

DISSERTATION

Focused Ion Beam basierte Metallisierung für sub -100 nm - Bauelemente

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der technischen Wissenschaften unter der Leitung von

Prof. Dr. Emmerich Bertagnolli
E 362
Institut für Festkörperelektronik

eingereicht an der Technischen Universität Wien
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
von

Mag. Helmut Langfischer
Matrikelnummer: 9115805
Argentinierstraße 50, 1040 Wien

geboren am 25. Februar 1972 in Innsbruck

Wien, im Juni 2003



Kurzfassung

Im Zuge der fortschreitenden Miniaturisierung in der Mikroelektronik wurde die Focused-Ion-Beam-Technologie zu einem weit verbreiteten Verfahren zur Mikrostrukturierung und zur lokalen Abscheidung von Leiter- und Isolatorstrukturen. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Erweiterung dieser Technologie auf die Ebene mikroelektronischer Bauelemente untersucht. Wolfram wurde mit Hilfe eines 50 keV Galliumionenstrahls abgeschieden. Wir untersuchten das Wachstum der abgeschiedenen Wolframschichten und bestimmten die elektrischen Eigenschaften des Materials mittels speziell für die Focused-Ion-Beam-Technologie entwickelten Teststrukturen.

Die zeitaufgelösten Untersuchungen der frühen Stadien des Schichtwachstums zeigen die Existenz zweier unterscheidbarer Phasen im zeitlichen Ablauf des Schichtwachstums. Die Abscheidung beginnt mit der Bildung von mikroskopischen Wolframkeimen oder Nuklei. Nach deren Entstehung beginnen die Nuklei zusammenzuwachsen und bilden dadurch zunehmend größere Wolframstrukturen, bis dieser Prozess schließlich in die Entstehung einer ebenen Wolframoberfläche mündet. Von diesem Stadium an ist die Abscheidung durch das lineare Wachstum gekennzeichnet und kann durch ein mathematisches Modell beschrieben werden. Dieses Modell, das die Prozessparameter der ionenunterstützten Abscheidung mit der Wachstumsrate der Schichten verknüpft, erlaubt die Extraktion der optimalen Prozessparameter für die gewünschten Wachstumsraten und Abscheidungsausbeuten.

Mit Hilfe der Augerelektronenspektroskopie wurde die elementare Zusammensetzung des abgeschiedenen Metalls zu 60% Wolfram, 20% Kohlenstoff und 20% Gallium bestimmt werden. Weiterführende Untersuchungen mittels Sekundärionenmassenspektroskopie zeigten die Existenz einer etwa 50 nm dicken durch atomare Vermischung auf Grund des energiereichen Ionenstrahls entstandene Übergangszone zwischen den Abgeschiedenen Schichten und dem darunter liegenden Substrat.

Im Hinblick auf die elektrische Charakterisierung des abgeschiedenen Wolframs wurden der spezifische elektrische Widerstand der Schichten selbst und der spezifische Kontaktwiderstand zu hoch p- und hoch n-dotiertem Silizium gemessen. Dafür wurden eigens mikroskopische Teststrukturen entwickelt.

Der Schichtwiderstand und der spezifische Widerstand der Wolframschichten wurden mit van-der-Pauw-Teststrukturen die eine genaue Vierpunktmessung erlauben bestimmt. Für die Vierpunktmessung an Wolfram-Silizium-Kontakten wurden mikroskopische Kelvin-Teststrukturen entwickelt und eingesetzt. Der spezifische Widerstand wurde zu $250 \mu\Omega\text{cm}$ bestimmt und die Messungen des spezifische Kontaktwiderstandes von Wolfram zu p⁺-dotiertem Silizium ergaben $5,3 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$ und zu

n^+ -dotiertem Silizium einen Wert von $1,08 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$.

Die prinzipielle Anwendbarkeit der untersuchten FIB-gestützten Wolframmetallisierung für die Mikroelektronik konnte durch die direkte Kontaktierung eines aktiven Halbleiterbauelements unter Beweis gestellt werden. Ein p-MOS-Transistor wurde in einem maßgeschneiderten FIB-Prozess mit Wolframkontakten elektrisch angeschlossen und vermessen. Die gemessenen Kennlinien zeigen, dass die Transistoreigenschaften durch den ionengestützten Prozess nicht merklich zerstört werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Integration	1
1.2	Metallisierung	3
1.3	Zielsetzung der Arbeit	5
2	Das FIB-System	7
2.1	Wechselwirkung von Ionen mit dem Substrat	7
2.2	Funktionsweise der Anlage	10
2.3	Die Ionensäule	12
2.4	Bilderzeugung	14
2.5	Materialabtrag	15
2.6	Wolframabscheidung	16
2.7	FIB-Prozessparameter	18
2.8	FIB-Querschnitte	24
3	Elektrische Charakterisierung	27
3.1	Messprinzip	27
3.2	Messung des spezifischen Widerstandes	30
3.2.1	Schichtwiderstand	30
3.2.2	Van-der-Pauw-Methode	31
3.3	Messung des Kontaktwiderstandes	40
3.3.1	Metall-Halbleiter-Kontaktwiderstände	40
3.3.2	Kelvinstruktur	42
4	Schichterzeugung	51
4.1	Nukleation	52
4.1.1	Zeitaufgelöste Untersuchung der Nukleation	52
4.1.2	Rasterkraftmikroskopische Untersuchung der Oberfläche	57
4.1.3	Randbereich der Abscheidung	60
4.2	Lineares Schichtwachstum	66
4.2.1	Modell für eine Gasphasenabscheidung unter stationärer Ionenbestrahlung	68
4.2.2	Experimentelle Ergebnisse	73
4.2.3	Modellerweiterung auf eine Gasphasenabscheidung unter rasternder, fokussierter Ionenbestrahlung	77

4.3	Schichtzusammensetzung	85
4.3.1	Auger-Elektronen-Spektroskopie (AES)	86
4.3.2	Sekundär-Ionen-Massen-Spektrometrie (SIMS)	88
5	Elektrische Eigenschaften	92
5.1	Spezifischer Widerstand der FIB-CVD-Wolframschichten	92
5.2	Kontakteigenschaften von FIB-CVD-Wolfram und Silizium	96
5.2.1	Kontakt FIB-CVD-Wolfram zu p ⁺ -Silizium	96
5.2.2	Kontakt von FIB-CVD-Wolfram zu n ⁺ -Silizium	102
5.2.3	Interpretation der Messungen	103
5.3	Elektrischer Stress	106
5.4	FIB-Kontaktierung von MOS-Transistoren	108
6	Zusammenfassung und Ausblick	115
	Tabellenverzeichnis	117
	Literaturverzeichnis	117
	Publikationsliste	122

1 Einführung

Die Voraussetzung für die Miniaturisierung der Elektronik war die Erfindung des Transistors im Jahre 1948. [1, 2] Die kleinen und robusten Transistoren aus Halbleitermaterial ersetzen die Vakuumröhren mit ihrem hohem Platz- und Leistungsbedarf. Im Jahre 1958 entwickelte Jack Kilby [3] den ersten integrierten Schaltkreis (integrated circuit, IC) und begründete damit die Mikroelektronik. Im Jahr 2000 wurde ihm für seine Arbeiten der Nobelpreis für Physik zuerkannt. Seit der Zeit Kilbys ist die Mikroelektronik ein Technologiebereich, der sich rasend schnell entwickelt. Bestand der erste IC noch aus drei Komponenten, so sind auf einem modernen Logik-IC einige 100 Millionen Transistoren untergebracht. Die einzelnen Elemente der Schaltungen wie Leiterbahnen, Widerstände, Kondensatoren, Dioden und Transistoren werden dabei immer kleiner.

1.1 Integration

Durch die stetige Miniaturisierung der ICs wurde die Leistungsfähigkeit und die Rechengeschwindigkeit der Schaltungen ständig gesteigert. Beobachtet man die Entwicklung der Halbleitertechnologie über mehrere Jahrzehnte, so kann man feststellen, dass der Anstieg der Leistungsfähigkeit der Halbleiterchips einem exponentiellen Wachstumsgesetz folgt. Gordon Moore erkannte schon früh, dass sich die Halbleiterindustrie nach diesem Gesetz entwickelt, das seither als Moore'sches Gesetz bekannt ist [4]. Es sagt aus, dass sich die Anzahl der Transistoren auf der Fläche eines Siliziumchips alle 18 Monate verdoppelt. Das erstaunlichste am Moore'schen Gesetz ist, dass es bis heute seine Gültigkeit bewahrt hat. Abbildung 1.1 zeigt das Moore'sche Gesetz für mikroelektronische Speicherbausteine seit 1970 mit einer Extrapolation bis 2010. In 30 Jahren wurde das Speichervermögen der Chips von 1 Kilobit um einen Faktor 10^6 auf 1 Gigabit gesteigert. Umgelegt auf alltägliche Formen von Information hat sich die Speicherkapazität von 100 Buchstaben auf 2 Stunden Musik oder 300.000 Buchseiten erhöht. Ein fundamentales Naturgesetz ist das Moore'sche Gesetz freilich nicht. Es beschreibt auch kein rein technisch-naturwissenschaftliches Phänomen. Vielmehr ist es Ausdruck jener Mechanismen, die das menschliche Streben nach technischer Weiterentwicklung, die ökonomischen Zielsetzungen von Un-

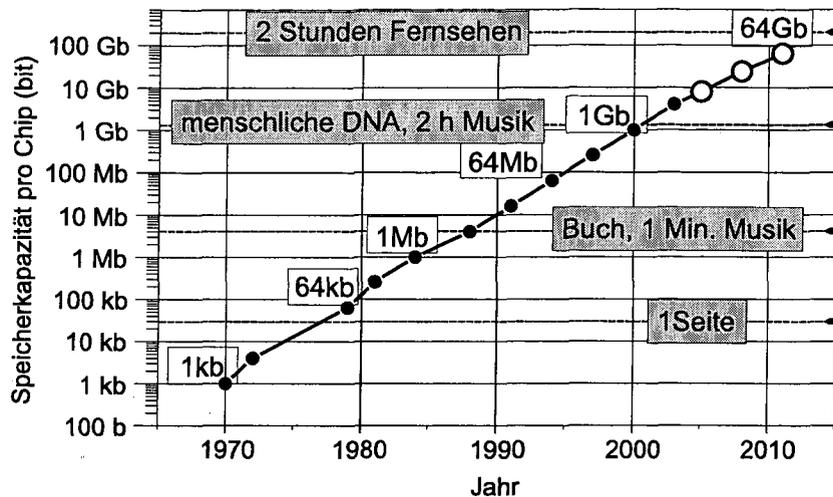


Abbildung 1.1: Moore'sches Gesetz. Das Speichervermögen der Chips verdoppelt sich alle 18 Monate.

ternehmen und Staaten und die technische Machbarkeit miteinander verknüpfen. Es hat auch den Charakter einer selbsterfüllenden Prophezeiung, ein Aspekt des Gesetzes, der durch die jährlich neu erscheinende "International Technology Roadmap for Semiconductors" (ITRS) demonstriert wird [5]. Diese Roadmap wird von der Gemeinschaft der wichtigsten Vertreter der Halbleiterindustrie herausgegeben und enthält eine technische Vorausschau für die nächsten 10–15 Jahre. Im Hinblick auf die Verdrahtung (engl.: wiring) eines Chips wird dort gefordert, welche Breite, Leitfähigkeit und welchen Kontaktwiderstand die Metallisierung eines Chips in den nächsten Jahren haben muss, wenn das Moor'sche Gesetz auch für zukünftige Technologiegenerationen gelten soll. Tabelle 1.1 zeigt einen Auszug aus der aktuellen Ausgabe der Roadmap mit einer Prognose bis zum Jahr 2016. Die Angaben beziehen sich auf die Entwicklung im Bereich der CMOS-Technologie (Complementary Metal Oxide Semiconductor), die vor allem bei Speicherchips und Prozessoren für Personal Computer zum Einsatz kommt. In der ersten Zeile ist das Jahr der voraussichtlichen Produktion angegeben. Die Gatelänge bezeichnet die Länge des Gates eines MOSFETs (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor). Die Linienperiode ergibt sich aus der Summe der minimalen Breite einer Leiterbahn und dem minimalen Abstand zur benachbarten Leiterbahn. ρ bezeichnet den spezifischen Widerstand des verwendeten Metalls und ρ_C ist der spezifische Kontaktwiderstand zwischen dem Metall und dem Halbleiter. Hier ist interessant, dass der angestrebte Wert für den Kontaktwiderstand in der aktuellen Ausgabe der Roadmap (2002), für das Jahr 2007 und später, im Vergleich zur alten Ausgabe (2001) deutlich nach unten korrigiert wurde. Zusätzlich gibt die Roadmap Auskunft über den Stand der Entwicklungen bei den einzelnen Problemstellungen.

Jahr	2003	2005	2007	2010	2013	2016
Gatelänge (nm)	65	45	35	25	18	13
Linienperiode (nm)	200	160	130	90	64	44
ρ ($\mu\Omega\text{cm}$)	3,3	2,2	<i>2,2</i>	<i>2,2</i>	2,2	2,2
ρ_C (2001) (Ωcm^2)	$1 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$
ρ_C (2002) (Ωcm^2)	$1 \cdot 10^{-7}$	<i>$7 \cdot 10^{-8}$</i>	<i>$4 \cdot 10^{-8}$</i>	$2,3 \cdot 10^{-8}$	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$5,5 \cdot 10^{-9}$

Tabelle 1.1: Auszug aus der aktuellen ITRS (Roadmap) mit den Zielsetzungen für die Metallisierung von Halbleiterchips.

Normal: "Es existieren praktikable (engl.: manufacturable) Lösungen, die optimiert werden".

Kursiv: "Praktikable Lösungen sind bekannt"

Fett: "Praktikable Lösungen sind NICHT bekannt".

In der Tabelle tragen die normal gedruckten Zahlen das Prädikat "Es existieren praktikable (engl.: manufacturable) Lösungen, die optimiert werden". Die kursiv gedruckten Werte sind mit dem Zusatz "Praktikable Lösungen sind bekannt" versehen und über die fett gedruckten Daten steht in der Roadmap "Praktikable Lösungen sind NICHT bekannt".

Diese Zielsetzungen der Roadmap stellen allerdings für die vorliegende Arbeit keine strenge Handlungsvorschrift dar. Die Prognosen können aber interessante Fragestellungen aufwerfen und zeigen bezüglich dieser Arbeit, dass die Erhöhung der Leitfähigkeit und die Verbesserung der Kontakteigenschaften einer Metallisierung im Brennpunkt der industriellen Forschung liegen.

1.2 Metallisierung

Die Metallisierung eines Halbleiterchips dient zur Kontaktierung und zur elektrischen Verbindung der Bauelemente, die in oberflächennahen Regionen des Halbleiters liegen. Man spricht auch von der Verdrahtung der Bauelemente. Abbildung 1.2 zeigt stark vereinfacht den Aufbau eines in CMOS-Technologie gefertigten Halbleiterchips mit zwei Metallisierungsebenen. Entscheidend für die Leistungsfähigkeit

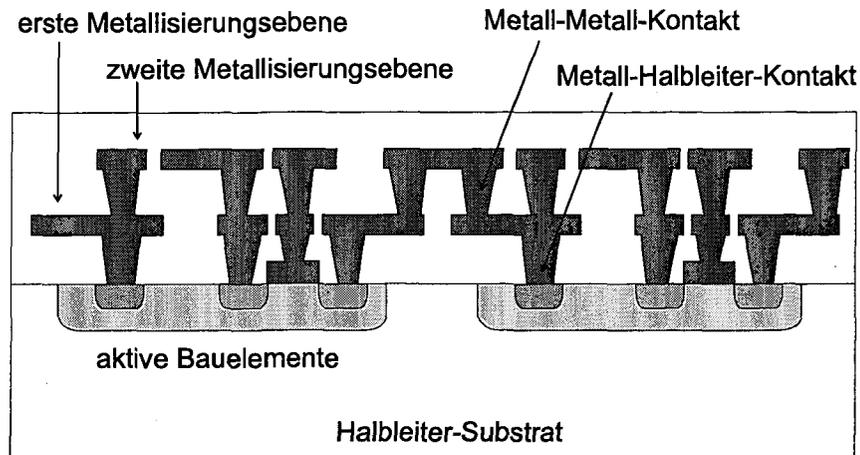


Abbildung 1.2: Prinzipieller Aufbau eines Halbleiterchips mit zwei Metallisierungsebenen.

der Metallisierung sind der elektrische Widerstand der Leitungen, die Kontaktwiderstände zum Halbleiter und die Übergangswiderstände von einer Metallisierungsebene zur nächsten. Bei der Fertigung immer höher entwickelter Halbleiterchips sind die metallischen Leiterbahnen einer Metallisierungsebene und die Ebenen untereinander immer dichter gepackt. Auf Grund der steigenden Dichte der Bauelemente auf dem Chip sind mehr Metallisierungsebenen zur elektrischen Verdrahtung notwendig. Die Leiterbahnen kommen sich dabei immer näher, wodurch die elektrische Kapazität zwischen den Leitungen steigt. Auf Grund dieser Probleme, ist die Weiterentwicklung der elektrischen Verdrahtung auf mehreren Ebenen eine Schlüsseltechnologie für die zukünftigen Entwicklung der Halbleitertechnologie.

Die Leistungsfähigkeit der hochintegrierten Schaltkreise der nächsten Jahre wird in erster Linie nicht durch die Halbleiterbauelemente selbst limitiert sein, sondern durch die Leistungsfähigkeit der Metallisierung. Die Verdrahtung eines Chips bestimmt die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrischen Signale zwischen den Bauelementen. Entscheidend ist dafür der elektrische Widerstand R und die Kapazität C der Leiterbahnen. Bei jedem Schaltvorgang im Chip muss die Kapazität über den Widerstand geladen beziehungsweise entladen werden. Die Dauer dieses Vorgangs ist durch die Zeitkonstante

$$\tau = RC \quad (1.1)$$

charakterisiert. R steht hier sowohl für den Widerstand der Leiterbahn als auch für den Kontaktwiderstand zwischen Metallisierung und Halbleiter. Neben der morphologischen Charakterisierung des mittels eines fokussierten Ionenstrahls abgeschiedenen Wolframs sind es diese beiden Widerstandsgrößen, die in dieser Arbeit im Mittelpunkt des Interesses stehen.

1.3 Zielsetzung der Arbeit

Um Mikrochips in Massenproduktion herstellen zu können, braucht man Prozesstechnologien, die die parallele Herstellung von Mikrostrukturen ermöglichen. Das Verfahren, das dafür eingesetzt wird ist die Photolithographie. Dabei wird der Halbleiterwafer mit einer Schicht aus lichtempfindlichem Lack (Photolack) überzogen. Die Mikrostrukturen einer Maske, die aus lichtdurchlässigen und lichtundurchlässigen Gebieten besteht, werden optisch auf eine Photolackschicht projiziert. Unter dem Einfluss von Licht verändert sich die Stabilität des Lacks, sodass die Struktur der Maske auf den Photolack übertragen wird. Nach einem geeigneten Entwicklungsschritt dient der strukturierte Lack als Maske für die Strukturübertragung durch Ätzung. Das zu strukturierende Material liegt zunächst als ganzflächige Schicht beziehungsweise als Schichtsystem vor und erhält seine Struktur erst durch die Ätzung. [6]

Dem Einsatz eines FIB-Systems für die Metallisierung liegt ein anderer Ansatz zu Grunde. Die FIB-Technologie erlaubt eine direkte Strukturierung durch Materialabtrag, Dotierung und Abscheidung, ohne die Verwendung einer vorstrukturierten Maske. Metallische Leiterbahnen können direkt an der gewünschten Stelle am Halbleiterchip "geschrieben" werden. Im Kern wird die Strukturinformation über die Ionenoptik direkt in Strukturen auf dem Wafer übertragen. Deshalb eignet sich die FIB-gestützte Metallabscheidung für die Modifikation von ICs auf Chipebene. Dies bringt eine enorme Beschleunigung der Chip-Prototypen-Entwicklung, weil es nicht notwendig ist, die vorgefertigten und sehr teuren Lithographiemasken zu erneuern. Der FIB-metallisierte Prototyp kann elektrisch getestet werden, bevor in den großtechnischen Herstellungsprozess eingegriffen wird. [7, 8]

Bei der Chipmodifikation werden metallische Leiterbahnen durchtrennt, oder miteinander verbunden. Die Anwendung der FIB-Technologie für die direkte Kontaktierung eines Halbleiters wird in der wissenschaftlichen Literatur kaum besprochen. Dies ist die Motivation für die vorliegende Arbeit. Das Ziel ist, die FIB-induzierte Abscheidung zu charakterisieren und zu zeigen, dass die direkte Kontaktierung aktiver Bauelemente möglich ist. Es soll aber nicht verschwiegen werden, dass eine Reihe von Problemen noch nicht befriedigend gelöst sind. Vor allem die Schädigung der Bauelemente durch den Ionenstrahl kann noch nicht vollständig vermieden werden.

Die vorliegende Arbeit ist in vier Hauptkapitel gegliedert. Im Kapitel "Das FIB System" werden die Wechselwirkung eines fokussierten Ionenstrahls mit einem Festkörper behandelt und die physikalischen Prozesse erklärt, die für die technische Anwendung relevant sind. Im Weiteren werden die verschiedenen FIB-Prozesse von der Bilderzeugung bis zur Abscheidung diskutiert, wobei die Abscheidung jene Anwendung ist, die im Mittelpunkt dieser Arbeit steht. Im Kapitel "Elektrische Charakterisierung" werden die mikroskopischen Teststrukturen und die Messverfahren vorgestellt, die zur Charakterisierung des FIB-deponierten Wolframs zum Einsatz kom-

men. Im Kapitel "Schichterzeugung" wird das Wachstum der FIB-Wolframschichten von der Anfangsphase der Nukleation bis zum gleichmäßigen Wachstum dickerer Schichten, das durch einfache mathematische Modelle beschrieben werden kann, behandelt. Eine Analyse der elementaren Zusammensetzung des abgeschiedenen Materials und die Messung der Tiefenprofile der Materialkomponenten wird präsentiert. Die im Kapitel "Elektrische Eigenschaften" präsentierten Ergebnisse liefern quantitative Aussagen über den elektrischen Widerstand des Materials und die Kontakteigenschaften von FIB-Wolfram-Halbleiter-Kontakten, und zeigen die vollständig durch FIB-induzierte Abscheidung von Wolfram realisierte elektrische Kontaktierung eines modernen MOS-Transistors.

2 Das FIB-System

2.1 Wechselwirkung von Ionen mit dem Substrat

Die FIB-Technologie macht sich die verschiedenartigen Wechselwirkungen energiereicher Ionen mit Festkörpern für die Materialbearbeitung nutzbar. Wenn Ionen mit einer kinetischen Energie im Bereich von einigen keV bis einigen Hundert keV auf einen Festkörper treffen, treten sie in Wechselwirkung mit den Elektronen und den Atomrümpfen des Materials, was zu einer Abbremsung und schließlich zum Stillstand der Ionen führt. Das eintreffende energiereiche Ion stößt mit den Atomen des Substrats zusammen. Einige Substratome werden dabei von ihrem ursprünglichen Platz im Festkörper entfernt. Bei einem kristallinen Substrat wie Silizium entstehen dabei unbesetzte Gitterplätze und Atome, die zwischen den Kristallgitterplätzen sitzen. Wenn nach der Ionenbestrahlung mit ausreichend hoher Dosis, mehr als 50 % der Atome ihre Plätze im Gitter verlassen haben, spricht man von Amorphisierung des Materials. Bei den meisten Focused-Ion-Beam-Prozessen ist die Ionendosis so hoch, dass kristallines Material amorphisiert wird.

In Abbildung 2.1 sind die Wechselwirkungen eines eingestrahnten energiereichen Ions (des Primärions) mit den Atomen und Elektronen des Substrats anschaulich dargestellt. Die durch das Ion versetzten Atome des Substrats verlieren ihre Energie durch eine Folge von Stößen mit weiteren Substratomen. Einige dieser Stoßkaskaden erreichen die Oberfläche des Substrats. Wenn die kinetische Energie eines Atoms an der Oberfläche seine Bindungsenergie im Bereich einiger Elektronenvolt übertrifft, kann das Atom die Festkörperoberfläche verlassen – es wird gesputtert (englisch für zerstäuben). Diese gesputterten Sekundäratome treten als Sekundärionen oder sekundäre Neutralatome aus der Oberfläche aus. Da das eingestrahlte Ion auch kinetische Energie an die Elektronen des Festkörpers abgibt, treten auch Sekundärelektronen aus der Oberfläche aus. Durch all diese Prozesse verliert das Ion seine kinetische Energie bis es schließlich im Inneren des Substrats zur Ruhe kommt und als implantiertes Atom vorliegt. Demgemäß ist eine Anwendung der FIB-Technologie die lokale Ionenimplantation und die gezielte Erzeugung von versetzten Atomen und Defekten in einem kristallinen Material. [9, 10, 11, 12]

Der Abbremsung der Ionen im Festkörper liegen inelastische Stöße mit Elektronen

2.1. WECHSELWIRKUNG VON IONEN MIT DEM SUBSTRAT

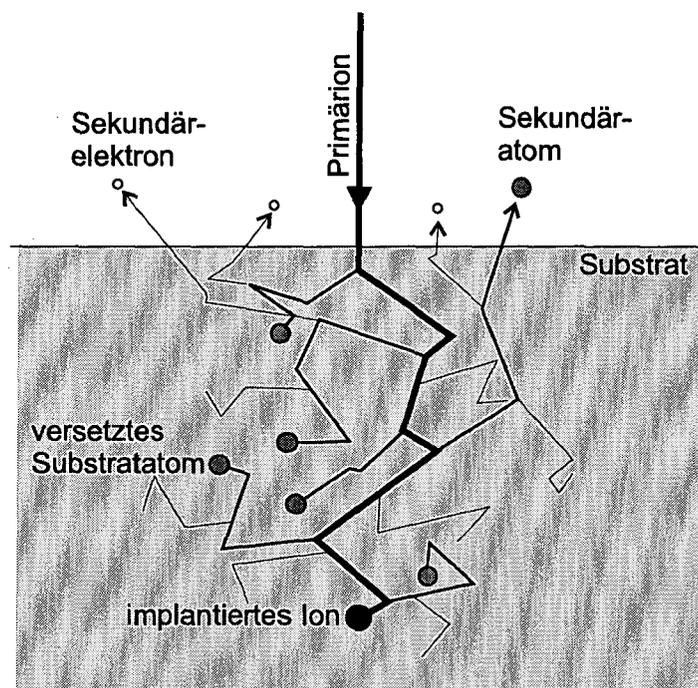


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Wechselwirkungen zwischen energiereichen Ionen und dem Substrat.

2.1. WECHSELWIRKUNG VON IONEN MIT DEM SUBSTRAT

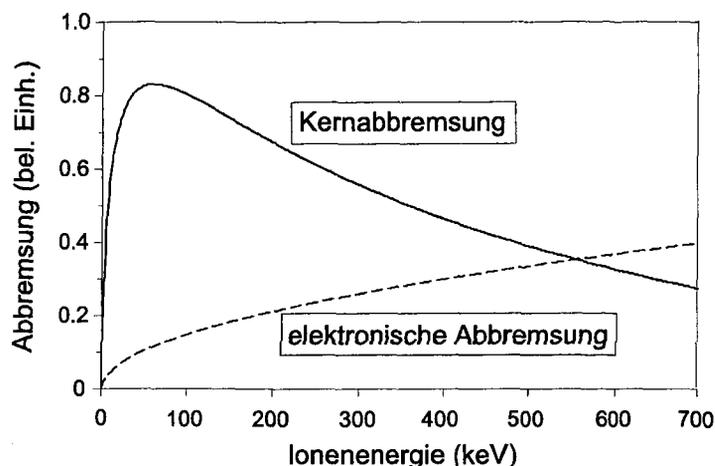


Abbildung 2.2: Typische Verläufe der Abbremsung $\sim (dE/dz)$ der energiereichen Ionen durch elektronische und durch die Atomkerne vermittelte Wechselwirkung von Galliumionen in Silizium in Abhängigkeit von der Energie der Ionen [13].

und elastische Wechselwirkungen mit den elektrostatischen Feldern der Atomkerne zu Grunde. Abbildung 2.2 zeigt den Zusammenhang zwischen der Ionenenergie und der Abbremsung, die als Energieverlust pro Eindringtiefe in den Festkörper, also (dE/dz) verstanden werden kann. Für den Bereich der in dieser Arbeit relevanten Ionenenergien zeigt sich, dass das Bremsvermögen der elektronischen Wechselwirkung linear mit der Geschwindigkeit und daher mit der Wurzel aus der Energie des Ions steigt. Die Kernabbremsung steigt bei niederen Energien stark an und hat im Fall von Galliumionen, die in Silizium geschossen werden, ein Maximum bei etwa 75 keV [13]. Die meisten FIB-Prozesse werden bei Ionenenergien von 10–50 keV durchgeführt, einem Bereich in dem die Kernabbremsung dominant ist. Für die Materialbearbeitung ist nun entscheidend, dass die Energie der Ionen möglichst nahe an der Oberfläche umgesetzt wird, das heißt, dass (dE/dz) groß ist. Nur dann ist die Ausbeute an Sekundärteilchen ausreichend hoch. Im Falle eines Ga-Ionenstrahls mit 50 keV entstehen durch ein einfallendes Ion etwa 1–10 Sekundäratome und 10–100 Sekundärelektronen. Auf der Emission von Sekundäratomen beruhen die beiden wichtigsten FIB-Anwendungen – der Materialabtrag durch Sputtern und die Deposition von Material aus einer an der Oberfläche angelagerten adsorbierten Vorläufersubstanz. Die Sekundärelektronen entfalten keine Sputterwirkung, tragen aber sehr wohl zur Deposition bei. Bei jedem FIB-Prozess kommt es hauptsächlich durch die Emission der Sekundärelektronen zu einer positiven Aufladung der Probe. Dies kann bei einer nicht geerdeten Probe zu Spannungen von 30 V und mehr führen [14].

2.2 Funktionsweise der Anlage

In einer Focused-Ion-Beam-Anlage (FIB-Anlage) werden Ionen auf Energien im keV-Bereich beschleunigt und im Auftreffpunkt auf dem Substrat auf einige Nanometer fokussiert. Die wichtigsten Bestandteile einer FIB-Anlage sind:

- Die Ionensäule bestehend aus einer Ionenquelle, elektrostatischen Linsen, Blenden und Ablenkelektroden zur Formung und Führung des Ionenstrahls.
- Die Vakuum-Arbeitskammer mit Vakuumpumpen und einem beweglichen Proben­tisch.
- Das Gasversorgungssystem für das kontrollierte Einlassen der Prozessgase.
- Die elektronische Steuereinheit zur Kontrolle der verschiedenen Komponenten.

Eine schematische Darstellung der FIB-Anlage ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Bei der von uns verwendeten Anlage handelt es sich um ein Micrion 2500 FIB-System. In der Ionensäule und der Arbeitskammer herrscht ein Basisdruck von 10^{-7} mbar. Der Ionenstrahl wird in der Ionensäule aus der Quelle extrahiert und geformt. Das Vakuum in der Säule wird von zwei Ionengetterpumpen aufrecht erhalten. Der Ionenstrahl tritt durch eine kleine Öffnung in die Arbeitskammer, in der das Vakuum von einer Turbomolekularpumpe aufrecht erhalten wird. Die Druckmessung erfolgt in der Ionensäule über die Messung des Betriebsstroms der Ionengetterpumpen und in der Arbeitskammer durch ein Kaltkathodenmessgerät. Unterhalb der Austrittsöffnung der Ionensäule befindet sich ein ringförmiger Sekundärteilchendetektor, der zur Bilderzeugung dient. Direkt darunter ist eine Elektronenquelle, die so genannte Elektronendusche, angebracht, die zur Kompensation der durch die Sekundärelektronenemission verursachten elektrischen Aufladung der Probe dient. Die Elektronendusche erzeugt einen breiten Elektronenstrahl aus einem geheizten Wolframfilament, der mit einer Beschleunigungsspannung von etwa 80 V in Richtung der Probe beschleunigt wird. Dadurch kann jedoch die Aufladung nicht vollständig unterdrückt werden. Bei sehr empfindlichen Proben ist es daher notwendig, durch einen leitenden Kontakt zum Proben­tisch eine zuverlässige Erdung herzustellen.

Im Inneren der Arbeitskammer befindet sich das Reservoir für die Precursor­sub­stanz Wolframhexacarbonyl ($W(CO)_6$). Diese Verbindung liegt als Feststoff vor. Wenn $W(CO)_6$ auf etwa $60^\circ C$ geheizt wird, entwickelt es einen Dampfdruck, der es möglich macht, einen ausreichenden Gasstrom durch ein Leitungssystem zu einer Düse nahe der Probenoberfläche zu führen. Über ein zusätzliches Leitungssystem können auch noch die Prozessgase XeF_2 , Cl_2 , O_2 und ein organisches Precursor­gas für die SiO_2 -Abscheidung zur Probe geleitet werden. Der Proben­tisch kann in allen drei Raumrichtungen bewegt und um eine Achse gekippt werden. Die Kontrolle der Positionierung des Proben­­tisches erfolgt über ein optisches Messsystem,

2.2. FUNKTIONSWEISE DER ANLAGE

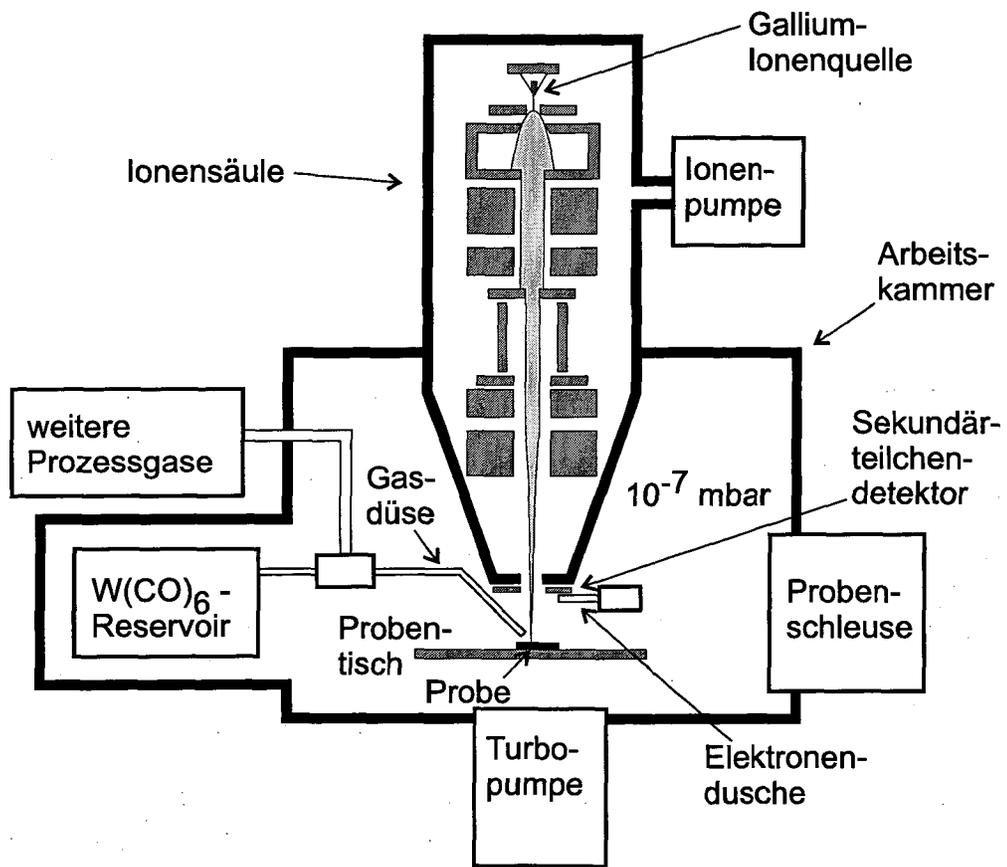


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung einer FIB-Anlage.

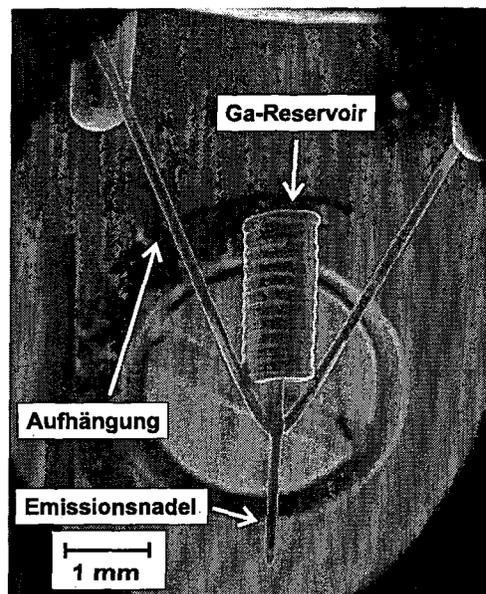


Abbildung 2.4: Elektronenmikroskopische Aufnahme der Galliumquelle.

das auf photoelektrischer Abtastung eines Strichgitter-Maßstabes beruht. Mit Hilfe eines Vakuum-Schleusensystems können die Proben innerhalb weniger Minuten in die Arbeitskammer eingebracht werden.

2.3 Die Ionensäule

Das technische Herzstück der FIB-Anlage ist die Ionensäule. Der oberste Teil der Ionensäule birgt die Flüssigmetallionenquelle [15], in unserem Fall eine Galliumquelle. Abbildung 2.4 zeigt eine elektronenmikroskopische Aufnahme der Quelle. Die Ionenquelle besteht aus einem aus Wolframdraht geformten Reservoir, das mit etwa 2 mm^3 Gallium gefüllt und an zwei Wolframdrähten befestigt ist, die zugleich als elektrische Zuleitungen für das Heizen der Quelle dienen. Am unteren Ende des Reservoirs ist eine Wolframnadel befestigt. Das flüssige Gallium benetzt die Nadel bis hin zur Spitze. Die beiden Aufnahmen in Abbildung 2.5 zeigen die Quelle im Detail. Im Bild (a) ist das mit Gallium gefüllte Reservoir und die Wolframspitze zu erkennen. Aufnahme (b) zeigt ein vergrößertes Bild der Spitze. Der Emissionspunkt der Ionen liegt in der Mitte der Spitze. Aus diesem Emissionspunkt werden beim Betrieb der Anlage durch ein elektrostatisches Feld die Galliumionen extrahiert.

Eine vereinfachte Darstellung der Ionensäule ist in Abbildung 2.6 gegeben. Die von der Quelle aus gesehen ersten funktionellen Komponenten der Säule sind die

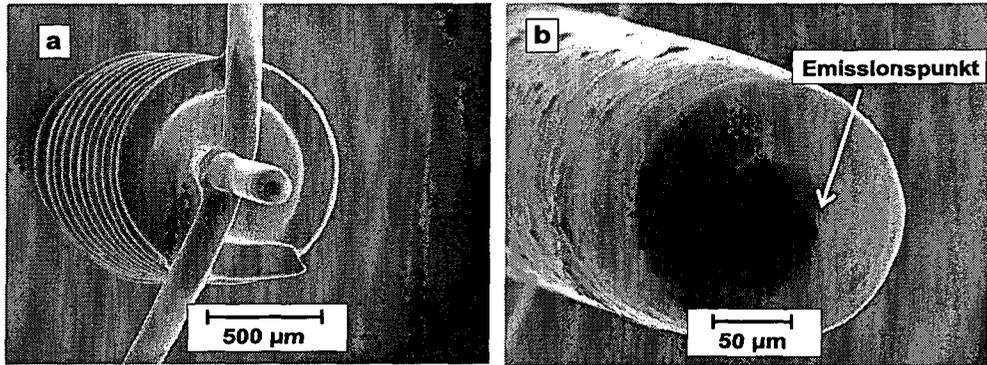


Abbildung 2.5: Detailaufnahmen der Galliumquelle. (a) Das Reservoir und die Emissionsnadel. (b) Die Spitze der Emissionsnadel mit dem Emissionspunkt.

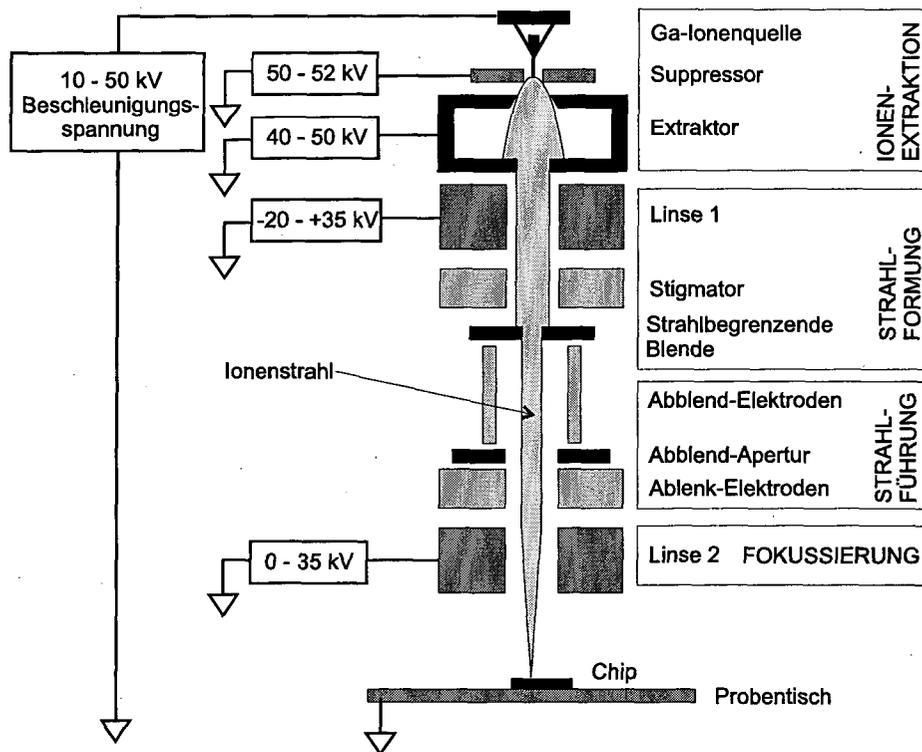


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der FIB-Ionensäule mit ihren elektrostatischen Komponenten und den geometrischen Blenden.

Suppressor- und die Extraktorelektrode, kurz Suppressor und Extraktor genannt. Diese beiden Elektroden erzeugen zusammen an der Spitze der Quelle ein ausreichend starkes elektrisches Feld um Ga-Ionen zu extrahieren. Die Ionen verlassen die Quelle in einem divergenten Strahl, von dem nur der innere Bereich durch die Öffnung des Extraktors tritt. Der auf den Extraktor auftreffende Teil der Ionen ermöglicht die Messung des Emissionsstroms, der im Normalbetrieb der Anlage bei etwa $2\ \mu\text{A}$ liegt. Durch die Linse 1 wird der Ionenstrahl kollimiert. Der darauf folgende Stigmator besteht aus acht um die zentrale Symmetrieachse herum angeordneten Elektroden, mit denen die zylindrische Symmetrie des Ionenstrahls kontrolliert werden kann. Dadurch wird der Astigmatismus des Ionenstrahls korrigiert. Die strahlbegrenzende Blende schirmt die äußere Strahlregion ab und legt dadurch den Durchmesser des Strahls vor der Fokussierung fest. Dieser Durchmesser bestimmt den Strahlstrom, der die Probe erreicht, und die minimale Größe des Strahlfokus auf der Probenoberfläche. Bei unserer Anlage stehen sieben Blenden mit Durchmessern von $15\ \mu\text{m}$ bis $400\ \mu\text{m}$ zur Verfügung, die durch Präzissionsservomotoren gewechselt und justiert werden können. Dadurch können Strahlströme von $1\ \text{pA}$ bis $20\ \text{nA}$ eingestellt werden. Die minimal erreichbaren Fokusgrößen reichen von $5\ \text{nm}$ bei der $15\ \mu\text{m}$ -Blende bis etwa $1\ \mu\text{m}$ bei der $400\ \mu\text{m}$ -Blende. Nach der Blende folgen auf dem Weg des Strahls die Abblendelektroden mit denen der Ionenstrahl auf die Abblendapertur gelenkt werden kann. Das erlaubt ein schnelles Ein- und Ausschalten des Strahls. Auf die Abblendapertur folgen die Ablenkelektroden, mit denen der Strahl in einem beliebigen Muster über die Probe gerastert werden kann. Das letzte Element der Ionensäule ist die Linse 2, die zur Fokussierung des Ionenstrahls dient.

2.4 Bilderzeugung

Im bildgebenden Modus der FIB-Anlage rastert der fokussierte Ionenstrahl in Zeilen über die Probenoberfläche. An jedem Punkt des Rasters bleibt der Strahl eine bestimmte Zeit, die Verweilzeit, stehen. Während dieser Zeit werden sekundäre Elektronen und Ionen aus der Umgebung des Strahlauffreffpunktes emittiert und mit dem Sekundärteilchendetektor detektiert. Durch die Wahl der Polarität des Sekundärteilchendetektors, kann man entweder die sekundären Ionen oder Elektronen detektieren. Dem Detektorsignal jedes Rasterpunktes wird dann ein Helligkeitswert, also eine Graustufe, zugeordnet und daraus ein Bild generiert, das die Oberfläche der Probe darstellt. Die Bilderzeugung basiert also auf dem gleichen Prinzip wie bei einem Rasterelektronenmikroskop (REM), mit dem Unterschied, dass in der FIB-Anlage der Primärstrahl ein fokussierter Ionenstrahl und kein Elektronenstrahl ist. Eine durch Detektion der Sekundärelektronen erzeugte Aufnahme der Probe nennt man FIB-Sekundärelektronenmikroskop-Aufnahme (FIB-SEM-Aufnahme).

2.5 Materialabtrag

Beim Ionenstrahlgestützten Materialabtrag wird die Sputterwirkung des fokussierten Ionenstrahls ausgenutzt. Nach dem Eindringen eines energiereichen Ions in den Festkörper gelangt ein Teil der eingebrachten Energie über die Stoßkaskaden zur Oberfläche der Probe. Wenn ein Atom der obersten Atomlagen mehr Energie aufnimmt, als die Bindungsenergie des Festkörpers beträgt, kann es sich vom Atomverband lösen. Da diese Sputterwirkung auf einige Nanometer um den Auftreffpunkt des eingestrahnten Ions begrenzt ist, wird Material lokal abgetragen, während die Umgebung weitgehend ungestört bleibt. So ist es möglich mit dem fokussierten Ionenstrahl Gräben und Bohrungen mit einer lateralen Ausdehnung von einigen zehn Nanometern und einem Aspektverhältnis von bis zu 10 zu erzeugen. Die Sputterausbeute entspricht der Sekundäratomausbeute von einigen Atomen pro eingestrahltem Ion. Ein störender Nebeneffekt beim FIB-Sputterabtrag ist die Redeposition der gesputterten Atome in der Umgebung der erzeugten Vertiefung. Dadurch bilden sich am Rand des entstandenen Kraters unerwünschte Erhebungen. Weiters können Atome, die sich weiter vom Krater entfernen, zur Kontamination des umliegenden Bereiches führen.

Eine spezielle Form des Materialabtrags mittels eines fokussierten Ionenstrahls ist die gasunterstützte Ätzung durch Bildung von flüchtigen Reaktionsprodukten. Durch Ätzgase, die an die Probe herangeführt werden, kann die Redeposition gesputterter Atome verringert und die Sputterrate bei FIB-induziertem Materialabtrag erhöht werden. Bei der Ätzung von Si und SiO₂ erreicht man durch XeF₂ eine Steigerung der Ätzrate um das 7-fache, während Al im Vergleich zur gasfreien Ätzung nur etwa doppelt so schnell abgetragen wird. Es stehen also FIB-gestützte Ätzprozesse mit einer schwachen Selektivität zur Verfügung. Die Selektivität besteht jedoch immer in der Erhöhung der Ätzrate eines bestimmten Materials gegenüber einem anderen. Es ist nicht möglich ein Material vom rein physikalischen Sputterabtrag zu schützen, während ein anderes Material geätzt wird.

Der Materialabtrag durch sputtern findet auch im bildgebenden Operationsmodus des FIB-Systems statt. Bei sehr kleinen Strukturen und dünnen Schichten kann dieser Effekt eine Bilderzeugung unmöglich machen, da die betrachteten Strukturen schon durch eine einzige Bildrastrung zerstört werden können. Daher muss bei empfindlichen Strukturen vor jedem bilderzeugenden Schritt überlegt werden, ob die Probe dabei über das vertretbare Maß hinaus geschädigt wird.

2.6 Wolframabscheidung

Die chemische Abscheidung aus der Gasphase (engl.: chemical vapor deposition, CVD) ist eine Methode der Schichterzeugung. Bei einem CVD-Prozess wird der Probe eine gasförmige Vorläufersubstanz, das so genannte Precursorgas, in einer Prozesskammer zugeführt. Der Precursor ist eine chemische Verbindung, die jene Substanz enthält, die auf der Probe abgeschieden werden soll. Während des Prozesses adsorbieren die Moleküle des Precursorgases auf der Oberfläche der Probe. In der Folge bildet sich ein Gleichgewicht zwischen Adsorption und Desorption der Precursorsubstanz aus. Nun wird dem System Energie zugeführt, wodurch eine chemische Reaktion auf der Probenoberfläche in Gang setzt und aufrecht erhalten wird. Die Energiezufuhr kann zum Beispiel in Form von Wärmestrahlung, aus einem Plasma, durch einen Laser oder einen fokussierten Ionenstrahl erfolgen. Bei der chemischen Reaktion auf der Probenoberfläche wird die Precursorsubstanz in das zu deponierende Material und in flüchtige Reaktionsprodukte zerlegt, die aus der Prozesskammer abgepumpt werden.

Die FIB-gestützte Abscheidung aus der Gasphase ist eine spezielle Form der CVD, bei der die Energie für den Dissoziationsprozess der Vorläufersubstanz durch einen fokussierten Ionenstrahl bereitgestellt wird. [16, 17] Aus einer Reihe von Precursor-substanzen können Metalle und Isolatoren abgeschieden werden. Häufig werden Gold [18, 19, 20, 21], Kupfer [22, 23, 24, 25], Platin [26, 27, 28] und Wolfram [29, 30, 31] aus metall-organischen Precursorverbindungen abgeschieden. [32]

Siloxane und Sauerstoff dienen als Precursor für die Abscheidung von SiO_2 . Bei dem in dieser Arbeit verwendeten FIB-induzierten CVD-Prozess wird Wolfram mit einem fokussierten 50 keV Ga-Ionenstrahl aus der Precursorsubstanz $\text{W}(\text{CO})_6$ abgeschieden. In Abbildung 2.7 (a, b, c) ist der Prozessablauf schematisch dargestellt.

- (a) Das Precursorgas strömt aus dem Reservoir durch eine Rohrleitung zur Gasdüse, die etwa $300 \mu\text{m}$ über dem Si-Substrat positioniert ist. Der gleichmäßige Precursorgasfluss erzeugt auf der Oberfläche einen lokalen Druck von etwa 10 mbar [18]. Der Druck in der gesamten Arbeitskammer steigt dabei von 10^{-7} mbar auf knapp 10^{-5} mbar. In der Nähe der Gasdüse adsorbieren die Precursorgasmoleküle auf der Probenoberfläche und nach wenigen Millisekunden liegt eine monomolekulare Bedeckung der Substratoberfläche vor. Aus Gründen der besseren Übersicht wurden die adsorbierten Moleküle in der Darstellung regelmäßig angeordnet.
- (b) Im nächste Bild sind die Vorgänge zusammengefasst, die ablaufen, wenn energetische Ionen auf diese Probe treffen. Die Ionen dringen in den Festkörper ein, stoßen mit Si-Atomen und generieren über Stoßkaskaden, die bis an die Ober-

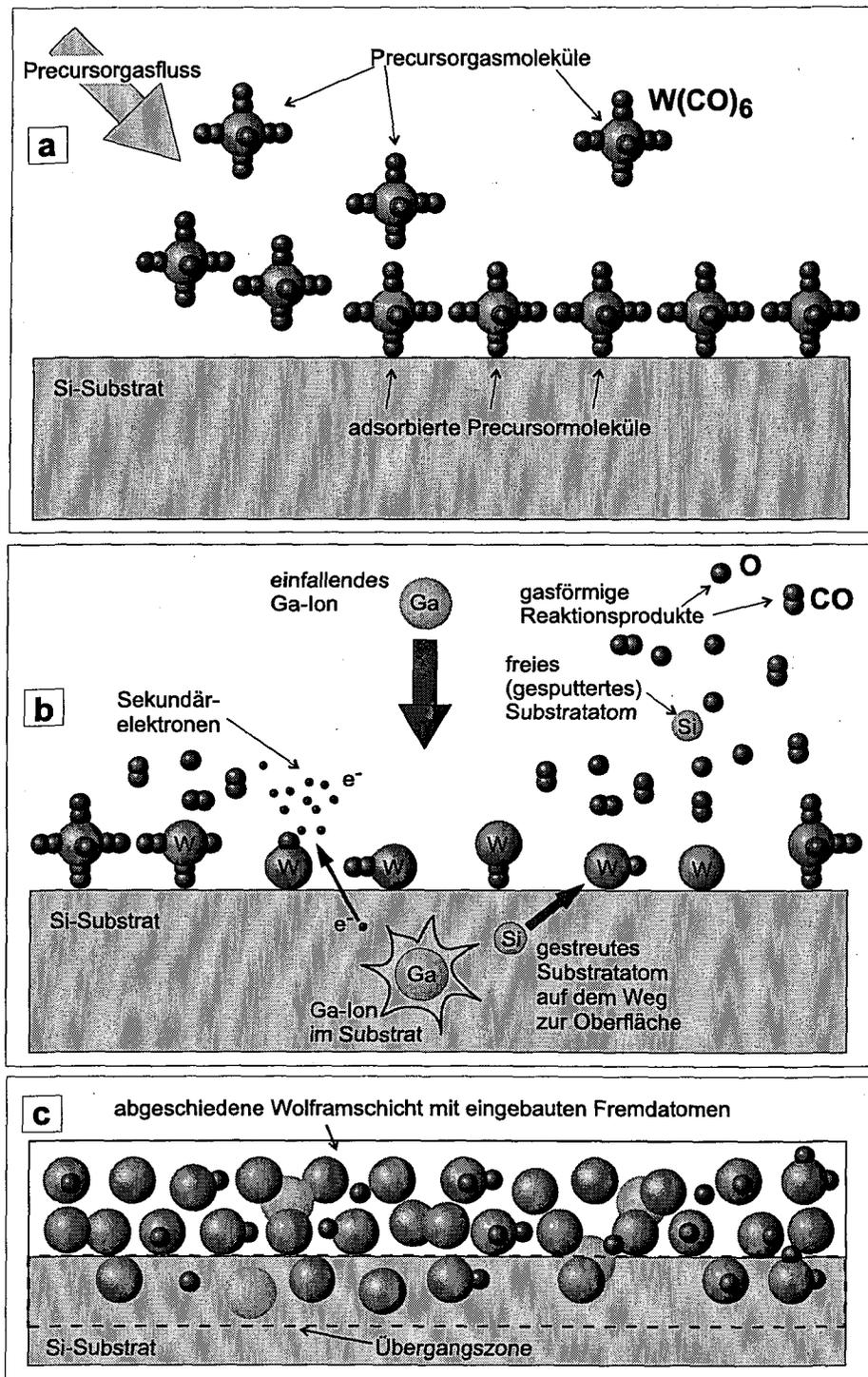


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der FIB-induzierten Wolframabscheidung auf Silizium. (a) Adsorption des Precursorgases (b) FIB-induzierte Abscheidung (c) Wolframschicht mit Übergangszone zum Si-Substrat

fläche reichen, freie Si-Atome und Sekundärelektronen. Diese Sekundärteilchen mit Energien im eV-Bereich treten mit den adsorbierten Precursorgasmolekülen in Wechselwirkung und bewirken die Dissoziation der Moleküle und somit den eigentlichen Depositionsprozess. Die Precursormoleküle werden in flüchtige Reaktionsprodukte wie O und CO und nicht flüchtige Bestandteile wie W und C zerlegt, die auf der Oberfläche zurück bleiben. Dass auch die sekundären Elektronen zur Deposition beitragen ist durch Untersuchungen der Elektronenstrahl-induzierten Abscheidung von Wolfram belegt [33].

- (c) Auf dieser neu gebildeten metallischen Oberflächenschicht werden wieder $W(CO)_6$ -Moleküle adsorbiert, die ihrerseits durch den Ionenstrahl dissoziiert werden. Dieser Prozess führt zu einem stetigen Wachstum der deponierten Schicht. Beim Aufwachsen entsteht zwischen der abgeschiedenen Schicht und dem Substrat auch eine etwa 50 nm dicke Übergangszone (siehe dazu Abschnitt 4.3.2). Diese Schicht besteht bei dem von uns eingesetzten Prozess zu 60% aus Wolfram und zu je 20% aus Kohlenstoff, der aus den Precursormolekülen stammt und 20% Gallium, das beim Prozess in die Schicht eingebaut wird.

2.7 FIB-Prozessparameter

In den vorangegangenen Abschnitten wurde die Wechselwirkung der Ionen aus dem fokussierten Strahl mit dem Probenmaterial behandelt. Im folgenden Abschnitt wird auf jene Prozessparameter eingegangen, die neben der Wahl des Precursors und des Substratmaterials, die Ergebnisse eines FIB-induzierten Prozesses maßgeblich beeinflussen.

Mit Hilfe der elektrostatischen Ablenkelektroden in der FIB-Säule (vergleiche Abbildung 2.6 in Abschnitt 2.3) wird der fokussierte Ionenstrahl über die Probe geführt. Bei unserer Anlage wird der Strahl digital durch einen Rastergenerator gesteuert, das heißt, die Spannung an den Ablenkelektroden wird beim Prozess immer schrittweise verändert. Das Anlegen von kontinuierlichen Spannungsrampen ist mit der zur Verfügung stehenden Ausstattung des FIB-Systems nicht möglich. Auf Grund der schrittweisen Ablenkung springt der Ionenstrahl auf der Probe von einem Auftreffpunkt zum nächsten. Die Auftreffpunkte des Strahls werden Pixel genannt. Die Dauer des Sprunges ist dabei vernachlässigbar gering gegenüber der Verweildauer auf einem Pixel. So folgt ein Pixel auf das nächste und am Ende einer vorher definierten Zeile springt der Strahl in die nächste Zeile. Diese Art der Strahlführung nennt man Rastern. Auf diese Weise kann ein rechteckiges Prozessfeld mit dem Ionenstrahl bearbeitet werden. Die Eigenschaften des Ionenstrahls selbst werden durch den Strahlstrom und das Strahlprofil bestimmt. Der Strahlstrom ist durch die Wahl der strahlbegrenzenden Blende, der Extraktionsspannung und der Spannung

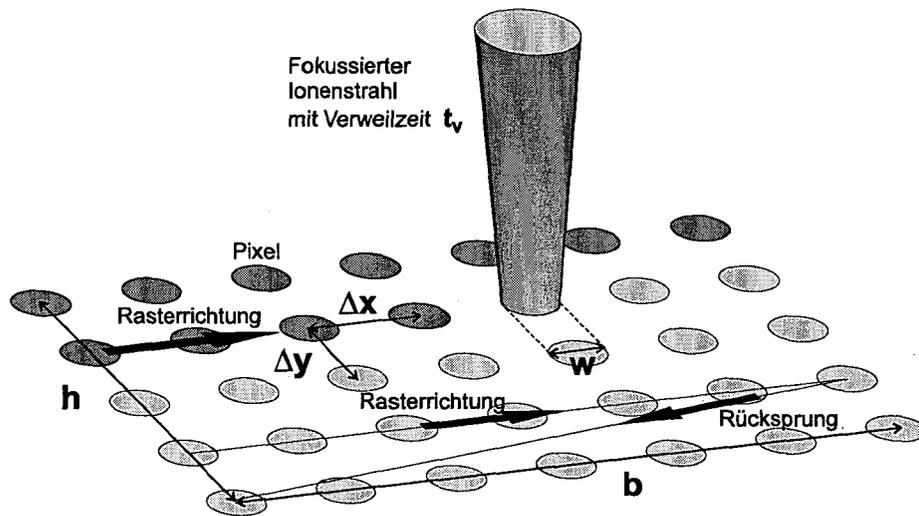


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung eines FIB-Prozessfeldes mit den geometrischen Parametern Höhe h , Breite b , Pixelabstand Δx und Δy , und Fokusgröße w .

an der Linse 1 einstellbar. Je enger der Ionenstrahl durch die Linse 1 kollimiert wird, desto mehr Ionen gelangen durch die strahlbegrenzende Blende. Dies erlaubt die kontrollierte Variation des Strahlstroms um einen Faktor 10, ohne dass die strahlbegrenzende Blende gewechselt werden muss. Das Strahlprofil bestimmt die Größe des Fokus auf der Probenoberfläche und damit die Stromdichte am Auftreffpunkt des Strahls. Ein Maß für die Größe des Fokus ist die Halbwertsbreite der Stromdichteverteilung im Fokusbereich. Der Innere Bereich des Strahlprofils kann meist durch eine Gauß'sche Glockenfunktion beschrieben werden. Bei einigen FIB-Prozessen ist auch die geringe aber nicht vernachlässigbare Stromdichte im Randbereich, die Ausläufer des Strahls, relevant, die nicht mehr durch eine Gaußkurve beschrieben werden kann.

Abbildung 2.8 zeigt ein FIB-Prozessfeld, das durch den in Tabelle 2.1 zusammengefassten Satz von Parametern bestimmt wird. Die Position, die Höhe und die Breite des Prozessfeldes kann über die Software der FIB-Anlage anhand eines zuvor aufgenommenen FIB-SEM-Bildes der Probenoberfläche eingegeben und angepasst werden. Bei Anwendungen, die die Aufnahme eines Bildes nicht zulassen, weil das die Probe schädigen würde, ist man gezwungen, sich an Positionsmarkierungen zu orientieren und dann "blind" zum Prozessbereich zu navigieren.

Die x- und y-Pixelabstände können unabhängig voneinander gewählt werden. Die Verweilzeit t_v kann ebenfalls frei gewählt werden, wobei kürzere Zeiten als $0,1 \mu\text{s}$ nicht möglich sind, weil bei dieser Verweilzeit der Rastergenerator seine obere Grenzfrequenz erreicht. Bei der FIB-induzierten Abscheidung werden die Rasterzeilen im-

unabhängige Parameter	Symbol
Strahlstrom	I
Fokusgröße	w
Ionendosis	D
Prozessfeldgröße: Breite	b
Prozessfeldgröße: Höhe	h
Pixelabstand in x-Richtung	Δx
Pixelabstand in y-Richtung	Δy
Verweilzeit an einem Pixel	t_v
Rücksprungzeit beim Zeilenwechsel	t_{rs}
abgeleitete Parameter	Symbol
Anzahl der Pixels	N_p
Rasterzeit	t_r
Anzahl der Raster	N_r
Gesamtzeit	T

Tabelle 2.1: Parametersatz für ein FIB-Prozessfeld. Die unabhängigen Parameter werden an der Anlage eingestellt. Die abgeleiteten Parameter ergeben sich aus den unabhängigen Parametern.

mer in der gleichen Richtung durchlaufen, deshalb muss der Ionenstrahl am Ende einer Zeile zum Anfang der nächsten Zeile über die gesamte Breite des Prozessfeldes zurück springen (siehe Abbildung 2.8). Die dafür benötigte Zeit ist die Rücksprungzeit t_{rs} , die bei den meisten Prozessen etwa $10 \mu s$ beträgt. Der letzte unabhängige Parameter ist die gesamte Ionendosis D , mit der eine Wolframschicht abgeschieden wird. Die Ionendosis wird in $nC/\mu m^2$ angegeben. Umgerechnet auf die Flächendichte der eingestrahlten Ionen entspricht $1 nC/\mu m^2$ einer Dosis von $6,24 \cdot 10^9$ Ionen/ μm^2 oder $6,24 \cdot 10^{17}$ Ionen/ cm^2 .

In einem Depositionsprozess wird während der Verweilzeit an einem Pixel das adsorbierte Precursorgas verbraucht und in abgeschiedenes Material umgewandelt. Danach rastert der Strahl über das ganze Depositionsfeld, bis er nach einer vollständigen Rasterung wieder zum ursprünglichen Pixel zurückkommt. Die Zeit für eine Rasterung wird Rasterzeit t_r genannt und steht für die Wiederbedeckung der Probenoberfläche mit Precursormolekülen zur Verfügung. Die Rasterzeit kann aus der Anzahl der Pixel

$$N_p = \frac{b \cdot h}{\Delta x \cdot \Delta y}, \quad (2.1)$$

der Anzahl der Zeilen $h/\Delta y$ sowie der Verweil- und Rücksprungzeit zu

$$t_r = \frac{bh}{\Delta x \Delta y} t_v + \frac{h}{\Delta y} t_{rs} \quad (2.2)$$

berechnet werden. Für die Ionendosis D_r , der das Prozessfeld während einer Rasterung ausgesetzt ist, erhält man

$$D_r = \frac{I t_v}{\Delta x \Delta y}. \quad (2.3)$$

Die gesamte Ionendosis des Prozesses wird auf die einzelnen Rasterungen aufgeteilt. Die Anzahl der Rasterungen N_r erhält man aus der gewählten Gesamtdosis D dividiert durch die Dosis D_r eines einzigen Rasters zu

$$N_r = \frac{D \Delta x \Delta y}{I t_v}. \quad (2.4)$$

Die Gesamtzeit T für den Abscheidungsprozess ergibt sich aus N_r und t_r zu

$$T = N_r t_r = \frac{D b h}{I} + \frac{D h \Delta x t_{rs}}{I t_v}. \quad (2.5)$$

Die unabhängigen Parameter in Tabelle 2.1 zeichnen sich dadurch aus, dass sie innerhalb der technischen Grenzen der FIB-Anlage frei und unabhängig voneinander wählbar sind. Die abgeleiteten Parameter sind sowohl von den unabhängigen Parametern als auch voneinander abhängig. Diese Tatsache ist bei der systematischen

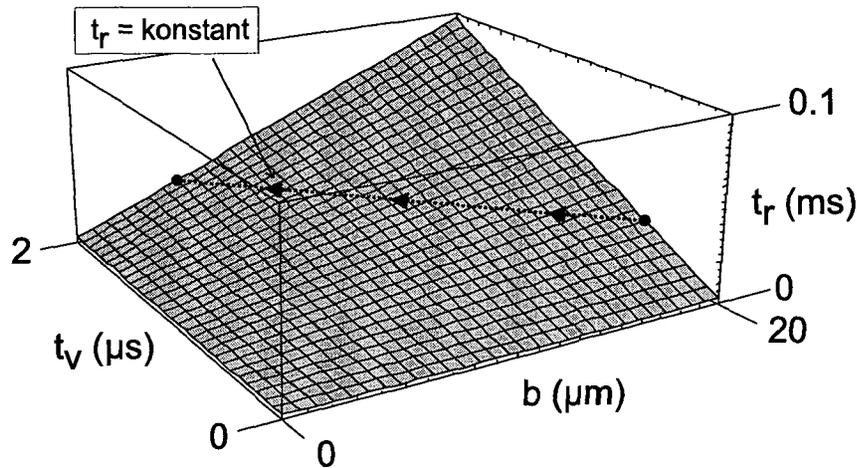


Abbildung 2.9: Rasterzeit t_r als Funktion von Verweilzeit t_v und Prozessfeldbreite b . Bei der systematischen Untersuchung des Abscheidungsprozesses bewegt man sich entlang einer Linie konstanter Rasterzeit.

Untersuchung von FIB-Prozessen von großer Bedeutung. Gleichung 2.2 zeigt beispielsweise, dass es unmöglich ist, beliebig lange Verweilzeiten und sehr kurze Rasterzeiten in einem Prozess zu realisieren. Will man im Rahmen einer Untersuchung die Verweilzeit variieren und dabei die Rasterzeit konstant halten, so muss man die Größe des Prozessfeldes verändern. Diese Situation ist in Abbildung 2.9 durch eine Darstellung der Funktion $t_r(b, t_v)$ dargestellt. Die Rasterzeit wächst mit der Breite des Prozessfeldes und mit der Verweilzeit. Für systematische Untersuchungen des Einflusses der Verweilzeit auf die Qualität der abgeschiedenen Wolframschicht bei konstanter Rasterzeit muss neben der Verweilzeit auch die Breite des Prozessfeldes im richtigen Ausmaß variiert werden. Etwas abstrakter ausgedrückt, muss man sich im Diagramm 2.9 auf der Fläche, die $t_r(b, t_v)$ darstellt, entlang einer Linie konstanter Höhe bewegen. Nur dann ist garantiert, dass wirklich nur der Einfluss der Verweilzeit auf das Prozessergebnis untersucht wird.

In Tabelle 2.2 ist ein Parametersatz zusammengefasst, bei dem die Breite des Prozessfeldes und die Verweildauer variiert wurden. Die Parameter des Ionenstrahls werden durch die Wahl der strahlbegrenzenden Blende, in diesem Fall der $75 \mu\text{m}$ -Blende, bestimmt. Die Parameter für das $8 \times 8 \mu\text{m}^2$ große Prozessfeld (erste Spalte) sind jene, die meist für die Prozessierung der elektrischen Teststrukturen (siehe Abschnitte 3.2 und 3.3) verwendet wurden. Betrachtet man die zweite und die dritte Spalte, sieht man, dass die Breite und die Verweildauer so gewählt wurden, dass beim Prozess die gleiche Rasterzeit erreicht wird. Die beiden Parametersätze entsprechen dem Anfangspunkt und dem Endpunkt der Linie konstanter Rasterzeit in Abbildung 2.9. Wenn man die Verweilzeit von $0,5 \mu\text{s}$ auf $2,0 \mu\text{s}$ erhöht, muss man die Breite des Prozessfeldes von $20 \mu\text{m}$ auf $5 \mu\text{m}$ reduzieren, um die gleiche Rasterzeit von $23,6 \text{ms}$

2.7. FIB-PROZESSPARAMETER

unabhängige Parameter			
I	210 pA		
w	100 nm		
D	1 nC/ μm^2		
b	8 μm	20 μm	5 μm
h	8 μm		
Δx	60 nm		
Δy	60 nm		
t_v	0,7 μs	0,5 μs	2,0 μs
t_{rs}	10 μs		
abgeleitete Parameter			
N_p	17,8 $\cdot 10^3$	44,4 $\cdot 10^3$	11,1 $\cdot 10^3$
t_r	13,8 ms	23,6 ms	23,6 ms
N_r	24,6 $\cdot 10^3$	34,5 $\cdot 10^3$	8,6 $\cdot 10^3$
T	5,7 min	13,5 min	3,4 min

Tabelle 2.2: Wahl der Prozessparameter. Die Variation der Prozessfeldbreite b und der Verweilzeit t_v verändert die abgeleiteten Parameter.

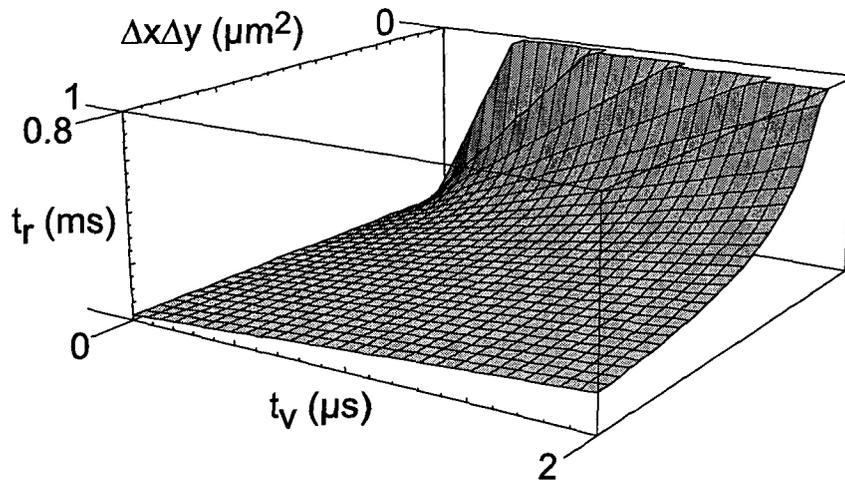


Abbildung 2.10: Abhängige Prozessparameter. Dreidimensionale Darstellung der Funktion $t_r(\Delta x \cdot \Delta y, t_v)$. Bei kleine Pixelflächen $\Delta x \cdot \Delta y$ steigt die Rasterzeit stark an.

zu erreichen. Die Änderung der anderen Parameter hat keinen direkten Einfluss auf den Abscheidungsprozess. Zu beachten ist jedoch, dass die Variation der Gesamtprozessdauer nicht zu stark sein darf, weil bei sehr langen Prozesszeiten im Bereich mehrerer Stunden die FIB-Strahlparameter und die Qualität des Vakuums in der Arbeitskammer schwanken können.

Die Abhängigkeiten der einzelnen Parameter können sehr stark sein. In Abbildung 2.10 ist t_r als Funktion der Pixelfläche $\Delta x \Delta y$ und der Verweilzeit t_v dargestellt. Die Anzahl der Pixel und damit die Rasterzeit steigt stark an, wenn die Pixelflächen kleiner werden.

Bei der Messung der elektrischen Eigenschaften der abgeschiedenen Wolframschichten war die Größe der Prozessfelder durch die Geometrie der mikroskopischen Teststrukturen vorgegeben. Es war daher nicht möglich die Dimensionen der Prozessfelder auf die eben beschriebene Art an veränderte Prozessparameter anzupassen. Daher wurde der Strahlstrom durch Variation der Spannung an der Linse 1 (vergleiche Abbildung 2.6) verändert. Die Gleichungen 2.1 bis 2.5 zeigen, dass eine Variation des Strahlstroms I keinen Einfluss auf die Rasterzeit t_r hat.

2.8 FIB-Querschnitte

Liegen die für die Untersuchungen interessanten Bereiche einer mikroskopischen Struktur unterhalb der Probenoberfläche, dann ist es notwendig, an einer bestimm-

ten Stelle Material abzutragen und tiefer liegende Bereiche einer Beobachtung zugänglich zu machen. In den Abschnitten 2.4 und 2.5 wurde beschrieben, wie der rasternde fokussierte Ionenstrahl zur Bilderzeugung und zum Materialabtrag durch Sputtern genutzt wird. Im Folgenden wird ein analytisches Verfahren vorgestellt, bei dem beide Anwendungen zum Einsatz kommen – der FIB-Querschnitt. [34, 35, 36]

An der Stelle auf der Probe, die untersucht werden soll, wird ein rechteckiges Prozessfeld definiert. Für die Verweilzeit des Ionenstrahls an jedem Pixel wird eine so lange Zeit gewählt, dass die gesamte Ionendosis des Prozesses bei nur einer Rasterung auf die Probe gebracht wird. Dadurch werden beim Durchlaufen der Zeilen gesputterte Atome aus der Probe vorwiegend im Bereich der vorangegangenen Zeilen redeponiert. Dies führt zu einem keilförmigen Materialabtrag, wie er in Abbildung 2.11 (a) dargestellt ist. Es entsteht eine nahezu senkrechte Flanke an der die zu untersuchenden Strukturen offen liegen. Die Oberfläche dieser Flanke wird erst freigelegt, wenn der Ionenstrahl die letzte Zeile des Rasters durchläuft. Dadurch wird die störende Redeposition auf dieser Fläche minimiert. Im nächsten Schritt wird der Probenstisch gekippt und der freigelegte Bereich im Abbildungsmodus der FIB-Anlage untersucht (b).

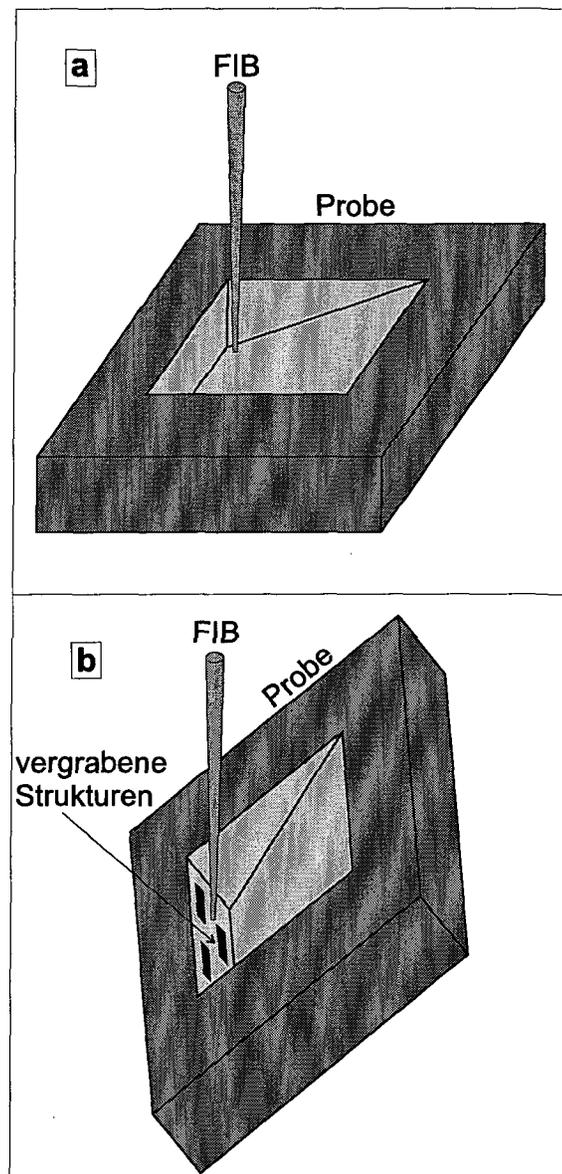


Abbildung 2.11: FIB-Querschnitt. (a) Durch das einmalige Durchlaufen des Prozessfeldes entsteht eine keilförmige Vertiefung in der Probenoberfläche. Die vergrabenen Strukturen werden an der senkrechten Flanke freigelegt. (b) Nach dem Kippen der Probe werden die Strukturen im bildgebenden Modus betrachtet.

3 Elektrische Charakterisierung

3.1 Messprinzip

Im Hinblick auf die Leistungsfähigkeit einer Metallisierung ist der spezifische ohmsche Widerstand ρ eine der wichtigsten Größen. [37] Prinzipiell legt man zur Messung des Widerstandes an ein Stück des zu untersuchenden Materials eine bekannte Spannung U an und misst den resultierenden Strom I . Daraus wird nach dem ohmschen Gesetz der elektrische Widerstand $R = U/I$ bestimmt. Kennt man die Geometrie der Probe, lässt sich damit der spezifische Widerstand berechnen. Oft ist es anschaulicher, den Kehrwert des spezifischen Widerstandes, die spezifische Leitfähigkeit $\kappa = 1/\rho$ ($\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$), zu betrachten. Analog dazu definieren wir auch den elektrischen Leitwert $G = 1/R$ (Ω^{-1}) als Kehrwert des elektrischen Widerstandes.

Die nun folgenden Überlegungen beziehen sich auf die Untersuchung von Materialien mit guter Leitfähigkeit. Wir legen die Annahme einer idealen Spannungsmessung zu Grunde, das heißt, die Spannungsmessung erfolgt ohne Stromfluss durch das Messgerät, was gleich bedeutend mit einem unendlich hohen Innenwiderstand des Voltmeters ist. Das Messgerät muss auch empfindlich genug sein, da bei guten elektrischen Leitern der zu messende Spannungsabfall gering ist. Die Anforderung an das Strommessgerät ist weniger streng, da bei leitfähigen Materialien meistens ein ausreichend hoher Stromfluss erreicht werden kann.

Die einfachste Methode zur Bestimmung des Widerstandes ist die Zweipunktmessung. Dabei wird die Probe an zwei Punkten kontaktiert und ein Strom eingepreßt. Der Spannungsabfall an der Probe wird unter Verwendung jener Kontakte gemessen, die auch zur Einprägung des Stromes dienen. Abbildung 3.1 zeigt ein Ersatzschaltbild der Messanordnung. R_X ist der zu bestimmende Widerstand. R_1 und R_2 sind die meist unbekanntesten Kontaktwiderstände zwischen dem Messgerät und der Probe. Sie setzen sich aus den Widerständen der Zuleitungen und zum größten Teil aus den Widerständen der eigentlichen Probenkontakte zusammen, die verlötet, ultraschallverschweißt oder durch Messspitzen kontaktiert sein können.

In unserem Fall werden Messspitzen aus Wolfram für die temporäre elektrische Kon-

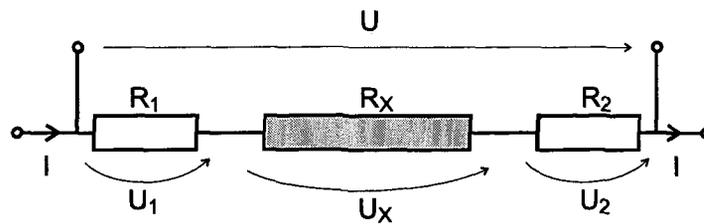


Abbildung 3.1: Ersatzschaltbild für eine Zweipunktmessung. Gemessen wird die Summe der Spannungsabfälle an den Widerständen R_1 , R_X und R_2 .

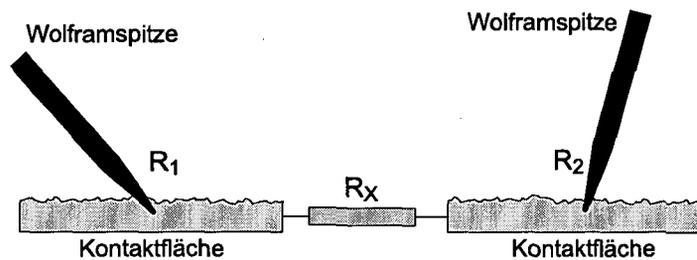


Abbildung 3.2: Kontaktierung der Metallkontaktflächen mit Messspitzen. Die Oberflächenrauigkeit der Kontaktflächen ist übertrieben dargestellt. Die Probe wird durch den Widerstand R_X repräsentiert.

taktierung während der Messung verwendet. Die Spitzen sind 32 mm lang, konisch mit einem Öffnungswinkel von 12° und einem Spitzenradius von $12 \mu\text{m}$. Bei der Messung werden sie mit feinmechanischen Mikromanipulatoren unter einem Auflichtmikroskop an die dafür vorgesehenen Kontaktflächen herangeführt und auf den Flächen abgesetzt. In unserem Messaufbau stehen sechs unabhängige Messarme mit elektrischer Abschirmung zur Verfügung. Die Probe wird auf einen stabilen Probentisch gelegt, der eine genaue Positionierung erlaubt. Die gesamte Messanordnung, die auch als Spitzenmessplatz bezeichnet wird, ist in einer lichtdicht verschließbaren Box untergebracht. In Abbildung 3.2 ist die Messanordnung im Bereich der Probe dargestellt. Beim Auflegen der Messspitzen ist nicht genau vorhersehbar wie tief die Spitzen in das Metall eindringen. Bei wiederholten Messungen an einem Kontaktfeld kann die Oberfläche zerkratzt sein. Durch einen nach der ersten Messung erfolgten Prozessschritt, wie etwa einer thermischen Behandlung, kann die Rauigkeit der Kontaktfläche erhöht sein oder es kann sich eine dünne Oxidschicht gebildet haben. Auf Grund dieser Effekte ist dieser Kontaktwiderstand schwer abschätzbar und nicht ausreichend gut reproduzierbar.

Der gemessene Widerstand bei einer Zweipunktmessung ergibt sich aus der Summe der Spannungsabfälle an den zwei Kontaktwiderständen R_1 und R_2 und dem zu

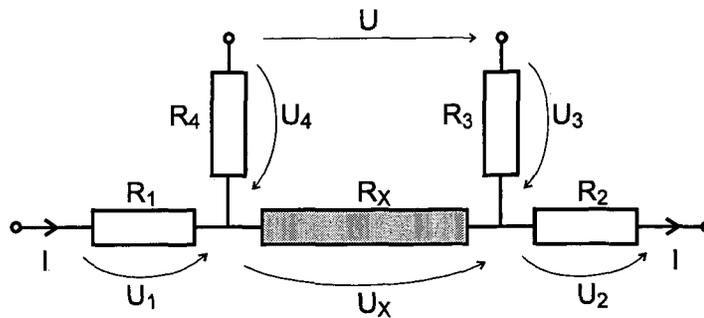


Abbildung 3.3: Ersatzschaltbild für eine Vierpunktmessung. Die Spannungsabfälle U_2 und U_3 sind 0, da die Spannungsmessung stromlos erfolgt. Gemessen wird der Spannungsabfall an R_X .

messenden Widerstand R_X und dem Strom I als

$$R = \frac{U}{I} = \frac{U_1 + U_X + U_2}{I} = R_1 + R_X + R_2. \quad (3.1)$$

Er ist um $R_1 + R_2$ höher als der gesuchte Widerstand R_X . Wenn nun R_X in der Größenordnung der Kontaktwiderstände liegt oder sogar kleiner ist, wird die Messung unbrauchbar. Die Zweipunktmessung ist daher nur zulässig, wenn die Kontaktwiderstände gegenüber dem zu messenden Widerstand vernachlässigbar klein sind.

Eine Möglichkeit, die störenden Einflüsse der Kontakte auszuschalten ist die Vierpunktmessung. Dabei werden die Strom- und die Spannungsmessung an getrennten Anschlüssen durchgeführt. In Abbildung 3.3 ist ein Ersatzschaltbild dieser Messanordnung zu sehen. Der Strom wird der Probe über den Kontaktwiderstand R_1 zugeführt und über den Kontaktwiderstand R_2 abgeführt. Die Kontakte für die Spannungsmessung liegen innerhalb der Stromkontakte. Auch die Spannungskontakte haben endliche Widerstände (R_3 und R_4). Da jedoch die Spannungsmessung gemäß unserer Annahme stromlos erfolgt, fallen an diesen Widerständen keine Spannungen ab (d.h. $U_3 = 0$ und $U_4 = 0$) und der gemessene Spannungswert U entspricht der Spannung U_X , die an der Probe abfällt. Der gemessene Widerstand ist dann

$$R = \frac{U}{I} = \frac{U_X}{I} = R_X. \quad (3.2)$$

In den nächsten Abschnitten werden zwei Methoden vorgestellt bei denen eine Vierpunkt-Verfahren zum Einsatz kommt. Zur Charakterisierung FIB-prozessierter Metallschichten wurden dafür mikroskopische Teststrukturen entwickelt, die mit feinen Messspitzen kontaktiert werden können.

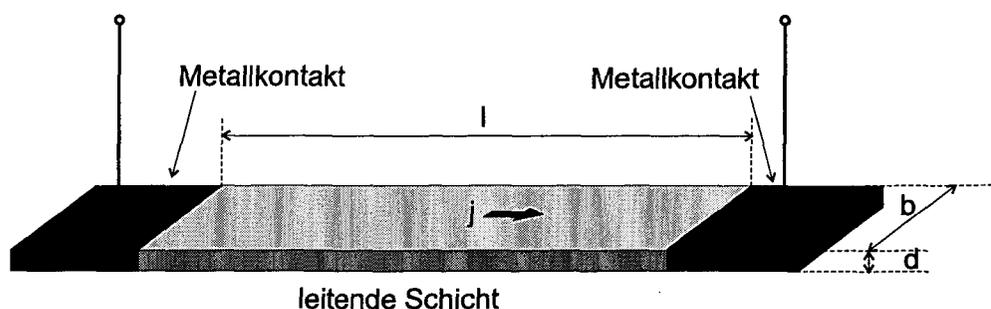


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung eines planaren Widerstandes. Eine leitende Schicht, die von einem parallelen Strom durchflossen wird.

3.2 Messung des spezifischen Widerstandes

3.2.1 Schichtwiderstand

Bisher haben wir die Probe abstrakt behandelt und mit dem Widerstand R_X identifiziert. Die Proben, die in dieser Arbeit untersucht werden, sind dünne metallische Schichten der Länge l , der Breite b und der Dicke d und einem spezifischen Widerstand ρ . Abbildung 3.4 zeigt eine solche Schicht mit metallischen Anschlüssen an beiden Stirnseiten. Wird die Schicht von einem Strom parallel zur Längsseite und mit konstanter Stromdichte j durchflossen, ergibt sich der elektrische Widerstand zu

$$R = \rho \frac{l}{bd}. \quad (3.3)$$

Aus einer Messung des Widerstandes R kann mit Hilfe dieser Gleichung der spezifische Widerstand als

$$\rho = R \frac{bd}{l}. \quad (3.4)$$

berechnet werden. Diese Beziehung ist nur anwendbar, wenn die Dicke der Schicht bekannt ist. Weiters muss der spezifische Widerstand lateral und vertikal homogen sein. Bei mikroelektronischen Leiterbahnen sind l und b aus dem Schaltungsentwurf (engl.: Layout) bekannt, während die Schichtdicke meist nicht genau bekannt ist. Im Allgemeinen ist der spezifische Widerstand $\rho(z)$ eine Funktion der "Tiefe" z . Im Übergangsbereich von der leitenden Schicht zum isolierenden Substrat steigt $\rho(z)$ stark an. Wie weit ausgedehnt dieser Übergangsbereich ist, hängt vom Herstellungsprozess der Schichten ab. Bei der in dieser Arbeit beschriebenen FIB-Deposition von Wolfram auf dem durch thermische Oxidation erzeugten SiO_2 hat die Übergangszone eine Dicke von etwa 50 nm. In diesem Bereich steigt der spezifische Widerstand von $2,5 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}$, dem Wert für die Wolframschicht, auf über $10^{14} \Omega\text{cm}$, dem Wert für SiO_2 an. In diesem Fall kann die Dicke der Schicht nicht eindeutig angegeben

3.2. MESSUNG DES SPEZIFISCHEN WIDERSTANDES

werden. Da ρ und d einer Untersuchung, die sich auf das laterale Schaltungslayout und elektrische Messungen stützt, nicht zugänglich sind, kann man Gleichung 3.3 umformen und diese beiden Größen zu einer Größe zusammenfassen – dem Schichtwiderstand R_S – für den

$$R = \frac{\rho l}{d b} = R_S \frac{l}{b} \quad (3.5)$$

und daher

$$R_S = \frac{\rho}{d} \quad (3.6)$$

gilt. Der Schichtwiderstand R_S kann durch eine elektrische Messung von R bestimmt werden. Aus Gleichung 3.5 ist ersichtlich, dass R_S dem Widerstand einer quadratischen Probe mit $l = b$ entspricht. Der Schichtwiderstand wird in der Mikroelektronik benutzt, um für ein gegebenes Schaltungslayout den Widerstand von Leiter- und Widerstandsbahnen zu berechnen.

Eine genaue Bestimmung von R_S ist aber davon abhängig, dass der Strom homogen über die gesamte Breite eingepreßt wird und der Anteil des Kontaktes am Gesamtwiderstand vernachlässigbar klein ist.

3.2.2 Van-der-Pauw-Methode

Die Methode nach van der Pauw [38] erlaubt die Messung des spezifischen Widerstandes von beliebig berandeten leitenden Schichten auf einem nichtleitenden Substrat. Die theoretische Grundlage dieser Messmethode ist die Tatsache, dass der am Schichtumfang gemessene Widerstand gegenüber einer konformen Abbildung invariant ist und sich eine beliebig umrandete Schicht in eine Halbebene abbilden lässt [39]. Es handelt sich dabei um ein Vierpunkt-Messverfahren, das sich für Teststrukturen eignet, die folgende Bedingungen erfüllen:

- Die elektrischen Kontakte befinden sich am Rand der Schicht.
- Die Kontakte sind klein im Vergleich zur lateralen Ausdehnung der Schicht.
- Die Schicht ist gleichmäßig dick.
- Die Schicht ist einfach zusammenhängend, das heißt, sie hat keine Löcher.
- Die Schichtzusammensetzung muss lateral homogen sein.

Die Umrandung der Schicht darf dabei unregelmäßig sein. In Abbildung 3.5 ist der schematische Aufbau einer Teststruktur für eine van-der-Pauw-Messung zu sehen. Von den vier Kontakten werden zwei benachbarte zur Einprägung des Stroms, die zwei anderen zur Messung der Spannung verwendet. Die Messung erfolgt in zwei Schritten. Zunächst werden die Anschlüsse (1) und (2) als Stromkontakte und (3)

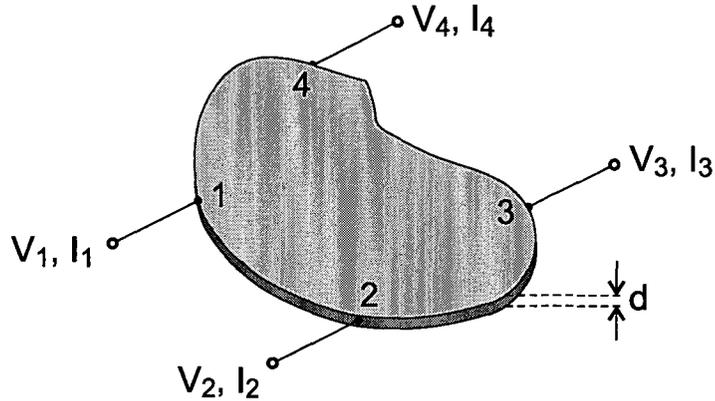


Abbildung 3.5: Grundstruktur für die van-der-Pauw-Messung. Eine unregelmäßig begrenzte, planparallele, leitende Schicht der Dicke d mit vier Kontakten.

$R_1 = (V_4 - V_3)/I_1$	Stromzuführung an (1)(2) und Spannungsmessung an (3)(4)
$R_2 = (V_2 - V_1)/I_3$	Stromzuführung an (3)(4) und Spannungsmessung an (1)(2)

Tabelle 3.1: Widerstandswerte bei der van-der-Pauw-Messung.

und (4) als Spannungskontakte benützt. Danach werden die Strom- und Spannungskontakte vertauscht und wieder Strom und Spannung gemessen. Daraus werden zwei Widerstände berechnet, die gemäß Tabelle 3.1 definiert sind.

Nach der Theorie der konformen Abbildungen gilt für die Widerstände R_1 und R_2 , den spezifischen Widerstand ρ und die Schichtdicke d folgende Gleichung [39]

$$\exp\left(-\pi \frac{d}{\rho} R_1\right) + \exp\left(-\pi \frac{d}{\rho} R_2\right) = 1. \quad (3.7)$$

Bei unregelmäßiger Geometrie der Teststruktur sind die beiden Widerstände nicht gleich, die allgemeine Lösung lautet in diesem Fall

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \frac{R_1 + R_2}{2} K. \quad (3.8)$$

Dabei ist K ein Korrekturfaktor, der sich aus der Lösung der Gleichung

$$\frac{1}{2} \exp\left(\frac{\ln 2}{K}\right) = \cosh\left[\frac{(R_1/R_2) - 1}{(R_1/R_2) + 1} \cdot \frac{\ln 2}{K}\right] \quad (3.9)$$

3.2. MESSUNG DES SPEZIFISCHEN WIDERSTANDES

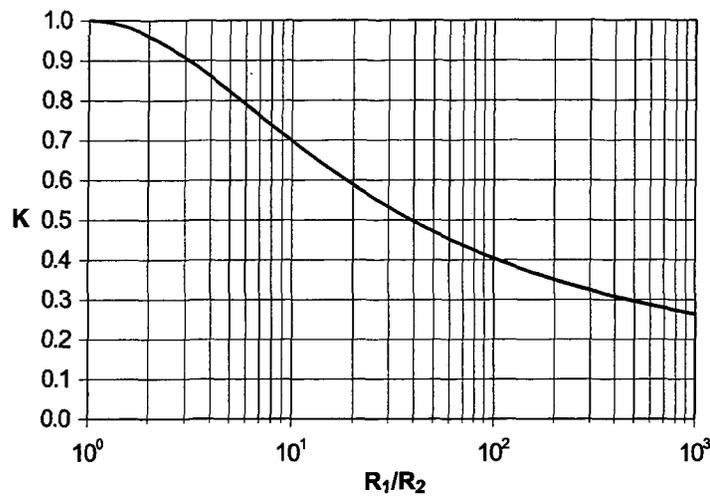


Abbildung 3.6: Van-der-Pauw-Messung: Abhängigkeit des Korrekturfaktors K vom Widerstandsverhältnis R_1/R_2 .

ergibt. K ist ein Maß für die Asymmetrie der Messanordnung. Da eine analytische Lösung dieser Gleichung für K nicht existiert, zeigt Abbildung 3.6 die numerische Auswertung von K als Funktion des Verhältnisses R_1/R_2 . Es ist zu erkennen, dass bei einem Widerstandsverhältnis von $R_1/R_2 = 1$ der Faktor den Wert 1 annimmt. Bei einem Verhältnis von $R_1/R_2 = 6$ beträgt er 0,8. Die Abhängigkeit ist also relativ schwach. Bei annähernd symmetrischen Teststrukturen werden die beiden Widerstände daher sehr ähnlich und der Korrekturfaktor kann dann mit 1 angenommen werden.

Ein Spezialfall liegt vor, wenn die Anschlüsse in Bezug auf die Vertauschung symmetrisch angeordnet werden. Dann gilt für die Widerstände $R_1 = R_2 = R$. Für ρ erhält man als Lösung von Gleichung 3.7

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} R. \quad (3.10)$$

Trotzdem sollten auch bei symmetrischen Teststrukturen beide Widerstände gemessen werden, da ein deutlicher Unterschied auf verborgene Asymmetrien der Messanordnung hinweist. Dabei kann es sich beispielsweise um laterale Inhomogenitäten in der Schichtzusammensetzung handeln. Hingegen ist die vertikale Homogenität der Schicht keine notwendige Bedingung für die Anwendbarkeit der van-der-Pauw-Methode. Wenn die Dicke der Schicht bekannt ist, entspricht der gemessene Wert für ρ dem über die Schichtdicke gemittelten Wert des spezifischen Widerstandes. Ist die Dicke unbekannt, oder der Übergang von der leitenden Schicht zum isolierenden Substrat nicht klar definiert, kann mit Hilfe von Gleichung 3.6 aus Gleichung 3.8

3.2. MESSUNG DES SPEZIFISCHEN WIDERSTANDES

auch der Schichtwiderstand

$$R_S = \frac{\rho}{d} = \frac{\pi}{\ln 2} \frac{R_1 + R_2}{2} K. \quad (3.11)$$

ermittelt werden.

Bei der durch einen fokussierten Ionenstrahl induzierten Deposition ist eine etwa 50 nm dicke Übergangszone zwischen der abgeschiedenen Metallschicht und dem isolierenden Substrat vorhanden, was eine genaue Dickenangabe unmöglich macht.

Weiters sind bei realen Teststrukturen die elektrischen Kontakte nicht punktförmig. Die Folgen der Abweichung von idealen Punktkontakten lassen sich aber abschätzen. [39] Dabei zeigt sich, dass die geometrischen Anforderungen an die Kontakte nicht besonders streng sind. So führen Kontakte, deren Abmessungen 10% der lateralen Ausdehnung der Schicht betragen zu einem systematischen Fehler von nur 1% in der Bestimmung von ρ . Bei Kontakten, die 20% der Schichtausdehnung haben beträgt der Fehler 5%. Die van-der-Pauw-Methode ist daher für mikroskopische Teststrukturen geeignet, bei denen den minimalen Strukturgrößen technologische Grenzen gesetzt sind.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden mittels eines fokussierten Ionenstrahls abgeschiedene Wolframschichten untersucht. Die Ionenstrahlgestützte Metallisierung soll für die Kontaktierung und Verdrahtung mikroelektronischer Schaltungen verwendet werden. Deshalb ist es wichtig, dass die Wolfram-Teststrukturen mit den gleichen FIB-Parametern erzeugt werden, mit denen später die funktionellen Strukturen hergestellt werden. Wie in Abschnitt 2.7 dargelegt wurde, kann mit einem bestimmten Parametersatz die Größe der prozessierten Wolframstrukturen nicht beliebig variiert werden, ohne die Abscheidungsbedingungen zu verändern. Wählt man zum Beispiel eine bestimmte strahlbegrenzende Blende für die Abscheidung einer quadratischen Wolframstruktur, so hängt die Rasterzeit und daher auch die Gesamtprozessdauer stark von der Fläche der Schicht ab. Abgesehen davon, dass sehr lange Prozessdauern an sich nicht wünschenswert sind, können sie auch das Wachstum der Schicht unkontrollierbar beeinflussen, weil während eines langen Prozesses die Qualität der Schicht durch das Restgas in der Arbeitskammer und zeitlich schwankende Prozessparameter wie Strahlstrom und Precursorgasfluss beeinträchtigt werden kann. Daher ist es notwendig, die Teststrukturen in für die spätere Anwendung typischen Größen zu prozessieren.

Für unsere van-der-Pauw-Messungen haben wir mikroskopische Teststrukturen entwickelt, die bei der elektrischen Messung mit Messspitzen kontaktiert werden können (vergleiche Abbildung 3.2). Dazu wurde eine Kombination von lithographischen und FIB-gestützten Herstellungsverfahren gewählt. Die mikroskopischen van-der-Pauw-Teststrukturen bestehen aus $8 \times 8 \mu\text{m}^2$ großen Wolframschichten, die an den Ecken durch $1 \mu\text{m}$ breite und etwa $10 \mu\text{m}$ lange ebenfalls FIB-prozessierte Anschlüsse

3.2. MESSUNG DES SPEZIFISCHEN WIDERSTANDES

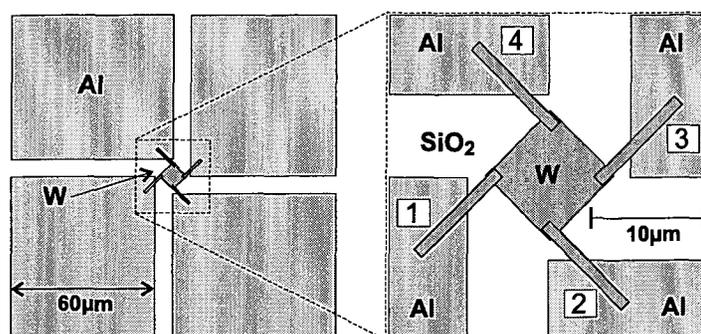


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung einer van-der-Pauw-Teststruktur zur Ermittlung des Schichtwiderstandes von FIB-abgeschiedenen Wolframschichten.

aus Wolfram kontaktiert wurden. Diese Kontakte liegen auf der van-der-Pauw-Testschicht aus FIB-Wolfram und den vier $60 \times 60 \mu\text{m}^2$ großen Aluminiumkontaktfeldern, die lithographisch erzeugt wurden. Eine schematische Darstellung der Teststruktur ist in Abbildung 3.7 zu sehen.

In Abbildung 3.8 (a)–(f) ist der Prozessablauf für die Herstellung der van-der-Pauw-Strukturen dargestellt.

- (a) Als Substrat diente ein (100)-Siliziumwafer.
- (b) Auf der Oberfläche des Wafers wurde eine $1,6 \mu\text{m}$ dicke, thermisch oxidierte SiO_2 -Schicht erzeugt.
- (c) Für die Herstellung der Aluminiumkontaktflächen wurde zunächst die Strukturen auf einen Negativ-Photolack übertragen. Im darauf folgenden Sputterprozess wurde eine ganzflächige Aluminiumschicht aufgebracht.
- (d) Im nächsten Prozessschritt wurde der Negativ-Photolack mit Aceton von der Probe gelöst. Dabei wurden auch jene Bereiche der Aluminiumschicht entfernt, die auf dem Lack lagen. Das Aluminium, das direkt auf der SiO_2 -Schicht lag, wurde nicht angegriffen. Zurück blieb die strukturierte, etwa 200 nm dicke Aluminiumschicht. Diese auf einem Abheben des Photolacks basierende Metallstrukturierung bezeichnet man als subtraktives Verfahren oder Liftoff-Prozess.
- (e) Nach dieser lithographischen Kontaktflächenstrukturierung wurden die Waferstücke mit dem strukturierten Aluminium in die FIB-Arbeitskammer eingeschleust. In einem FIB-induzierten Depositionsprozess wurden die quadratischen Wolframschichten jeweils zwischen vier Kontaktflächen deponiert (vergleiche Abbildung 3.7). Dabei wurden von Struktur zu Struktur die FIB-

3.2. MESSUNG DES SPEZIFISCHEN WIDERSTANDES

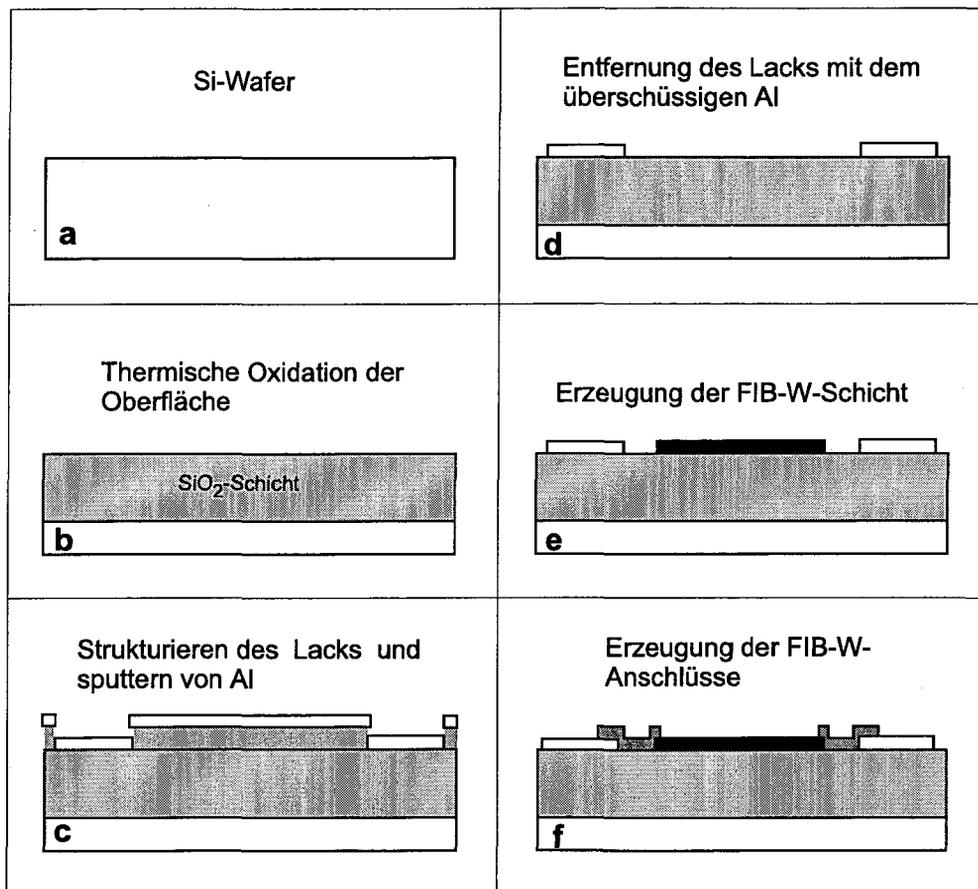


Abbildung 3.8: Prozessablauf von (a) bis (f) bei der Herstellung der van-der-Pauw-Strukturen.

3.2. MESSUNG DES SPEZIFISCHEN WIDERSTANDES

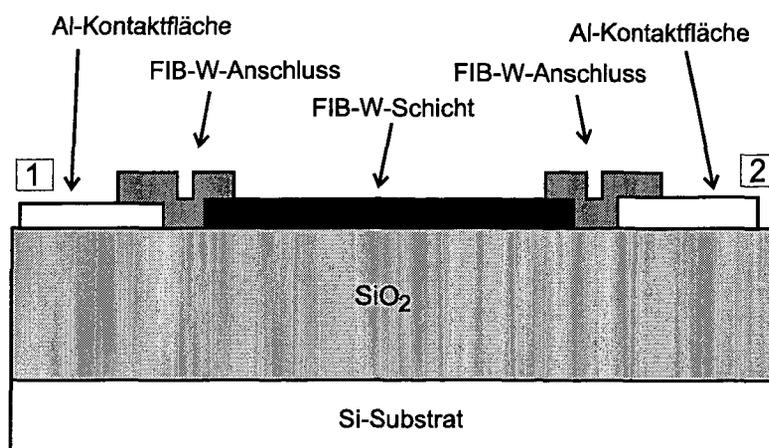


Abbildung 3.9: Schichtaufbau der van-der-Pauw-Struktur zur Vermessung des Schichtwiderstandes der FIB-Wolframstrukturen.

Abscheideparameter variiert, um bei der elektrischen Messung deren Einfluss auf den spezifischen Widerstand quantifizieren zu können.

- (f) Im letzten Prozessschritt wurden die Wolframstrukturen über $1\ \mu\text{m}$ breite FIB-deponierte Wolframlinien elektrisch an die Aluminiumkontaktflächen angeschlossen.

In Abbildung 3.9 ist der Schichtaufbau der fertig prozessierten van-der-Pauw-Struktur schematisch dargestellt. Die FIB-Wolfram-Anschlüsse haben mit den Aluminiumflächen einen großen Überlappungsbereich. Dadurch wurde der Übergangswiderstand von Anschlüssen zu den Aluminiumschichten minimiert. Dagegen wurden die FIB-Wolframstrukturen nahe an ihrem Rand mit den Wolframlinien kontaktiert, um die Bedingung (siehe Seite 31) für die van-der-Pauw-Messung zu erfüllen. Vergleichen wir die Darstellung des lateralen Layouts der Teststruktur in Abbildung 3.7 mit der schematische Darstellung der Schichten in Abbildung 3.9, so zeigt diese Abbildung einen Schnitt durch die Teststruktur entlang einer gedachten Verbindungslinie von Kontaktfläche (1) zu Kontaktfläche (2). Bei der Messung wird über diese Anschlüsse entweder der Strom eingepreßt oder der Spannungsabfall gemessen.

Abbildung 3.10 zeigt eine FIB-SEM-Aufnahme einer Teststruktur. Die hellgraue Struktur in der Mitte ist die zu vermessende Wolframschicht mit ihren vier Anschlüssen an die Aluminium-Kontaktflächen.

Zur Kontrolle des Herstellungsprozesses und zur genauen Bestimmung der Schichtdicke wurden nach der elektrischen Messung FIB-Querschnitte angefertigt. Wie in Abbildung 3.11 gezeigt, wird dadurch der Schichtaufbau der Teststruktur sichtbar. Auch die vier Wolfram-Anschlussstrukturen an den Ecken der Wolframschicht sind

3.2. MESSUNG DES SPEZIFISCHEN WIDERSTANDES

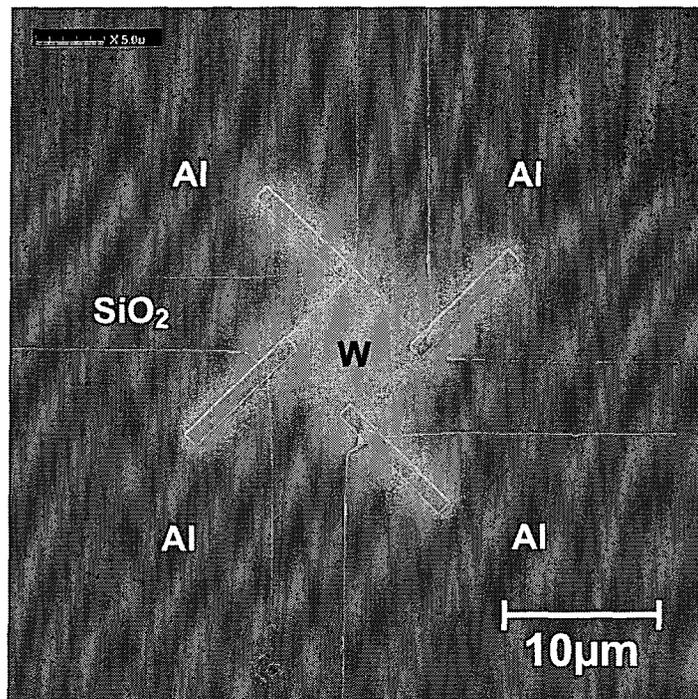


Abbildung 3.10: FIB-SEM-Aufnahme der van-der-Pauw-Teststruktur.

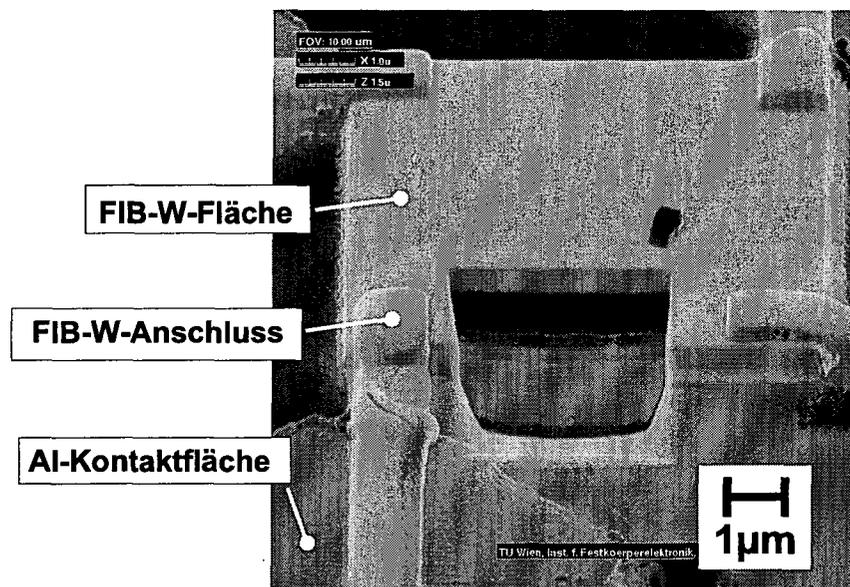


Abbildung 3.11: FIB-SEM-Aufnahme einer angeschnittenen van-der-Pauw-Teststruktur. Im FIB-Querschnitt ist von oben nach unten die hellgraue Wolframschicht, die schwarze SiO_2 -Oberflächenschicht und darunter das hellere Siliziumsubstrat zu erkennen.

zu erkennen. Der Bildausschnitt in Abbildung 3.11 ist gegenüber den vorhergehenden Darstellungen um 45° gedreht, da der FIB-Schnitt parallel zu einer Seite der Wolframschicht gemacht wurde.

Für die elektrischen Messungen wurden typische Ströme von 0,5 mA eingeprägt. Dafür mussten an den Stromanschlüssen Spannungen von 10 mV bis 2 V angelegt werden. Dieser große Spannungsbereich wurde durch starke Schwankungen der Widerstände der Stromkontakte verursacht. Bei einer mit einer Dosis von $1 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$ abgeschiedenen und 250 nm dicken Schicht wurde an den gegenüber liegenden Spannungsanschlüssen ein Spannungsabfall von 1 mV gemessen. Das ergab für den ersten Widerstand der van-der-Pauw-Messung $R_1 = 2 \Omega$. Der nach der Vertauschung der Anschlüsse gemessene Widerstand R_2 unterschied sich von R_1 nur um einige Prozent. Nach der Auswertung von Gleichung 3.11 mit diesen Werten erhält man einen Schichtwiderstand von $R_S = 8,8 \Omega$. Bei einer Schichtdicke von 250 nm ergibt das nach Gleichung 3.5 einen mittleren spezifischen Widerstand von $\rho = 220 \mu\Omega\text{cm}$. In Abschnitt 5.1 werden die Ergebnisse der van-der-Pauw-Messungen detailliert dargestellt.

3.3 Messung des Kontaktwiderstandes

3.3.1 Metall-Halbleiter-Kontaktwiderstände

Neben dem spezifischen Widerstand ist der Metall-Halbleiter-Kontaktwiderstand die entscheidende Größe, die über den Einsatz von FIB-Wolfram für die Metallisierung von Bauelementen entscheidet. [40, 41] Zuerst ist zu klären, ob die Kontakte eine ohmsche Charakteristik zeigen. Wenn dies der Fall ist, kann der spezifische Kontaktwiderstand definiert werden. Stellen wir uns eine Metallschicht auf einem Halbleitersubstrat vor. Die Metallschicht und der Halbleiter stehen auf einer Fläche $A = l \cdot b$ miteinander in Kontakt (Abbildung 3.12). Metall und Halbleiter haben zusammen eine Dicke d , wobei die Grenzfläche der beiden Materialien genau bei $d/2$ liegen soll. Die beiden Schichten und die Grenzfläche werden von einem vertikalen Strom konstanter Dichte j durchflossen. Der vertikale Widerstand R dieses Systems wird durch die spezifischen Widerstände des Metalls und des Halbleiters und durch den Widerstand der Kontaktfläche bestimmt. Analog zu Gleichung 3.3 kann der Widerstand mit der Beziehung

$$R = \bar{\rho}(d) \frac{d}{lb} \quad (3.12)$$

ausgedrückt werden werden. d steht hier im Nenner, weil der Strom vertikal fließt. $\bar{\rho}(d)$ bezeichnet den mittleren spezifischen Widerstand des Systems. Er ist eine Funktion von d . Wenn d kleiner wird tragen die Widerstände des Metalls und des Halblei-

3.3. MESSUNG DES KONTAKTWIDERSTANDES

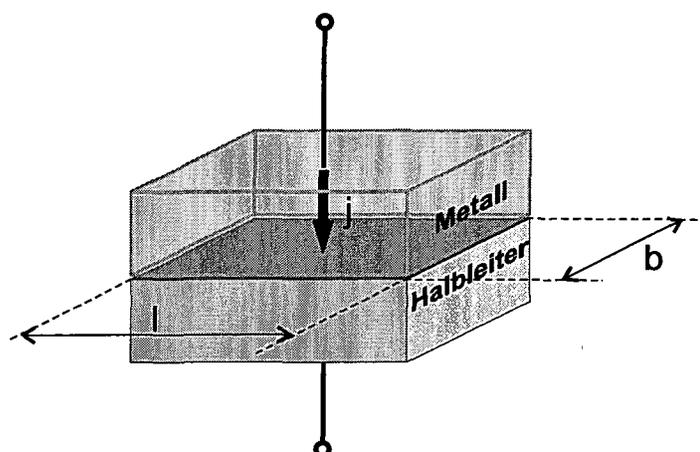


Abbildung 3.12: Schematische Darstellung des Kontaktbereiches zwischen Metall und Halbleiter. Die Grenzfläche hat den Kontaktwiderstand R_C .

ters weniger zum Gesamtwiderstand R bei, während der Beitrag der Kontaktfläche, die bei $d/2$ liegt, gleich bleibt. Bilden wir nun den Grenzwert von R für $d \rightarrow 0$, bleibt nur mehr der endliche Widerstand der Kontaktfläche R_C übrig. Es gilt

$$R_C = \lim_{d \rightarrow 0} [\bar{\rho}(d)d] \frac{1}{lb}. \quad (3.13)$$

Der gebildete Grenzwert definiert den spezifischen Kontaktwiderstand als

$$\rho_C = \lim_{d \rightarrow 0} [\bar{\rho}(d)d] \quad (3.14)$$

Der spezifische Kontaktwiderstand ist unabhängig von der Größe der Kontaktfläche und er ist eine physikalische Eigenschaft der Grenzfläche zwischen Metall und Halbleiter. Aus der Definition ergibt sich für ρ_C die Einheit Ωm^2 . Würde der Grenzwert in Gleichung 3.14 in einem homogenen Material, in dem $\bar{\rho}(d)$ konstant ist, gebildet werden, würde man den Wert 0 erhalten.

Für den Kontaktwiderstand R_C eines ohmschen Metall-Halbleiter-Kontaktes mit der Fläche A und dem spezifischen Kontaktwiderstand ρ_C erhält man

$$R_C = \frac{\rho_C}{A}. \quad (3.15)$$

Bei einer Bestimmung des Kontaktwiderstandes mittels einer Vierpunktmethode sollte die Spannung möglichst nahe an der Kontaktfläche gemessen werden, weil so der Spannungsabfall an den vertikalen Widerständen des Metalls und des Halbleiters, die mit R_C in Serie geschaltet sind, minimiert wird. Eine Messanordnung, die dieser Forderung entspricht, ist die Kelvin-Teststruktur.

3.3.2 Kelvinstruktur

Die Kelvin-Teststruktur erlaubt die Messung des Kontaktwiderstandes zwischen zwei Schichten mittels eines Vierpunktverfahrens [42]. In dieser Arbeit wurden die Kontakte von FIB-prozessiertem Wolfram zu einem Siliziumsubstrat gemessen. Bei der Messung wird die Kontaktfläche zwischen Metall und Halbleiter von einem eingepprägten Strom durchflossen und mittels zweier Kontakte der Spannungsabfall am Kontaktbereich gemessen. Eine wichtige Bedingung für die Aussagekraft der Messungen ist, dass der Durchtritt des Stroms durch die Grenzfläche vertikal erfolgt und die Stromdichte auf der Kontaktfläche konstant ist. Da der weitere Stromfluss im Halbleiter nach dem vertikalen Kontakt horizontal erfolgt kann es zu Stromverdrängungseffekten kommen. Dies führt im allgemeinen dazu, dass der spezifische Kontaktwiderstand bei der Messung überschätzt wird [43]. Bei den nun folgenden Überlegungen wird auf die Stromverdrängung zunächst nicht näher eingegangen.

Wie schon bei der Entwicklung der van-der-Pauw-Teststrukturen, ist es auch bei den FIB-prozessierten Wolframschichten für die Kelvinmessung notwendig, die Wolframstrukturen in jenen Größen herzustellen, die auch bei der Kontaktierung mikroelektronischer Bauelemente verwendet werden. Nur dadurch bleiben die FIB-Prozessparameter der Teststruktur und der Metallstruktur am Mikrochip vergleichbar. Eine weitere Anforderung ist, dass die Teststrukturen während der Messung mit mikromanipulierbaren Messspitzen kontaktiert werden können. Eine schematische Darstellung der für die Messungen entwickelten Teststruktur ist in Abbildung 3.13 zu sehen. Die untere L-förmige Ebene der Teststruktur ist ein strukturierter Teil des Substrats, der über die Aluminium-Felder (2) und (3) kontaktiert werden kann. Die obere Ebene mit den Kontaktflächen (1) und (4) besteht aus einer L-förmigen Aluminiumstruktur, die relativ zur unteren Struktur um 180° gedreht ist. Zwischen den beiden Ebenen liegt die Wolframschicht und bildet sowohl zur unteren als auch zur oberen Ebene einen elektrischen Kontakt. Der zu messende Kontaktwiderstand ist jener zwischen Wolfram und Substrat. Der Kontaktwiderstand zwischen der Wolframschicht und der Aluminiumstruktur ist im Vergleich zum Halbleiter-Metall-Übergang vernachlässigbar gering. Bei der Messung dienen die Kontaktflächen (1) und (3) zur Einprägung des Stromes I . Der Spannungsabfall am Kontakt wird an den Anschlüssen (2) und (4) gemessen. Den Kontaktwiderstand erhält man aus der Vierpunktmessung gemäß

$$R_C = \frac{V_4 - V_2}{I}. \quad (3.16)$$

Nach der Darstellung des Messprinzips soll nun der Herstellungsprozess der Kelvinstrukturen beschrieben werden. In Abbildung 3.14 ist der Prozessablauf in den schematischen Querschnittsbildern (a)–(h) dargestellt.

- (a) Als Ausgangsmaterial dienen schwach p-dotierte (100)-Siliziumscheiben, die an der Oberfläche hoch n- beziehungsweise hoch p- dotiert wurden. Die Do-

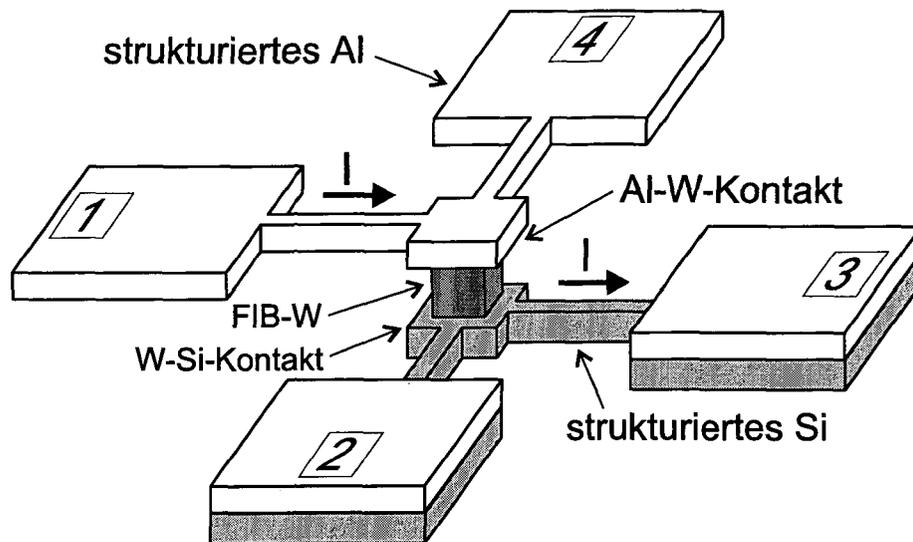


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung einer Kelvinstruktur zur Vierpunktmessung des Kontaktwiderstandes von FIB-Wolfram-Silizium-Kontakten.

Dotierung	Dotierstoff	Implantationsenergie	Konzentration
p ⁺	B (über BF ₂)	80 keV	7 · 10 ²⁰ cm ⁻³
n ⁺	P	60 keV	6 · 10 ²⁰ cm ⁻³

Tabelle 3.2: Parameter der Anschlussgebiete der Kelvinstrukturen.

tierung erfolgte durch ganzflächige Ionenimplantation von Bor (mittels BF₂-Implantation) für die p⁺-Dotierung und Phosphor für die n⁺-Dotierung. In Tabelle 3.2 sind die Implantationsparameter zusammengefasst. Die Implantation und das anschließende Ausheilen erfolgte durch einen Standardprozess für die Dotierung von Source- und Drainregionen bei der CMOS-Fertigung durch einen kommerziellen Hersteller. Die projizierte Reichweite beider Dotierstoffe beträgt etwa 70 nm.

- (b) Diese hochdotierte Oberflächenzone mit einem Schichtwiderstand von $R_S = 20 \Omega$ stellt die untere Ebene der Kelvinstruktur dar. Diese wird durch einen Lithographieschritt und einen darauf folgenden Trockenätzschritt erzeugt.
- (c) In diesem Lithographieschritt wurde Photolack strukturiert, der als Ätzmaske für den folgenden Trockenätzprozess mittels reaktivem Ionenätzen (RIE) mit SF₆ diente. Die dadurch erzeugten 280 nm hohen Strukturen stellen die unterste Ebene der Kelvinstruktur dar.

3.3. MESSUNG DES KONTAKTWIDERSTANDES

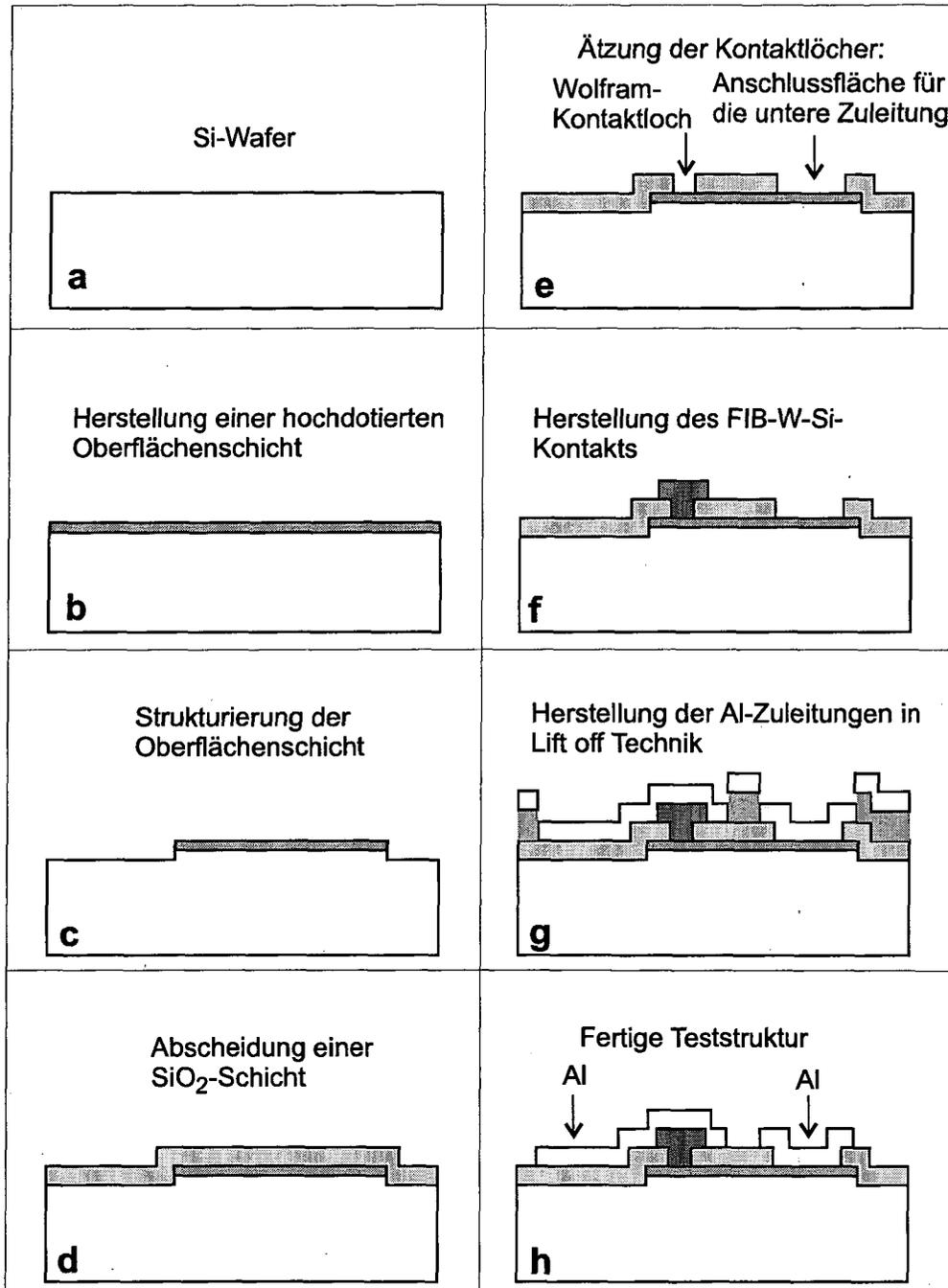


Abbildung 3.14: Prozessablauf für die Herstellung der Kelvinstrukturen zur Ermittlung des Kontaktwiderstandes.

3.3. MESSUNG DES KONTAKTWIDERSTANDES

- (d) Danach wurde durch plasmaunterstützte Gasphasenabscheidung (PECVD) aus SiH_4 und N_2O bei einer Temperatur von 300°C ganzflächig SiO_2 mit einer Dicke von 300 nm abgeschieden.
- (e) In einem weiteren Lithographieschritt mit Positiv-Photolack wurde die Ätzmaske für die Ätzung der Kontaktlöcher und Kontaktfelder zum hochdotierten Substrat strukturiert. Die nasschemische Ätzung erfolgte mit gepufferter Flusssäure ($\text{NH}_4\text{F} : \text{HF} = 7 : 1$).
- (f) Nach der Entfernung der Lackmaske und einem kurzen Ätzschritt mit Flusssäure (HF), zur Entfernung des natürlichen Oxides auf der Siliziumoberfläche, wurde die Probe in die FIB-Arbeitskammer eingeschleust. Dort wurden in die Kontaktlöcher in einem FIB-Prozess Wolframschichten abgeschieden. Dabei wurde darauf geachtet, dass die Ausdehnung der Wolframschicht größer war als die Ausdehnung des Kontaktlochs, um einen ausreichend großen Überlappungsbereich mit der SiO_2 -Schicht zu erreichen. Dies ist notwendig, um einen homogenen Kontaktbereich zu gewährleisten.
- (g) Nach dem Abschluss des FIB-Prozesses wurde auf der Probe im letzten Lithographieschritt Negativ-Photolack strukturiert. In einem Sputterprozess wurde dann eine ganzflächige Aluminiumschicht aufgebracht. Im abschließenden Lift-off-Prozess wurde der negativ-Photolack mit Aceton von der Probe gelöst. Dabei wurde auch all jene Bereiche der Aluminiumschicht abgehoben, die auf dem Lack lagen. Das Aluminium, das direkt auf der Probe lag, wurde nicht angegriffen.
- (h) Zurück blieb die strukturierte, etwa 300 nm dicke Aluminiumschicht. Nach der ersten elektrischen Messung des Kontaktwiderstandes wurden einige Strukturen zusätzlich einer 15 Minuten dauernden thermischen Behandlung bei 450°C unter Formiergasatmosphäre (90% N_2 , 10% H_2) unterzogen.

Abbildung 3.15 zeigt den Schichtaufbau der Kelvinstruktur am Ende des Herstellungsprozesses. Das linke Aluminiumfeld entspricht dem Kontaktfeld (1) in Abbildung 3.13. Die Aluminiummetallisierung im rechten Teil der Struktur entspricht dem Kontaktfeld (3). Auf Grund der Symmetrie der Kelvinstruktur in Abbildung 3.13 ist der Schichtaufbau entlang eines Schnittes von Kontaktfeld (4) zu Kontaktfeld (2) identisch mit dem von Kontaktfeld (1) zu Kontaktfeld (3). Abbildung 3.16 zeigt eine lichtmikroskopische Aufnahme der gesamten Kelvinstruktur. Die Aluminiummetallisierung erscheint hell. Zu erkennen sind die vier $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ großen Kontaktflächen, die zum Aufsetzen der Messspitzen dienen, und die zwei $10 \mu\text{m}$ breiten Aluminium-Leiterbahnen von den Kontaktflächen (1) und (4) zum Wolframkontakt, der im Zentrum der Struktur liegt. Die Kontaktflächen (2) und (3) sind über das strukturierte Substrat mit dem Wolfram-Siliziumkontakt verbunden.

3.3. MESSUNG DES KONTAKTWIDERSTANDES

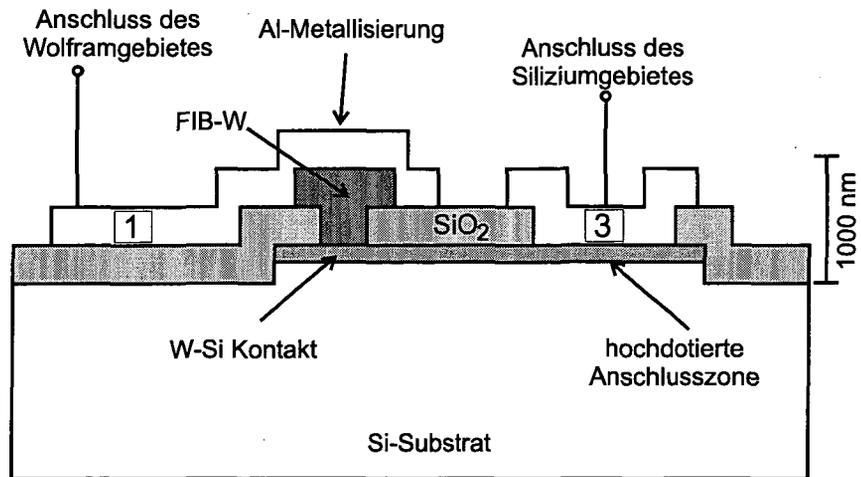


Abbildung 3.15: Schichtaufbau der Kelvinstruktur zur Messung des Wolfram-Silizium- Kontaktwiderstandes.

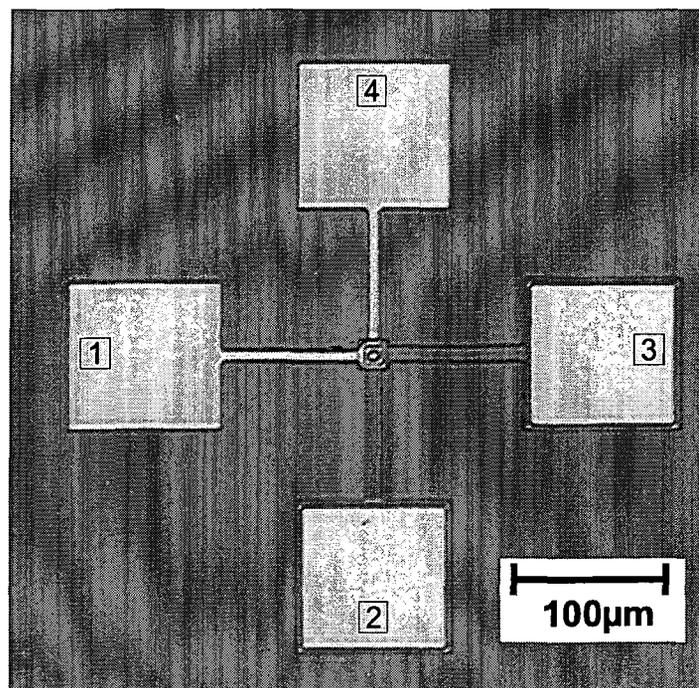


Abbildung 3.16: Aufnahme einer Kelvinstruktur mit dem Lichtmikroskop.

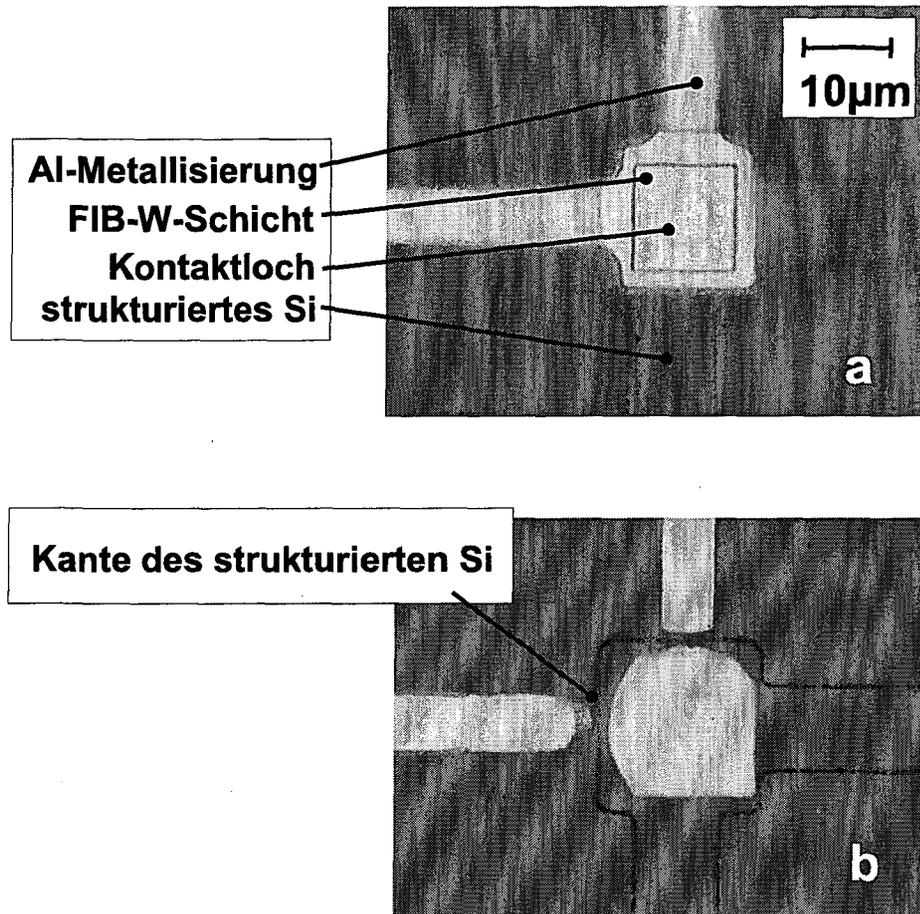


Abbildung 3.17: Lichtmikroskopische Aufnahmen der Wolfram-Silizium-Kontakte.
 (a) Wolfram-Kontaktloch mit intakter Aluminiummetallisierung.
 (b) Wolfram-Kontaktloch mit schadhafter Aluminiummetallisierung

In Abbildung 3.17 (a) und (b) ist der zentrale Bereich dreier Kelvinstrukturen vergrößert dargestellt. In Teilbild (a) kann man anhand der Topographie der Aluminiumoberfläche den Rand des Wolfram-Kontaktlochs erkennen. Für die Nassätzung des Kontaktlochs (vergleiche Abbildung 3.14 (e)) wurde im Photolack lithographisch ein $7 \times 7 \mu\text{m}^2$ große quadratische Öffnung mit abgerundeten Ecken erzeugt. Durch die starke Unterätzung wurde die Struktur der Ätzmaske als fast kreisförmiges Kontaktloch in die SiO_2 -Schicht übertragen. Weiter nach außen gehend, sieht man die $12 \times 12 \mu\text{m}^2$ große FIB-deponierte Wolframschicht. Das Kontaktloch und die Wolframschicht werden von der L-förmigen Aluminiummetallisierung bedeckt.

In Aufnahme 3.17 (b) ist ein kleineres Kontaktloch zu erkennen, das mit einer

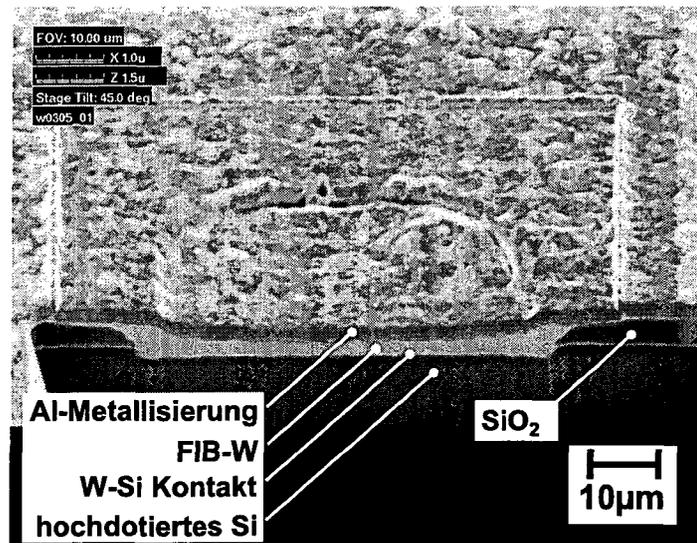


Abbildung 3.18: FIB-Schnitt durch den Metall-Halbleiter-Kontakt der Kelvinstruktur.

$8 \times 8 \mu\text{m}^2$ großen Wolframschicht bedeckt ist. Bei der Entwicklung des Prozessablaufes wurde zur Strukturierung der Aluminium-Metallisierung ursprünglich ein Positiv-Photolack als Ätzmaske verwendet und eine Ätzung der ganzflächigen Aluminiumschicht mit Phosphorsäure (H_3PO_4) durchgeführt. Aufnahme (b) zeigt eine Teststruktur, die auf diese Weise hergestellt wurde. Durch die Wirkung der isotropen Ätzung kam es zu Unterätzung unter dem Photolack. Als Folge war die Kante des strukturierten Substrats nach der Ätzung nicht mehr mit Aluminium bedeckt. Deshalb wurde im weiteren Verlauf der Arbeit der in Abbildung 3.14 (g) beschriebene Lift-off-Prozess durchgeführt.

Ein FIB-Schnitt durch den Kontaktbereich einer Kelvinstruktur ist in Abbildung 3.18 zu sehen. Die Aluminiumschicht hat durch die Temperaturbehandlung eine starke Rauigkeit erhalten, aber die elektrischen Eigenschaften wurden nicht verändert. Unter der Aluminiumschicht ist die helle Wolframschicht und die W-Si-Kontaktregion zu erkennen. Durch solche Aufnahmen konnte die Geometrie der Kontaktlöcher bestimmt werden. Die starke Unterätzung der Oxidschicht bei der Nassätzung verschob die Ränder der quadratischen Kontaktlöcher um etwa $1,8 \mu\text{m}$ nach außen. Tabelle 3.3 stellt die Größe der quadratischen Kontaktlöcher im Entwurf der Photomaske ihrer wahren Fläche und der Seitenlänge eines äquivalenten Quadrats gegenüber. Abbildung 3.19 zeigt eine vergrößerte Aufnahme des Randbereiches eines Kontaktlochs. Hier ist die durch die nasschemische Unterätzung des Siliziumdioxids entstandene schräge Kante des Kontaktlochs zu erkennen.

Anhand typischer Strom- und Spannungswerte wird im Folgenden eine elektrische

3.3. MESSUNG DES KONTAKTWIDERSTANDES

Im Entwurf	Nach der Prozessierung
$2 \times 2 \mu\text{m}^2 = 4 \mu\text{m}^2$	$11,8 \mu\text{m}^2 = 3,4 \times 3,4 \mu\text{m}^2$
$4 \times 4 \mu\text{m}^2 = 16 \mu\text{m}^2$	$31 \mu\text{m}^2 = 5,6 \times 5,6 \mu\text{m}^2$
$7 \times 7 \mu\text{m}^2 = 49 \mu\text{m}^2$	$75 \mu\text{m}^2 = 8,7 \times 8,7 \mu\text{m}^2$

Tabelle 3.3: Die gezeichnete und tatsächlich Größe der Kontaktlöcher.

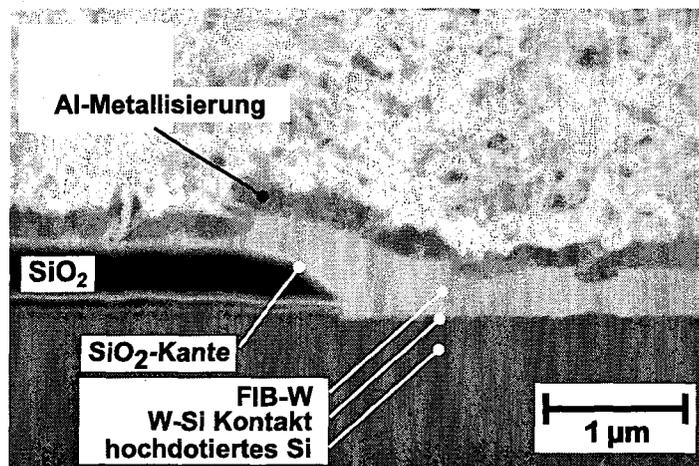


Abbildung 3.19: Detail eines FIB-Schnittes durch eine Kelvinstruktur.

3.3. MESSUNG DES KONTAKTWIDERSTANDES

Vierpunktmessung beschrieben. Sehen wir uns dazu noch einmal die schematische Darstellung einer Kelvinstruktur in Abbildung 3.13 an. An die Kontaktfläche (1) wird ein Potential von 500 mV angelegt. Kontaktfläche (3) liegt auf 0 V. Dadurch fließt ein Strom von etwa 1 mA durch den W-Si-Kontakt. Die metallische Zuleitung von Kontaktfeld (1) zur Wolframschicht hat einen Widerstand von etwa 5Ω , der W-Si-Kontakt hat bei den besten Kontakten typischerweise 375Ω und die Substratverbindung vom W-Si-Kontakt zu Kontaktfeld (3) hat etwa 120Ω . Dies zeigt, dass hier eine Vierpunktmessung notwendig ist, da der hohe Widerstand der Substratverbindung zu einem systematischen Messfehler bei einer einfachen Zweipunktmessung führen würde, der in der Größenordnung des zu bestimmenden Widerstandes des W-Si-Kontakts liegt. In Abschnitt 5.2 werden die Ergebnisse der Kelvin-Messungen detailliert dargestellt.

4 Schichterzeugung

Die Ionenstrahl-gestützte Abscheidung von metallischen Schichten aus der Gasphase ist ein sehr komplexer Prozess, der sich erheblich von den chemischen Gasphasenprozessen [32] unterscheidet.

Bei der chemischen Gasphasenabscheidung treten folgende Teilprozesse auf:

- (a) Die Schichtatome werden in einer gasförmigen Verbindung, der Precursorsubstanz, zur Oberfläche transportiert.
- (b) An der Substratoberfläche werden die Precursormoleküle zunächst adsorbiert.
- (c) In einer thermisch ausgelösten Reaktion werden die Schichtatome freigesetzt.
- (d) Diese Atome diffundieren über die Substratoberfläche und lagern sich an Wachstumskerne an.
- (e) Die Reaktionsprodukte werden desorbiert und vom Gasstrom abtransportiert.

Diese Teilprozesse werden von Reaktions- und Transportvorgängen bestimmt, die bei den einzelnen Teilprozessen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten ablaufen. Bei einem gleichmäßigen Schichtwachstum sind alle Prozesse im Fließgleichgewicht. Alle Teilchenstromdichten sind gleich und der Prozess mit dem geringsten Materialdurchsatz bestimmt die Reaktionsgeschwindigkeit. Je nach Prozessbedingungen kann also jeder Teilprozess das Wachstumsgeschehen dominieren. Insbesondere ist wichtig, ob der Prozess reaktions- oder transportkontrolliert wird. Chemische Reaktionen genügen im allgemeinen einem Arrheniusgesetz mit exponentieller Temperaturabhängigkeit.

Bei Ionenstrahl-gestützten Abscheidungsprozessen aus der Gasphase treten eine Reihe von völlig andersartigen Randbedingungen auf. Zum einen ist das Substrat auf Raumtemperatur, die Gasphasenreaktion kann also nicht thermisch induziert werden. Zum anderen wird das Trägergas mit den Schichtatomen in ein Vakuum injiziert. Der Begriff "Gasdruck" muss sich hier auf eine lokale Atmosphäre mit starkem Gradienten nach außen beziehen. Im Kern bleibt also eine adsorbierte Schicht auf dem Substrat und eine Reaktionsauslösung durch den Ionenstrahl.

Da der Ionenstrahl in erster Näherung nicht durch direkte Stöße des Primärions sondern durch die rückgestreuten Ionen und Atome des Substrats seine Wirkung entfaltet, verläuft die Schichtabscheidung in zwei Stufen. Zunächst werden in der Hauptsache Substratatome den Prozess antreiben. Dies gilt für die Nukleationsphase und für die Ausbildung einer dünnen Anfangsbedeckung. Zunehmend tritt immer mehr die Rückstreuung der Schichtatome in den Vordergrund. Sobald die Dicke der Schicht die Reichweite der Ionen in dieser Schicht überschreitet, dominiert dieser Effekt. Demgegenüber müssen wir zwei Teilbereiche des Wachstums unterscheiden, die Nukleationsphase und die Phase kontinuierlichen Wachstums bei dickeren Schichten.

4.1 Nukleation

4.1.1 Zeitaufgelöste Untersuchung der Nukleation

Bei der Untersuchung von Abscheidungsprozessen ist die Frage nach den physikalischen Vorgängen am Beginn der Deposition für das prinzipielle Verständnis der Abscheidung von großer Wichtigkeit. Daher wurde untersucht, wie sich das Erscheinungsbild der Schicht während des Abscheidungsprozesses verändert und in welchem Stadium der Abscheidung eine geschlossene Schicht vorliegt. Die in situ Beobachtung des frühen Schichtwachstums mit einem FIB-System ist mit der im Folgenden beschriebenen Methode möglich. Mit einer Abfolge von Depositionsschritten und bildgebenden Schritten (vergleiche Abschnitte 2.6 und 2.4) wurde das Schichtwachstum an einer bestimmten Stelle der Probenoberfläche untersucht. Dafür wurde ein $(8 \times 8) \mu\text{m}^2$ großes Depositionsfeld und die $75 \mu\text{m}$ -Blende gewählt. In Tabelle 4.1 sind die verwendeten Parameter zusammengefasst. Als Substrat diente ein Siliziumwafer mit einer $1,6 \mu\text{m}$ dicken Oberflächenschicht aus thermisch erzeugtem SiO_2 . Deposition und Bildaufzeichnung fanden unmittelbar hintereinander in der Vakuumumgebung der FIB-Arbeitskammer statt. Dafür wurde in aufeinander folgenden Schritten Wolfram abgeschieden und danach ein FIB-SEM-Bild aufgenommen. Auf jeden Depositionsschritt unter Verwendung der $75 \mu\text{m}$ -Blende, der aus 450 Rastern bestand, folgte ein einzelner Bildraaster unter Verwendung der $15 \mu\text{m}$ -Blende unter einem Enfallswinkel von 0° . Dadurch konnte der Materialabtrag während des Bildrasters minimiert werden. Die Ionendosis für den Bildraaster beträgt nur $1/30$ der Dosis eines Depositionsschrittes und ist somit vernachlässigbar gering. In Tabelle 4.2 sind die Parameter des Depositions- und Bilderzeugungsschrittes zusammengefasst. Die Bildsequenz konnte allerdings erst nach Bestrahlung der Probe mit einer Dosis von $0,05 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$ gestartet werden, da nach Bestrahlung mit dieser Dosis eine Strukturierung der Oberfläche sichtbar wurde. Der begrenzende Faktor war hier das Auflösungsvermögen der FIB-SEM-Bilderzeugung, das durch die Größe des Strahlfokus bei Verwendung der $15 \mu\text{m}$ -Blende mit etwa 10 nm angegeben werden kann. Danach wurde die Sequenz mit Dosissschritten von $0,02 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$ fortgesetzt. Die Ab-

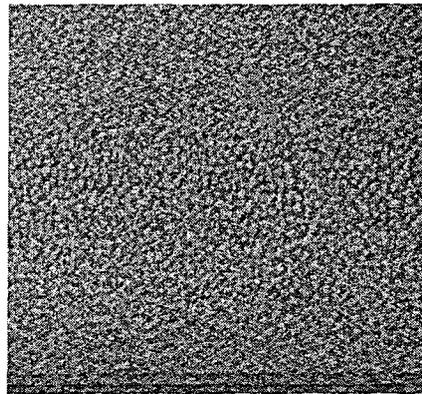
Parameter	Symbol	Wert
Depositionsfeld: Breite	b	$8 \mu\text{m}$
Depositionsfeld: Höhe	h	$8 \mu\text{m}$
Pixelabstand	Δx	60 nm
Pixelabstand	Δy	60 nm
Verweilzeit	t_v	$0,7 \mu\text{s}$
Rasterzeit	t_r	13 ms
Blende		$75 \mu\text{m}$
Strahlstrom	I	209 pA
Strahlfokus	w	$\approx 100 \text{ nm}$
Ionendosis	D	variabel

Tabelle 4.1: FIB-Parameter für die Untersuchung der Nukleationsphase.

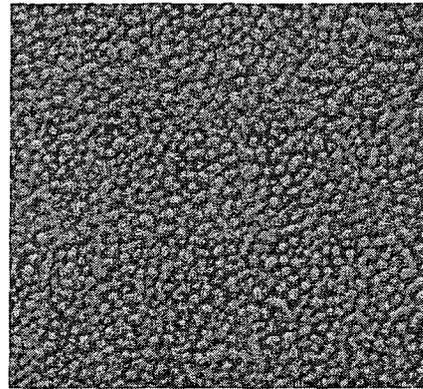
	Dosis (nC/ μm^2)	Raster (Anzahl)	mittlere Stromdichte ($\mu\text{A}/\text{cm}^2$)
Depositionsschritt	0,02	450	330
Bilderzeugungsschritt	0,0006	1	20

Tabelle 4.2: Parameter der Depositions- und Bilderzeugungsschritte.

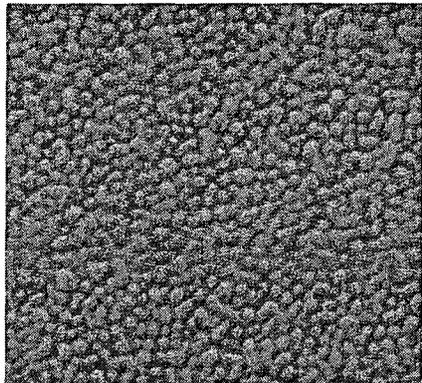
Abbildungen 4.1 und 4.2 zeigen die gesamte Sequenz der FIB-SEM-Bilder beginnend mit $0,05 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$ bis zu einer akkumulierten Dosis von $0,27 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$. Das erste Bild der Sequenz (Abbildung 4.1(a)) zeigt deutlich, dass die FIB-induzierte Wolframdeposition nicht mit der Ausbildung eines dünnen, zusammenhängenden Metallfilms, sondern mit der Abscheidung von Wolfram an diskreten Nukleationspunkten oder Wachstumskeimen auf der Probenoberfläche beginnt. Die Punkte erscheinen statistisch verteilt, sind über den gesamten beobachteten Bereich gleich dicht angeordnet und unterscheiden sich in Größe und Form nur wenig voneinander. Über die physikalischen und chemischen Eigenschaften der Wachstumskeime selbst konnte im Rahmen dieser Untersuchung keine Informationen gewonnen werden, da die Nukleationspunkte erst mittels FIB-SEM beobachtbar wurden, nachdem sich an ihnen durch fortschreitendes Wachstum während der Abscheidung ausreichend große Wolframmengen angelagert hatten. Sobald aber die Nuklei beobachtbar wurden, war es möglich ihre weitere Entwicklung zu verfolgen. Das nach dem nächsten Depositionsschritt aufgezeichnete Bild (Abbildung 4.1(b)) zeigt ein Übergewicht deutlich größerer Nuklei mit Durchmessern von etwa 90 nm. Einige kleinere Nuklei sind ge-



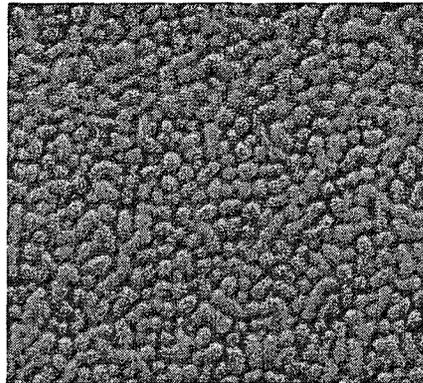
(a) $D=0,05 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$



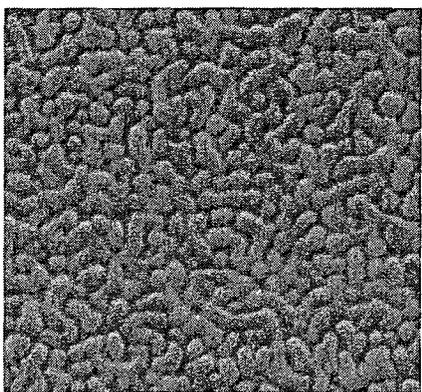
(b) $D=0,07 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$



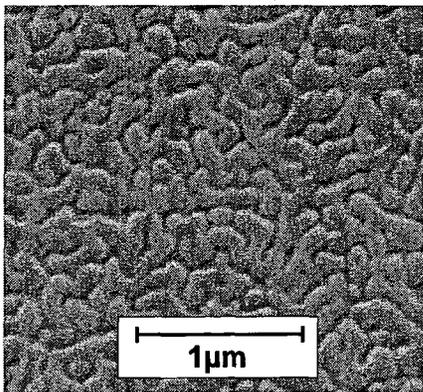
(c) $D=0,09 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$



(d) $D=0,11 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$

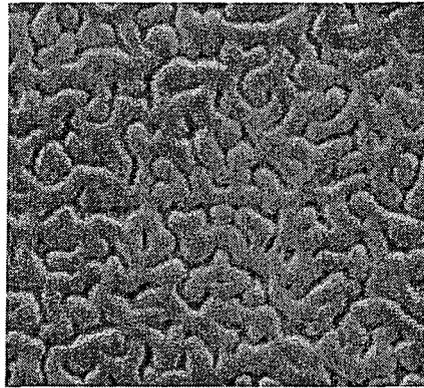


(e) $D=0,13 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$

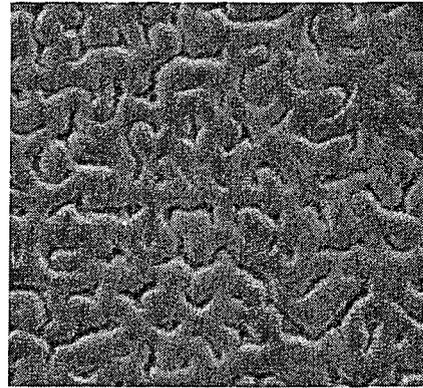


(f) $D=0,15 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$

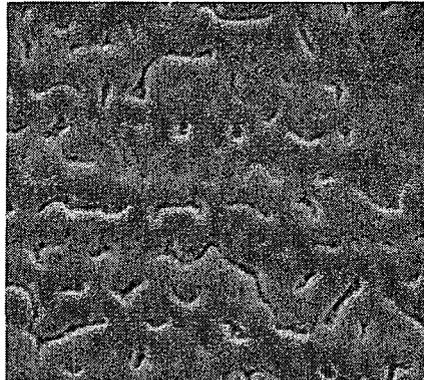
Abbildung 4.1: Nukleation von FIB-CVD-abgeschiedenem Wolfram bei einer Gesamtdosis von 0,05 bis $0,15 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$. (Fortsetzung in Abbildung 4.2)



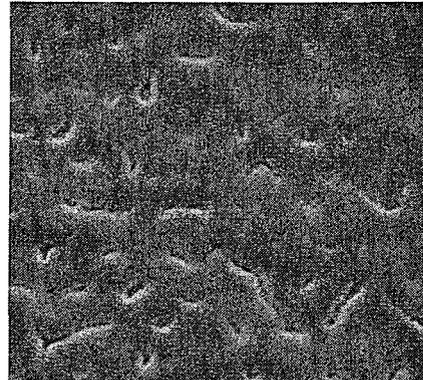
(a) $D=0,17 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$



(b) $D=0,19 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$



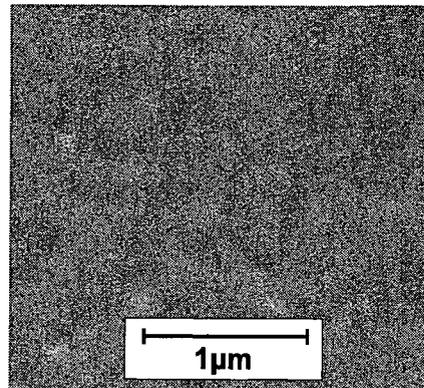
(c) $D=0,21 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$



(d) $D=0,23 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$



(e) $D=0,25 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$



(f) $D=0,27 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$

Abbildung 4.2: Nukleation von FIB-CVD-abgeschiedenem Wolfram bei einer Gesamtdosis von 0,17 bis 0,27 $\text{nC}/\mu\text{m}^2$.

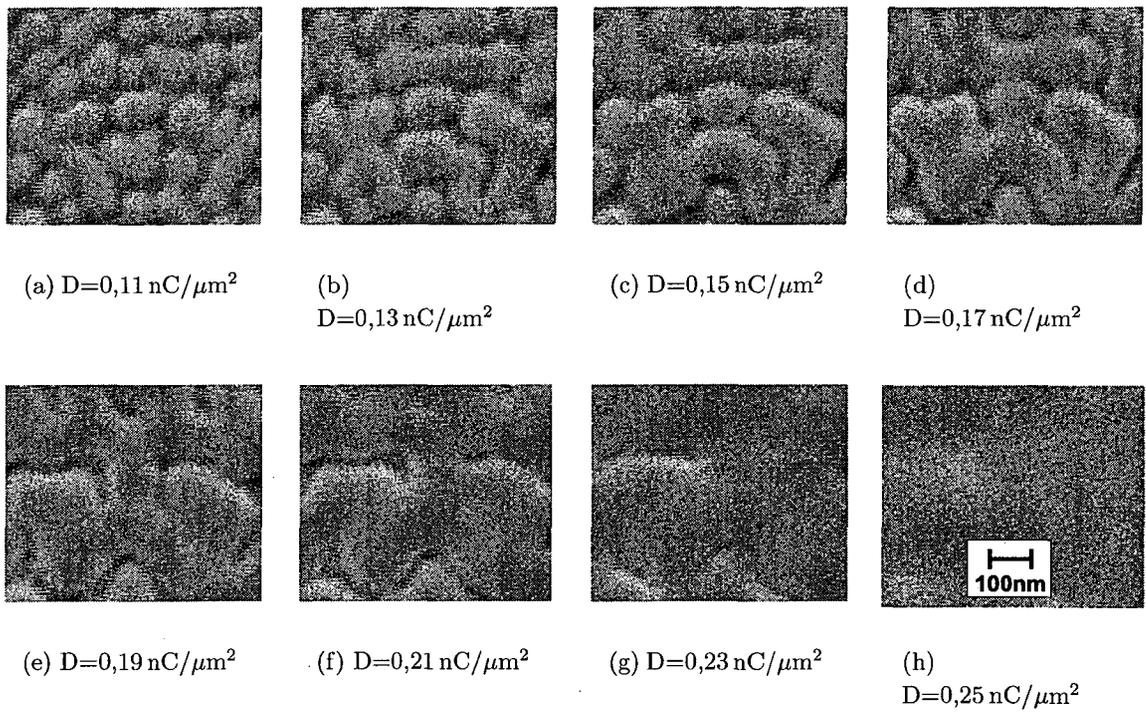


Abbildung 4.3: Detailaufnahmen der Nukleation von FIB-CVD-abgeschiedenem Wolfram bei einer Gesamtdosis von 0,17 bis 0,27 $\text{nC}/\mu\text{m}^2$.

nauso noch vorhanden. Darüber hinaus sind schon größere Strukturen erkennbar, die offensichtlich durch das Zusammenwachsen kleinerer Gebilde entstanden sind. Diese scheibchenartigen Strukturen wachsen weiter, bis sie eine Größe von etwa 120 nm erreichen (Abbildung 4.1(d)). Von diesem Zeitpunkt an wachsen die Nukleationsscheibchen nur mehr langsam weiter und beginnen mit den Nachbarscheibchen zusammen zu wachsen. Dieser Vereinigungsprozess dominiert nun über das Scheibchenwachstum. In diesem Stadium der Abscheidung ist ein erstaunlicher Effekt zu beobachten. Wenn man sein Augenmerk auf eine Stelle in Abbildung 4.1(d) lenkt und mit der gleichen Stelle in Abbildung 4.1(e) vergleicht, kann man erkennen, dass – abgesehen vom Vereinigungsprozess – die prinzipielle Gestalt der Strukturen erhalten bleibt, obwohl beim Depositionsschritt der Ionenstrahl 450 mal über die Probe rastert. Das weist darauf hin, dass die Abscheidung nicht durch eine Durchmischung und einen ständigen Neuaufbau der Strukturen an der Oberfläche gekennzeichnet ist, sondern das Wachstum durch die Vereinigung bestehender Strukturen und die Anlagerung neuen Materials an diese Strukturen erfolgt.

Abbildung 4.3 zeigt die Bildsequenz eines Ausschnittes der Oberfläche in dem die Entwicklung der Strukturen gut zu erkennen ist. Im ersten Bild (Abbildung 4.3(a)) dominieren scheibchenförmige Strukturen. Mit steigender Dosis ist das Zusammenwachsen der scheibchenförmigen Inseln zu größeren Strukturen zu erkennen. Später ist die Oberfläche von Gräben durchzogen, die den Rand der Strukturen markieren, bis nach einer Dosis von $0,25 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$ die Oberfläche im beobachteten Bereich eben ist.

Betrachtet man die Fortsetzung der Bildsequenz des größeren Ausschnittes in Abbildung 4.2, ist zu erkennen, dass nach einer Dosis von $0,19 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$ (Abbildung 4.2(b)) die Oberfläche bereits zusammenhängend, aber noch stark von Gräben durchzogen ist. Erst nach einer Dosis von $0,27 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$ (Abbildung 4.2(f)) liegt eine geschlossene annähernd ebene Oberfläche vor. Die Nukleationsphase ist damit abgeschlossen.

4.1.2 Rasterkraftmikroskopische Untersuchung der Oberfläche

Bestärkt durch den plastischen reliefartigen Eindruck der Bilder, wurde bis jetzt in der Diskussion stillschweigend angenommen, dass das hell-dunkel Muster der FIB-SEM-Bilder mit Höhenunterschieden auf der Probe gleichzusetzen ist. Eine direkte Bestätigung dieser Annahme konnte mittels rasterkraftmikroskopischer Untersuchung der Oberfläche erhalten werden (engl.: Atomic Force Microscopy, AFM). Bei der rasterkraftmikroskopischen Untersuchung rastert eine mikroskopische Messspitze die Oberfläche ab und liefert ein zweidimensionales Daten-Array aus Höheninformationen, die grafisch dargestellt werden können und so ein Bild der Oberfläche ergeben. Die Proben für die AFM-Untersuchung wurden unter Verwendung derselben Prozessparameter wie für die FIB-SEM-Bildsequenz hergestellt. Abbildung 4.4 zeigt die Oberfläche einer Wolframschicht nach einer Ionendosis von $0,05 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$.

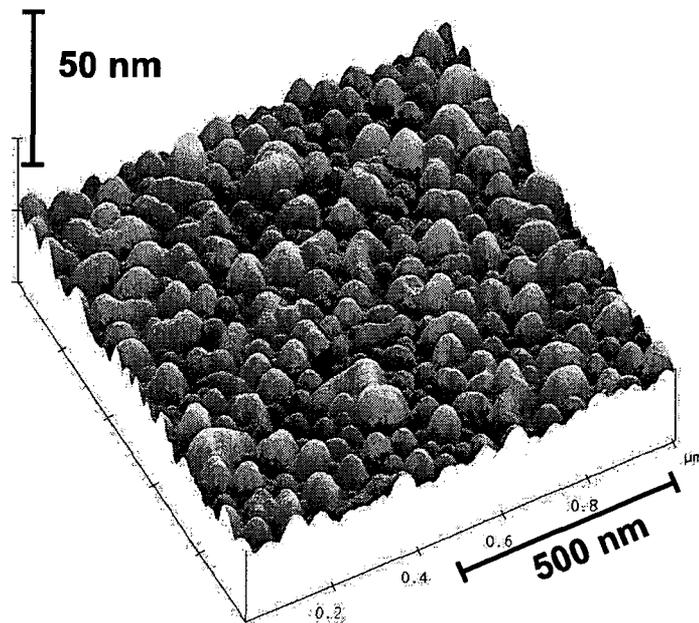


Abbildung 4.4: AFM-Topographie einer Wolframoberfläche nach einer Ionendosis von $0,05 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$.

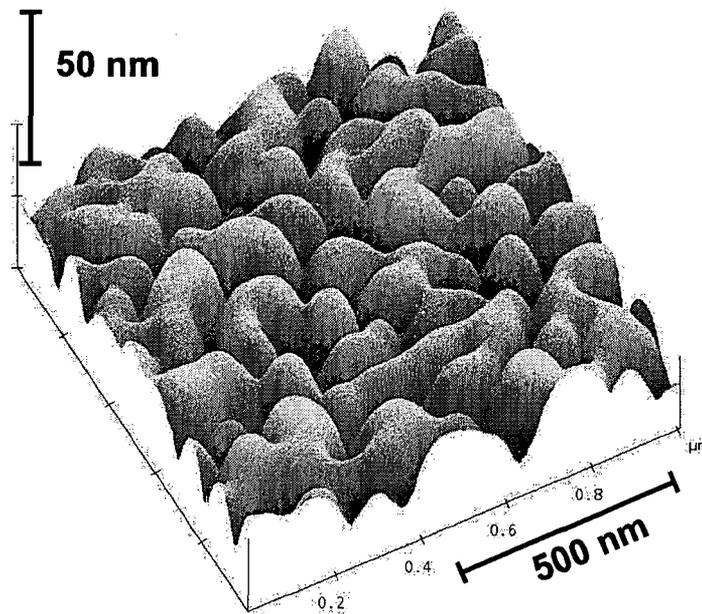


Abbildung 4.5: AFM-Topographie einer Wolframoberfläche nach einer Ionendosis von $0,1 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$.

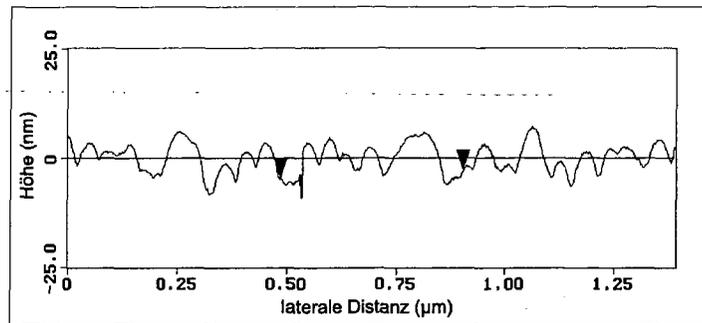


Abbildung 4.6: AFM-Querschnittsaufnahme einer Probe nach einer Ionendosis von $0,05 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$.

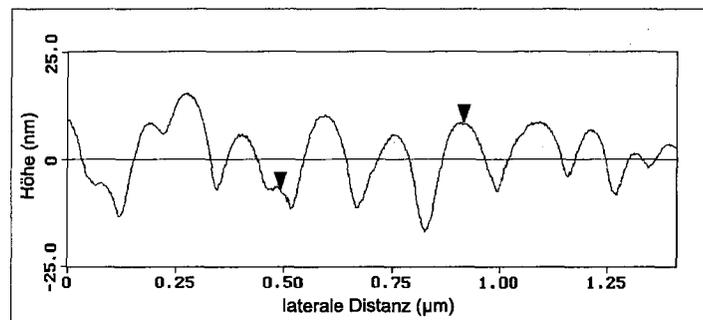


Abbildung 4.7: AFM-Querschnittsaufnahme einer Probe nach einer Ionendosis von $0,1 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$.

Das Bild kann also mit der Abbildung 4.1(a) verglichen werden. Die untersuchte Fläche beträgt $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$. Die Oberflächentopografie ist eindeutig zu erkennen und bestätigt die qualitative Interpretation der FIB-SEM-Bilder. Zu beachten ist bei den AFM-Aufnahmen, dass die Höhenskala um einen Faktor 10 größer dargestellt ist als die laterale Längenskala. In Wirklichkeit hat man es also mit sehr flachen Erhebungen und Vertiefungen zu tun. Abbildung 4.5 zeigt die Oberfläche einer Wolframschicht nach einer Ionendosis von $0,1 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$. Hier ist deutlich zu erkennen, dass die Wachstumskeime zu größeren Strukturen zusammengewachsen sind.

Eine quantitative Analyse der Oberflächenrauigkeit ist anhand eines linearen Schnittes durch das zweidimensionale Datenarray möglich. Abbildung 4.6 zeigt einen Schnitt durch die Probe von Abbildung 4.4. Die maximalen Höhenunterschiede betragen in diesem Fall etwa 20 nm von einer Spitze zur benachbarten Eintiefung. Ein Schnitt durch die Probe aus Abbildung 4.5 ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Die Rauigkeit beträgt hier 40 nm und auch die laterale Ausdehnung der Strukturen hat sich im Vergleich zu Abbildung 4.6 verdoppelt. Weitere Untersuchungen ergaben, dass

die geschlossene Wolframschicht, die nach einer Dosis von $0,27 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$ vorliegt, eine gleichmäßige Dicke von ca. 150 nm hat. In den früheren Stadien der Abscheidung ist es auf Grund der starken Oberflächenrauigkeit nicht möglich einen eindeutigen Wert für die Dicke einer abgeschiedenen Wolframschicht anzugeben. Bestenfalls kann man ein Maß für die mittlere Schichtdicke einführen, was in unserer Untersuchung aber nicht notwendig ist.

4.1.3 Randbereich der Abscheidung

Bei der Erzeugung der Bildsequenz für die zeitaufgelöste Untersuchung der Nukleation wurde für jeden bildgebenden Schritt von der $75 \mu\text{m}$ -Blende auf die $15 \mu\text{m}$ -Blende gewechselt. Bei diesem Wechsel kam es zu einem unbeabsichtigten geringen Versatz des Ionenstrahls und in der Folge zu einer schrittweisen Drift des Bildausschnittes und somit auch des Depositionsfeldes. Dieses eigentlich unerwünschte Verhalten führte zu einem interessanten Effekt im Randbereich der deponierten Wolframschicht. Die Drift des Ionenstrahls hat hier einen lateralen Dosisgradienten über eine Länge von etwa $2 \mu\text{m}$ verursacht.

Das frühe Stadium des Schichtwachstums, das mit der Bildsequenz der Abbildungen 4.1 und 4.2 zeitlich aufgelöst wurde, ist im Randbereich (Abbildung 4.8) lateral aufgelöst. Die Detailaufnahme (Abbildung 4.9) zeigt von unten nach oben die Entwicklung der Abscheidung von den kleinen Nukleationspunkten über die teilweise zusammenhängende Schicht bis hin zur geschlossenen Wolframoberfläche.

Bei der Betrachtung der FIB-SEM- und AFM-Bilder in diesem Abschnitt fällt auf, dass die Nukleationspunkte auf der Oberfläche statistisch verteilt sind und das Rastermuster des Ionenstrahls weder in der Anordnung der Wachstumskeime noch in der Form der daraus entstehenden Strukturen erkennbar ist. Das wird klar bei einem direkten Vergleich zwischen dem Rastermuster und der Topografie der Oberfläche. Wie in Abbildung 4.10 zu erkennen ist, besteht keine sichtbare Korrelation zwischen den Rasterpunkten und den Nuklei. Man könnte hier ins Treffen führen, dass der Abstand der Pixel mit 60 nm deutlich kleiner ist als der Durchmesser des Strahlfokus von 100 nm und die daraus resultierende Strahlüberlappung für eine lückenlose Bestrahlung der Probenoberfläche sorgt. Trotzdem bleibt durch das gaußförmige Strahlprofil eine Stromdichte-Modulation über die Fläche erhalten. Jedoch ist diese Modulation zu schwach um bei den gewählten Abscheideparametern in der deponierten Schicht mittels FIB-SEM und AFM nachweisbar zu sein.

Um diesen Rastereffekt herauszuarbeiten, wurde daher der y-Abstand der Pixels schrittweise erhöht. Abbildung 4.11 zeigt FIB-SEM-Aufnahmen von Wolframschichten mit zunehmendem y-Abstand der Pixels. Bei einem Abstand von 100 nm kann man die Zeilenstruktur bereits schwach erkennen. Ab 300 nm ist sie deutlich sichtbar. Mit dem wachsenden y-Abstand bilden sich kontinuierliche Wolframlinien entlang

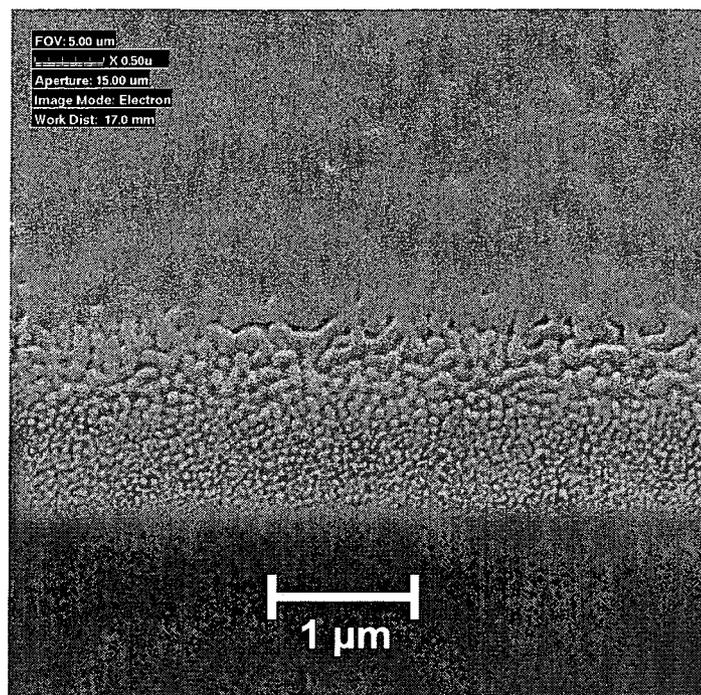


Abbildung 4.8: Randbereich des Depositionsfeldes. Die Drift des Ionenstrahls verursacht einen lateralen Dosisgradienten, der die Dosisabhängigkeit der Schichtentwicklung widerspiegelt.

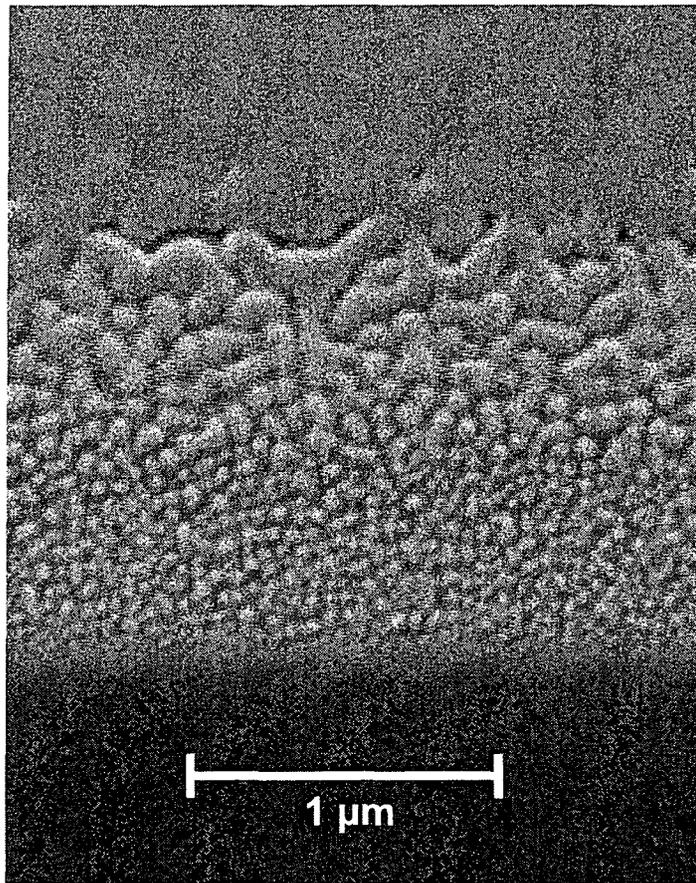


Abbildung 4.9: Detailaufnahme des Randbereiches des Depositionsfeldes.

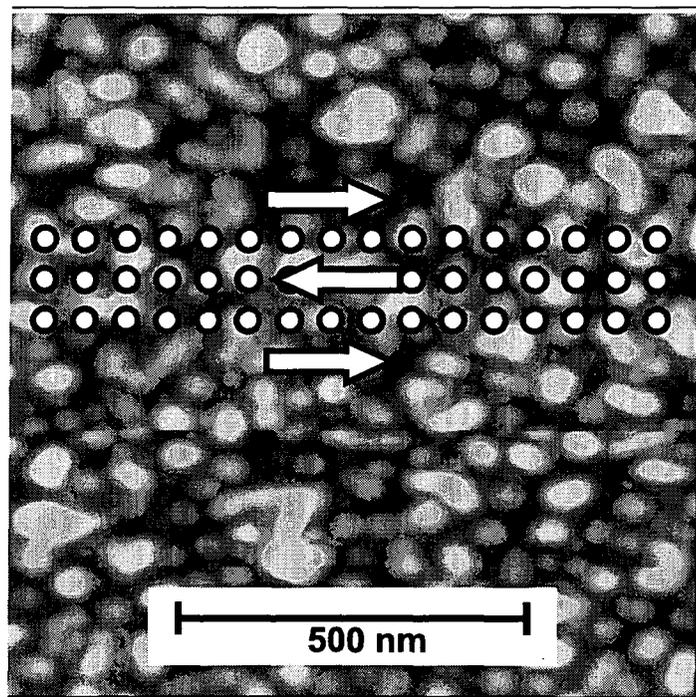


Abbildung 4.10: Vergleich eines AFM-Bildes mit dem Rastermuster des Ionenstrahls. Die Rasterpunkte sind durch die schwarz umrandeten weißen Punkte dargestellt. Die Rasterrichtung wird durch die Pfeile angegeben. Der Pixelabstand in x- und y-Richtung beträgt 60 nm.

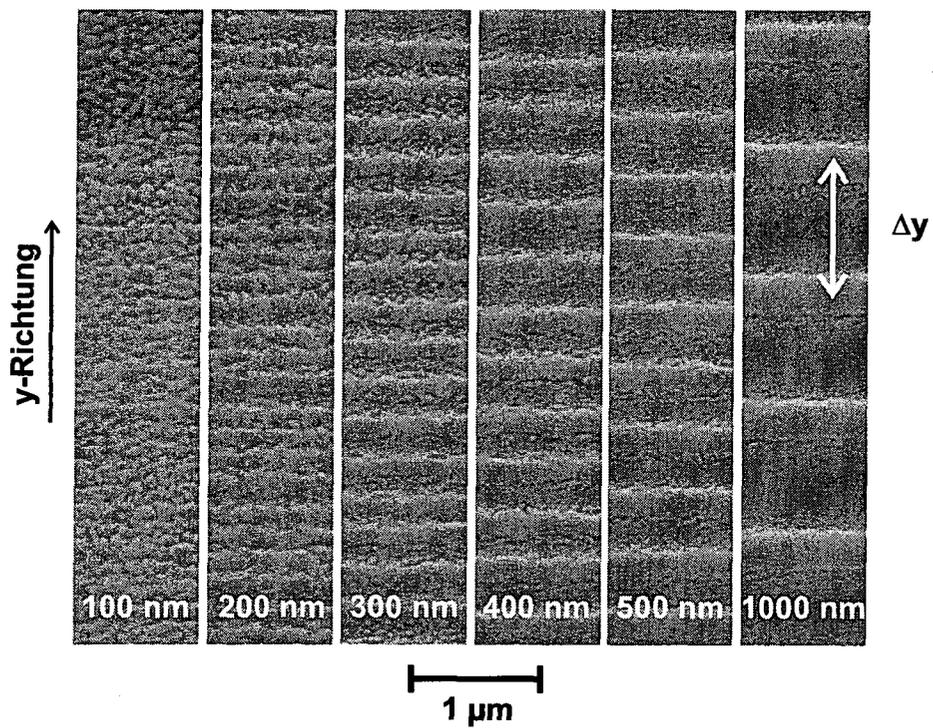


Abbildung 4.11: Wolframdeposition mit zunehmendem y -Abstand der Pixels. Die Ionendosis bei der Abscheidung betrug $0,08 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$. Das Bild zeigt streifenförmige Ausschnitte aus Depositionsfeldern mit einem y -Pixelabstand Δy von 100 nm bis 1000 nm

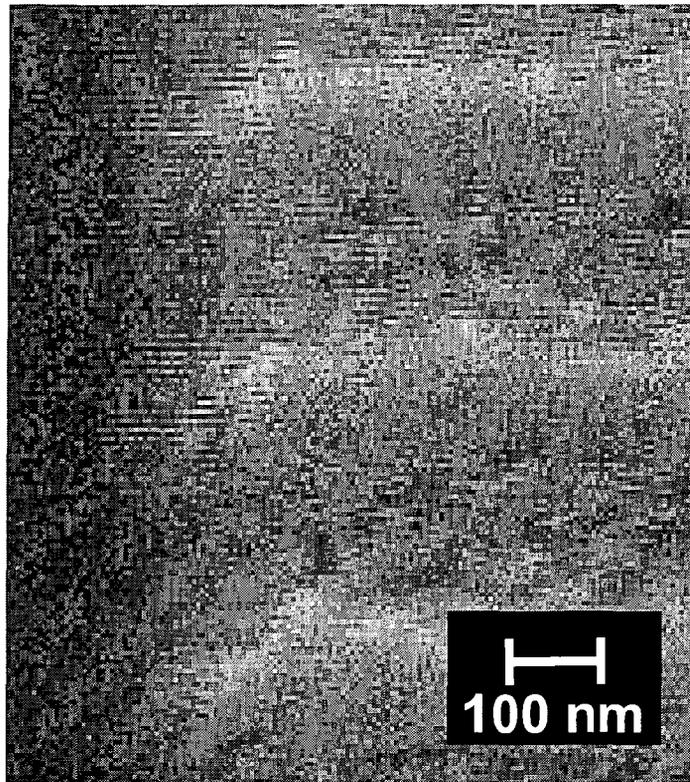


Abbildung 4.12: Detailaufnahme des Randbereiches, der mit einem y -Pixelabstand von 300 nm abgeschiedenen Wolframschicht. Die Depositionswirkung reicht etwa 150–200 nm über das bestrahlte Gebiet hinaus.

der Rasterzeilen aus. Zwischen den Wolframlinien kann man die schon bekannten inselhaften Nukleationsstrukturen erkennen. Die Ionendosis für diese Abscheidung betrug $0,08 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$. Da dies – bezogen auf das gesamte Abscheidungsgebiet – die mittlere Dosis pro Fläche ist, liegt der Wert der lokalen Dosis im Bereich der Rasterzeilen über diesem Mittelwert, in den Zeilenzwischenräumen jedoch unter dem Mittelwert und geht bei den großen y -Abständen in den Zeilenzwischenräumen gegen Null. Daher sind die Wolframlinien mit verschiedenen lokalen Dosen abgeschieden worden, was erklären kann, warum die Linien mit zunehmendem y -Zeilenabstand breiter werden. Trotz dieser Variation in der lokalen Ionendosis erlauben die Aufnahmen in Abbildung 4.11 eine Abschätzung der laterale Reichweite der Wirkung des Ionenstrahls bezüglich der Abscheidung.

Die Detailaufnahme (Abbildung 4.12) des Randbereiches der mit einem y -Pixelabstand von 300 nm durchgeführten Abscheidung zeigt, dass der Bereich der Nukleation etwa 150–200 nm über das bestrahlte Gebiet hinausreicht, was ein starker

Hinweis dafür ist, dass rückgestreute Substratome und Ionen hauptverantwortlich für die eigentlich Abscheidung sind und nicht der Primärstrahl.

4.2 Lineares Schichtwachstum

Bei der Beschäftigung mit der FIB-induzierten Wolframabscheidung stellt man fest, dass das Schichtwachstum in zwei unterscheidbaren aufeinander folgenden Phasen abläuft. Die erste Phase ist das im Abschnitt 4.1 beschriebene frühe Stadium des Wachstums – die Nukleationsphase. Hier wächst das Wolfram zunächst auf dem blanken Substrat, später auf einer rauen Oberfläche bestehend aus zusammenwachsenden Nukleationsinseln und noch nicht bedeckter Substratfläche auf. Da sich das Substrat chemisch und physikalisch vom deponierten Material unterscheidet, spricht man von heterologem Wachstum. Das effektive Substrat, das ist jene physikalische Oberfläche auf der das Wachstum gerade stattfindet, ist also einer ständigen Veränderung unterworfen. Da der Abscheidungsvorgang wiederum durch das Substrat vermittelt wird, sind die Mechanismen während der Nukleationsphase sehr komplex und werden im Rahmen dieser Arbeit nicht mathematisch beschrieben. Sobald eine geschlossene ebene Wolframschicht vorliegt ändern sich die Verhältnisse. Nun wird Wolfram auf Wolfram abgeschieden. Man nennt diese Art der Abscheidung homologes Wachstum. Die Wolframoberfläche vermittelt nun die Wechselwirkung zwischen den eingestrahlenen Ionen und dem adsorbierten Precursorgas.

Sobald eine geschlossene Oberfläche vorliegt, kann man das Schichtwachstum durch eine einfache Dickenmessung charakterisieren. Abbildung 4.13 zeigt die Schichtdicke in Abhängigkeit von der Ionendosis. Dafür wurden, wie schon für die zeitaufgelösten Untersuchungen im Abschnitt 4.1.1, Rechtecke mit einer Fläche von $(8 \times 8) \mu\text{m}^2$ unter Variation der Ionendosis abgeschieden. Alle anderen FIB-Parameter wurden entsprechend den Werten in Tabelle 4.1 konstant gehalten. Wie erwartet existiert ab einer Dosis von $0,2 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$ ein linearer Zusammenhang zwischen Dosis und Dicke. An die Daten wurde unter Minimierung des quadratischen Fehlers eine Ausgleichsgerade angepasst.

Dem Leser wird aufgefallen sein, dass im Abschnitt 4.1 die Dosis, bei der eine geschlossene Schicht vorliegt, mit $0,27 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$ angegeben wurde. Die aus Messungen der Schichtdicke gewonnene Datenreihe in Abbildung 4.13 beginnt jedoch schon bei einer Dosis von $0,20 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$. Dies liegt daran, dass auch bei einer nicht vollständig geschlossenen Schicht eine Messung der Dicke möglich und sinnvoll ist, da große Teilbereiche der Schicht bereits geschlossen sind. Anhand eines FIB-Querschnitts durch ein geschlossenes Gebiet kann die Dicke gemessen werden.

Man sieht, dass die Datenpunkte sehr gut einem linearen Verlauf folgen, die Schichtdicke also gleichmäßig mit der Dosis wächst. Deshalb wird diese Wachstumsphase

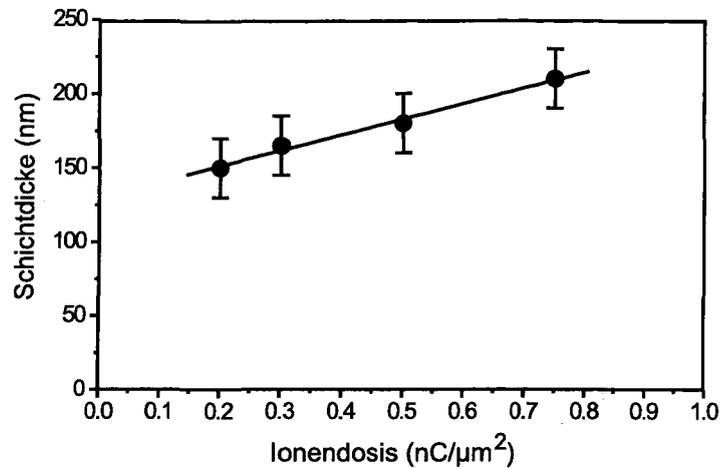


Abbildung 4.13: Dicke einer abgeschiedenen Wolframschicht in Abhängigkeit von der Ionendosis. Die durchgezogene Linie repräsentiert eine lineare Anpassung an die Daten.

auch als lineares Wachstum bezeichnet. Die Steigung der Ausgleichsgeraden ist ein Maß für die Effizienz der Abscheidung. Die Abscheidungseffizienz wird im Folgenden als Ausbeute (engl.: yield) bezeichnet. Auch wenn die Schichtdicke in der Nukleationsphase nicht definiert ist, kann man mit Sicherheit sagen, dass vom Beginn der Abscheidung – also bei einer Ionendosis von 0 – bis zum Vorliegen der geschlossenen Schicht die Ausbeute wesentlich höher ist als im linearen Bereich. Offensichtlich ist die heterologe Abscheidung zuerst auf der SiO₂-Oberfläche dann auf den Nukleationsinseln effektiver als auf der geschlossenen Wolframschicht. Der aus den Daten im linearen Bereich extrahierte Wert für die Ausbeute der homologen Phase der Abscheidung – angegeben als Zuwachs der Schichtdicke pro Einheitsdosis – beträgt 105 nm/(nC/μm²). Da die Ionendosis die eingestrahlte Ladungsmenge (in Form von Ga⁺-Ionen) pro Einheitsfläche ist, kann die Effizienz auch als Volumenausbeute mit 0,105 μm³/nC angegeben werden. Die Volumenausbeute Y_V und ihre Abhängigkeit von der Schichtdicke δ und der Dosis D beziehungsweise vom deponierten Volumen V und der eingestrahlten Ladungsmenge Q kann durch

$$Y_V = \frac{d\delta}{dD} = \frac{dV}{dQ} \quad (4.1)$$

ausgedrückt werden. Für die nun folgenden Überlegungen ist es nützlich anstatt der Volumenausbeute Y_V die atomare Ausbeute Y_A – angegeben als die Anzahl der deponierten Atome pro eingestrahltm Ion – zu betrachten. [44, 45, 46, 47] Sie kann bei Kenntnis der Dichte ρ_m und der Atommasse m_A des abgeschiedenen Materials

und mit der Fläche des Depositionsfeldes $A = b \cdot h$ aus der Volumenausbeute mit

$$Y_A = \frac{d\delta}{dD} \frac{hb\rho_m e}{hbm_A} = Y_V \frac{\rho_m e}{m_A} \quad (4.2)$$

berechnet werden. Mit der Elementarladung $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, der Dichte von Wolfram $\rho_m = 1,93 \cdot 10^4 \text{ kg/m}^3$ und seiner Atommasse $m_A = 183,84u$ (atomare Masseneinheit $u = 1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$) ergibt sich für die aus den Daten extrahier-te Volumenausbeute $Y_V = 0,105 \mu\text{m}^3/\text{nC}$ ein Wert von $Y_A = 1,06$ Atome/Ion für die atomare Ausbeute der Deposition. Diese Berechnung basiert auf der Annahme, dass reines Wolfram deponiert wurde. Wenn das deponierte Material aus mehreren Komponenten zusammengesetzt ist, müssen die Werte für ρ_m und m_A entsprechend modifiziert werden (siehe dazu Abschnitt 4.3).

4.2.1 Modell für eine Gasphasenabscheidung unter stationärer Ionenbestrahlung

Nachdem die Nukleationsphase abgeschlossen ist, ändern sich die Verhältnisse, und die Mechanismen, die bei der Abscheidung eine Rolle spielen, werden leichter durch-schaubar. Im Folgenden wird ein analytisches Modell vorgestellt, mit dem Aussagen über den Einfluss der FIB-Prozessparameter auf die Ausbeute und die Wachstums-rate gemacht werden können. [48] Die schematische Abbildung 4.14 stellt die physi-kalischen Größen dar, die durch das Modell miteinander verknüpft werden.

Betrachten wir zunächst die Substratoberfläche. Auf ihr stehen N_0 Plätze pro cm^2 für die Adsorption des Precursorgases zur Verfügung. Durch den Zufluss von Precurs-orgas kommt es zu einer Bedeckungsdichte N (cm^{-2}) der Oberfläche mit Precursor-gasmolekülen. Der Haftkoeffizient γ beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Molekül, das die Oberfläche erreicht, dort haften bleibt. Der Strom der Precursorgas-moleküle wird durch den Precursorgasfluss Φ ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) beschrieben. Die durch die mit der Ionenstromdichte J ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) eingestrahlteten Ionen induzierte Umwandlung des Precursorgases in deponiertes Material wird durch den Wirkungsquerschnitt σ (cm^2) bestimmt. Die Ionenstromdichte wird hier bezüglich der gesamten Fläche $A = h \cdot b$ des Depositionsfeldes als

$$J = \frac{I}{Ae} \quad (4.3)$$

mit der Elementarladung e und dem elektrischen Strahlstrom I definiert.

Nach der Definition der physikalischen Größen des Modells formulieren wir die fol-genden Annahmen und Näherungen, die dem Modell zu Grunde liegen:

- (a) Die maximale Anzahl an freien Adsorptionsplätzen N_0 (cm^{-2}) ist gleich der

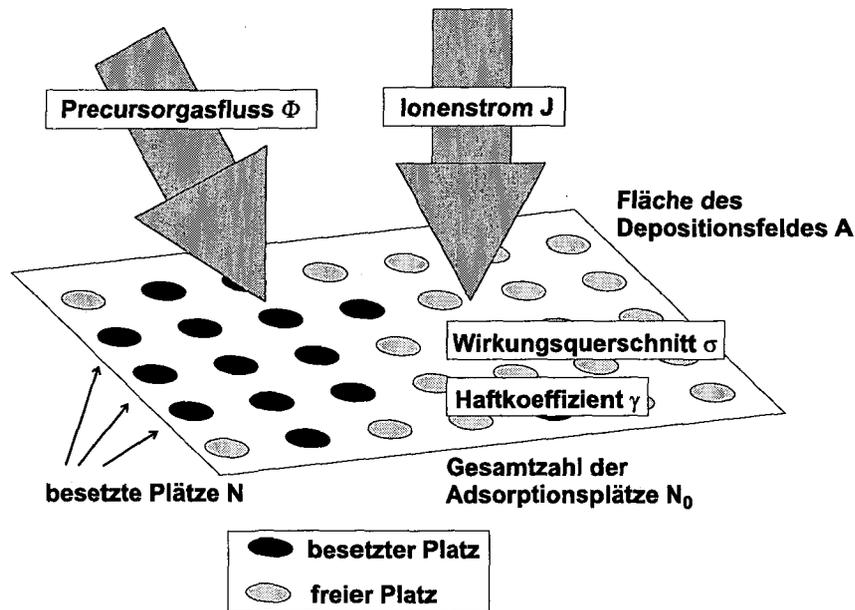


Abbildung 4.14: Modell für die Gasphasenabscheidung unter stationärer Ionenbestrahlung. Schematische Darstellung der durch das Modell verknüpften physikalischen Größen.

maximalen Anzahl der Metallatome an der Oberfläche.

- (b) Jedes Precursorgasmolekül, das einen freien Platz auf der Metalloberfläche erreicht, bleibt haften. Der Haftkoeffizient γ ist daher 1. Im Gegensatz dazu bleibt nie ein Precursorgasmolekül an einem anderen Precursorgasmolekül haften. Man geht also davon aus, dass es maximal zu einer monomolekularen Bedeckung der Probenoberfläche kommt.
- (c) Jedes Precursorgasmolekül, das an der Oberfläche angelagert ist, bleibt dort haften, bis es durch die Energie des Ionenstrahls in ein Metallatom umgesetzt wird. Die Desorption von Precursorgasmolekülen findet nicht statt.
- (d) Die adsorbierten Precursorgasmoleküle werden nicht durch den Ionenstrahl abgesputtert. Demgegenüber werden jedoch Metallatome vom Ionenstrahl abgesputtert. Metallatome, die von Precursorgasmolekülen bedeckt sind werden ebenfalls gesputtert.
- (e) Es wird nur die stationäre Ionenstromdichte J im Prozessfeld betrachtet. Daher finden in diesem Modell die Verweildauer des Strahls an einem Pixel und die laterale Ausdehnung des Strahlfokus keinen Eingang in die Berechnungen. Das Modell stellt also den Grenzfall eines Ionenstrahls mit unendlich langer

Verweilzeit und einem auf das gesamte Prozessfeld aufgeweiteten Strahlquerschnitt dar.

Das Modell beschreibt die Bedeckung der Oberfläche mit Precursorgasmolekülen N (cm^{-2}). Für die freien Adsorptionsplätze, also die Anzahl der Metallatome an der Oberfläche M , gilt

$$M = (N_0 - N). \quad (4.4)$$

Die zeitliche Änderung der Bedeckung dN/dt wird durch die Adsorptionsrate des Precursorgases und die Umwandlung des Precursorgases in Metallatome bestimmt. Die Zunahme der Bedeckung durch die Adsorption entspricht dem Precursorgasfluss Φ multipliziert mit dem relativen Anteil der freien Adsorptionsplätze

$$\frac{M}{N_0} = \left(1 - \frac{N}{N_0}\right). \quad (4.5)$$

Die dimensionslose Größe M/N_0 ist eine Zahl zwischen 0 und 1. Bei vollständiger Bedeckung ist $N = N_0$ und folglich $M/N_0 = 0$. Im Falle einer precursorgasfreien Oberfläche ist $N = 0$ und damit $M/N_0 = 1$. Die Adsorptionsrate ergibt sich daher zu

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{Adsorption}} = \Phi \left(1 - \frac{N}{N_0}\right). \quad (4.6)$$

Die Umwandlung des Precursorgases in Metallatome hingegen verringert die Bedeckung N und wird durch den Term

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{Umwandlung}} = -J\sigma N \quad (4.7)$$

beschrieben. Die gesamte Änderungsrate der Bedeckung ist die Summe dieser beiden Terme. Für die Bedeckung der Substratoberfläche mit Precursorgasmolekülen N können wir daher die folgende Differentialgleichung formulieren:

$$\boxed{\frac{dN}{dt} = \Phi \left(1 - \frac{N}{N_0}\right) - J\sigma N} \quad (4.8)$$

oder

$$\frac{dN}{dt} = \Phi \frac{M}{N_0} - J\sigma N \quad (4.9)$$

Der stationäre Gleichgewichtszustand der Bedeckung der Oberfläche wird durch die Bedingung

$$\frac{dN}{dt} = 0 \quad (4.10)$$

festgelegt. Aus dieser Bedingung und aus Gleichung 4.9 folgt

$$\frac{M}{N_0} = \frac{J\sigma N}{\Phi}. \quad (4.11)$$

Drücken wir N in diesem Ausdruck mit Hilfe der Definition von M/N_0 (Gleichung 4.5) als

$$N = N_0 \left(1 - \frac{M}{N_0} \right) \quad (4.12)$$

aus, folgt daraus

$$\frac{M}{N_0} = \frac{\sigma N_0}{\frac{\Phi}{J} + \sigma N_0}. \quad (4.13)$$

M/N_0 ist hier der stationäre Wert des relativen Anteils der freien Adsorptionsplätze, ausgedrückt als Funktion der Parameter σ , N_0 , Φ , und J . Die Depositionsrate $\Delta_{Deposition}$, also die Anzahl der neu hinzukommenden Metallatome pro Fläche und Zeit ist gleich dem Precursorgasfluss Φ multipliziert mit M/N_0 , also

$$\Delta_{Deposition} = \Phi \frac{M}{N_0}. \quad (4.14)$$

Hier gehen die Annahme (b) und (c) über die Adsorption und die Umsetzung des Precursorgases ein. Der zum Depositionsprozess in Konkurrenz stehende Prozess ist das physikalische Absputtern der Metallatome durch den Ionenstrahl mit der Sputterausbeute Y_S beschrieben durch

$$\Delta_{Sputtern} = -JY_S. \quad (4.15)$$

Hier geht die Annahme (d) über das Sputtern der Metallatome ein. Die Netto-Depositionsrate Δ erhält man als Summe der beiden Beiträge 4.14 und 4.15 und aus Gleichung 4.13 als

$$\Delta = \Phi \frac{M}{N_0} - JY_S = J \left(\frac{\frac{\Phi}{J} \sigma N_0}{\frac{\Phi}{J} + \sigma N_0} - Y_S \right). \quad (4.16)$$

Aus der Netto-Depositionsrate Δ , im Folgenden einfach Depositionsrate genannt, kann man nun die atomare Ausbeute, also die Anzahl der deponierten Atome pro eingestrahlem Ion, als

$$Y_A = \frac{\Delta}{J} \quad (4.17)$$

berechnen und man erhält die atomare Ausbeute als

$$Y_A = \frac{\sigma N_0 \left(\frac{\Phi}{J} - Y_S \right) - \frac{\Phi}{J} Y_S}{\frac{\Phi}{J} + \sigma N_0}. \quad (4.18)$$

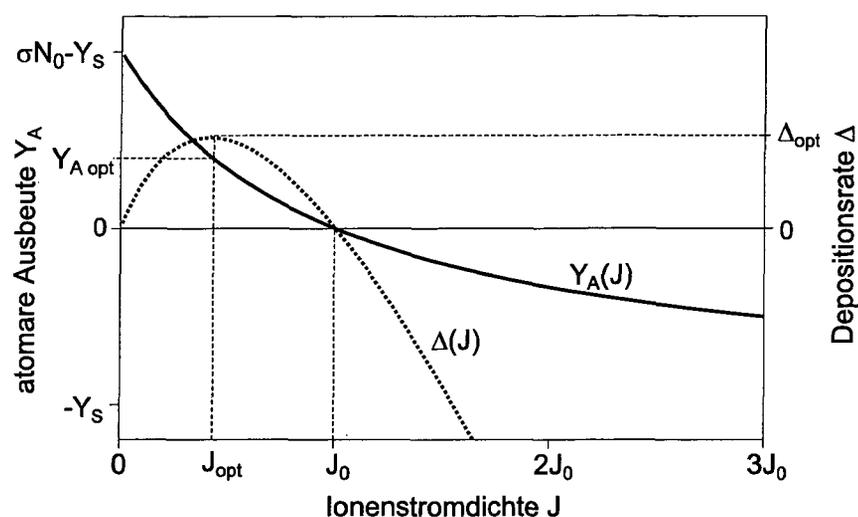


Abbildung 4.15: Atomare Ausbeute $Y_A(J)$ Depositionsrade $\Delta(J)$ als Funktion der Ionenstromdichte J .

Die Ausbeute ist also vom Ionenstrom J , dem Precursorgasfluss Φ , und dem Produkt σN_0 abhängig. Abbildung 4.15 zeigt den Verlauf der Funktionen $Y_A(J)$ und $\Delta(J)$. Der Grenzwert der Ausbeute für kleine Ionenströme

$$Y_A(J \rightarrow 0) = \sigma N_0 - Y_S \quad (4.19)$$

ist nicht mehr von FIB-Parametern abhängig. Diese so genannte asymptotische Ausbeute ist daher nur mehr durch die Adsorptionsplätze des Substratmaterials N_0 , den Wirkungsquerschnitt σ und die Sputterausbeute Y_S bestimmt. Es handelt sich hier um einen Wert, der in der experimentellen Praxis nie erreicht wird, da bei verschwindenden Ionenströmen die Depositionsrade Δ gegen Null geht und es daher zu keiner Abscheidung mehr kommt. Der Wert von σN_0 entspricht der asymptotischen Brutto-Ausbeute. Das ist jene asymptotische Ausbeute die bei einer Sputterrate von $Y_S = 0$ erreicht werden würde.

Mit steigender Stromdichte sinkt die Ausbeute. Das liegt daran, dass es auf der Oberfläche durch den erhöhten Precursor-Umsatz bei ansteigender Stromdichte zu einer Verarmung an adsorbiertem Gas kommt. Die physikalische Sputterwirkung Y_S hingegen ist im Rahmen dieses Modells unabhängig von der Stromdichte. Die kritische Stromdichte bei der sich Deposition und Sputterwirkung gerade aufheben, Y_A also seine Nullstelle hat, ist bei

$$J_0 = \frac{\Phi \sigma N_0 - \Phi Y_S}{\sigma N_0 Y_S} \quad (4.20)$$

erreicht. Für den Grenzfall sehr großer Ionenströme gilt

$$Y_A(J \rightarrow \infty) = -Y_S, \quad (4.21)$$

das heißt, dass die Sputterwirkung der Ionen die ioneninduzierte Deposition bei weitem überwiegt.

Die Depositionsrate Δ beginnt bei 0 und hat ebenfalls bei J_0 eine Nullstelle, doch durchläuft sie zwischen 0 und J_0 ein Maximum. An dieser Stelle ist die Depositionsrate am höchsten. Wir sprechen daher von der optimalen Ionenstromdichte

$$J_{opt} = \frac{\Phi\sqrt{\sigma N_0} - \Phi\sqrt{Y_S}}{\sigma N_0\sqrt{Y_S}} \quad (4.22)$$

Die Depositionsrate erreicht hier einen Wert von

$$\Delta_{opt} = \frac{\Phi(\sqrt{\sigma N_0} - \sqrt{Y_S})^2}{\sigma N_0} \quad (4.23)$$

und die Ausbeute erreicht einen Wert von

$$Y_{A\,opt} = \sqrt{\sigma N_0 Y_S} - \sqrt{Y_S}. \quad (4.24)$$

Das vorgestellte Modell erlaubt also das Auffinden der geeigneten Werte für die Ionenstromdichte. Für eine möglichst schnelle Abscheidung wird man $J = J_{opt}$ wählen, auch wenn bei diesem Wert die atomare Ausbeute nicht mehr maximal ist. Will man bei gleicher Schichtdicke eine möglichst geringe Ionendosis im Prozess verwenden und spielt die für die Abscheidung benötigte Zeit eine untergeordnete Rolle, wird man kleinere Ionenstromdichten, also höhere Ausbeuten, wählen. Im folgenden Abschnitt wird das Modell auf die experimentellen Daten angewandt und es werden die optimalen Prozessparameter extrahiert.

4.2.2 Experimentelle Ergebnisse

Die Voraussetzung für lineares Schichtwachstum ist das homologe Wachstum von Wolfram auf einem Wolfram-Substrat. Dafür wurde im Rahmen unserer Arbeit auf einem Siliziumwafer, der als Grundsubstrat diente, durch FIB-induzierte Deposition eine $(120 \times 20) \mu m^2$ große und 800 nm dicke Wolframschicht abgeschieden. Anschließend wurden auf dieses Wolfram-Substrat die $(8 \times 8) \mu m^2$ großen Wolframfelder abgeschieden, an denen die Dickenmessungen durchgeführt wurden. In Tabelle 4.3 sind die verwendeten Abscheideparameter aufgelistet. Die sechs Wolframfelder wurden bei verschiedenen Ionenströmen von 250 pA bis 5 nA abgeschieden. Die Variation des Ionenstroms erfolgte über die Einstellung der Spannung an der oberen elektrostatischen Linse in der Ionensäule (siehe dazu Abschnitt 2.3). Dadurch konnten ohne

Parameter	Symbol	Wert
Depositionsfeld: Breite	b	$8 \mu\text{m}$
Depositionsfeld: Höhe	h	$8 \mu\text{m}$
x-Pixelabstand	Δx	150 nm
y-Pixelabstand	Δy	150 nm
Verweilzeit	t_v	$0,4 \mu\text{s}$
Rasterzeit	t_r	13 ms
Blende		$75 \mu\text{m}$
Strahlstrom	I	$250\text{--}5000 \text{ pA}$
Strahlfokus	w	$\approx 100 \text{ nm}$
Ionendosis	D	$2 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$

Tabelle 4.3: FIB-Parameter für die Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Ionenstromdichte und atomarer Ausbeute in der linearen Wachstumsphase

Wechsel der Blende unterschiedliche Ionenströme eingestellt werden. Höhere Ionenstromdichten als 5 nA konnten ohne einen Blendenwechsel nicht erreicht werden. Ein Wechsel der strahlbegrenzenden Blende hätte allerdings einen so starken Einfluss auf das Strahlprofil und die lokale Ionenstromdichte, sodass nicht mehr von konstanten FIB-Parametern ausgegangen hätte werden können (siehe dazu Abschnitt 2.7). Zur Dickenmessung wurden zwei unterschiedliche Methoden angewandt. Zuerst wurde nach der Abscheidung mit Hilfe des AFM die Höhe der Stufe im Randbereich der Wolfram-Rechtecke vermessen. Abbildung 4.16 zeigt ein AFM-Profil des Randbereiches der zu messenden Wolframschicht. Die Schichtdicke ist an der Kante direkt messbar. Danach wurden FIB-Querschnitte der Schichten (Abbildung 4.17) erzeugt, um die AFM-Messwerte durch Ausmessen der Stufenhöhe im FIB-SEM-Bild zu überprüfen. Aus den gemessenen Schichtdicken wurde über Gleichung 4.2 die atomare Ausbeute berechnet und in Abhängigkeit von der Ionenstromdichte aufgetragen (Abbildung 4.18). Wie das oben entwickelte Modell erwarten lässt, nimmt die Ausbeute mit zunehmender Ionenstromdichte ab. Die zwei letzten Werte zeigen eine negative Ausbeute, weil oberhalb der kritischen Stromdichte die Sputterwirkung des Ionenstrahls die Wolframabscheidung überwiegt. Die Fehlerbalken bei den Messwerten rühren von der mit 20 nm abgeschätzten Ungenauigkeit bei der Dickenmessung her. Die strichlierte Kurve repräsentiert eine Anpassung von Gleichung 4.18 an die Daten. Hierbei wurde die Methode der Minimierung des quadratischen Fehlers angewandt. Variiert wurde der Parameter Φ und das Produkt σN_0 .

Die Sputterausbeute Y_S wurde in einer separaten Messung durch die Ionenbestrahlung einer abgeschieden Wolframschicht bestimmt. Dafür wurde der Precursorgas-

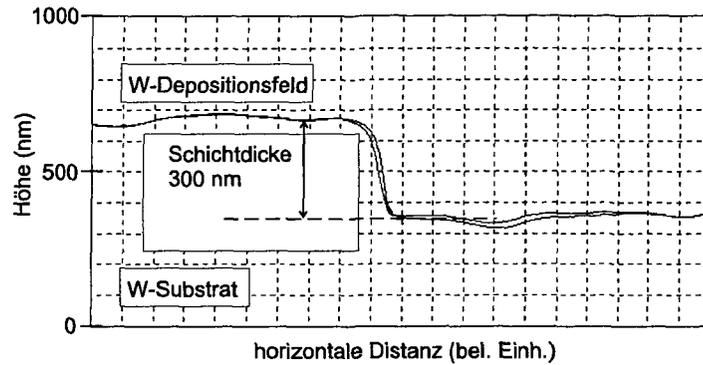


Abbildung 4.16: AFM-Profil des Rändbereiches einer Wolframschicht. Die Schichtdicke lässt sich anhand der Höhenachse ablesen und beträgt hier etwa 300 nm.

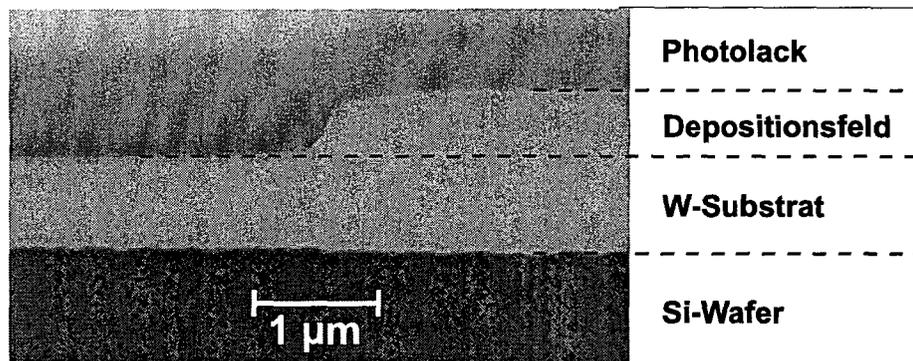


Abbildung 4.17: FIB-Querschnitt durch eine Wolframschicht. Von unten nach oben erkennt man das dunkle Si-Substrat und das Wolfram-Substrat (hellgrau) mit der Kante jener darüberliegenden Wolframschicht, die zur Dickenmessung diente. Darüber liegt noch eine Schutzschicht aus Fotolack, die vor dem FIB-Schnitt aufgetragen wurde.

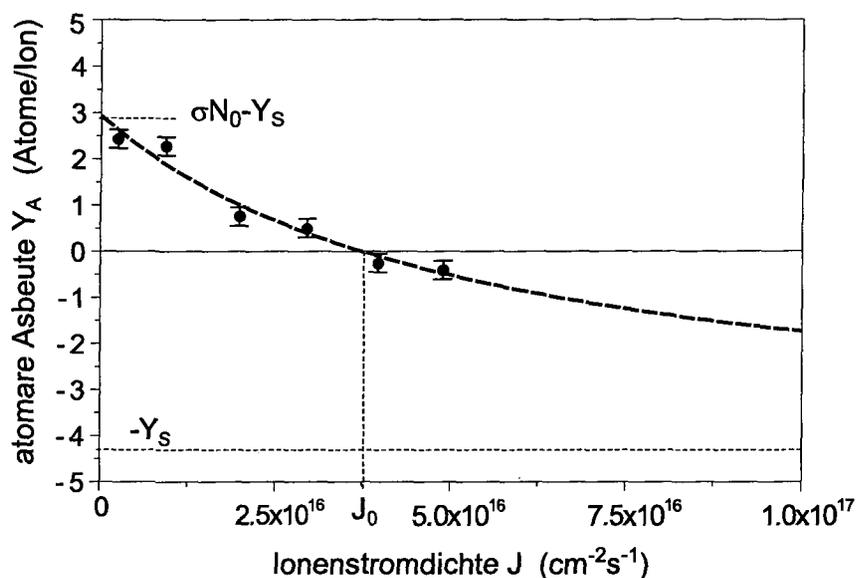


Abbildung 4.18: Gemessene Werte für die atomare Ausbeute der FIB-CVD-Wolframabscheidung in Abhängigkeit von der Ionenstromdichte. Die strichlierte Linie entspricht der daran angepassten Modellfunktion $Y_A(J)$. Daraus wurden die Parameter in Tabelle 4.4 extrahiert.

Parameter	Symbol	Wert
Precursorgasfluss	Φ	$3,98 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Asymptotische Brutto-Ausbeute	σN_0	7,22 Atome/Ion
Sputterausbeute	Y_S	4,3 Atome/Ion
Asymptotische Ausbeute	$\sigma N_0 - Y_S$	2,92 Atome/Ion
Kritische Ionenstromdichte	J_0	$3,74 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Kritischer Strahlstrom	I_0	3,84 nA
Optimale Ionenstromdichte	J_{opt}	$1,63 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Maximale Depositionsrate	Δ_{opt}	$2,08 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Atomare Ausbeute bei J_{opt}	$Y_{A opt}$	1,27 Atome/Ion

Tabelle 4.4: Charakteristische Modellparameter des FIB-CVD-Wolframprozesses.

fluss Φ unterbunden und die FIB-Parameter aus Tabelle 4.3 eingestellt.

In Tabelle 4.4 sind die aus der Anpassung extrahierten Parameter und die Sputterausbeute sowie die daraus berechneten charakteristischen Größen des FIB-CVD-Prozesses zusammengefasst. Der Wert für den Precursorgasfluss ist etwas geringer als

der mit $10^{18} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ in der Literatur angegebene Wert, der aus lokalen Druckmessungen in unmittelbarer Nähe der Gasdüsen in einer FIB-Arbeitskammer berechnet wurde. [18] Da jedes FIB-System andere Eigenschaften besitzt und eine lokale Druckmessung im mikroskopischen Bereich mit vielen Unsicherheiten behaftet ist, ist die Übereinstimmung überraschend gut.

Bei geringen Ionenstromdichten beträgt die Ausbeute etwa 3 Atome/Ion, man kann also davon ausgehen, dass das abgeschiedene Material maximal zu einem Viertel aus Gallium besteht. Dies gilt, wenn man annimmt, dass jedes eingestrahlte Ion in die deponierte Schicht eingebaut wird. In Abschnitt 4.3 wird noch ausführlich auf die Schichtzusammensetzung eingegangen. Die asymptotische atomare Ausbeute von 3 Atomen pro Ion entspricht einer Volumenausbeute von $0,3 \mu\text{m}^3/\text{nC}$ und einer Abscheideeffizienz von $300 \text{ nm}/(\text{nC}/\mu\text{m}^2)$. Die kritische Ionenstromdichte J_0 entspricht bei den gewählten Parametern (Tabelle 4.3) einem Strahlstrom von 3,84 nA und die optimale Ionenstromdichte J_{opt} einem Strahlstrom von 1,67 nA. Die bei diesem Strom maximale Depositionsrate Δ_{opt} entspricht einer Wachstumsrate von 3,3 nm/s. Bei J_{opt} erfolgt die Abscheidung mit einer Ausbeute von 1,27 Atomen pro Ion, das heißt, dass die Schicht zwar schneller wächst, aber auch einen höheren Gehalt an Gallium haben wird als eine mit geringerer Ionenstromdichte abgeschiedene Schicht.

4.2.3 Modellerweiterung auf eine Gasphasenabscheidung unter rasternder, fokussierter Ionenbestrahlung

Im ersten Modellansatz (Abschnitt 4.2.1) haben wir Vereinfachungen getroffen, die bei FIB-CVD-Prozessen im Detail nicht mehr zutreffen. So können wir hier nicht von einer kontinuierlichen Ionenbestrahlung ausgehen, sondern müssen den in Abschnitt 2.7 beschriebenen digital rasternden Ionenstrahl berücksichtigen und das Modell erweitern. Die Annahmen (a)–(d) auf Seite 69, die dem ersten Modell zu Grunde liegen gelten weiter, während die Annahme (e) über die stationäre Ionenstromdichte J durch die folgende Annahme (e') über die lokale Ionenstromdichte j ersetzt wird und die Annahmen (f) und (g) hinzukommen.

- (e') Die lokale Ionenstromdichte j ist während einer Verweilzeit t_v auf einer Fläche von $\Delta x \cdot \Delta y$ – der Fläche eines Pixels – konstant. Während der Verweilzeit findet die eigentliche Abscheidung statt. Die Precursorgasmoleküle werden in Metallatome und flüchtige Reaktionsprodukte zerlegt und dabei verbraucht.
- (f) Nach Ablauf der Verweilzeit rastert der Ionenstrahl zum nächsten Pixel weiter. Der Ionenbeschuss des ersten Pixels ist damit beendet. Es beginnt die Precursor-Wiederbedeckungsphase des Substrats mit der Dauer t_b bis zur nächsten Strahlbegegnung des Pixels nach der Rasterzeit $t_r = t_v + t_b$.

- (g) Die durch den zeitlich konstanten Precursorgasfluss Φ gespeiste Adsorption von Precursorgasmolekülen findet sowohl während der Verweilphase wie auch während der Wiederbedeckungsphase statt.

Dieses Modell geht ebenfalls von der Differentialgleichung 4.8 aus [49], nämlich

$$\frac{dN}{dt} = \Phi \left(1 - \frac{N}{N_0} \right) - j\sigma N. \quad (4.25)$$

Anders als beim stationären Modell in Abschnitt 4.2.1 wird die Ionenstromdichte in diesem Modell lokal definiert, als die Ionenstromdichte j ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), die während der Verweilzeit t_v eines digital rasternden Ionenstrahls auf einem Pixel mit der Fläche $\Delta x \cdot \Delta y$ bei einem Strahlstrom I eingestrahlt wird. Es gilt also

$$j = \frac{I}{e\Delta x\Delta y}. \quad (4.26)$$

Ein einzelnes Pixel ist für die Dauer t_v der Ionenstromdichte j ausgesetzt. Am Beginn der Verweildauer liegt die Bedeckung N_{max} mit Precursorgasmolekülen vor. Durch den Umsatz der Moleküle in Metallatome wird bis zum Ende der Verweildauer die Bedeckung zu einem Wert N_{min} abgebaut. Wenn der Ionenstrahl zum nächsten Pixel weitergerastert wird, beginnt die Wiederbedeckungsphase mit der Dauer t_b , bis es zur nächsten Strahlbegegnung des Pixels kommt.

Die Differentialgleichung 4.25 ist daher für beide Zustände zu lösen, einmal für die Verweilzeit mit $j > 0$ und der Anfangsbedingung $N_1(0) = N_{max}$ und dann für die Wiederbedeckungsphase mit $j = 0$ und der Anfangsbedingung $N_2(0) = N_{min}$. Für die Verweilphase ergibt sich

$$N_1(t) = \frac{\Phi N_0}{\Phi + j\sigma N_0} + \left(N_{max} - \frac{\Phi N_0}{\Phi + j\sigma N_0} \right) \exp \left(-\frac{\Phi + j\sigma N_0}{N_0} t \right). \quad (4.27)$$

Für die Wiederbedeckungsphase erhalten wir

$$N_2(t) = N_0 + (N_{min} - N_0) \exp \left(-\frac{\Phi}{N_0} t \right). \quad (4.28)$$

Man sieht, dass die Gleichungen 4.27 und 4.28 voneinander abhängig sind, da für einen stetigen Verlauf der Lösungsfunktion die Bedingungen $N_1(t_v) = N_{min}$ und $N_2(t_b) = N_{max}$ gelten müssen. Diese beiden Werte, erhält man nur numerisch, indem man $N_1(t_v)$ mit $N'_{max} = N_0$ als Startwert berechnet, $N_1(t_v)$ dann als N_{min} in Gleichung 4.28 einsetzt und mit $N_2(t_b) = N''_{max}$ einen neuen Startwert für $N_1(t)$ berechnet. Diese iterative Vorgangsweise wird fortgesetzt, bis sich die Werte von N_{max} und N_{min} nicht mehr verändern. Somit hat man deren Gleichgewichtswerte bestimmt. Betrachten wir nun Gleichung 4.27. Die Anfangsbedingung $N_1(0) = N_{max}$ ist erfüllt. Mit fortschreitender Zeit vermindert sich die Bedeckung exponentiell

mit der Zeitkonstante $\tau_v = N_0/(\Phi + j\sigma N_0)$ bis zum Wert N_{min} bei $t = t_v$. Zu einer exponentiellen Abnahme kommt es, da der Koeffizient der Exponentialfunktion ($N_{max} - \Phi(N_0/\Phi + j\sigma N_0)$) positiv ist. Für den Fall sehr großer Verweilzeiten ($t_v \gg \tau_v$) nähert sich die Bedeckung einem Wert von $\Phi N_0/(\Phi + j\sigma N_0)$. Die Funktion 4.28, die die Wiederbedeckung beschreibt, zeigt einen exponentiellen Anstieg der Bedeckung mit der Zeitkonstante $\tau_b = N_0/\Phi$ bis zum Wert N_{max} bei $t = t_b$ und erreicht für lange Wiederbedeckungszeiten ($t_b \gg \tau_b$) asymptotisch den Wert N_0 . Daher kann für lange Wiederbedeckungszeiten $N_{max} = N_0$ gesetzt werden, wodurch die iterative Bestimmung der Gleichgewichtswerte von N_{max} und N_{min} nicht mehr notwendig ist. Wir verfügen nun über eine mathematische Beschreibung des Bedeckungsgrades der Probenoberfläche während der Bearbeitung mit einem rasternden Ionenstrahl. Das Ziel der Berechnungen ist ein Ausdruck für die atomare Ausbeute bei der Abscheidung. Da eine Umwandlung der Precursormoleküle nur während der Verweilphase stattfindet verwenden wir Gleichung 4.27 für die weitere Herleitung.

In einem kleinen Zeitintervall während der Verweildauer ist der Zuwachs an Metallatomen dM proportional zur Anzahl der adsorbierten Precursormoleküle $N_1(t)$, der Stromdichte j und dem Wirkungsquerschnitt σ und kann durch die Relation

$$dM = j\sigma N_1(t)dt \quad (4.29)$$

ausgedrückt werden. Die Anzahl der neu hinzukommenden Metallatome während der gesamten Verweilphase M ist daher proportional dem Integral von $N_1(t)$ über die Dauer der Verweilphase. Es gilt

$$M = j\sigma \int_0^{t_v} N_1(t)dt. \quad (4.30)$$

Nach Ausführung der Integration erhält man

$$M = \frac{j\sigma N_0}{(\Phi + j\sigma N_0)^2} \left\{ \left[j\sigma N_0 N_{max} - \Phi N_0 + \Phi N_{max} \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{\Phi + j\sigma N_0}{N_0} t_v\right) \right] + j\sigma N_0 \Phi t_v + \Phi^2 t_v \right\}. \quad (4.31)$$

Da in den meisten praktischen Fällen die Wiederbedeckungszeit t_b viel größer ist als die charakteristische Zeitkonstante für die Wiederbedeckung τ_b kann hier N_{max} durch N_0 ersetzt werden. Der Ausdruck 4.31 kann dadurch zu

$$M = \frac{j\sigma N_0}{(\Phi + j\sigma N_0)^2} \left\{ j\sigma N_0^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{\Phi + j\sigma N_0}{N_0} t_v\right) \right] + j\sigma N_0 \Phi t_v + \Phi^2 t_v \right\} \quad (4.32)$$

vereinfacht werden. Die atomare Ausbeute entspricht nun der Anzahl der umgesetzten Moleküle M dividiert durch Anzahl der eingestrahlenen Ionen während einer Verweilphase jt_v . Um die Netto-Ausbeute zu erhalten muss noch die Sputteraus-

beute Y_S abgezogen werden. Die atomare Ausbeute Y'_A erhält man aus

$$Y'_A = \frac{M}{jt_v} - Y_S. \quad (4.33)$$

Daraus folgt

$$Y'_A = \frac{\sigma N_0}{(\Phi + j\sigma N_0)^2} \left\{ \frac{j\sigma N_0^2}{t_v} \left[1 - \exp\left(-\frac{\Phi + j\sigma N_0 t_v}{N_0}\right) \right] + j\sigma N_0 \Phi + \Phi^2 \right\} - Y_S. \quad (4.34)$$

Betrachten wir nun die charakteristischen Werte dieser Funktion. Für kleine Ionenstromdichten geht die Ausbeute gegen den Grenzwert

$$Y'_A(j \rightarrow 0) = \sigma N_0 - Y_S, \quad (4.35)$$

der als asymptotische Ausbeute bezeichnet wird und der Differenz zwischen der Brutto-Ausbeute σN_0 und der Sputterausbeute Y_S entspricht. Für sehr große Ionenstromdichten nähert sich die Ausbeute asymptotisch dem Wert

$$Y'_A(j \rightarrow \infty) = -Y_S \quad (4.36)$$

an. Diese beiden Grenzwerte sind identisch mit den Grenzwerten, die man aus dem stationären Modell erhält (Gleichungen 4.19 und 4.21). Die kritische Stromdichte j_0 kann aus Gleichung 4.34 auf Grund ihres transzendenten Charakters nur numerisch bestimmt werden.

Im Unterschied zur Ausbeutefunktion des stationären Modells mit einem nicht fokussierten Ionenstrahl (Gleichung 4.18) mit den drei Parametern Φ , (σN_0) als Produkt und Y_S ist in Gleichung 4.34 der Ausdruck für Y'_A eine Funktion der fünf Parameter Φ , σ , N_0 , t_v und Y_S . Die Verweilzeit t_v wird am FIB-System eingestellt und ist bekannt (siehe Tabelle 4.3). Die Sputterausbeute Y_S wird in einer separaten Messung bestimmt. Für eine Anpassung der Funktion an die schon mit dem stationären Modell ausgewerteten Messdaten bleiben also noch drei unabhängige Parameter. Wie später gezeigt wird ist die Abhängigkeit der Funktion Y'_A von Φ äußerst schwach. Deshalb wurde der in Tabelle 4.4 bestimmte Wert von $\Phi = 3,98 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ eingesetzt. Es bleiben also die Parameter σ und N_0 , die durch die Anpassung an die Messdaten bestimmt werden können. In Abbildung 4.19 sind die gemessenen Werte für die atomare Ausbeute in Abhängigkeit von der auf die Fläche eines Pixels bezogenen Ionenstromdichte $j = I/(e\Delta x\Delta y)$ dargestellt. Die strichlierte Kurve repräsentiert die Anpassung von $Y'_A(j)$ an die Daten. Der Verlauf der angepassten Kurve ist jenem in Abbildung 4.18 sehr ähnlich. Die beiden Modelle scheinen also den Abscheidungsprozess annähernd gleich gut zu beschreiben. Das erweiterte Modell ist jedoch durch die Einbeziehung der Verweilzeit und der Pixelgröße realistischer als das erste. Zusätzlich erlaubt es die getrennte Bestimmung der Adsorptionsplätze N_0 und des Wirkungsquerschnitts σ . Die kritische Stromdichte j_0 wurde aus der

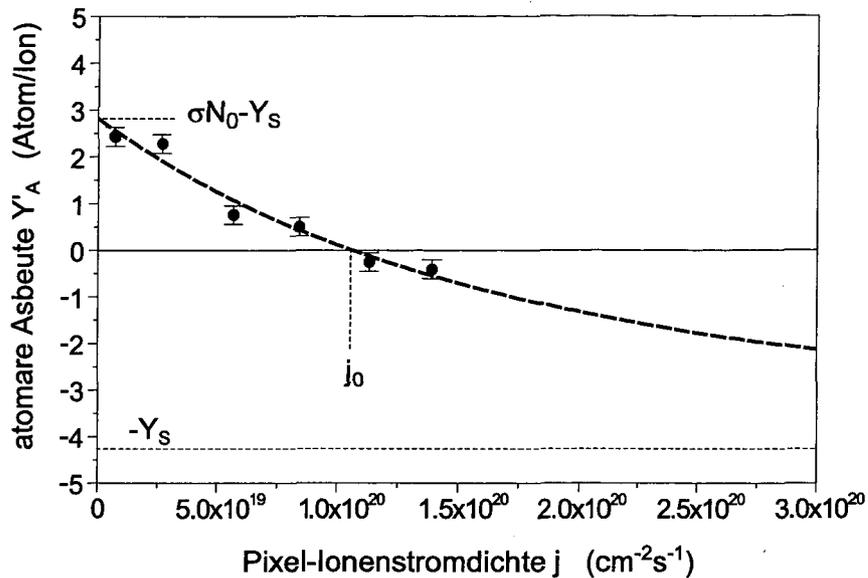


Abbildung 4.19: Die atomare Ausbeute in Abhängigkeit von der Pixel-bezogenen Ionenstromdichte und die daran angepasste Funktion $Y'_A(j)$. Daraus wurden die Parameter in Tabelle 4.5 extrahiert.

Parameter	Symbol	Wert
Wirkungsquerschnitt	σ	$2,62 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$
Adsorptionsplätze	N_0	$2,72 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$
Asymptotische Ausbeute	$\sigma N_0 - Y_S$	2,82 Atome/Ion
Kritische Ionenstromdichte	j_0	$1,06 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Kritischer Strahlstrom	I_0	3,821 nA

Tabelle 4.5: Die durch Anpassung an $Y'_A(j)$ (erweitertes Modell) erhaltenen charakteristischen Größen des Abscheidungsprozesses.

angepassten Kurve numerisch bestimmt.

In Tabelle 4.5 sind die charakteristischen Werte zusammengefasst. Der für die asymptotische Netto-Ausbeute bestimmte Wert von 2,82 Atome/Ion unterscheidet sich kaum vom Wert 2,92 Atome/Ion aus dem stationären Modell. Der aus der kritischen Ionenstromdichte bestimmte Wert für den kritischen Strahlstrom (3,821 nA) unterscheidet sich ebenfalls kaum vom mit dem stationären Modell ermittelten Wert (3,840 nA).

Der aus der Auswertung gewonnene Wert für die Adsorptionsplätze N_0 an der Oberfläche ist wichtig, weil weder Information über die Art des Precursorgases, noch über die physikalischen und chemischen Eigenschaften der Wolframoberfläche in das erweiterte Modell Eingang gefunden haben. Wenn die Auswertung für N_0 einen realistischen Wert liefert, ist dies daher ein starkes Indiz für die Richtigkeit der dem erweiterten Modell zu Grunde liegenden Annahmen. Der extrahierte Wert für N_0 beträgt $2,72 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ und kann durch die folgenden zwei Abschätzungen überprüft werden. Wolframhexacarbonyl ($\text{W}(\text{CO})_6$) hat als Feststoff eine Dichte von $2,65 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$. Zusammen mit der Molekülmasse und der einfachen Annahme eines würfelförmigen Moleküls kann man daraus das Volumen eines Moleküls abschätzen und daraus die Länge eines Moleküls mit $9,4 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ berechnen. Wenn die monomolekulare Adsorbatschicht in Form eines quadratischen Gitters vorliegt ergibt sich eine Molekül-Flächendichte von $1,13 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, also etwas weniger als der mit dem erweiterten Modell bestimmte Wert. Die zweite Überlegung geht direkt vom Moleküldurchmesser aus. Das $\text{W}(\text{CO})_6$ -Molekül hat die Form eines Oktaeders mit dem W-Atom im Zentrum. Bei den chemischen Bindungen zwischen W und C sowie zwischen C und O haben die Atome einen Abstand von ungefähr $1 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ voneinander. Der Durchmesser des Moleküls entspricht etwa der Länge von vier solchen Bindungen. Die Größe des W-Atoms hinzunehmend, kann daher der Durchmesser des Moleküls mit $5 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ abgeschätzt werden. Die gleiche Überlegung wie oben führt auf eine Molekül-Flächendichte von $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Dieser Wert liegt etwas über dem aus den Daten ermittelten, der damit zwischen den beiden Abschätzungen liegt. Diese Überlegungen lassen den ermittelten Wert als sinnvoll erscheinen. Insbesondere ist er ein Indiz dafür, dass die Adsorption des Precursorgases tatsächlich zu einer monomolekularen Bedeckung der Oberfläche führt.

Die Auswertung der Daten hat gezeigt, dass die beiden Modelle unter Verwendung der gewählten Abscheideparameter sehr gut übereinstimmen. Es stellt sich nun die Frage nach der Gültigkeit der Modelle bei beliebigen Prozessparametern. Dazu soll betrachtet werden wie stark der Einfluss der einzelnen Parameter auf den Verlauf der angepassten Kurven, das heißt auf die Funktionen Y_A und Y'_A ist. Daher ist es wichtig, ob der für den Parameter ermittelte Wert physikalisch sinnvoll ist. Dies kann jedoch nur entschieden werden, wenn der Parameter mittels einer alternativen Messmethode bestimmt werden, oder durch theoretische Überlegungen ausreichend genau abgeschätzt werden kann. Sehen wir uns den Precursorgasfluss Φ an. In der Literatur findet man Gasflüsse in der Größenordnung von $10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Diese Werte wurden durch lokale Druckmessung [18] und eine Anpassung eines mit unserem erweiterten Modell verwandten Modells [49] bestimmt. Da es sich bei beiden Untersuchungen um andere FIB-Systeme und andere Precursorgase handelte, ist ein genauer Vergleich mit unseren Daten nicht zweckmäßig. Das stationäre Modell ist sehr empfindlich gegenüber Φ . Der aus unseren Daten ermittelte Wert von $3,98 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ liegt nahe am Literaturwert. Die Aussagen, die das stationäre Modell über den Precursorgasfluss erlaubt, sind daher prinzipiell richtig. Eine genaue Überprüfung des

Modells ist aber auf Grund der fehlenden Messbarkeit von Φ nicht möglich. Im Gegensatz zur Ausbeutefunktion des stationären Modells Y_A ist die Ausbeutefunktion des erweiterten Modells Y'_A im Precursorgasfluss-Bereich von 0 bis $10^{19} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ praktisch unabhängig von Φ . Der numerisch ermittelte kritische Strahlstrom I_0 bei $\Phi = 10^{19} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ist nur um 1% höher als der bei $\Phi = 0$. Auf Grund dieser, bei den gewählten FIB-Parametern (j , t_v und t_b) schwachen Precursorgasfluss-Abhängigkeit des erweiterten Modells, kam es bei der numerischen Anpassung von $Y'_A(j)$ unter Variation von Φ , σ und N_0 zu großen Unsicherheiten bei der Extraktion der Parameter. Der Fehler betrug bei den drei Parametern einige hundert Prozent. Deshalb wurde für Φ der aus dem stationären Modell gewonnene Wert von $3,98 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ fix vorgegeben und bei der Anpassung nur mehr die Parameter σ und N_0 variiert, die mit einer Unsicherheit von etwa 10% extrahiert werden konnten.

Die Ursache dafür, dass der Einfluss des Precursorgasflusses auf die Ausbeutefunktion Y'_A bei den gewählten Parametern so schwach ist, ist die Tatsache dass die eingestellte Wiederbedeckungszeit t_b viel größer ist als die charakteristische Wiederbedeckungszeit τ_b . Das Substrat ist nach jeder Verweilphase vollständig mit Precursormolekülen bedeckt. Der begrenzende Prozess bei der FIB-CVD von Wolfram ist die Verarmung des adsorbierten Precursorgases während der Verweilphase. Die Precursorsubstanz wird durch die hohe lokale Stromdichte viel schneller in Metallatome umgesetzt, als während der Ionenbestrahlung durch Adsorption nachgeliefert werden. Erst in der im Vergleich zur Verweildauer langen Wiederbedeckungsphase kann die Adsorbatschicht neu aufgebaut werden. Die charakteristische Zeit für die Wiederbedeckung (Gleichung 4.28) $\tau_b = N_0/\Phi = 0,7 \text{ ms}$ beträgt etwas mehr als ein Zwanzigstel der Wiederbedeckungszeit $t_b = 13 \text{ ms}$. Es ist also auch gerechtfertigt in Gleichung 4.31 N_{max} mit N_0 gleichzusetzen, da die Wiederbedeckungszeit ausreichend lang für eine vollständige Bedeckung der Oberfläche ist.

Bei der kritischen Stromdichte j_0 beträgt die Zeitkonstante für den Abbau der Adsorbatbedeckung (Gleichung 4.27) $\tau_v = N_0/(\Phi + j_0\sigma N_0) = 0,36 \mu\text{s}$. Das entspricht annähernd der beim Prozess eingestellten Verweilzeit von $0,4 \mu\text{s}$. Um eine effiziente Abscheidung zu erreichen sollte daher die Verweilzeit t_v kürzer sein als die charakteristische Zeit τ_v .

In der Tabelle 4.6 ist eine Zusammenfassung aller Parameter der FIB-CVD-Wolfram-Abscheidung gegeben, die in diesem Kapitel mit Hilfe des mathematischen Modells der Gasphasenabscheidung unter rasternder, fokussierter Ionenbestrahlung, untersucht wurde.

Abschließend wollen wir den Zusammenhang der beiden besprochenen Modelle untersuchen. Wenn sich die beiden Modelle nicht widersprechen, muss aus dem erweiterten Modell das stationäre Modell als Grenzfall ableitbar sein. Betrachten wir dafür den Ausdruck für die atomare Ausbeute Y'_A (Gleichung 4.34) für sehr lange Verweilzeiten t_v . Dies entspricht einem stationären Ionenstrahl, der ein Pixel des

4.2. LINEARES SCHICHTWACHSTUM

Parameter	Symbol	Wert
Strahlbegrenzende Blende		75 μm
Strahlstrom	I	250–5000 pA
Strahlfokus	w	≈ 100 nm
Depositionsfeld (Breite)	b	8 μm^2
Depositionsfeld (Höhe)	h	8 μm^2
x-Pixelabstand	Δx	150 nm
y-Pixelabstand	Δy	150 nm
Ionendosis	D	2 nC/ μm^2
Verweilzeit	t_v	0,4 μs
Rasterzeit	t_r	13 ms
Wiederbedeckungszeit	$t_b \approx t_r$	13 ms
Charakteristische Adsorbat-Umsatzzeit	τ_v	0,36 μs
Charakteristische Wiederbedeckungszeit	τ_b	0,7 ms
Precursorgasfluss	Φ	$3,98 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Wirkungsquerschnitt	σ	$2,62 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$
Adsorptionsplätze	N_0	$2,72 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$
Asymptotische Ausbeute	$\sigma N_0 - Y_S$	2,82 Atome/Ion
Sputterausbeute	Y_S	4,3 Atome/Ion
Kritischer Strahlstrom	I_0	3,821 nA

Tabelle 4.6: Zusammenfassung aller charakteristischen Parameter der FIB-CVD-Wolfram-Abscheidung.

Depositionsfeldes ständig bestrahlt. Im Grenzfall von $t_v \rightarrow \infty$ erhalten wir

$$Y'_A(t_v \rightarrow \infty) = \frac{\sigma N_0}{(\Phi + j\sigma N_0)^2} \{j\sigma N_0\Phi + \Phi^2\} - Y_S. \quad (4.37)$$

Dies lässt sich weiter vereinfachen zu

$$Y'_A(t_v \rightarrow \infty) = \frac{\sigma N_0(\frac{\Phi}{j} - Y_S) - \frac{\Phi}{j}Y_S}{\frac{\Phi}{j} + \sigma N_0}, \quad (4.38)$$

was der Ausbeutefunktion des stationären Modells (Gleichung 4.18) entspricht. Die einzige Diskrepanz besteht noch in der Definition der Stromdichten. Im erweiterten Modell bezieht sich die Stromdichte (Gleichung 4.26)

$$j = \frac{I}{e\Delta x\Delta y} \quad (4.39)$$

auf ein einzelnes Pixel. Im stationären Modell bezieht sich die Stromdichte (Gleichung 4.3)

$$J = \frac{I}{eA} \quad (4.40)$$

hingegen auf das gesamte Depositionsfeld mit der Höhe h , der Breite b und der Fläche $A = bh$. Um die vollständige Übereinstimmung des Grenzfalltes $Y'_A(t_v \rightarrow \infty)$ des erweiterten Modells mit dem stationären Modell Y_A zu erreichen, muss in der Definition von j der Grenzfall eines Pixels mit der Fläche $A = \Delta x\Delta y = bh$, also eines aufgeweiteten Ionenstrahls betrachtet werden.

Nach diesen Betrachtungen kommen wir zu folgenden Schlüssen. Das erweiterte Modell ist wegen der Einbeziehung der Verweilzeit und der Pixelgröße näher an der experimentellen Realität. Die Bestimmung der Zahl Adsorptionsplätze mit dem erweiterten Modell ergibt einen physikalisch sinnvollen Wert. Das stationäre Modell stellt den Grenzfall des erweiterten Modells für lange Verweilzeiten und große Pixelflächen dar.

4.3 Schichtzusammensetzung

Durch FIB-induzierte Wolframabscheidung erhält man Schichten, die nicht aus reinem Wolfram bestehen. Da das Material aus der Vorläufersubstanz $W(\text{CO})_6$ erzeugt wird, werden auf Grund der nicht vollständigen Dissoziation des Moleküls auch Beimengungen von Sauerstoff und Kohlenstoff im abgeschiedenen Material vorhanden sein. Eine andere Quelle von Verunreinigung stellt der Ga^+ -Ionenstrahl dar, der den Depositionsprozess induziert. Es ist also auch mit einer Kontamination durch Gallium zu rechnen.

4.3.1 Auger-Elektronen-Spektroskopie (AES)

Eine Methode, Information über die elementare Zusammensetzung mikroskopisch kleiner Strukturen zu gewinnen ist die Augerelektronenspektroskopie (AES). [50] Dabei wird das Probenmaterial mit Elektronen mit einer Energie von einigen keV beschossen. Dadurch kommt es neben der Emission von niederenergetischen Sekundärelektronen auch zur Emission so genannter Augerelektronen. Die Ursache für die Emission dieser Elektronen ist der folgende Prozess: Ein primäres Elektron dringt in die Elektronenhülle eines Targetatoms ein. Es überträgt kinetische Energie auf ein Elektron in einem der untersten Energieniveaus, das darauf hin das Atom verlässt. Der dadurch entstandene unbesetzte Zustand wird von einem Elektron aus einem höheren Energieniveau besetzt. Dabei wird im Atom Energie frei, die dazu führt, dass ein anderes Elektron mit definierter Energie emittiert wird. Dieses Elektron wird Augerelektron genannt. Seine kinetische Energie ist charakteristisch für den vorangegangenen Relaxationsprozess in der Elektronenhülle und damit für die Art des Atoms – also das chemische Element. Die emittierten Augerelektronen werden in einem Energieanalysator detektiert. Das resultierende Augerelektronen-Energiespektrum gibt Aufschluss über die elementare Zusammensetzung der Probe und die Konzentration der einzelnen Komponenten. Da der Primärelektronenstrahl fein fokussierbar ist und die Augerelektronen aus den ersten Nanometern unter der Oberfläche stammen, lassen sich mit dieser Methode mikroskopische Proben und dünne Schichten untersuchen.

Für die AES-Untersuchung der mittels FIB abgeschiedenen Schichten wurden $(8 \times 8) \mu\text{m}^2$ große Wolframfelder mit einer Ionendosis von $1 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$ deponiert. In der AES-Vakuumkammer wurden durch sputtern mit Argonionen etwa 20 nm der Probenoberfläche abgetragen, um die Wolframschichten von Oberflächenverunreinigungen zu befreien. Dann wurde der Primärelektronenstrahl auf die Wolframfelder gerichtet und die Energiespektren der emittierten Augerelektronen aufgenommen. Abbildung 4.20 zeigt zwei Ausschnitte aus einem typischen Spektrum einer FIB-deponierten Wolframschicht. Links ist das Signal des Kohlenstoffs und rechts das von Wolfram zu sehen. Wenn man den Primärelektronenstrahl über die Probenoberfläche rastert und dabei nur jene Augerelektronen, die die für ein Element charakteristische Energie haben, detektiert, erhält man eine zweidimensionale Darstellung der Konzentration dieses chemischen Elements. In Abbildung 4.21 sind die Bilder der Wolfram- und der Galliumkonzentration dargestellt. Es sind drei (aus perspektivischen Gründen) rechteckige Strukturen zu erkennen, die den abgeschiedenen Wolframschichten entsprechen.

Schon aus den in den Abbildungen 4.20 und 4.21 dargestellten Daten kann man schließen, dass die FIB-CVD-abgeschiedenen Schichten neben Wolfram noch Kohlenstoff und Gallium enthalten. Die Ergebnisse einer quantitativen Auswertung der Augerspektren von vier Wolframstrukturen, die mit identischen FIB-CVD-Parametern erzeugt wurden, sind in Tabelle 4.7 dargestellt. Die angeführten Werte sind die

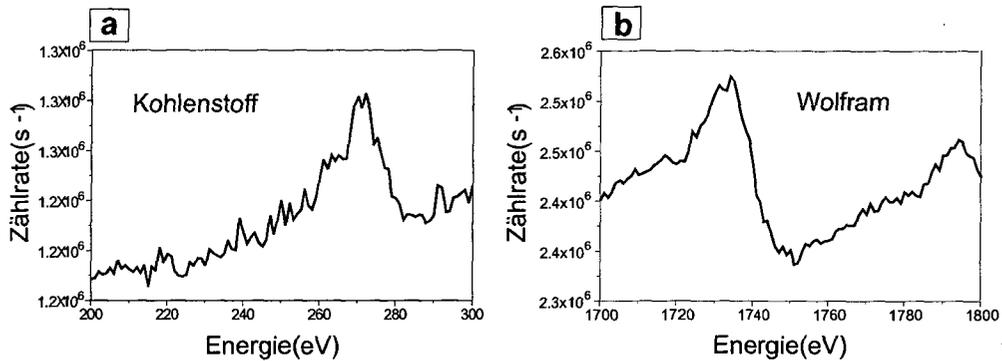


Abbildung 4.20: Zwei Ausschnitte aus dem Energiespektrum der Augerelektronen einer FIB-Wolframstruktur. (a): Charakteristisches Kohlenstoffsignal. (b): Charakteristisches Wolframsignal.

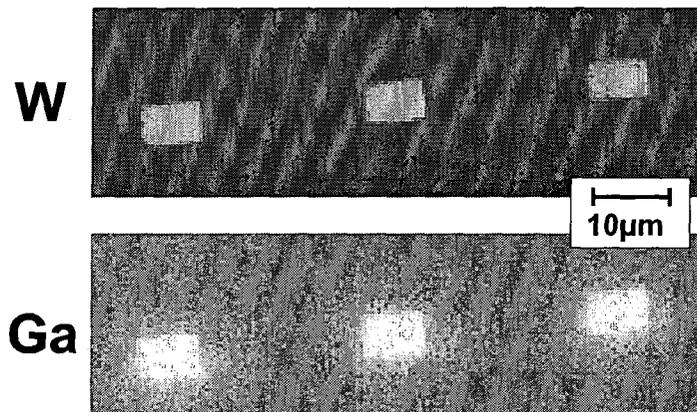


Abbildung 4.21: Augeraufnahmen der FIB-CVD-Wolframfelder. Darstellung der W- und Ga-Konzentration gewonnen aus der Detektion der charakteristischen Augerelektronen-Signale der beiden Elemente. Bei der Abbildung der Ga-Konzentration wurde aus Gründen der besseren Sichtbarkeit der Kontrast und die Helligkeit des Bildes gegenüber der Wolfram-Aufnahme erhöht.

W (at%)	C (at%)	Ga (at%)	O (at%)	Si (at%)
58,4	19,9	19,3	(1,4)	(1,0)

Tabelle 4.7: Atomare Konzentration der chemischen Elemente W, C, Ga, O, Si in FIB-CVD-abgeschiedenem Wolfram.

Mittelwerte aus den Messungen an den vier Strukturen. Die absoluten Standardabweichungen betragen zwischen 1 at% und 3 at%. Diese Abweichungen sind vergleichbar mit der absoluten Genauigkeit der auf AES basierenden Bestimmung der Elementkonzentration. Die in Klammern gesetzten Angaben über die Konzentration von Sauerstoff und Silizium sind daher als qualitativer Nachweis dieser Elemente zu verstehen. Die FIB-CVD-abgeschiedenen Schichten bestehen also zu etwa 60 at% aus Wolfram und sollen deshalb auch weiterhin als Wolfram-Schichten bezeichnet werden. Das Vorhandensein von Gallium ist eine Folge der Ionenstrahl-induzierten Abscheidung und war zu erwarten. Die Galliumkonzentration von etwa 20 at% konnte schon aus dem Wert für die atomare Ausbeute der Deposition von etwa 3 abgeschiedenen Atomen pro Ion mit etwa 25 at% abgeschätzt werden (vergleiche Abschnitt 4.2 Seite 77). Der in den Schichten in einer Konzentration von etwa 20 at% vorhandene Kohlenstoff stammt aus der unvollständigen Dissoziation des Wolframhexacarbonyl-Precursors. Der Sauerstoff aus den $W(CO)_6$ -Molekülen ist als Gas viel leichter flüchtig, weshalb er in geringerer Konzentration in der Schicht zurückbleibt und mit AES gerade noch nachweisbar ist. Das Silizium stammt aus dem Substrat auf dem die Wolframstrukturen abgeschieden wurden und ist durch Rückstreuprozesse in die deponierten Schichten gelangt.

Im Abschnitt 4.2 wurde aus der Volumenausbeute die atomare Ausbeute der Deposition unter der Annahme berechnet, dass es sich beim deponierten Material um reines Wolfram mit einer Dichte von $1,93 \cdot 10^4 \text{ kg/m}^3$ handelt. Wir erhielten für die asymptotische atomare Ausbeute, berechnet nach dem erweiterten Modell, einen Wert von 2,82 Atomen/Ion. Wenn man nun zu Grunde legt, dass das abgeschiedene Material aus W, Ga und C im Verhältnis 3 : 1 : 1 besteht und die entsprechenden Dichten und Atommassen der drei Elemente in die Rechnung mit einbezieht, erhält man für die atomare Ausbeute von reinem Wolfram den Wert 1,54 Wolframatome/Ion. In Abschnitt 5.1 wird der im Vergleich zu reinem Wolfram erhöhte elektrische Widerstand der FIB-CVD-Wolframschichten eingehend behandelt, der eine unmittelbare Folge der Verunreinigung des FIB-abgeschiedenen Wolframs mit Gallium und Kohlenstoff ist.

4.3.2 Sekundär-Ionen-Massen-Spektrometrie (SIMS)

Mit Hilfe der Augerelektronenspektroskopie (AES) konnte die Konzentration der chemischen Elemente in einem oberflächennahen Bereich der FIB-CVD-Wolframschichten auf einige Prozent genau bestimmt werden (Abschnitt 4.3). Nun stellt sich die Frage nach dem Verlauf der Konzentrationsprofile dieser Elemente von der Oberfläche der Wolframschicht bis zum Substrat. Besonders die Übergangszone zwischen Wolframschicht und Substrat ist dabei von Interesse, da sie Aufschluss über die Anfangsphase der Abscheidung geben kann. Die Methode, die sich für die Beantwortung dieser Fragestellung eignet, ist die Sekundärionenmassenspektrometrie

(SIMS). [50] Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten SIMS-Messungen wurde ein Cs^+ -Ionenstrahl mit einer Energie von einigen keV auf die Probenoberfläche gerichtet. Die Cäsiumionen entfalten an der Oberfläche eine Sputterwirkung. Die im Rahmen dieser Sputterwirkung erzeugten Sekundärionen der Probe durchlaufen einen Energie- und einen Massenfilter und werden dann detektiert. Durch den fortschreitenden Abtrag bei gleichzeitiger massenselektiver Detektion der Sekundärionen erhält man ein Tiefenprofil der in der Probe enthaltenen chemischen Elemente.

Da die Ausbeute der Sekundärionen stark von der Art der Ionen und von der umgebenden Teilchenmatrix der Probe abhängt, ist ein Rückschluss von den mittels SIMS gemessenen Werten für die Zählraten der einzelnen Elemente auf die genaue Konzentration dieser Elemente in einer bestimmten Tiefe der Probe nur möglich, wenn zwei Bedingungen erfüllt sind. Erstens muss ein Vergleichsstandard des zu untersuchenden Materials mit bekannter Konzentration von Fremdatomen zur Verfügung stehen. Zweitens darf es bei der in die Tiefe fortschreitenden Messung zu keiner Änderung der umgebenden Matrix kommen. Beide Bedingungen sind bei der SIMS-Analyse der FIB-deponierten Wolframschichten nur näherungsweise erfüllt. Ein bekannter Vergleichsstandard existiert nicht, da die untersuchten Proben ausschließlich durch ionenstrahlinduzierte Abscheidung und daher nur in mikroskopischen Volumina hergestellt werden können. Die Daten aus den AES-Messungen eignen sich für eine grobe Abschätzung der Konzentration der Hauptbestandteile der Strukturen. Für die Spurenanalyse ist die Nachweisempfindlichkeit von AES viel zu gering, um damit sinnvolle Vergleichsmessungen für die SIMS-Analyse durchführen zu können. Die zweite Bedingung ist nicht erfüllt, da es in der Grenzregion zwischen der amorphen Schicht aus W, Ga, und C und dem kristallinen Si-Substrat zu einer fundamentalen Änderung der Materialmatrix kommt. Trotz dieser Unzulänglichkeiten können aus der SIMS-Analyse der FIB-deponierten Wolframstrukturen Erkenntnisse über den inneren Aufbau der Schichten gezogen werden, wenn die gemessenen Profile vorwiegend qualitativ interpretiert werden.

Für die SIMS-Messungen wurden $(100 \times 100) \mu\text{m}^2$ große Wolframfelder mit einer Ionendosis von $1 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$ auf einem Siliziumsubstrat abgeschieden. Der Cs^+ -Ionenstrahl mit einem Durchmesser von $60 \mu\text{m}$ wurde auf das Zentrum der Wolframflächen gerichtet. Dann wurden während des Sputter-Materialabtrags die Sekundärionen einiger ausgewählter Elemente detektiert. In Abbildung 4.22 sind die aufgenommenen Profile von W, Ga, C, Si und dem Molekülion WSi dargestellt. Die Eichung der Tiefenachse wurde anhand eines FIB-Querschnitts einer gleich prozessierten Wolframschicht durchgeführt, die keiner SIMS-Messung unterzogen wurde.

An der Oberfläche beginnend werden nun die Messkurven in Abbildung 4.22 interpretiert.

- Für die ersten 25 nm (Markierung (a)) der Wolframschicht liefert die SIMS-

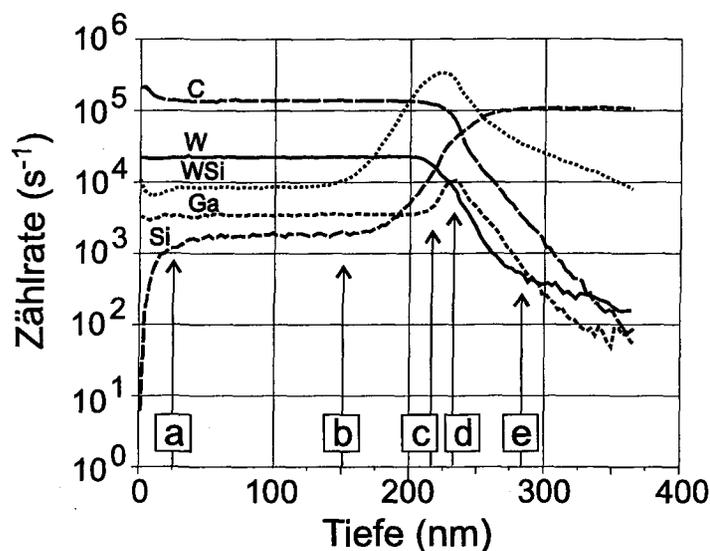


Abbildung 4.22: SIMS-Tiefenprofile der Elemente W, Ga, C, Si und dem Molekülion WSi einer FIB-CVD-Wolframschicht.

Messung keine brauchbaren Ergebnisse. Der Sputterprozess erreicht nämlich erst ab dieser Tiefe einen dynamischen Gleichgewichtszustand.

- Die darauf folgenden konstanten Signalverläufe zeigen, dass die Schicht von 25 nm bis etwa 150 nm (b) Tiefe homogen aufgebaut ist. Im dargestellten Diagramm ist das C-Signal um fast eine Größenordnung höher als das W-Signal, obwohl aus den AES-Messungen bekannt ist, dass W in einer dreifach höheren Konzentration in der Schicht vorliegt. Dieser Effekt ist darauf zurückzuführen, dass die Sekundärionenausbeute für C offenkundig viel höher als die für W ist.
- Ab einer Tiefe von 150 nm (b) beginnen die Signale des Si und des WSi zu steigen, während die Signale von W, Ga und C noch konstant bleiben. Der beobachtbare sanfte Anstieg des Si-Signals deutet auf den Beginn einer Zone hin, in der es beim Abscheidungsprozess zu einer ioneninduzierten atomaren Vermischung von Substratomen mit dem deponierten Material gekommen ist.
- In einer Tiefe von 215 nm (c) beginnen die Signale von W und C exponentiell abzufallen. Gleichzeitig zeigt das Ga-Signal einen leichten Anstieg und ein Maximum bei 235 nm (d). Die Frage, ob an dieser Stelle tatsächlich eine Anreicherung von Ga stattgefunden hat, oder ob das Maximum eine Folge der Änderung der Materialmatrix in diesem Bereich ist, kann hier nicht beantwortet werden.
- Im weiteren Verlauf erkennt man ein breites Maximum des WSi-Signals, während

die Signale von C und W weiter exponentiell abnehmen. Das Abklingen des W-Signals wird in einer Tiefe von 280 nm (e) langsamer. Das WSi-Signal wurde aufgezeichnet, weil es ein Indikator für die Übergangszone ist. Es kann jedoch aus dem Signal nicht eindeutig auf das Auftreten von Wolframsilizid als chemische Verbindung in der Übergangszone geschlossen werden.

Aus den durchgeführten SIMS-Untersuchungen lassen sich die folgenden Schlussfolgerungen ziehen. Die FIB-prozessierten Wolframschichten bestehen aus einer homogenen Region im oberen Bereich und einer Übergangsregion zum Substrat im unteren Bereich. Die Übergangszone beginnt mit dem Anstieg der Konzentration von Si, das durch ioneninduzierte Vermischung in die unteren Bereiche der Schicht eingebracht wurde. Etwa 75 nm nach Beginn des Si-Anstiegs fallen die Konzentrationen von W und C um eine Dekade pro 50 nm exponentiell ab. Diese charakteristische Länge, auf der die Wolframkonzentration auf ein Zehntel ihrer Konzentration im Inneren der Schicht abfällt, kann als Maß für die Dicke der Übergangszone herangezogen werden.

5 Elektrische Eigenschaften

5.1 Spezifischer Widerstand der FIB-CVD-Wolframschichten

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Messung des spezifischen elektrischen Widerstandes der abgeschiedenen Wolframschichten. Wie wir aus den Abschnitten 4.3 und 4.3.2 wissen, ist das deponierte Material nicht reines Wolfram, vielmehr besteht es aus mehreren Komponenten, deren relative Konzentration von den gewählten Abscheideparametern abhängt. Weiters ist der vertikale Schichtaufbau auf Grund der ausgedehnten Übergangszone zwischen Substrat und abgeschiedener Schicht nicht homogen. Dies macht sich besonders im Widerstand dünner Schichten bemerkbar.

Zur Bestimmung des Schichtwiderstandes und des spezifischen Widerstandes wurde die Methode nach van der Pauw (Abschnitt 3.2) angewandt. Zuerst wurde der Zusammenhang zwischen der Ionendosis D , mit der die Schicht abgeschieden wurde, und dem Schichtwiderstand R_S untersucht. Die gemessenen Daten sind in Abbildung 5.1 dargestellt. Bei einer Dosis von $1,00 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$ beträgt der gemessene Schichtwiderstand $11,4 \Omega$. Er nimmt dann mit abnehmender Dosis zu und erreicht bei $0,10 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$ einen Wert von 197Ω . Der Zusammenhang der beiden Größen wird deutlicher, wenn man anstatt des Schichtwiderstandes den inversen Schichtwiderstand, also den Schichtleitwert $G_S = 1/R_S$, betrachtet. In Abbildung 5.2 ist zu erkennen, dass die Zunahme des Schichtleitwerts mit steigender Dosis etwas langsamer wird. Weiters sieht man, dass die lineare Extrapolation der ersten vier Messpunkte die Abszisse bei einer endlichen Dosis von $0,07 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$ schneidet. Es ist also eine minimale Ionendosis für die Entstehung einer leitfähigen Schicht notwendig. Dieser Befund ist nicht überraschend, wissen wir doch aus Abschnitt 4.1, dass das Schichtwachstum mit einer Nukleationsphase und daher einer diskontinuierlichen Wolframschicht beginnt. Im oberen Teil von Abbildung 5.2 sind drei FIB-SEM-Aufnahmen der Oberflächen der vermessenen van-der-Pauw-Strukturen zu sehen. Die Oberfläche in Bild (a) ist noch stark von Gräben durchzogen, es stehen jedoch schon zusammenhängende Pfade für den lateralen Stromfluss zur Verfügung. Die Schicht in Aufnahme (b) weist nur noch wenige Vertiefungen auf und Bild (c) zeigt eine geschlossene und glatte Wolframoberfläche.

5.1. SPEZIFISCHER WIDERSTAND DER FIB-CVD-WOLFRAMSCHICHTEN

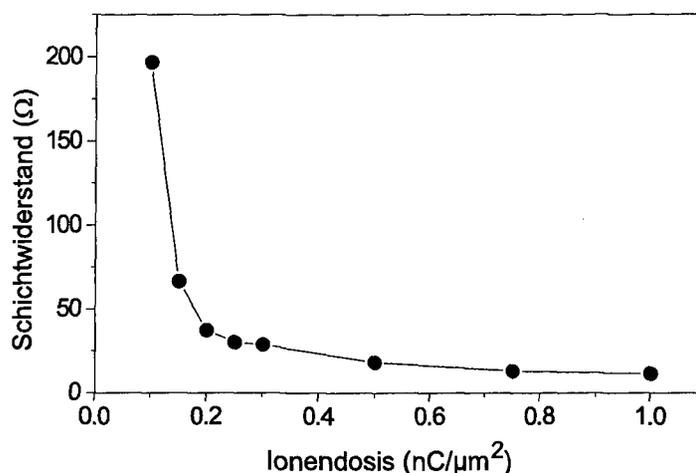


Abbildung 5.1: Abhängigkeit des Schichtwiderstandes von FIB-CVD-Wolframschichten von der Ionendosis. Der Schichtwiderstand nimmt mit abnehmender Dosis stark zu.

An diesem Punkt muss festgestellt werden, dass die $0,10 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$ -Schicht in Aufnahme 5.2 (a) der $0,17 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$ -Schicht in Aufnahme 4.2 (a) in Abschnitt 4.1 ähnlicher ist als der $0,11 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$ -Schicht in Aufnahme 4.1 (d), bei der der Prozess des Zusammenwachsens der Strukturen deutlich weniger fortgeschritten ist. Das Zusammenwachsen hat also bei den Van-der-Pauw-Proben schon bei geringeren Dosen eingesetzt. Diese Diskrepanz wurde wahrscheinlich durch unterschiedliche mikroskopische Beschaffenheit des Substrats oder anderer Bedingungen, wie zum Beispiel Schwankungen des lokalen Precursorgasdrucks verursacht, ändert aber nichts an den prinzipiellen Erkenntnissen über den Zusammenhang zwischen der Morphologie dünner Wolframschichten und ihren elektrischen Eigenschaften.

Die Art und Weise des Schichtwachstums erklärt auch den gekrümmten Verlauf der Kurve in Abbildung 5.2. In der Anfangsphase der Abscheidung ist die Zunahme des Schichtleitwerts mit der Dosis größer, weil die Schicht nicht nur vertikal wächst, sondern auch lateral. Durch das stetige Zusammenwachsen der Nukleationsstrukturen, nimmt die stromführende Fläche zu, was in der Folge zu einer Verringerung des Schichtwiderstandes führt. Ist die Schicht erst einmal geschlossen, nimmt in der linearen Wachstumsphase nur mehr die Dicke der Schicht zu und der Schichtleitwert wächst langsamer als in der Nukleationsphase. Ein ähnliches Phänomen ist beobachtbar, wenn man die Dicke der Schichten bestimmt und in Beziehung zu deren spezifischer Leitfähigkeit setzt, die gemäß

$$\kappa = \frac{1}{\rho} = \frac{1}{R_{sd}} \quad (5.1)$$

5.1. SPEZIFISCHER WIDERSTAND DER FIB-CVD-WOLFRAMSCHICHTEN

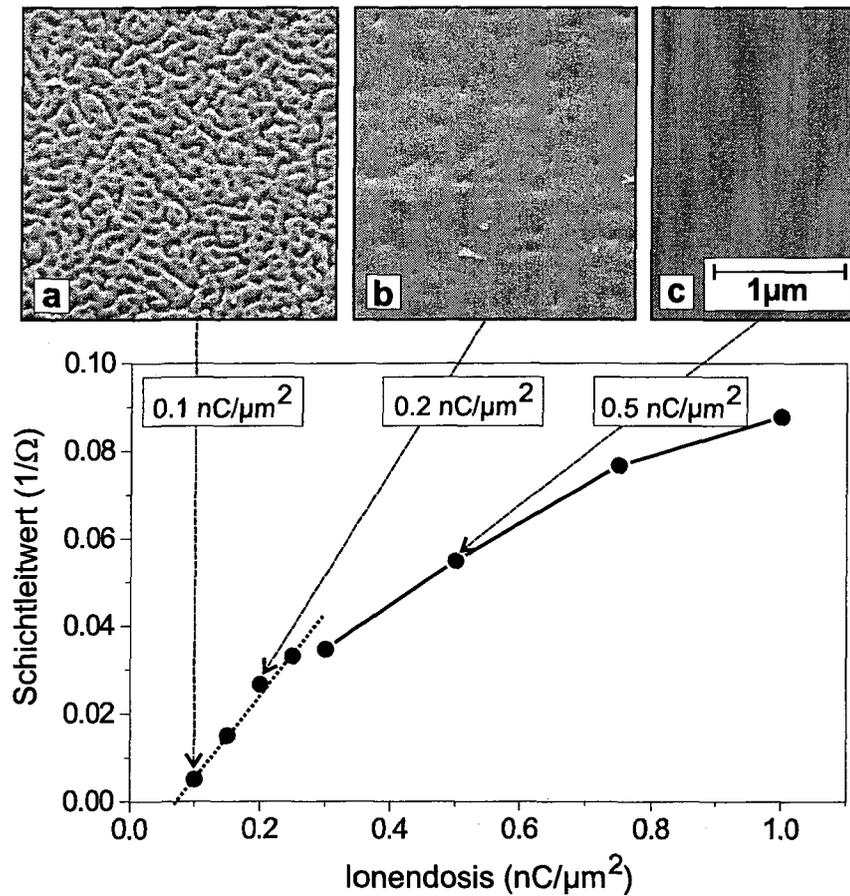


Abbildung 5.2: Abhängigkeit des Schichtleitwerts G_S von der Ionendosis D . Die lineare Extrapolation zeigt, dass der Schichtleitwert schon bei einer endlichen Dosis den Wert 0 erreicht. Im oberen Teil der Abbildung sind FIB-SEM-Aufnahmen der Wolframoberfläche bei drei verschiedenen Ionendosen eingeblendet.

5.1. SPEZIFISCHER WIDERSTAND DER FIB-CVD-WOLFRAMSCHICHTEN

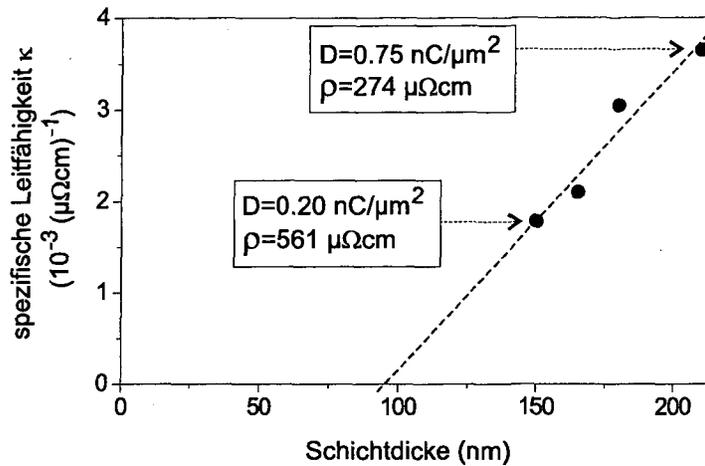


Abbildung 5.3: Abhängigkeit der spezifischen Leitfähigkeit κ von FIB-CVD-Wolfram von der Schichtdicke. Die lineare Extrapolation weist auf eine Mindestdicke von knapp 100 nm für eine lateral leitfähige Schicht hin.

aus der gemessenen Dicke d und dem Schichtwiderstand bestimmt werden kann. Abbildung 5.3 zeigt ein Diagramm mit vier Messpunkten. Die Bestimmung der Dicke unterhalb von etwa 150 nm ist nicht mehr möglich. Trotzdem kann man aus einer linearen Extrapolation der Daten Folgendes ablesen: Wenn die Leitfähigkeit mit der Schichtdicke weiter linear abnimmt, erreicht sie bereits bei einer Schichtdicke von knapp 100 nm den Wert 0. Oder – anders formuliert – erst eine etwa 100 nm dicke FIB-deponierte Wolframschicht zeigt eine laterale Leitfähigkeit. Abbildung 5.4 zeigt die Daten aus Abbildung 4.13 in einer kombinierten Darstellung mit den Daten aus Abbildung 5.2. Die Messreihe der Schichtdicke (\blacktriangle) ist hier durch eine vom Ursprung des Diagramms zum ersten Datenpunkt führende Linie (a) ergänzt. Sie repräsentiert den vermuteten Zusammenhang zwischen Schichtdicke und Ionendosis in jenem Bereich, in dem die Schichtdicke nicht mehr gemessen werden kann. Da die Dicke einer diskontinuierlichen Schicht nicht mehr eindeutig angegeben werden kann, ist es sinnvoll in diesem Bereich von der äquivalenten Dicke zu sprechen. Die äquivalente Dicke einer diskontinuierlichen Schicht ist die Dicke einer kontinuierlichen Schicht gleichen Volumens. Bei der Messreihe des Schichtleitwerts (\bullet) ist die lineare Extrapolation (b) der ersten vier Messpunkte eingezeichnet. Mit Hilfe der Linie (a) kann nun dem Dosiswert $0,10 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$, bei dem der geringste Schichtleitwert gemessen wurde, eine Schichtdicke von etwa 75 nm zugeordnet werden. Dieses Ergebnis passt gut mit der aus Abbildung 5.3 gewonnenen Mindestschichtdicke von unter 100 nm zusammen und zeigt, dass unsere Aussagen über Schichtmorphologie und elektrische Leitfähigkeit schlüssig sind.

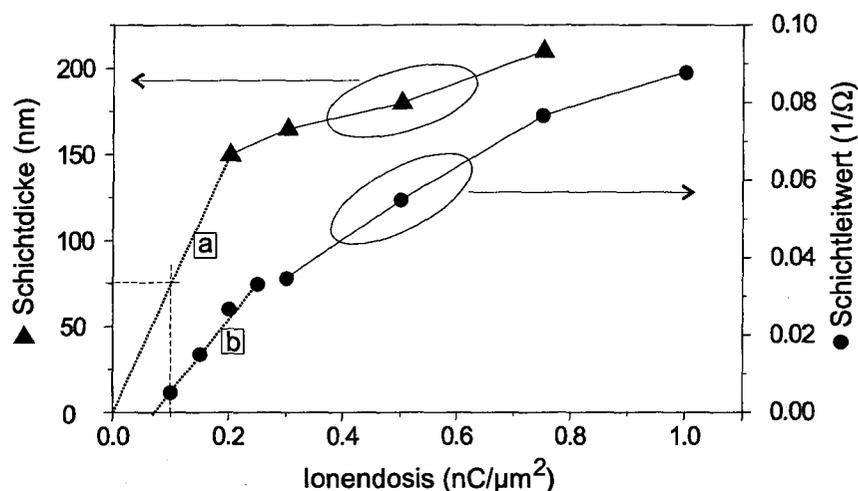


Abbildung 5.4: Kombinierte Darstellung von Schichtdicke und Schichtleitwert.

5.2 Kontakteigenschaften von FIB-CVD-Wolfram und Silizium

Da die FIB-induzierte Wolframmetallisierung zur Kontaktierung von Halbleiterbauelementen eingesetzt werden soll, ist die Untersuchung der Eigenschaften des elektrischen Kontakts der abgeschiedenen Schichten zu n- und p-dotierten Siliziumsubstraten von großem technologischen Interesse. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die Kontakte mittels der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Kelvinstrukturen untersucht. Als Substratmaterial dienten Siliziumwafer, die an der Oberfläche p⁺-dotiert und n⁺-dotiert wurden (vergleiche Tabelle 3.2). Es wurden Kelvinstrukturen mit drei verschiedenen Kontaktlochgrößen (siehe Tabelle 3.3) vermessen.

5.2.1 Kontakt FIB-CVD-Wolfram zu p⁺-Silizium

Im Folgenden werden die Messungen des Kontaktwiderstandes von FIB-CVD-Wolfram zu p⁺-dotierten Substraten beschrieben. In Abbildung 5.5 sind die Strom-Spannungs-Kennlinien einer Kelvinstruktur unmittelbar nach der Abscheidung und nach der thermischen Behandlung (Temperung) bei einer Temperatur von 450 °C dargestellt. In beiden Fällen handelt es sich um perfekt ohmsche Kennlinien, daher ist es sinnvoll den spezifischen Kontaktwiderstand zu bestimmen. Abbildung 5.6 zeigt die an den 11,8 μm² großen Kontaktlöchern gemessenen Widerstände R_C und die spezifischen Kontaktwiderstände ρ_C . Die FIB-Wolframkontakte wurden mit den in Tabelle 5.1 zusammengefassten FIB-Parametern prozessiert.

5.2. KONTAKTEIGENSCHAFTEN VON FIB-CVD-WOLFRAM UND SILIZIUM

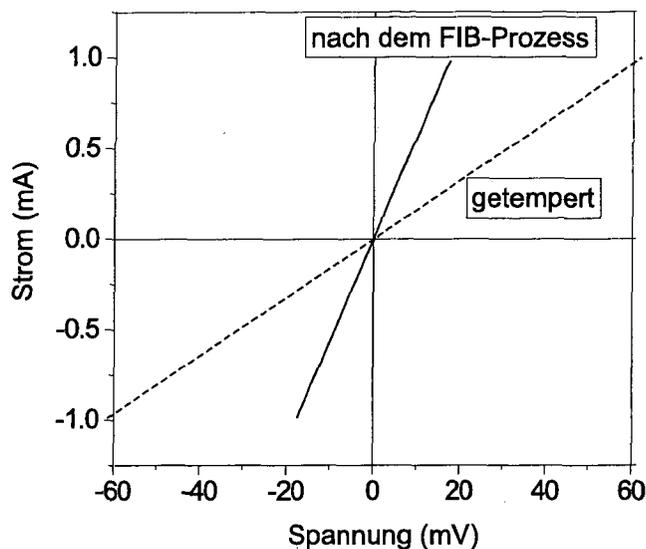


Abbildung 5.5: FIB-CVD-Wolfram auf p⁺-Silizium.
Strom-Spannungs-Kennlinien einer Kelvinstruktur vor (durchgezogene Linie) und nach (strichlierte Linie) der Temperung bei 450 °C.

Parameter	Symbol	Wert
Depositionsfeld: Breite	b	8 μm
Depositionsfeld: Höhe	h	8 μm
x-Pixelabstand	Δx	60 nm
y-Pixelabstand	Δy	60 nm
Verweilzeit	t_v	0,7 μs
Rasterzeit	t_r	13 ms
Blende		75 μm
Strahlstrom	I	250 pA
Strahlfokus	w	≈ 100 nm
Ionendosis	D	2 nC/ μm^2
Ausheilprozess		450 °C, 15 Minuten, in Formiergas (90% N ₂ , 10% H ₂)

Tabelle 5.1: Parameter für die Herstellung von FIB-CVD-W-Si-Kontakten.

5.2. KONTAKTEIGENSCHAFTEN VON FIB-CVD-WOLFRAM UND SILIZIUM

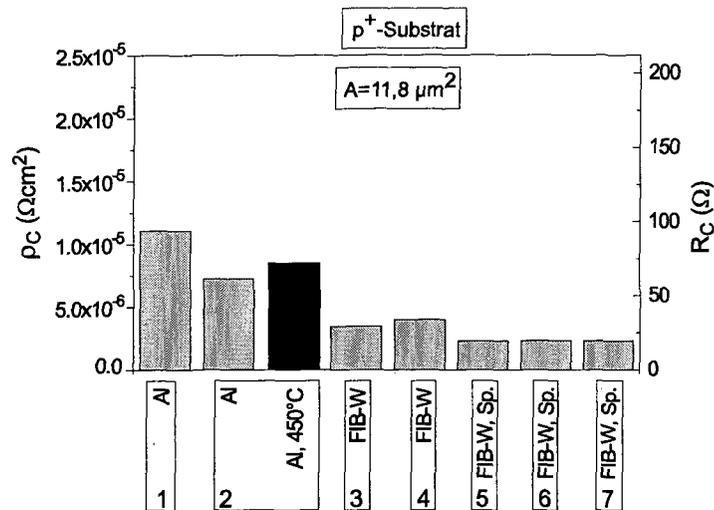


Abbildung 5.6: Kontaktwiderstand R_C und spezifischer Kontaktwiderstand ρ_C der $11,8 \mu\text{m}^2$ großen FIB-CVD-W-Si-Kontakte zum p^+ -dotierten Substrat. Als Referenz werden auch zwei Aluminium-Silizium-Kontakte dargestellt. („Sp.“ steht für den Sputterprozess vor der Deposition.)

Die Werte der gemessenen Kontaktwiderstände liegen im Bereich von 25–75 Ω . Die spezifischen Kontaktwiderstände etwa zwischen $2,5 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$ und $1,25 \cdot 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$. Die Kelvinstrukturen sind fortlaufend nummeriert. Bei den Kelvinstrukturen (1) und (2) wurde das Substrat direkt mit gesputtertem Aluminium kontaktiert (Abkürzung: Al). Der schwarze Balken bei Struktur (2) repräsentiert den Kontaktwiderstand nach der thermischen Behandlung im Ausheilprozess (Abkürzung: Al, 450°C). Durch den Ausheilprozess steigt der Widerstand leicht an. Der Widerstand der FIB-CVD-W-Si-Strukturen (3) und (4) (Abkürzung: FIB-W) beträgt ungefähr die Hälfte des Al-Si-Widerstandes. Bei der Herstellung der Kontakte (5)–(7) wurde die Kontaktfläche des Substrats vor der FIB-Deposition einem FIB-Sputterprozess mit einer Dosis von $0,15 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$ unterzogen (Abkürzung: FIB-W, Sp.). Dadurch wurde der Widerstand weiter verringert. Der kleinste gemessene Wert für den spezifischen Kontaktwiderstand beträgt $2,33 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$. Die Strukturen (5)–(7) unterscheiden sich im Widerstand um weniger als 1%. Die FIB-CVD-W-Si-Kontakte können also mit sehr hoher Reproduzierbarkeit hergestellt werden.

Wenden wir uns nun den $31 \mu\text{m}^2$ großen Kontaktlöchern zu. Hier wurden keine Al-Si-Kontakte erzeugt. Abbildung 5.7 zeigt die Messungen, die an den fünf Kelvinstrukturen (8)–(12) auf einem Chip gemessen wurden. Die schwarzen Balken repräsentieren wieder die Messungen nach der thermischen Behandlung. Es sticht sofort ins Auge, dass die Widerstände nach dem FIB-Prozess nahezu identisch sind. Der Mittelwert des spezifischen Kontaktwiderstandes der fünf Strukturen vor dem Ausheilen be-

5.2. KONTAKTEIGENSCHAFTEN VON FIB-CVD-WOLFRAM UND SILIZIUM

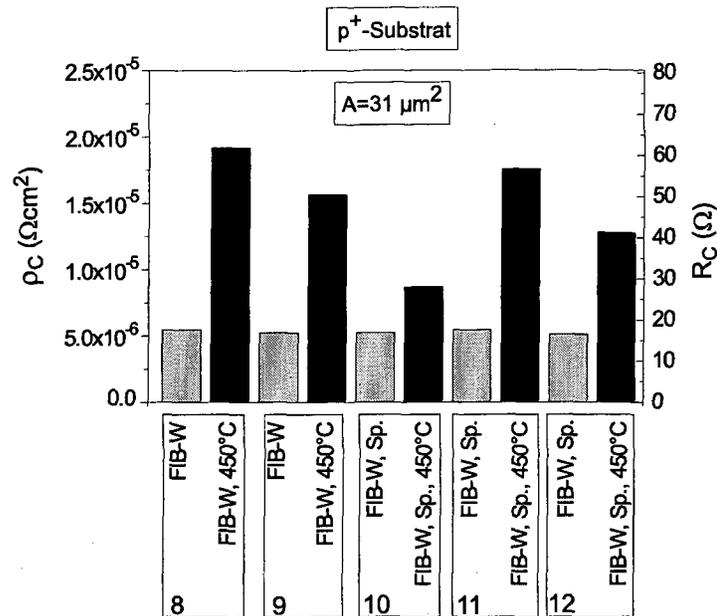


Abbildung 5.7: Kontaktwiderstand R_C und spezifischer Kontaktwiderstand ρ_C der $31 \mu\text{m}^2$ großen FIB-CVD-W-Si-Kontakte zum p^+ -dotierten Substrat. ("Sp." steht für den Sputterprozess vor der Deposition.)

trägt $5,33 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$. Die Standardabweichung der fünf Messungen beträgt nur 2,6%. Die thermische Behandlung vergrößerte den Widerstand auf Werte zwischen $8,7 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$ und $1,9 \cdot 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$ und erhöhte die Standardabweichung, das heißt die Exemplarstreuung, um eine Größenordnung auf 25%.

Betrachten wir nun die Widerstände der Kelvinstrukturen mit einer Kontaktfläche von $75 \mu\text{m}^2$ (Abbildung 5.8). Der spezifische Kontaktwiderstand der beiden Strukturen (14) und (15) direkt nach dem FIB-Prozess war mit $1,12 \cdot 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$ etwa doppelt so groß wie jener der $31 \mu\text{m}^2$ -Kontakte. Nach der Temperaturbehandlung waren die Widerstände beider Strukturen wieder deutlich erhöht und zeigten eine größere Exemplarstreuung.

In Abbildung 5.9 sind alle spezifischen FIB-CVD-W-(p^+ -Si)-Kontaktwiderstände zusammengefasst dargestellt. Man sieht deutlich, dass der spezifische Kontaktwiderstand mit der Kontaktfläche zunimmt. Dieser Zusammenhang deutet auf einen Randeffekt hin, denn während die größten Kontakte eine 6,4 mal größere Kontaktfläche besitzen als die kleinsten Kontakte, ist ihr Rand nur um einen Faktor 2,6 länger. Der Rand spielt also bei den kleinen Widerständen eine größere Rolle. Da die kleinen Kontakte geringere Widerstände aufweisen, kann man folgern, dass ein längerer Kontaktloch-Randbereich den Kontaktwiderstand verringert. Weiters sieht man, dass der zusätzliche FIB-Sputterprozess, der bei den Kelvinstrukturen (5, 6, 7,

5.2. KONTAKTEIGENSCHAFTEN VON FIB-CVD-WOLFRAM UND SILIZIUM

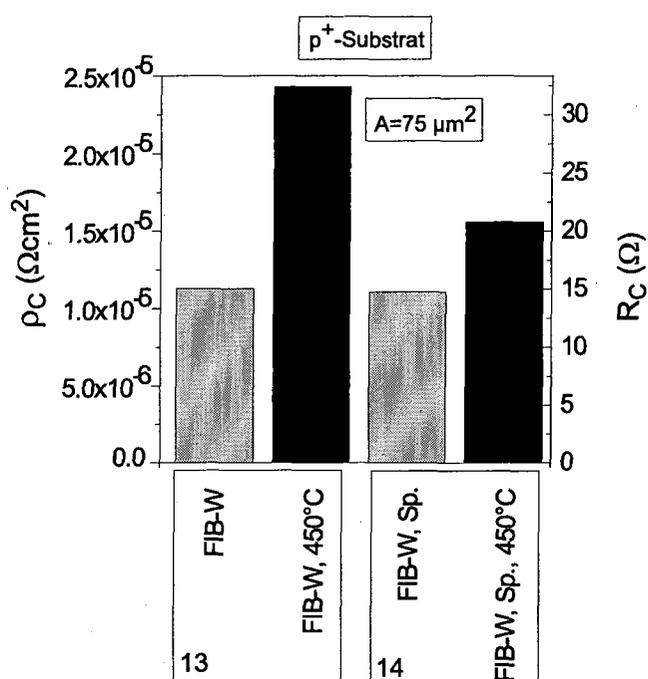


Abbildung 5.8: Kontaktwiderstand R_C und spezifischer Kontaktwiderstand ρ_C der $75\ \mu\text{m}^2$ großen FIB-CVD-W-Si-Kontakte zum p⁺-dotierten Substrat. (“Sp.” steht für den Sputterprozess vor der Deposition.)

5.2. KONTAKTEIGENSCHAFTEN VON FIB-CVD-WOLFRAM UND SILIZIUM

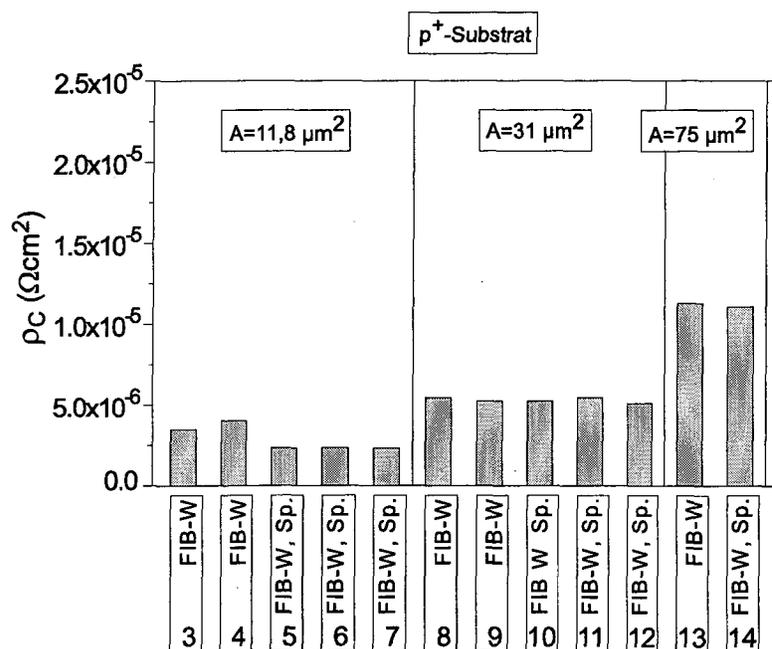


Abbildung 5.9: Spezifischer Kontaktwiderstand ρ_C aller FIB-prozessierten FIB-CVD-W-Si-Kontakte (ohne thermische Behandlung) zum p^+ -dotierten Substrat. ("Sp." steht für den Sputterprozess vor der Deposition.)

5.2. KONTAKTEIGENSCHAFTEN VON FIB-CVD-WOLFRAM UND SILIZIUM

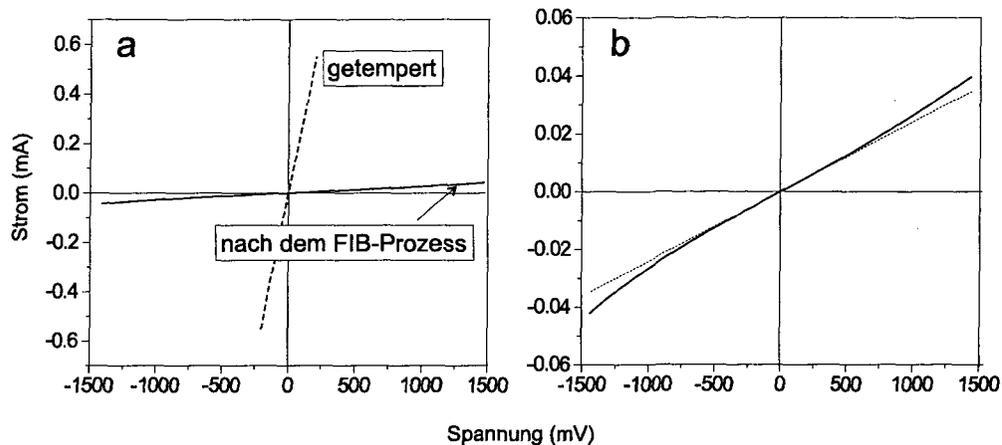


Abbildung 5.10: FIB-CVD-Wolfram auf n^+ -Silizium.

(a) Strom-Spannungs-Kennlinien einer Kelvinstruktur direkt nach der Abscheidung von FIB-CVD-Wolfram (durchgezogene Linie) und nach der Temperung in Formiergas bei 450°C (strichlierte Linie). (b) Vergrößerte Darstellung der Kennlinie vor der thermischen Behandlung. Die strichlierte Linie ist eine Gerade und soll die Abweichung der Kennlinie vom linearen Verlauf verdeutlichen.

10, 11, 12, 14) vor der Wolframdeposition angewendet wurde nur bei den $11,8\ \mu\text{m}$ -Kontakten den Widerstand signifikant beeinflusst hat.

5.2.2 Kontakt von FIB-CVD-Wolfram zu n^+ -Silizium

Wenden wir uns nun der Untersuchung der Kelvinstrukturen auf den n^+ -dotierten Siliziumsubstraten zu (siehe Tabelle 3.2 im Abschnitt 3.3). In Abbildung 5.10 sind wieder die Strom-Spannungs-Kennlinien einer Kelvinstruktur nach der Herstellung und nach einer Temperung in Formiergas bei 450°C dargestellt. Man kann erkennen, dass die Kennlinie, die vor der thermischen Behandlung aufgenommen wurde, eine Abweichung vom linearen Verlauf zeigt (Abbildung 5.10 (b)). Es ist trotzdem gerechtfertigt einen ohmschen Widerstand zu definieren, da die Abweichung sehr gering ist und nach der thermischen Behandlung völlig verschwindet. In Abbildung 5.11 sind die Widerstände der vermessenen Kelvinstrukturen mit einer Kontaktlochfläche von $11,8\ \mu\text{m}^2$ dargestellt. Im Falle der FIB-CVD-Wolfram- n^+ -Si-Kontakte war es notwendig die Daten in einem logarithmischen Diagramm darzustellen, weil sich die Widerstände vor und nach dem Ausheilprozess um mehr als zwei Zehnerpotenzen unterschieden. Die Kontaktwiderstände hatten direkt nach dem FIB-Prozess Werte von einigen $10\ \text{k}\Omega$, die durch die thermische Behandlung auf einige $100\ \Omega$ reduziert wurden, während die Exemplarstreuung unverändert blieb. Wir finden also, dass

5.2. KONTAKTEIGENSCHAFTEN VON FIB-CVD-WOLFRAM UND SILIZIUM

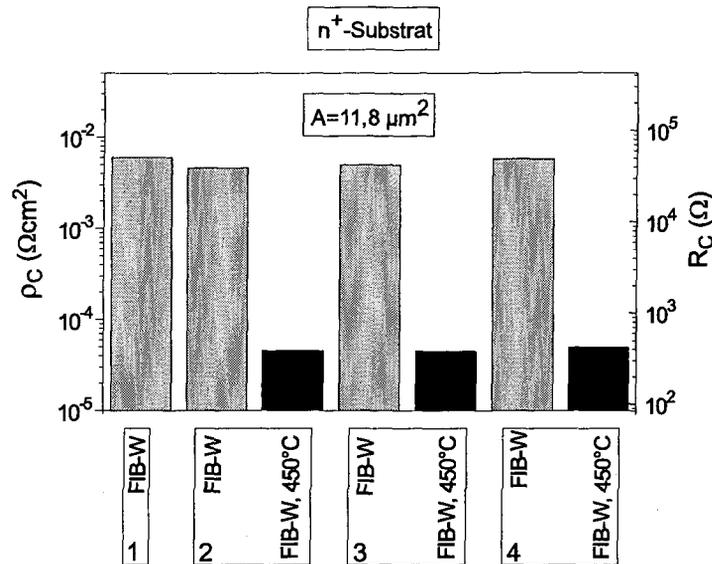


Abbildung 5.11: Kontaktwiderstand R_C und spezifischer Kontaktwiderstand ρ_C der $11,8 \mu\text{m}^2$ großen FIB-CVD-W-Si-Kontakte zum n^+ -dotierten Substrat.

der Ausheilprozess einen vollkommen anderen Einfluss auf den Kontaktwiderstand der Strukturen hat als bei den p^+ -dotierten Siliziumsubstraten. Das gleiche Bild ergibt sich bei der Untersuchung der $31 \mu\text{m}^2$ großen Kontaktlöcher (Abbildung 5.12). Hier sticht wieder die gute Reproduzierbarkeit der Kontakte ins Auge. Durch den Ausheilprozess wird die Exemplarstreuung nicht erhöht. Abbildung 5.13 zeigt alle spezifischen W-(n^+ -Si)-Kontaktwiderstände nach der thermischen Behandlung. Wie schon bei den Kontakten zum p^+ -Silizium weisen die kleineren Kontaktlöcher einen kleineren spezifischen Kontaktwiderstand auf. Der relativ gesehen längere Rand der $11,8 \mu\text{m}^2$ großen Kontaktlöcher verursacht eine Verringerung des spezifischen Kontaktwiderstandes.

5.2.3 Interpretation der Messungen

Tabelle 5.2 gibt eine Zusammenfassung der wichtigsten Messergebnisse für die spezifischen Kontaktwiderstände. Am kleinsten ($\approx 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$) sind die Kontaktwiderstände von FIB-abgeschiedenem Wolfram auf p^+ -Silizium ohne thermischen Ausheilprozess. Durch die thermische Behandlung werden diese Widerstände doppelt so groß und die Exemplarstreuung um eine Größenordnung auf 25% erhöht. Am größten ($\approx 10^{-2} \Omega\text{cm}^2$) sind die Kontaktwiderstände von FIB-abgeschiedenem Wolfram auf n^+ -Silizium ohne thermischen Ausheilprozess. Durch die thermische Behandlung werden diese Widerstände auf ein Hundertstel gesenkt. Die in der vorlie-

5.2. KONTAKTEIGENSCHAFTEN VON FIB-CVD-WOLFRAM UND SILIZIUM

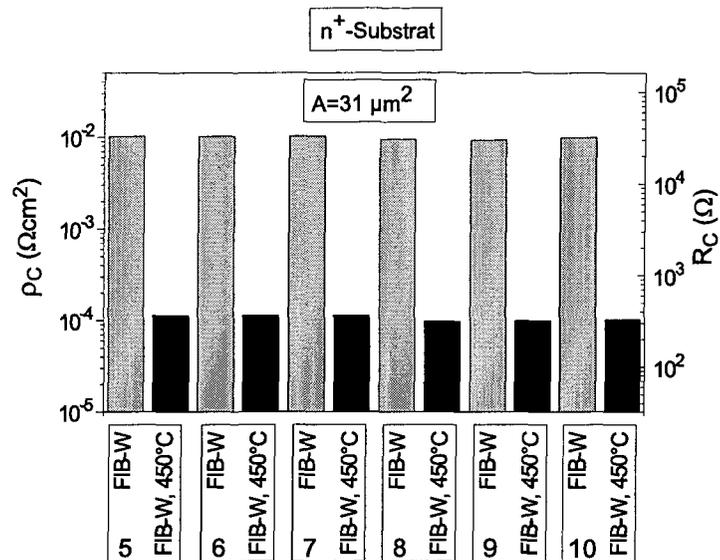


Abbildung 5.12: Kontaktwiderstand R_C und spezifischer Kontaktwiderstand ρ_C der $31 \mu\text{m}^2$ großen FIB-CVD-W-Si-Kontakte zum n⁺-dotierten Substrat.

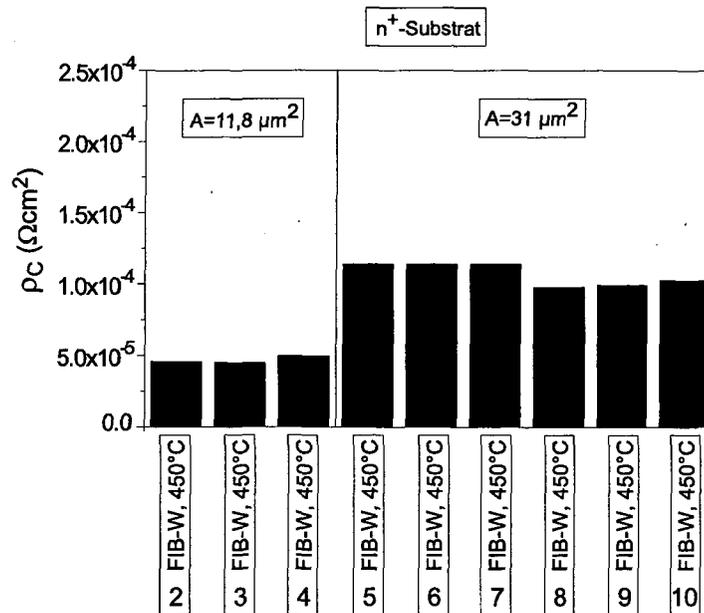


Abbildung 5.13: Spezifischer Kontaktwiderstand ρ_C aller FIB-prozessierten Kontakte (nach der thermischen Behandlung) zum n⁺-dotierten Substrat.

5.2. KONTAKTEIGENSCHAFTEN VON FIB-CVD-WOLFRAM UND SILIZIUM

Prozess	Größe	p ⁺ -Si	n ⁻ -Si
FIB-CVD-W	ρ_C (Ωcm^2)	$5,33 \cdot 10^{-6}$	$9,95 \cdot 10^{-3}$
	Exemplarstreuung	2,55 %	4,36 %
FIB-CVD-W, 450 °C	ρ_C (Ωcm^2)	$1,48 \cdot 10^{-5}$	$1,08 \cdot 10^{-4}$
	Exemplarstreuung	25,2 %	6,76 %

Tabelle 5.2: Spezifische FIB-CVD-Wolfram-Si-Kontaktwiderstände von $31 \mu\text{m}^2$ großen Kontakten.

genden Arbeit präsentierten Werte für die Kontaktwiderstände und die gute Reproduzierbarkeit bei der Herstellung der Testkontakte stellen eine wesentliche Weiterentwicklung im Vergleich zu bereits bekannten Untersuchungen dar. [51, 52, 53]

Sowohl bei den W-(p⁺-Si)-Kontakten, wie auch bei den W-(n⁺-Si)-Kontakten nimmt der spezifische Kontaktwiderstand mit der Fläche der Kontaktlöcher zu. Dies deutet darauf hin dass der Randbereich der Kontaktlöcher mehr zur elektrischen Leitfähigkeit beiträgt als der innere Bereich.

Dass der Kontaktwiderstand von FIB-Wolfram auf p⁺-Silizium kleiner ist als jener auf n⁺-Silizium kann darauf zurückgeführt werden, dass Gallium in Si als Akzeptor, also p-dotierend, wirkt. Die Gesamtdotierung wird daher durch die Implantation von Gallium erhöht. Nach der FIB-Implantation ist ein Teil der Ga-Atome schon elektrisch aktiv, obwohl das Silizium durch den FIB-Prozess mit Sicherheit amorphisiert wurde. [17] Die elektrisch wirksame Dotierung von amorphem Silizium ist in der Literatur bekannt. [54, 55] Allerdings erwartet man, dass eine Temperaturbehandlung die elektrische Aktivierung des Galliums erhöht und zu einer Rekristallisierung des Siliziums führt, was insgesamt den Widerstand senken sollte. Wir beobachteten, dass der Widerstand drastisch erhöht wird. Dieses Phänomen kann auf das spezielle Verhalten von Gallium in Silizium zurückzuführen sein. Untersuchungen an FIB-prozessierten p-n-Übergängen zeigten, dass Ga-Atome bei der Temperung die Gitterplätze des Siliziums wieder verlassen können und elektrisch inaktive Cluster im Material bilden. [56, 57, 58, 59, 60, 61]

Das Verhalten der W-(n⁺-Si)-Kontakte kann ebenfalls im Rahmen dieser Überlegung erklärt werden. Das implantierte p-dotierende Gallium führt zu einer Gegendotierung des n⁺-Si. durch den Temperprozess wird das Gallium elektrisch inaktiv, und die Leitfähigkeit wird dadurch erhöht.

Der zweite Effekt, der nach einer Erklärung verlangt, ist der Einfluss des Randbereiches der Kontaktlöcher. Die Messungen zeigen, dass ein längerer Rand den Kontaktwiderstand vermindert. Dies kann darauf zurückzuführen sein, dass sich die abgeschiedenen Wolfram-Schichten bei der Deposition etwa 50 nm tief in das Sub-

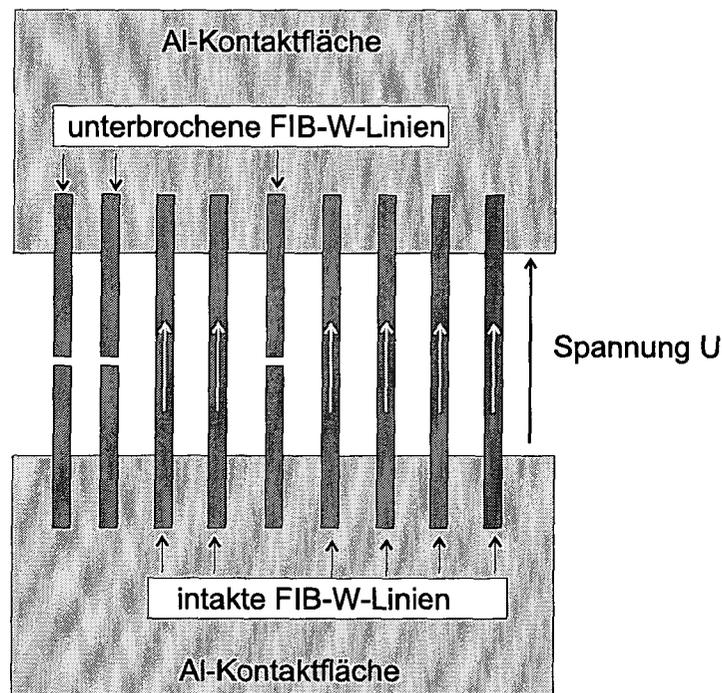


Abbildung 5.14: Schematische Darstellung der Teststruktur zur Messung der maximalen Stromdichte in FIB-CVD-Wolframlinien.

strat "eingraben" (vergleiche Abbildung 3.19). Da die p^+ - und n^+ -Implantationen nur etwa 70 nm tief ins Substrat reichen, kann der Beitrag des über den Rand abfließenden Stroms nicht vernachlässigt werden. Im Wesentlichen handelt es sich dabei zum einen um eine Vergrößerung der Kontaktzone, zum anderen aber auch um den Einfluss von Stromverdrängungseffekten auf den Kontaktwiderstand.

5.3 Elektrischer Stress

Neben der Bestimmung des spezifischen Widerstandes und des spezifischen Kontaktwiderstandes ist auch die Frage interessant, wie viel Strom eine abgeschiedene Wolframbahn leiten kann, bis die entstehende ohmsche Wärme zu einem Aufschmelzen der Leitung führt. Für die Bestimmung der maximalen Stromstärke wurde eine aus neun parallelen Leiterbahnen bestehende Teststruktur verwendet. Die Wolframleiterbahnen waren $16\ \mu\text{m}$ lang $1\ \mu\text{m}$ breit und hatten eine mittlere Dicke von 280 nm. Abbildung 5.14 zeigt eine schematische Darstellung der Teststruktur. Die FIB-CVD-Wolframlinien wurden so abgeschieden, dass die Enden der Linie auf den lithographisch strukturierten Aluminium-Kontaktflächen zu liegen kamen. Bei der

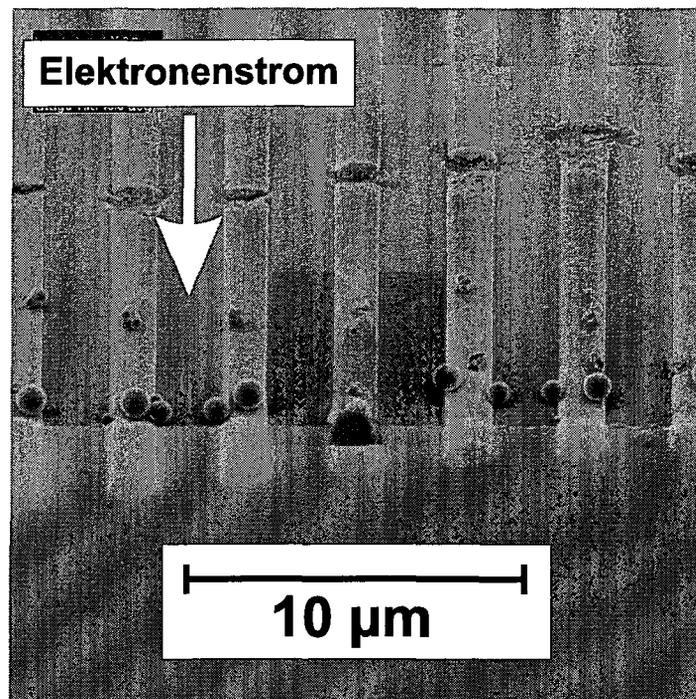


Abbildung 5.15: FIB-Wolfram-Leiterbahnen bei denen die maximale Stromdichte überschritten wurde.

Messung wurden die Kontaktflächen mit Messspitzen kontaktiert und eine Spannung zwischen den beiden Kontaktflächen angelegt. Bei einer Spannung von etwa 2 V begannen die Wolframlinien in der Mitte aufzuschmelzen und wurden so unterbrochen. Da die Wolframlinien parallel verschaltet sind, liegt an jeder Linie die gleiche Spannung an, unabhängig davon, wie viele Linien unterbrochen sind. Dass alle Leiterbahnen in einem Spannungsintervall von etwa 0,1 V ausgefallen sind, liegt daran, dass sie fast identische Eigenschaften hatten. Dieses Verhalten zeigt die gute Reproduzierbarkeit des FIB-CVD-Wolframprozesses.

Bei einem Strom von 94 mA und einer Spannung von 2,1 V brachen die neun Leitungen also fast gleichzeitig. Das ergibt einen Strom von 10,5 mA für eine einzelne Leitung mit einer Querschnittsfläche von $0,28 \mu\text{m}^2$. Daraus ergibt sich die maximale Stromdichte von $3,8 \cdot 10^6 \text{ Acm}^{-2}$. Abbildung 5.15 zeigt eine FIB-SEM-Aufnahme von sieben der neun Leiterbahnen. Die Stellen an denen die Leitungen unterbrochen sind, kann man gut erkennen. Sie liegen alle im mittleren Bereich der Leitungen. Das zeigt, dass die maximale Stromstärke nicht durch die Kontakte der Wolframlinien zu den Aluminium-Kontaktflächen bestimmt wird, sondern durch die Leitungen selbst.

An den zum Betrachter weisenden Enden der Leitungen sind Materialaufwerfungen

5.4. FIB-KONTAKTIERUNG VON MOS-TRANSISTOREN

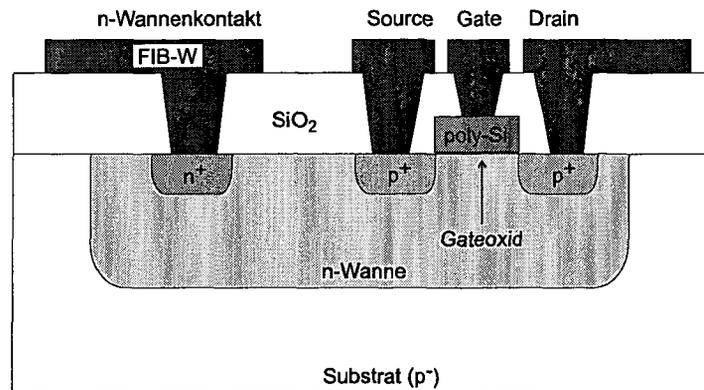


Abbildung 5.16: Vereinfachte schematische Darstellung eines p-MOS-Transistors mit einer FIB-prozessierten Wolframmetallisierung.

zu sehen. Jene in der Nähe der Aluminium-Kontaktflächen sind kugelförmig, weiter zur Mitte der Linien hin sind sie unregelmäßig geformt. Bezogen auf die Richtung des Elektronenstroms sind alle Aufwerfungen nach der Mitte der Linien entstanden. Das ist ein starkes Indiz dafür, dass es sich beim beobachteten Phänomen um einen Elektromigrationseffekt handelt. Zumindest die unregelmäßig geformten Aufwerfungen wurden durch einen strominduzierten Materialtransport verursacht. Die kugelförmigen Strukturen scheinen durch ein Aufschmelzen des Leitermaterials oder der Aluminiummetallisierung entstanden zu sein. Klassische Elektromigrationsmessungen in Form von zeitlich beschleunigten Tests bei erhöhten Temperaturen wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt.

5.4 FIB-Kontaktierung von MOS-Transistoren

Die FIB-induzierte Wolframabscheidung liefert metallisches Material mit einem spezifischen elektrischen Widerstand von $250 \mu\Omega\text{cm}$ und bildet zu hoch n-dotiertem und hoch p-dotiertem Silizium ohmsche Kontakte mit spezifischen Kontaktwiderständen von etwa $1 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ und $5 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$. Nachdem die FIB-Wolfram-Metallisierung ausführlichen elektrischen Tests unterzogen wurde, konnte man also daran gehen Halbleiterbauelemente direkt mit FIB-Wolfram zu kontaktieren. Dafür wurden in 150 nm-Technologie hergestellte p-MOSFET-Testtransistoren verwendet. Die Siliziumscheiben waren bis auf die Metallisierung vollständig prozessiert. Auch die Kontaktlöcher durch das Siliziumoxid waren bereits geätzt. Die Abbildung 5.16 zeigt schematisch den Aufbau eines p-MOS-Transistors mit einer FIB-prozessierten Wolframmetallisierung. In ein schwach p-dotiertes Siliziumsubstrat wurde eine n-dotierte Wanne implantiert. Das Source- und Draingebiet wurde durch Implantation p⁺-dotierter Regionen realisiert. Weiters wurden Pocket Implantationen zur Unter-

5.4. FIB-KONTAKTIERUNG VON MOS-TRANSISTOREN

drückung von Kurzkanal-Effekten durchgeführt. Das Anschlussgebiet der n-dotierten Wanne wurde n^+ -dotiert, um einen ohmschen Übergang zur Wanne herzustellen. Die Gateelektrode besteht aus 300 nm dickem polykristallinem Silizium. Die im Rahmen dieser Arbeit mit FIB-CVD-Wolfram kontaktierten Transistoren haben eine Gateweite von $10\ \mu\text{m}$ und eine Gatelänge von 450 nm. Die minimale auf den Testwafern zur Verfügung stehende Gatelänge betrug 150 nm.

Bevor man mit der FIB-gestützten Metallisierung beginnen kann, muss man das laterale Layout der Testtransistoren genau kennen. Hierzu sind lichtmikroskopische Voruntersuchungen notwendig, da die Strukturen unter der planarisierten Waferoberfläche auf FIB-SEM-Aufnahmen nicht sichtbar sind.

Abbildung 5.17 (a) zeigt eine lichtmikroskopische Aufnahme eines bereits beim Chiphersteller metallisierten Transistors. Die Kontaktbereiche sind unter der Aluminiummetallisierung nicht zu erkennen und deshalb durch die weißen Rechtecke markiert. Dem gegenüber gestellt ist unser Testtransistor mit fehlender Metallisierung und offenen Kontaktlöchern (Bild (b)).

Man erkennt den n-Wannenkontakt als langen Balken. Darunter liegt der Transistor mit dem Source- und Draingebiet, das durch jeweils fünf Öffnungen kontaktiert wird. Das Polysilizium-Gate ist als schmaler horizontaler Balken zwischen Source und Drain sichtbar. Die Gateelektrode wird an beiden Seiten nach außen geführt. An deren Enden sind die Anschlussgebiete mit den Kontaktlöchern zu erkennen.

Nachdem das Transistorlayout unter dem Mikroskop vermessen worden war, konnte die Strategie für die FIB-Metallisierung geplant werden. Da es wie bei jedem FIB-Prozess auch bei der Wolframabscheidung zu einer Aufladung der Probe kommt, ist es nicht möglich die Gateelektrode direkt in einem FIB-CVD-Wolfram-Prozess zu kontaktieren, ohne für eine ausreichende Erdung zu sorgen. Die durch die Aufladung durch den Ionenstrahl auftretenden Spannungen von etwa 30 V würden bei diesen Transistoren zum Durchschlag des 7,5 nm dicken Gateoxids führen. Messungen an identischen Transistoren mit Aluminiummetallisierung haben ergeben, dass das Oxid ab einer Gatespannung von etwa 7 V geschädigt wird und bei etwa 12 V einen Durchbruch erleidet. In Abbildung 5.18 ist das Ergebnis einer Belastungsmessung dargestellt. Es muss also vermieden werden, dass die Spannung an der Gateelektrode über 7 V steigt. Um die Gateelektrode vor Aufladung zu schützen, muss sie während des gesamten FIB-Prozesses ebenso wie die n-Wanne geerdet werden.

Anhand der Abbildungen 5.19 (a) und (b) wird die Vorgangsweise zur FIB-Metallisierung des Transistors dargestellt:

- (1) Das Waferstück mit dem Testtransistor wird mit Hilfe einer Schattenmaske in einer Sputteranlage halbseitig mit Aluminium metallisiert. Die Kante der Metallisierung soll dabei möglichst nahe am Transistor zu liegen kommen.

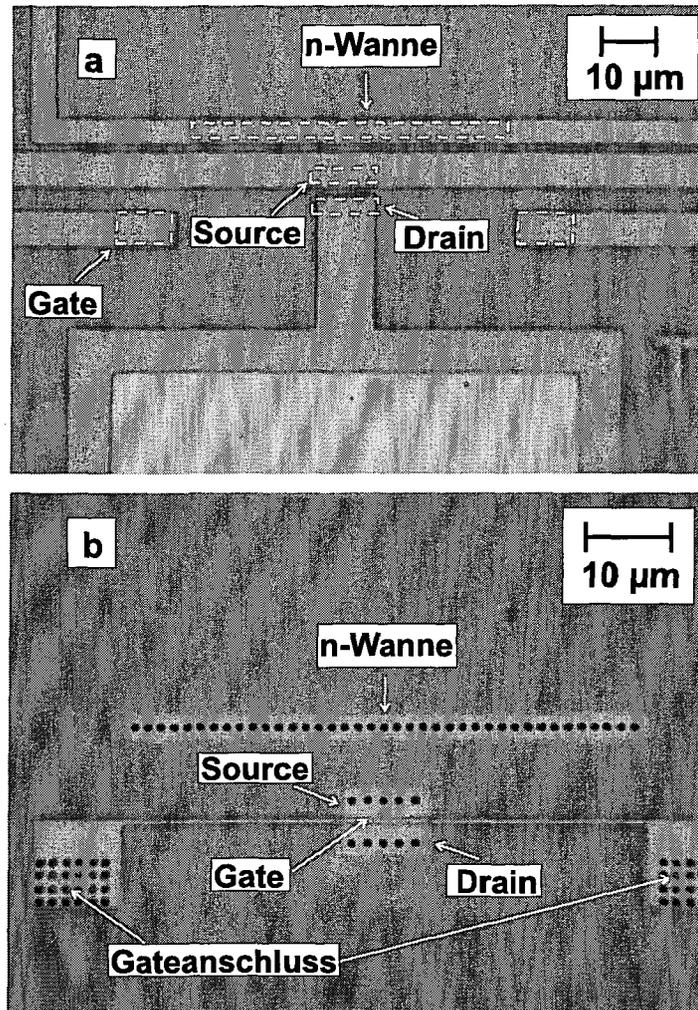


Abbildung 5.17: Lichtmikroskopische Aufnahmen der Testtransistoren. (a) Transistor mit Aluminiummetallisierung. (b) Transistor ohne Metallisierung. Die Standard-Kontaktlöcher sind als dunkle Punkte zu erkennen.

5.4. FIB-KONTAKTIERUNG VON MOS-TRANSISTOREN

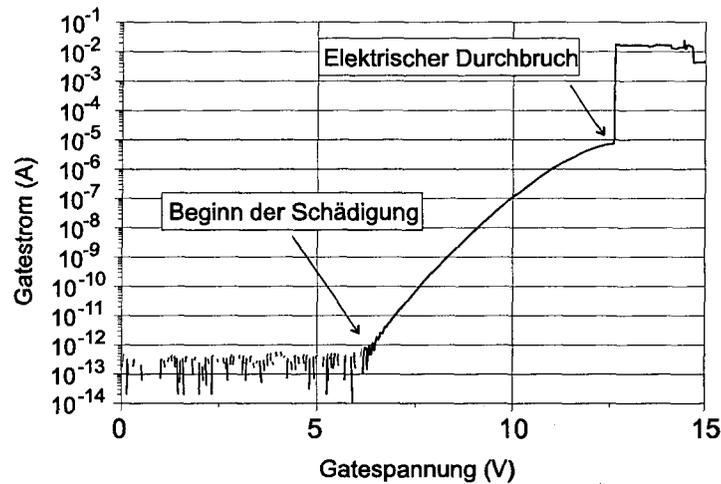


Abbildung 5.18: Elektrischer Durchbruch des 7,5 nm dicken Gateoxids eines Testtransistors.

- (2) Vor dem Einschleusen in die FIB-Anlage wird die halbseitige Aluminiumschicht leitend mit dem geerdeten Probenstisch verbunden und dadurch geerdet.
- (3) Nach der Lokalisierung des Transistors in der FIB-Anlage unter Festlegung eines Koordinatensystems wird eine Wolfram-Leiterbahn von der halbseitigen Metallisierung zum n-Wannen-Anschluss des Transistors direkt abgeschieden. Dies muss durchgeführt werden ohne, dass dabei beim Aufnehmen eines FIB-SEM-Bildes die Kontaktlöcher der Gateelektrode vom Ionenstrahl getroffen werden. Von nun an ist die n-Wanne geerdet.
- (4) Vom n-Wannen-Anschluss wird eine Wolframbahn zu den Kontaktlöchern der Gateelektrode abgeschieden, ohne vorher ein FIB-SEM-Bild der Anschlussregion aufzunehmen. Dies geschieht im Rahmen des in Schritt (3) festgelegten Koordinatensystems. Das ist die kritischste Phase des gesamten Prozesses. Die Abscheidung dieser Schicht erfolgt mit niedrigem Strahlstrom. Dadurch wird die Probe langsam aufgeladen und die leitende Verbindung langsam abgeschieden. Eine langsame Aufladung kann durch eine Erdungsleitung mit hohem ohmschen Widerstand besser abgeführt werden, als eine schnelle Aufladung. Da es nicht zu verhindern ist, dass auch die Kontaktlöcher der Gateelektrode vom Ionenstrahl getroffen werden, kann die Aufladung durch den geringen Strahlstrom klein gehalten werden. Sobald eine leitende Verbindung zum n-Wannen-Anschluss besteht, ist auch die Gateelektrode geerdet.
- (5) Zur Kontaktierung der Source- und Drainregion werden ebenfalls Wolfram-Leiterbahnen abgeschieden. Die positive Aufladung durch den Ionenstrahl ist

5.4. FIB-KONTAKTIERUNG VON MOS-TRANSISTOREN

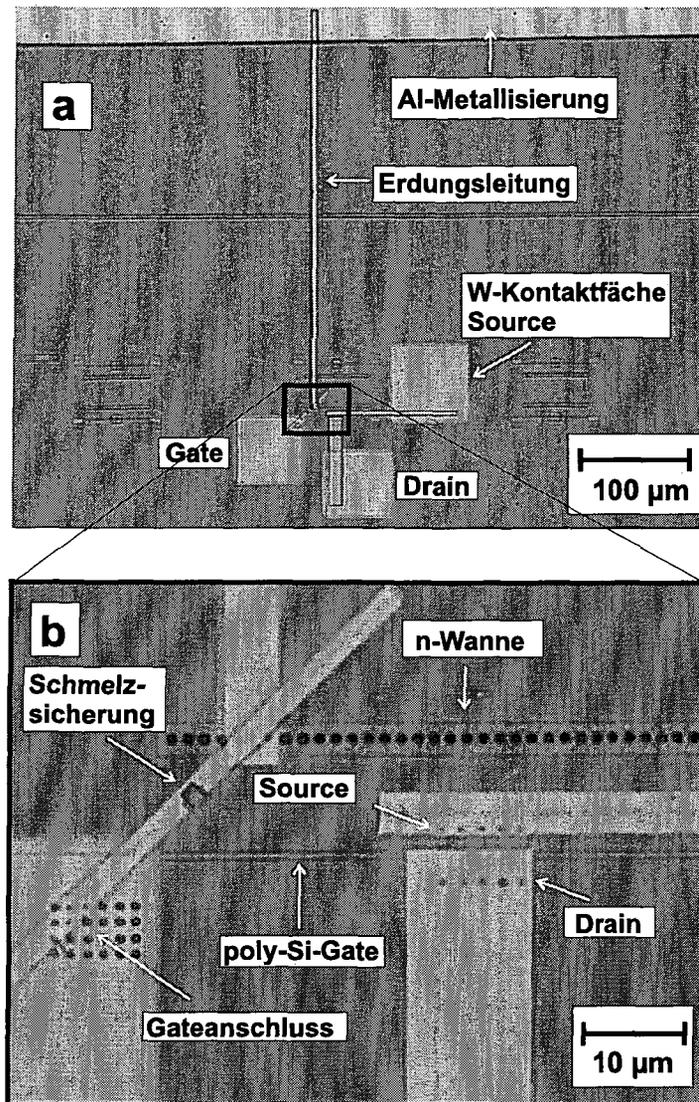


Abbildung 5.19: FIB-Wolfram-Kontaktierung eines MOSFET. Die lichtmikroskopischen Aufnahmen zeigen die Wolframmetallisierung. (a) Gesamtübersicht. (b) Detailaufnahme.

5.4. FIB-KONTAKTIERUNG VON MOS-TRANSISTOREN

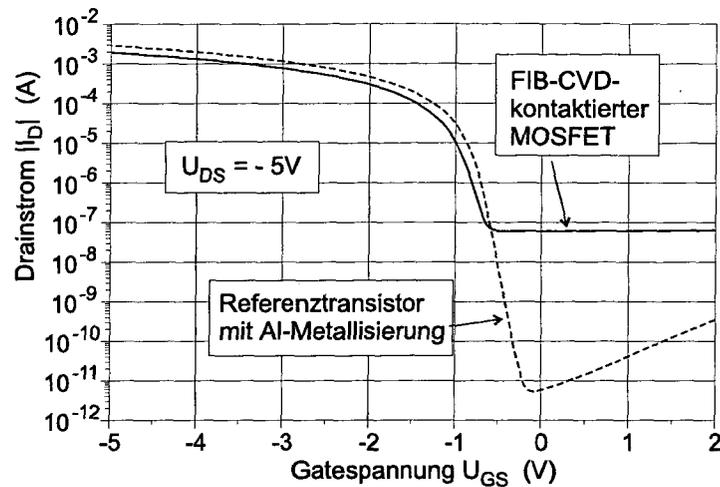


Abbildung 5.20: I_D - U_{GS} -Kennlinien eines p-MOSFET mit FIB-CVD-Wolfram-Metallisierung.

hier kein Problem, da die p-n-Übergänge zwischen Source und n-Wanne beziehungsweise Drain und n-Wanne in Durchlassrichtung geschaltet sind und daher die Ladung zum bereits geerdeten n-Wannen-Anschluss abfließen kann.

- (6) Wenn alle FIB-W-Halbleiter-Kontakte hergestellt sind, werden noch etwa $(60 \times 60) \mu\text{m}^2$ große Wolframflächen für die Kontaktierung mit Messspitzen abgedeckt.
- (7) Im letzten Schritt wird durch FIB-Sputtern die Wolfram-Leiterbahn zwischen Gate und n-Wanne an einer Stelle teilweise wieder abgetragen, so dass nur mehr ein sehr schmaler leitender Steg übrig bleibt. Dieses Steg wird unmittelbar vor der elektrischen Charakterisierung wie eine Schmelzsicherung durch starken Stromfluss aufgebrochen. Dadurch wird die Gateelektrode vom n-Wannenanschluss elektrisch getrennt.

Die in Punkt (7) erwähnte Schmelzsicherung wird am Beginn der Messung am Spitzenmessplatz elektrisch durchgebrochen. Dies muss natürlich auch bei Spannungen unter $7V$ geschehen, da diese Spannung zwischen n-Wanne und Gateelektrode angelegt wird. Nach der elektrischen Trennung von n-Wanne und Gate wird die elektrische Charakterisierung wie bei jedem anderen Transistor durchgeführt. Abbildung 5.20 zeigt die Steuerkennlinien eines industriell metallisierten Transistors (strichlierte Linie) und eines mittels FIB metallisierten Transistors (durchgezogene Linie) mit gleichen elektrischen und geometrischen Parametern. Im eingeschalteten Zustand ist der Drainstrom des FIB-metallisierten Transistors im mA-Bereich um einen Faktor 1,5 geringer als der Drainstrom des industriell metallisierten Transistors. Dies ist hauptsächlich auf den erhöhten Serienwiderstand der

5.4. FIB-KONTAKTIERUNG VON MOS-TRANSISTOREN

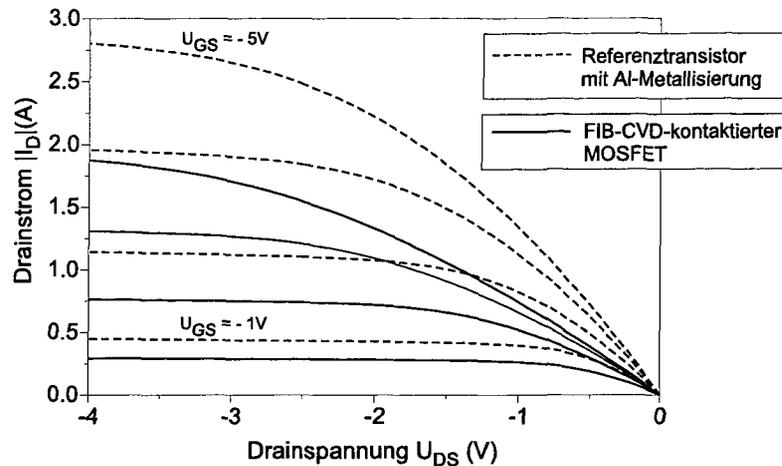


Abbildung 5.21: Ausgangs-Kennlinienfeld (I_d vs. U_{DS}) eines p-MOSFET mit FIB-CVD-Wolfram-Metallisierung. Die Gatespannung U_{GS} wurde in 1 V-Schritten von -1 V bis -5 V variiert.

Wolframmetallisierung zurückzuführen. Im abgeschalteten Zustand zeigen sich in der logarithmischen Darstellung größere Unterschiede zwischen den beiden Transistoren. Die Drainströme zeigen unterhalb der Einsatzspannung den typischen exponentiellen Verlauf. Im Unterschwellbereich fällt der Drainstrom des FIB-CVD-W-metallisierten Transistors mit einer Steigung von 146 mV pro Dekade, der Drainstrom des Al-metallisierten Transistors mit 94 mV pro Dekade. Der Drainstrom des FIB-metallisierten Transistors fällt bis unter 10^{-7} A, was ein Verhältnis von Einschalt- zu Ausschaltstrom von $3 \cdot 10^4$ ergibt. Der Drainstrom des Vergleichstransistors sinkt auf Werte unter 10^{-11} A. Das ergibt verglichen mit dem Einschaltstrom ein Verhältnis von etwa $3 \cdot 10^8$.

Wenn wir die Ausgangskennlinien der beiden Transistoren in Abbildung 5.21 betrachten, zeigt sich ebenfalls, dass die Transistoreigenschaften nach dem FIB-CVD-Wolfram-Metallisierungsprozess erhalten bleiben. Der Sättigungsbereich ist sowohl beim Al-metallisierten als auch beim FIB-CVD-W-metallisierten Transistor zu erkennen.

Zusammenfassend stellen wir fest, dass die FIB-Wolfram-Metallisierung die Kontaktierung eines Transistors erlaubt. Die fundamentalen Transistoreigenschaften gehen nicht verloren. Die Erhöhung des Ausschaltstroms ist jedoch noch nicht befriedigend. Um diese Herausforderung annehmen zu können wird man nach den Ursachen für diesen Effekt suchen müssen. Nahe liegend ist eine Schädigung des Kanalbereiches des Transistors durch die Stoßkaskaden ausgelöst durch den 50 keV Gallium-Primärstrahl. Die Verminderung der FIB-Beschleunigungsspannung auf 30 kV oder 10 kV könnte die Schädigung entscheidend verringern.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Untersuchung der Möglichkeit FIB-CVD-Wolfram für die Kontaktierung von aktiven Bauelementen zu verwenden. Die Schwerpunkte der Arbeit waren daher die Untersuchung des Wachstums von FIB-CVD-Wolfram und die Messung der elektrischen Eigenschaften der abgeschiedenen Wolframstrukturen, sowie die die Kontakteigenschaften von Wolfram auf hoch dotiertem Silizium.

Im Rahmen der Untersuchungen wurde gezeigt, dass im zeitlichen Ablauf des Wachstums der Wolframschichten zwei voneinander unterscheidbare Phasen erkennbar sind. Das Schichtwachstum beginnt mit der Nukleation, dem granularen Wachstum einer dünnen unzusammenhängenden Schicht. Ab einer Größe von etwa 20 nm sind die in dieser Phase abgeschiedenen Depositionskeime direkt mit dem FIB-System beobachtbar. Es zeigt sich, dass die Nuklei in diesem Stadium noch keine zusammenhängende Schicht bilden. Mit dem Fortschreiten der Abscheidung wachsen daraus zusammenhängende Mikrostrukturen. Dieses inselartige Wachstum setzt sich bis zum Vorliegen einer geschlossenen ebenen Wolframschicht fort.

Das weitere Dickenwachstum der geschlossenen Wolframschichten kann mit Hilfe mathematischer Modelle beschrieben werden. Die Modelle verknüpfen die Eigenschaften des Substrats und der Vorläufersubstanz mit den Parametern der Abscheidung. Im speziellen wurde bei fester Ionenenergie der Einfluss der Stromdichte des Ionenstrahls auf die Abscheiderate untersucht. Es zeigt sich, dass die Ionenstrahl-gestützte Abscheidung von Wolfram ein phänomenologisch gut beschreibbarer Prozess ist.

Durch Augerelektronenspektroskopie konnte die folgende elementare Zusammensetzung der FIB-CVD-Schichten bestimmt werden: 60 % Wolfram, 20 % Kohlenstoff und 20 % Gallium. Die Sekundärionenmassenspektroskopie (SIMS) erlaubte die Untersuchung der Tiefenprofile der Konzentrationen der verschiedenen Komponenten des Materials und zeigte zum einen eine homogene Schichtzusammensetzung im oberen Bereich der Schichten und zum anderen die Existenz einer etwa 50 nm dicken Übergangszone zwischen der abgeschiedenen Schicht und dem Substrat.

Im Rahmen der Untersuchungen der elektrischen Eigenschaften des deponierten FIB-CVD-Wolframs wurde der spezifische elektrische Widerstand und der Kontaktwiderstand des abgeschiedenen Wolframs zu dotiertem Silizium gemessen. Für beide

Messungen wurden spezielle mikroskopische Teststrukturen für Vierpunktmessungen entwickelt.

Die Messung des spezifischen Widerstandes erfolgte nach der Methode von van der Pauw und der Wolfram-Silizium-Kontaktwiderstand wurde mit Hilfe einer eigens für die Ionenstrahl-gestützte Abscheidung entwickelten Kelvinstruktur durchgeführt. Es wurden spezifische Widerstände von $250 \mu\Omega\text{cm}$ und Kontaktwiderstände zu p-dotiertem Silizium von $5,3 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$ und zu n^+ -dotiertem Silizium von $1,08 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ nachgewiesen. Bezüglich beider Größen zeigen die Ionenstrahl-gestützten Prozesse eine äußerst gute Reproduzierbarkeit.

Die prinzipielle Anwendbarkeit der untersuchten FIB-gestützten Wolframmetallisierung für die Mikroelektronik konnte durch die direkte Kontaktierung eines aktiven Halbleiterbauelements unter Beweis gestellt werden. Ein p-MOS-Transistor wurde in einem maßgeschneiderten FIB-Prozess mit Wolframkontakten elektrisch angeschlossen und vermessen.

Damit konnte erstmals gezeigt werden, dass FIB-CVD-Metallisierungen nicht auf das back-end, das heißt die oberen Metallisierungsebenen beschränkt werden muss, sondern dass unter geeigneten Randbedingungen auch aktive Bauelemente kontaktiert werden können.

Für den zukünftigen Einsatz der FIB-Technologie für die Kontaktierung und Verdrahtung mikro- und nanoelektronischer Bauelemente ist eine Reihe von weiterführenden Untersuchungen jedoch unumgänglich.

Von Interesse ist die Temperaturabhängigkeit der Ionenstrahl-gestützten Abscheidung von Wolfram. Es ist die Frage zu klären, ob wie bei Gold [19] und Kupfer [44] die Erhöhung der Temperatur des Substrats bei der Abscheidung zu einer Verminderung der Kontamination der Wolframschichten mit Kohlenstoff und Gallium führt. Ein geheiztes Substrat könnte jedoch wie bei der Abscheidung von Platin [27] zu einer vermehrten Desorption des Precursorgases und dadurch zu einer starken Verminderung der Depositionsrate führen.

Ebenfalls von großem Interesse ist die genaue Untersuchung der Elektromigrationsfestigkeit des abgeschiedenen Materials. Hierzu sind beschleunigte Testverfahren für die FIB-gestützte Wolframmetallisierung zu entwickeln.

Tabellenverzeichnis

1.1	Auszug aus der aktuellen ITRS (Roadmap)	3
2.1	Parametersatz für ein FIB-Prozessfeld	20
2.2	Variation der Prozessparameter	23
3.1	Widerstandswerte bei der van-der-Pauw-Messung.	32
3.2	Parameter der Kelvin-Anschlussgebiete	43
3.3	Größe der Kontaktlöcher	49
4.1	FIB-Parameter für die Untersuchung der Nukleationsphase.	53
4.2	Parameter der Depositions- und Bilderzeugungsschritte.	53
4.3	FIB-Parameter: Atomare Ausbeute	74
4.4	Charakteristische Modellparameter (1)	76
4.5	Extrahierte Parameter aus dem erweiterten Modell	81
4.6	Parameter der FIB-CVD-Wolfram-Abscheidung	84
4.7	Augerelektronenspektroskopie	87
5.1	Parameter für die Herstellung von FIB-CVD-W-Si-Kontakten.	97
5.2	Spezifische Kontaktwiderstände	105

Literaturverzeichnis

- [1] W. Shockley, "The theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction transistors", *Bell Syst. Tech.*, (28), 435, 1949.
- [2] J. Bardeen and W. H. Brattain, "The transistor, a semiconductor triode", *Phys. Rev.*, (74), 213, 1948.
- [3] Texas Instruments, "The chip that Jack built changed the world", *www.ti.com*, 2003.
- [4] G. E. Moore, "Progress in digital integrated electronics", *IEDM Tech. Dig.*, pp. 11-13, 1975.
- [5] Semiconductor Industry Association, *International Technology Roadmap for Semiconductors*, International SEMATECH, Austin, 2002.
- [6] Stanley Wolf, *Silicon Processing for the VLSI Era, Vol. 1 - Process Technology*, Lattice Press, Sunset Beach, CA, 1990.
- [7] S. Matsui and Y. Ochiai, "Topical review: Focused ion beam applications to solid state devices", *Nanotechnology*, (7), 247-258, 1996.
- [8] E. Chason et al., "Ion beams in silicon processing and characterization", *J. Appl. Phys.*, (81 (10)), 6513-6561, 1997.
- [9] J. Melngailis, "Critical review: Focused ion beam technology applications", *J. Vac. Sci. Technol. B*, (5 (2)), 469-495, 1987.
- [10] R. L. Seliger, V. W. Ward, V. Wang, and Kubena, *Appl. Phys. Lett.*, (34), 510, 1979.
- [11] R. P. Webb and D. E. Harrison, *Nucl. Instrum. Methods Phys. B*, (2), 660, 1984.
- [12] W. L. Brown, *Beam Solid Interactions and Phase Transformations*, North Holland, Amsterdam, Vol. 51, 1986.

-
- [13] J. F. Ziegler, *The stopping and range of ions in solids, Vol. 1*, Pergamon Press, NY, 1985.
- [14] Wolfgang Brezna, *Untersuchung der Auswirkungen von Ionenstrahl-Festkörper-Wechselwirkungen auf die Funktion von n-MOSFETs*, Diplomarbeit, Institut für Festkörperelektronik, 2001.
- [15] R. Clampitt, K. L. Aitken, and D. K. Jefferies, "Intense field emission ion source of liquid metals", *J. Vac. Sci. Technol.*, (12 (6)), 1208, 1975.
- [16] J. Melngailis, "Focused ion beam induced deposition – a review", *SPIE*, (1465), 36, 1991.
- [17] Lothar Frey, *Vorlesung: Ionenstrahlen in der Halbleitertechnologie*, Institut für Festkörperelektronik, TU Wien, 2003.
- [18] P. G. Blauner, J. S. Ro, Y. Butt, and J. Melngailis, "Focused ion beam fabrication of submicron gold structures", *J. Vac. Sci. Technol. B*, (7 (4)), 609–617, 1989.
- [19] P. G. Blauner, Y. R. Butt, C. V. Thompson, and J. Melngailis, "Focused ion beam induced deposition of low-resistivity gold film", *J. Vac. Sci. Technol. B*, (7 (5)), 1816–1818, 1989.
- [20] J. S. Ro, C. V. Thompson, and J. Melngailis, "Microstructure of gold grown by ion-induced deposition", *Thin Solid Films*, (258), 333–335, 1995.
- [21] J. S. Ro, C. V. Thompson, and J. Melngailis, "Mechanism of ion beam induced deposition of gold", *J. Vac. Sci. Technol. B*, (12 (1)), 73–77, 1994.
- [22] T. P. Chiang, H. H. Sawin, and C. V. Thompson, "Ion-induced chemical vapor deposition of high purity Cu films at room temperature using a microwave discharge H atom beam source", *J. Vac. Sci. Technol. A*, (15 (5)), 2677–2686, 1997.
- [23] J. Funatsu, C. V. Thompson, and J. Melngailis, "Laser assisted focused-ion-beam deposition of copper", *J. Vac. Sci. Technol. B*, (14 (1)), 179–180, 1996.
- [24] T. P. Chiang, H. H. Sawin, and C. V. Thompson, "Surface kinetic study of ion-induced chemical vapor deposition of copper for focused ion beam applications", *J. Vac. Sci. Technol. A*, (15 (6)), 3104–3114, 1997.
- [25] Y. K. Park, M. Takai, C. Lehrer, L. Frey, and H. Ryssel, "Investigation of Cu films by focused ion beam induced deposition using nuclear microprobe", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, (158), 493–498, 1999.
- [26] J. Puret and L. W. Swanson, "Focused ion beam deposition of Pt containing films", *J. Vac. Sci. Technol. B*, (10 (6)), 2695–2698, 1992.

-
- [27] T. Tao, J. S. Ro, and J. Melngailis, "Focused ion beam induced deposition of platinum", *J. Vac. Sci. Technol. B*, (8 (6)), 1826–1829, 1990.
- [28] T. Tao, W. Wilkinson, and J. Melngailis, "Focused ion beam induced deposition of platinum for repair processes", *J. Vac. Sci. Technol. B*, (9 (1)), 162–164, 1991.
- [29] X. Xu and J. Melngailis, "Quasiperiodic nanostructures in focused ion beam deposited tungsten at high angles of incidence", *J. Vac. Sci. Technol. B*, (11 (6)), 2436–2440, 1993.
- [30] Y. Fu, N. K. A. Bryan, and O. N. Shing, "Characterization of focused ion beam induced deposition process and parameter calibration", *Sensors and Actuators A*, (88), 58–66, 2001.
- [31] D. K. Stewart, J. A. Morgan, and B. Ward, "Focused ion beam deposition of tungsten on vertical sidewalls", *J. Vac. Sci. Technol. B*, (9 (5)), 2670–2674, 1991.
- [32] T. Kodas and M. Hampden-Smith, *The chemistry of metal CVD*, VCH, Weinheim, New York, Basel, Cambridge, Tokyo, 1994.
- [33] K. T. Kohlmann von Platen, L. M. Buchmann, H. C. Petzold, and W. H. Brünger, "Electron-beam induced tungsten deposition: Growth rate enhancement and applications in microelectronics", *J. Vac. Sci. Technol. B*, (10 (6)), 2690–2694, 1992.
- [34] T. Ishitani, T. Ohnishi, and Y. Kawanishi, *J. Vac. Sci. Technol. B*, (9), 2633, 1991.
- [35] K. Nikawa, *J. Vac. Sci. Technol. B*, (9), 2566, 1991.
- [36] E. Kirk, R. MacMahon und J. Cleaver, and H. Ahmed, *J. Vac. Sci. Technol. B*, (6), 1940, 1988.
- [37] Dieter K. Schroder, *Semiconductor Material and Device Characterisation*, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1998.
- [38] L. J. van der Pauw, "A method of measuring specific resistivity and hall effect of discs of arbitrary shapes", *Philips Res. Repts.*, (13), 1–9, 1958.
- [39] Siegfried Pfüller, *Halbleitersmesstechnik*, Dr. Alfred Hüthig Verlag, Heidelberg, Basel, 1990.
- [40] C. G. Magnella and T. Ingwersen, *Proceedings 5th Internatl., IEEE VMIC Conf., Santa Clara, CA*, p. 366, 1988.

-
- [41] C. T. Sah, "Evolution of the mos transistor – from conception to vlsi", *Proceedings of the IEEE*, p. 1280, 1988.
- [42] Stanley Wolf, *Silicon Processing for the VLSI Era, Vol. 2 – Process Integration*, Lattice Press, Sunset Beach, CA, 1990.
- [43] J. Santander, M. Lozano, A. Collado, M. Ullan, and E. Cabruja, "Accurate contact resistivity extraction on kelvin structures with upper and lower resistive layers", *IEEE Transactions on Electron Devices*, (47 (7)), 1431–1439, 2000.
- [44] A. D. Della Ratta, J. Melngailis, and C. V. Thompson, "Focused ion beam deposition of copper", *J. Vac. Sci. Technol. B*, (11 (6)), 2195–2199, 1993.
- [45] A. D. Dubner, A. Wagner, J. Melngailis, and C. V. Thompson, "The role of the ion-solid interaction in ion-beam-induced deposition of gold", *J. Appl. Phys.*, (70 (2)), 665–673, 1991.
- [46] K Gamo and S. Namba, "Microfabrication using focused ion beams", *Microelectron. Eng.*, (11), 403, 1990.
- [47] J. Norman, B. Muratore, P. Dyer, D. Roberts, and A. Hochberg, *J. Phys. C*, (IV), 271, 1991.
- [48] F. G. Rüdener, W. Steiger, and Schrottmayer, "Localized ion beam induced deposition of Al-containing layers", *J. Vac. Sci. Technol. B*, (6 (5)), 1542–1547, 1988.
- [49] K. Edinger and T. Kraus, "Modeling of focused ion beam surface chemistry", *J. Vac. Sci. Technol. B*, (18 (6)), 3190–3193, 2000.
- [50] E. Fuchs, H. Oppolzer, and H. Rehme, *Particle Beam Microanalysis*, VCH, Weinheim, New York, Basel, Cambridge, 1990.
- [51] A. J. De Marco and J. Melngailis, "Contact resistance of focused ion beam deposited platinum and tungsten films to silicon", *J. Vac. Sci. Technol. B*, (19 (6)), 2543–2546, 2001.
- [52] A. Kikuchi, *Phys. Status Solidi A*, (175), 623, 1999.
- [53] Y. B. Koh, K. Gamo, and S. Namba, "Characteristics of W films formed by ion beam assisted deposition", *J. Vac. Sci. Technol. B*, (9 (5)), 2648, 1991.
- [54] W. E. Spear and P. G. Le Comber, "Substitutional doping of amorphous silicon", *Solid State Communications*, (17 (9)), 1193–1196, 1975.
- [55] M. Zavetova, J. Zemek, and I. Akimchenko, "Doping of amorphous silicon by ion implantation: Electrical, optical and photoelectrical properties", *Czech. J. Phys. B*, (31), 744–751, 1981.

- [56] H. C. Moghul and A. J. Steckl, "Rapid thermal annealing effects on si p⁺-n junctions fabricated by low-energy fib Ga⁺ implantation", *IEEE Electron Device Letters*, (14), 123, 1993.
- [57] J. Matuso, I. Kato, H. Horie, N. Nakayama, and Ichikawa, "Abnormal solid solution and activation behavior in Ga implanted Si(100)", *Appl. Phys. Lett.*, (51), 2037, 1987.
- [58] A. Steckl, H. Mogul, and S. Morgen, "Ultrashallow Si p⁺-n junction fabrication by low energy Ga⁺ focused ion beam implantation", *J. Vac. Sci. Technol. B*, (8), 1937, 1990.
- [59] A. Steckl, H. Mogul, and S. Morgen, "Electrical properties of nanometer-scale Si p⁺-n junctions fabricated by low energy Ga⁺ focused ion beam implantation", *J. Vac. Sci. Technol. B*, (9), 2718, 1991.
- [60] A. Steckl, H. Mogul, S. Novak, and C. Magee, "Low energy off-axis focused ion beam Ga⁺ implantation into Si", *J. Vac. Sci. Technol. B*, (9), 2916, 1991.
- [61] M. Tamura, S. Shukuri, Y. Wada, Y. Madokoro, and T. Ishitani, "Focused ion beam implantation into Si", *Proc. 12th Int. Conf. Appl. Ion Beams Mater. Sci. (Tokyo)*, p. 17, 1987.

Publikationsliste

Publikationen in referierten Zeitschriften

1. H. Langfischer, E. Bertagnolli, B. Basnar, H. Hutter, "Evolution of Tungsten Film Deposition Induced by Focused Ion Beam", J. Vac. Sci. Technol. A 20(4), Jul/Aug 2002, p. 1408
2. H. Langfischer, E. Bertagnolli, "Focused ion beam prepared contacts of tungsten to silicon characterized by a cross-bridge Kelvin resistor approach", Journal of Applied Physics, 93 (9), 5827-5829 (2003).

Publikationen in Tagungsbänden

3. H.D. Wanzenboeck, A. Lugstein, H. Langfischer, E. Bertagnolli, M. Gritsch, H. Hutter, "Ion Beam Induced Chemical Vapor Deposition of Dielectric Materials", Proceedings of the 2000 Material Research Society Spring-Meeting (MRS), (2000), p. 354.
4. H. D. Wanzenboeck, S. Harasek, H. Langfischer, A. Lugstein, E. Bertagnolli, M. Gritsch, H. Hutter, C. Tomastik, J. Brenner, H. Stoeri "Local Deposition of Dielectrics for the deep sub- μm range", Proc.17th International VLSI Multilevel Interconnection Conference, (2000), pp.127-142.
5. H. Langfischer, E. Bertagnolli, A. Lugstein, H. D. Wanzenboeck, H. Hutter, M. Gritsch, C. Tomastik, "Improvement of FIB based Tungsten Metallization", Proc.17th International VLSI Multilevel Interconnection Conference, (2000), pp.439-441.
6. H.D. Wanzenboeck, A. Lugstein, H. Langfischer, E. Bertagnolli, M. Gritsch, H. Hutter, "Ion Beam Induced Deposition of Dielectric Nanostructures", Proc. of 8th Int. Conference on Dielectric Materials, Measurement and Application, (2000), Edinburgh, IEE Conference Publication No. 473 (ISBN 0 85296 730 6) pp. 485-490.

7. H. D. Wanzenboeck, S. Harasek, H. Langfischer, A. Lugstein, E. Bertagnolli, "Rapid Prototyping by Local Deposition of Siliconoxide and Tungsten Nanostructures for Interconnect Rewiring", Proc. of the 47th International Symposium of the American Vacuum Society, (2000), p.114.
8. H. D. Wanzenboeck, H. Langfischer, E. Bertagnolli, H. Stoeri, M. Gritsch, H. Hutter, "Material and Interface Characterisation of Locally Deposited Dielectrics and Metals with a focused Ion Beam (FIB)" Proc. of the 47th International Symposium of the American Vacuum Society, (2000), p.227
9. H.D. Wanzenboeck, H. Langfischer, A. Lugstein, H. Senn, and E. Bertagnolli, "Focused-Ion-Beam Modification in IC Prototyping" Mikroelektronik 1999 (Vienna), Proc. ME'99, ÖVE Schriftenreihe 23, (ISBN 3-85133-019-6), pp. 177-184.
10. H. Langfischer, B. Basnar, E. Bertagnolli, H. Hutter, "Focused ion beam induced local tungsten deposition", GMe-Forum 2001, Wien, 5.-6. April 2001
11. H. Wanzenboeck, A. Lugstein, H. Langfischer, S. Harasek, E. Bertagnolli; U. Grabner, P. Pongratz, B. Basnar, J. Smoliner, E. Gornik; "Effects of Ga-ion irradiation on chemical and electrical properties of materials processed by a Focused Ion Beam (FIB)", MRS Proceedings Volume 647, O6.6 (2001)
12. H. Langfischer, S. Harasek, H. D. Wanzenboeck, B. Basnar, E. Bertagnolli, "Time resolved studies of focused ion beam induced tungsten deposition", MRS 2002 Fall Meeting Proceedings, Symposium W, MRS Proceedings Volume 749, p. W17.11.1-W17.11.6
13. H. Langfischer, S. Harasek, H. Wanzenboeck, A. Lugstein, B. Basnar, and E. Bertagnolli: "Morphological Studies of Focused Ion Beam Induced Tungsten Deposition", 203rd Meeting of the Electrochemical Society, Proc. Vol. 2003-08, p. 333

Tagungsbeiträge (Vorträge und Poster)

14. H.D. Wanzenboeck, A. Lugstein, H. Langfischer, E. Bertagnolli, "Ion-Induced Surface Reactions of Adsorbed Metalorganic Species", European Conference on Surface Science 1999 (Vienna), 20-24. Sept 1999.
15. H. Langfischer, B. Goebel, A. Lugstein, H.D. Wanzenboeck, E. Bertagnolli, "Charakterisierung der Grenzflächenzustände von MOS-Transistoren der 0.25 μm Technologie nach Focused Ion Beam Implantation von Ga"; Annual Meeting of the Austrian Physical Society (ÖPG 1999), 20 - 25 September 1999, Innsbruck, Austria
16. H.D. Wanzenboeck, H. Langfischer, A. Lugstein, H. Senn, E. Bertagnolli, "Focused-Ion-Beam Modification in IC Prototyping", Mikroelektronik 1999 ME 99, Vienna,

29-30. Sept 1999.

17. H.D. Wanzenboeck, A. Lugstein, H. Langfischer, E. Bertagnolli, "Focused-Ion-Beam Assisted Deposition and Testing of Dielectric Layers", European FIB User Group Meeting 1999, Arcachon, 4. Okt 1999.

18. H. Langfischer, A. Lugstein, H.D. Wanzenboeck, E. Bertagnolli, "A New Approach for Ion Induced Metal Deposition", European FIB User Group Meeting 1999, Arcachon, 4. Okt 1999.

19. H.D. Wanzenboeck, H. Langfischer, A. Lugstein, H. Senn, E. Bertagnolli, "Focused-Ion-Beam Modification in IC Prototyping", Proceedings of the Mikroelektronik 1999 (Vienna) ME 99, ÖVE Schriftenreihe 23, ISBN 3-85133-019-6, 1999, p 177 - 184.

20. H.D. Wanzenboeck, H. Langfischer, A. Lugstein, E. Bertagnolli, "Improved Materials for Direct Writing of Microelectronic Interconnects, 2nd Intl. Conf. On Advanced Materials and Processes for Microelectronics, 7.-14. Feb. 2000, Sta Clara

21. H.D. Wanzenboeck, A. Lugstein, H. Langfischer, E. Bertagnolli, M. Gritsch, H. Hutter, "Ion Beam Induced Chemical Vapor Deposition of Dielectric Materials", 2000 Material Research Society Spring-Meeting (MRS), San Francisco, 24.-28. April 2000

22. H. Langfischer, E. Bertagnolli, H. D. Wanzenboeck, H. Hutter, M. Gritsch, C. Tomastik, "Improvement of FIB based tungsten metallization", 17th International VLSI Multilevel Interconnection Conference (VMIC), Sta Clara, CA, 27.-29. June 2000

23. H. D. Wanzenboeck, S. Harasek, H. Langfischer, A. Lugstein, E. Bertagnolli, M. Gritsch, H. Hutter, C. Tomastik, J. Brenner, H. Stoeri "Local Deposition of Dielectrics for the deep sub- μm range", 17th International VLSI Multilevel Interconnection Conference (VMIC), Sta Clara, CA, 27.-29. June 2000

24. H.D. Wanzenboeck, A. Lugstein, H. Langfischer, E. Bertagnolli, M. Gritsch, H. Hutter, "Ion Beam Induced Deposition of Dielectric Nanostructures", 8th Int. Conference on Dielectric Materials, Measurement and Application (DMMA), DMMA 2000, 17.-21. Sept. 2000, Edinburgh

25. H. D. Wanzenboeck, S. Harasek, H. Langfischer, A. Lugstein, E. Bertagnolli, "Rapid Prototyping by Local Deposition of Siliconoxide and Tungsten Nanostructures for Interconnect Rewiring", 47th International Symposium of the American Vacuum Society, Boston, 2.-6. Oct. 2000

26. H. D. Wanzenboeck, H. Langfischer, E. Bertagnolli, H. Stoeri, M. Gritsch, H. Hutter, "Material and Interface Characterisation of Locally Deposited Dielectrics and Metals with a focused Ion Beam (FIB)" 47th International Symposium of the American Vacuum Society Boston, 2.-6. Oct. 2000

27. H. D. Wanzenboeck, A. Lugstein, S. Harasek, H. Langfischer, E. Bertagnolli, "Advances in Material Properties of Focused Ion Beam Deposited Dielectrics", 4th European FIB Users Group Meeting (EFUG), Dresden, Oct. 2000
28. H. Wanzenboeck, A. Lugstein, H. Langfischer, S. Harasek, E. Bertagnolli; U. Grabner, P. Pongratz, B. Basnar, J. Smoliner, E. Gornik; "Effects of Ga-ion irradiation on chemical and electrical properties of materials processed by a Focused Ion Beam (FIB)", Material Research Society MRS 2000 - Fall Meeting, Boston, 27. Nov. - 1. Dec 2000,
29. H.D. Wanzenboeck, H. Langfischer, A. Lugstein, E. Bertagnolli, "Improved Materials for Direct Writing of Microelectronic Interconnects", AVS Proceedings of the 2nd. Intl. Conf. On Advanced Materials and Processes for Microelectronics, (2000), (3) p. 34
30. H.D. Wanzenboeck, G. Hobler, H. Langfischer, S. Harasek, B. Basnar, W. Brezna, J. Smoliner and E. Bertagnolli; "Characterization of Doping and Intermixing Effects of Focused Ion Beam Processing", 13th International Conference on Ion Beam Modification of Materials (IBMM2002), Kobe, Japan, 1.-6. 10. 2002
31. H. Langfischer, B. Basnar and E. Bertagnolli, "Evolution of Tungsten Film Deposition Induced by Focused Ion Beam", 6th European FIB Users Group Meeting (EFUG 2002), October 7th 2002.
32. H.D. Wanzenboeck, S. Harasek, H. Langfischer, W. Brezna, J. Smoliner, E. Bertagnolli, "Deposition Mechanism of oxide thin films manufactured by a focused energetic beam process", MRS (Material Research Society) Fall Meeting 2002, Boston, USA, 2.-6.12.2002
33. H.D. Wanzenboeck, S. Harasek, H. Langfischer, E. Bertagnolli, U. Grabner, G. Hammer, P. Pongratz, "FIB-TEM characterization of locally restricted implantation damage", MRS (Material Research Society) Fall Meeting 2002, Boston, USA, 2.-6.12.2002
34. H.D. Wanzenboeck, H. Langfischer, S. Harasek, E. Bertagnolli, "Versatile Nanodeposition of Dielectrics and Metals by noncontact direct-write technologies" MRS (Material Research Society) Fall Meeting 2002, Boston, USA, 2.-6.12.2002
35. S. Harasek, H.D. Wanzenboeck, H. Langfischer, E. Bertagnolli: "Ultrathin zirconium dioxide chemically deposited at a low thermal budget", MRS (Material Research Society) Fall Meeting 2002, Boston, USA, 2.-6.12.2002
36. H. Langfischer, S. Harasek, H.D. Wanzenboeck, B. Basnar, E. Bertagnolli; "Time-resolved studies of Focused Ion Beam Induced Tungsten Deposition"; MRS (Material Research Society) Fall Meeting 2002, Boston, USA, 2.-6.12.2002
37. H. Langfischer, S. Harasek, H. Wanzenboeck, A. Lugstein, B. Basnar, and E.

Bertagnoli: "Morphological Studies of Focused Ion Beam Induced Tungsten Deposition", 203rd Meeting of the Electrochemical Society, 27. April-02. May 2003, Paris, France

Dank

Ich danke Herrn Prof. Emmerich Bertagnoli für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe sowie für die Betreuung und die Unterstützung bei der Arbeit an der vorliegenden Dissertation. Herrn Prof. Wolfgang Fallmann danke ich herzlich für die Begutachtung der Doktorarbeit.

Besonders danke ich Alois Lugstein und Heinz Wanzenböck für die im höchsten Maße kompetent betriebene Einschulung an der Focused-Ion-Beam-Anlage und für die wissenschaftlichen Diskussionen und freundschaftlichen Gespräche, sowohl am Institut als auch in gastronomischer Umgebung. Bei Stefan Harasek bedanke ich mich für die moralische Unterstützung bei der Bewältigung des harten Dissertantenlebens und für so manche politische Disputation. Auch Prof. Gerhard Hobler, Erwin Auer, Klaus Beiter, Erich Riegler, Markus Schinnerl und Silvia Pflug danke ich für ihre freundschaftliche Art der Zusammenarbeit.

Mein Dank gilt Wolfgang Brezna und Bernhard Basnar für die Messungen am Rasterkraftmikroskop und die aufregenden Diskussionen über die Interpretation der gewonnenen Daten. Mein Dank gilt auch Prof. Erich Gornik für die Nutzung der Anlagen am Mikrostrukturzentrum der TU Wien. Weiters danke ich der Gesellschaft für Mikroelektronik für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

Von ganzem Herzen möchte ich meinen Eltern danken, die mich stets unterstützten und ermutigten, und dadurch meine gesamte Ausbildung erst möglich gemacht haben. Ganz speziell danke ich meiner Freundin Eva für ihre Unterstützung bei meiner Arbeit und ihre Sicht der Dinge.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Mag. Helmut Langfischer
Geburtsdaten	25. Februar 1972 in Innsbruck
Staatsbürgerschaft	Österreich
Familienstand	ledig

Ausbildung

1978–1983	Besuch der Volksschule Wörndlestraße in Innsbruck.
1983–1991	Besuch des BG und BRG Reithmannstraße in Innsbruck.
1991–1998	Studium der Physik an der Universität Innsbruck, Diplomarbeit am Institut für Experimentalphysik über das Thema “Frequenzstabilisierung eines Diodenlasers bei 650 nm zur Spektroskopie an einzelnen Barium-Ionen”.
1999–2003	Dissertation an der TU Wien, Institut für Festkörperelektronik.