

Detektorkonzepte für miniaturisierte Elektronenstrahl-Lithographiegeräte

Dissertation

**zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften**

**der Fakultät für Mathematik und Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen**

vorgelegt von

Georg Stefan Fritz

aus Kirchheim unter Teck

2004

Tag der mündlichen Prüfung: 27. Juli 2004

Dekan: Prof. Dr. Herbert Müther
1. Berichterstatter: Prof. Dr. Dieter Kern
2. Berichterstatter: Prof. Dr. Erich Pliès

INHALTSVERZEICHNIS

1. <i>Einleitung</i>	1
2. <i>Das konzeptionelle Umfeld: Mikrosäulen</i>	5
2.1 Aufbau einer Mikrosäule	5
2.2 Selektive Skalierung	7
2.3 Vorteile der miniaturisierten Lithographiegeräte	7
3. <i>Kenngrößen für Elektronendetektoren</i>	11
3.1 Baugröße	11
3.2 Energiebereich	12
3.3 Verstärkung und Detektionseffizienz	12
3.3.1 Verstärkung	13
3.3.2 'Open - Area - Ratio'	13
3.3.3 Geometrische Detektionseffizienz	14
3.4 Bandbreite	15
3.5 Signal - Rausch - Verhältnis	16
3.6 Anforderungen in Mikrosäulen	17
4. <i>Detektoren in Mikrosäulen</i>	19
4.1 Detektoren mit Elektronenvervielfachern	19
4.1.1 Everhart-Thornley-Detektor	19
4.1.2 Channeltron und Multi-Channel-Plate	21
4.1.3 Ausblick	25
4.2 Halbleiter Detektoren	26
4.2.1 Grundlagen	26
4.2.2 vertikale pn-Detektoren	27
4.2.3 Schottky-Detektoren	30
4.2.4 MSM-Detektoren	31
4.3 Abschließende Bemerkungen	35
5. <i>Laterale pn-Dioden</i>	37
5.1 Prinzip und Funktionsweise	37
5.2 Herstellung des Detektors	38

5.2.1	Ausgangsmaterial	39
5.2.2	Dimensionierung	39
5.2.3	Herstellungsschritte	40
5.3	Fingerbreite bei l-pn Detektoren	42
5.3.1	Diffusionsprofil	42
5.3.2	Raumladungszone des pn-Übergangs	46
5.3.3	Optimaler Fingerabstand	49
5.4	Evaluation der Detektoren	50
5.4.1	EBIC - Aufnahmen	50
5.4.2	Energieabhängigkeit	50
5.4.3	Variation des Fingerabstands	53
5.4.4	Verstärkung	54
5.5	Experimente zur Bildaufzeichnung mit Rückstreuelektronen	56
5.5.1	Bildaufzeichnung	56
5.5.2	Dunkelstrom	56
5.5.3	Signal-Rausch-Verhältnis	58
5.5.4	Bandbreite	58
5.6	Der l-pn Detektor im Vergleich	59
6.	<i>Rau-Detektor</i>	61
6.1	Signalentstehung	61
6.1.1	Materialkontrast	62
6.1.2	Topographiekontrast	63
6.2	Experimenteller Aufbau	64
6.3	Experimente zur Markenerkennung und Bildaufzeichnung	66
6.3.1	Bildaufzeichnung	66
6.3.2	Signal-Rausch-Verhältnis	67
6.3.3	Minimal detektierbare Abweichung	72
6.3.4	Bandbreite	72
6.4	Implementierung in Mikrosäulen	74
6.5	Abschließende Bemerkungen	75
7.	<i>Zusammenfassung</i>	77
	<i>Anhang</i>	81
	<i>A. Eindringtiefe von Elektronen in Festkörper</i>	83
	<i>B. l-pn Detektor Prozess</i>	85

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

2.1	Aufbau einer Mikrosäule bestehend aus Elektronenquelle, Quelllinse, Ablenkeinheit, Objektivlinse und Detektor. 'V1 Microcolumn' und 'V2 Microcolumn' bezeichnen bestehende Mikrosäulen [8].	6
2.2	(a) Schematische Darstellung einer Mikroquelle. (b) Effektiver Richtstrahlwert β_{eff} einer selektiv skalierten Mikroquelle und einer konventionellen Elektronenquelle aufgetragen über dem halben Aperturwinkel α_0 [22]. $dI/d\Omega$ bezeichnet die Winkelverteilung des Emissionsstroms, d_i , das Bild der Quelle, d_d , d_s und d_c die Aberrationen des Beugungs-, Öffnungs- und Farbfehler.	8
2.3	Prinzipieller Aufbau der parallelen Elektronenstrahl-Lithographie mit Mikrosäulen. Die Pfeile bezeichnen die Bewegung des Probestisches.	9
3.1	Aus Monte-Carlo-Simulationen gewonnene Energieverteilung der von Si rückgestreuten Elektronen ($E_{PE} = 1 keV$).	13
3.2	Schematische Darstellung der Detektorgeometrie zur Berechnung der geometrischen Detektoreffizienz [29].	15
4.1	Kombination aus Szintillator und Photomultiplier (Everhart - Thornley - Detektor) zur Detektion von Sekundärelektronen [36].	20
4.2	Schematische Darstellung eines Elektronenvervielfachers mit kontinuierlicher Dynode. Nicht dargestellt ist ein zum Messen des resultierenden Stromes nötiger Faraday-Becher.	21
4.3	Schematische Darstellung des Aufbaus von C. Stebler zur SE-Abbildung mit einem Channeltron an nicht transparenten Proben [15].	23
4.4	Schematische Darstellung eines Multi-Channel-Plates.	24
4.5	Photographie der von Kratschmer et al. [18] verwendeten Multi-Channel-Plate. Außerdem ist eine Einzellinse abgebildet.	24

4.6	Schematische Darstellung eines Elektronenvervielfachers mit radial angeordneten Kanälen. a) Aufsicht und b) Querschnitt durch die Struktur. U_0 , U_1 und U_2 bezeichnen die zum Betrieb notwendigen Spannungen.	25
4.7	Aufbau eines pn-Detektors, im Querschnitt dargestellt.	28
4.8	(a) Raumladungsverteilung, (b) das resultierende \vec{E} -Feld, (c) das Potential Φ und (d) das Energiebandschema einer pn-Diode mit abruptem Übergang im thermischen Gleichgewicht [43].	29
4.9	(a) Das Bänderschema eines Schottky-Kontakts und (b) der schematische Aufbau eines Detektors	31
4.10	a) Schematische Darstellung der Interdigitalstruktur von symmetrischen MSM-Detektoren, b) Bänderschema ohne und c) mit angelegter Bias-Spannung U_D	32
4.11	Nach Gleichung 4.3 berechnete Kapazität pro Einheitsfingerlänge von MSM-Strukturen in Abhängigkeit vom Verhältnis der Fingerbreite w zur Fingerperiode p . (Substrate: Si und GaAs)	34
4.12	Au-Marke auf einem Si-Substrat mit einem Ni-GaAs MSM-Detektor ($U_B = 1.5 V$) aufgenommen. Der Sondenstrom betrug $4.5 nA$ bei einer Primärenergie von $1 keV$ [45].	35
5.1	Prinzipieller Verlauf der Raumladungszone eines l-pn Detektors. Dargestellt ist ein Querschnitt durch den Detektor mit Fingerperiode (p), Fingerbreite (b) und Ausdehnung der Raumladungszone (w). Die Tiefe des pn-Übergangs ist hier nicht von Bedeutung.	38
5.2	Herstellungsschritte zur Fertigung eines l-pn Detektors. Detaillierte Prozessparameter finden sich im Anhang B	39
5.3	Layout und Dimensionen des Prototypen der l-pn Detektoren. a) Übersicht über die Struktur b) Ausschnittvergrößerung des rechten oberen Quadranten. Die Maße sind in μm angegeben. (Farbcodierung: schwarz = Diffusionsmaske, grau = Kontakte und weiß = Substrat) . . .	40
5.4	Schematische Darstellung der Maske zur Berechnung der Diffusion im 2-dim. Fall.	43
5.5	Konzentrationsprofil bei Diffusion von Phosphor in Silizium bei konstanter Oberflächenkonzentration C_S . Verglichen wird die Diffusion mit von der Konzentration abhängiger und unabhängiger Diffusionskonstante. ($t = 1800 s$, $C_S = 3 \times 10^{20} cm^{-3}$, $T = 1173 K$)	44

5.6	Numerisch berechnetes Profil der Phosphorkonzentration bei Diffusion mit konstanter Oberflächenkonzentration C_S (Parameter: $t = 1800\text{ s}$, $C_S = 3 \times 10^{20}\text{ cm}^{-3}$, $T = 1173\text{ K}$)	45
5.7	Das aus dem Phosphordiffusionsprofil in Abbildung 5.6 resultierende Potential für verschiedene Fingerperioden (oben $2.0\text{ }\mu\text{m}$, mitte $2.5\text{ }\mu\text{m}$ und unten $3.0\text{ }\mu\text{m}$) bei einer konstanten Fingerbreite von $1\text{ }\mu\text{m}$	48
5.8	Der aus dem Potential in Abbildung 5.7 berechnete Betrag $\ \vec{E}\ $ des elektrischen Feldes.	49
5.9	EBIC-Aufnahme einer Spaltkante der l-pn Struktur. Die hellen Bereiche geben den Verlauf der RLZ wieder. Die Aufnahme wurde bei einer Energie von 5 keV gewonnen.	51
5.10	EBIC-Aufnahmen des Prototyp-Detektors mit der Energie als Parameter (1 keV , 2 keV , 5 keV und 10 keV). Die hellen Bereiche korrespondieren mit Bereichen in denen die e^-/h^+ -Paare getrennt werden. Die Bilder sind so angeordnet, das die dotierten Bereiche übereinstimmen.	52
5.11	EBIC-Aufnahmen bei 1 keV Primärenergie und variablem Fingerabstand (a) $3\text{ }\mu\text{m}$, (b) $2.5\text{ }\mu\text{m}$, (c) $2\text{ }\mu\text{m}$ und (d) $1.5\text{ }\mu\text{m}$. Die Fingerbreite beträgt bei allen Aufnahmen $b = 1\text{ }\mu\text{m}$. Die dunklen Bereiche korrespondieren mit Bereichen in denen die e^-/h^+ -Paare getrennt werden.	53
5.12	Gemessener Detektorstrom in Abhängigkeit des Primärstromes für 1 bzw. 2 keV Primärenergie. Die aus den Ausgleichsgeraden bestimmten Verstärkungen betragen 100 bzw. 200	55
5.13	Gemessene 'open area ratio' in Abhängigkeit des Fingerabstandes p . Die Fingerbreite beträgt $b = 1\text{ }\mu\text{m}$ und die mittlere Breite der RLZ ist $w = 800\text{ nm}$. Als Linie dargestellt ist die nach Gleichung 5.1 berechnete 'open area ratio'.	55
5.14	Aufbau des Probenhalters zum Test der Detektoren bei einem Arbeitsabstand wie er in einer Mikrosäule anzutreffen ist ($W_D = 1\text{ mm}$).	57
5.15	Rückstreuелеktronenbild einer Marke aus Gold auf Silizium. Aufgenommen mit dem l-pn Detektor bei einem Arbeitsabstand von $W_D = 1\text{ mm}$ und einer Elektronenenergie von $E_0 = 1\text{ keV}$. Die Rastergeschwindigkeit beträgt 60 ms/Linie	57
5.16	Strom-Spannungs-Kennlinie des Detektors mit eingefügter Vergrößerung um den Koordinatenursprung. Die eingefügte Vergrößerung ist in den selben Einheiten dargestellt.	58
5.17	Signal-Rausch-Verhältnis in Abhängigkeit des Primärstrahlstroms	59

6.1	Veranschaulichung der Signalentstehung im Rau-Detektor bei Materialkontrast. (A & B) Verlauf des Rückstreukoeffizienten η , (C) Resultierender Signalverlauf.	63
6.2	Veranschaulichung der Signalentstehung im Rau-Detektor bei Topographiekontrast (a) - (d). Verlauf des Elektronenstrahls über eine Stufe mit entsprechender Streubirne in der Probe, (e) resultierender Signalverlauf.	64
6.3	Prinzipieller Aufbau eines Rau-Detektors bestehend aus einer Drahtschleife über einer geerdeten Probe.	64
6.4	Experimenteller Aufbau zur Untersuchung des Signals ohne störende Einflüsse durch Sekundär- oder Rückstreu-Elektronen.	65
6.5	Ein- und Zweidimensionale Implementierung einer Barkerserie für Markenerkennung bei der Elektronenstrahlolithographie.	66
6.6	Typische Marken für Lithographie mit Topographiekontrast. Aufgenommen mit: (A) Everhart-Thornley-Detektor mit Sekundärelektronen, (B) Rau-Detektor unter der Probe montiert. (Abbildungsparameter: $E_{PE} = 2\text{ keV}$, $I_{PE} = 750\text{ pA}$, $v_l = 20\text{ ms/line}$ und $d_G = 423\text{ nm}$)	67
6.7	Mit dem Oszilloskop aufgezeichneter Detektorstrom eines Linescans über eine Marke mit Topographiekontrast nach Abbildung 6.6 (B). (Parameter: Mittelung über 8 Scans, $E_{PE} = 5\text{ keV}$, $I_{PE} = 430\text{ pA}$, $v_l = 20\text{ ms/line}$ und $d_G = 205\text{ nm}$)	68
6.8	SNR für verschieden tiefe Ätzgruben in Abhängigkeit der Energie der Primärelektronen.	69
6.9	Gegenüberstellung von Aufnahmen mit (A) Everhart-Thornley-Detektor und (B) Rau-Detektor einer mit Resist bedeckten Stufenstruktur. Abbildungsparameter: $E_{PE} = 1\text{ keV}$, $I_{PE} = 500\text{ pA}$, $v_l = 20\text{ ms/line}$, $d_G = 500\text{ nm}$ und $d_R = 140\text{ nm}$	70
6.10	SNR für verschieden dicke Resist-Schichten in Abhängigkeit der Energie der Primärelektronen. Die Ätztiefe der Marken beträgt 500 nm	71
6.11	Minimal detektierbare Abweichung A_{md} von der Sollposition für verschiedene Energien.	72
6.12	Zeitlicher Verlauf des Signals beim scannen des Elektronenstrahls über eine Stufe. Aus der Anstiegszeit (10% - 90%) ergibt sich die Bandbreite.	73
6.13	Realisierung eines Rau-Detektors in einem REM als zusätzliche Blende zwischen Objektivlinse und Probe.	74

6.14 (A) SE-Bild und (B) Rau-Bild einer als Ätzgrube verwirklichten Marke. Der T-Rau-Detektor ist ca. 1 mm über der Probe montiert. (Abbildungsparameter: $E_{PE} = 1 \text{ keV}$, $I_{PE} = 682 \text{ pA}$, $v_l = 20 \text{ ms/line}$ und $d_G = 130 \text{ nm}$)	75
A.1 Nach Gleichung A.3 berechnete Reichweite von Elektronen in Festkörper in Abhängigkeit der Primärenergie. Dargestellt für Silizium und Gold.	84

TABELLENVERZEICHNIS

1.1	Angestrebte Entwicklung der Strukturgröße für die nächsten Jahre. (Auszug aus der ITRS Roadmap [1].)	2
2.1	Voraussetzungen zur Erreichung eines Durchsatz von 10 Wafern (300 mm) pro Stunde bei paralleler Elektronenstrahl-Lithographie. Alle Berechnungen durchgeführt für 50 nm Strukturgröße und ausschließlicher Berücksichtigung der reinen Belichtungszeit. Details zur Berechnung finden sich bei Chang et al. [8].	10
3.1	Anforderungen an Detektoren in einzelnen Mikrosäulen und in Säulenarrays	18
4.1	Bandabstand E_g , mittlere Energie \overline{E}_i zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares und erwartete maximale Verstärkung g' bei $E_0 = 1 \text{ keV}$ für verschiedene Halbleiter-Materialien [30, 41].	26
4.2	In früheren Arbeiten [46, 45] erreichte typische Dunkelstromdichten bei MSM-Detektoren für verschiedene Substrate und Kontaktmetalle	32
4.3	Vergleich wesentlicher Eigenschaften von Detektoren die für Mikrosäulen diskutiert wurden. Nähere Angaben zu den einzelnen Punkten finden sich im Text. Bedeutung der Symbole: \checkmark = erfüllt, X = nicht oder unzureichend erfüllt, ? = unbekannt.	36
5.1	Formeln zur Berechnung von Diffusionsspannung und Raumladungszone beim abrupten und linearen pn-Übergang.	46
5.2	Vergleich wesentlicher Eigenschaften von Detektoren die bisher für Mikrosäulen diskutiert wurden. (\checkmark = erfüllt, X = nicht oder unzureichend erfüllt.) Dabei ist E_{PE} die Energie der Primärelektronen, g die Verstärkung und f_{max} die Bandbreite	60

6.1	Ober- und Untergrenze für das Verhältnis von Grabentiefe zu Reichweite d_g/R zur Prüfung der Übereinstimmung der Messung mit der Theorie von Mkrtschan und Farrow [64].	69
6.2	Vergleich wesentlicher Eigenschaften von Detektoren die bisher für Mikrosäulen diskutiert wurden. (\checkmark = erfüllt, X = nicht oder unzureichend erfüllt, NA = nicht Anwendbar) Dabei ist E_{PE} die Energie der Primärelektronen, g die Verstärkung und f_{max} die Bandbreite	76
7.1	Zusammenstellung wesentlicher Eigenschaften von Detektoren für Mikrosäulen. Es werden, wenn vorhanden, die in dieser Arbeit erzielten experimentellen Ergebnisse wiedergegeben. Dabei ist g die Verstärkung, SNR das Signal-Rausch-Verhältnis und f_{max} die Bandbreite des Detektors.	80

1. EINLEITUNG

Zwei Erfindungen - der bipolare Transistor und der integrierte Schaltkreis - haben die technischen Möglichkeiten der Menschheit ähnlich wie die Industrielle Revolution verändert. In den letzten fünfzig Jahren, seit Erfindung des Transistors (1948), wurde die Anzahl der auf einem Chip hergestellten Transistoren ungefähr um einen Faktor von 100 Millionen ($1 \cdot 10^8$) erhöht. Die dazu nötige Verkleinerung der Strukturen ist der Motor für die ständig wachsende Halbleiter-Industrie. Dies verdeutlicht sich in einer Roadmap¹ der Industrie, der 'THE INTERNATIONAL TECHNOLOGY ROADMAP FOR SEMICONDUCTORS' [1]. Diese Roadmap wird jährlich aktualisiert und beinhaltet Zielsetzungen für die nächsten 15 Jahre. In der Version von 2003 wird hierbei zwischen kurz- (2003 - 2009) und langfristigen (2010 - 2018) Zielen unterschieden. Halbleiter Bauelemente lassen sich überwiegend in zwei große Gruppen aufteilen, nämlich Speicher- und Logik-Bausteine. Für jede dieser Gruppen von Bauelementen wird festgelegt welche Eigenschaften in welchem Jahr zur Produktionsreife gebracht und in den Markt eingeführt werden. In Tabelle 1.1 sind einige, für die Chipfertigung relevanten Eigenschaften zusammen mit dem angestrebten Jahr der Markteinführung aufgelistet.

Hierdurch werden an die verschiedenen Technologien zur Herstellung von Halbleiter-Bauelementen Anforderungen gestellt, die ebenfalls in der Roadmap festgeschrieben stehen. Durch diese Roadmap schafft sich die Industrie den Anreiz ihre Technologien und Prozesse ständig weiter zu entwickeln.

Ein Stolperstein bei der weiteren Verfolgung der ITRS-Roadmap ist die Erzeugung immer kleinerer Strukturen. Dazu werden heute hauptsächlich optische Lithographie-Verfahren mit einer Wellenlänge von $\lambda = 193 \text{ nm}$ verwendet. Mit 'off-axis' Beleuchtung, 'optical proximity correction' und sogenannten 'phase-shifting-masks' können damit Strukturen bis zu einer minimalen Größe von 90 nm hergestellt werden [1]. Um mit optischer Lithographie noch kleinere Strukturen zu erzeugen muss Licht einer kürzeren Wellenlänge verwendet werden, z.B. sollten sich mit $\lambda = 157 \text{ nm}$ Strukturen bis zu 70 nm herstellen lassen. Mit kürzer werdender Wellenlänge erhöht sich die Absorption des Lichtes in den Linsen. Die dadurch nötigen hohen Beleuchtungsleistungen lassen sich nicht mit vertretbarem Aufwand erzeugen. Es werden daher alter-

¹ engl. Zielsetzungsplan

Jahr der Markteinführung	2003	2004	2007	2010	2013	2016
Technologie-Node		hp90	hp65	hp45	hp32	hp22
Speicher (DRAM)						
DRAM $\frac{1}{2}$ Pitch (<i>nm</i>)	100	90	65	45	32	22
Kontakt im Resist (<i>nm</i>)	130	110	80	55	40	30
Kontakt nach Ätzen (<i>nm</i>)	115	170	70	50	30	21
Overlay	35	32	23	18	12,8	8,8
Prozessoren (MPU)						
Gate im Resist (<i>nm</i>)	65	53	35	25	18	13
Gate nach Ätzen (<i>nm</i>)	45	37	25	18	13	9
Gate CD-control (<i>nm</i>)	4,0	3,3	2,2	1,6	1,2	0,8

Tab. 1.1: Angestrebte Entwicklung der Strukturgröße für die nächsten Jahre. (Auszug aus der ITRS Roadmap [1].)

native Lithographie-Verfahren benötigt um weiter mit der Roadmap Schritt halten zu können.

Sub-70 *nm* Strukturen lassen sich mit Elektronenstrahl-Lithographie herstellen. Dabei wird ein fokussierter Elektronenstrahl über die Probe gerastert und durch Ein- und Ausblenden des Strahls eine selektive Belichtung des Resists erreicht. Die dazu verwendeten Geräte gleichen Raster-Elektronen-Mikroskopen mit entsprechend modifizierten Probenstischen um Wafer mit einem Durchmesser ≥ 300 *mm* aufnehmen zu können. Damit lassen sich Bauelemente mit Strukturgrößen < 20 *nm* [2] herstellen.

Obwohl die Elektronenstrahl-Lithographie zur Maskenproduktion weit verbreitet ist kommt sie in der Massenproduktion von Halbleiter-Bauelementen nicht zum Einsatz, da die Belichtung eines Wafers ca. 1 Tag in Anspruch nimmt [3]. Ein wirtschaftliches Verfahren sollte aber mindestens 20 Wafer in der Stunde belichten können [4]. Eine Möglichkeit die lange Belichtungszeit auszugleichen ist der parallele Einsatz mehrerer Elektronenstrahlen zum Belichten. Diese Möglichkeit schöpfen z.B. das Mapper Konzept [5, 6], das Multibeam Konzept 'Diva' [7] und das Konzept der Mikrosäulen-Arrays [8] aus.

Alle Konzepte sind mehr oder weniger weit in der Entwicklung voran geschritten. Aber alle haben auch noch bisher ungelöste Probleme auszuräumen bevor sie als Belichter in der Massenproduktion eingesetzt werden können. Die Entwicklung der Mikrosäulen-Arrays kann dabei auf die Erfahrungen mit einzelnen Mikrosäulen zurück greifen. Auch bei den miniaturisierten Einzelsäulen existiert noch Verbesserungsbedarf, besonders bei den eingesetzten Detektoren zur Markenerkennung und Bildaufzeichnung mit Rückstreuelek-

tronen. Besondere Herausforderungen sind hier der geringe Arbeitsabstand und die geringe Primärenergie und damit verbunden die geringe Energie der rückgestreuten Elektronen.

Die vorliegende Arbeit nimmt sich dieser Herausforderung an und untersucht verschiedene Detektoren hinsichtlich eines Einsatzes in Mikrosäulen zur Bildaufzeichnung oder Markenerkennung. Es werden auch neue bzw. noch nicht zu diesem Zweck eingesetzte Detektoren vorgestellt und erste experimentelle Ergebnisse präsentiert.

Gliederung: Im Anschluss an diese Einleitung wird das konzeptionelle Umfeld der Mikrosäulen erläutert. Anschließend folgt eine Einführung in die wichtigsten Begriffe und Definitionen im Zusammenhang mit Detektoren. Eine Übersicht und Diskussion schon bestehender Detektor-Arrangements bildet den Abschluss der Allgemeinen Betrachtungen. Kapitel 5 und Kapitel 6 befassen sich mit neu für den Einsatz in Mikrosäulen eingeführten Detektoren. Dies sind der sogenannte laterale pn-Detektor und der Rau-Detektor. Jedes dieser Kapitel enthält einen Abschnitt zu den Grundlagen der Funktionsweise und zu der experimentellen Evaluation der Detektoren im Hinblick auf die Verwendung in Mikrosäulen. Es erfolgt immer auch ein Vergleich zu den in Kapitel 4 besprochenen Detektoren. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse und Anregungen zu weiterer Forschung an offenen Fragestellungen.

2. DAS KONZEPTIONELLE UMFELD: MIKROSÄULEN

Nachdem in der Einleitung das generelle Umfeld der hier vorliegenden Arbeit dargestellt wurde, wird in diesem Kapitel näher auf das Konzept der Mikrosäulen eingegangen. Dabei wird zunächst der Aufbau beschrieben und anschließend werden die Vorteile der Miniaturisierung erläutert.

2.1 Aufbau einer Mikrosäule

Eine Mikrosäule ist eine miniaturisierte elektronenoptische Säule. Sie besteht im allgemeinen aus einer Elektronenquelle, einer Quelllinse, einem Ablenkelement, einer Objektivlinse und einem Detektor. Die Elektronenquelle und die Quelllinse werden meist zu einer sogenannten SAFE¹-Quelle [9] zusammengefasst. Im folgenden sind die Einzelteile näher beschrieben.

SAFE-Quelle: Die Elektronenquelle besteht aus einer xyz-Positioniereinheit die einen Emitter auf die optische Achse justiert. Als Emitter werden dabei kalte Feldemitter [10, 11, 12] und Schottky-Emitter [13, 14, 11] eingesetzt. Die Positioniereinheit erlaubt es, Feedback-Prinzipien wie bei Raster-Sonden-Mikroskopen einzusetzen und dadurch die Emission zu stabilisieren [15]. Die Quelllinse besteht aus Siliziummembranen, die durch isolierendes Pyrex getrennt sind. Die einzelnen Elemente sind dabei als Extraktor, Anode und Aperturblende ausgebildet [11]. Für Lithographiegeräte ist es außerdem sinnvoll, in die Quelllinse, wie in [16] beschrieben, einen miniaturisierten Blanker zu integrieren.

Ablenkeinheit: Zur Ablenkung des Elektronenstrahls und zur Korrektur eines eventuell auftretenden Astigmatismus wird ein Achtpol-Element eingesetzt [11]. Moderne Versionen dieser sogenannten Oktupole werden mit Methoden der Halbleitertechnologie und Mikromechanik hergestellt [17]. Dabei werden die Zuleitungen aus metallischen Leiterbahnen in Dünnschicht-Technik und die Elektroden durch einen Tiefätzprozess in Silizium gefertigt. Einfacher ist jedoch die Verwendung feinmechanisch gefertigter Ablenker [18]. Zur Verringerung der Bildfehler

¹ STM aligned field emission

verwendet man einen aus zwei Oktupolen bestehenden Doppelablenker [18, 19].

Objektivlinse: Ebenfalls aus Siliziummembranen und Pyrex hergestellt wird die Objektivlinse [9, 20, 21]. Sie dient zur Fokussierung des Elektronenstrahls auf die Probe. Ein Durchmesser der Elektrodenbohrungen von $200\ \mu\text{m}$ ist dabei typisch für die Siliziummembranen. Die Linse kann in verschiedenen Betriebsmodi (beschleunigende oder abbremsende Einzel- oder Immersions-Linse) betrieben werden [11, 22, 23].

Detektor: Zur Justierung des Elektronenstrahls, zum kalibrieren der Schreibfelder und zur Markenerkennung ist außerdem noch ein Detektor notwendig. Dieser sollte eine Bildaufzeichnung mit rückgestreuten Elektronen erlauben. Meist werden in bestehenden Aufbauten Multi-Channel-Plates oder Channeltrons verwendet [18, 19]. Weitere Detail zu diesen und anderen Detektoren, sowie zu den Anforderungen an Detektoren für Mikrosäulen finden sich in den nächsten Kapiteln.

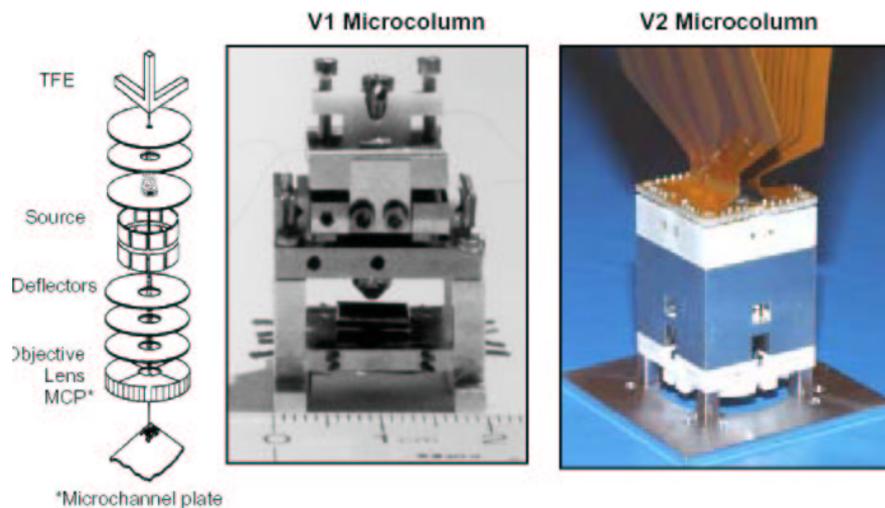


Abb. 2.1: Aufbau einer Mikrosäule bestehend aus Elektronenquelle, Quelllinse, Ablenkeinheit, Objektivlinse und Detektor. 'V1 Microcolumn' und 'V2 Microcolumn' bezeichnen bestehende Mikrosäulen [8].

In Abbildung 2.1 ist eine Mikrosäule schematisch dargestellt. Die als 'V2 Microcolumn' bezeichnete Säule ist eine Weiterentwicklung der 'V1 Microcolumn' [8]. In der Arbeitsgruppe um T.H.P. Chang wurde dabei vor allem an der Abschirmung und an den elektrischen Zuleitungen Verbesserungen durchgeführt. Säulen der Version 2 sollen zur parallelen Elektronenstrahl-Lithographie eingesetzt werden [16].

Durch die Miniaturisierung erfolgt nach dem Prinzip der selektiven Skalierung von elektronenoptischen Komponenten. Dieses Prinzip wird im Folgenden kurz erläutert. Durch selektive Skalierung kann ein kleinerer Strahldurchmesser als bei konventionellen System erreicht werden.

2.2 *Selektive Skalierung*

Die Aberrationen eines elektronenoptischen Bauteils skalieren generell mit seinen Dimensionen [22]. Dabei kann entweder das Potential an den Elektroden konstant gehalten werden oder das elektrische Feld in der Linse. Im Fall konstanten Potentials kann allerdings keine beliebige Verkleinerung erreicht werden, da die maximal mögliche Feldstärke durch die Durchbruchfeldstärke im Vakuum ($\sim 10^4 V/mm$) begrenzt ist.

Die chromatische und die sphärische Abberation verhalten sich für die beiden Skalierungen jedoch unterschiedlich. Bei Reduktion der Dimensionen verringert sich der sphärische Fehlerkoeffizient in beiden Fällen. Der chromatische Fehlerkoeffizient verringert sich jedoch nur bei konstanten Potentialen nicht bei konstanten Feldern. Skaliert man nun ein Bauelement nicht nach nur einer dieser Möglichkeiten sondern nutzt die jeweiligen Vorteile konsequent aus, so spricht man vom selektivem Skalieren [22]. Dabei werden verschiedene Skalierungsfaktoren für verschiedene Bereiche der Elektronenoptik verwendet. Typischerweise werden in kritischen Bereichen wie der Quelle größere Skalierungsfaktoren angewendet als in unkritischen. Dadurch erhält man um bis zu einem Faktor 1000 verkleinerte Aberrationen. Als Beispiel für die Leistungsfähigkeit der selektiven Skalierung ist in Abbildung 2.2, aus [22], der effektive Richtstrahlwert über den halben Aperturwinkel α_0 aufgetragen. Man erkennt deutlich den gegenüber konventionellen System stark erhöhten Richtstrahlwert. Besonders deutlich ist dies bei kleinen Energien ($200 \dots 1000 eV$) zu sehen.

2.3 *Vorteile der miniaturisierten Lithographiegeräte*

Neben den verkleinerten Aberrationen ergeben sich für Mikrosäulen aus der Miniaturisierung noch weitere Vorteile. Wesentlich für die Elektronenstrahl-Lithographie sind die geringe Primärelektronenenergie und die kleinen Abmessungen der Elektronenoptiken, dazu im folgenden mehr.

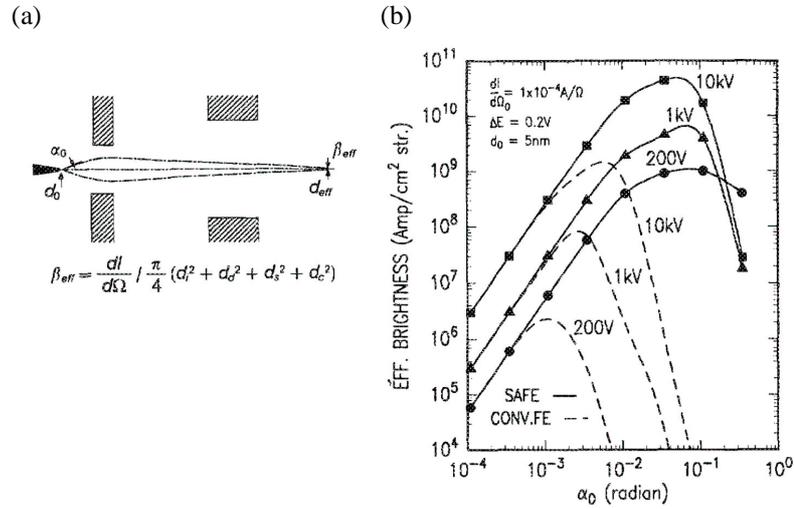


Abb. 2.2: (a) Schematische Darstellung einer Mikroquelle. (b) Effektiver Richtstrahlwert β_{eff} einer selektiv skalierten Mikroquelle und einer konventionellen Elektronenquelle aufgetragen über dem halben Aperturwinkel α_0 [22]. $dI/d\Omega$ bezeichnet die Winkelverteilung des Emissionsstroms, d_i , das Bild der Quelle, d_d , d_s und d_c die Aberrationen des Beugungs-, Öffnungs- und Farbfehler.

Resist-Technologie

Durch die geringe Primärenergie verringert sich der durch die Streuung der Elektronen im Substrat verursachte Proximity-Effekte. Dies gilt aber nur solange die Strukturen und ihr Abstand untereinander nicht kleiner als die Streubirne der Elektronen ist. Außerdem erhöht sich durch die erhöhte Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Elektronen mit dem Resist die Resistempfindlichkeit [24, 25]. Ein Nachteil ist jedoch die geringe Eindringtiefe der Elektronen in den Resist. Eine mögliche Abhilfe sind hier sogenannte 'Bi-Layer-Resists'. Dabei wird auf den dicken, für die Übertragung der Strukturen verwendeten, 'Bottom-Resist' ein dünner 'Imaging-Resist' aufgebracht, der mit dem niederenergetischen Elektronenstrahl belichtet wird. Nach der Entwicklung des 'Imaging-Resist' wird die Struktur durch Trockenätzen in den 'Bottom-Resist' übertragen. Dadurch wird es möglich Elektronenstrahl-Lithographie mit niederenergetischen Elektronen sinnvoll einzusetzen. Lee et al. [25] geben eine erste Übersicht über 'Bi-Layer'-Prozesse.

Mikrosäulen-Arrays

Durch die Skalierung der Elektronenoptik reduzieren sich die gesamten Abmessungen der Säule. Bestehende Mikrosäulen haben eine Länge von wenigen

mm und eine laterale Ausdehnung von $\sim 2\text{ cm}$. Durch diese kleinen Abmessungen wurde es möglich mehrere Säulen parallel zur Elektronenstrahl-Lithographie einzusetzen [16]. Das Prinzip der parallelen Elektronenstrahl-Lithographie mit Mikrosäulen ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Dabei werden mehrere Mikrosäulen in einem Mikrosäulen-Array angeordnet. Wie in der konventionellen Elektronenstrahl-Lithographie kann sowohl ein runder Strahl mit gaussförmigem Profil als auch ein geformter Strahl ('Shaped-Beam') zur Belichtung verwendet werden.

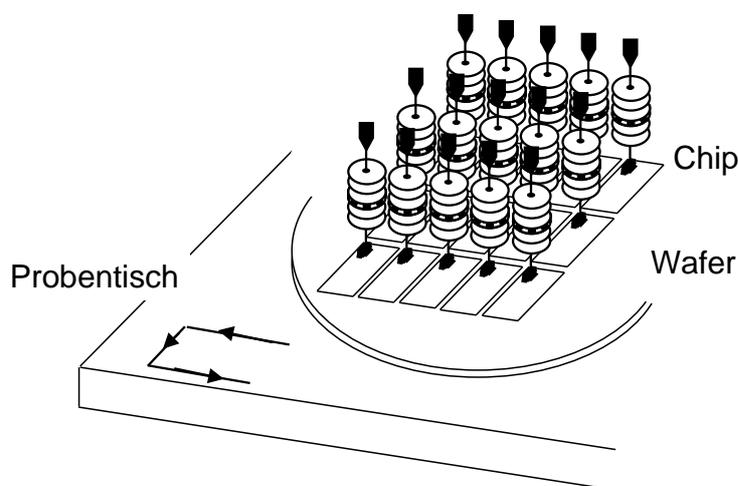


Abb. 2.3: Prinzipieller Aufbau der parallelen Elektronenstrahl-Lithographie mit Mikrosäulen. Die Pfeile bezeichnen die Bewegung des Probentisches.

Durch die Parallelisierung der Belichtung erhält man einen gegenüber der konventionellen Elektronenstrahl-Lithographie gesteigerten Durchsatz. Dies ist mit den mittelalterlichen Schreibstuben in Klöstern zu vergleichen, in denen sich mehrere Mönche die Arbeit ein Buch zu kopieren (abzuschreiben) teilten.

Der Durchsatz einer Elektronenstrahl-Lithographieanlage mit parallelen Mikrosäulen hängt von verschiedenen Faktoren ab. Unter den in Tabelle 2.1 genannten Annahmen für Resistempfindlichkeit und zu belichtende Fläche benötigt man nach Chang et al. [8] einen Gesamtstrom pro Wafer von $1.6\ \mu A$. Damit benötigt man für einen Durchsatz von 10 Wafers (300 mm) pro Stunde 800 Mikrosäulen mit Gauss'schem Strahl pro Wafer, bzw. 200 Säulen bei einem 'Shaped-Beam'-System. Aus der Anzahl von Säulen pro Wafer ergibt sich die pro Säule zur Verfügung stehende Fläche zu 0.8 cm^2 bei Gauss'schem Strahl und 3.2 cm^2 bei 'Shaped-Beam'-Systemen.

Es gibt verschiedene Ansätze Mikrosäulen-Arrays zu verwirklichen. Zum einen kann ein Array aus einzelnen, eigenständigen Säulen aufgebaut wer-

	Gauss'scher Strahl	'Shaped-beam' (2x2 Pixel)
Primärenergie	1 keV	1 keV
Pixel pro Wafer ($d = 25 \text{ nm}$)	$2 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{14}$
Resistempfindlichkeit	$1 \mu\text{C}/\text{cm}^2$	$1 \mu\text{C}/\text{cm}^2$
Gesamtstrom	$1.6 \mu\text{A}$	$1.6 \mu\text{A}$
Scanbreite	$100 \mu\text{m}$	$100 \mu\text{m}$
für 50 nm Lithographie mit 10 Wafer (300 mm) pro Stunde und einer Schreibfrequenz von 300 MHz		
Anzahl der Säulen	800	200
Strom / Säule	2 nA	8 nA
Tischgeschwindigkeit	0.8 cm/s	3.2 cm/s

Tab. 2.1: Voraussetzungen zur Erreichung eines Durchsatz von 10 Wafern (300 mm) pro Stunde bei paralleler Elektronenstrahl-Lithographie. Alle Berechnungen durchgeführt für 50 nm Strukturgröße und ausschließlicher Berücksichtigung der reinen Belichtungszeit. Details zur Berechnung finden sich bei Chang et al. [8].

den [16]. Zum anderen gibt es Ansätze eine komplette Integration aller notwendiger Mikrosäulen in ein Bauteil in Wafergröße vorzunehmen [26]. Gegen eine solche Komplettintegration spricht jedoch die Gefahr eines Totalverlustes, d.h. Ausfall der ganzen Anlage, beim Ausfall nur einer Einzelsäule im Array, da keine Möglichkeit besteht diese auszutauschen. Ein weiteres Problem ist die hohe Anzahl an elektrischen Verbindungen, die am Rand des Wafers hergestellt werden müssen. Ein Ausweg, der wenigstens eine geringe Integration erlaubt, ist die Herstellung von Sub-Arrays mit wenigen Säulen [26]. Aperturbleden- [17, 21], Oktupol- [17, 21] und auch komplette Säulen-Arrays [27] wurden so hergestellt.

Die hier vorgestellten Mikrosäulen benötigen auch Detektoren für Bildaufzeichnung während der Justierung der Elektronenoptik, zur Kalibrierung der Schreibfelder und zur Markenerkennung beim Belichten mehrerer Strukturen übereinander. Im nächsten Kapitel werden die Anforderungen für solche Detektoren definiert und in den folgenden Kapiteln wird näher auf verschiedene Detektoren eingegangen.

3. KENNGRÖßEN FÜR ELEKTRONENDETEKTOREN

Die Dimensionen und die Energie der Primärelektronen einer Mikrosäule stellen strenge Anforderungen an mögliche Detektoren. Des weiteren folgen aus den geplanten Einsatzgebieten von Mikrosäulen (Lithographie und Wafer-Inspektion) auch Anforderungen an die Bandbreite der Detektoren.

In diesem Kapitel werden zunächst Kenngrößen eingeführt, die es erlauben, verschiedene Detektoren miteinander zu vergleichen. Abschließend werden die Anforderungen an mögliche Detektoren definiert.

3.1 Baugröße

Arbeitsabstand

Mit den Dimensionen der Elektronenoptiken muss auch der Arbeitsabstand, d.h. der Abstand zwischen letzter Elektrode der Objektivlinse und der Probe, verringert werden um den durch die Miniaturisierung erreichten Vorteil des verkleinerten Sondendurchmessers zu erhalten. Im Fall der Mikrosäulen sollte der Arbeitsabstand ungefähr $1 \cdot \cdot \cdot 2 \text{ mm}$ betragen. Durch den geringen Arbeitsabstand ist der vertikale Raum für Detektoren begrenzt, da sie im allgemeinen zwischen Probe und Mikrosäule platziert werden müssen.

Arrayanordnung

Die Mikrosäulen sollen, wie in Kapitel 2.3 erläutert, in Arrays angeordnet werden. Dadurch ergibt sich eine Obergrenze für die Fläche, den ein Detektor einnehmen kann. Prinzipiell gibt es zwei Möglichkeiten, Detektoren in einem Array von Mikrosäulen für die Justierung einzusetzen. Es kann für jede Säule ein Detektor verwendet werden oder mehrere Säulen teilen sich einen Detektor.

Wird für mehrere Säulen ein Detektor verwendet, so kann dieser eine größere Fläche einnehmen, jedoch kann das Signal vom Detektor bei gleichzeitiger Justierung mehrerer Säulen nicht eindeutig einer einzelnen Säule zugeordnet werden. Daher ist in diesem Fall die Fokussierung des Elektronenstrahls oder die Markenerkennung nur nacheinander für jede Säule möglich. Außerdem kann auch noch die Höhe des Detektorsignals von Säule zu Säule

variieren. Dies macht es schwieriger, die dem Detektor folgende Signalverarbeitung durchzuführen.

Verwendet man jedoch für jede Säule einen Detektor, so sind diese Probleme von vorne herein ausgeschlossen. Es müssen lediglich Detektorenarrays mit zu den Arrays aus miniaturisierten Elektronenoptiken kompatiblen Dimensionen hergestellt werden.

3.2 Energiebereich

Die Beschleunigungsspannung in miniaturisierten Elektronenoptiken muss ebenfalls verringert werden um die kritischen Feldstärken in den optischen Elementen nicht zu überschreiten. Typischerweise wird in bestehenden Mikrosäulen eine Beschleunigungsspannung von 1 kV verwendet [22], es gibt aber auch Ansätze diese bis auf 100 V zu verringern [20].

Verwendet man Sekundärelektronen (SE) als Signalquelle, so wird am Detektor eine Saugspannung benötigt, damit genügend Elektronen vom Detektor erfasst werden. Liegt diese in der Größenordnung der Beschleunigungsspannung wird auch der Primärstrahl beeinflusst. Negative Einflüsse können meist nicht einmal durch besondere Vorkehrungen, wie zum Beispiel Abschirmung oder rotationssymmetrische Aufbauten, vermieden werden. Daher werden bei Elektronenstrahl-Lithographiegeräten die rückgestreuten Elektronen (BSE¹) als Signalquelle verwendet. Die aus einer Monte-Carlo-Simulation [28] gewonnene Energieverteilung von an Si rückgestreuten Elektronen mit einer Primärenergie von $E_{PE} = 1\text{ keV}$ ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Man erkennt, dass die Verteilung bei $E \sim 0.6 \dots 0.8\text{ keV}$ ein Maximum aufweist. Dies ergibt für die BSE eine um Größenordnungen höhere Energie als die für SE typische Energie ($E_{SE} \leq 50\text{ eV}$). Daher können die BSE den Detektor ohne Saugspannung erreichen.

3.3 Verstärkung und Detektionseffizienz

Eine wichtige Größe zum Vergleich von Detektoren ist die effektive Verstärkung G_{eff} , die von Detektorgröße und -anordnung abhängt. Der Einfluss dieser Größen wird dabei durch die geometrische Detektionseffizienz Γ_{geo} berücksichtigt. Zusammen mit der physikalischen Verstärkung g ergibt sich dann

$$G_{eff} = g \cdot \Gamma_{geo} . \quad (3.1)$$

¹ Back Scattered Electrons

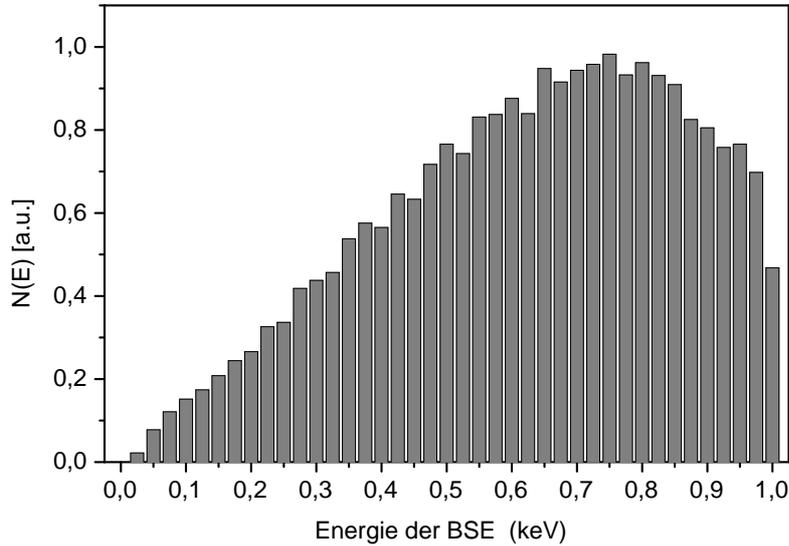


Abb. 3.1: Aus Monte-Carlo-Simulationen gewonnene Energieverteilung der von Si rückgestreuten Elektronen ($E_{PE} = 1 \text{ keV}$).

Für jeden Detektor sollten Verstärkung und Detektionseffizienz hoch sein, um ein möglichst hohes Signal zu erhalten. Im folgenden sollen nun die Begriffe Verstärkung und Detektionseffizienz näher erläutert werden.

3.3.1 Verstärkung

Die Verstärkung ist definiert als das Verhältnis des vom Detektor als Signal abgegebenen Stromes I_{sig} zu dem auf den Detektor treffenden Strom I_{det} .

$$g = \frac{I_{sig}}{I_{det}} \quad (3.2)$$

Die Verstärkung ist natürlich von der Detektorart und seinem jeweiligen Aufbau abhängig.

3.3.2 'Open - Area - Ratio'

Gleichung 3.2 gilt nur, wenn alle Elektronen die auf den Detektor treffen auch zum Signal beitragen können. Auf der Detektoroberfläche kann es Flächen geben, in denen ausgeschlossen werden kann, dass ein auftreffendes Elektron auch zum Signal beiträgt. Diese Flächen können zum Beispiel metallische Kontakte zu den aktiven Bereichen sein. Dies lässt sich bei der Berechnung der Verstärkung durch den Quotient Q von effektiver Detektionsfläche A_{eff}

und gesamter Detektorfläche A_{total} berücksichtigen. Der Quotient $\mathcal{Q} = \frac{A_{eff}}{A_{total}}$ wird als 'open area ratio' (OAR) bezeichnet. Ist also g' die ohne Abschattungen mögliche Verstärkung, so gilt:

$$g = g' \cdot \mathcal{Q} \quad (3.3)$$

3.3.3 Geometrische Detektionseffizienz

Die geometrischen Verhältnisse im System Detektor - Probe lassen sich zu einer Kennzahl, der sogenannten geometrischen Detektoreffizienz Γ_{geo} zusammenfassen. Die geometrische Detektionseffizienz ist definiert als das Verhältnis des Stromes der rückgestreuten Elektronen, die auf den Detektor treffen $I_{BSE-Detektor}$, zum total emittierten Rückstreuelektronenstrom $I_{BSE-Total}$. $I_{BSE-Detektor}$ ist dabei das Integral der Winkelverteilung der Rückstreuelektronen $I_{BSE}(\vartheta, \varphi)$ über den vom Detektor erfassten Raumwinkel Ω .

$$\Gamma_{geo} = \frac{I_{BSE-Detektor}}{I_{BSE-Total}} = \frac{\int_{\Omega} I_{BSE}(\vartheta, \varphi) d\Omega}{I_{BSE-Total}} \quad (3.4)$$

Da nur Elektronen aus einem begrenzten Raumwinkelbereich erfasst werden können, gilt für jeden realen Detektor immer $\Gamma_{geo} < 1$.

Wichtige Größen zur Bestimmung von Γ_{geo} sind die Größe des Detektors und seine Anordnung relativ zum Objekt. Eine gebräuchliche Geometrie ist in Abbildung 3.2 skizziert. Bei der Größe ist dabei neben den äußeren Abmessungen auch die Größe der Öffnung für den Primärstrahl entscheidend. Geht man von einem runden Detektor mit äußerem Radius R und Mittellochradius r aus, so kann bei bekanntem Abstand d zwischen Detektor und Probe die geometrische Effizienz berechnet werden. Setzt man nun noch für die Winkelverteilungsfunktion der Rückstreuelektronen das Lambert'sche Kosinusetz [30] an, so erhält man für senkrechten Einfall der Primärelektronen [29]:

$$\Gamma_{geo} = \frac{R^2}{R^2 + d^2} - \frac{r^2}{r^2 + d^2} \quad (3.5)$$

Wie erwartet, muss man den inneren Radius so klein wie möglich halten, um eine hohe Effizienz zu erhalten, jedoch ist hier durch die Elektronenoptik eine untere Grenze gegeben. Neben den lateralen Abmessungen von Mikrosäulen begrenzen auch detektorspezifische Eigenschaften, wie z.B. Kapazität und Dunkelstrom, den maximalen Durchmesser. Im Allgemeinen muss hier ein Kompromiss gefunden werden.

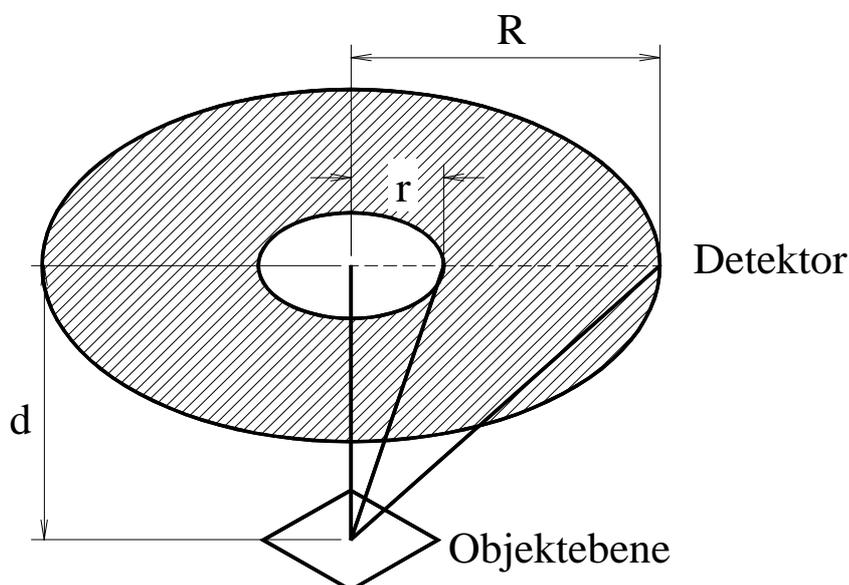


Abb. 3.2: Schematische Darstellung der Detektorgeometrie zur Berechnung der geometrischen Detektoreffizienz [29].

3.4 Bandbreite

Als Bandbreite eines Detektors wird hier die obere Grenze in der übertragbaren Frequenz f_{max} bezeichnet, da die Detektoren auch Gleichströme übertragen sollen. Im allgemeinen ist sie der begrenzende Faktor für die Geschwindigkeit der Bildaufnahme. Daher richtet sich die geforderte Bandbreite nach den jeweiligen Einsatzgebieten der Mikrosäulen. Wird die Mikrosäule in der Waferinspektion eingesetzt, müssen in kurzer Zeit viele Bilder aufgenommen werden, d.h. die Bandbreite muss hoch sein. Ist hingegen an einen Einsatz in der Lithographie gedacht, so werden nur wenige Aufnahmen während der Justierung vor der Belichtung benötigt. Es kann daher eine etwas geringere Bandbreite toleriert werden.

Die Bandbreite hängt immer vom Zusammenspiel von Detektor und externem Verstärker ab. Die Kombination von beiden kann als RC - Glied betrachtet werden. Damit ist die Bandbreite f_{max} gegeben als die Grenzfrequenz des Tiefpasses, gebildet aus Detektor-Kapazität C_D und dem Widerstand R_a des Verstärkers².

$$f_{max} = \frac{1}{2\pi R_a C_D} \quad (3.6)$$

² Falls der Widerstand des Detektors $R_D < R_a$

Für die Bestimmung des Widerstandes ist dabei die unterschiedliche Verstärkung G_{eff} der Detektoren zu berücksichtigen. Denn um z.B. ein maximales Signal U_{Signal} ³ von 100 mV bei einem Elektronenstrom $I_{Elektronen}$ von 100 pA bei 10% Rückstreuung von der Probe und für 1 nA Strahlstrom zu erhalten, ist je nach Detektorart ein anderer Verstärkungsfaktor und damit ein anderer Widerstand des externen Verstärkers nötig. Der Widerstand R_a berechnet sich somit wie folgt:

$$R_a = \frac{U_{Signal}}{I_{Elektronen}} \cdot \frac{1}{G_{eff}}. \quad (3.7)$$

Beispiel:

Für eine Verstärkung G_{eff} von 100 ergibt sich der Widerstand zu $R_a = 10\text{ M}\Omega$ und reduziert sich bei $G_{eff} = 10^5$ zu $R_a = 10\text{ k}\Omega$. Bei einer angenommenen Detektorkapazität von $C_D = 1\text{ nF}$ erhöht sich dadurch die Bandbreite von $f_{max} = 15.9\text{ Hz}$ auf $f_{max} = 15.9\text{ kHz}$.

Für die weiteren Vergleiche der Detektoren wurde die Bandbreite im folgenden unter oben genannten Annahmen für Signal und Elektronenstrom ($U_{Signal} = 100\text{ mV}$ und $I_{Elektronen} = 100\text{ pA}$) nach Gleichung 3.6 berechnet.

3.5 Signal - Rausch - Verhältnis

Neben der Bandbreite ist auch das Signal - Rausch - Verhältnis (SNR⁴) eine wichtige Kenngröße für Detektoren. Für alle Anwendungsgebiete ist es von Vorteil, wenn das SNR möglichst hoch ist.

Bei der Beurteilung eines Detektors hinsichtlich seines SNR ist jedoch besondere Vorsicht geboten, da auch der Strom der auf den Detektor trifft ein gewisses SNR besitzt. Dies bedeutet, dass man im Grunde genommen immer nur das Verhältnis r von SNR vor bzw. nach dem Detektor betrachten sollte.

$$r = \frac{(S/N)_{in}}{(S/N)_{out}} < 1 \quad (3.8)$$

Da jedoch nur $(S/N)_{out}$ experimentell zugänglich ist, ist r nicht von praktischem Interesse. Im weiteren wird daher nur noch das Signal-Rausch-Verhältnis nach dem Detektor betrachtet.

³ Zur Verdeutlichung des Sachverhaltes willkürlich festgelegt

⁴ Signal to Noise Ratio

3.6 Anforderungen in Mikrosäulen

Aus den obigen Kenngrößen leiten sich die Anforderungen an die Detektoren für den Einsatz in Mikrosäulen ab.

vertikale Dimension: Heute schon realisierte Mikrosäulen haben einen Arbeitsabstand von $1 \dots 2 \text{ mm}$ [22, 31]. Der Detektor sollte also nach Möglichkeit nicht höher als $700 \mu\text{m}$ sein, damit eine berührungsfreie Bewegung der Probe unter dem Detektor gewährleistet ist. Dies garantiert auch eine entsprechende geometrische Detektoreffizienz.

laterale Dimension: Für die Anwendung in Arrays sollte die Grundfläche des Detektors nicht größer als die einer Mikrosäule sein, also ca. 0.8 cm Kantenlänge bei Quadratischer Grundfläche. Bei Einzelsäulen ist diese Anforderung nicht gegeben. Es sollte aber auch hier versucht werden den Detektor nicht Größer als die Grundfläche der Mikrosäule zu machen.

Energiebereich: Die Anforderungen an den Energiebereich, in dem der Detektor arbeiten soll, leitet sich aus der Energieverteilung der Rückstreuungselektronen ab. Diese Arbeit beschränkt sich auf Primärelektronen mit einer Energie zwischen 1 keV und 5 keV .

Verstärkung: Wie bei jedem anderen Detektor auch sollte die effektive Verstärkung größer 1 sein.

Bandbreite: Die benötigte Bandbreite berechnet sich aus der gewünschten Anzahl Bilder pro Sekunde und der Anzahl der Pixel pro Bild. Fordert man eine Aufnahmezeit von 10 s pro Bild und einer Bildgröße von 712×484 Pixel ergibt sich eine Zeit von $29 \mu\text{s}$ pro Pixel. Dies entspricht, unter Berücksichtigung des Sampling-Theorems [32], einer Bandbreite von 70 kHz für den Detektor. Für experimentelle Anwendungen kann eine Aufnahmezeit von 25 s toleriert werden. Dadurch reduziert sich die geforderte Bandbreite auf 27.5 kHz .

SNR: Für Anwendungen in bildgebenden Systemen sollte das SNR größer als 3 sein [30]. Für einen Detektor, der ausschließlich zur Markenerkennung in einem Lithographiesystem verwendet wird, ist ein SNR größer als 0.25 ausreichend [33], wenn zusätzlich Korrelationsmethoden verwendet werden.

	Einzelssäulen & Säulenarrays
maximale Höhe	$< 700 \mu m$
laterale Ausdehnung	$< \text{Einzelssäule}$
Energiebereich	$> 1 keV$
Bandbreite	$> 27.5 kHz (70 kHz)$
Verstärkung	> 1
SNR	> 0.25 oder > 3

Tab. 3.1: Anforderungen an Detektoren in einzelnen Mikrosäulen und in Säulenarrays

In Tabelle 3.1 sind die Anforderungen noch einmal übersichtlich zusammengestellt. Nachdem nun die Anforderungen, nach denen die Detektoren beurteilt werden sollen, definiert sind, werden im folgenden Kapitel Detektoren besprochen, die schon in Elektronenstrahl-Lithographiegeräten und zum Teil auch in Mikrosäulen eingesetzt werden.

4. DETEKTOREN IN MIKROSÄULEN

Das folgende Kapitel befasst sich mit der Funktionsweise, dem Verstärkungsfaktor, der Bandbreite und dem SNR für verschiedene Detektorausführungen im Hinblick auf den Einsatz im Bereich der Mikrosäulen. Dies ist vor allem notwendig, um für die später eingeführten neuen Detektoren einen Vergleich zu haben.

4.1 Detektoren mit Elektronenvervielfachern

Elektronenvervielfacher sind als Detektoren für ionisierende Teilchen weit verbreitet. Hauptsächlich werden sie in Massenspektrometern und in Form von Mikrokanalplatten in Bildwandlern eingesetzt. Photomultipliern (PM) liegt dasselbe Prinzip zugrunde, nur ist hier der Vervielfacher in einer Vakuumröhre eingeschlossen. Neben diesen Anwendungen ist aber auch ein Einsatz als Elektronendetektor in Elektronenstrahlgeräten möglich.

4.1.1 Everhart-Thornley-Detektor

In konventionellen Rasterelektronenmikroskopen sind sogenannte Everhart - Thornley - Detektoren (ETD) [34] als Sekundärelektronen-Detektoren weit verbreitet. Wie in Abbildung 4.1 dargestellt, handelt es sich dabei um eine Kombination von Szintillator und Photomultiplier. Aufgrund der Größe ist eine Integration in Mikrosäulen nur unter großen technischen Schwierigkeiten möglich. Aber es gibt auch auf diesem Gebiet Anstrengungen, einen Einsatz in Mikrosäulen zu ermöglichen [35] .

Funktionsweise

Durch Primärelektronen in der Probe ausgelöste Sekundärelektronen (SE) werden durch das gegenüber der Probe auf positivem Potential liegende Netz des Kollektors angezogen. Das starke elektrische Feld zwischen dem Metallbelag auf dem Plastik-Szintillator, an dem eine positive Hochspannung (+10 kV) liegt und dem Netz des Kollektors beschleunigt die Elektronen, die durch das Netz gelangen, auf eine Energie von $E_{Sz} \simeq 10 \text{ keV}$.

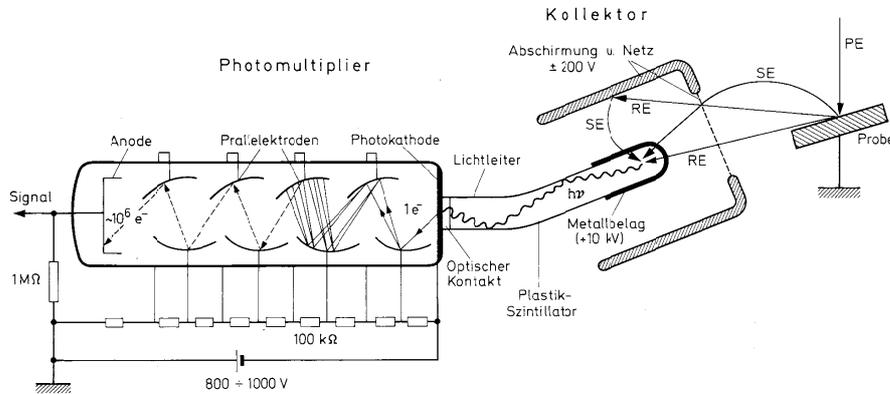


Abb. 4.1: Kombination aus Szintillator und Photomultiplier (Everhart - Thornley - Detektor) zur Detektion von Sekundärelektronen [36].

Diese können nun den Metallbelag des Szintillators durchdringen und in diesem Elektron-Loch-Paare erzeugen. Für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares wird eine Energie von ca. 3 eV benötigt, das bedeutet, dass ca. 3000 Ladungsträgerpaare pro einfallendem Elektron entstehen. Ein geringer Teil davon ($\sim 1 \dots 3\%$) rekombiniert an Lumineszenz-Zentren und erzeugt dabei Lichtquanten. Der Rest rekombiniert durch strahlungslose Übergänge. In der Photokathode des nachfolgenden Multipliers werden durch diese Lichtquanten Elektronen ausgelöst. Der durch den Elektronenvervielfacher verstärkte Strom erzeugt am Ableitwiderstand R einen Spannungspuls, der in der nachfolgenden Elektronik zu einem Bildpunkt umgesetzt wird.

Durch Anlegen einer negativen Bias-Spannung an das Netz kann der Detektor auch als BSE-Detektor verwendet werden, da dadurch SE gehindert werden, den Szintillator zu erreichen. Der ETD wird jedoch üblicherweise nicht als BSE-Detektor verwendet, da die geometrische Detektionseffizienz zu gering ist.

Die Verstärkung beim ETD wird sowohl durch die Quanteneffizienz von Szintillator und Photokathode als auch von der Verstärkung des Elektronenvervielfachers bestimmt. Typische Werte liegen bei $10^4 \dots 10^6$.

Die Bandbreite eines ETDs wird, falls ein Szintillator mit kurzer Abklingzeit verwendet wird, durch die Signalverarbeitung im PM begrenzt. Mit einer typischen Zeitkonstante in der Größenordnung von $\tau \sim 10\text{ ns}$ für den PM ergibt sich eine Bandbreite von $f_{max} \sim 100\text{ MHz}$.

4.1.2 Channeltron und Multi-Channel-Plate

Ein Channeltron besteht im Gegensatz zum Photomultiplier mit separaten Dynoden aus einem Vervielfachungskanal mit einer kontinuierlichen Dynode. Werden viele Kanäle parallel angeordnet, so erhält man eine Multi-Channel-Plate¹ (MCP).

Funktionsweise

Abbildung 4.2 zeigt einen Querschnitt durch einen einzelnen Elektronenvervielfachungskanal. Die Innenseite dieses Kanals ist mit einer halbleitenden Schicht belegt. Sie muss sowohl eine hohe Sekundärelektronenausbeute als auch eine endliche Leitfähigkeit aufweisen. Zwischen eingangs- und ausgangseitiger Elektrode wird eine Hochspannung angelegt. Dadurch besteht im Kanal ein hohes elektrisches Feld. Trifft ein ionisierendes Teilchen durch die Öffnung auf die Kanalwand, werden mehrere Sekundärelektronen ausgelöst und im elektrischen Feld entlang des Kanals beschleunigt. Ihre Bahnen führen zu weiteren Kollisionen mit der Kanalwand, wo neue Sekundärelektronen ausgelöst und ebenfalls beschleunigt werden. Dieser Vorgang wiederholt sich solange, bis der entstandene Elektronenschauer den Kanal verlassen hat. Dieser Elektronenschauer wird mit einem Faraday-Becher gemessen, der ein leicht positiveres Potential als der Kanalausgang hat.

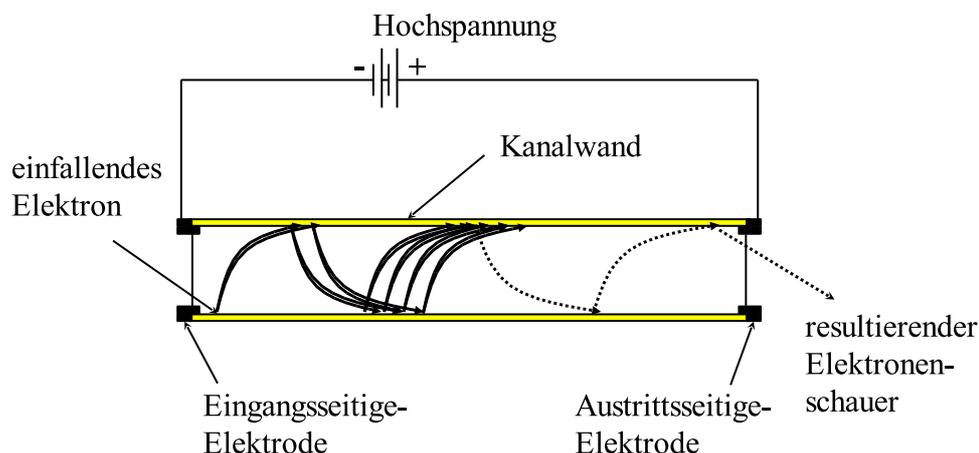


Abb. 4.2: Schematische Darstellung eines Elektronenvervielfachers mit kontinuierlicher Dynode. Nicht dargestellt ist ein zum Messen des resultierenden Stromes nötiger Faraday-Becher.

¹ Engl. für Viel-Kanal-Platte

Verstärkung: Mit einem einfachen Modell lässt sich die Verstärkung eines Elektronenvervielfachungskanals abschätzen. Werden durch ein einfallendes Elektron δ Sekundärelektronen erzeugt, erhält man nach der nächsten Kollision mit der Wand δ^2 Sekundärelektronen, nach der dritten Kollision δ^3 usw. Die Verstärkung ist damit gegeben durch δ^n , wobei n die Anzahl der Kollisionen ist. Eschard und Manley [37] berechneten

$$g = \delta^n = \left(\frac{kU_0^2}{4U_s\alpha^2} \right)^{\frac{4U_s\alpha^2}{U_0}} \quad (4.1)$$

als Verstärkung für einen geraden Kanal. Dabei ist U_0 die angelegte Hochspannung, α das Verhältnis von Durchmesser zu Länge des Kanals. Die Anzahl der emittierten Sekundärelektronen kann durch $\delta \sim (k * U_0)^m$ angenähert werden. k und m werden durch einen Fit aus experimentellen Daten gewonnen. Zusammen mit der Energie senkrecht zur Kanalwand $q \cdot U_s$ der Sekundärelektronen ist die SE-Emission aus der Kanalwand bestimmt.

Bei der Verwendung als BSE-Detektor ist zu beachten, dass die SE-Ausbeute der ersten Kollision mit der Kanalwand mit steigender Energie abnimmt. Dadurch sinkt auch die Verstärkung mit steigender Energie.

Die Verstärkung ist nach Gleichung 4.1 sowohl von der Geometrie des Kanals als auch von der angelegten Hochspannung abhängig.

Bei einer angelegten Spannung von $U_0 = 1 \text{ kV}$ können Verstärkungen bis zu 10^4 erreicht werden.

Bandbreite: Beim Elektronenvervielfacher ist die Bandbreite durch die Laufzeit der Elektronen im Kanal bestimmt. Eschard und Manley [37] geben einige ns als Transitzeit an, daraus resultiert eine Bandbreite von einigen 100 MHz . In einer späteren Arbeit von Wiza [38] wird aber auch eine Bandbreite von 10 GHz für eine Mikrokanalplatte angegeben, dies entspräche dann einer wesentlich kürzeren Transitzeit. Ob in diesem Punkt Eschard und Manley oder Wiza den genaueren Wert angeben ist für diese Betrachtung unwesentlich, da beide Gruppen eine Bandbreite angeben die mehr als ausreichend ist.

Anwendungen in Mikrosäulen

Im folgenden werden kurz die bisherigen Anwendungen von Channeltron und Multi-Channel-Plate in Verbindung mit Mikrosäulen erläutert.

Channeltron Chang et al. [9] verwendeten in ihren Experimenten mit Mikrosäulen Channeltrons für transparente Proben. Durch Anlegen einer Saugspannung an die Öffnung eines Channeltrons, das unter der Probe montiert war, gelang es Stebler [15], auch von nicht transparenten Proben SE-Bilder aufzunehmen. Die SE wurden dabei, wie in Abbildung 4.3 angedeutet, durch ein elektrisches Feld um die Kante der Probe gelenkt. Die dazu nötige hohe Feldstärke beeinflusst aber den Primärstrahl negativ, daher ist dieses Verfahren nicht für hohe Auflösungen geeignet. Auch ein Einsatz in Mikrosäulenarrays schließt sich aus, da diese Anordnung nur am Rand eines Arrays funktionieren könnte.

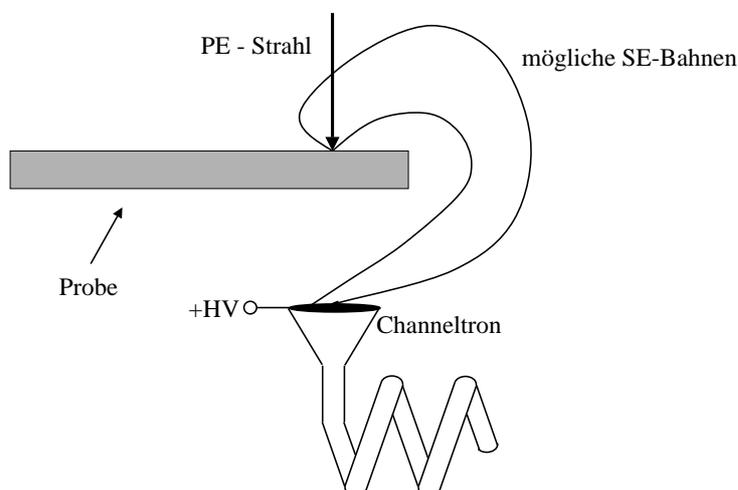


Abb. 4.3: Schematische Darstellung des Aufbaus von C. Stebler zur SE-Abbildung mit einem Channeltron an nicht transparenten Proben [15].

Multi-Channel-Plate Eine Multi-Channel-Plate (MCP) besteht aus vielen dünnen Elektronenvervielfachern, die miteinander verschmolzen sind [38]. Abbildung 4.4 zeigt eine Skizze einer MCP. Vorder- und Rückseite sind metallisiert und es werden, wie bei einem einzelnen Kanal auch, entsprechende Spannungen (HV-1 & HV-2) angelegt.

MCP's werden meist in 2 – 3 Stufen hintereinander angeordnet, um die Verstärkung zu erhöhen. Ersetzt man den Faraday-Becher durch einen Phosphorschirm, so erhält man ein orts aufgelöstes Bild der Elektronen.

In bisher aufgebauten Mikrosäulen wurden hauptsächlich MCP's als BSE-Detektoren verwendet, entweder als ortsauflösender Detektor für transparente Proben [39] oder zwischen Objektivlinse und Probe montiert als Elektronenstrom-Verstärker.

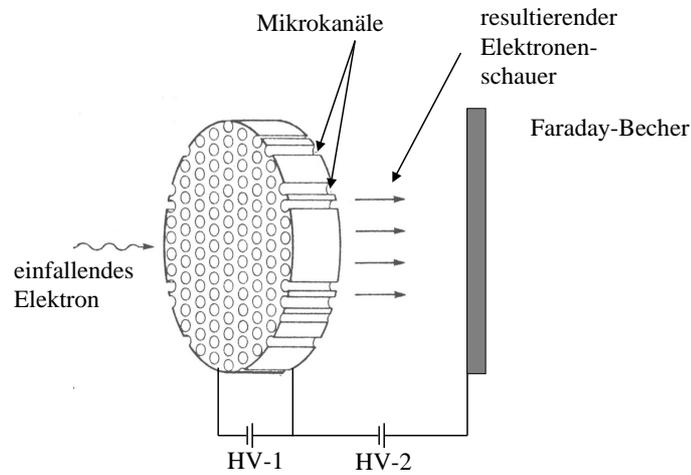


Abb. 4.4: Schematische Darstellung eines Multi-Channel-Plates.

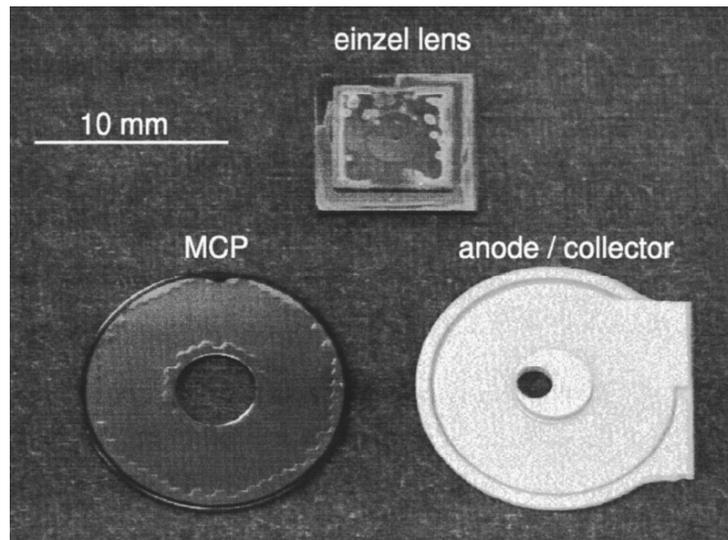


Abb. 4.5: Photographie der von Kratschmer et al. [18] verwendeten Multi-Channel-Plate. Außerdem ist eine Einzellenze abgebildet.

Abbildung 4.5 zeigt die von Kratschmer et al. [18] in ihrem experimentellen Aufbau verwendete MCP mit einer Dicke von $\sim 450 \mu\text{m}$ zusammen mit einer Auffangelektrode in einem speziellen Gehäuse. Die vertikale Ausdehnung dieses Aufbaus beträgt $800 \mu\text{m}$. Bei einem Durchmesser von 14 mm und einem Bohrungsdurchmesser von 4 mm erreichten sie bei einem Arbeitsabstand von 4.5 mm eine effektive Verstärkung von $G_{eff} = 3 \times 10^3$. Damit waren sie in

der Lage, sowohl mit SE als auch mit BSE Aufnahmen der Probe zu erstellen. Dieser Aufbau wird auch bei der parallelen Elektronenstrahlolithographie mit Mikrosäulen eingesetzt [16]. Da der niederenergetische Primärstrahl durch die angelegten hohen Spannungen beeinflusst werden kann, muss auf eine entsprechende Abschirmung geachtet werden. Zusammen mit den relativ großen Abmessungen ist dies der Hauptgrund, warum eine Alternative zur oft eingesetzten MCP gesucht wird.

4.1.3 Ausblick

Das oben beschriebene Problem der Abschirmung kann reduziert werden, wenn die Hochspannung nicht entlang der Achse angelegt werden muss. Eine Möglichkeit, dies zu realisieren sind so genannte 'Radial Channel Plates' (RCP). Dabei werden die Verstärkungskanäle nicht parallel zur optischen Achse angeordnet, sondern Radial dazu. Dabei ist die der optischen Achse nahe Elektrode auf dem gleichen Potential wie die Probe selbst. Legt man dazu die Hochspannung auf einer rotationssymmetrischen Elektrode an, so wird der Einfluss auf den Primärstrahl minimiert. Untersuchungen wie solche RCP's realisiert werden können, wurden von Lusin [40] durchgeführt. Ein möglicher Aufbau ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Vervielfacherkanäle werden dabei in ein Glassubstrat geätzt und die Elektroden zum Anlegen der Hochspannung aufgedampft. Experimentelle Ergebnisse mit diesen Detektoren liegen jedoch noch nicht vor.

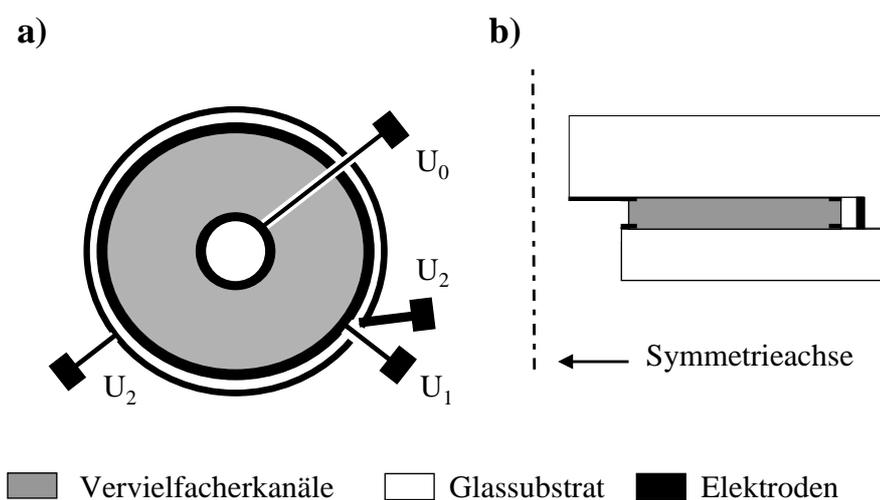


Abb. 4.6: Schematische Darstellung eines Elektronenvervielfachers mit radial angeordneten Kanälen. a) Aufsicht und b) Querschnitt durch die Struktur. U_0 , U_1 und U_2 bezeichnen die zum Betrieb notwendigen Spannungen.

4.2 Halbleiter Detektoren

Neben Elektronenvervielfachern sind auch Halbleiterdetektoren in der Elektronenmikroskopie weit verbreitet.

Auf Grund ihrer flachen Bauweise scheinen sie für einen Einsatz in Mikrosäulen geeignet zu sein. Daher soll hier näher untersucht werden, ob auch ihre sonstigen Eigenschaften dafür sprechen.

Im Folgenden wird zunächst der für alle Detektortypen gleiche Mechanismus der Verstärkung in Halbleiterdetektoren erläutert. Hier wird auch auf das dabei entstehende Rauschen eingegangen. Anschließend werden verschiedene Detektortypen näher betrachtet.

4.2.1 Grundlagen

Verstärkung

Dringen Elektronen der Energie E_0 in einen Halbleiter ein so werden in diesem Elektron-Loch-Paare erzeugt. Die Anzahl der erzeugten Ladungsträgerpaare hängt dabei neben der Energie der Primärelektronen vom verwendeten Halbleiter ab. Zum Beispiel wird in Silizium im Mittel eine Elektronenenergie von $\overline{E}_i = 3.65 \text{ eV}$ zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigt. In Tabelle 4.1 ist die mittlere Energie \overline{E}_i , die zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaars benötigt wird, für verschiedene Halbleiter-Materialien zusammen mit der Bandlücke E_g des Materials angegeben.

Material	E_g	\overline{E}_i	g' bei $E_0 = 1 \text{ keV}$
Si	1.12 eV	3.65 eV	273
Ge	0.66 eV	2.85 eV	350
GaAs	1.43 eV	4.60 eV	217

Tab. 4.1: Bandabstand E_g , mittlere Energie \overline{E}_i zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares und erwartete maximale Verstärkung g' bei $E_0 = 1 \text{ keV}$ für verschiedene Halbleiter-Materialien [30, 41].

\overline{E}_i ist größer als E_g , da es neben der Erzeugung von e^-/h^+ - Paaren auch zu anderen Anregungen (z.B. Phononen, Plasmonen,...) kommt. Durch ein elektrisches Feld können die Elektron-Loch-Paare getrennt und der Strom als Signal verwendet werden. Die maximal erwartete Verstärkung g' ist dann gegeben durch:

$$g' = \frac{E_0}{\overline{E}_i} \quad (4.2)$$

Die Ladungsträgerpaare sollten im Bereich eines elektrischen Feldes erzeugt werden, um eine effektive Trennung der Elektronen und Löcher zu gewährleisten. Daher ist bei allen Detektoren die Eindringtiefe² der Elektronen in den Halbleiter zu beachten. Zum Beispiel dringen Elektronen mit der Energie 1 keV nur $\sim 40\text{ nm}$ in Silizium ein. Es ist ein sehr oberflächennahes Feld nötig, um eine effektive Trennung der Ladungsträger zu gewährleisten.

Das elektrische Feld kann zum Beispiel beim pn-Detektor das intrinsische Feld eines pn-Übergangs sein. Auch das intrinsische Feld eines Schottky-Kontakts kann verwendet werden, man spricht dann vom Sperrschicht-Detektor. Das Feld kann auch durch Anlegen einer Spannung an zwei Metall-Halbleiter - Kontakte generiert werden, dies führt dann zum Metall-Halbleiter-Metall - Detektor (MSM-Detektor).

Rauschen

Das Rauschen in Halbleiterdetektoren setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen und ist im allgemeinen abhängig von der Bandbreite Δf des Systems. Die einzelnen Beiträge addieren sich dabei quadratisch zum Gesamt-rauschen. Es genügt daher wenn die größten Rauschquellen näher betrachtet werden. Mit der Elementarladung e ergibt sich nach [30] für die zu betrachtenden Beiträge:

1. Schrotrauschen bei der Erzeugung der Ladungsträgerpaare

$$\delta I_{N1} = \sqrt{2e \cdot \Delta f \cdot I_{BSE} \cdot g}$$

2. Rauschen im Dunkelstrom I_D des Detektors

$$\delta I_{N2} = \sqrt{2e \cdot \Delta f \cdot I_D}$$

Es ist wichtig, den Dunkelstrom möglichst gering zu halten, da dieser Beitrag vernachlässigt werden kann wenn $I_D \ll I_{BSE} \cdot g$ ist. Das Funkelrauschen der BSE-Erzeugung ist vom jeweiligen Detektor unabhängig, es wird daher nicht näher betrachtet.

Alle anderen Beiträge werden im nachfolgenden externen Verstärker generiert und sind daher nicht Gegenstand dieser Diskussion.

4.2.2 vertikale pn-Detektoren

Aufbau und Funktionsweise

Bei vertikalen pn-Detektoren handelt es sich um pn-Dioden, die ähnlich wie Solarzellen aufgebaut sind (vgl. Abbildung 4.7).

² Näheres zur Eindringtiefe findet sich im Anhang A

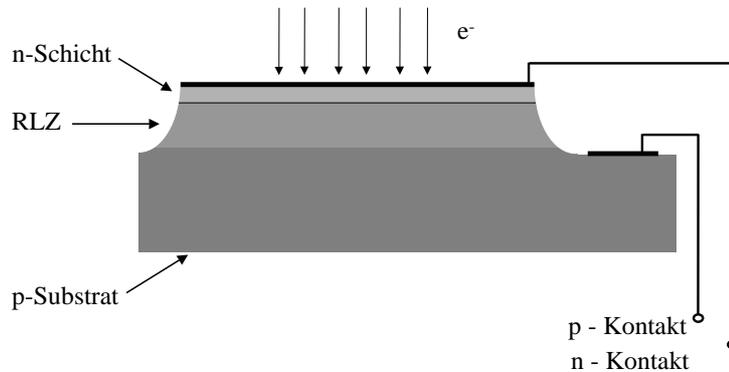


Abb. 4.7: Aufbau eines pn-Detektors, im Querschnitt dargestellt.

Kommen p- und n-Halbleiter in Kontakt, so herrscht am Übergang ein großes Konzentrationsgefälle der jeweiligen Majoritätsladungsträger, und daher kommt es zur Diffusion derselben. Es entsteht dabei eine Raumladungszone (RLZ) (vgl. Abbildung 4.8) aus den ortsfesten Restladungen der Dotieratome. Diese Ladungsverteilung bedingt ein elektrisches Feld (\vec{E} -Feld) zwischen p- und n-Bereich. Durch das entstehende \vec{E} -Feld driften Ladungsträger in die zur Diffusion entgegengesetzten Richtung. Es bildet sich ein Gleichgewicht zwischen Diffusion und Drift aus. Durch das auftretende Potential Φ kommt es zu einer Bandverbiegung der Energiebänder im Halbleiter, so dass das Fermi-niveau ausgeglichen über den ganzen Kristall ist. Eine ausführliche mathematische Beschreibung findet sich in der einschlägigen Literatur [42].

Im \vec{E} -Feld der Raumladungszone werden die, durch eindringende Elektronen, erzeugten Elektron-Loch-Paare getrennt, die dann als fließender Strom oder als Spannung an den Kontakten registriert werden.

Eignung für Mikrosäulen

Obwohl pn-Detektoren in herkömmlichen Lithographiegeräten verwendet werden, ist ihre Eignung für Mikrosäulen sehr begrenzt. Die wesentlichen Nachteile sind die geringe Verstärkung bei niedriger Energie und die limitierte Bandbreite.

Verstärkung Das verwendete Halbleitermaterial und die Größe des Detektors bestimmen die Verstärkung von vertikalen pn-Detektoren. Außerdem ist noch der Energieverlust der Elektronen bis zum Erreichen der aktiven Schicht zu berücksichtigen. Aufgrund der geringen Eindringtiefe niederenergetischer Elektronen in einen Halbleiter können die erzeugten Elektronen-Loch-Paare nur unzureichend in einem in der Tiefe lie-

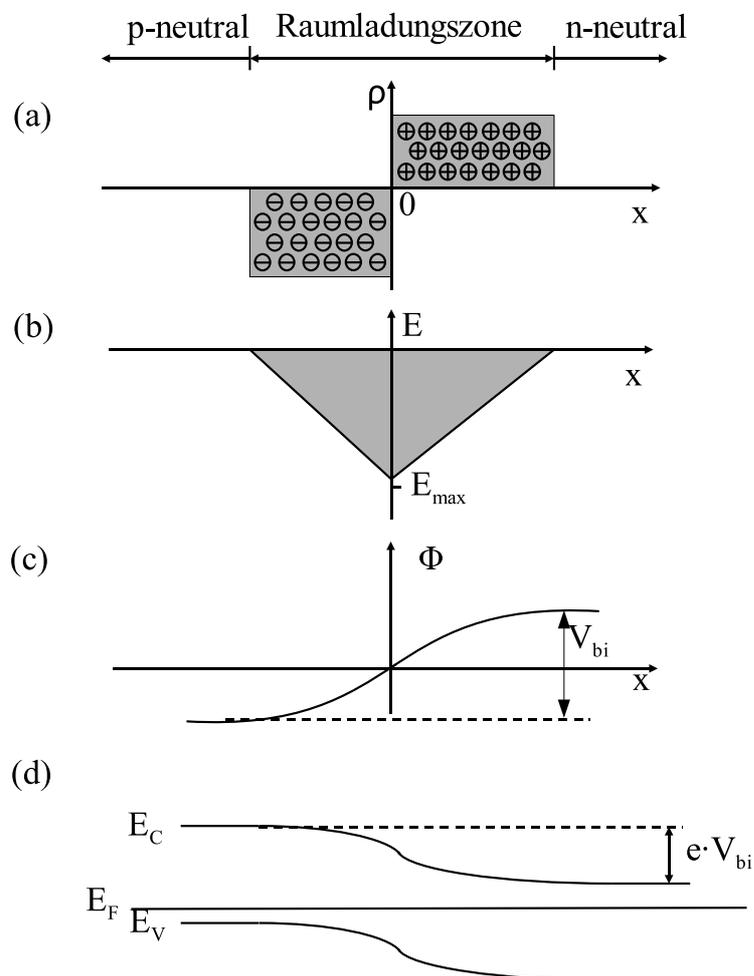


Abb. 4.8: (a) Raumladungsverteilung, (b) das resultierende \vec{E} -Feld, (c) das Potential Φ und (d) das Energiebandschema einer pn-Diode mit abruptem Übergang im thermischen Gleichgewicht [43].

genden pn-Übergang getrennt werden. Daher ist im allgemeinen die Verstärkung für den Einsatz in Mikrosäulen unzureichend, obwohl es auch Veröffentlichungen gibt, die eine Verstärkung von $g \sim 180$ bei $E_0 = 1 \text{ keV}$ angeben [44]. Diese Dioden benötigen aber eine Vorspannung, die wiederum einem ungewollten Dunkelstrom bedingt.

Bandbreite Die Kapazität eines pn-Detektors ist durch die Sperrschichtkapazität der Diode gegeben. Diese kann mit der Formel für einen Plat-

tenkondensator angenähert werden, wenn man die Breite der Raumladungszone und die Fläche des Detektors kennt. Nimmt man eine Fläche von 1 cm^2 und eine Raumladungszone von 800 nm an, so ergibt sich für Silizium eine Kapazität von $\sim 13 \text{ pF}$. um einen entsprechenden Vergleich zu erhalten, beruhen diese Annahmen auf Werten für den später verwirklichten l-pn Detektor. Aufgrund der schon erwähnten geringen Verstärkung ist in jedem Fall ein hoher Rückkoppelwiderstand nötig, um ein entsprechendes Ausgangssignal zu erhalten. Daher wird auch die Bandbreite zu gering, um schnelle Bildaufzeichnungen durchführen zu können. Ist $R = 10 \text{ M}\Omega$, so ergibt sich zum Beispiel eine Bandbreite von $f_{max} = 7.6 \text{ kHz}$.

Vertikale pn-Detektoren können in konventionellen Geräten mit höherer Primärenergie verwendet werden. Durch die höhere effektive Verstärkung kann ein kleinerer Rückkoppelwiderstand verwendet werden und so eine akzeptable Bandbreite erreicht werden.

4.2.3 Schottky-Detektoren

Eine weitere Möglichkeit, das für einen Detektor nötige Feld in einem Halbleiter zu erhalten, ist der sogenannte Schottky-Kontakt. Schottky-Dioden werden häufig in der Teilchenphysik als schnelle Detektoren für ionisierende Strahlung verwendet.

Aufbau und Funktionsweise

Ist bei einem Metall-Halbleiter-Übergang die Austrittsarbeit des Metalls größer als die des Halbleiters, so kommt es zu einer Potentialdifferenz Φ_B , die in den Halbleiter hinein unter Ausbildung einer RLZ abfällt. Eine detaillierte Darstellung, auch unter Einbeziehung von Oberflächenladungen am Kontakt, findet sich in [45]. Im elektrischen Feld dieser RLZ können die erzeugten Elektron-Loch-Paare getrennt werden. Das Bänderschema eines einfachen Schottky-Kontakts ist in Abbildung 4.9 dargestellt.

Eignung für Mikrosäulen

Der Hauptgrund, warum Schottky-Detektoren nicht in Mikrosäulen eingesetzt werden, ist die Metallschicht auf der Vorderseite des Detektors. Durch sie werden die Elektronen abgebremst, bevor sie die RLZ erreichen. Dadurch kommt es, wie auch bei den vertikalen pn-Detektoren, zu einem nicht unerheblichen Energieverlust und dadurch bedingt zu einer reduzierten Verstärkung des Detektors.

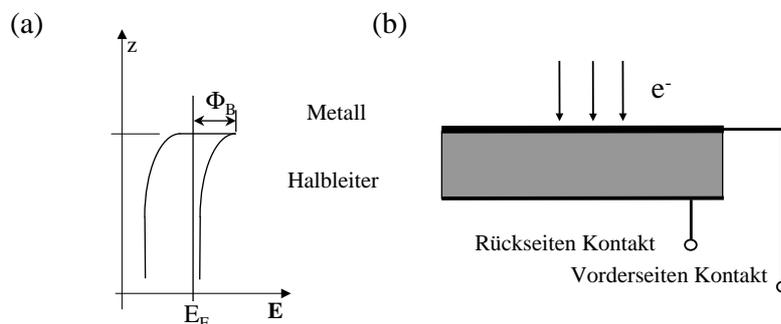


Abb. 4.9: (a) Das Bänderschema eines Schottky-Kontakts und (b) der schematische Aufbau eines Detektors

4.2.4 MSM-Detektoren

Betrachtet man aber Schottky-Kontakte näher, so fällt einem die Richtwirkung der Kontakte auf. Diese kann genutzt werden, um MSM-Detektoren mit geringem Dunkelstrom [46] zu verwirklichen. Prinzip und Aufbau von MSM-Detektoren werden im folgenden Abschnitt erläutert, abschließend noch ein Blick auf schon früher in Zusammenhang mit Mikrosäulen untersuchte MSM-Detektoren [46, 45, 47].

Aufbau und Funktionsweise

Das elektrische Feld wird beim MSM-Detektor durch Anlegen einer Spannung an Metall-Halbleiter-Metall Strukturen erzeugt. Die schematisch in Abbildung 4.10(a) dargestellten Interdigitalstrukturen sind schon seit 1985 als Photodetektoren bekannt [48]. MSM-Detektoren können durch zwei Schottky-Dioden, die gegen einander angeordnet sind, beschrieben werden. Daher auch der Name MSM – Metal-Semiconductor-Metal – Detektor. Abbildung 4.10(b) zeigt eine Darstellung der Bandstruktur ohne Bias-Spannung. In diesem Fall fließt kein Strom über die Kontakte. Legt man jedoch die für den Betrieb notwendige Bias-Spannung U_D an, ändert sich das Bild wie in Abbildung 4.10(c) gezeigt. Es fließt ein Strom zwischen Anode und Kathode. Dieser wird Dunkelstrom genannt, da er auch ohne Elektronenbeschuss auftritt. Die Stromdichte j ist durch die Barrierenhöhe Φ_B der Kontakte, den Widerstand R_{HL} des Halbleiters und die Spannung U_D bestimmt. In Tabelle 4.2 sind einige typische Werte zusammengefasst. Man erkennt daraus, dass GaAs als Substrat geeigneter ist als Si, da hier die Dunkelstromdichte im allgemeinen geringer ist. Im Gegensatz zu Si gibt es bei GaAs aber keine vergleichbar entwickelte Technologie. Daher ist es schwieriger, einen geeigneten

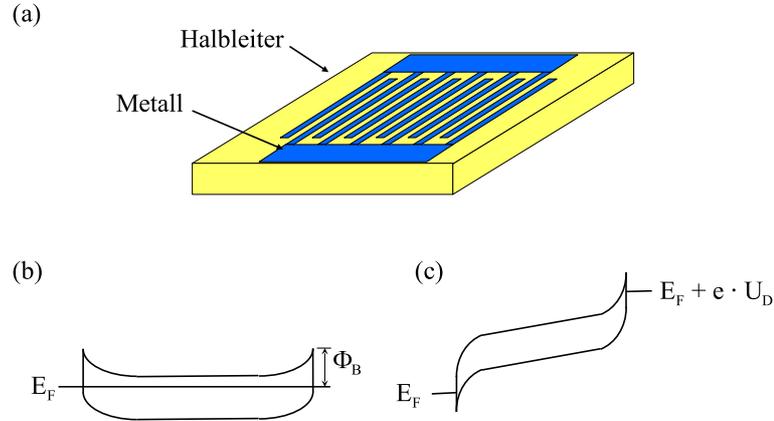


Abb. 4.10: a) Schematische Darstellung der Interdigitalstruktur von symmetrischen MSM-Detektoren, b) Bänderschema ohne und c) mit angelegter Bias-Spannung U_D .

ten Prozess zur Herstellung des Mitteloches zu entwickeln. Durch geeignete Wahl der Kontaktmetalle [46] kann jedoch auch bei Si eine akzeptable Dunkelstromdichte erreicht werden. Zusammen mit einem verfeinerten Design der Detektoren sind MSM-Detektoren auf Si-Basis leichter realisierbar als solche auf GaAs-Basis.

Substrat	Kontaktmetall	Dunkelstromdichte j
Si (n-Typ, $5 \text{ k}\Omega\text{cm}$)	Ti (Anode & Kathode)	$1 \cdot 10^{-1} \text{ A/cm}^2$
GaAs ($1 \text{ M}\Omega\text{cm}$)	Ni (Anode & Kathode)	$2.5 \cdot 10^{-6} \text{ A/cm}^2$
Si (n-Typ, $5 \text{ k}\Omega\text{cm}$)	Au (Anode) & Ti (Kathode)	$7.9 \cdot 10^{-5} \text{ A/cm}^2$

Tab. 4.2: In früheren Arbeiten [46, 45] erreichte typische Dunkelstromdichten bei MSM-Detektoren für verschiedene Substrate und Kontaktmetalle .

Verstärkung Die Verstärkung wird, bei kleiner Bias-Spannung, durch die intrinsische Verstärkung nach Gleichung 4.2, multipliziert mit dem Open-Area-Ratio Q bestimmt. Mit der Fingerbreite w und ihrem Abstand p ergibt sich $Q = 1 - \frac{w}{p}$. Bei höheren Bias-Spannungen kann es zum Lawinendurchbruch im Halbleiter kommen, dies führt dann zu einer höheren Verstärkung. Die Spannung ab, der es zum Durchbruch kommt, hängt von der Fingergeometrie und vom Halbleitermaterial ab. Dieser Effekt kann aber bei Elektronendetektoren nicht ausgenutzt werden, da der Lawinendurchbruch unweigerlich zu einem stark erhöhten Rauschen im Signal führt. Außerdem ist durch die

hohe Feldstärke mit einem deutlichen Dunkelstrom zu rechnen.

Bandbreite Für die Bestimmung der Bandbreite muss zunächst die Kapazität des MSM-Detektors ermittelt werden. Die Kapazität in Abhängigkeit von Fingerbreite w und der Periode der Finger p berechnet sich nach [49] zu:

$$C_0 = \frac{\epsilon_0(1 + \epsilon_r) \cdot K}{K'} \quad (4.3)$$

Dabei ist C_0 die Kapazität pro Einheitsfingerlänge, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante im Vakuum und ϵ_r die relative Dielektrizitätskonstante des Halbleiters. K und K' sind die folgenden elliptischen Integrale

$$K = K(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\Phi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \Phi}},$$

$$K' = K(k'),$$

mit

$$k = \tan^2 \frac{\pi w}{4p}$$

und

$$k' = \sqrt{1 - k^2}.$$

Abbildung 4.11 zeigt die berechnete Abhängigkeit der Kapazität pro Einheitsfingerlänge von Fingerbreite und -periode für Silizium und Gallium-Arsenid. Die Gesamtkapazität des Detektors C_D ergibt sich bei gegebener Detektorfläche A zu:

$$C = C_0 \cdot \frac{A}{p}. \quad (4.4)$$

In Abbildung 4.11 erkennt man deutlich, dass bei Verringerung der Fingerbreite sich die Kapazität ebenfalls verringert.

Mit der Kapazität aus Gleichung 4.4 und einem gegenüber dem externen Verstärker vernachlässigbar kleinen Widerstand der Finger und des Halbleiters wird die Bandbreite nach Gleichung 3.6 bestimmt. Für den von G.D. Meier vorgestellten Detektor auf GaAs-Substrat [45] ergibt sich mit einer Detektorkapazität von 8 fF und einer effektiven Verstärkung von 400 eine Bandbreite von 50 MHz .

MSM-Detektoren sind bei optischen Anwendungen weit verbreitet, hier erzielt man Bandbreiten bis zu 0.4 THz [50]. Auf Grund der üblicherweise hohen Photonendichte und des Betriebs im gepulsten Modus wird hier nicht auf eine effektive Ladungssammlung optimiert, sondern auf eine kurze Ansprechzeit. Bei Elektronendetektoren steht aber die effektive Ladungssammlung und ein kontinuierlicher Betrieb im Vordergrund.

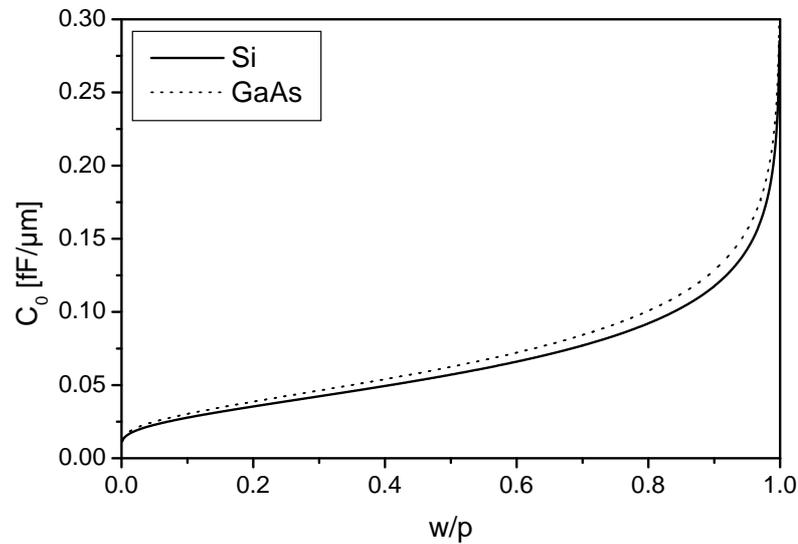


Abb. 4.11: Nach Gleichung 4.3 berechnete Kapazität pro Einheitsfingerlänge von MSM-Strukturen in Abhängigkeit vom Verhältnis der Fingerbreite w zur Fingerperiode p . (Substrate: Si und GaAs)

Eignung für Mikrosäulen

Im Folgenden wird auf die Eignung von MSM-Detektoren für Mikrosäulen eingegangen. Die erzielten Ergebnisse hinsichtlich Verstärkung, Bildaufzeichnung und SNR ermöglichen einen Einsatz in Mikrosäulen. Jedoch macht der hohe Dunkelstrom die Suche nach weiteren Optionen nötig.

Verstärkung Typische OAR-Werte für bisher realisierte Elektronendetektoren [45] sind $\mathcal{Q} = 0.816$, damit erreicht man mit einem GaAs-Substrat Verstärkungen bis zu $g = 400$ bei einer Biasspannung von $U_B = 4\text{ V}$. Durch die hohen Feldstärken ($\sim 2 \cdot 10^4 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ bei einem Fingerabstand von $2\ \mu\text{m}$) zwischen den Fingern kommt es zum Lawinendurchbruch mit einem erhöhten Stromfluss. Dadurch ist die Verstärkung höher als die nach Tabelle 4.1 theoretisch Erwartete. Bei geringerer Spannung ($U_B = 1.5\text{ V}$) erreicht man eine gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment.

Bildaufzeichnung Erstmals wurde ein MSM-Detektor mit Ni-Kontakten auf einem GaAs-Substrat von Meier [45] zur Bildaufzeichnung in einem konventionellen Rasterelektronenmikroskop (Philips XL30 FEG) verwendet. Durch einen speziellen Probenhalter (vgl. Abbildung 5.14) konnten die geometrischen Verhältnisse einer Mikrosäule imitiert werden.

Abbildung 4.12 zeigt eine Au-Marke auf einem Si-Substrat, die mit einer Primärenergie von 1 keV und einem Sondenstrom von 4.5 nA aufgenommen wurde. Die Bias-Spannung am Detektor betrug dabei $U_B = 4.5\text{ V}$ und die Rastergeschwindigkeit $20\frac{\text{ms}}{\text{line}}$.

SNR Aus Linescans weiterer Aufnahmen konnte ein Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) von 15 bei $U_B \sim 3\text{ V}$ bestimmt werden. Dies ist ausreichend für Bildaufnahmen und Markenerkennung in miniaturisierten Elektronenstrahlgeräten.

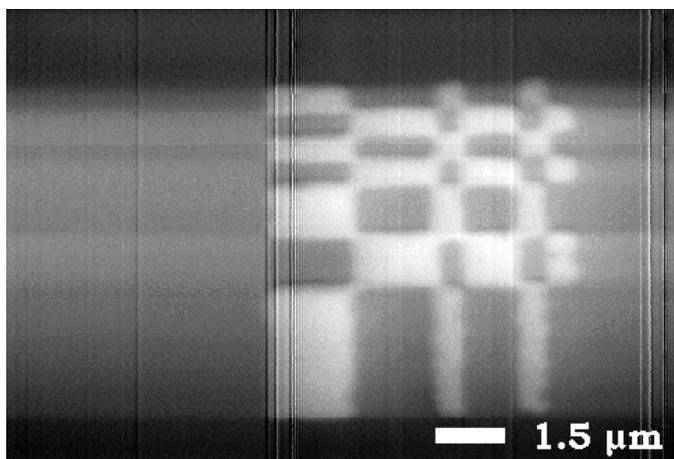


Abb. 4.12: Au-Marke auf einem Si-Substrat mit einem Ni-GaAs MSM-Detektor ($U_B = 1.5\text{ V}$) aufgenommen. Der Sondenstrom betrug 4.5 nA bei einer Primärenergie von 1 keV [45].

4.3 Abschließende Bemerkungen

In den letzten Abschnitten wurden verschiedene Detektoren im Hinblick auf ihre Einsatzmöglichkeiten untersucht. In Tabelle 4.3 sind noch einmal die wichtigsten Eigenschaften zusammengefasst. Dazu zählen die Größe (Bauhöhe h_{max} und laterale Ausdehnung L_D), der Primärelektronenenergiebereich E , die Verstärkung g , das *SNR*, die Bandbreite f_{max} und die Eignung für Bildaufzeichnung oder Markenerkennung.

Tabelle 4.3 zeigt deutlich, dass keiner der bisher vorgestellten Detektoren in allen Punkten für Mikrosäulen geeignet ist. Channeltron und MCP sind für Mikrosäulenarrays zu groß. Vertikale pn-Dioden sind zwar in Lithographiegeräten weit verbreitet, jedoch werden diese nicht im angestrebten

	Größe	E in keV	g bei E_{mn}	SNR	f_{max} in MHz	Bilder / Marken
Channeltron	X	$\geq 0,2$	$\geq 10^3$?	100	\checkmark / X
MCP	X	≥ 1	$\geq 10^3$?	100	\checkmark / \checkmark
v-pn Dioden	\checkmark	≥ 5	≥ 500	?	0.01	\checkmark / \checkmark
Schottky	\checkmark	≥ 2	≥ 200	?	?	? / ?
MSM ^a	\checkmark	≥ 1	~ 400	~ 15) ^b	\checkmark / \checkmark

^a (GaAs, 3 V Bias) [45]

^b nicht experimentell bestimmt

Tab. 4.3: Vergleich wesentlicher Eigenschaften von Detektoren die für Mikrosäulen diskutiert wurden. Nähere Angaben zu den einzelnen Punkten finden sich im Text.

Bedeutung der Symbole:

\checkmark = erfüllt, X = nicht oder unzureichend erfüllt, ? = unbekannt.

Energiebereich betrieben. MSM-Detektoren mit ihrem \vec{E} -Feld an der Oberfläche sind für niedrige Energien geeignet, aber ihr Dunkelstrom macht eine Bildaufzeichnungen sehr schwierig.

Daher wäre es von Vorteil, wenn ein Halbleiterdetektor gebaut werden könnte der die Vorteile der pn-Dioden mit denen des MSM-Detektors vereint. Eine Möglichkeit, dies zu verwirklichen soll im folgenden Kapitel beschrieben werden.

5. LATERALE PN-DIODEN

Eine Möglichkeit, die Vorteile der vertikalen pn-Detektoren mit denen der MSM-Detektoren zu kombinieren besteht darin, das \vec{E} -Feld des pn-Übergangs bis an die Oberfläche zu führen. Dies wird mit dem lateralen pn-Detektor erreicht [51, 52], der im folgenden Kapitel beschrieben wird. Zunächst wird das Funktionsprinzip erläutert und die Herstellung der in den folgenden Experimenten verwendeten Detektoren beschrieben. Die Dimensionierung und die experimentelle Überprüfung der wichtigsten Parameter wird im folgenden Abschnitt vorgestellt. Erste Ergebnisse mit einem l-pn Detektor werden im Anschluss vorgestellt. Eine Diskussion möglicher Verbesserungen des Detektors bildet den Abschluss des Kapitels.

5.1 Prinzip und Funktionsweise

Wie schon erwähnt wird beim lateralen pn-Detektor das \vec{E} -Feld eines pn-Übergangs nahe der Oberfläche verwendet, um die entstehenden Ladungsträgerpaare zu trennen. Dabei wird der am Rand eines dotierten Bereiches entstehende pn-Übergang verwendet. In welcher vertikalen Tiefe der Übergang liegt, ist bei diesem Detektor im Gegensatz zu den in Kapitel 4.2.2 besprochenen vertikalen pn-Dioden von untergeordneter Bedeutung.

Eine Möglichkeit, solche Randbereiche zu erhalten ist das Dotieren einer Fingerstruktur (n-Typ) in einen Siliziumwafer (p-Typ). Dabei bildet sich am Rand und unter den Fingern eine Raumladungszone (RLZ) aus. Die Oberfläche wird dabei an bestimmten Stellen von der RLZ durchdrungen. In Abbildung 5.1 sind die dotierten Finger schwarz und die RLZ hellgrau angedeutet.

Trifft nun ein Elektron auf den Halbleiter, so werden in einem je nach Energie mehr oder weniger oberflächennahen Bereich der RLZ die entstehenden e^-/h^+ -Paare getrennt. Der Strom im Außenkreis oder die Spannung an den Kontakten kann als Signalquelle verwendet werden.

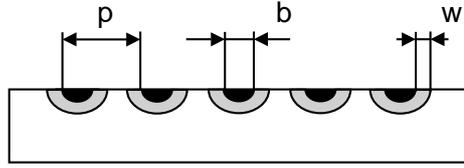


Abb. 5.1: Prinzipieller Verlauf der Raumladungszone eines l-pn Detektors. Dargestellt ist ein Querschnitt durch den Detektor mit Fingerperiode (p), Fingerbreite (b) und Ausdehnung der Raumladungszone (w). Die Tiefe des pn-Übergangs ist hier nicht von Bedeutung.

Verstärkung

Die Verstärkung von l-pn Detektoren ist, neben der Energie der PE und der geometrischen Effizienz, durch die Größen Fingerbreite b , Fingerperiode p und Ausdehnung der Raumladungszone w bestimmt. Wesentlich ist dabei die aktive Fläche der Struktur. Sie geht über die 'open area ratio' \mathcal{Q} in die Verstärkung G_{eff} ein.

Dabei ist die aktive Fläche der Teil der Oberfläche der von der RLZ durchdrungen wird.

Für die weitere Betrachtung können zwei Fälle unterschieden werden: Die Summe aus Fingerbreite und RLZ ist größer oder kleiner als die Periode der Finger. Vernachlässigt man Diffusion der Ladungsträger kommt man zu folgender Abschätzung für die obere Grenze von \mathcal{Q} :

$$\mathcal{Q} \leq \begin{cases} \frac{2w}{p} & \text{falls } p - b \geq 2w \\ \frac{p-b}{p} & \text{sonst} \end{cases} \quad (5.1)$$

\mathcal{Q} hängt also neben der Breite der RLZ auch vom Abstand ($p - b$) und der Periode der Finger ab. Neben Energieabhängigkeit und geometrischer Detektionseffizienz bestimmen diese 3 Parameter die Verstärkung eines l-pn Detektors.

Im Folgenden wird die Dimensionierung der Fingerbreite genauer betrachtet, zunächst jedoch ein kurzer Einschub zur Herstellung der Detektoren.

5.2 Herstellung des Detektors

Die oben eingeführten Strukturen lassen sich mit Standardtechnologien der Silizium – Halbleitertechnik herstellen. Im folgenden sind die Herstellungsschritte für Detektoren in Bildaufzeichnungsexperimenten kurz dargestellt, ohne auf die Details der einzelnen Prozesse einzugehen. Für Experimente zur Bestimmung der Verstärkung wurden auch Detektoren ohne Mittelloch

hergestellt. Jeder Prozessschritt teilt sich in mehr oder weniger viele Einzelprozessschritte auf. Abbildung 5.2 zeigt eine Übersicht über die Herstellung. Eine genaue Auflistung der Einzelschritte und der in unserem Labor verwendeten Prozessparameter findet sich im Anhang B.

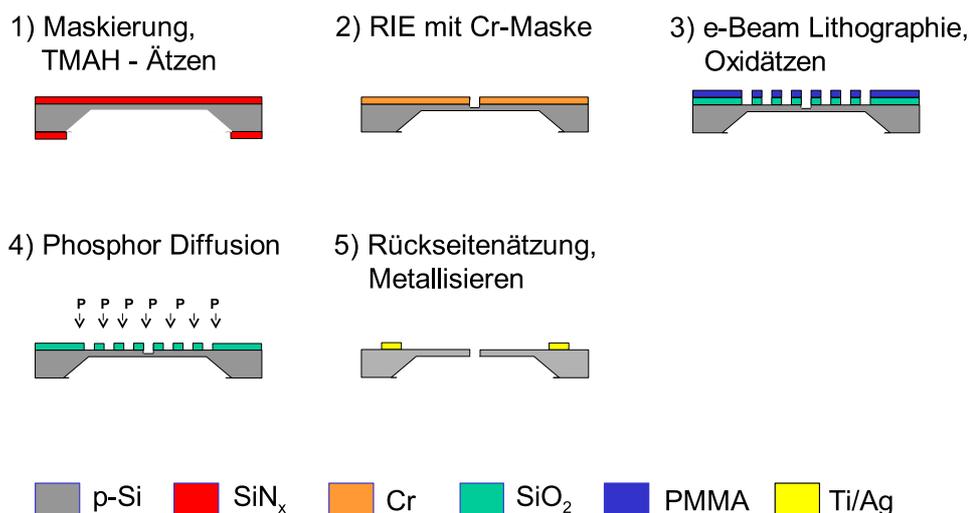


Abb. 5.2: Herstellungsschritte zur Fertigung eines l-pn Detektors. Detaillierte Prozessparameter finden sich im Anhang B

5.2.1 Ausgangsmaterial

Das verwendete nasschemische Ätzverfahren beruht auf den Ätzratenunterschieden zwischen $\{111\}$ – und $\{100\}$ – orientierten Kristallflächen in Silizium. Die $\{100\}$ – orientierte Fläche weist eine ca. 1000 x höhere Ätzrate als die $\{111\}$ – orientierte auf. Dadurch ist eine Vorzugsrichtung des Ätzabtrages gegeben. Die dabei entstehenden $\{111\}$ – Flanken werden genutzt um ein definierte Öffnung freizulegen.

Die Basisdotierung der bordotierten $\{100\}$ – Wafer beträgt $8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

5.2.2 Dimensionierung

In Abbildung 5.3 sind die typischen äußeren Abmessungen des Testdetektors angegeben. Die Dimensionierung richtete sich hauptsächlich nach fertigungstechnischen Überlegungen. Hier sollte vor allen Dingen eine große Toleranz gegen Justierungsfehler beim optischen Belichten erreicht werden. Als Durchmesser des Mitteloches wurde $r = 1000 \mu\text{m}$ gewählt, um einen

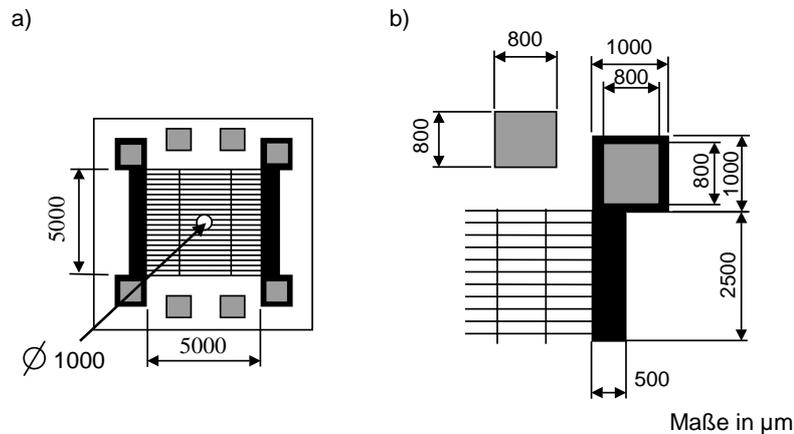


Abb. 5.3: Layout und Dimensionen des Prototypen der l-pn Detektoren. a) Übersicht über die Struktur b) Ausschnittvergrößerung des rechten oberen Quadranten.

Die Maße sind in μm angegeben. (Farbcodierung: schwarz = Diffusionsmaske, grau = Kontakte und weiß = Substrat)

negativen Einfluss auf den Primärstrahl auszuschließen. Die Detektorfläche beträgt $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$. Bei der Elektronenstrahlolithographie werden mehrere Schreibfelder aneinander gesetzt, dabei kann es bei ungenauer Kalibrierung vorkommen, dass einzelne Finger nicht durchgehend sind. Daher wurden im Abstand von $1000\ \mu\text{m}$ Verbindungsstege integriert. Diese gewährleisten, dass alle Teile der diffundierten Finger mit den Bondpads verbunden sind. Für die ersten Detektoren wurde der Fingerabstand auf $p = 5\ \mu\text{m}$ festgelegt.

5.2.3 Herstellungsschritte

Schritt 1: lokales Dünnen des Wafers

Um für den Primärstrahl ein Loch ätzen zu können ist es notwendig, den Wafer lokal zu dünnen, da mit den zur Verfügung stehenden Geräten kein Loch durch den kompletten Wafer geätzt werden kann. Das Dünnen erfolgte von der Rückseite durch Ätzen in einer TMAH-Lösung¹. Es wurde dabei solange geätzt, bis noch eine Restdicke des Wafers von $30 - 40\ \mu\text{m}$ vorhanden war. Zur Maskierung wurde auf der Vorder- und der Rückseite eine Siliziumnitrid-Schicht verwendet, die im PECVD-Verfahren² abgeschieden wurde. Anschließend wurde auf der Rückseite photolithographisch ein Quadrat von ca. $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ Größe strukturiert und die Schutzschicht dort entfernt.

¹ Tetra - Methyl - Ammonium - Hydroxid

² Plasma - Enhanced - Chemical - Vapor - Deposition

Schritt 2: Ätzen des Mitteloches

Nachdem nun der Wafer gedünnt ist, kann von der Vorderseite her das Mittelloch unter Verwendung des RIE³-Verfahrens $10\ \mu\text{m}$ tief geätzt werden. Als Maske hierfür diente eine im Lift-Off Verfahren strukturierte $500\ \text{nm}$ dicke Chromschicht. Nach entfernen der Cr-Maske wurde der Wafer thermisch Oxidiert.

Schritt 3: Fingerstrukturierung

Für die lokale Diffusion von Phosphor wurde eine $250\ \text{nm}$ dicke Siliziumdioxidschicht als Maske verwendet. Dazu wurden die oxidierten Wafer mit PMMA⁴ belackt und anschließend mit Elektronenstrahlithographie belichtet.

Nach dem Entwickeln wurde die Struktur durch nasschemisches Ätzen in gepufferter Flußsäure in das Oxid übertragen. Durch die auftretende Unterätzung wurde die Fingerbreite um die zweifache Dicke des Oxides vergrößert.

Schritt 4: Phosphordiffusion

Die Erzeugung des pn-Übergangs erfolgte durch Diffusion von Phosphor aus der Gasphase. Der zur Diffusion benötigte Phosphor stammt dabei aus SiP_2O_5 - Scheiben, die sich ab einer Temperatur oberhalb $900\ ^\circ\text{C}$ in P_2O_5 und SiO_2 zersetzen. Das Phosphoroxid zersetzt sich dann auf der Waferoberfläche in atomaren Phosphor und Sauerstoff. Der so entstandene Phosphor kann nun an den nicht maskierten Stellen in den Wafer diffundieren. Der Prozess wurde in einem Rohrofen unter Schutzgas-Atmosphäre bei einer Temperatur von $900\ ^\circ\text{C}$ durchgeführt.

Schritt 5: Rückseitenätzung, Metallisierung

Bevor die Maske durch Ätzen in gepufferter Flußsäure entfernt wurde, erfolgte zuerst das endgültige Freilegen des Mitteloches von der Rückseite durch ganzflächiges Trockenätzen. Die Ätzdauer richtet sich hier allein nach der Restdicke des Wafers, d.h. es wurde solange geätzt, bis das Mittelloch vollkommen durchgängig war.

Auf die Kontaktflächen der pn-Diode wurde eine Titan/Aluminium-Schicht aufgedampft, um später eine elektrische Kontaktierung zu ermöglichen.

³ Reactive - Ion - Etching

⁴ Polymethyl - Metacrylat

Schritt 6: Brechen und Kontaktieren

Die so gefertigten Detektoren wurden anschließend durch Ritzen und Brechen auf die geforderte Größe gebracht und auf den Detektorhalter geklebt. Die elektrische Kontaktierung zwischen Detektor und Halterung erfolgte durch Drahtbonden.

Nicht für alle Experimente waren komplett gefertigte Detektoren notwendig. Es wurden daher nicht immer alle Prozessschritte durchgeführt und der Prozess je nach beabsichtigtem Experiment angepasst. Zum Beispiel kann bei der Bestimmung der Verstärkung auf das Mittelloch verzichtet werden und somit können die Schritte 1 & 2 entfallen. Auch wurden nicht alle Detektoren auf die Halterung aus Abbildung 5.14 montiert, sondern zum Teil auch in gewöhnliche Chip-Carrier.

5.3 Fingerbreite bei l-pn Detektoren

Die Breite der Finger einer l-pn Diode bestimmen nicht nur, wie im letzten Abschnitt beschrieben, die 'open area ratio', sondern sie geht auch in den Widerstand der Finger ein. Bedenkt man, dass die gesammelten Elektronen über die Finger abgeleitet werden müssen, so sieht man, dass die Bandbreite vom Fingerwiderstand abhängt. Dieser Einfluss ist jedoch gering und kann gegebenenfalls durch eine Metallisierung der Finger verringert werden.

Als Fingerbreite der Oxidmaske wurde 500 nm gewählt, da diese Breite mit guter Reproduzierbarkeit hergestellt werden konnte.

Durch Diffusion der Dotieratome unter der Maske kommt es zu einer Verbreiterung der endgültigen Finger gegenüber der Fingerbreite auf der Diffusionsmaske. Um diese Verbreiterung beim Vergleich von Experiment und Theorie berücksichtigen zu können, ist es notwendig die 2-dimensionale Verteilung der Dotieratome zu kennen. Eine genaue Kenntnis der Dotierstoffverteilung ist auch für die Berechnung der RLZ unerlässlich. Daher folgt zunächst ein kurzer Einschub zur thermischen Diffusion von Phosphor in Silizium.

5.3.1 Diffusionsprofil

Das Diffusionsprofil $C(x, y, t)$ ist die Lösung der Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial}{\partial t} C(x, y, t) = \nabla \{ D(x, y) \cdot \nabla C(x, y, t) \} \quad (5.2)$$

bei bekannten Randbedingungen. Aus dem in der Herstellung (vgl. Kapitel 5.2) verwendeten thermischen Diffusionsprozess von Phosphor in Silizium ergeben sich folgende Randbedingungen:

1. eine konstante Oberflächenkonzentration C_S auf den Fingern und den Kontaktflächen
2. eine für Dotieratome undurchdringliche Maske auf der restlichen Fläche

Die Oberflächenkonzentration ist dabei eine Materialkonstante die von der Temperatur abhängt [53]. Zunächst wird vereinfachend die Diffusionskonstante D als isotrop und unabhängig von der Konzentration angenommen. In Abbildung 5.4 ist der Sonderfall dargestellt, in dem sich die Maske über die positive Halbebene bis ins Unendliche erstreckt. Für hinreichend große Abstände zwischen den Fingern ist dies eine gute Approximation.

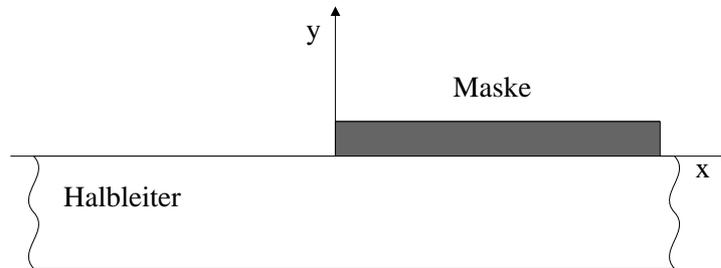


Abb. 5.4: Schematische Darstellung der Maske zur Berechnung der Diffusion im 2-dim. Fall.

Kennedy und O'Brien [54] berechneten die Lösung zu Gleichung 5.2 für obige Geometrie in dem sie eine Laplace-Transformation in Zylinderkoordinaten durchführten. Dies führte Sie zu der Lösung:

$$\frac{C(r, \theta, t)}{C_S} = \quad (5.3)$$

$$1 - \frac{2}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \left(n + \frac{1}{2} \right) \cdot \theta \cdot \frac{\left[\frac{r}{2\sqrt{Dt}} \right]^{n+\frac{1}{2}} \Gamma\left(\frac{n+\frac{1}{2}}{2}\right)}{2\Gamma\left(n + \frac{3}{2}\right)} \cdot {}_1F_1\left[\frac{n+\frac{1}{2}}{2}, \left(n + \frac{1}{2}\right), \frac{-r^2}{4Dt}\right]$$

Die dabei auftretenden Gammafunktionen Γ und die hypergeometrische Funktion ${}_1F_1$ können mit dem Computer ausgewertet werden.

Da jedoch Diffusionskonstante von P in Si stark von der Konzentration abhängt, ist eine detailliertere Berechnung unumgänglich. Diese geschieht am einfachsten durch numerische Lösung der Diffusionsgleichung. Eine mögliche Approximation der Diffusionskonstante ist gegeben durch:

$$D(C(x, y, t), T) = D_i(T) + \left(\frac{C(x, y, t)}{n_i(T)} \right)^2 \cdot D^-(T) \quad (5.4)$$

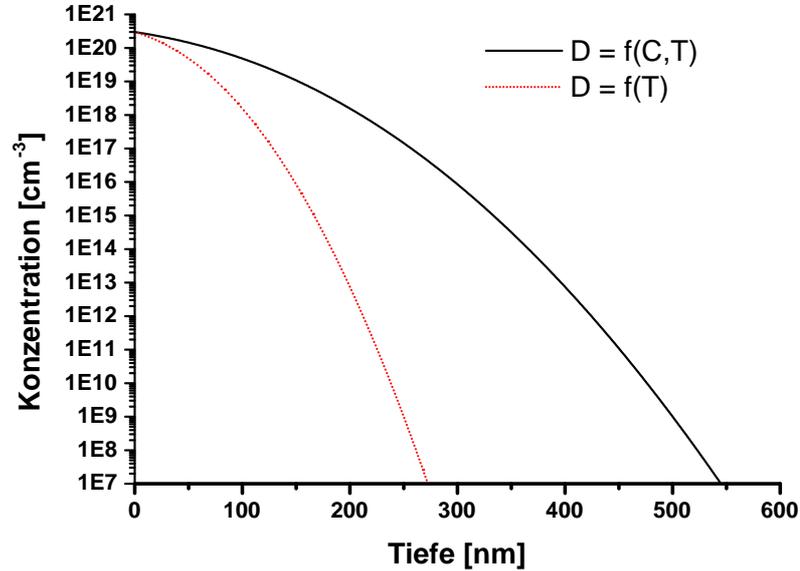


Abb. 5.5: Konzentrationsprofil bei Diffusion von Phosphor in Silizium bei konstanter Oberflächenkonzentration C_S . Verglichen wird die Diffusion mit von der Konzentration abhängiger und unabhängiger Diffusionskonstante. ($t = 1800 \text{ s}$, $C_S = 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $T = 1173 \text{ K}$)

D_i gibt dabei einen konzentrationsunabhängigen Beitrag zur Diffusionskonstanten, während D^- über einen Vorfaktor von der Konzentration abhängt. D_i , D^- und der Vorfaktor hängen von der Temperatur ab. Dabei können D_i und D^- mit der Arrheniusrelation

$$D = D_0 \cdot \exp \frac{-E_a}{kT}$$

berechnet werden. Fair [55] gibt dabei für die intrinsische Diffusionskonstante D_0 und die Aktivierungsenergie E_a folgende Werte an: $D_{i0} = 3.85 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, $E_{ia} = 3.66 \text{ eV}$, $D_0^- = 4.4 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ und $E_a^- = 4 \text{ eV}$. Der Vergleich zwischen Diffusion mit von der Konzentration abhängiger und unabhängiger Diffusionskonstante ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Es zeigt eine deutlich verschleunigte Diffusion bei konzentrationsabhängiger Diffusionskonstante.

Die numerische Berechnung erfolgte unter Ausnutzung der auftretenden Spiegelsymmetrien in der Mitte der Finger und später auch bei halbem Abstand zwischen den Fingern mit der Methode der finiten Differenzen. Die Symmetrie wird auf den entsprechenden Rändern derart berücksichtigt, dass die Normalenableitung verschwindet.

Die Maschenweite zur Berechnung wurde konstant zu 4 nm gewählt. Damit wurde das Simulationsgebiet von $1000\text{ nm} \times 500\text{ nm}$ in 250×125 gleichmäßig verteilte Gitterpunkte aufgeteilt. Die Größe ist dabei so gewählt, dass am rechten und unteren Rand (dies entspricht der positiven x - und negativen y -Richtung in Abbildung 5.4) die Konzentration, für die längste berechnete Diffusionszeit, nie von Null verschieden wird.

Für die Berechnung wurde ein Crank-Nicholson-Verfahren [56] mit konstanter Maschenweite verwendet. Obwohl eine adaptive Maschenweite die Geschwindigkeit der Berechnung erhöht hätte, wurde hier eine konstante Diskretisierung verwendet, da der Programmieraufwand wesentlich geringer ist und die längere Rechenzeit unerheblich war.

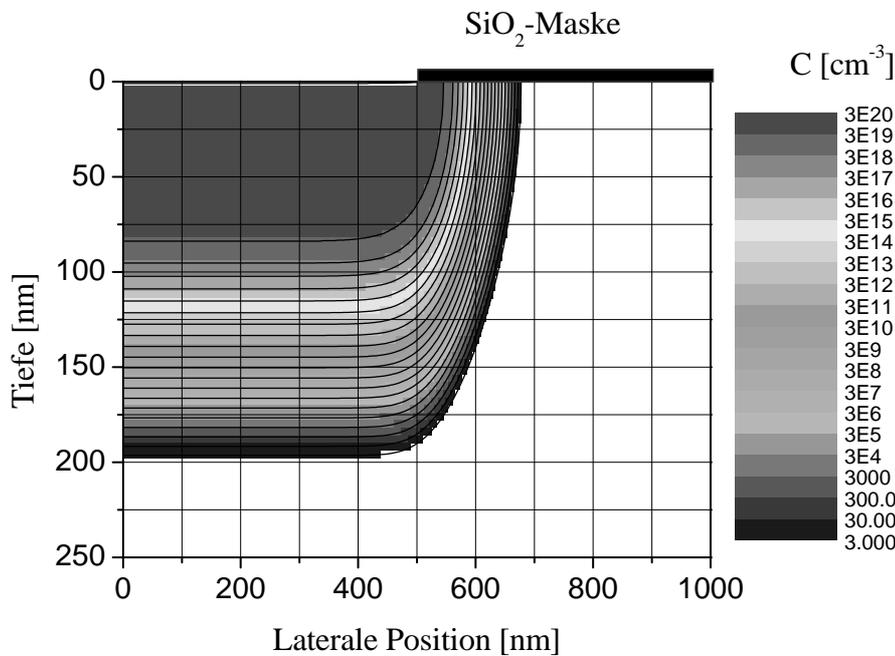


Abb. 5.6: Numerisch berechnetes Profil der Phosphorkonzentration bei Diffusion mit konstanter Oberflächenkonzentration C_S (Parameter: $t = 1800\text{ s}$, $C_S = 3 \times 10^{20}\text{ cm}^{-3}$, $T = 1173\text{ K}$)

In Abbildung 5.6 erkennt man, dass die Dotieratome unter der Maske ca. 80% der Strecke diffundieren, die sie in die Tiefe diffundiert sind. Die geringfügige Abweichung von Literaturangaben [57, 42] kann durch die unterschiedliche Approximation der Diffusionskonstante begründet werden.

Aus dieser Dotierstoffverteilung kann nun bei bekannter Basisdotierung die Raumladungszone berechnet werden.

	abrupter Übergang	linearer Übergang
Diffusionsspannung	$U_D = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$	$U_D = \frac{2}{3} \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{a^2 \epsilon_s \frac{kT}{q}}{8qn_i^3} \right)$
Raumladungszone	$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) U_D}$	$w = \left(\frac{12\epsilon_s U_D}{qa} \right)^{\frac{1}{3}}$

Tab. 5.1: Formeln zur Berechnung von Diffusionsspannung und Raumladungszone beim abrupten und linearen pn-Übergang.

5.3.2 Raumladungszone des pn-Übergangs

Unabhängig von der Breite der Finger ist die Ausdehnung der Raumladungszone zu betrachten. Hier gehen sowohl die Basisdotierung des Wafers als auch die zusätzlich eingebrachten Dotieratome ein. Im Folgenden wird zunächst eine Zusammenfassung der Theorie zu diesem Thema gegeben. Anschließend folgt eine numerische Betrachtung der Raumladungszone um die Finger bei einem l-pn Detektor.

Kurzfassung der Theorie

Das elektrostatische Potential Φ der Raumladungszone ist durch die Poisson-Gleichung

$$\nabla^2 \Phi \equiv -\nabla \vec{E} = -\frac{\rho_s}{\epsilon_s} \quad (5.5)$$

gegeben. ϵ_s ist dabei die dielektrische Suszeptibilität des HL-Materials. Um die Poisson-Gleichung lösen zu können, muss die Ladungsverteilung ρ_s bekannt sein. Diese kann aus der Verteilung der Dotieratome N_D bzw. N_A und der Verteilung der Ladungsträger p bzw. n mit Hilfe der Gleichung

$$\rho_s = q(N_D - N_A + p - n) \quad (5.6)$$

ermittelt werden. Voraussetzung für diese einfache Formel ist die vollständige Ionisation der Dotieratome, dies kann aber bei Raumtemperatur angenommen werden.

In Tabelle 5.1 sind die Lösungen für zwei grundlegende Fälle, den abrupten Übergang und den linearen Übergang, zusammengefasst. Die Wirklichkeit bei einem diffundierten Übergang, wie in dieser Arbeit verwendet, liegt zwischen diesen hier genannten Fällen. Dabei lässt sich der abrupte Übergang analytisch berechnen; dies ist bei einem linearen Übergang nicht mehr möglich. Details zur Ableitung der jeweiligen Lösungen und die Beschreibung der verwendeten Formelzeichen finden sich in der einschlägigen Literatur [42]. Eine schematische Darstellung der Lösungen findet sich in Abbildung 4.8.

Numerische Berechnungen des Potentials

Setzt man Gleichung 5.6 in Gleichung 5.5 ein, so kann aus dem bekannten Diffusionsprofil der Verlauf der Raumladungszone berechnet werden.

Um die Programmierung der numerischen Berechnung so einfach wie möglich zu halten, wurde die gleiche Maschenweite wie zur Berechnung des Diffusionsprofils in Kapitel 5.3.1 verwendet. Das Simulationsgebiet wurde jedoch deutlich vergrößert. Dies geschah, um sicherzustellen, dass sich das Potential am unteren Rand nicht ändert. Diese Bedingung wurde auch im Anschluss an die Berechnung überprüft. Wie bei der Diffusion auch, wurde die auftretende Symmetrie ausgenutzt um die Rechenzeit zu verkürzen.

Da jedoch im Bereich des pn-Übergangs starke Änderungen des Potentials und damit bei den auftretenden Drift- und Diffusionsströmen der Ladungsträger auf sehr kleinen Längenskalen stattfinden, ist hier besondere Vorsicht bei der Rechengenauigkeit geboten. Daher wird vor der numerischen Rechnung die Berechnung des Potentials analytisch weitergeführt. Dazu werden in Gleichung 5.5 die Ladungsträgerdichten n und p durch entsprechende vom Potential abhängige Terme $n = n_i \cdot e^{\frac{q\Phi}{kT}}$ und $p = n_i \cdot e^{-\frac{q\Phi}{kT}}$ ersetzt. Dabei ist n_i die im Allgemeinen temperaturabhängige intrinsische Ladungsträgerdichte. Einsetzen in Gleichung 5.5 ergibt dann:

$$\nabla^2\Phi = \frac{2qn_i}{\epsilon_s} \left(\sinh \frac{q\Phi}{kT} - \frac{(N_D - N_A)}{qn_i} \right) \quad (5.7)$$

Gleichung 5.7 kann nun numerisch gelöst werden. Als Anfangswerte für die Berechnung wurde das Potential in Bereichen konstanter Dotierung verwendet. In Abbildung 5.7 ist das Ergebnis für Fingerperioden von $2\ \mu\text{m}$, $2.5\ \mu\text{m}$ und $3\ \mu\text{m}$ dargestellt. Man erkennt, dass an der dotierten Struktur, wie beim abrupten Übergang auch, kaum ein Potentialabfall stattfindet.

Elektrische Feldstärke am pn-Übergang

Letztendlich ist jedoch nicht das Potential am Übergang sondern die elektrische Feldstärke für die Trennung der Ladungsträgerpaare verantwortlich.

Das \vec{E} -Feld kann nach Gleichung 5.5 durch einmalige Integration der Ladungsverteilung ρ oder durch Differentiation des Potentials Φ gewonnen werden. Da es im Allgemeinen einfacher wenn auch ungenauer ist, eine numerische Differentiation durchzuführen, als eine Integration wurde hier die Ableitung von Φ berechnet.

Zu beachten ist hierbei die Vektornatur des \vec{E} -Feldes, d.h. es müssen die partiellen Ableitungen entlang der Koordinatenachsen gebildet werden. Aus diesen wurde dann der Betrag der Feldstärke $\|\vec{E}\|$ berechnet. Die partiellen

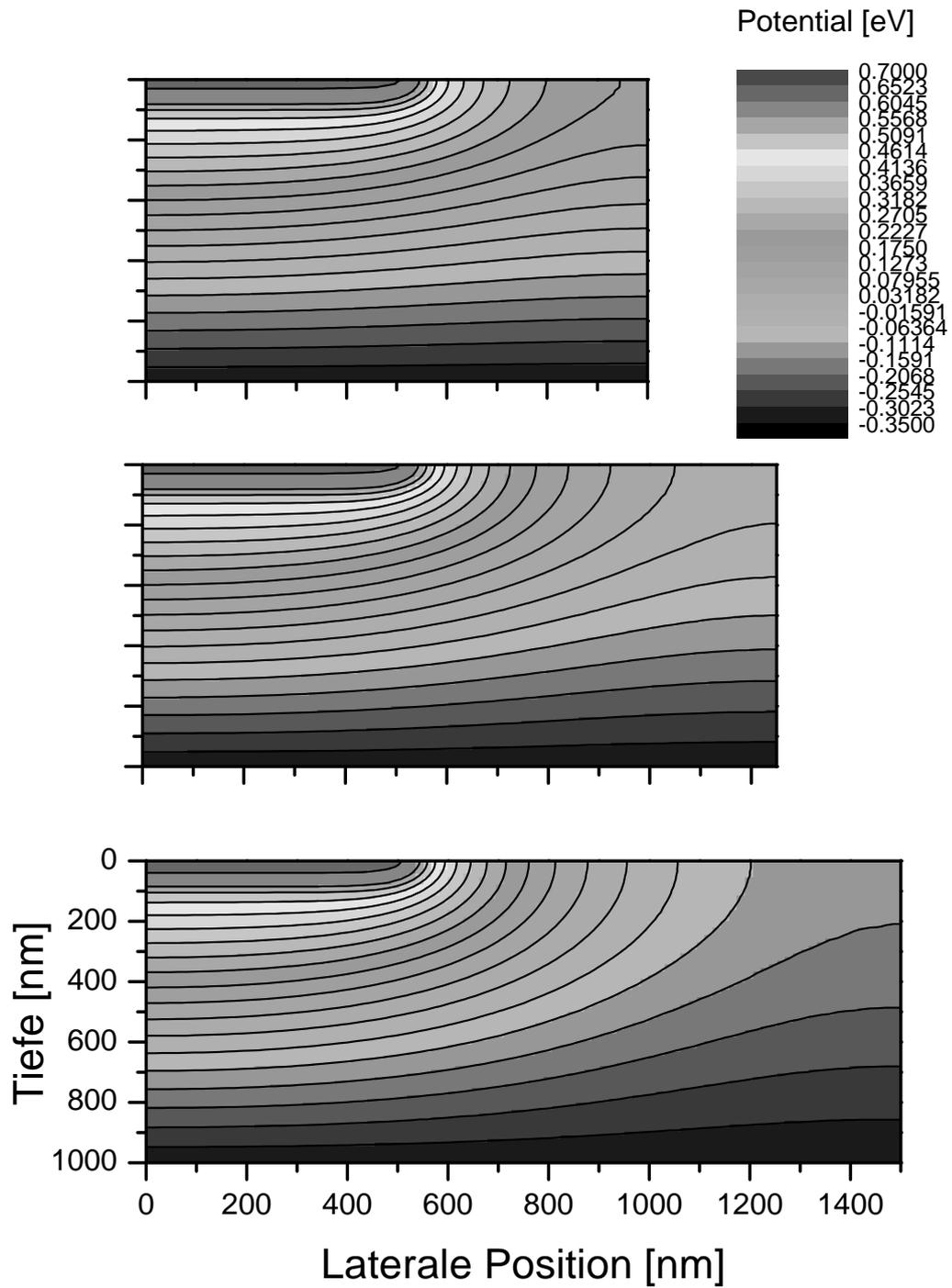


Abb. 5.7: Das aus dem Phosphordiffusionsprofil in Abbildung 5.6 resultierende Potential für verschiedene Fingerperioden (oben $2.0\ \mu\text{m}$, mitte $2.5\ \mu\text{m}$ und unten $3.0\ \mu\text{m}$) bei einer konstanten Fingerbreite von $1\ \mu\text{m}$.

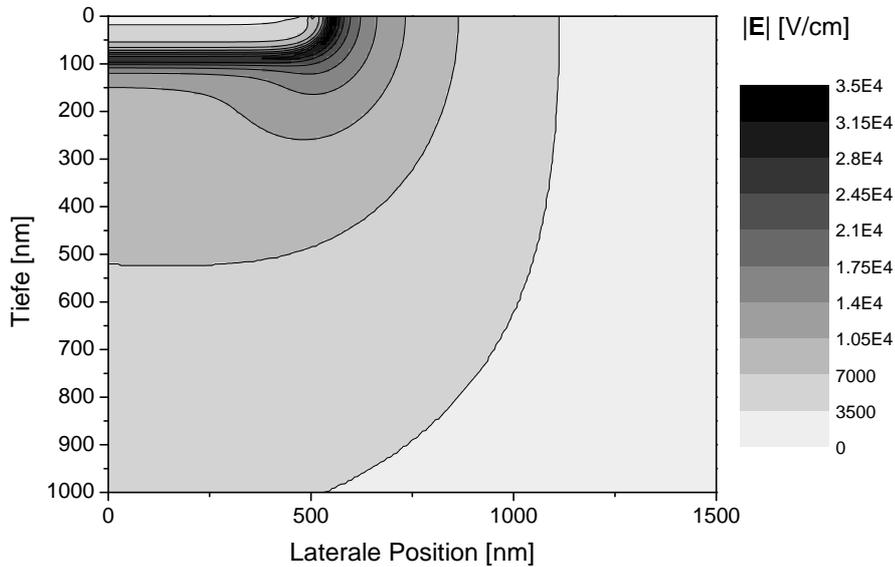


Abb. 5.8: Der aus dem Potential in Abbildung 5.7 berechnete Betrag $\|\vec{E}\|$ des elektrischen Feldes.

Ableitungen wurden mit einer Standard-5-Punkte-Formel [58] berechnet. In Abbildung 5.8 ist das Ergebnis für einen Fingerabstand von $3 \mu\text{m}$ dargestellt.

Am Rand der Raumladungszone ist das \vec{E} -Feld sehr klein, daher kommt es in diesen Bereichen nur zu einer langsamen Trennung der Ladungsträger durch den Einfluss des Feldes. Definiert man eine effektive Breite der Raumladungszone als den Bereich, in dem das \vec{E} -Feld größer als 5 % des Maximalwertes ist, so erhält man aus der in Abbildung 5.8 dargestellten Feldverteilung eine Breite von $w = 800 \text{ nm}$ für eine Basisdotierung von $N_D = 8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

5.3.3 Optimaler Fingerabstand

Der optimale Fingerabstand ist entscheidend durch die 'open area ratio' \mathcal{Q} bestimmt. In \mathcal{Q} gehen sowohl Fingerbreite als auch Ausdehnung der Raumladungszone ein. Nach Gleichung 5.1 ergibt sich folgende Situation.

1. Der Abstand der Finger muss an die Ausdehnung der Raumladungszone angepasst werden.
2. Die Fingerbreite sollte so klein wie möglich sein. Jedoch sind hier technologische Grenzen, wie laterale Diffusion unter der Maske und der Widerstand der Finger, gesetzt.

5.4 Evaluation der Detektoren

5.4.1 EBIC - Aufnahmen

Im Folgenden Abschnitt wird nun eine Methode vorgestellt, mit der die Aussagen der letzten Abschnitte experimentell untersucht wurden. Es handelt sich dabei um Aufnahmen in einem Rasterelektronenmikroskop mit dem Elektronenstrahl induzierten Strom (EBIC⁵) als Signal.

Beim EBIC-Verfahren wird ausgenutzt, dass beim Eindringen von Elektronen in einen Halbleiter Elektron-Loch-Paare (e^-/h^+ -Paare) erzeugt werden. Beim l-pn Detektor zum Nachweis von BSE werden diese e^-/h^+ -Ladungsträgerpaare durch das \vec{E} -Feld des pn-Übergangs getrennt und als Strom im Außenkreis erfasst. Um nun die aktiven Bereiche eines Detektors zu erfassen kann dieser Strom als Signal verwendet werden. Dazu wird der Detektor an den BSE-Eingang eines REMs angeschlossen und ein fokussierter Elektronenstrahl darüber gerastert. Bereiche in denen die Ladungsträgerpaare getrennt werden erzeugen ein Signal. Dadurch ist eine Abbildung dieser Bereiche möglich. Durch unterschiedliche Polung beim Anschluss der Proben an das REM kommt es zu positiven (helle Raumladungszone auf dunklem Untergrund) wie auch negativem (dunkle Raumladungszone auf hellem Hintergrund) Kontrast der EBIC-Aufnahmen, da der Strom entweder vom Verstärker zum Detektor fließt oder vom Detektor zum Verstärker. Der Informationsgehalt ist aber bei beiden Kontrastarten gleich. Außerhalb der RLZ rekombinieren die e^-/h^+ Paare ohne signifikanten Beitrag zum Signal. Der im Allgemeinen konstante Anteil des direkt eingestrahlt Primärstroms am Signal kann durch Korrektur des 'black-levels' unterdrückt werden.

Zur Veranschaulichung des Sachverhaltes ist in Abbildung 5.9 eine EBIC-Aufnahme der Bruchkante durch einen Detektor wiedergegeben. Darauf erkennt man 3 nierenförmige, helle Bereiche. Diese korrespondieren mit den RLZ's von Detektorfingern. Ein Vergleich dieser Aufnahme mit dem berechneten Potential aus Abbildung 5.7 ergibt eine gute qualitative Übereinstimmung. Die Größe der Streubirne und die daraus resultierenden Ungenauigkeiten in der EBIC-Aufnahme machen einen quantitativen Vergleich hinfällig.

5.4.2 Energieabhängigkeit

In Abbildung 5.10 sind bei verschiedener Energie aufgenommene EBIC-Aufnahmen der Oberseite des im letzte Kapitel beschriebenen Detektors wiedergegeben. Man erkennt eine deutliche Energieabhängigkeit des Signals. Zum

⁵ Electron - Beam - Induced - Current

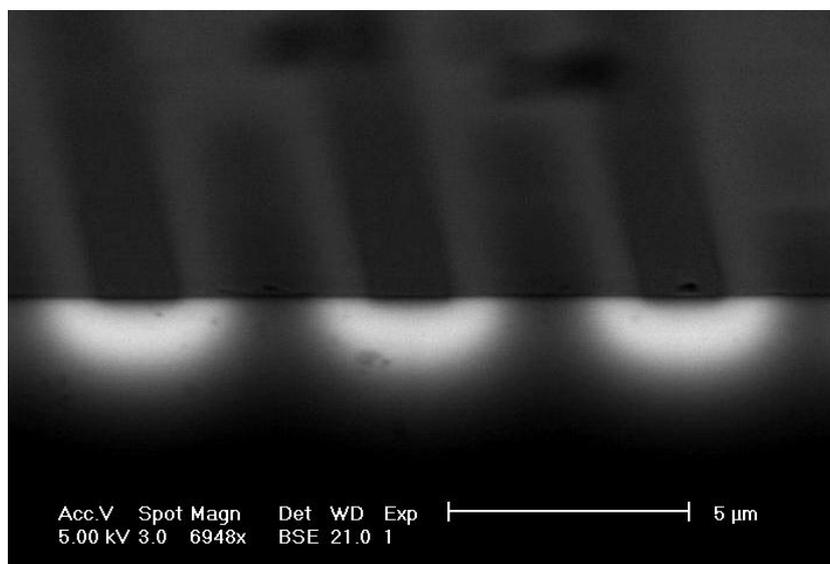


Abb. 5.9: EBIC-Aufnahme einer Spaltkante der l-pn Struktur. Die hellen Bereiche geben den Verlauf der RLZ wieder. Die Aufnahme wurde bei einer Energie von 5 keV gewonnen.

einen ist natürlich mit höherer Energie der PE eine höhere Anzahl von e^-/h^+ -Paaren zu erwarten, was mit einem höheren Signal verbunden ist. In den Aufnahmen wurde dieser Effekt jedoch zum Großteil durch Anpassen der externen Verstärkung ausgeglichen. Zum Anderen erkennt man auch den Einfluss der Eindringtiefe der PE in den Halbleiter. Mit höherer Energie dringen die PE tiefer in den Halbleiter ein, und die e^-/h^+ -Paare werden in dieser größeren Tiefe erzeugt. Geschieht die Erzeugung der Ladungsträger in der Nähe eines pn-Übergangs, so werden diese getrennt, und somit wird dieser Tiefenbereich in der EBIC-Aufnahme abgebildet. Dies ist in Abbildung 5.10 durch ein Ansteigen des Signals auf den Fingern mit höherer Energie zu erkennen. Bei 10 keV ist die ganze Breite der Finger an der Signalentstehung beteiligt. Dies bedeutet jedoch, dass bei Energien dieser Größenordnung der Einsatz von l-pn Detektoren nicht mehr sinnvoll ist, da mit v-pn Detektoren höhere Verstärkungen erreicht werden. In Geräten mit variabler Energie ist dennoch ein l-pn Detektor denkbar, da er im Energiebereich von 1 keV bis $\geq 10\text{ keV}$ ein Signal liefert.

Ein weiterer interessanter Punkt der in Abbildung 5.10 gezeigten Aufnahmen ist die Asymmetrie des Signals am pn-Übergang. Deutlich ist eine flachere Flanke auf der Seite der niedriger dotierten Seite (also zwischen den Fingern) des pn-Übergangs zu erkennen. Besonders ausgeprägt ist der Effekt in der Aufnahme, die bei 1 keV Primärelektronenenergie gewonnen wurde.

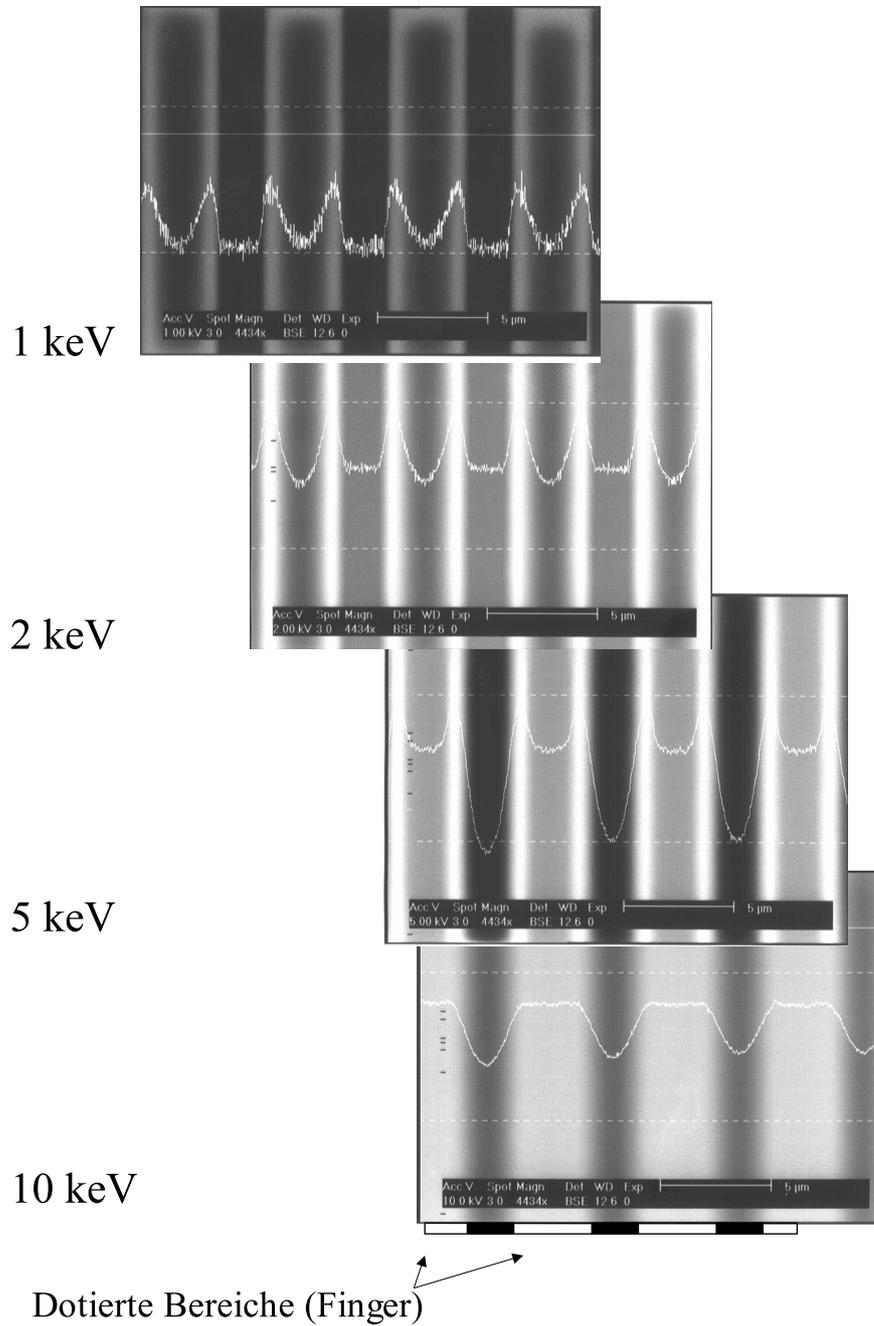


Abb. 5.10: EBIC-Aufnahmen des Prototyp-Detektors mit der Energie als Parameter (1 keV, 2 keV, 5 keV und 10 keV). Die hellen Bereiche korrespondieren mit Bereichen in denen die e^-/h^+ -Paare getrennt werden. Die Bilder sind so angeordnet, das die dotierten Bereiche übereinstimmen.

Dieser Sachverhalt resultiert aus der Diffusion der erzeugten Ladungsträger. Im Ausgangsmaterial zwischen den Fingern ist die Diffusionslänge aufgrund der niedrigeren Dotierung höher als auf den hoch dotierten Fingern [42]. Daher erreichen weit vom Fingerrand entfernt erzeugte Ladungsträger die RLZ und tragen trotz sehr flachem Feldverlauf noch in geringem Maße zum Signal bei.

5.4.3 Variation des Fingerabstands

Ein weiteres Experiment mit der EBIC-Methode bestand in der Variation des Fingerabstandes. Dazu wurden Proben mit Fingerabständen zwischen $1.5 \mu\text{m}$ und $3 \mu\text{m}$ hergestellt. Bei allen Proben betrug die Fingerbreite $b = 1 \mu\text{m}$. In Abbildung 5.11 sind die bei einer Primärenergie von $E_{PE} = 1 \text{keV}$ gewonnenen Aufnahmen zusammengestellt. Im Gegensatz zu den Aufnahmen in Abbildung 5.10 ist hier mit einem hohen Signal ein geringer Strom verbunden, d.h. Bereiche in denen die e^-/h^+ -Paare getrennt werden erscheinen in den Aufnahmen dunkel.

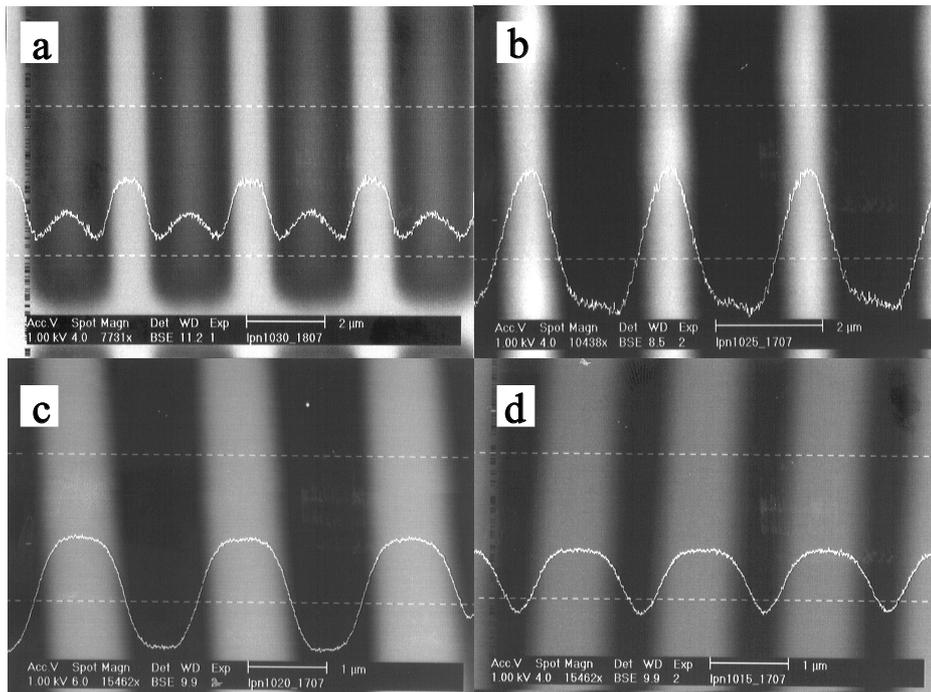


Abb. 5.11: EBIC-Aufnahmen bei 1keV Primärenergie und variablem Fingerabstand (a) $3 \mu\text{m}$, (b) $2.5 \mu\text{m}$, (c) $2 \mu\text{m}$ und (d) $1.5 \mu\text{m}$. Die Fingerbreite beträgt bei allen Aufnahmen $b = 1 \mu\text{m}$. Die dunklen Bereiche korrespondieren mit Bereichen in denen die e^-/h^+ -Paare getrennt werden.

Die Ausdehnung der Raumladungszone wurde in Abbildung 5.11a durch Abmessung zu $800 \pm 50 \text{ nm}$ bestimmt. Obwohl an der EBIC-Aufnahme durch Diffusion der Ladungsträger etwas zu groß gemessen wird, ist dieses Ergebnis innerhalb des Messfehlers übereinstimmend mit dem numerisch berechneten Wert.

Man erkennt, dass mit geringerem Fingerabstand die Überlappung der RLZ's beginnt. In Abbildung 5.11b ist kein Anstieg des Signals zwischen den Fingern zu erkennen, d.h. hier berühren sich die RLZ gerade. Bei weiter verringertem Abstand wie in Abbildung 5.11c & 5.11d überlappen die RLZ, und somit ist die 'open area ratio' geringer.

5.4.4 Verstärkung

Energieabhängigkeit

Die Verstärkung ist nach Gleichung 3.2 definiert als das Verhältnis des vom Detektor abgegebenen Strom (in Abbildung 5.12 Detektorstrom genannt) zu dem auf den Detektor treffenden Strom (in Abbildung 5.12 Strahlstrom genannt). Zur Bestimmung der Ströme wurde der Detektor und ein parallel eingebauten Faradaybecher gleichmäßig mit Elektronen bestrahlt. Dabei wurde sowohl der Detektorstrom gegen Masse als auch der Primärelektronenstrom im Faradaybecher gemessen. Dieser Strom ist aufgrund der gewählten Geometrie ebenso groß wie der auf den Detektor treffende Strom. Um die Energieabhängigkeit der Verstärkung berücksichtigen zu können, wurde bei verschiedenen Primärenergien gemessen.

In Abbildung 5.12 ist die Messung zur Bestimmung der Verstärkung g für $E_0 = 1 \text{ keV}$ und $E_0 = 2 \text{ keV}$ dargestellt. Die aus den Ausgleichsgeraden bestimmten Verstärkungen g betragen 100 und 200 für Energien von 1 keV bzw. 2 keV . Man kann also von einer Verstärkung pro Energieeinheit von $100 \frac{1}{\text{keV}}$ sprechen.

'open area ratio'

In Abbildung 5.13 ist die 'open area ratio' $Q = \frac{g}{g'}$ gegen den Fingerabstand aufgetragen. Die Verstärkung g bei einer Primärenergie von $E_{PE} = 1 \text{ keV}$ wurde wie im letzten Abschnitt beschrieben gemessen. Zusätzlich ist im Diagramm auch noch die theoretisch nach Gleichung 5.1 berechnete maximale 'open area ratio' eingezeichnet. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment innerhalb der relativ großen Fehlerbalken. Die Messfehler bei der Messung der Verstärkung kommen durch Kontamination der Proben zustande. Bei Elektronenbestrahlung lagern sich Kohlenstoffverbindungen aus dem Restgas der Vakuumkammer an der Oberfläche

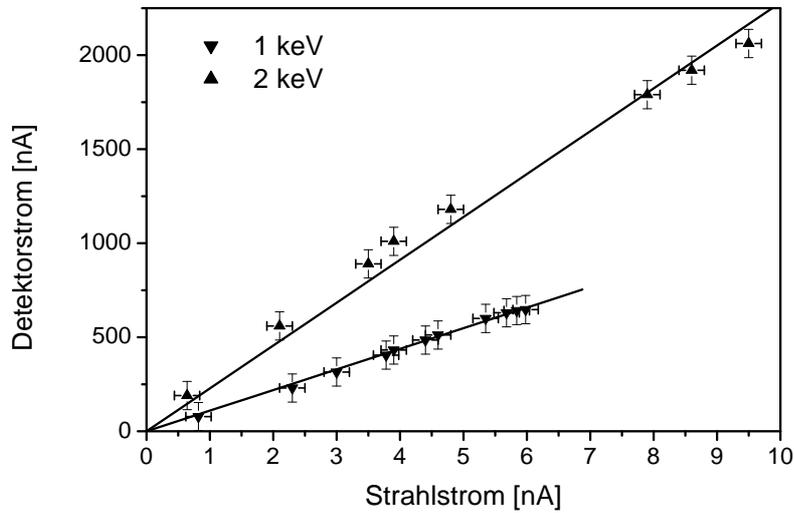


Abb. 5.12: Gemessener Detektorstrom in Abhängigkeit des Primärstromes für 1 bzw. 2 keV Primärenergie. Die aus den Ausgleichsgeraden bestimmten Verstärkungen betragen 100 bzw. 200.

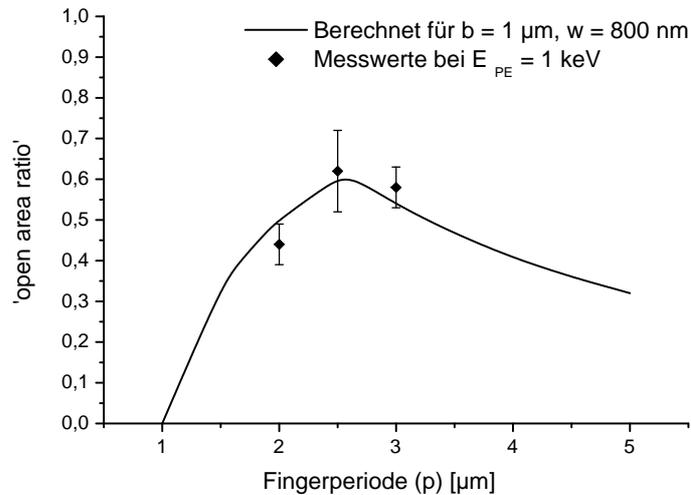


Abb. 5.13: Gemessene 'open area ratio' in Abhängigkeit des Fingerabstandes p . Die Fingerbreite beträgt $b = 1 \mu\text{m}$ und die mittlere Breite der RLZ ist $w = 800 \text{ nm}$. Als Linie dargestellt ist die nach Gleichung 5.1 berechnete 'open area ratio'.

ab und bilden dort eine Kohlenstoffschicht, die die Elektronenenergie deutlich verringert.

In den Messungen in Abbildung 5.13 deutet sich ein Maximum in der 'open area ratio' bei $p \sim 2.5 \mu\text{m}$ an, dieses ist in Übereinstimmung mit dem

erwarteten Maximum bei $p = 2.6 \mu m$ für sich berührende aber nicht überlappende Raumladungszonen von je $800 nm$ Breite zwischen den Fingern.

Nachdem nun die für eine maximale Verstärkung optimalen Dimensionen für einen l-pn Detektor gefunden sind, stellt sich noch die Frage wie der Detektor in der Bildaufzeichnung einzusetzen ist. Dies wird im nächsten Abschnitt besprochen.

5.5 Experimente zur Bildaufzeichnung mit Rückstreuelektronen

Im letzten Abschnitt wurden Verfahren und Experimente vorgestellt, die es ermöglichen, einen optimierten Detektor herzustellen. Bevor sich dieser nicht unerhebliche Aufwand lohnt, sollte zuerst die prinzipielle Eignung zur Bildaufzeichnung gezeigt werden. Im Folgendem werden ein Beispiel zur Bildaufzeichnung und Messungen zu Dunkelstrom, SNR und Bandbreite dargestellt. Diese Experimente zeigen die Eignung von l-pn Detektoren zur Bildaufzeichnung in Mikrosäulen.

5.5.1 Bildaufzeichnung

Neben der elektrischen Charakterisierung der Detektoren muss auch eine Begutachtung bezüglich der Eignung zur Bildaufzeichnung und Markenerkennung in einer Mikrosäule erfolgen. Um den geringen Arbeitsabstand von $1 \cdot \cdot \cdot 2 mm$ zu realisieren wurde wie in [45] der in Abbildung 5.14 skizzierte Probenhalter in einem konventionellen REM verwendet. Das Signal vom Detektor wird dabei ohne Vorverstärkung in den Probenstromeingang gespeist. Dadurch kann das Bildverarbeitungssystem des REM verwendet werden.

Mit diesem Aufbau und dem oben beschriebenen Detektor konnten Bilder mit Rückstreuelektronen von Goldmarken auf einem Siliziumwafer aufgenommen werden. In Abbildung 5.15 ist eine REM-Aufnahme einer solchen Marke wiedergegeben. Die Abbildung erfolgte bei einer Primärenergie von $E_0 = 1 keV$ und einem Strahlstrom von $I_0 = 1 nA$. Pro Linie wurden 712 Pixel aufgenommen, ein Bild besteht dabei aus 484 Linien. Die Rastergeschwindigkeit betrug dabei $60 ms/Linie$.

5.5.2 Dunkelstrom

Zur Bestimmung des Dunkelstroms wurde die Strom-Spannungs-Kennlinie aufgenommen. Wie in Abbildung 5.16 erkenntlich ist ergibt sich eine typische Diodenkennlinie. Die Messung erfolgte bei Dunkelheit, daher ist der Strom bei $U = 0 V$ gleich dem Dunkelstrom. In der eingefügten Vergrößerung kann

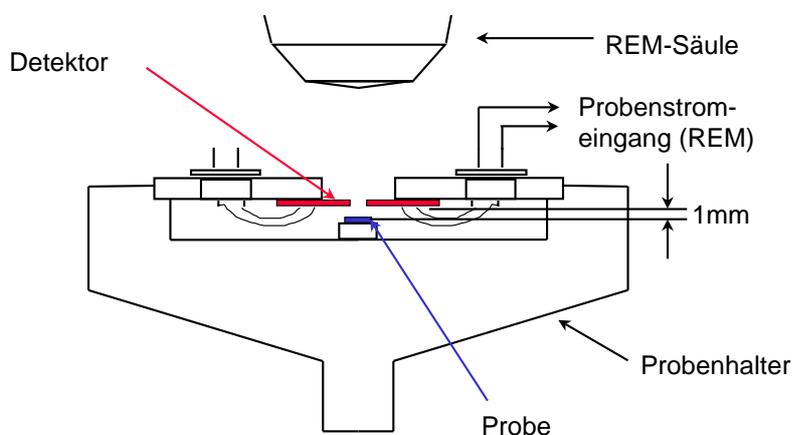


Abb. 5.14: Aufbau des Probenhalters zum Test der Detektoren bei einem Arbeitsabstand wie er in einer Mikrosäule anzutreffen ist ($W_D = 1\text{ mm}$).

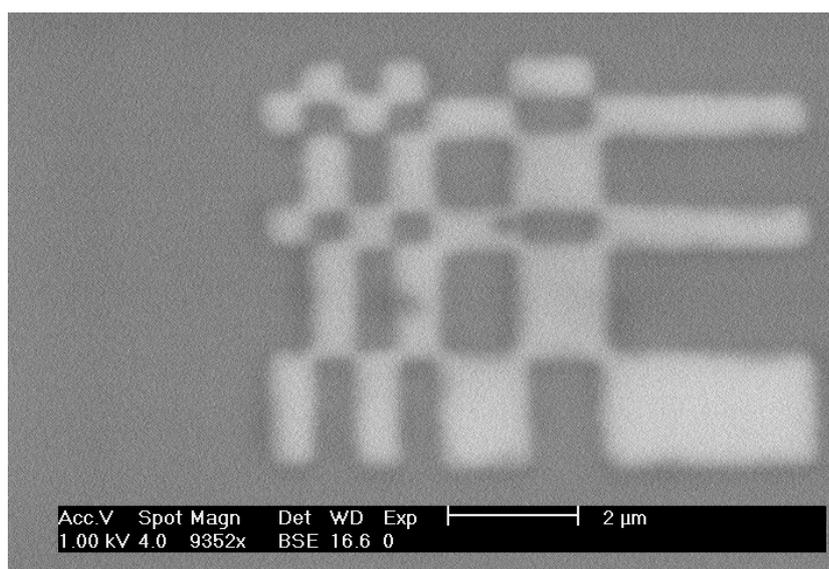


Abb. 5.15: Rückstreuelektronenbild einer Marke aus Gold auf Silizium. Aufgenommen mit dem l-pn Detektor bei einem Arbeitsabstand von $W_D = 1\text{ mm}$ und einer Elektronenenergie von $E_0 = 1\text{ keV}$. Die Rastergeschwindigkeit beträgt 60 ms/Linie .

nur eine obere Schranke von $I_D < 50\text{ pA}$ angeben werden, da der Messfehler in der selben Größenordnung anzunehmen ist. Als Fehlerquelle kommt hier vor allem die Resthelligkeit zum tragen.

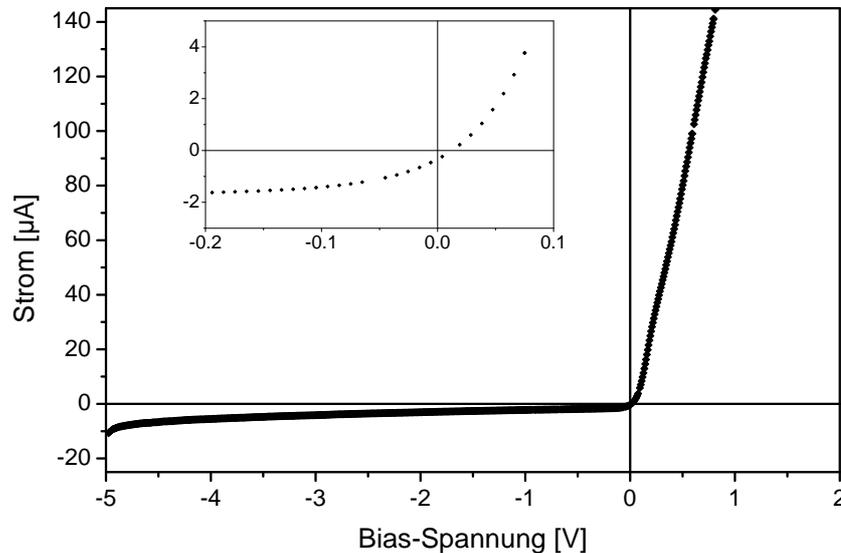


Abb. 5.16: Strom-Spannungs-Kennlinie des Detektors mit eingefügter Vergrößerung um den Koordinatenursprung. Die eingefügte Vergrößerung ist in den selben Einheiten dargestellt.

5.5.3 Signal-Rausch-Verhältnis

Wichtig für die Beurteilung eines Detektors ist auch das Signal-Rausch-Verhältnis. Zur Bestimmung des SNR wurden Linescans in zu Abbildung 5.15 ähnlichen Aufnahmen ausgewertet. Bei einer Rastergeschwindigkeit von 1 *Linie/s* wurde die Differenz im Detektorstrom zwischen Si und Au als Signal verwendet. Das Rauschen ergibt sich dabei durch die Fluktuationen im Strom auf der reinen Si-Oberfläche.

In Abbildung 5.17 ist das Ergebnis der Messungen dargestellt. Man erkennt einen deutlichen Anstieg des SNR mit dem Primärstrahlstrom. Dies verwundert aber nicht, da mit steigendem Strahlstrom auch die Anzahl der rückgestreuten Elektronen zunimmt und somit das Signal am Detektor höher wird.

Selbst für Ströme kleiner als 100 pA konnte bei einer Primärenergie von $E_{PE} = 1 \text{ keV}$ noch ein SNR größer als 5 erreicht werden. Dies ist vollkommen ausreichend für den Einsatz des Detektors in der Bildaufzeichnung und somit auch zur Markenerkennung in Lithographiegeräten.

5.5.4 Bandbreite

Aus Linescans während der Bildaufzeichnung wurde auch die obere Grenze der Bandbreite bestimmt. Die Anstiegszeit des Signals beim Übergang von

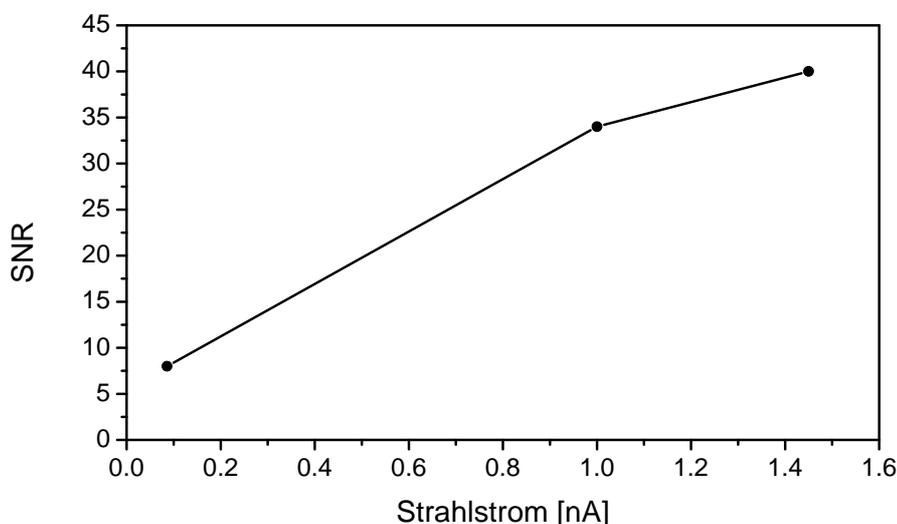


Abb. 5.17: Signal-Rausch-Verhältnis in Abhängigkeit des Primärstrahlstroms

Si auf Au erlaubt es, die Bandbreite zu berechnen. Dabei ist hier die Anstiegszeit definiert als die Zeit, die das Signal benötigt um von 10 % auf 90 % des maximalen Signals zu gelangen. Die Messungen erfolgten bei hoher Vergrößerung und bei sehr schnellen Rastergeschwindigkeiten. Mit der am REM integrierten Kombination von Kontrollsoftware und Verstärker konnte eine Bandbreite von $f_{max} = 25 \text{ kHz}$ erreicht werden.

Berechnet man aus Detektorkapazität $C_D = 1.5 \text{ nF}$ und Widerstand des Verstärkers $R_a = 23.45 \text{ k}\Omega$ die Bandbreite, so erhält man $f_{max} = 28.57 \text{ kHz}$. Die Detektorkapazität wurde aus der Form und der Breite der RLZ abgeschätzt. Dazu wurde aus der Form der RLZ eine mittlere Fläche bestimmt und diese als Fläche für einen Plattenkondensator mit parallelen Platten angesetzt. Durch die Unsicherheiten bei der Abschätzung ist eine bessere Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment nicht zu erwarten.

5.6 Der l-pn Detektor im Vergleich

Den Abschluss dieses Kapitels über laterale pn-Dioden als Detektoren für den Einsatz in Mikrosäulen bildet ein Vergleich mit schon bestehenden Detektortypen. Dazu sind in Tabelle 5.2 die in Kapitel 4.3 aufgeführten Größen für MCP, v-pn Dioden und MSM-Detektoren zum Vergleich mit lateralen pn-Detektoren aufgelistet. Der l-pn Detektor erfüllt alle notwendigen Anforderungen, die an Detektoren für Mikrosäulen gestellt werden.

L-pn Detektoren können aber auch noch weiter verbessert werden. Potential liegt hier sicher in einem optimierten Herstellungsprozeß, der es er-

	Größe	E in keV	g bei E_{min}	SNR	f_{max} in MHz	Bilder / Marken
MCP	X	≥ 1	$\geq 10^3$?	100	✓ / ✓
v-pn Dioden	✓	≥ 5	≥ 500	?	0.1	✓ / ✓
MSM ^a	✓	≥ 1	~ 400	~ 15) ^b	✓ / ✓
l-pn	✓	≥ 1	≥ 100	~ 35	0.025	✓ / ✓

^a Werte, soweit vorhanden, aus [29]

^b nicht experimentell bestimmt

Tab. 5.2: Vergleich wesentlicher Eigenschaften von Detektoren die bisher für Mikrosäulen diskutiert wurden. (✓ = erfüllt, X = nicht oder unzureichend erfüllt.) Dabei ist E_{PE} die Energie der Primärelektronen, g die Verstärkung und f_{max} die Bandbreite .

laubt, schmalere Finger bei gleichzeitig höherer Leitfähigkeit herzustellen. Dies würde die 'open area ratio' und damit die Verstärkung erhöhen. Dabei könnte auch die Bandbreite der Detektoren erhöht werden, indem man einen Aufbau mit einer geringeren Detektorkapazität wählt. Mit den während der Arbeit zur Verfügung stehenden Prozesstechnologien war ein Detektor mit einem derart optimierten Layout nicht herzustellen.

Dieses Kapitel beschäftigte sich mit einer neuen Bauweise von Halbleiterdetektoren. Es konnte gezeigt werden, dass die für den Einsatz in Mikrosäulen nötigen Rahmenbedingungen erfüllt werden. Dennoch ist es interessant auch noch einen weiteren Detektortyp näher zu untersuchen. Das nächste Kapitel befasst sich mit dem sogenannten Rau-Detektor.

6. RAU-DETEKTOR

Ein weiterer Detektortyp, der in dieser Arbeit untersucht werden soll, ist der sogenannte Rau-Detektor [59, 60, 61, 62]. Die Grundlage dieses Detektors bildet ein vollkommen anderes Funktionsprinzip als bei den seither besprochenen Detektoren. Hier wird nicht ein Elektronenstrom, der auf den Detektor trifft, verwendet sondern die Auswirkung einer Ladungsverteilung in der zu untersuchenden Probe als Signalquelle ausgenutzt. Zunächst wird die Signalentstehung näher erläutert. Danach werden verschiedene Experimente vorgestellt, die zeigen, dass der Detektor zur Markenerkennung in Mikrosäulen eingesetzt werden kann, und es wird gezeigt, wie dieser Einsatz realisiert werden kann.

6.1 Signalentstehung

Der Rau-Detektor erfasst über eine kapazitive Kopplung beliebige, durch den Primärelektronenstrahl verursachte Änderungen der lokalen Ladungsdichte auf der Probenoberfläche. Die zeitliche Änderung dieser Ladung kann als Summe der Ströme über die Randfläche der Elektronendiffusionswolke, auch Streubirne genannt, ausgedrückt werden.

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = -I_{PE}(1 - \sigma) - I_{diff} - I_{drift} \quad (6.1)$$

Hierbei ist I_{PE} der Primärelektronenstrom und σ der gesamt Elektronen-Emissions-Koeffizient. Während Sekundär- und Rückstreuielektronen die Oberfläche verlassen, werden in der Probe Elektron-Loch-Paare erzeugt. Die Diffusion dieser erzeugten Ladungsträger resultiert in einem zusätzlichen Diffusionsstrom I_{diff} , der durch unterschiedliche Beweglichkeiten der e^- und h^+ und durch lokale Fehlstellen sowie lokale pn-Übergänge verursacht wird. Die Summe dieser Ströme wird durch einen Driftstrom I_{drift} , erzeugt durch das resultierende \vec{E} -Feld, ausgeglichen. Dieser Driftstrom ist durch den Erdungswiderstand der Probe begrenzt.

Verbunden mit der lokalen Ladungsänderung ΔQ_S ist eine lokale Änderung des Potentials $\Delta\chi$ der Probe. Führt man noch die Kapazität C_{DP} zwi-

schen Detektor und Probenelement ein so ergibt sich

$$\Delta Q_S = C_{DP} \cdot \Delta\chi \quad (6.2)$$

Im Allgemeinen ist C_{DP} kleiner als die Kapazität zwischen Probenelement und der Umgebung. Daher wird auf der Detektorelektrode eine Ladung Q_D mit dem selben Betrag wie Q_S , jedoch mit entgegengesetztem Vorzeichen, influenziert. Die zeitliche Änderung von Q_D kann als Detektorstrom I_D gemessen werden.

$$I_D = \frac{\Delta Q_D}{\Delta t} \quad (6.3)$$

Für gewöhnlich werden in der konventionellen (d.h. $E_{PE} \gtrsim 20 \text{ keV}$) Elektronenstrahlithographie Marken mit Topographie- oder Materialkontrast eingesetzt. Im Folgenden sei nun näher auf das Zustandekommen der Ladungsänderung für diese Kontrastarten eingegangen.

6.1.1 Materialkontrast

Unterschiedliche Elektronenemissionskoeffizienten σ von verschiedenen Materialien führen zum Materialkontrast. Meist ist jedoch die Sekundärelektronenausbeute δ über die gesamte Probe nahezu konstant, so dass nur die Unterschiede im Rückstreuelektronenkoeffizienten η zum Signal beitragen. Für die Signalentstehung im Rau-Detektor bedeutet dies, dass die Ladungsänderungen auf der Probe durch Änderungen von η verursacht werden. Die durch den Rastervorgang ausgelöste zeitliche Variation von η ergibt das Signal. In Abbildung 6.1 ist dies grafisch dargestellt.

Ein wesentlicher Nachteil ist hier die Tatsache, dass nur der Übergang von einem Material zum Anderen abgebildet wird. Abhilfe kann hier allenfalls ein modulierter Elektronenstrahl kombiniert mit einer lock-in Technik zur Signalerfassung schaffen. Dabei erhält man in Bereichen mit größerem η ein größeres Signal. Dieses Verfahren wurde aber in der vorliegenden Arbeit nicht angewendet.

Bei der Markenerkennung in Elektronenstrahlithographiegeräten mit geringer Beschleunigungsspannung ($U_B \leq 2 \text{ kV}$) ist der Materialkontrast im Gegensatz zu Geräten mit hoher Beschleunigungsspannung nicht anwendbar [8]. Durch die auf den Marken befindliche Resistschicht ergibt sich kein oder nur ein sehr geringer Kontrast, da die maximale Austrittstiefe, aus der die BSE emittiert werden ungefähr die halbe Eindringtiefe ist und im Allgemeinen geringer als die Dicke der Resistschicht ist. Daher ist hier die Erkennung von Marken aufgrund von Topographiekontrast vielversprechender.

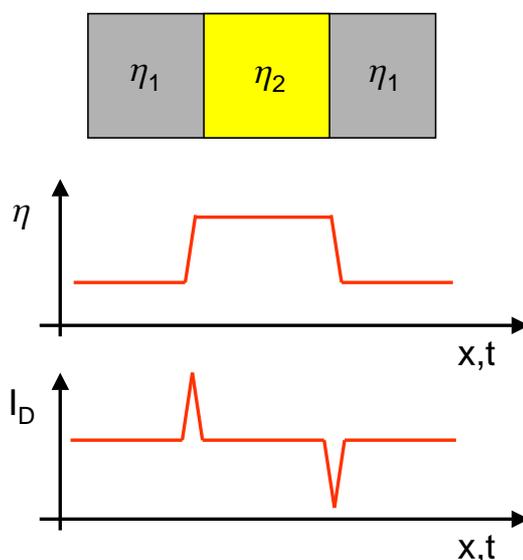


Abb. 6.1: Veranschaulichung der Signalentstehung im Rau-Detektor bei Materialkontrast. (A & B) Verlauf des Rückstreukoeffizienten η , (C) Resultierender Signalverlauf.

6.1.2 Topographiekontrast

Beim Topographiekontrast sind die Verhältnisse etwas anders als beim Materialkontrast. Die Marken werden nicht durch aufgebrachtes Material mit stark unterschiedlichem η hergestellt, sondern durch Ätzen einer Vertiefung in die Probe. Diese Vertiefungen sind meist rechtwinklig oder v-förmig ausgebildet. Die Kontrastentstehung beruht hier hauptsächlich auf dem Kanteneffekt [30]. Dies sei an einem einfachen Beispiel erläutert.

Wird ein Elektronenstrahl von links kommend über eine Kante gerastert, so erhält man die in Abbildung 6.2 (a) - (d) dargestellte Situation. Zuerst erhält man eine konstante Elektronenemission (a) und damit keine Ladungsänderung. Je näher der PE-Strahl der Kante kommt, desto mehr Elektronen (SE und BSE) treten aus der Flanke aus, da sich das Austrittsgebiet für die BSE und SE vergrößert. D.h. σ wird größer. An der Kante ergibt sich eine sprunghafte Änderung der Emission, da nun ein größerer Teil der Streubirne innerhalb der Probe liegt (b) (c). Das Signal fällt unter den ursprünglichen Wert ab. Entfernt man sich weiter von der Kante, so erhält man einen Anstieg im Signal bis zum Ausgangswert (d). Aus der unterschiedlich starke Elektronenemission resultiert eine Ladungsänderung auf der Probenoberfläche und es ergibt sich der in Abbildung 6.2 (d) skizzierte Verlauf des Signals.

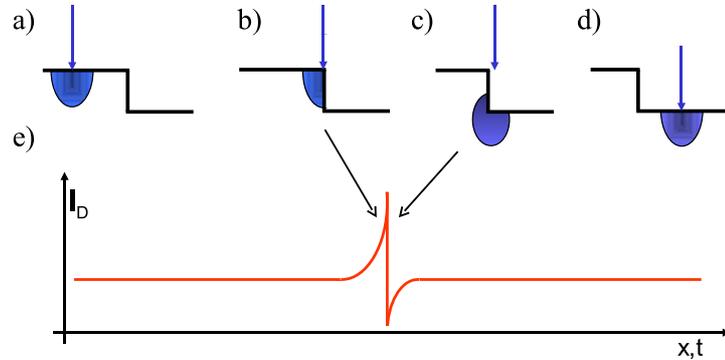


Abb. 6.2: Veranschaulichung der Signalentstehung im Rau-Detektor bei Topographiekontrast (a) - (d). Verlauf des Elektronenstrahls über eine Stufe mit entsprechender Streubirne in der Probe, (e) resultierender Signalverlauf.

6.2 Experimenteller Aufbau

Der Aufbau des Rau-Detektors ist denkbar einfach. Er besteht aus einer Elektrode, die als Drahtschleife ausgebildet, in geringem Abstand über der geerdeten Probe angebracht wird. Die Schleife wird dabei so positioniert, dass sie konzentrisch zum Elektronenstrahl liegt. Dadurch wird der PE-Strahl nicht oder nur geringfügig beeinflusst. In Abbildung 6.3 ist diese Anordnung skizziert.

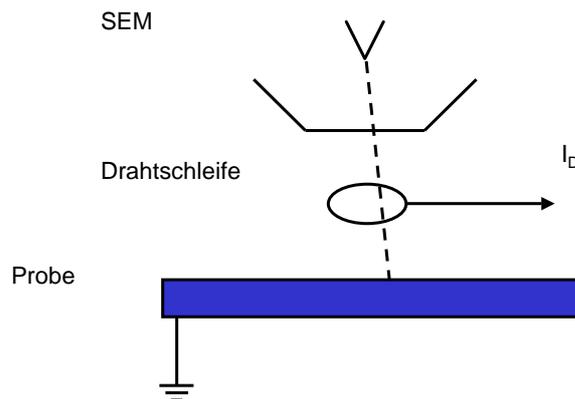


Abb. 6.3: Prinzipieller Aufbau eines Rau-Detektors bestehend aus einer Drahtschleife über einer geerdeten Probe.

Für die meisten Experimente in dieser Arbeit wurde jedoch ein modi-

fizierter Aufbau gewählt, da auch von der Probe emittierte SE und BSE auf eine solche Drahtschleife treffen und sich dem kapazitiv gekoppeltem Signal überlagern. Diese Beiträge stören die experimentelle Untersuchung des Rau-Detektors. Für die Unterdrückung der SE von der Probe gibt es zwei verschiedenen Methoden.

1. *Anlegen einer Bias-Spannung*

Durch Anlegen einer negativen Bias-Spannung von ungefähr 50 V an die Drahtschleife können die SE mit einer Energie $E_{SE} < 50\text{ eV}$, das sind mehr als 90 %, gehindert werden, die Schleife zu erreichen. Dadurch wird der Beitrag der SE zum Signal unterdrückt.

2. *Positionierung des Detektors unter der Probe*

Wird die Detektorelektrode unter der Probe angebracht, so können keine emittierten Elektronen auf die Detektorelektrode gelangen.

Um das rein kapazitiv gekoppelte Signal erfassen zu können, kommt jedoch aufgrund der BSE nur die zweite Methode in Frage. Denn neben den SE treffen auch BSE auf die Detektorelektrode. Diese können nicht durch eine Bias-Spannung unterdrückt werden. Ein weiterer Vorteil dieses Aufbaus ist die größere Elektrodenfläche, dadurch wird über die größere Kapazität die Signalhöhe nach Gleichung 6.3 größer. Der in den Experimenten verwendete

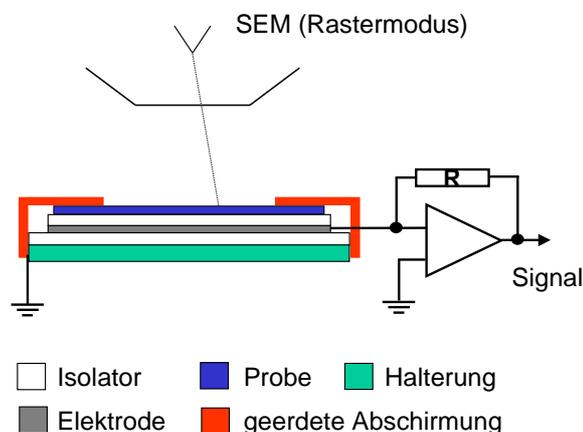


Abb. 6.4: Experimenteller Aufbau zur Untersuchung des Signals ohne störende Einflüsse durch Sekundär- oder Rückstreu-Elektronen.

Aufbau ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Wichtige Bestandteile sind dabei die runde Elektrode ($\varnothing \sim 10\text{ mm}$), eine dünne Isolierung zwischen Elektrode und Probe ($d \sim 80\text{ }\mu\text{m}$), eine beliebig dicke Isolierung zwischen Elektrode und Halterung sowie eine geerdete Abschirmung, die elektrischen Kontakt zur Probe haben muss. Ein Vorverstärker in der Vakuumkammer vervollständigt

den Aufbau. Die Ausgangsspannung des Vorverstärkers ist dabei so ausgelegt, dass die Bildaufzeichnung mit der Elektronik des REMs erfolgen konnte. Zur Aufnahme der Linescans wurde das verstärkte Signal aus der Vakuumkammer herausgeführt und mit einem Speicher-Oszilloskop aufgezeichnet.

Mit diesem Aufbau konnten verschiedene Experimente zur Markenerkennung und Bildaufzeichnung mit einem Rau-Detektor durchgeführt werden. Diese sind im nächsten Abschnitt beschrieben.

6.3 Experimente zur Markenerkennung und Bildaufzeichnung

Zur Markenerkennung in Elektronenstrahl-Lithographieanlagen werden oft Marken mit abwechselnd hohem und niedrigem Signal eingesetzt. Meist wird dabei eine den Barkerserien [63] ähnliche 1- oder 2-dimensionale Anordnung, wie z.B. in Abbildung 6.5, verwendet. Für die hier durchgeführten Experi-



Abb. 6.5: Ein- und Zweidimensionale Implementierung einer Barkerserie für Markenerkennung bei der Elektronenstrahlithographie.

mente wurden die in Abbildung 6.5 dargestellten Marken mit Topographiekontrast verwendet. Es handelt sich dabei um Ätzgruben unterschiedlicher Tiefe mit rechtwinkligem Profil, die in Silizium geätzt wurden. Die Ätztiefe der Marken wurde vor den Versuchen mit einem Profilometer bestimmt.

6.3.1 Bildaufzeichnung

Zunächst sei an einem Beispiel die grundsätzliche Verwendbarkeit eines Rau-Detektors zur Registrierung von Marken gezeigt. Abbildung 6.6 zeigt einen Vergleich zwischen einer Aufnahme mit SE und einem Everhart-Thornley-Detektor einerseits und einer Aufnahme mit einem Rau-Detektor andererseits. Beide Bilder wurden mit identischen Abbildungsparametern ($E_{PE} = 2 \text{ keV}$, $I_{PE} = 750 \text{ pA}$, $v_l = 20 \text{ ms/line}^1$) an einer Marke mit einer Tiefe von $d_G = 423 \text{ nm}$ gewonnen. In dieser Abbildung ist noch kein Vorteil des Rau-Detektors aus zu machen. Obwohl der Kontrast in der Aufnahme mit dem Rau-Detektor geringer als beim ETD ist, können alle Details erkannt werden. Insbesondere ist dabei auf die gut ausgeprägten Kanten der

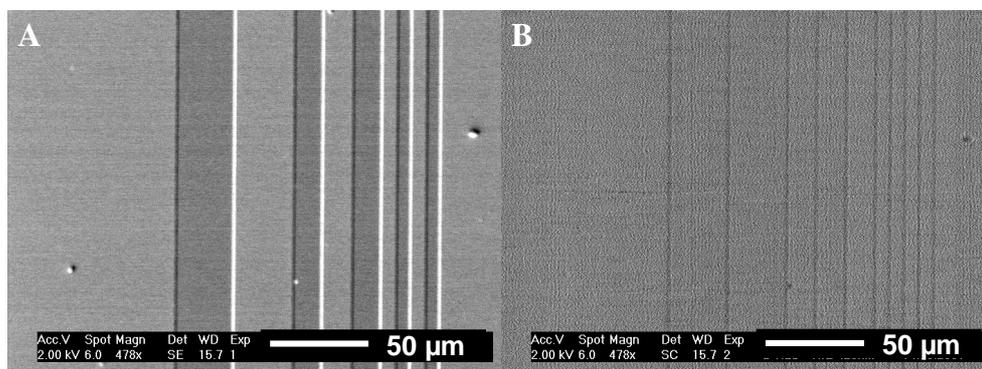


Abb. 6.6: Typische Marken für Lithographie mit Topographiekontrast. Aufgenommen mit: (A) Everhart-Thornley-Detektor mit Sekundärelektronen, (B) Rau-Detektor unter der Probe montiert. (Abbildungsparameter: $E_{PE} = 2 \text{ keV}$, $I_{PE} = 750 \text{ pA}$, $v_l = 20 \text{ ms/line}$ und $d_G = 423 \text{ nm}$)

Ätzgruben zu achten. Diese Kanten dienen in der Lithographie zur Markenerkennung. Zur näheren Untersuchung der Eigenschaften eines Rau-Detektors wurden Messungen zum SNR ausgewertet. Diese werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

6.3.2 Signal-Rausch-Verhältnis

Das SNR wurde dabei, wie auch schon bei den l-pn Detektoren aus Linescans über eine Marke ermittelt. Dazu wurde der Detektorstrom mittels eines Strom-Spannungs-Wandler auf ein Oszilloskop gegeben und, um das Rauschen zu vermindern, über 8 Scans gemittelt. Die mit dem Oszilloskop aufgezeichneten Linescans wurden abgespeichert und anschließend ausgewertet. Die Mittelung über mehrere Linescans war notwendig, um ein verlässliches Messergebnis zu bekommen.

In Abbildung 6.7 ist eine solche Messung dargestellt. Es handelt sich dabei um eine Ätzgrube mit einer Tiefe von $d_G = 205 \text{ nm}$, die bei einer Energie von $E_{PE} = 5 \text{ keV}$ und einem Probenstrom von $I_{PE} = 430 \text{ pA}$ untersucht wurde. Die Scangeschwindigkeit v_l betrug dabei 20 ms/line . Alle aufgenommenen Scans zeigen einen ähnlichen Rauschpegel. Linescans mit ausgeschaltetem Strahl ergaben einen ähnlich hohen Rauschpegel wie in Abbildung 6.7. Daher kann das Rauschen dem verwendeten IU-Wandler zugeschrieben werden. Nach der Theorie zur Signalentstehung ist dies nicht verwunderlich, da Rauschen beim Scannen über eine reine Siliziumoberfläche nur durch statistische Schwankungen in der Elektronenemission oder im Primärstrahl entstehen kann. Die daraus entstehenden Schwankungen im Detektorsignal sind aber wesentlich kleiner als das hier gemessene Rauschen.

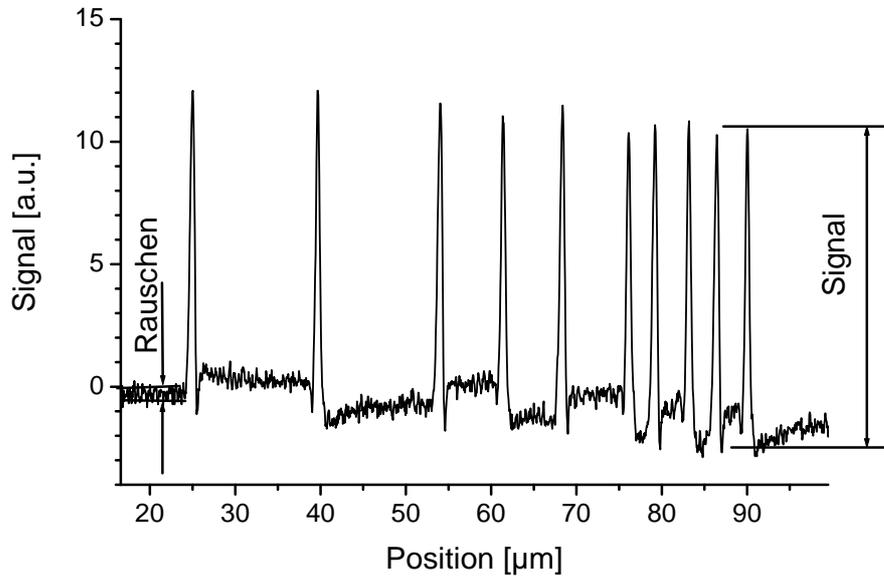


Abb. 6.7: Mit dem Oszilloskop aufgezeichneter Detektorstrom eines Linescans über eine Marke mit Topographiekontrast nach Abbildung 6.6 (B).
 (Parameter: Mittelung über 8 Scans, $E_{PE} = 5 \text{ keV}$, $I_{PE} = 430 \text{ pA}$, $v_l = 20 \text{ ms/line}$ und $d_G = 205 \text{ nm}$)

SNR von Proben ohne Resistbedeckung

Die Energieabhängigkeit des SNR wurde für verschieden tiefe Ätzgruben gemessen. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 6.8 dargestellt.

Man erkennt deutlich ein mit der Grabentiefe zunehmendes SNR für alle Energien. Dies ist mit der größeren lateralen Ausdehnung der Streubirne für höhere Energie der Primärelektronen und der damit verbundenen Erhöhung der Elektronenemission zu erklären. In diesem Bild kann jedoch die Abnahme des SNR mit steigender Energie für Ätzgruben geringer Tiefe nicht erklärt werden.

Die in Abschnitt 6.1.2 vorgestellte Plausibilitätsberachtung zur Signalentstehung bei Topographiekontrast beinhaltet eine Energieabhängigkeit des Signal beim Scannen über eine Kante. Durch die mit zunehmender Energie steigende Reichweite R der Elektronen ist auch eine größere Streubirne verbunden. Durch die Kante wird ein Teil der Streubirne abgeschnitten. Aus dieser Schnittfläche treten nicht nur gestreute Elektronen, sondern auch Sekundärelektronen aus. In der Summe ergibt dies ein Anstieg im Signal. Ist jedoch die Reichweite größer als die Grabentiefe, so wird wieder ein größerer Anteil an Elektronen in der Probe gestreut und können nicht austreten. Dies führt, wie hier für kleine Stufen beobachtet, zu einer Abnahme des Signals

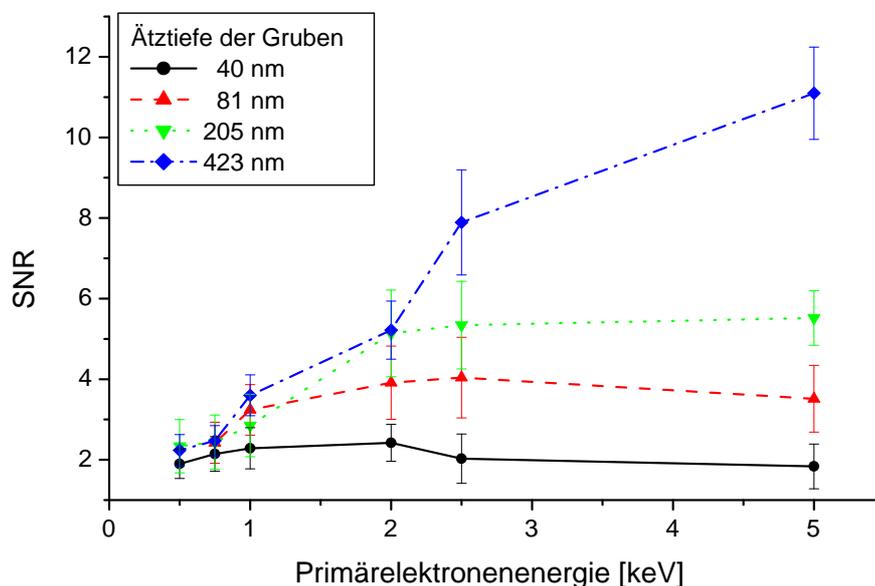


Abb. 6.8: SNR für verschieden tiefe Ätztgruben in Abhängigkeit der Energie der Primärelektronen.

mit steigender Energie.

Theoretische und experimentelle Untersuchungen von Mkrtchyan und Farrow [64] zum Kontrast² einer topographischen Marke bei Aufnahmen mit dem REM ergaben ein Maximum falls die Grabentiefe $d_G \sim 0.6 \cdots 0.8 \times R$ beträgt. Die vorliegenden Messungen an Siliziumproben bei einer Grabentiefe von 40 nm und 81 nm, dargestellt in Abbildung 6.8, zeigen ein nicht sehr ausgeprägtes Maximum im SNR. Tabelle 6.1 fasst die jeweiligen oberen und unteren Grenzen zusammen. Die Eindringtiefen wurden dabei der Abbildung A.1 im Anhang entnommen.

d_G	E_{PE}	R	d_G/R
40 nm	1 keV	42 nm	~ 0.95
	2 keV	118 nm	~ 0.33
81 nm	2 keV	118 nm	~ 0.68
	2,5 keV	167 nm	~ 0.48

Tab. 6.1: Ober- und Untergrenze für das Verhältnis von Grabentiefe zu Reichweite d_g/R zur Prüfung der Übereinstimmung der Messung mit der Theorie von Mkrtchyan und Farrow [64].

² In der hier vorliegenden Arbeit ist dies dem SNR gleich zu setzten.

Nach Mkrtchyan und Farrow [64] müßte das Maximum im SNR für $d_G = 40 \text{ nm}$ zwischen $E_{PE} = 1.1 \text{ keV}$ und $E_{PE} = 1.3 \text{ keV}$, bzw. zwischen $E_{PE} = 1.8 \text{ keV}$ und $E_{PE} = 2.2 \text{ keV}$ für $d_G = 81 \text{ nm}$. Die gemessenen Werte liegen also in ungefährender Übereinstimmung mit den theoretisch Erwarteten.

SNR von Proben mit Resistbedeckung

Im Allgemeinen werden die Marken bei der Lithographie jedoch mit einem elektronenempfindlichen Resist bedeckt sein. In der Niederenergie-Lithographie wird der Resist oft, wenn auch wegen möglicher Aufladungen ungewollt, nicht von den Elektronen durchstrahlt. Es ist daher wichtig zu zeigen, dass der Rau-Detektor auch unter solchen Bedingungen eine verlässliche Markenerkennung erlaubt. Daher wurden die Experimente des letzten Abschnittes mit einer Resist bedeckten Probe mit Gräben definierter Tiefe wiederholt. Als Resist wurden aufgeschleuderte PMMA-Schichten mit unterschiedlichen Dicken d_R verwendet.

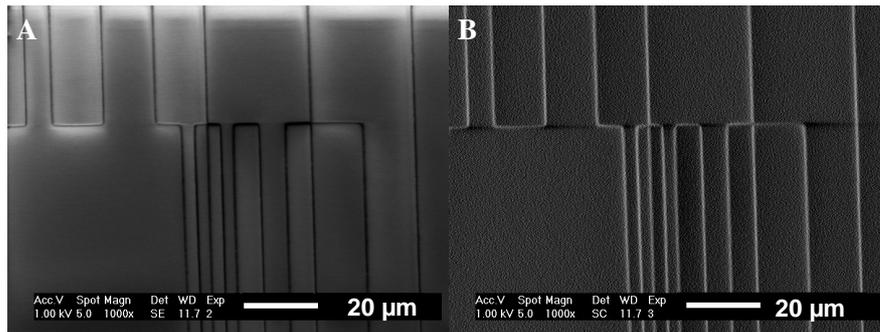


Abb. 6.9: Gegenüberstellung von Aufnahmen mit (A) Everhart-Thornley-Detektor und (B) Rau-Detektor einer mit Resist bedeckten Stufenstruktur.

Abbildungsparameter: $E_{PE} = 1 \text{ keV}$, $I_{PE} = 500 \text{ pA}$, $v_l = 20 \text{ ms/line}$, $d_G = 500 \text{ nm}$ und $d_R = 140 \text{ nm}$

In Abbildung 6.9 sind zunächst zwei Aufnahmen einer mit Resist bedeckten Stufenstruktur mit Everhart-Thornley-Detektor und Rau-Detektor gegenübergestellt. Wie schon in Abbildung 6.6 wurden für beide Aufnahmen dieselben Parameter ($E_{PE} = 1 \text{ keV}$, $I_{PE} = 500 \text{ pA}$, $d_G = 500 \text{ nm}$ und $d_R = 140 \text{ nm}$) verwendet. Dabei zeigen sich beim Everhart-Thornley – Detektor deutlich störende Aufladungen in der linken oberen Ecke. Diese sind in der Aufnahme mit dem Rau-Detektor nicht zu erkennen, da sehr langsame Änderungen der Ladungsverteilung auf der Probe nicht erfasst werden.

Die Messung des SNR für verschiedene Resistdicken ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Erkennbar ist neben der Energieabhängigkeit auch ein mit steigender Resistdicke abnehmendes SNR.

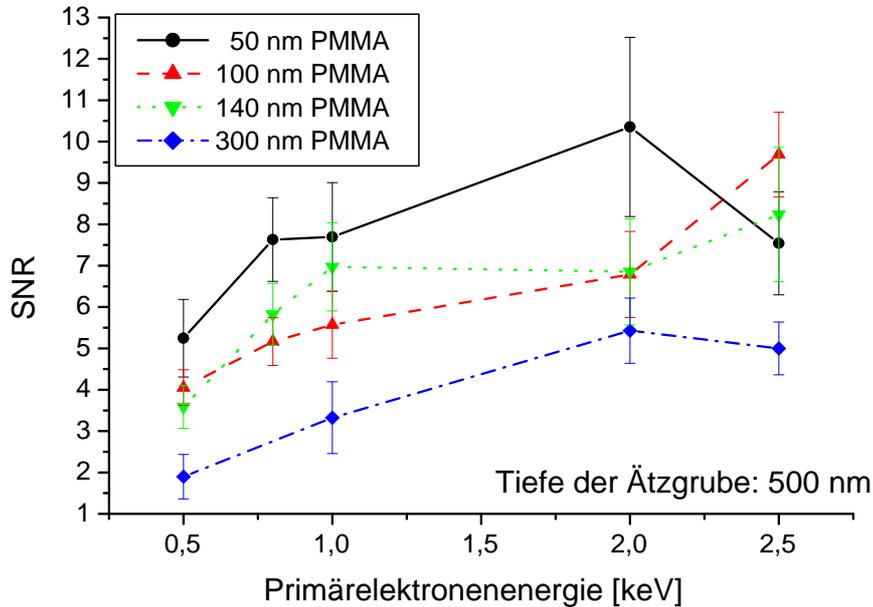


Abb. 6.10: SNR für verschieden dicke Resist-Schichten in Abhängigkeit der Energie der Primärelektronen. Die Ätztiefe der Marken beträgt 500 nm .

Für $E_{PE} = 0,5\text{ keV}$ ist selbst die dünnste der hier dargestellten Resist-schichten auf einer ebenen Fläche für rückgestreute Elektronen undurchsichtig. Durch den Resist kommt es zu einer Verrundung der Kanten, man erwartet also einen sehr geringen Topographiekontrast mit dem Rau-Detektor.

Die gemessenen SNR erklären sich aber durch unterschiedliche Widerstände der Resist bedeckten Probe beim Scannen über eine topographische Marke. Dadurch erhält man bei festem Potential einen leicht unterschiedlichen Driftstrom I_{drift} und somit nach Gleichung 6.1 einen Unterschied im Detektorstrom. Ähnliche Beobachtungen machten auch Nakasugi et al. [65] bei ihren Experimenten zur Ausnutzung eines Potentialkontrasts zur Markenerkennung in Niederenergie-Projektions-Lithographie-Geräten.

Bedenkt man, dass bei Verwendung von Korrelationsmethoden ein SNR von 0,25 für die Markenerkennung ausreicht [33], so ist dies mit dem Rau-Detektor bis zu einer Resistdicke von 300 nm bei einer Tiefe der geätzten Marke von 500 nm auch bei einer Energie der Primärelektronen von $E_{PE} = 0,5\text{ keV}$ gut möglich. Trotzdem ist eine Resistdicke dieser Größenordnung nicht sinnvoll, da es im Resist zu Aufladungen kommt die eine Abweichung des Schreibstrahls von der Sollposition nach sich ziehen kann.

6.3.3 Minimal detektierbare Abweichung

Mit dem SNR eng verwandt ist die minimal detektierbare Abweichung A_{md} von der Sollposition. Diese kann definiert werden als die Breite des Signals Δx beim Übergang über eine Kante dividiert durch SNR.

$$A_{md} = \frac{\Delta x}{SNR} \quad (6.4)$$

Abbildung 6.11 zeigt die minimal detektierbare Abweichung zusammen mit dem SNR für verschiedene Energien. Δx und SNR wurden aus Linescans gewonnen, die an 205 nm hohen Stufen aufgenommen wurden. Obwohl diese

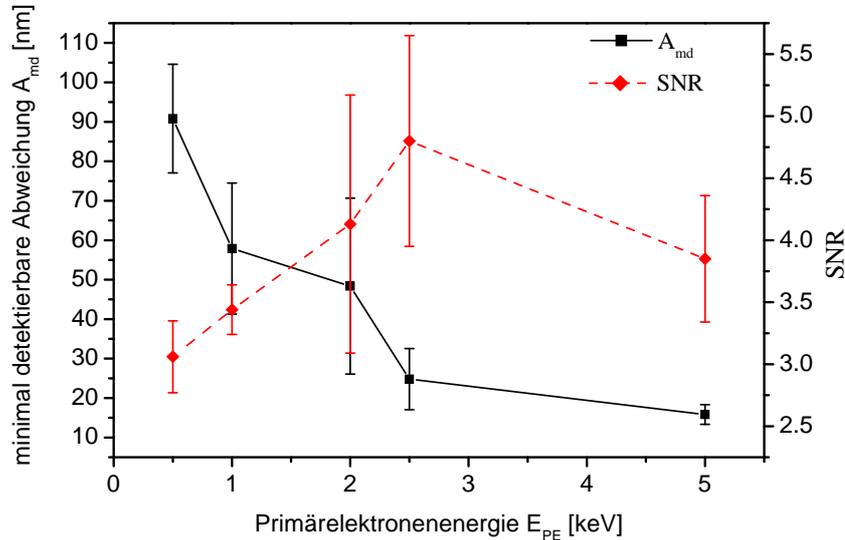


Abb. 6.11: Minimal detektierbare Abweichung A_{md} von der Sollposition für verschiedene Energien.

Werte für A_{md} bei weitem nicht die Anforderungen an einen 'Overlay' in der Lithographie erfüllen, so ist doch eine positive Zwischenbilanz aus den Messungen zum A_{md} zu ziehen. Es kann erwartet werden, dass durch den Einsatz von Korrelationsmethoden die minimal detektierbare Abweichung deutlich verringert wird und dann den Anforderungen genügt.

6.3.4 Bandbreite

Wie schon beim l-pn Detektor wurde die obere Grenze der Bandbreite aus Linescans über eine Kante bestimmt. Um ein für die Auswertung der Messungen akzeptables SNR zu erhalten wurden die Scans bei $E_{PE} = 5 \text{ keV}$ aufgenommen. Aus der Zeit $\Delta t_{10\%-90\%}$, die das Signal benötigt, um von

10 % auf 90 % des Maximalwertes anzusteigen, wird die Bandbreite berechnet. In Abbildung 6.12 ist der zeitliche Verlauf eines Scans über eine Stufe

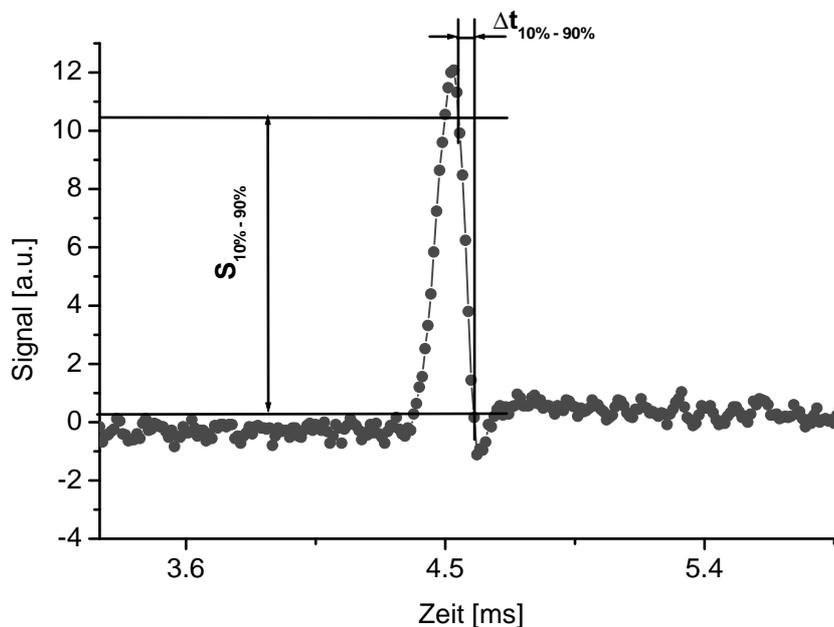


Abb. 6.12: Zeitlicher Verlauf des Signals beim Scannen des Elektronenstrahls über eine Stufe. Aus der Anstiegszeit (10 % - 90 %) ergibt sich die Bandbreite.

dargestellt. Es handelt sich um einen Ausschnitt einer Messkurve aus Abbildung 6.7. Es konnte keine Abhängigkeit der Bandbreite von der Energie der Primärelektronen beobachtet werden. Dies bedeutet, dass die Bandbreite nur von der Kapazität zwischen Detektorelektrode und Probe sowie dem Widerstand des externen Verstärkers abhängt.

Die gemessene Anstiegszeit beträgt $\Delta t_{10\%-90\%} = 53 \mu s$. Daraus ergibt sich für diesen Aufbau eine obere Grenze für die Bandbreite von $f_{max} = 18.7 kHz$.

Die untere Grenze der Bandbreite, d.h. die zur Signalerzeugung notwendige Frequenz, ist ebenfalls durch den externen Verstärker bestimmt. Hier spielt vor allem der minimal erfassbare Strom eine Rolle. Sehr langsame Ladungsänderungen auf der Drahtschleife resultieren nach Gleichung 6.3 in einem sehr geringen Detektorstrom. Eine kleinere Kapazität zwischen Detektor und Probe würde zu einer größeren Bandbreite führen, jedoch ist dann das Signal kleiner. Somit wäre wieder ein größerer Widerstand im Verstärker notwendig. Die Bandbreite des Rau-Detektors wird also wie bei allen anderen Detektoren auch hauptsächlich durch den externen Verstärker bestimmt. Hier ist ein Kompromiss zwischen den die Bandbreite begrenzenden Effekten

zu suchen. Ein kleiner Widerstand des Verstärkers ist hier wünschenswert, da so mit hoher Frequenz eine schnelle Markenerkennung durchgeführt werden kann. Dadurch verliert man aber die niedrigen Frequenzen, die zur detailreichen Bildaufzeichnung benötigt werden. Alle diese Punkte müssen in einer angestrebten Optimierung berücksichtigt werden.

6.4 Implementierung in Mikrosäulen

Eine unter der Probe als Rau-Detektor angebrachte Elektrode ist für die schnelle Markenerkennung in einem Array aus Mikrosäulen nicht praktikabel. Bei gleichzeitigem Betrieb der Säulen wäre das Gesamt-Signal des Detektors eine Überlagerung aller Einzel-Signale. Diese Mischung des Signals verhindert eine gleichzeitige Justierung der Säulen. Eine serielle Markenerkennung ist nicht schnell genug durchzuführen, um ein Mikrosäulen-Array sinnvoll zu betreiben.

Ein Array von Detektoren unter dem Wafer löst diese Problem nicht, denn durch Bewegung des Probenstisches unter dem Mikrosäulen-Array ist keine eindeutige Zuordnung zwischen Detektorsignal und Einzelsäule möglich.

Der ursprüngliche Aufbau des Rau-Detektors mit einer Drahtschleife über der geerdeten Probe (vgl. Abbildung 6.3) ist eine Lösung für dieses Problem. In jede Einzelsäule wird eine Leiterschleife unter der Objektivlinse integriert. Man erhält also eine Zuordnung zwischen Detektorsignal und Säule.

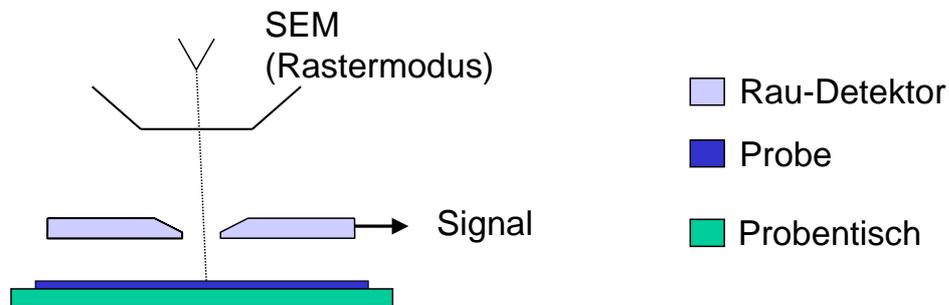


Abb. 6.13: Realisierung eines Rau-Detektors in einem REM als zusätzliche Blende zwischen Objektivlinse und Probe.

Eleganter ist es jedoch, nicht eine Drahtschleife zu verwenden, sondern eine zusätzliche, ausgedehnte Blende als Rau-Detektor einzusetzen. Im Folgenden wird dieser Aufbau als Top-Rau-Detektor oder T-Rau Detektor bezeichnet. In Abbildung 6.13 ist die Realisierung in einem REM skizziert. Dabei kann die Blende so groß wie eine Einzelsäule gebaut werden. Durch die größere Fläche ergibt sich eine größere Kapazität und somit nach Glei-

chung 6.2 und 6.3 ein größerer Detektorstrom. Hierbei ist aber, wie in Kapitel 6.3.4 ausgeführt, auf die Bandbreite zu achten.

Ein weiterer Vorteil dieses Aufbaus ist die zusätzliche Registrierung von SE und BSE die aus der Probe austreten. Diese auf die Blende treffenden Ströme addieren sich zum kapazitiv gekoppelten Signal, so dass sich ein höheres SNR ergibt.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten experimentellen Untersuchungen beschränken sich auf den prinzipiellen Nachweis der Verwendbarkeit eines T-Rau-Detektors zur Markenerkennung durch Bildaufzeichnung.

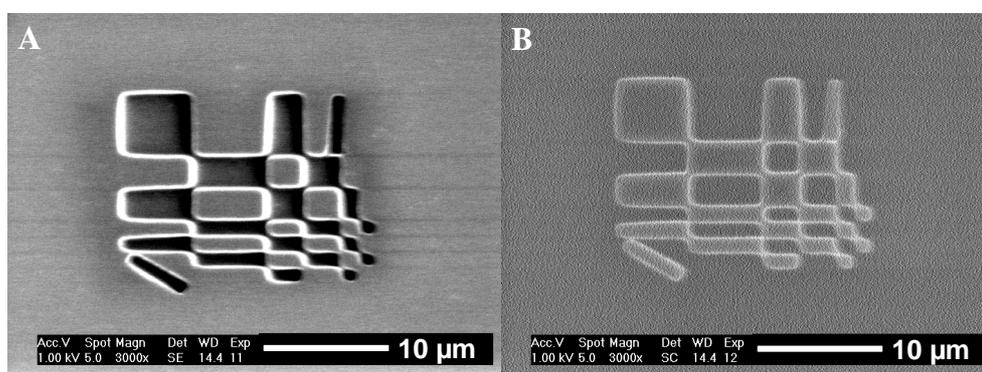


Abb. 6.14: (A) SE-Bild und (B) Rau-Bild einer als Ätzgrube verwirklichten Marke. Der T-Rau-Detektor ist ca. 1 mm über der Probe montiert. (Abbildungsparameter: $E_{PE} = 1\text{ keV}$, $I_{PE} = 682\text{ pA}$, $v_l = 20\text{ ms/line}$ und $d_G = 130\text{ nm}$)

Abbildung 6.14 zeigt Aufnahmen einer Justiermarke mit Topographie-Kontrast, die mit dem ETD und einem T-Rau-Detektor gewonnen wurden. In beiden Bildern sind die Abbildungsparameter ($E_{PE} = 1\text{ keV}$, $I_{PE} = 682\text{ pA}$, $v_l = 20\text{ ms/line}$ und $d_G = 130\text{ nm}$) gleich. Im SE-Bild ist deutlich der bei seitlich angebrachtem Everhart-Thornley-Detektor bekannte Effekt der scheinbar seitlichen Beleuchtung zu sehen. Die damit verbundenen asymmetrischen Signalverläufe beim Scannen über eine Marke erschweren die präzise Markenerkennung. Beim T-Rau-Detektor ist dieser Effekt nicht zu sehen. Die scharfe Abzeichnung der Kanten in der Aufnahme (Abbildung 6.14 (B)) mit dem T-Rau-Detektor belegt die Verwendbarkeit zur Markenerkennung bei einer Primärenergie von $E_{PE} = 1\text{ keV}$.

6.5 Abschließende Bemerkungen

Im Vergleich zu bereits untersuchten Detektoren ist zu beachten, dass der Rau-Detektor aufgrund seines Prinzips keine interne Verstärkung besitzt. Er

registriert Änderungen der Elektronenemission nicht wie die anderen Detektoren durch Änderung von Strömen die auf den Detektor treffen und danach verstärkt werden, sondern konvertiert durch Influenz die dadurch entstehenden Ladungsänderungen auf der Probe in einen im Detektor messbaren Strom.

Tabelle 6.2 listet neben dem Rau-Detektor auch noch die aus Tabelle 5.2 bekannten Halbleiter-Detektoren auf. Verglichen werden dabei die Größe und die Energie der zur Markenerkennung und Bildaufzeichnung verwendeten Elektronen.

	Größe	E in keV	g bei E_{min}	SNR	f_{max} in kHz	Bilder / Marken
v-pn Dioden	✓	≥ 5	≥ 500	?	100	✓ / ✓
MSM ^a	✓	≥ 1	~ 400	~ 15) ^b	✓ / ✓
l-pn	✓	≥ 1	≥ 100	~ 35	25	✓ / ✓
Rau	✓	≥ 0.5	NA	$> \sim 7$	18	✓ / ✓

^a Werte, soweit vorhanden, aus [29]

^b nicht experimentell bestimmt

Tab. 6.2: Vergleich wesentlicher Eigenschaften von Detektoren die bisher für Mikrosäulen diskutiert wurden. (✓ = erfüllt, X = nicht oder unzureichend erfüllt, NA = nicht Anwendbar) Dabei ist E_{PE} die Energie der Primärelektronen, g die Verstärkung und f_{max} die Bandbreite .

Der Rau-Detektor ist als Bottom- und auch als Top-Rau-Detektor zur Bildaufzeichnung und Markenerkennung bei einer Energie von $E_{PE} = 1 keV$ und sogar darunter geeignet. Sein wesentlicher Vorteil liegt in der Einfachheit der Anordnung. Da keine aktiven Elemente (pn-Übergang, Vervielfältigungskanal, ...) beteiligt sind, ist die Gefahr eines Ausfalls geringer als bei allen anderen vorgestellten Detektoren.

Die in Kapitel 6.1 ausgeführte qualitative Beschreibung der Signalentstehung kann nicht alle Besonderheiten des Rau-Detektors erklären. Hier ist eine genauere Untersuchung unter Einbeziehung aller Effekte, wie z.B. Streuung, Plasmonanregung, usw. in der Probe notwendig. Weitere Unbekannte dabei sind vor allen Dingen die Verteilung der Energieabgabe in der Probe, d.h. die Menge der erzeugten Ladungsträger pro Volumenelement in der Probe. Sowie die Diffusion der erzeugten Ladungsträger und der Stromfluss gegen Erde zum Ausgleich der induzierten und emittierten Elektronen. Außerdem spielen noch die Rekombinationsmechanismen und deren Zeitkonstanten eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Hier sind sicher noch viele Untersuchungen notwendig um alle Faktoren gebührend berücksichtigen zu können.

7. ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit Elektronendetektoren für den Einsatz in miniaturisierten Elektronenstrahl-Lithographiegeräten. Es wurde untersucht welche Detektoren die Anforderungen für Bildaufzeichnung und Markenerkennung erfüllen. Die wesentlichen Punkte waren dabei die Energie der Primärelektronen, die Verstärkung, der Dunkelstrom, sowie die Bandbreite des Detektors. Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Baugröße besonders im Hinblick auf einen Einsatz in Mikrosäulen-Arrays.

Zu Beginn der Arbeit wurden die Anforderungen an die möglichen Detektoren definiert und bestehende Detektoranordnungen beurteilt. Es zeigte sich, dass diese die Anforderungen nicht in allen Punkten erfüllen. Alle Detektoren haben eine für die Markenerkennung ausreichende Bandbreite, ebenso eine hinreichende Verstärkung. Dennoch sind sie nicht oder nur sehr begrenzt für Mikrosäulen geeignet. Die Gründe hierfür sind im Einzelnen:

- Beim Everhart-Thornley-Detektor, dem klassischen Detektor für Raster-Elektronen-Mikroskope, ist die im Gegensatz zur angestrebten Miniaturisierung große Bauweise der wesentliche Nachteil.
- Der ebenfalls in konventionellen Elektronen-Mikroskopen eingesetzte pn-Detektor mit vertikalem pn-Übergang ist aufgrund der hohen erforderlichen Primärelektronenenergien nicht geeignet.
- Bei den in Mikrosäulen schon eingesetzten Mikro-Kanal-Platten (MCP) sind vor allem die Baugröße und die zum Betrieb notwendigen hohen Spannungen Punkte, die es sinnvoll machen nach Alternativen zu suchen.
- Beim MSM-Detektor ist der hohe Dunkelstrom das Ausschlusskriterium für die Bildaufzeichnung mit Mikrosäulen.

Diese und andere Gründe ergaben die Notwendigkeit weitere Detektoren in die Betrachtungen einzuschließen. Diese waren der neu entwickelte laterale pn-Detektor und der sogenannte Rau-Detektor. Zu diesen Systemen im Folgendem mehr.

Der laterale pn-Detektor besteht aus fingerförmig, Phosphor dotierten Bereichen auf einem p-Typ Silizium-Halbleiter. Die Raumladungszone des entstehenden pn-Übergangs reicht am Rand der Finger bis an die Oberfläche. Das resultierende elektrische Feld ermöglicht eine Trennung der Ladungsträgerpaare, die durch eindringende Elektronen entstehen. Da auch sehr oberflächennahe Ladungsträgerpaare getrennt werden können, eignet sich der laterale pn-Detektor auch bei geringen Primärenergien zur Bildaufzeichnung und Markenerkennung.

Ein wesentlicher Punkt dieser Arbeit war die Herstellung und die Evaluation eines Prototypen dieses Detektors und die Untersuchung des Einflusses der Dimensionen auf die Eigenschaften des Detektors. Es zeigte sich, dass die Ausdehnung der Raumladungszone ein kritischer Faktor ist. Ausgehend von numerischen Berechnungen des zwei dimensional Dotierprofils der Finger wurde die Breite der Raumladungszone entlang der Oberfläche berechnet und graphisch dargestellt. Eine experimentelle Überprüfung der theoretischen Berechnungen erfolgte durch EBIC-Aufnahmen der Detektoroberfläche. Wie erwartet ergab sich eine im Rahmen der Messgenauigkeit und der Genauigkeit der Annahmen gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie. Es ergab sich die doppelte Breite der Raumladungszone als Optimum für den Fingerabstand.

Der gefertigte Prototyp hat eine laterale Abmessung von $5 \times 5 \text{ mm}^2$. Bei einer Fingerbreite von $b = 1 \mu\text{m}$ und einer Periode der Finger von $p = 5 \mu\text{m}$ ergibt sich bei einer Breite der Raumladungszone von $w = 800 \text{ nm}$ eine effektive Verstärkung von $g = 100$ bei einer Primärenergie von $E_{PE} = 1 \text{ keV}$, bzw. $g = 200$ bei $E_{PE} = 2 \text{ keV}$. Die mit diesem Detektor erreichte Bandbreite betrug $f_{max} = 25 \text{ kHz}$. Dieses Messergebnis stimmt mit dem für eine Kapazität $C_D = 1.5 \text{ nF}$ und einem Widerstand $R_a = 23.45 \text{ k}\Omega$ erwarteten Ergebnis hinreichend gut überein. Weitere Experimente ergaben für $E_{PE} = 1 \text{ keV}$ und $I_{PE} = 1 \text{ nA}$ ein Signal-Rausch-Verhältnis von $SNR > 30$. Dies ist zur Bildaufzeichnung und Markenerkennung ausreichend. Mit einem speziellen Halter konnten in einem konventionellen REM Bilder von Gold-Marken auf Silizium unter Bedingungen wie sie in einer Mikrosäule vorliegen ($W_D = 1 \text{ mm}$, $E_{PE} = 1 \text{ keV}$ und $I_{PE} = 1 \text{ nA}$) aufgenommen werden.

Die aus den erwähnten EBIC-Experimenten gewonnenen Erfahrungen lassen den Schluss zu, dass bei Beachtung der korrekten Designparameter eine Verstärkung von $G_{eff} = 200$ für $E_{PE} = 1 \text{ keV}$ erreicht werden kann. Dadurch verbessert sich auch die Funktionalität im Bereich Bildaufzeichnung bzw. Markenerkennung.

Ein weiterer wichtiger Punkt in dieser Arbeit ist die Untersuchung des Rau-Detektors im Hinblick auf seine Funktionalität zur Markenerkennung in Mikrosäulen. Im Gegensatz zu herkömmlichen Detektoren, bei denen ein

auf den Detektor treffender Elektronenstrom zur Signalerzeugung verwendet wird, wird beim Rau-Detektor die durch den Primärstrahl induzierte Ladungsänderung auf der Probe verwendet. Durch kapazitive Kopplung wird auf einer Elektrode nahe der Probe eine Ladung induziert, deren zeitliche Änderung als Strom gegen Erde gemessen werden kann.

Der Rau-Detektor zeichnet sich insbesondere durch seinen einfachen Aufbau aus. Er besteht im Wesentlichen aus einer Elektrode, die in der Nähe der zu untersuchenden Probe angebracht wird. Hier geschah dies durch eine zum Primärstrahl konzentrische Lochblende (T-Rau-Detektor) oder durch eine isolierte Elektrode unter der Probe (B-Rau-Detektor). Die zweite Methode hat den Vorteil, dass keine von der Probe gestreuten Elektronen auf den Detektor treffen und so auch nicht das kapazitive Signal verfälschen können.

Mit dem B-Rau-Detektor wurde das Signal-Rausch-Verhältnis von Siliziumproben mit Topographie-Kontrast untersucht. Der Topographie-Kontrast auf den Siliziumproben wurde durch unterschiedlich tief geätzte Gruben mit rechtwinkligem Profil verwirklicht. Für das Signal-Rausch-Verhältnis ergaben sich die bekannten Abhängigkeiten von der Primärenergie und der Grabentiefe. Bei einer Energie der Primärelektronen $E_{PE} = 1 \text{ keV}$ und einer Grabentiefe $d_G > 40 \text{ nm}$ konnte ein $SNR > 2$ für Proben ohne Resistbedeckung ermittelt werden. Zur Bildaufzeichnung ist dies nicht ausreichend, aber bei Verwendung von Korrelationsmethoden kann damit noch Markenerkennung durchgeführt werden.

Wichtiger sind jedoch die Ergebnisse mit resistbedeckten Proben. Hier erwies sich die Detektionsmethode des Rau-Detektors als Vorteil. Da sich langsam veränderliche Aufladungen der Probe nicht unmittelbar störend auswirken. Bei normaler Abbildung mit Sekundärelektronen ist dies jedoch der Fall. So konnte bei einer Grabentiefe $d_G = 500 \text{ nm}$ mit einer Primärenergie $E_{PE} = 1 \text{ keV}$ ein Signal-Rausch-Verhältnis von $SNR > 3$ bei einer Resistdicke $d_R < 300 \text{ nm}$ gemessen werden.

Auch die Bandbreite des Rau-Detektors ist ausreichend für die Bildaufzeichnung oder die Markenerkennung. Aus der Anstiegszeit eines Linescans über eine Kante wurde die Bandbreite zu $f_{max} = 18.7 \text{ kHz}$ bestimmt.

Verwendet man den T-Rau-Detektor so ergibt sich ein etwas anderes Bild. Die wesentliche Änderung ist dabei in der Signalhöhe zu sehen. Die auf den Detektor treffende Sekundär- und Rückstreu-Elektronen addieren sich positiv zum kapazitiv gekoppelten Signal. Dadurch wird vor allem die Qualität der aufgezeichneten Bilder und Marken verbessert. So konnte mit einem T-Rau-Detektor, der ca. 1 mm über der Probe angebracht war auch mit $E_{PE} = 1 \text{ keV}$ noch ein Bild mit sehr scharfen Kanten der Gräben aufgenommen werden.

Sowohl der laterale pn-Detektor als auch der Rau-Detektor sind prinzipiell

für den Einsatz in Mikrosäulen geeignet, obwohl noch offene Fragen bestehen. In Tabelle 7.1 sind die wesentlichen Punkte der Untersuchungen noch einmal im Vergleich zum MSM-Detektor zusammen gestellt. In fast allen Punkten sind der laterale pn-Detektor und der Rau-Detektor dem MSM-Detektor überlegen. Auf einen Vergleich zum MCP wird hier bewusst verzichtet, da das MCP aufgrund der beschriebenen Nachteile nicht unbedingt als Detektor in Mikrosäulen geeignet ist. Besonders hervorgehoben werden soll nur die hohe Betriebsspannung und die große Bauform.

Anforderung	MSM (GaAs) ^a	l-pn (Si)	Rau
Bauhöhe	600 μm	600 μm	250 μm
laterale Dimension	$\sim 5 mm$	$\sim 5 mm$	$\sim 5 mm$
Energie (E_{PE})	$\geq 1 keV$	$\geq 1 keV$	$\geq 0.5 keV$
OAR	0.184	0.36	NA ^b
$g @ E_{PE} = 1 keV$	~ 400	~ 100	NA ^c
$SNR @ I_{PE} = 1 nA$	15	32	7
f_{max}	? ^d	25 kHz	18.7 kHz
Markenerkennung	✓	✓	✓
Bildaufzeichnung	bedingt	✓	✓

^a Werte, soweit vorhanden, aus [29]

^b nicht anwendbar

^c nicht anwendbar

^d nicht experimentell bestimmt

Tab. 7.1: Zusammenstellung wesentlicher Eigenschaften von Detektoren für Mikrosäulen. Es werden, wenn vorhanden, die in dieser Arbeit erzielten experimentellen Ergebnisse wiedergegeben.

Dabei ist g die Verstärkung, SNR das Signal-Rausch-Verhältnis und f_{max} die Bandbreite des Detektors.

ANHANG

A. EINDRINGTIEFE VON ELEKTRONEN IN FESTKÖRPER

Dringen Elektronen in einen Festkörper ein so verlieren sie durch Stöße mit den Atomen Energie. Der Energieverlustfaktor $S = \left| \frac{dE}{ds} \right|$ kann für kleine Energien durch die modifizierte Bethe-Formel [66] beschrieben werden.

$$S = \frac{dE}{ds} = \left[-7850 \frac{\rho Z}{AE} \cdot \ln \left(\frac{1.166(E + kJ)}{J} \right) \right] \frac{eV}{nm}. \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist:

E	Elektronenenergie (in eV)
s	Länge der Trajektorien (in nm)
ρ	Dichte (in g/cm^{-3})
Z	Kernladungszahl
A	Atommassenzahl
k	eine Materialkonstante
J	mittlere Ionisationsenergie

Die mittlere Ionisationsenergie J kann durch folgende empirische Beziehungen approximiert werden:

$$\begin{aligned} J &= 9.76 Z + \frac{58.8}{Z^{+0.19}} \text{ (eV)} && \text{für } Z \geq 13 \\ J &= 11.5 Z \text{ (eV)} && \text{für } Z \leq 12 \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Bei Joy und Luo [66] ist der k -Faktor für einige Elemente tabelliert. In guter Näherung kann jedoch für alle Elemente mit $k = 0.85$ gerechnet werden, da selbst bei Kohlenstoff ($k = 0.77$) die Abweichung des Energieverlustfaktors kleiner als 10 % vom genauen Wert ist.

Die Eindringtiefe R von Elektronen in einen Festkörper, auch Reichweite genannt, wird durch Integration des reziproken Energieverlustfaktors entlang des Weges der Elektronen im Festkörper berechnet.

$$R = R_{50} + \int_{50}^{E_{PE}} \left[1 / \left(\frac{dE}{ds} \right) \right] dE \quad (\text{A.3})$$

Gleichung A.1 ist nur für $E > 50 eV$ gültig, daher wird die Reichweite R_{50} bei einer Restenergie von $50 eV$ zum Ergebnis der Integration addiert und

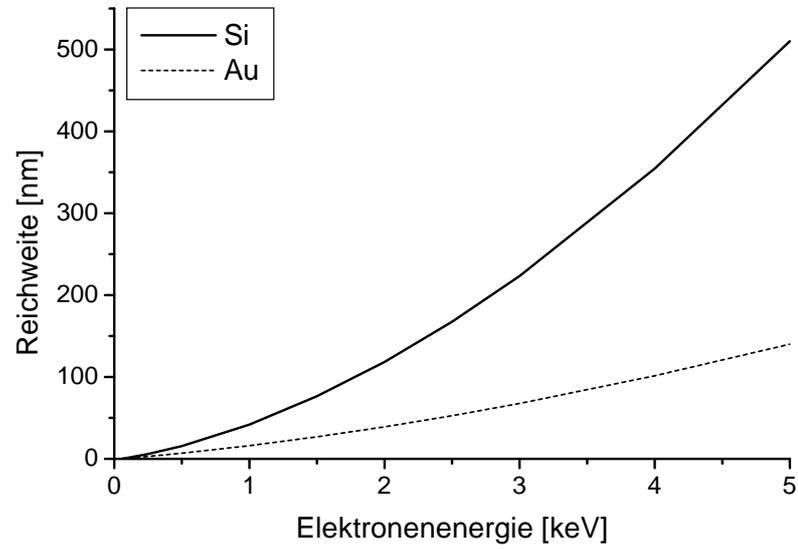


Abb. A.1: Nach Gleichung A.3 berechnete Reichweite von Elektronen in Festkörper in Abhängigkeit der Primärenergie. Dargestellt für Silizium und Gold.

nur von $E = 50 \text{ eV}$ bis $E = E_{PE}$ integriert. R_{50} kann durch Monte-Carlo Simulationen gewonnen werden. Da jedoch R_{50} nur wenige nm beträgt [67] wird hier $R_{50} = 0$ gesetzt. Abbildung A.1 zeigt die so berechnete Eindringtiefe von Elektronen für Gold und Silizium.

B. L-PN DETEKTOR PROZESS

Im Folgenden ist der Prozess zur Herstellung eines l-pn Detektors aufgelistet. Der findige Laborant sollte damit keine Probleme haben den hier vorgestellten Detektor nach zubauen.

lokales Dünnen des Wafers

1. Grundreinigung

- (a) Caro'sche-Säure gegen grobe organische Verunreinigungen
5 *min* in H_2SO_4 mit H_2O_2 (2:1)
- (b) spülen mit Reinstwasser
- (c) SC-I gegen organische Verunreinigungen
10 *min* in NH_4OH : H_2O_2 : Reinstwasser (1:1:5) bei 70 °C
- (d) spülen mit Reinstwasser
- (e) SC-II gegen anorganische Verunreinigungen
10 *min* in HCl : H_2O_2 : Reinstwasser (1:1:6) bei 70 °C
- (f) spülen mit Reinstwasser

2. Optische Lithographie: Justiermarken auf Vorderseite

- (a) Dehydrieren bei 200 °C ca. 15 *min* auf der Heizplatte
- (b) Haftvermittler aufbringen
HMDS aufbringen und 1 *min* einwirken lassen
Abschleudern: 60 *s* bei 6000 *U/min* acc.: 9
- (c) belackten mit 1,8 μm maP215-S Positivlack¹
Anschleudern: 5 *s* bei 2000 *U/min* acc.: 9
Abschleudern: 40 *s* bei 4000 *U/min* acc.: 3
- (d) Prebake 3 *min* bei 90 °C auf Heizplatte
- (e) Belichtung 20 *s* mit Dosis 36 mW/cm^2 (mit $\lambda = 400 nm$)
- (f) Entwicklung ca. 40 *s* schwenken in maD371²
- (g) Spülen mit Reinstwasser

¹ Micro Resist Technology

² Micro Resist Technology

- (h) trocken blasen mit N_2
 - (i) Hardbake: 3 *min* 110° C auf der Heizplatte
3. Übertragen der Marken ins Si durch Trockenätzen.
- (a) Ätzen im PlasmaLab80³
 Gasflüsse = 45 *sccm* CHF_3 ; 6 *sccm* O_2
 Druck = 0.75 *Torr*
 Leistungsdichte = 0.5 W/cm^2
 Ätzrate = 20 *nm/min*
 Äztiefe = \sim 500 *nm*
 - (b) Lackentfernen mit Aceton im Ultraschallbad
4. SiN_x Abscheidung: 800 *nm* Schichtdicke auf Vorder- und Rückseite
- (a) Grundreinigung
 - (b) Nitrid-Abscheidung im PlasmaLab80
 Gasflüsse = 20 *sccm* SiH_4 4 % in N_2 ; 20 *sccm* NH_3
 Druck = 1 *Torr*; Temperatur = 350 °C
 Leistungsdichte = 0,094 W/cm^2
 Abscheiderate = 20 *nm/min*
5. Optische Lithographie (Back-Side-Alignment): Fensteröffnung auf Waferrückseite (Größe: 2,5 *mm* × 2,5 *mm*)
- (a) Dehydrieren
 - (b) Haftvermittler aufbringen
 - (c) belackten mit 1,8 μm maP215-S Positivlack
 - (d) Prebake
 - (e) Belichtung
 - (f) Entwicklung
 - (g) Spülen mit Reinstwasser
 - (h) trocken blasen mit N_2
 - (i) Hardbake
6. Übertragen der Öffnung ins SiN_x durch Trockenätzen
- (a) Ätzen im PlasmaLab80
 Gasflüsse = 27,5 *sccm* CHF_4 ; 3,3 *sccm* O_2
 Druck = 0.1 *Torr*
 Leistungsdichte = 0,468 W/cm^2
 Ätzrate = 54 *nm/min*
 Äztiefe = 800 *nm*

³ Oxford Instruments

- (b) Lackentfernen mit Aceton im Ultraschallbad
7. Nasschemisches Ätzen in TMAH-Lösung (25 %ig) bei $85^\circ C$,
 Ätzrate = $0,55 \mu m/min$
 Ätztiefe = $500 \mu m$

Ätzen des Mitteloches

1. Grundreinigung
2. Optische Lithographie: Mittelloch
 - (a) Dehydrieren bei $200^\circ C$ ca. $15 min$ auf der Heizplatte
 - (b) Haftvermittler aufbringen
 HMDS aufbringen und $1 min$ einwirken lassen
 Abschleudern: $60 s$ bei $6000 U/min$ acc.: 9
 - (c) belackten mit $600 nm$ maP405-S Negativlack⁴
 Anschleudern: $5 s$ bei $2000 U/min$ acc.: 9
 Abschleudern: $60 s$ bei $4000 U/min$ acc.: 3
 - (d) Prebake $3 min$ bei $85^\circ C$ auf Heizplatte
 - (e) Belichtung $20 s$ mit Dosis $36 mW/cm^2$ (mit $\lambda = 400 nm$)
 - (f) Entwicklung ca. $50 s$ schwenken in maD332⁵
 - (g) Spülen mit Reinstwasser
 - (h) trocken blasen mit N_2
 - (i) Hardbake: $5 min$ $105^\circ C$ auf der Heizplatte
3. Aufdampfen von $500 nm$ Chrom
 Elektronenstrahl-Verdampfung mit $0,1 \frac{nm}{min}$ bei $1 \cdot 10^{-6} mbar$
4. Lift-Off mit Azeton im Ultraschallbad
5. Trockenätzen des Mittelochs von der Vorderseite
 - (a) Ätzen im RIE System 4000⁶
 Schritt # 1
 Gasflüsse = $40 \frac{ml}{min} SF_6$; $10 \frac{ml}{min} CHF_3$; $12 \frac{ml}{min} O_2$
 Druck = $0.04 mbar$
 Leistungsdichte = $0,662 W/cm^2$
 Ätzrate = $750 nm/min$
 Ätztiefe = $15 \mu m$

⁴ Micro Resist Technology

⁵ Micro Resist Technology

⁶ Technics - Plasma

Schritt # 2

Gasflüsse = $40 \frac{ml}{min} SF_6$; $10 \frac{ml}{min} CHF_3$; $16 \frac{ml}{min} O_2$

Druck = $0.04 mbar$

Leistungsdichte = $0,530 W/cm^2$

Ätzrate = $625 nm/min$

Äztiefe = $25 \mu m$

gesamte Äztiefe = $40 \mu m$

6. Nasschemisches Entfernen der Chrom- und SiN_X -Schicht

- (a) Cr ätzen bei $50^\circ C$ in Cr-Ätzlösung bestehend aus:
50 g Ammoniumcer(IV)sulfat-Dihydrat in 900 ml Reinstwasser / 30 ml konz. H_2SO_4
- (b) SiN_X Entfernung mit Flußsäure (HF 50 % ig)

Fingerstrukturierung

1. Grundreinigung (wie oben).
2. Thermische Oxidation
 - (a) Wafer in den kalten Ofen⁷ stellen, O_2 auf (Fluß = 5 *skt*)
 - (b) Ofen auf $1150^\circ C$ heizen
 - (c) Nach 2 : 30 h den Ofen abschalten und passiv auskühlen lassen
 - (d) nach einer weiteren Stunde die Wafer aus dem Ofen nehmen und O_2 abstellen

Dies ergibt eine Oxid-Dicke von 250 nm
3. Elektronenstrahl-Belichtung der Fingerstruktur
 - (a) belackten mit 150 nm PMMA 2041 gelöst in Isobutyl-methylketon (MIBK) (2,5 % ige Lösung)
Anschleudern: 15 s bei 1600 U/min acc.: 9
Abschleudern: 50 s bei 5500 U/min acc.: 3
 - (b) Bake $\geq 1 h$ bei $160^\circ C$ im Trockenschrank
 - (c) Belichtung mit 500 pA Strahlstrom, Dosis $200 \mu C/cm^2$
 - (d) Entwicklung: 50 s schwenken in IPA:MIBK (2:1) bei ca. $20^\circ C$
 - (e) Spülen mit IPA und Reinstwasser
 - (f) trocken blasen mit N_2
4. Oxidätzen
mit Ammoniumfluorid-Ätzmischung (enthält 12 % HF)
Ätzzeit = 1 min 30 sec (bestimmt an einem Vorläufer)

⁷ Lindberg

Phosphordiffusion

1. Diffusion von Phosphor bei $900\text{ }^\circ\text{C}$, 30 min im Rohrfen⁸ unter Ar-Schutzgas.

Rückseitenätzung, Metallisierung

1. Fertigstellung des Mittellochs Trockenätzen von der Rückseite im RIE System 4000⁹ bis Mittelloch vollständig frei gelegt ist

Prozessparameter

$$\text{Gasflüsse} = 40 \frac{\text{ml}}{\text{min}} \text{ SF}_6; 10 \frac{\text{ml}}{\text{min}} \text{ CHF}_3; 12 \frac{\text{ml}}{\text{min}} \text{ O}_2$$

$$\text{Druck} = 0.04 \text{ mbar}$$

$$\text{Leistungsdichte} = 0,662 \text{ W/cm}^2$$

$$\text{Ätzrate} = 750 \text{ nm/min}$$

2. Entfernen der Diffusionsmaske
durch ätzen in Ammoniumfluorid-Ätzmischung (enthält 12% HF)
3. Optische Lithographie: Metallisierung der Kontakte
 - (a) Grundreinigung (wie oben)
 - (b) Dehydrieren bei $200\text{ }^\circ\text{C}$ ca. 15 min auf der Heizplatte
 - (c) Haftvermittler aufbringen
HMDS aufbringen und 1 min einwirken lassen
Abschleudern: 60 s bei 6000 U/min acc.: 9
 - (d) belackten mit $1,8\text{ }\mu\text{m}$ maP215-S Positivlack
Anschleudern: 5 s bei 2000 U/min acc.: 9
Abschleudern: 40 s bei 4000 U/min acc.: 3
 - (e) Prebake 3 min bei $90\text{ }^\circ\text{C}$ auf Heizplatte
 - (f) Belichtung 20 s mit Dosis 36 mW/cm^2 (mit $\lambda = 400\text{ nm}$)
 - (g) Entwicklung ca. 40 s schwenken in maD371
 - (h) Spülen mit Reinstwasser
 - (i) trocken blasen mit N_2
4. Aufdampfen der Kontakte aus Titan und Aluminium
 - (a) Aufdampfen von 50 nm Titan
Elektronenstrahl-Verdampfung mit $0,1 \frac{\text{nm}}{\text{min}}$ bei $1 \cdot 10^{-6}\text{ mbar}$
 - (b) Aufdampfen von 250 nm Aluminium
Thermische-Verdampfung mit $0,1 \frac{\text{nm}}{\text{min}}$ bei $1 \cdot 10^{-6}\text{ mbar}$
5. Lift-Off mit Azeton im Ultraschallbad

⁸ Lindberg Hevi-Duty

⁹ Technics - Plasma

Brechen und Kontaktieren

1. Brechen oder Sägen auf endgültige Größe.
2. Aufkleben auf Halterung und Kontaktierung mit dem Drahtbonder (Aluminium Draht).

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] *The International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS)*. Se-maTech, <http://public.itrs.net>, 2003 Edition
- [2] L. DREESKORNFELD, J. HARTWICH, J. KRETZ, L. RISCH, W. ROESNER, and D. SCHMITT-LANDSIEDEL. *Nanoscale Electron Beam Lithography and Etching for FD-SOI Devices*. Zur Veröffentlichung eingereicht in J. Vac. Sci. Technol. B
- [3] JOHANNES KRETZ. *Persönliche Mitteilung*, 2002
- [4] *Mask-Less Lithography (ML2), Workshop in Erfurt, Germany*. Zusammenfassung von Patrick de Jager, 21./22. März 2002
- [5] P. KRUIT. *High throughput electron lithography with the multiple aperture pixel by pixel enhancement of resolution concept*. J. Vac. Sci. Technol. B, 16(6) (1998), 3177 – 3180
- [6] B.J. KAMPHERBEEK, M.J. WIELAND, and P. KRUIT. *Resolution of the multiple aperture pixel by pixel enhancement of resolution electron lithography concept*. J. Vac. Sci. Technol. B, 18(1) (2000), 117 – 121
- [7] T.R. GROVES and R.A. KENDALL. *Distributed, multiple variable shaped electron beam column for high throughput maskless lithography*. J. Vac. Sci. Technol. B, 16(6) (1998), 3168 – 3173
- [8] T.H.P. CHANG, MARIAN MANKOS, KIM Y. LEE, and LARRY MURAY. *Multiple electron-beam lithography*. Microelec. Eng., 57 - 58 (2001), 117 – 135
- [9] T.H.P. CHANG, L.P. MURAY, U. STAUFER, and D.P. KERN. *A Scanning Tunneling Microscope Based Microcolumn System*. Jpn. J. Appl. Phys., 31(12B) (1992), 4232 – 4240
- [10] H.S. KIM, M.L. YU, U. STAUFER, L.P. MURRAY, , D.P. KERN, and T.H.P. CHANG. *Oxygen processed field emission tips for microcolumn applications*. J. Vac. Sci. Technol. B, 11(6) (1993), 2327 –

-
- [11] T.H.P. CHANG, M.G.R. THOMSON, M.L. YU, E. KRATSCHMER, H.S. KIM, K.Y. LEE, S.A. RISHTON, and S. ZOLGHARNAIN. *Electron beam technology – SEM to microcolumn*. Microelec. Eng., 32 (1996), 113 – 130
- [12] ULRIK BEUTTER. *Aufbau und Test einer miniaturisierten Elektronenquelle*. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Tübingen, 1996
- [13] H.S. KIM, E. KRATSCHMER, M.L. YU, M.G.R. THOMSON, and T.H.P. CHANG. *Evaluation of Zr/O/W Schottky emitters for microcolumn application*. J. Vac. Sci. Technol. B, 12(6) (1994), 3413 – 3417
- [14] H.S. KIM, M.L. YU, E. KRATSCHMER, B.W. HUSSEY, M.G.R. THOMSON, and T.H.P. CHANG. *Miniature Schottky elektron source*. J. Vac. Sci. Technol. B, 13(6) (1995), 2468 – 2472
- [15] CAMILLE STEBLER. *Miniaturisierte Elektronenstrahlschreiber für niederenergetische Nano-Lithographie: Design, Konstruktion, Experimente*. Dissertation, Universität Basel, Schweiz, 1996
- [16] L.P. MURAY, J.P. SPALLAS, C. STEBLER, K. LEE, M. MANKOS, Y. HSU, M. GMUR, and T.H.P. CHANG. *Advances in arrayed microcolumn lithography*. J. Vac. Sci. Technol. B, 18(6) (2000), 3099 – 3104
- [17] HARALD GROSS. *Arrays miniaturisierter Elektronenoptiken mittels Halbleiter- und Mikromechaniktechnologien für die parallele Elektronenstrahl-Lithographie*. Dissertation, Universität Tübingen, 1999
- [18] E. KRATSCHMER, H.S. KIM, M.G.R. THOMSON, K.Y. LEE, S.A. RISHTON, M.L. YU, S. ZOLGHARAIN, B.W. HUSSEY, and T.H.P. CHANG. *Experimental evaluation of a 20 x 20 mm footprint microcolumn*. J. Vac. Sci. Technol. B, 14(6) (1996), 2498
- [19] C. STEBLER, T. PFEFFER, U. STAUFER, and N.F. DE ROOIJ. *Microfabricated double layer octupoles for microcolumn applications*. Microelec. Eng., 46 (1999), 401 – 404
- [20] MICHEL DESPONT. *Realization of a miniaturized electron beam column for low-energy lithography application*. Dissertation, University of Neuchâtel, Schweiz, 1997
- [21] H.S. GROSS, F.E. PRINS, and D.P. KERN. *Fabrication and characterization of an array of miniaturized electrostatic multipoles*. Microelec. Eng., 41/42 (1998), 489 – 492

-
- [22] T.H.P. CHANG, D.P. KERN, and L.P. MURAY. *Microminiaturization of electron optical systems*. J. Vac. Sci. Technol. B, 8(6) (1990), 1698 – 1705
- [23] W. ZIEGLER and D. KERN. *Electron optical studies on STM-based microcolumn systems*. Proceedings of the 13th International Congress on Electron Microscopy, ICEM 13, Les Ed. de Physique, 185 - 186, 1994
- [24] C.W. LO, M.J. ROOKS, W.K. LO, M. ISAACSON, and H.G. CRAIGHEAD. *Resists and processes for 1 keV electron beam microcolumn lithography*. J. Vac. Sci. Technol. B, 13(3) (1995), 812 – 820
- [25] K.Y. LEE, Y. HSU, P. LE, Z.C.H. TAN, T.H.P. CHANG, and K. ELIAN. *1 keV resist technology for microcolumn-based electron-beam lithography*. J. Vac. Sci. Technol. B, 18(6) (2000), 3408 – 3413
- [26] T.H.P. CHANG, M.G.R. THOMSON, E. KRATSCHMER, H.S. KIM, M.L. YU, K.Y. LEE, S.A. RISHTON, B.W. HUSSEY, and S. ZOLGHARNAIN. *Electron-beam microcolumns for lithography and related applications*. J. Vac. Sci. Technol. B, 14(6) (1996), 3774 – 3781
- [27] JEONG-YOUNG PARK, JARED D. LERA, H.J. CHOI, G.H. BUH, C.J. KANG, J.H. JUNG, S.S. CHOI, D. JEON, and YOUNG KUK. *Characterization of two by two electron-beam microcolumn array aligned with field emission array*. J. Vac. Sci. Technol. B, 16(2) (1998), 826 – 828
- [28] KIMIO KANDA. *Monte Carlo Simulation (Bulk with Thin Films)*. Instrument Division, Hitachi, Ltd. Mai 1997
- [29] GUIDO MEIER. *Optimierung von Metall-Halbleiter-Metall Strukturen zur Verwendung als Elektronendetektoren in Mikrosäulen*. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Tübingen, 1996
- [30] LUDWIG REIMER. *Scanning Electron Microscopy (Second Edition)* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1998)
- [31] M. MANKOS, K.Y. LEE, L. MURAY, J. SPALLAS, Y. HSU, C. STEBLER, W. DEVORE, E. BULLOCK, and T.H.P. CHANG. *Optimization of microcolumn optics for high current applications*. J. Vac. Sci. Technol. B, 18(6) (2000), 3057 – 3060
- [32] PEDROTTI, PEDROTTI, BAUSCH, and SCHMIDT. *Optik: eine Einführung* (Prentice Hall, 1996)

-
- [33] D.M. HOLBURN, G.A.C. JONES, and H. AHMED. *A pattern recognition technique using sequences of marks for registration in electron beam lithography*. J. Vac. Sci. Technol., 19(4) (1981), 1229 – 1233
- [34] E.T. EVERHART and R.F.M. THORNLEY. *Wideband detector for micro-micro-ampere low-energy electron currents*. J. Sci. Instr., 37 (1960), 246
- [35] HARALD GROSS. *Persönliche Mitteilung*, 2001
- [36] L. REIMER and G. PFEFFERKORN. *Raster-Elektronenmikroskopie (zweite Auflage)* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1977)
- [37] G. ESCHARD and B.W. MANLEY. *Principle and characteristics of channel electron multiliars*. Acta Electronica, 14(1) (1971), 19 – 39
- [38] J.L. WIZA. *Microchannel plate detectors*. Nucl. Instr. And Meth., 162 (1979), 587 – 601
- [39] U. STAUFER, L.P. MURAY, D. KERN, and T.H.P. CHANG. *Miniaturized Electron Microscope, in: Nanosources and Manipulation of Atoms Under High Fields and Temperatures: Applications*. Editor: V.T. Binh et al.; Verlag: Kluwer Academic Publishers, Netherlands, 1993
- [40] ROBERT LUSIN. *Bau und Erprobung eines Multichanneltrons als Elektronendetektor*. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Tübingen, 1999
- [41] R. MÜLLER. *Grundlagen der Halbleiter-Elektronik, 6. Auflage* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1991)
- [42] S.M. SZE. *Semiconductor Devices, Physics and Technology* (John Wiley & Sons, New York, 1985)
- [43] S.M. SZE. *Physics of Semiconductor Devices, SECOND EDITION* (John Wiley & Sons, New York, 1981)
- [44] H.O. FUNSTEN, D.M. SUSZCZYNSKY, S.M. RITZAU, and R. KORDE. *Response of 100 % Internal Quantum Efficiency Silicon Photodiodes to 200 eV – 40 keV Electrons*. IEEE Transaction on Nuclear Science, 44(6) (1997), 2561 – 2565
- [45] G.D. MEIER, H.S. FRESSER, F.E. PRINS, and D.P. KERN. *Characterization and application of low-profile metal-semiconductor-metal detector for low energy backscattered electrons*. J. Vac. Sci. Technol. B, 14(6) (1996), 3821 – 3824

-
- [46] H.S. FRESSER, F.E. PRINS, and D.P. KERN. *Low-energy electron detection in microcolumns*. J. Vac. Sci. Technol. B, 13(6) (1995), 2553 – 2555
- [47] S. ZOLGHARNAIN, K.Y. LEE, S.A. RISHTON, D. KISKER, and T.H.P. CHANG. *Characterization of GaAs metal-semiconductor-metal low-energy electron detector*. J. Vac. Sci. Technol. B, 13(6) (1995), 2556 – 2560
- [48] WALTER ROTH, HERMAN SCHUMACHER, JÜRGEN KLUGE, H.J. GELEN, and HEINZ BENEKING. *The DSI Diode – A Fast Large-Area Optoelectronic Detector*. IEEE Trans. Electron Devices, ED - 32(6) (1985), 1034 – 1036
- [49] YU CHIN LIM and ROBERT A. MOORE. *Properties of Alternately Charged Coplanar Parallel Strips by Conformal Mappings*. IEEE Trans. Electron Devices, ED - 15 (1968), 173 – 180
- [50] S.Y. CHOU, Y. LIU, and P.B. FISHER. *Tera-hertz GaAs metal-semiconductor-metal photodetector with 25 nm finger spacing and finger width*. Appl. Phys. Lett., 62(4) (1992), 477 – 479
- [51] G.S. FRITZ, H.S. FRESSER, F.E. PRINS, and D.P. KERN. *Lateral pn-junctions as a novel electron detector for microcolumn systems*. J. Vac. Sci. Technol. B, 17(6) (1999), 2836 – 2839
- [52] G.S. FRITZ, F.E. PRINS, and D.P. KERN. *How to improve lateral pn-junction electron detectors for microcolumn systems*. Microelec. Eng., 57 - 58 (2001), 199 – 205
- [53] F.A. TRUMBORE. *Solid Solubilities of Impurity Elements in Germanium and Silicon*. Bell System Tech Journal, pp. 205 – 233
- [54] D.P. KENNEDY and R.R. O'BRIEN. *Analysis of impurity Atom Distribution Near the Diffusion Mask for a Planar p-n Junction*. IBM J.Res.Dev., 9 (1965), 179
- [55] R.B. FAIR. *in: Impurity Doping Processes in Silicon* (North Holland, New York, 1981)
- [56] WILIAM H. PRESS, SAUL A. TEUKOLSKY, WILIAM T. VETTERLING, and BRIAN P. FLANNERY. *Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing* (Cambridge, University Press, 1996)

- [57] DIETRICH WIDMAN, HERMANN MADER, and HANS FRIEDRICH. *Technologie hochintegrierter Schaltungen (2.Auflage)* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York ..., 1996)
- [58] J. DOUGLAS FAIRES and RICHARD L. BURDEN. *Numerische Methoden. Nahrungsverfahren und ihre praktische Anwendung.* (Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg Berlin Oxford, 1994)
- [59] VITALY V. ARISTOV, OLEG N. KONOCHUK, EDWARD I. RAU, and EUGENY B. YAKIMOV. *SEM investigation of semiconductors by the capacitance techniques.* Microelec. Eng., 12 (1990), 179 – 185
- [60] E.I. RAU, A.N. ZHUKOV, and E.B. YAKIMOV. *Application of surface electron beam induced voltage method for the contactless characterization of semiconductor structures.* Solid State Phenom., 63 (1998), 4 –
- [61] B. DEGEL, M. KIENLE, E. PLIES, E.I. RAU, and S. ZHU. *New possibilities of SEBIV mode in SEM.* Proceedings of EUREM 12, Brno, Czech Republic, 9.-14. July 2000, pp. 1475 – 1476
- [62] G.S. FRITZ and D.P. KERN. *Mark detection in low-energy electron-beam lithography.* J. Vac. Sci. Technol. B, 19(6) (2001), 2512 – 2515
- [63] R.H. BARKER. *Group Synchronizing of Binary Digital Systems, Communication Theory* (edited by W.D. Jackson, Academic, New York, 1953)
- [64] M.M. MKRTCHYAN and R.C. FARROW. *Modeling of electron backscattering from topographic marks.* J. Appl. Phys., 80(12) (1996), 7108 – 7117
- [65] TETSURO NAKASUGI, ATSUSHI ANDO, KAZUYOSHI SUGIHARA, YUICHIRO YAMAZAKI, MOTOSUKE MIYOSHI, and KATSUYA OKUMURA. *Alignment system using voltage contrast images for low-energy electron-beam lithography.* J. Vac. Sci. Technol. B, 19(6) (2001), 2869 – 2873
- [66] D.C. JOY and S. LUO. *An Empirical Stopping Power Relationship for Low-Energy Electrons.* Scanning, 11 (1989), 178 – 180
- [67] C.J. TUNG, J.C. ASHLEY, and R.H. RITCHIE. *Electron Inelastic Mean Free Path and Energy Losses in Solids II.* Surface Science, 81 (1979), 427 – 439

Die vorliegende Arbeit entstand am Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen unter der Leitung von Prof. Dr. D. Kern, bei dem ich mich an dieser Stelle bedanken möchte.

Mein Dank gilt außerdem allen Angestellten des Institutes, die immer hilfsbereit waren und mir tatkräftig zur Seite standen. Ohne sie wäre diese Arbeit nicht zustande gekommen.

Mein besonderer Dank gilt außerdem meinen früheren und heutigen Kollegen Günter Bertsche, Ulrik Beuter, Heiko Fresser, Harald Groß, Robert Lusin, Freek Prins, Stefan Raible, Holger Sailer, Ralf Schäfer, Michael Skender und Joachim Werner für die fruchtbaren wissenschaftlichen und persönlichen Diskussionen. Sowie allen bisher nicht genannten Professoren, Doktoranten und Diplomanten die am Gelingen dieser Arbeit beteiligt waren.

Meine Akademischen Lehrer waren die Professoren und Dozenten

An der Universität Tübingen: Baumann, Clement, Ebert, Eikemeier, Fäßler, Gaukler, Gönnewein, Hartmann, Hübner, Kaul, Kern, Lenz, Lichte, Mauder, Mertens, Müther, Nakel, Nüsslin, Schief, Schwenk, Staubert, Staudt, Strähle, Wagner, Würz, Wolff

An der University of Sussex at Brighton: Hardiman, Milne, Thomas, Venebels, Bourne

Lebenslauf

Name: Georg Stefan Fritz

Geburtsdatum: 11. Dezember 1967
Geburtsort: Kirchheim unter Teck
Anschrift: Pappelweg 3
72076 Tübingen

Ausbildung:

1974 - 1984 Alleenschule, Grund- und Hauptschule, Kirchheim unter Teck
1984 - 1986 Max-Eyth-Schule, Berufsfachschule für Elektrotechnik, Kirchheim unter Teck
1986 - 1989 Max-Eyth-Schule, Technisches Gymnasium, Kirchheim unter Teck

1989 - 1990 Wehrdienst

1990 - 1994 Physik Grund- und Hauptstudium, Universität Tübingen
1994 - 1995 Studienaufenthalt in England im Rahmen des Erasmusprogramms, University of Sussex at Brighton
1995 - 1997 Diplomprüfungen und Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen
4.1998 - 10.2002 Anfertigung der Dissertation 'Detektorkonzepte für miniaturisierte Elektronenstrahl-Lithographiegeräte' unter Anleitung von Prof. Dr. D. Kern am Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen

Beschäftigungsverhältnisse:

1995 - 1997 Mitarbeiter der Wesser Informatik GmbH
1997 - 1998 Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen
1998 - 9.2003 Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen
seit 10.2003 Angestellter bei Team Nanotec GmbH, Villingen-Schwenningen