen zur Quantifizierung des elektrischen *in-plane*-Widerstands an der Probe MBE100624b

Proben ohmsche Kontakte besitzen. Messungen dazu sind in Abb. 5.7 dargestellt. Durch die Probenstruktur (siehe Abb. 5.1) ist der ermittelte Bulkwiderstand ρ_B , nach (3.13) berechnet, der spezifische *in-plane*-Widerstand und wurde als 22°C -Widerstandswert der MBE-Probe festgesetzt. Die zur Quantifizierung verwendeten Kontaktstrukturen sind als lichtmikroskopische Aufnahme in Abb. 5.8 zu sehen. Aufgrund der enormen Probenbreite, welche auch die Breite der Verbindungsschicht darstellt, musste der in Abb. 2.2 gezeigte *current-crowding*-Effekt berücksichtigt werden. Nach TING ist dieser in folgender Form zu berechnen (Probenbreite $W = 3 \text{ mm}$)[60]:

$$R_{V\text{mess}} = (1 + k)R_V \quad \text{mit} \quad k = \frac{W}{W - w}. \quad (5.6)$$

Wird der erhaltene Verbindungswiderstand $R_{V\text{mess}} = 0,016189 \Omega\text{cm}$ durch $k + 1$ geteilt, wird ein um den *current-crowding*-Effekt korrigierter Widerstand erhalten. Der Fit in Abb. 5.7 wurde so gelegt, dass der Messwert maximiert ist (entsprechend entgegengesetzt dem Vorgehen der Kontaktwiderstandsmaximierung aus Kap. 5.2.4 und Abb. A.4). Dadurch lässt sich eindeutig aussagen, dass der *in-plane*-Widerstand kleiner als $0,0116 \Omega\text{cm}$ ist, was deutlich kleiner ist als in [42] beschrieben.

Die Messungen wurden mit den in Kap. 3.2 vorgestellten Federspitzen durchgeführt. Zur temperaturabhängigen Vermessung des Widerstands in der Angarananlage wurden die in Abb. 3.1 dargestellten Kontaktstrukturen verwendet. Die Spitzen zur Spannungsmessung sind auch hier gefedert, jedoch nicht zuverlässig festsitzend. Die Messungen mit der Angaris-Vierspitzen-Anlage haben gezeigt, dass die spezifische elektrische Leitfähigkeit *in-plane* bei einem *Superlattice* größer als bei einer reinen Siliziumschicht ist.

5. Charakterisierung von Schichtstrukturen

Die Seebeckmessung stellt jedoch nicht nur das Superlattice, sondern auch das Substrat sowie die Bufferschichten dar. An der Referenzprobe ist dies eindeutig zu erkennen ist. Diese stellt keine typische Siliziumkurve dar, insbesondere sind die Werte viel zu hoch. Dennoch kann ein anderes Verhalten der Übergitterstruktur festgestellt werden. Im Bereich um 65°C wechselt das Vorzeichen der Thermospannung. Dieser, durch die größere Beweglichkeit der Elektronen gegenüber den Löchern, bedingte, Wechsel liegt bei reinem p-Si bei ca. 260°C und bei p-Ge bei $58..68^\circ\text{C}$ [61, 62]. Es ist dementsprechend davon auszugehen, dass dieses Verhalten von der Germaniumschicht herrührt.

Der *in-plane*-Widerstand der Übergitterstruktur ist größer als derjenige der p-Si-Referenzschicht, entsprechend ist die Leitfähigkeit σ geringer. Der *in-plane*-Widerstand kann sich dabei vereinfacht als eine Parallelschaltung aller Schichten vorgestellt werden, mit einem Übergangswiderstand zwischen den Schichten. Letzterer sorgt für die Leitfähigkeitsreduktion. Dementsprechend ist anzunehmen, dass der *cross-plane*-Widerstand größer als der *in-plane*-Widerstand ist, was auch YANG *et al.* fanden [41, 63].

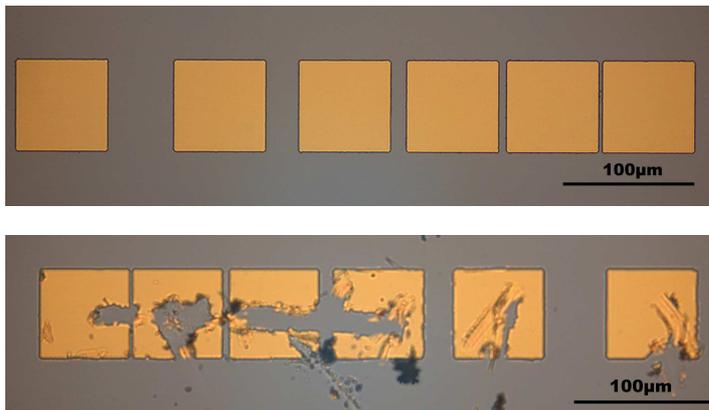


Abbildung 5.8.: Kontaktstrukturen zur Vermessung des *in-plane*-Widerstands mit dem Vierspitzen-Varioaufbau. Im oberen Bild wurde mit gefederten Messspitzen gemessen, im unteren mit starren Spitzen. Durch zu starken Druck wurden hier die Kontakte zerstört, hingegen sind sie nach Vermessung mit gefederten Spitzen noch vollständig in Ordnung.

In der Abb. 5.8 sind die Auswirkungen von harten, starren Spitzen auf dünnen Kontakten zu erkennen. Unsachgemäße Anwendung der Spitzen kann folglich zu enormen Messfehlern führen. Aus diesem Grund sollten immer geeignete Spitzen verwendet werden. Die Federspitzen (Model 7S, Micromanipulator, USA) erwiesen sich in diesem Fall als geeignet.

Das Kontaktsystem aus Cr-Au war jedoch ungeeignet, da dieses einen hohen Kontaktwiderstand auf p-Si hat und keine sehr guten Haftungseigenschaften aufwies. So war eine erfolgreiche Messung nur möglich, wenn die Spitzen in der Nähe des Kontaktrands aufgesetzt und somit der Kontakt an die Probe gepresst wurde. Diese Art der Kontaktierung kann zu keinen genauen Messergebnissen führen und muss deutlich optimiert werden.

Aufgrund der geringen Probendicke und der hier verwendeten $d = 70\ \mu\text{m}$ Kontakte erscheint eine Vermessung des elektrischen *cross-plane*-Widerstands als nicht möglich. In Abb. 3.8 ist der zu erwartende Messfehler schon bei einem Turmabstand von $5\ \mu\text{m}$

dreimal größer als das zu erwartende Messergebnis.

5.4. Untersuchungen zur Nickelsilizidbildung

Die Erzeugung ohmscher Kontakte ist die wichtigste Voraussetzung für die elektrische Untersuchung kleiner Widerstände einer Probe. Insbesondere Kontakte zu nicht sehr hoch n-dotierten Silizium stellen dabei eine besondere Schwierigkeit dar. Die Ausbildung eines Nickel-Nickelsilizid-Silizium-Kontakts scheint dabei eine aussichtsreiche Lösung darzustellen[46]. Gold-Antimon-Kontakte sind auch geeignet[64], dotieren jedoch eine undefiniert tiefe Schicht des Siliziums und auch des Si/Ge-SLs, so dass zur Untersuchung n-dotierter Übergitterstrukturen dieses Kontaktsystem nicht in Frage kommen kann.

Die Erzeugung eines wohldefinierten Nickelsilizidkontakts ist außerhalb großtechnischer Produktionsanlagen nicht sehr einfach zu realisieren, auch wenn NEIDIG ein gut steuerbaren Prozess erfolgreich umgesetzt hat[65]. Es hat sich gezeigt, dass man ohne eine absolut unkontaminierte, oxidfreie Oberfläche keine Silizidschicht erzeugen kann. Weiterhin bildet Nickel keine fest haftende Schicht auf ungeheiztem Silizium aus, was insbesondere die Probenpräparation für die transmissionselektronenmikroskopischen Abbildungen deutlich erschwert hat.

Zur Untersuchung dieses Kontaktsystems wurde eine großflächige n-Siliziumprobe RCA-1 gereinigt, die native Oxidhaut entfernt, anschließend Nickel aufgesputtert und schließlich getempert. Die RCA-1-Reinigung dient der Oberflächenbereinigung von organischen Materialien. Dabei wird die Probe 10 min in eine Lösung aus organisch reinem Typ 1-Wasser, hergestellt mit dem UV-Wasserreinigungssystem Simplicity 185 (Millipore, USA), 30 %_m Wasserstoffperoxid und 25 %_m Amoniaklösung, bei einem Mischungsverhältnis von 5:1:1, bei 75...80°C getaucht. Die Oxidhaut wurde durch ein 30 s langes Bad in 5 %_v Flusssäurelösung entfernt. Nach beiden Tauchvorgängen wurde die Probe sofort gespült.

Aufgrund der zurückzulegenden Wege ist ein Vakuumeinschleusen der gereinigten Probe nicht in weniger als 1 min möglich gewesen. Anschließend wurde die Probe mit 150 nm Nickel besputtert (siehe Kap. 4.1) und danach in zwei Stufen (43 s bei 300°C, 43 s bei 470°C) unter Atmosphäre getempert.

Nach dem Tempern löste sich die Nickelschicht an vielen Stellen ab. Dies kann an gelösten Verspannungen, schlechter Haftung aber auch an einer Metalloxydausbildung liegen. Eine genauere Untersuchung hierzu ist durch Aufbringung kleiner Teststrukturen durchführbar, da dann auch größere Verspannungen noch stabil sein könnten.

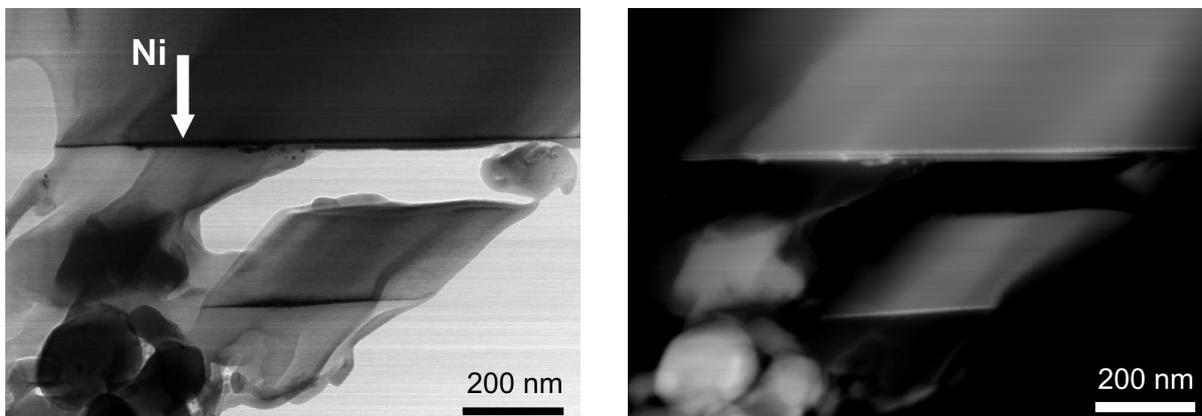
In Abb. 5.9 sind die Ergebnisse der TEM- und EELS-Untersuchungen dargestellt. Zur Übersicht dienen die Hell- und Dunkelfeld-Aufnahme der untersuchten Probe in (a)

5. Charakterisierung von Schichtstrukturen

und (b). Man kann dort einen dünnen streifen eines Materials höheren Z als Silizium erkennen. Dieser ist ca. 5 nm dick, was für eine EELS-Untersuchung etwas zu dünn ist.

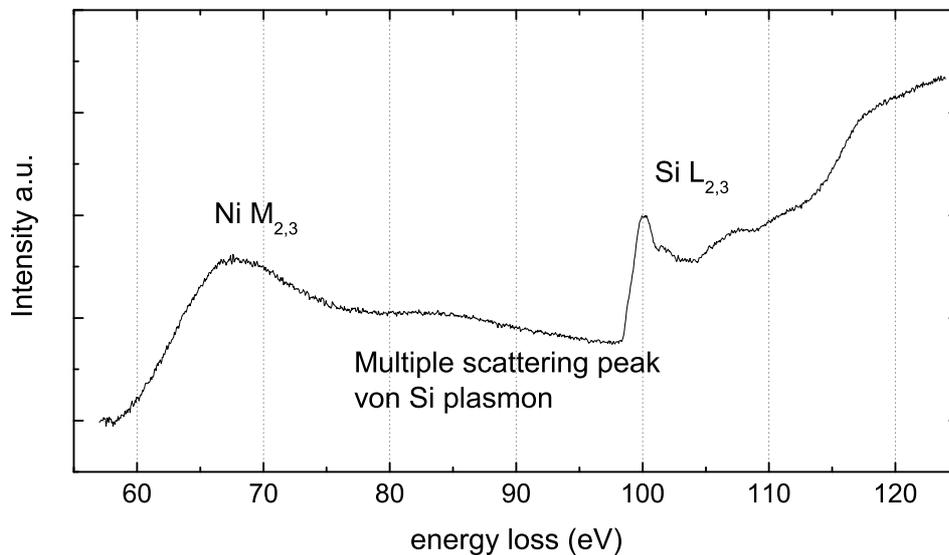
Dennoch sind in dem EELS-Spektrum ein paar auswertbare Informationen zu finden. Die Ni $M_{2,3}$ -Kante und die Si $L_{2,3}$ -Kante sind zu erkennen, wobei es auch eine Nickelkante aus NiO sein könnte[66]. Die Nickelsilizidplasmonen liegen alle sehr eng beieinander[67], für eine Bestimmung ist die vorhandene Schicht zu dünn. Eine genaue Bestimmung der Bindungsart zwischen Ni und Si ist somit nicht möglich. Von dem aufgetragenen 150 nm Nickel ist nach allen Prozessschritten nur eine 5 nm dicke nickelhaltige Schicht übrig.

Es ist ersichtlich, dass eine Kontaktherstellung mit Nickelsilizid nicht aussichtslos ist, es müssen jedoch einige Parameter optimiert werden. Eine Schutzschicht könnte beim



(a) Bright Field-STEM-Image

(b) Dark Field-STEM-Image



(c) EELS-Spektrum im unteren Energiebereich

Abbildung 5.9.: EELS-Auswertung zur Nickelsilizidbildung. Die Nickel-M-Kante und Silizium-L-Kante sind zu erkennen. Durch die mit 5 nm zu dünne Nickelschicht ist jedoch keinerlei quantitative Aussage über eine eventuelle Silizidbildung möglich. Das EELS-Spektrum wurde am Ort der Pfeilspitze in (a) aufgenommen.

5. Charakterisierung von Schichtstrukturen

Tempern vor Oxidation schützen, oder man könnte in sauerstofffreier Atmosphäre tempern.

Ist die Herstellung von Nickelsilizid, mit einem durch mehrstufiges Tempern zu regulierenden Silizierungsgrad, optimiert, so kann eine Schichtstruktur aufgebracht werden, mit der eine genaue Silizidierungstiefe und Kontaktdicke einstellbar ist[65]. Dazu empfiehlt sich das Aufbringen der Schichten in der Elektronenstrahlverdampfung, da mit dem dort eingebauten Karusell Schichtsysteme aus bis zu sechs unterschiedlichen Materialien abgeschieden werden können, ohne dass die Probe zwischendurch in eine sauerstoffhaltige Atmosphäre gelangt.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Durch ausgereifte Herstellungsmethoden und ein größer werdendes physikalisches Verständnis nanoskalierter Objekte können immer kleiner strukturierte Materialien hergestellt werden. Insbesondere ist das kontrollierte Abscheiden atomar dünner Si/Ge-Schichten weitgehend erforscht. Die direkte, reproduzierbare Messung elektrischer Eigenschaften dieser Systeme senkrecht zur Wachstumsrichtung wurde jedoch bislang noch nicht erreicht.

Es ist gelungen, eine Messapparatur und Probenpräparation zu etablieren, mit der eine elektrische Messung an sehr dünnen Schichten und Schichtsystemen möglich ist. Dabei können sowohl Eigenschaften *in-plane*, als auch *cross-plane* untersucht werden. Es ist möglich Schichten elektrisch zu vermessen, die mindestens 600 nm dick und $100 \times 200 \mu\text{m}$ groß sind. Schichten mit einem spezifischen *cross-plane*-Widerstand über $0,01 \Omega\text{cm}$ können auch dünner sein, wenn eine sehr leitfähige Verbindungsschicht, mit $\rho_B < 0,001 \Omega\text{cm}$, existiert.

Ätzverfahren zur Mesostrukturierung für Si/Ge-Übergitter wurden erarbeitet. Als geeignet erwies sich reaktives Ionenätzen in einer Ätzgasatmosphäre aus C_4F_8 und SF_6 . Strukturen, die photolithographisch erstellt werden können, wurden entwickelt. Pt/Au/Pt und Pt/Al/Pt erwiesen sich dabei als gute Kontaktmaterialien. Die Strukturen eignen sich gleichzeitig zur elektrischen Charakterisierung der Schichten parallel und senkrecht zum Substrat. Die Größe einer Strukturanordnung ist $100 \times 200 \mu\text{m}$. Es ist jedoch, infolge der inhomogenen Verteilung des Photolacks an den Ecken der Probe, ein 2 mm großer Abstand zwischen dieser Strukturanordnung und dem Probenrand nötig.

Da mit Photolithographie nur Herstellungsgenauigkeiten im 100 nm-Bereich möglich sind, müssen die Strukturgrößen bei jeder vermessenen Probe überprüft werden. Es hat sich gezeigt, dass eine ausreichende Genauigkeit nur mit elektronenmikroskopischen Untersuchungen zu erreichen ist. Dies liegt in der maßgeblichen Abhängigkeit des gemessenen Widerstands von der Länge der Verbindungsschicht, weshalb diese so exakt wie möglich zu vermessen ist. Auch die Turmhöhen liegen in einer Größenordnung, die sich nur mit Elektronenmikroskopie ausreichend genau bestimmen lassen. Die relativen Messfehler elektronenmikroskopischer Vermessungen liegen bei etwa 2%.

In Messungen an einem $(\text{Si})_{48}/(\text{Ge})_2$ -*Superlattice* wurde ein Widerstandsanstieg gegenüber *bulk*-Si nachgewiesen. Dieser war jedoch deutlich kleiner als von YANG *et*

6. Zusammenfassung und Ausblick

al. angegeben[41]. Der Seebeckkoeffizient des *Superlattices* lag bei Temperaturen von 40 . . . 55°C signifikant über dem *bulk*-Wert.

Diese Messungen haben die Funktionalität des entwickelten Messaufbaus bestätigt. Es ist gelungen, ein wirkungsvolles Werkzeug zur Bestimmung elektrischer Eigenschaften dünner Schichten zu entwickeln. Auf diese Weise ist es möglich, deren systematischen Abhängigkeiten vom Aufbau eines *Superlattices* zu untersuchen und zu verstehen. Die auf diesem Gebiet angestellten Berechnungen können hiermit experimentell überprüft werden, solange die benötigten Strukturen sich technisch herstellen lassen.

A. Anhang

Tabellen und Abbildungen

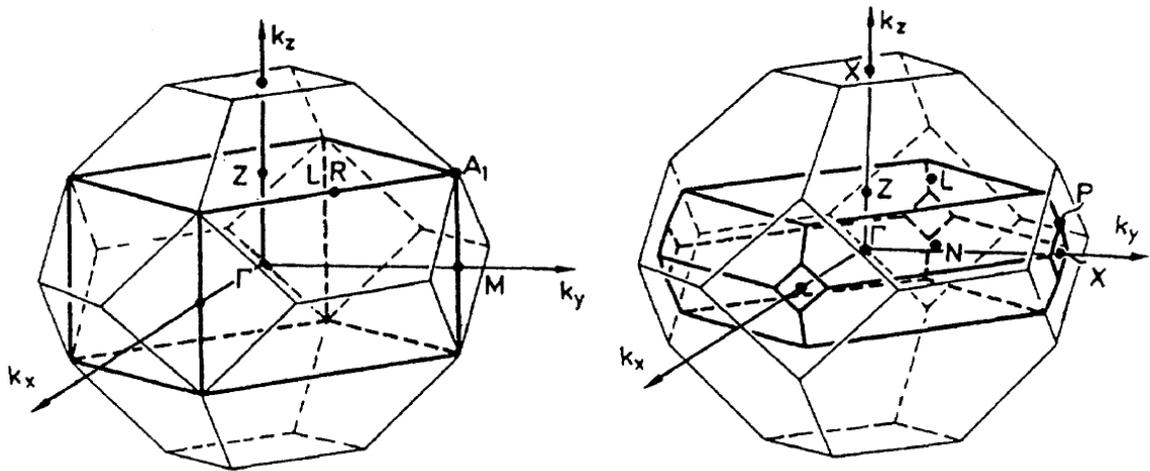


Abbildung A.1.: Brillouinzone Si_nGe_m , links für $(n+m)/2$ ist gerade, rechts ungerade[30].

Si_n/Ge_m	Space group	System	Gitter
$n = m = 1$	T_2^d	kubisch	face centered
n, m gerade; $n + m = 4k$	D_{2h}^5	orthorombisch	simple
n, m gerade; $n + m = 4k + 2$	D_{2h}^{28}	orthorombisch	body centered
n, m ungerade $n + m = 4k$	D_{2d}^5	tetragonal	simple
n, m ungerade $n + m = 4k + 2$	D_{2d}^9	tetragonal	body centered
$n + m = \text{ungerade}$	D_{4h}^{19}	tetragonal	body centered

Tabelle A.1.: Kristallsymmetrien verschiedener Si/Ge-Superlattices auf (100) Substrat

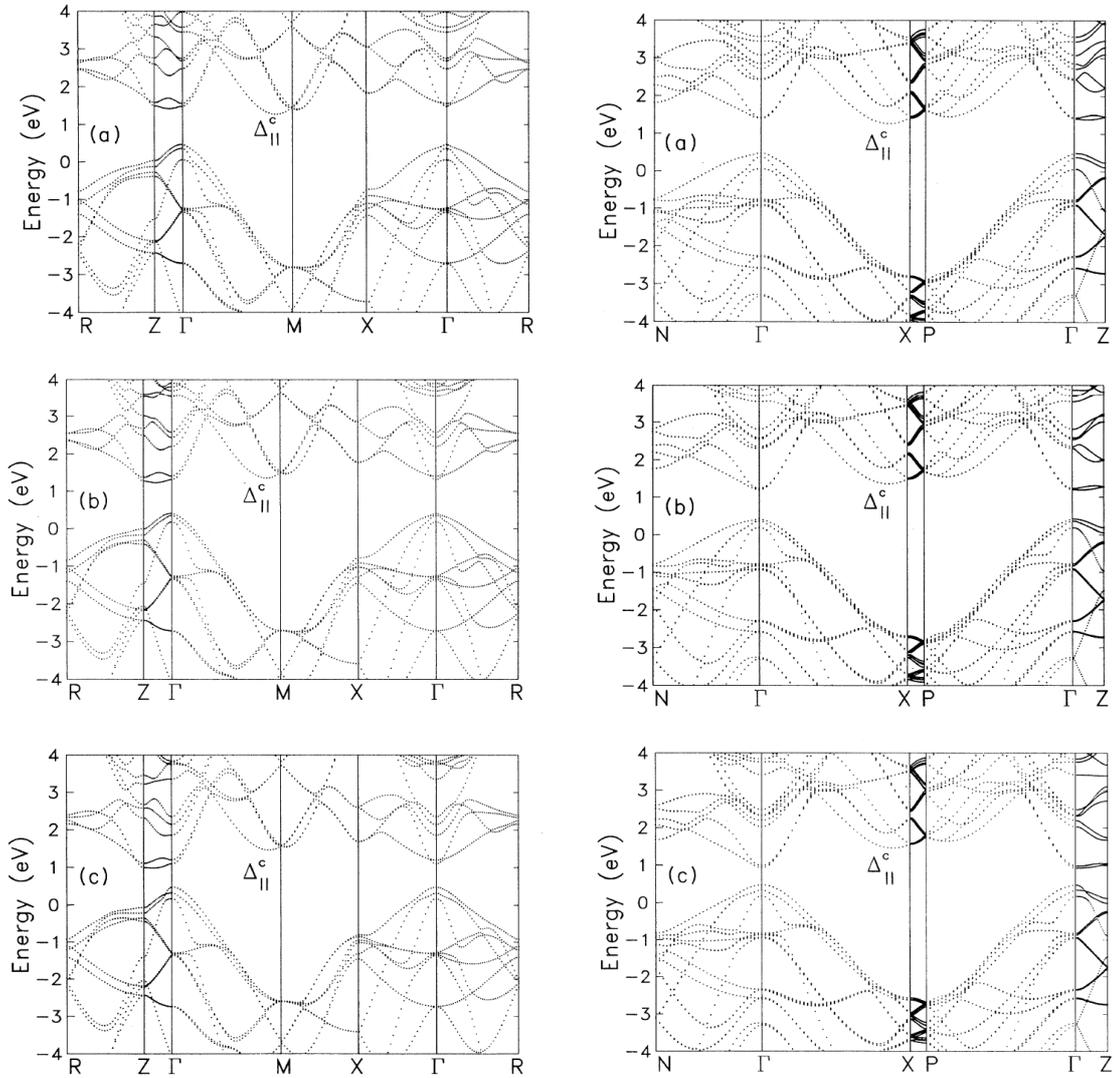


Abbildung A.2.: Bandstrukturen von SiGe-Superlattices. Links ein SL gerader Anzahl Monolagen mit $(\text{Si})_4/(\text{Ge})_4$, rechts ungerade mit jeweils 5 Monolagen. Die Schichten sind gewachsen auf (a) Si(100), (b) symmetrisch verspannt, (c) Ge(001)[30].

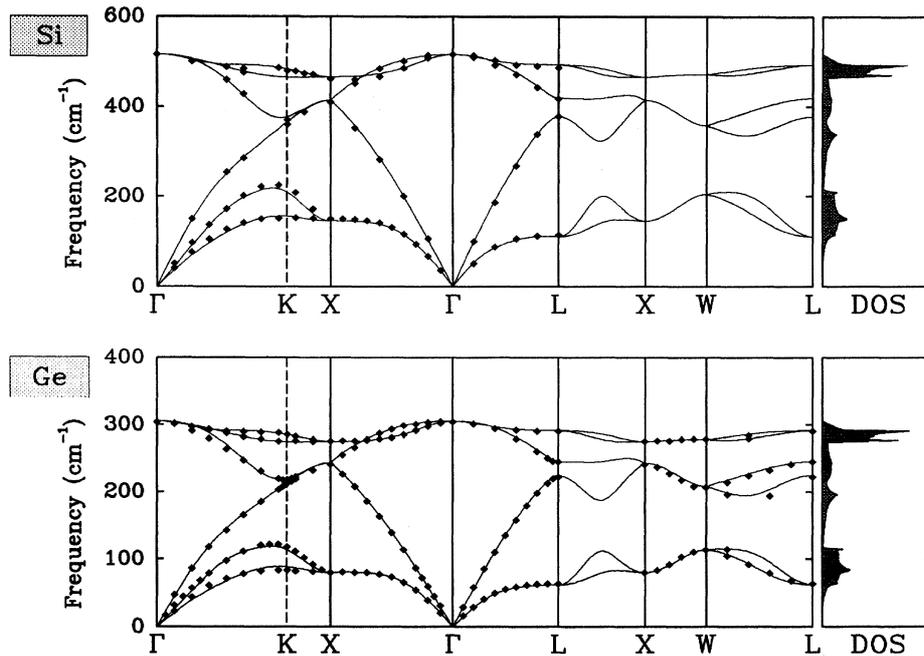


Abbildung A.3.: Berechnete Phononendispersionsrelationen und deren Zustandsdichte (DOS) der elementaren Halbleiter Si und Ge[33]. Die Siliziumfrequenzen sind an allen Punkten (außer die ungefalteten Γ) deutlich höher. Die normalisierte Form ist nahezu identisch.

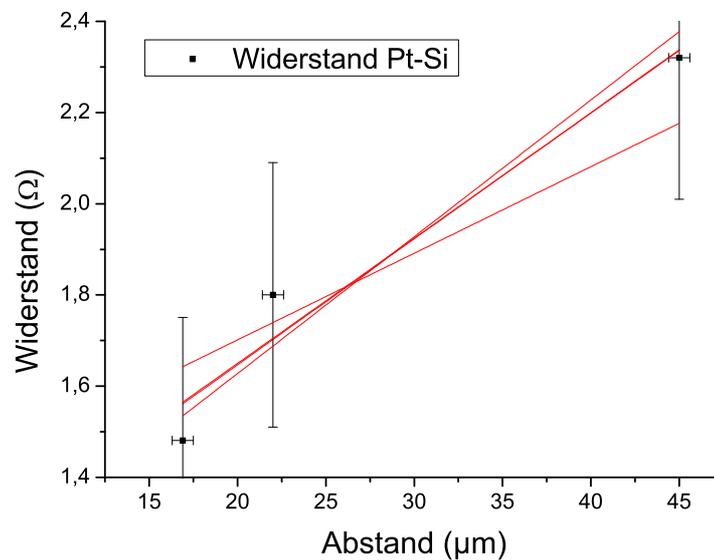


Abbildung A.4.: Bestimmung des Maximalwiderstands, sowie des Maximalfehlers eines Platinkontakts. Mit dem kleinsten sinnvollen Anstieg kann dabei der maximale Kontaktwiderstand erschlossen werden, mit dem anderen Extremum der Maximalfehler. Es macht jedoch keinen Sinn einen größeren Kontaktwiderstand anzunehmen, als den kleinsten gemessenen Widerstandswert. Die Regression mit dem geringsten Anstieg kann deshalb nicht sinnvoll sein.

B. Literaturverzeichnis

- [1] IKOMA, K., M. MUNEKIYO und K. SHINOHARA. *Proceedings ICT 98. XVII International Conference on Thermoelectrics*, Seiten 464–467, 1998.
- [2] HICKS, L.D. und M.S. DRESSELHAUS: *Effect of quantum-well structures on the thermoelectric figure of merit*. *Physical Review B*, 47(19):12727–12731, 1993.
- [3] SEEBECK, T.J.: *Über den Magnetismus der galvanischen Kette*. *Abh. K. Akad. Wiss.*, Berlin, 1820-1821:289–346, 1821.
- [4] SEEBECK, T.J.: *Magnetische Polarisation der Metalle und Erze durch Temperaturdifferenz*. *Abh. K. Akad. Wiss.*, Berlin, 1822-1823:265–376, 1822.
- [5] PELTIER, J.C.: *Nouvelles experiences sur la caloricité des courants électriques*. *Ann. Phys. et Chim.*, 1834:371–386, 1834.
- [6] THOMSON, W.: *On a mechanical theory of thermoelectric currents*. *Proc. R. Soc. Edinburgh*, Seiten 91–98, 1851.
- [7] NOLAS, G.S., J. SHARP und H.J. GOLSMID: *Thermoelectrics*, Band 45 der Reihe *Materials Science*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2001.
- [8] HERRING, CONYERS: *Theory of the Thermoelectric Power of Semiconductors*. *Phys. Rev.*, 96(5):1163–1187, Dec 1954.
- [9] ALTENKIRCH, E.: *Über den Nutzeffekt der Thermosäule*. *Physikalische Zeitschrift*, 10, 1909.
- [10] *Proceedings of the 8th European Conference on Thermoelectrics*. ECT 2010, 2010.
- [11] BERGER, H.H.: *Models for contacts to planar devices*. *Solid-State Electronics*, 15(5):145–158, 1972.
- [12] KENNEDY, D. P., P. C. MURLEY und W. KLEINFEL: *On measurement of impurity atom distributions in silicon by differential capacitance technique*. *IBM Journal of Research and Development*, 12, 1968.

B. Literaturverzeichnis

- [13] BERGER, H. H.: *Contact resistance on diffused resistors*. Dig. Tech. Pap. ISSCC, 1969:160–161, 1969.
- [14] MURRMANN, H. und D. WIDMANN: *Messung des Übergangswiderstandes zwischen Metall und Diffusionsschicht in Si-Planarelementen*. Solid-State Electronics, 12(11):879 – 886, 1969.
- [15] MURMANN, H. und D. WIDMANN: *Current crowding on metal contacts to planar devices*. Dig. Tech. Pap. ISSCC, 1969:162–163, 1969.
- [16] CHANG, I. F.: *Contact Resistance in Diffused Resistors*. Journal of The Electrochemical Society, 117(3):368–372, 1970.
- [17] W. SHOCKLEY, A. GOETZBERGER und R.M. SCARLETT. *Air Force Avionics Lab. Rep. no. AFAL-TDR*, 64, 1964.
- [18] WALLE, CHRIS G. VAN DE und RICHARD M. MARTIN: *Theoretical calculations of heterojunction discontinuities in the Si/Ge system*. Phys. Rev. B, 34(8):5621–5634, Oct 1986.
- [19] FRANK, F. C. und J. H. VAN DER MERWE: *One-Dimensional Dislocations. II. Misfitting Monolayers and Oriented Overgrowth*. Proc. R. Soc. Lond. A, 198(1053):216–225, 1949.
- [20] DAWSON, L. RALPH: *MBE growth of strained-layer superlattices and quantumwells*. Journal of Crystal Growth, 98:220–225, 1989.
- [21] MATTHEWS, J.W. und A.E. BLAKESLEE: *Defects in epitaxial multilayers: I. Misfit dislocations*. Journal of Crystal Growth, 27:118 – 125, 1974.
- [22] MATTHEWS, J. W. und A. E. BLAKESLEE: *Defects in epitaxial multilayers : II. Dislocation pile-ups, threading dislocations, slip lines and cracks*. Journal of Crystal Growth, 29(3):273 – 280, 1975.
- [23] MATTHEWS, J.W. und A.E. BLAKESLEE: *Defects in epitaxial multilayers: III. Preparation of almost perfect multilayers*. Journal of Crystal Growth, 32(2):265 – 273, 1976.
- [24] E. KASPER, H.-J. HERZOG, H. JORKE G. ABSTREITER: *Strain adjustment in Si/SiGe superlattices*. Mater. Res. Soc. Symp. Proc., 56, 1986.
- [25] SIEH, K.S. und P.V. SMITH: *A Localized Orbital Description of Si Using Non-Local Potentials*. Phys. Status Solidi B, 129(1):259–269, 1985.

B. Literaturverzeichnis

- [26] CHELIKOWSKY, JAMES R. und MARVIN L. COHEN: *Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors*. Phys. Rev. B, 14(2):556–582, Jul 1976.
- [27] MERMIN, N. W. ASHCROFT/ N. D.: *Festkörperphysik*, Band 2. Oldenbourg Verlag, München, 2005.
- [28] WORTMAN, J. J. und R. A. EVANS: *Young's Modulus, Shear Modulus, and Poisson's Ratio in Silicon and Germanium*. Journal of Applied Physics, 36(1):153–156, 1965.
- [29] ALONSO, M.I., M. CARDONA und G. KANELIS: *Space groups and lattice dynamics of Ge/Si superlattices grown in the [001] direction*. Solid State Communications, 69(5):479–483, 1989.
- [30] TSEBBAK, C., H. M. POLATOGLU und G. THEODOROU: *Unified approach to the electronic structure of strained Si/Ge superlattices*. Phys. Rev. B, 47(12):7104–7124, Mar 1993.
- [31] PARAYANTHAL, P. und FRED H. POLLAK: *Raman Scattering in Alloy Semiconductors: "Spatial Correlation" Model*. Phys. Rev. Lett., 52(20):1822–1825, May 1984.
- [32] JUSSERAND, BERNARD, DANIEL PAQUET und ANDRÉ REGRENY: *Optical phonon quantum levels in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs superlattices*. Superlattices and Microstructures, 1(1):61 – 66, 1985.
- [33] GIANNOZZI, PAOLO, STEFANO DE GIRONCOLI, PASQUALE PAVONE und STEFANO BARONI: *Ab initio calculation of phonon dispersions in semiconductors*. Phys. Rev. B, 43(9):7231–7242, Mar 1991.
- [34] HAO, H.-Y. und H. J. MARIS: *Study of Phonon Dispersion in Silicon and Germanium at Long Wavelengths Using Picosecond Ultrasonics*. Phys. Rev. Lett., 84(24):5556–5559, Jun 2000.
- [35] CERDEIRA, F., A. PINCZUK, J. C. BEAN, B. BATLOGG und B. A. WILSON: *Raman scattering from Ge_xSi_{1-x}/Si strained-layer superlattices*. Applied Physics Letters, 45(10):1138–1140, 1984.
- [36] THEODOROU, G. und E. KASPER: *3.4 Optical Properties of Si/Ge superlattices*. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter, 34C3:50–88, 2007.

B. Literaturverzeichnis

- [37] HICKS, L. D., T. C. HARMAN, X. SUN und M. S. DRESSELHAUS: *Experimental study of the effect of quantum-well structures on the thermoelectric figure of merit*. Phys. Rev. B, 53(16):R10493–R10496, Apr 1996.
- [38] CHEN, GANG: *Thermal conductivity and ballistic-phonon transport in cross-plane direction of superlattices*. Physical Review B, 57(23):14958.
- [39] ROTHE, K.: *Charakterisierung von Sputterschichten aus thermoelektrisch effektiven Materialien*. Diplomarbeit, MLU Halle-Wittenberg, 2008.
- [40] LASANCE, C. J. M.: *The seebeck coefficient*. Electronics Cooling, (2006), 2006.
- [41] YANG, B., J. L. LIU, K. L. WANG und G. CHEN: *Simultaneous measurements of Seebeck coefficient and thermal conductivity across superlattice*. Applied Physics Letters, 80(10):1758–1760, 2002.
- [42] B. YANG, L. LIU und GANG CHEN: *Cross-plane thermoelectric Properties in Si/Ge Superlattices*. Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 691:71 – 76, 2002.
- [43] CHEN, G. und A. SHAKOURI: *Heat Transfer in Nanostructures for Solid-State Energy Conversion*. Journal of Heat Transfer, 124(2):242–252, 2002.
- [44] SUN, X.; CRONIN, S.B.; LIU J.; WANG K.L.; KOGA T.; DRESSELHAUS M.S.; CHEN G.: *Experimental study of the effect of the quantum well structures on the thermoelectric figure of merit in Si/Si_{1-x}Ge_x system*. Thermoelectrics, 1999. Eighteenth International Conference on, Seiten 652–655, 1999.
- [45] BERTRAM, K., M. TRUTSCHEL und H.S. LEIPNER: *Thermoelectric properties of Si-Ge superlattices*. ECT 2010, P1, 2010.
- [46] STAVITSKI, N., M.J.H. VAN DAL, A. LAUWERS, C. VRANCKEN, A.Y. KOVALGIN und R.A.M. WOLTERS: *Evaluation of Transmission Line Model Structures for Silicide-to-Silicon Specific Contact Resistance Extraction*. IEEE transactions on electron devices, 55(5):1170–1176, April 2008.
- [47] FISCHER, W.-J.: *Mikrosystemtechnik*. Verlag Vogel, Würzburg, 2000.
- [48] BEHRISCH, R.: *Sputtering by Particle bombardment*. Springer Verlag, Berlin, 1981.
- [49] SCHILLER, S., U. HEISIG und K. GOEDICKE: *Use of the ring gap plasmatron for high rate sputtering*. Thin Solid Films, 40:327 – 334, 1977.
- [50] SCHILLER, S., U. HEISIG, K. STEINFELDER und CHR. KORNDORFER: *Cr—Si resistive films produced by magnetron-plasmatron sputtering*. Thin Solid Films, 96(4):279 – 284, 1982.

B. Literaturverzeichnis

- [51] THORNTON, JOHN A.: *Influence of apparatus geometry and deposition conditions on the structure and topography of thick sputtered coatings*. Journal of Vacuum Science and Technology, 11(4):666–670, 1974.
- [52] *Reference Tables*. Kurt J. Lesker Company, Pittsburgh, USA.
- [53] *Datasheet Entwickler AR 300-26 und AR 300-35*. All Resist, Deutschland, 2009.
- [54] BEINVOGEL, W. und B. HASLER. *Proceedings of the Fourth International Symposium Silicon Materials Science and Technology*, 81, 1981.
- [55] COBURN, J. W.: *Plasma-assisted etching*. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 2:1–41, 1982. 10.1007/BF00566856.
- [56] FRANZ, G.: *Mit Hochfrequenz angeregte Niederdruckplasmen: Prinzipien und Strukturierung von Halbleitern. Teil II*. Vakuum in Forschung und Praxis, 9, 1997.
- [57] SZE, S.M.: *Physics of Semiconductor Devices*, Seiten 304–307. Wiley-Interscience, New York, 2. Auflage, 1981.
- [58] YU, A.Y.C.: *Electron tunneling and contact resistance of metal-silicon contact barriers*. Solid-State Electronics, 13(2):239 – 247, 1970.
- [59] MICHAELSON, HERBERT B.: *The work function of the elements and its periodicity*. Journal of Applied Physics, 48(11):4729–4733, 1977.
- [60] TING, CHUNG-YU und CHARLES Y. CHEN: *A study of the contacts of a diffused resistor*. Solid-State Electronics, 14(6):433 – 438, 1971.
- [61] GEBALLE, T. H. und G. W. HULL: *Seebeck Effect in Silicon*. Phys. Rev., 98(4):940–947, May 1955.
- [62] GEBALLE, T. H. und G. W. HULL: *Seebeck Effect in Germanium*. Phys. Rev., 94(5):1134–1140, Jun 1954.
- [63] YANG, B., W. L. LIU, J. L. LIU, K. L. WANG und G. CHEN: *Measurements of anisotropic thermoelectric properties in superlattices*. Applied Physics Letters, 81(19):3588–3590, 2002.
- [64] NELSON, S. F. und T.N. JACKSON: *Ohmic contacts to n-type silicon-germanium*. Appl. Phys. Lett., 69(23):3563 –3565, 1996.
- [65] NEIDIG, A. und I.R. CHARLES: *Europäische Patentanmeldung A2 0 121 605*. Brown, Boveri & CIE AG, 1983.

B. Literaturverzeichnis

- [66] AHN, C.C. und O.L. KRIVANEK: *EELS-Atlas*. Gatan Inc., USA, 1983.
- [67] VERLEYSSEN, E., H. BENDER, O. RICHARD, D. SCHRYVERS und W. VANDER-
VORST: *Characterization of nickel silicides using EELS-based methods*. Journal of
Microscopy, 240(1):75–82, 2010.

C. Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Personen danken, die mir die zum Fertigstellen der Arbeit nötige Unterstützung gegeben haben.

Besonderer Dank gebührt dabei Herrn Dr. habil. H.S. LEIPNER für die wegweisende Betreuung der Arbeit sowie der Überlassung des interessanten Themas.

Herrn Prof. Dr. G. SCHMIDT für die vielen nützlichen Ratschläge und konstruktiven Diskussionen.

Der feinmechanischen Werkstatt des FB Physik, insbesondere Herrn L. BÜTTNER und Frau K. BARANSKI, für die umfangreiche Unterstützung beim Aufbau des Vierspitzen-Vario-Messplatzes.

Herrn Dipl. Phys. M. SCHADE für die Messungen am Transmissionselektronenmikroskop und Unterstützung bei deren Auswertung, sowie Herrn Dipl. Phys. N. HOMONAY für die Probenpräparation.

Herrn Dr. B. FUHRMANN und Dipl. Phys. S. SCHLENKER für die bereitwillige Unterstützung in den Bereichen Photolithographie, Siliziumchemie und Beschichtungstechnologie.

Herrn Dr. F. HEYRODTH und Dipl. Phys. F. SYROWATKA für die Unterstützung bei der Arbeit am Rasterelektronenmikroskop.

Frau Dipl. Phys. K. BERTRAM für die zahlreichen produktiven Gespräche, sowie meiner Familie, Freunden und Kollegen für die Motivation und solidarische Unterstützung.

D. Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit mit dem Thema „Thermoelektrische Eigenschaften von Si/Ge-Nanostrukturen“ selbstständig und nur mit den angegebenen Hilfsmitteln angefertigt habe.

Die Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form weder einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt, noch veröffentlicht.

Markus Trutschel